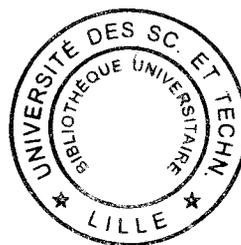


N° d'ordre : 2393

THESE



présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET
TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Electronique

par

Mohamed Rilwanoulaï BADIROU

**"SIMULATION MONTE-CARLO EN REGIMES
STATIQUE ET DYNAMIQUE DE HEMT
DE LA FILIERE InP "**

Soutenue le 9 Décembre 1998 devant la commission d'examen :

Membres du Jury :	MM	Y. CROSNIER	Président
		R. FAUQUEMBERGUE	Directeur de Thèse
		J.-L. THOBEL	Co-directeur de Thèse
		J. ZIMMERMANN	Rapporteur
		J.-C VAISSIERE	Rapporteur
		J.-C. DE JAEGER	Examinateur



*A. Sikirathe,
A mes parents,
A tout ce qui me son cher.*

Ce travail a été réalisé à l'Institut d'Electronique et de Micro-électronique du Nord (IEMN) dirigé par Monsieur le Professeur E. Constant.

Monsieur Y. CROSNIER, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, me fait l'honneur de présider la commission d'examen et je l'en remercie vivement.

Cette thèse a été réalisée sous la direction de Monsieur le Professeur R. Fauquembergue. Je tiens à lui exprimer mon profond respect et ma plus grande reconnaissance pour l'attention et la disponibilité qu'il m'a toujours témoignée.

Je remercie tout particulièrement Monsieur J.-L. Thobel, Chargé de Recherches au C.N.R.S., de la constante attention qu'il a apportée au déroulement de ce travail, pour sa disponibilité et pour ces conseils. Je tiens à lui témoigner ici mon profond respect et ma plus grande gratitude.

Je tiens à adresser de vifs remerciements à Monsieur J. Zimmermann, Directeur de Recherches au C.N.R.S., et à Monsieur J.-C Vaissière, Professeur à l'Université de Montpellier, pour avoir accepté de participer au jury de cette thèse et d'en être les rapporteurs.

Monsieur J.-C De Jaeger, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, me fait l'honneur d'apporter son jugement sur ce mémoire en tant qu'examineur. J'y suis particulièrement sensible et je lui présente mes plus sincères remerciements.

Mes profonds remerciements vont à Monsieur P. Bourel, qui a contribué directement au développement de ce travail. Je tiens à lui témoigner ici ma sympathie et ma plus profonde gratitude.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur M. Charef, Maître de Conférences, pour ces conseils et dont le soutien m'a été très précieux tout au long de ces années.

Je tiens à remercier également F. Dessenne et F. Banse, de l'équipe qui se sont montrés toujours disponibles à de nombreuses questions sur l'utilisation de logiciels.

Je voudrais témoigner ma sympathie à l'ensemble des membres et anciens membres de l'équipe dirigée par Monsieur le Professeur R. Fauquembergue qui a su établir une ambiance de travail excellente. P. Chevalier, O. Mouton, A. Sleiman, O. Schuler, P. Borowik, M. Youssef, O. M'ba, L. Baudry, et N. Ménard qui, par leur compétence respective et leur gentillesse, m'ont pleinement aidé à la réalisation de ce travail.

Je remercie également Monsieur J.-P. Dehorter qui a réalisé la reproduction et la reliure de ce mémoire.

SOMMAIRE

<u>INTRODUCTION GENERALE</u>	9
<u>CHAPITRE I:</u>	I-11
ELEMENTS NECESSAIRES A LA MODELISATION BIPOLAIRES DE TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP	
<i>I. PRESENTATION ET FONCTIONNEMENT DU COMPOSANT</i>	I-13
<i>II. GENERALITES SUR LA MODELISATION DE COMPOSANTS</i>	I-18
<i>III. RAPPELS SUR LA METHODE DE MONTE-CARLO</i>	I-22
<i>IV. MODELISATION BIDIMENSIONNELLE ET BIPOLAIRE DE COMPOSANTS A HETEROJONCTIONS</i>	I-32
<i>V. SCHEMA GENERAL DE LA SIMULATION</i>	I-45
<i>VI. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I</i>	I-47
<u>CHAPITRE II:</u>	II-53
ETUDE DU TRANSPORT DES ELECTRONS ET DES TROUS DANS LES MATERIAUX AlInAs, GaInAs ET InP EN VOLUME. INFLUENCE DE L'IONISATION PAR CHOC	
<i>I. INTRODUCTION</i>	II-55
<i>II. IONISATION PAR CHOC</i>	II-56
<i>III. ETUDE DU TRANSPORT DANS LES MATERIAUX EN VOLUME</i>	II-59
<i>IV. CONCLUSION</i>	II-84
<i>V. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II</i>	II-85
<u>CHAPITRE III:</u>	III-89
ETUDE DES PHENOMENES D'IONISATION PAR CHOC DANS LES HEMT AlInAs/GaInAs/InP ADAPTES EN MAILLE SUR InP.	
<i>I- INTRODUCTION</i>	III-91
<i>II- ETUDE DE HEMT ULTRACOURTS</i>	III-93
<i>III- ETUDE DES HEMT DE STRUCTURE LONGUE</i>	III-124
<i>IV- CONCLUSION</i>	III-137
<i>V- BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III</i>	III-138
<u>CHAPITRE IV:</u>	IV-141
ETUDE DES COMPOSANTS A EFFET DE CHAMP EN REGIME DEPENDANT DU TEMPS. APPLICATION A LA FILERE InP	
<i>I. INTRODUCTION</i>	IV-143
<i>II. PRESENTATION DES METHODES UTILISEES</i>	IV-144
<i>III. APPLICATIONS DU MODELE</i>	IV-155
<i>IV. CONCLUSION</i>	IV-187
<i>V. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV</i>	IV-188
<u>CONCLUSION GENERALE</u>	191
<u>ANNEXE</u>	193

INTRODUCTION GENERALE



Depuis au moins une décennie, les systèmes de communications occupent une place importante dans nos habitudes quotidiennes. Ces systèmes font un large usage des transistors à effet de champ pour remplir les différentes fonctions de la micro-électronique : amplification faible bruit et de puissance, logique... Dans tous ces domaines d'application du transistor, une qualité essentielle requise est la rapidité de fonctionnement. Très grossièrement, la fréquence de travail est liée à l'inverse du temps de transit. Son optimisation nécessite donc la réduction des dimensions et l'augmentation des vitesses électroniques. Cette dernière suppose un choix adéquat de la structure et des matériaux. La structure HEMT (High Electron Mobility Transistor), qui assure la séparation spatiale des impuretés et des électrons, permet de bénéficier des propriétés de transport du matériau intrinsèque. Parmi les matériaux couramment utilisés, le couple AlInAs/GaInAs, en accord de maille sur InP, est un choix des plus intéressants qui permet d'obtenir à la fois des vitesses et des densités électroniques élevées.

Un point faible existe cependant, lié à la faible valeur de bande interdite dans GaInAs, qui facilite l'ionisation par choc. Ce dernier phénomène est d'autant plus critique que les dimensions sont faibles et donc les champs élevés. Il est en général néfaste au composant : il en dégrade les performances et peut même entraîner sa destruction par claquage. Pour tirer pleinement partie des potentialités de la filière InP, il conviendra donc de choisir des structures permettant de limiter les phénomènes d'ionisation.

Notre travail concerne l'analyse des HEMT de la filière InP à l'aide de la simulation Monte-Carlo. Cette méthode particulière permet d'étudier aussi bien le fonctionnement des composants à l'échelle microscopique, que d'en évaluer les caractéristiques électriques. Les études sont généralement menées en régime statique, pour des raisons de temps calcul. Il est possible de remonter aux caractéristiques hyperfréquences à l'aide du schéma équivalent petit signal. Cette méthode est cependant à utiliser avec prudence, car sa validité est liée à celle du modèle du schéma équivalent. Celui-ci peut s'avérer inadéquat, en particulier lorsque

l'ionisation est importante. C'est pourquoi nous avons également développé un modèle de simulation Monte-Carlo en régime dépendant du temps qui ne nécessite pas d'hypothèse préalable.

Ce mémoire est divisé en quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, nous abordons les principes de fonctionnement des transistors à effet de champ. Nous présentons l'outil informatique, basé sur la méthode de Monte-Carlo, utilisé pour la simulation du transport dans les matériaux semi-conducteurs III-V massifs de type n ou p et dans les HEMT. Nous décrivons les modifications que nous avons apportées au logiciel afin de pouvoir considérer le fonctionnement en régime ionisant. Cela nécessite non seulement d'introduire l'ionisation par choc comme une interaction supplémentaire, mais aussi de prendre en compte le transport des trous générés. D'autre part, la réduction des dimensions du composant implique qu'il faut posséder un bon outil de modélisation des contacts ohmiques. Après une description de sa mise au point, nous mettons l'accent sur l'influence du modèle de contacts ohmiques.

Dans le second chapitre, nous avons étudié le transport des électrons et des trous dans les matériaux massifs GaInAs, AlInAs, et InP. Nous avons en particulier déterminé les caractéristiques de vitesse et de coefficient d'ionisation. La comparaison avec les résultats expérimentaux disponibles permet de valider notre modèle et le jeu de paramètres qu'il utilise.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude théorique des HEMT de la filière InP. Deux types de structures épitaxiales sont considérées. La première, dite "classique" a un canal composé seulement de GaInAs, tandis que dans la seconde dite "mixte", une partie du GaInAs est remplacée par de l'InP. Dans le deuxième cas, les électrons les plus chauds peuvent transférer dans l'InP, ce qui doit réduire le nombre d'ionisations. La comparaison entre ces différents types de HEMT est d'abord menée en considérant des dimensions extrêmement courtes, pour lesquels l'ionisation peut jouer un rôle prépondérant. Les conclusions tirées de cette étude sont ensuite vérifiées pour des composants plus réalistes.

Enfin dans le quatrième et dernier chapitre de ce manuscrit, nous présentons un modèle Monte-Carlo des composants en régime dépendant du temps, qui tient compte du courant de déplacement et du transport des trous. Dans un premier temps, nous l'appliquons à l'étude des phénomènes transitoires dans un HEMT de la filière InP, et nous examinons la réponse à un créneau de tension. Dans la seconde partie, nous l'appliquons à l'étude des régimes sinusoïdaux permanents "petit signal" et "grand signal", pour différentes fréquences. La détermination des éléments du schéma équivalent permet la comparaison avec les paramètres de transfert calculés à partir des caractéristiques statiques. Enfin, ce chapitre se conclut par une étude prospective de l'influence de l'ionisation en régimes "petit signal" et "grand signal".

CHAPITRE I

CHAPITRE I

ELEMENTS NECESSAIRES A LA MODELISATION BIPOLAIRES DE TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP

I. PRESENTATION ET FONCTIONNEMENT DU COMPOSANT	I-13
I.1. Principe général	I-13
I.2. Présentation du HEMT	I-14
I.3. Physique des hétérojonctions	I-16
II. GENERALITES SUR LA MODELISATION DE COMPOSANTS	I-18
II.1. POSITION DU PROBLEME	I-18
II.2. DIFFERENTS MODELES POSSIBLES	I-19
II.2.1. Modèles analytiques	I-19
II.2.2. Modèles physiques	I-19
II.3. MODELE CHOISI	I-21
III. RAPPELS SUR LA METHODE DE MONTE-CARLO	I-22
III.1. Principe de la méthode	I-22
III.1.1. Principe général	I-22
III.1.2. Discrétisation régulière du temps	I-23
III.2. Modélisation des matériaux III-V de type p ou n	I-23
III.2.1. Description du transport dans les matériaux III-V de type n	I-25
III.2.1.1. Structure de la bande de conduction	I-25
III.2.1.2. Interactions utilisées dans le modèle	I-25
III.2.2. Conditions de transport dans les matériaux III-V de type p	I-25
III.2.2.1. Structure de la bande de valence	I-25
III.2.2.2. Interactions prises en compte dans le modèle	I-26
III.3. Validité du modèle	I-26
III.4. Résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson	I-28
III.4.1. Résolution de l'équation de Poisson	I-28
III.4.1.1. Conditions aux limites	I-29
III.4.1.2. Rappels sur la méthode de la matrice de capacité	I-30
III.4.2. Organigramme de la résolution de l'équation de Poisson	I-30
IV. MODELISATION BIDIMENSIONNELLE ET BIPOLAIRE DE COMPOSANTS A HETEROJONCTIONS	I-32
IV.1. Conditions sur les surfaces libres	I-32
IV.2. Conditions de franchissement des hétérojonctions	I-32
IV.3. Contact Schottky de grille	I-35
IV.4. Contacts ohmiques de source et de drain	I-35
IV.4.1. Modélisations proposées	I-36
IV.4.1.1. Le modèle "usuel" : neutralité locale	I-36
IV.4.1.2. Les améliorations du modèle "usuel"	I-37
IV.4.2. Test des modèles	I-38
IV.4.2.1. Vérification de la loi d'Ohm	I-38
IV.4.2.2. Comparaison dans le cas d'un HEMT	I-41
IV.4.3. Conclusion	I-44
V. SCHEMA GENERAL DE LA SIMULATION	I-45
VI. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I	I-47

I. PRESENTATION ET FONCTIONNEMENT DU COMPOSANT

I.1. Principe général

Le principe de fonctionnement du M.E.S.F.E.T., tout comme celui du HEMT, est basé sur la modulation de la conductance entre deux contacts ohmiques appelés "source" et "drain", par l'action électrostatique d'une électrode de commande, la "grille". Dans le cas du M.E.S.F.E.T, apparaît une variation d'épaisseur de la "zone désertée" sous la grille. Le temps mis pour transiter sous cette zone détermine les performances fréquentielles du transistor. Plus ce temps de transit est court, plus la fréquence de travail est élevée : ceci est obtenu grâce à l'utilisation de matériaux à bonne mobilité tels que GaInAs, et par la réduction de la longueur de grille.

Actuellement, les performances des M.E.S.F.E.T atteignent leur maximum. D'une part, les meilleures techniques de lithographie ne permettent pas d'obtenir une longueur de grille inférieure à 50 nm. D'autre part, l'augmentation du dopage de la couche active présente des inconvénients, car la mobilité des porteurs se dégrade rapidement sous l'effet des interactions avec les impuretés ionisées. Pour dépasser cette limitation, on réalise une séparation spatiale entre les impuretés ionisées et les porteurs libres par l'utilisation d'une hétérojonction entre un matériau grand gap fortement dopé et un matériau à petit gap non intentionnellement dopé. Dans ce cas, il apparaît une discontinuité de la bande de conduction qui est à l'origine du transfert des électrons vers le matériau à petit gap où ils forment une couche d'accumulation à l'interface. Par rapport au M.E.S.F.E.T., les performances des HEMT sont supérieures car les charges s'accumulent dans un matériau non dopé et y circulent d'autant mieux qu'elles ne sont pas soumises aux interactions avec les impuretés ionisées.

I.2. Présentation du HEMT

La structure typique d'un transistor HEMT est présentée sur la figure I-1. Pour être spécifique, nous considérons le cas d'une structure adaptée en maille sur InP. Ce composant à hétérostructures est constitué par une succession de couche, décrite ci-dessous:

- Une couche superficielle de GaInAs très fortement dopée (appelée "Cap Layer") qui permet de réduire les résistances d'accès et d'améliorer les résistances de contacts.
- La couche dopée AlInAs, matériau à grand gap, a pour rôle de fournir les électrons libres à la structure. Son dopage peut être uniforme, ou concentré sur quelques mailles atomiques. Dans ce dernier cas, de plus en plus fréquent, on parle de dopage plan ou dopage delta. Cette couche reçoit également le contact Schottky de grille, après réalisation du fossé de grille ("*recess*") par attaque du cap layer.
- Puis, une couche d'AlInAs non intentionnellement dopée (n.i.d), appelée "spacer". Cette couche permet d'accroître la séparation spatiale entre électrons et impuretés.
- Vient ensuite le GaInAs, matériau à petit gap non intentionnellement dopé, qui permet l'accumulation des porteurs dans le gaz bidimensionnel. Cette couche de GaInAs constitue le canal du transistor dans lequel se déroulera l'essentiel de la conduction.
- Une couche tampon d'AlInAs non dopée, qui permet de confiner les électrons dans le canal et de réduire le phénomène d'injection dans le substrat.
- Enfin un substrat semi-isolant InP qui sert de support au composant.

On peut bien sûr définir de nombreuses variations à partir de ce schéma de base. Par exemple, on peut utiliser, des structures à canal mixte GaInAs/InP [1]. Comme nous le verrons, cette structure permet de réduire les effets de l'ionisation par impact, phénomène qui peut être pénalisant pour les composants courts sur InP. Le canal mixte permet d'exploiter ainsi les vitesses importantes des électrons à bas champ (V_{gs} faible) dans le GaInAs et le coefficient d'ionisation peu élevé dans l'InP à fort champ (V_{gs} élevée).

Nous étudierons en détail dans le chapitre III un transistor pour lequel l'ionisation joue un rôle déterminant.

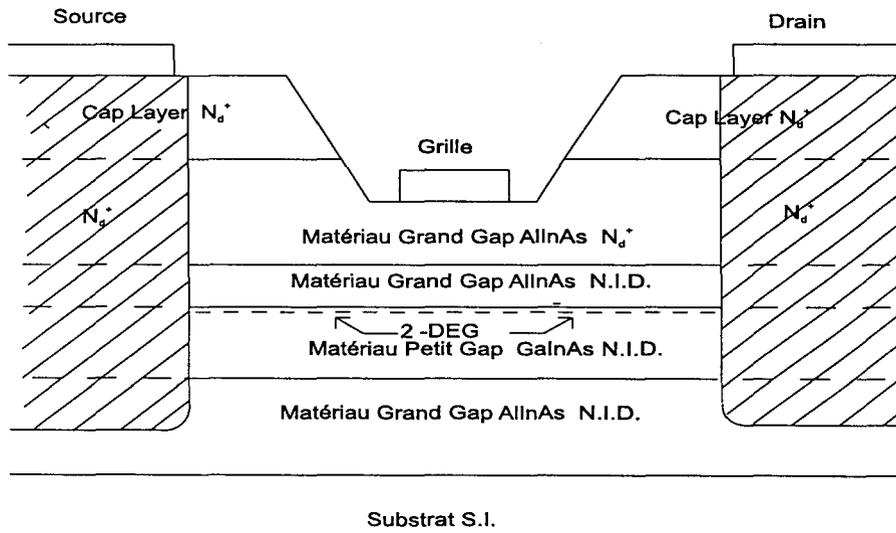


Figure I.1 : Structure de base du HEMT.

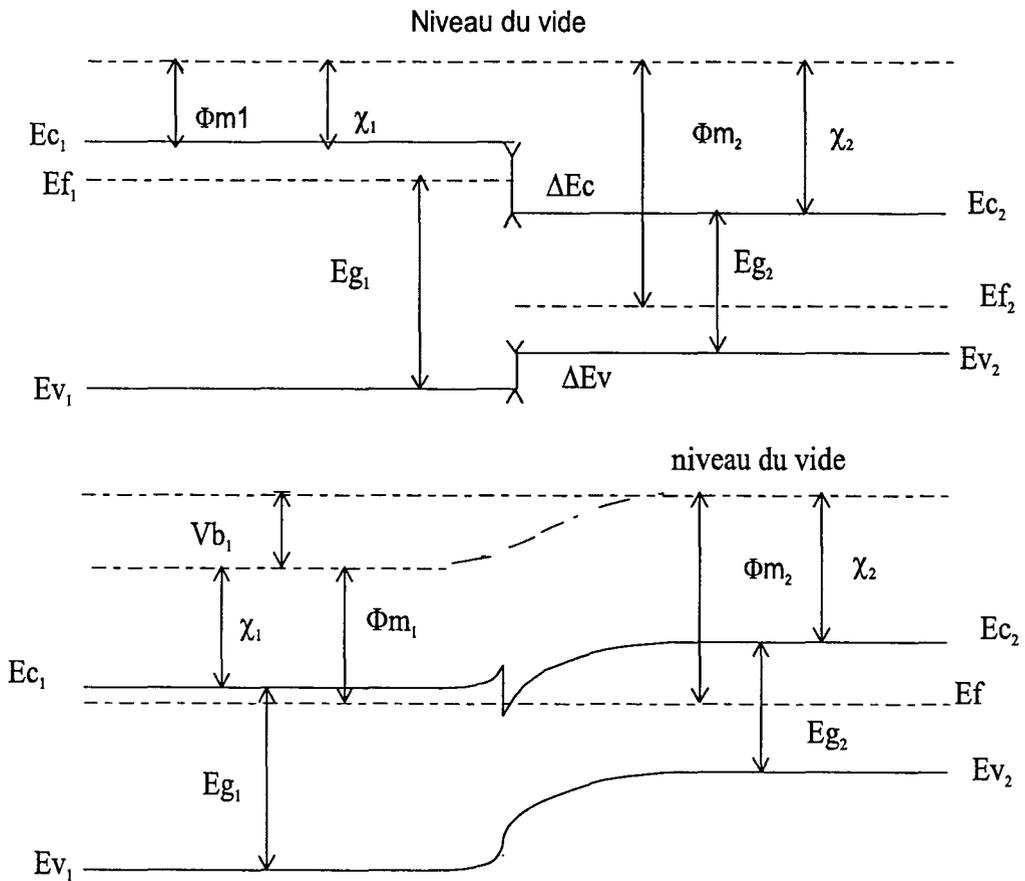


Figure I.2: Modèle d'Anderson d'une hétérojonction

I.3. Physique des hétérojonctions

Il existe plusieurs modèles théoriques définissant la structure de bande d'une hétérojonction à l'équilibre [2-4]. Le plus utilisé est celui d'Anderson [2], basé sur la condition d'alignement du niveau de Fermi des différents matériaux. Dans les cas qui nous intéressent (AlInAs/GaInAs, GaInAs/InP et InP/AlInAs), la différence de gap entre les deux matériaux, entraîne l'existence d'une discontinuité ΔE_c de la bande de conduction et la formation d'un puits de potentiel au voisinage de l'hétérojonction (figure I.2). Les électrons ont tendance à s'accumuler dans le puits constituant ainsi le canal du HEMT. Le puits de potentiel ayant une faible épaisseur (100 à 200Å), le comportement des porteurs y est quasi-bidimensionnel [5]. De façon plus précise seul le mouvement dans le plan des couches sera libre et caractérisé par un vecteur d'onde $k_{//}$ "quasi continu". Le mouvement dans la direction transverse sera, lui, caractérisé par des niveaux d'énergie discrets ε_i .

On peut donc écrire l'énergie totale d'un porteur sous la forme:

$$\varepsilon = \varepsilon_i + \varepsilon_{//,i}(\vec{k}_{//}) \quad (\text{I-1})$$

avec ε_i l'énergie du fond de la "sous bande" d'indice i

$\varepsilon_{//,i}$: la relation de dispersion décrivant ces sous bandes.

Dans le cas particulier où les sous-bandes sont paraboliques et caractérisées par la même masse effective m^* , on a:

$$\varepsilon = \varepsilon_i + \hbar^2 \frac{k_{//}^2}{2m^*} \quad (\text{I-2})$$

Les niveaux d'énergie ε_i forment une suite discrète finie correspondant aux états liés du puits. Toutefois, il existe également des états du continuum correspondant à des valeurs d'énergie supérieures à celle du "bord du puits". Le porteur qui se trouve dans l'un de ces états est alors délocalisé et son mouvement devient tridimensionnel.

L'application d'une différence de potentiel entre les contacts de source et de drain induit un champ électrique accélérateur parallèle au plan de l'interface, et entraîne un mouvement de dérive des porteurs. Le courant ainsi transporté est dû aux porteurs accumulés à l'hétérojonction, mais aussi à ceux qui sont restés dans la couche dopée. Le champ

accélérateur variant très rapidement, les effets de dynamique non stationnaire peuvent devenir très importants. Les porteurs échauffés en sortie de grille sous l'action du champ peuvent passer d'un état lié à un état du continuum, où leur mouvement redevient tridimensionnel. Si leur énergie est suffisante pour franchir la barrière de potentiel ΔE_c , ils peuvent alors transférer dans les barrières. Ce phénomène de "transfert dans l'espace réel" [6], qui entraîne une conduction parasite de type M.E.S.F.E.T., est maintenant moins crucial avec un dopage delta [7, 8].

Si le champ électrique est très élevé, il peut également y avoir des phénomènes d'ionisation par choc, en particulier dans le canal GaInAs, ce matériau ayant une bande interdite étroite. Il y a alors création de paires électrons trous, ce qui peut influencer fortement le comportement du composant, entre autres en induisant un courant de trous à la grille.

Le fonctionnement du HEMT GaInAs/AlInAs peut donc mettre en jeu une série de phénomènes complexes qui dépendent d'un nombre important de paramètres technologiques. C'est pourquoi il est nécessaire de posséder un outil de modélisation permettant de mieux appréhender le fonctionnement du composant, et d'en optimiser la structure, en vue d'obtenir les meilleures performances.

II. GENERALITES SUR LA MODELISATION DE COMPOSANTS

Ce paragraphe a pour but de décrire le problème que nous aurons à résoudre dans le cas général pour la modélisation d'un composant, en particulier d'un composant à hétérojonction.

II.1. POSITION DU PROBLEME

Dans le cas général, la simulation d'un composant nécessite la résolution simultanée de l'équation de transport de Boltzmann (E.T.B) et de l'équation de Poisson. Dans le cas particulier des composants à hétérojonctions, la bande de conduction et la bande de valence, se décomposent en sous bandes, dont la structure dépend du potentiel dans le semi-conducteur, donc de la répartition des charges. Il est alors nécessaire de résoudre l'équation de Schrödinger couplée avec les équations de Boltzmann et Poisson.

L'équation de Boltzmann décrit l'évolution de la fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{k}, t)$

$$\frac{df(\vec{r}, \vec{k}, t)}{dt} = \left[\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{k}, t)}{\partial t} \right]_{\text{collisions}} \quad (\text{I-3})$$

Le second membre traduit toutes les interactions que peuvent subir les porteurs. Cette équation, puisqu'elle fait intervenir simultanément la position \vec{r} et le vecteur d'onde \vec{k} , ignore la relation d'incertitude et n'est donc valide que dans le cadre quasi-classique. Elle peut être résolue soit par une méthode itérative [9], soit par la méthode de Monte Carlo [10]. Pour cela, il est nécessaire de connaître toutes les caractéristiques du matériau et particulièrement sa structure de bande.

L'équation de Poisson relie le potentiel électrostatique V à la densité volumique de charges ρ par:

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (\text{I-4})$$

où ϵ est la permittivité du milieu.

L'équation de Schrödinger indépendante du temps s'écrit:

$$-\frac{(\hbar)^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \varphi_i(z)}{\partial z^2} + qV(z)\varphi_i(z) = \varepsilon_i \varphi_i(z) \quad (\text{I-5})$$

où $\varphi_i(z)$ est la fonction d'onde de la sous bande i , ε_i est l'énergie de la sous bande i , $V(z)$ est le potentiel selon la direction z perpendiculaire aux couches.

Ce système est très difficile à résoudre de façon rigoureuse. Néanmoins des solutions pour des cas simples peuvent être obtenues. Nous allons maintenant passer en revue les différentes méthodes de modélisation du composant.

II.2. DIFFERENTS MODELES POSSIBLES

Etant donnée la complexité des phénomènes physiques intervenant dans le comportement des composants à effet de champ de nombreux modèles ont été élaborés visant chacun des objectifs différents. Ces modèles peuvent être classés en différentes catégories:

II.2.1. Modèles analytiques

Les modèles analytiques permettent d'obtenir les paramètres de sortie du composant (éléments du schéma équivalent). Les différents effets sont décrits de façon phénoménologique en faisant appel à un certain nombre de paramètres ajustables. Ces méthodes ne nécessitant que peu de temps calcul, elles peuvent être utilisées pour l'optimisation rapide de composants. Cependant, de tels modèles ne permettent pas une approche fine du fonctionnement interne du composant.

II.2.2. Modèles physiques

Les modèles " physiques " doivent être plus complets et décrire plus exactement les phénomènes électroniques. Ils sont basés sur la résolution des équations du paragraphe II.1. Ces modèles sont classés selon deux catégories.

Les modèles quasi bidimensionnels sont basés sur la résolution des équations de Poisson et de Boltzmann suivant une direction parallèle à l'interface. L'équation de transport est le plus souvent écrite dans l'approximation des temps de relaxation. La quantification du gaz électronique peut être introduite dans les lois de contrôle de charge, déduites de

résolutions autocohérentes [11] des équations de Poisson et Schrödinger selon la direction perpendiculaire aux interfaces. Les effets purement bidimensionnels peuvent être introduits de façon phénoménologique, c'est pourquoi l'on parle souvent de modèles "quasi bidimensionnels". Ces modèles présentent l'avantage d'être rapides d'exécution et sont donc précieux pour l'étude des composants [12].

Les modèles bidimensionnels sont basés sur la résolution couplée de l'équation de Poisson à deux dimensions et selon les cas, des équations de transport de type hydrodynamique, ou d'une description particulière de type Monte-Carlo

Les modèles hydrodynamiques utilisent la résolution bidimensionnelle des équations de conservation du nombre de particules, du moment et de l'énergie totale. Initialement développés pour les M.E.S.F.E.T., ils sont également applicables, après adaptation, à la simulation de HEMT [13-19].

Les modèles particuliers de type Monte-Carlo, mis au point par Hockney et Warriner, [20,21] et repris dans de nombreux travaux [22-26], ont pour principe de suivre l'histoire d'une population électronique dans l'espace réciproque et dans l'espace réel. Cette approche, tenant compte des différentes interactions avec leurs probabilités respectives, est très rigoureuse, car elle constitue une solution exacte de l'équation de transport de Boltzmann. La quantification peut y être introduite [27-29], mais la complexité des calculs des probabilités d'interactions entraîne des surcoûts en calcul très importants. Ceci n'est pas insurmontable vu les progrès informatiques, mais il faut être conscient des obstacles fondamentaux. Si l'on admet que l'équation de Schrödinger reste quasi 1D, c'est à dire peut être résolue à 1D pour chaque abscisse x , les niveaux liés (sous bandes) dépendent de x . Cela pourrait se traiter par le formalisme du champ interne. Mais le nombre même des niveaux liés pourra varier selon x , le puits pouvant même disparaître (en sortie de grille). Le couplage entre les états liés et les états du continuum pose des problèmes délicats.

II.3. MODELE CHOISI

Le but de notre travail est de mettre en oeuvre un modèle qui puisse nous fournir à la fois les grandeurs microscopiques et les grandeurs macroscopiques caractérisant les HEMTs de la filière InP, notre choix s'est porté sur un modèle particulière du type Monte-Carlo.

Dans notre laboratoire, nous disposons d'un modèle Monte-Carlo bidimensionnel «classique» qui a largement fait ses preuves pour l'étude du M.E.S.F.E.T et du HEMT.

L'introduction des effets quantiques dans ce type de modèle n'est pas chose simple. Cependant diverses études, tant théoriques [30] qu'expérimentales [31], ont montré qu'à température ambiante, le transport électronique (vitesse, mobilité) dans un gaz, bidimensionnel est sensiblement identique à celui du matériau en volume, nous avons donc choisi pour notre modèle, de négliger la quantification qui, comme nous l'avons signalé plus haut, entraîne un surcoût calcul important. Toutefois, nous devons toujours veiller à ce que la validité du modèle soit assurée, c'est à dire que le composant soit dominé par une dynamique de porteurs chauds, à une température de fonctionnement pas trop basse.

III. RAPPELS SUR LA METHODE DE MONTE-CARLO

Ainsi que nous l'avons vu dans le paragraphe II.1, la modélisation d'un composant nécessite la résolution auto-cohérente de l'équation de transport de Boltzmann et de l'équation de Poisson. Au cours des prochains paragraphes, nous décrirons les points essentiels nécessaires à la résolution de ces deux équations qui sont, la méthode de Monte-Carlo pour l'équation de transport, et la méthode d'Hockney pour l'équation de Poisson à deux dimensions. Enfin, nous abordons l'aspect composant en examinant les différentes conditions aux limites, tant électriques que géométriques.

III.1. Principe de la méthode

III.1.1. Principe général

La méthode de Monte-Carlo, appliquée à l'étude des phénomènes de transport dans les semiconducteurs consiste à suivre simultanément au cours du temps l'évolution dans l'espace réel et dans l'espace réciproque d'un ensemble de porteurs, supposé représenter la population réelle dans le composant. Le mouvement d'un porteur est décrit par une suite de vols libres, interrompus par des interactions supposées instantanées, qui ont pour effet de modifier le vecteur d'onde et éventuellement l'énergie du porteur.

Pendant les phases de vols libres, le porteur est uniquement soumis au champ local, généralement le champ électrique \vec{E} , et son évolution est parfaitement déterministe. La variation du vecteur d'onde est décrite par la relation suivante :

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = -\frac{q\vec{E}}{\hbar} \quad (\text{I.6})$$

La vitesse se déduit de la structure de bande $\varepsilon(\vec{k})$ par :

$$\vec{v} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \varepsilon(\vec{k})}{\partial \vec{k}} \quad (\text{I.7})$$

$\hbar = 1.05510^{-34}$ J.s la constante de Planck réduite.

La position est connue à chaque instant par simple intégration de la vitesse.

$$\vec{r} = \int_0^t \vec{v}(t') dt' + \vec{r}_0 \quad (I.8)$$

Les interactions sont des phénomènes aléatoires décrits par des lois de probabilité $S_i(\vec{k}, \vec{k}')$. Par définition $S_i(\vec{k}, \vec{k}')$ est la densité de probabilité de transition d'un état \vec{k} à un état \vec{k}' par le mécanisme d'interaction indicé i . Une procédure de tirage aléatoire permet de connaître la nature de l'interaction et son effet.

III.1.2. Discrétisation régulière du temps

Pour mettre en oeuvre la méthode de Monte-Carlo, nous utilisons une discrétisation régulière dans le temps, par pas de durée dt . A chaque pas de simulation, nous étudions l'évolution de l'ensemble des porteurs simulés. Ainsi, nous faisons subir à chacun un vol libre de durée dt , sous l'effet du champ électrique local. A l'issue de ce vol libre, un tirage aléatoire nous permet de savoir si le porteur doit subir une interaction ou non. Si c'est le cas, un second tirage au sort détermine son nouveau vecteur d'onde. Ainsi, à l'issue de chaque pas de temps, nous sommes en mesure de connaître l'état et la position de tous les porteurs et de calculer, par résolution de l'équation de Poisson, le champ électrique local en tout point de la structure, champ qui sera appliqué au pas de temps suivant.

Cependant, il convient de signaler que la validité de cette méthode n'est assurée que lorsque le pas de temps dt est suffisamment petit devant le temps de libre parcours moyen. C'est pourquoi une procédure automatique se charge de corriger le pas dt , si cela s'avère nécessaire.

III.2. Modélisation des matériaux III-V de type p ou n

La mise en oeuvre de la méthode de Monte-Carlo nécessite la connaissance des nombreux paramètres matériaux, qui permettent de décrire la structure de bande $\varepsilon(\vec{k})$ et les densités de probabilité $S_i(\vec{k}, \vec{k}')$. Il est bien entendu souhaitable d'obtenir ces paramètres avec la meilleure précision possible. Cependant dans la pratique, nous serons amenés, soit par manque de données, soit par souci de simplicité, à utiliser une forme idéalisée de la structure de bande et à négliger ou simplifier certains mécanismes d'interaction.

Dans notre cas, nous devons définir les paramètres concernant les électrons et les trous. En effet, même si nous considérons des composants unipolaires, le phénomène d'ionisation par choc induira la création des deux types de porteurs.

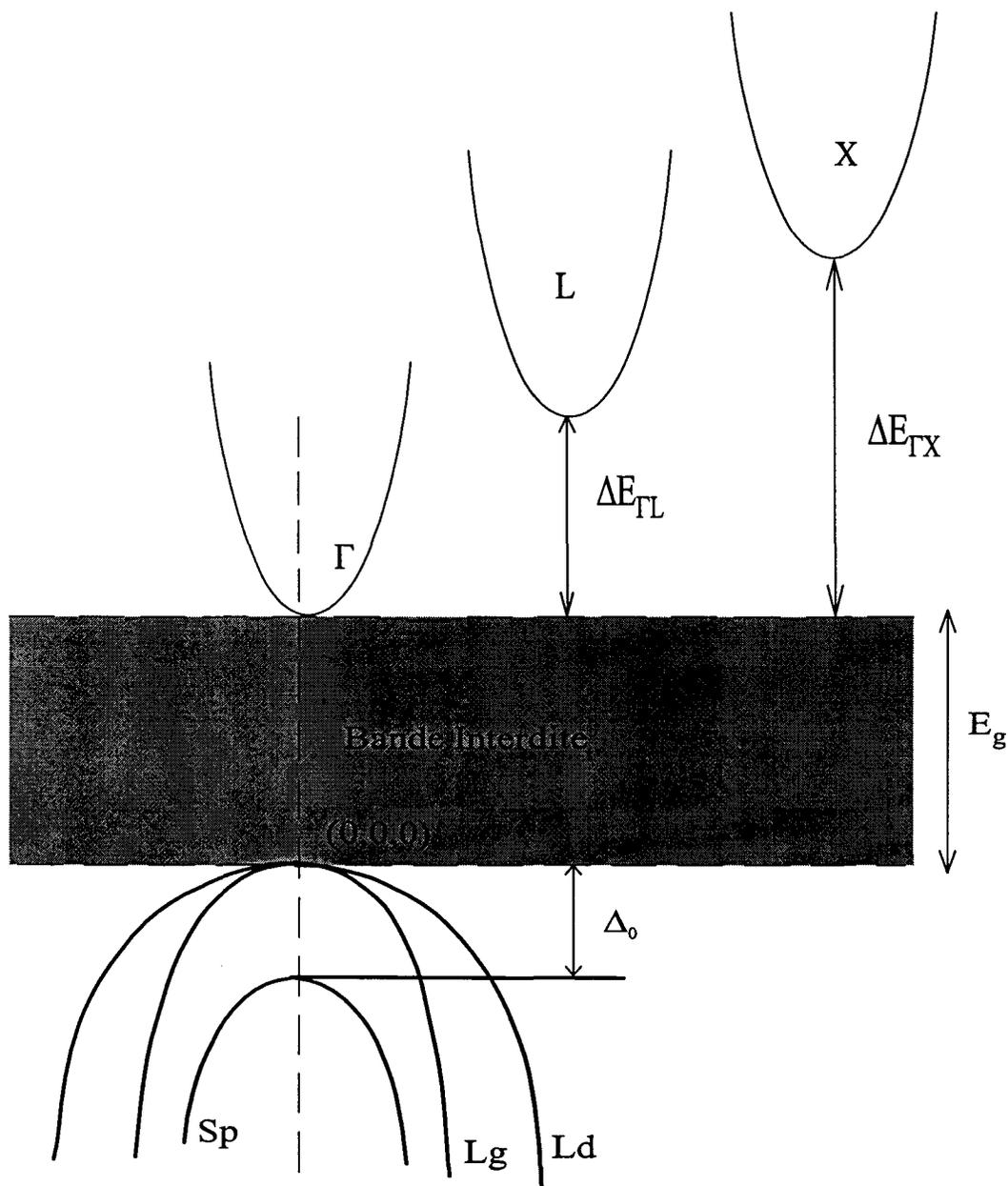


Figure I.3: Structure de bande de conduction et de valence utilisée pour les matériaux III-V

III.2.1. Description du transport dans les matériaux III-V de type n

III.2.1.1. Structure de la bande de conduction

La structure de bande complète est complexe et ne peut être déterminée que de façon numérique. Pour faciliter les calculs, nous considérons un modèle simple de structure de bande, défini par Littlejohn [32]. Il fait intervenir trois vallées non paraboliques. Nous avons représenté sa structure sur la figure I.3.

La relation liant le vecteur d'onde et l'énergie cinétique, référencée par rapport au fond de la vallée considérée, est la suivante :

$$\varepsilon(1 + \alpha_i \varepsilon) = \frac{\hbar^2 |\vec{k}|^2}{2m_i^*} \quad (I.9)$$

où α_i est un coefficient qui reflète la non parabolicité de la vallée où se trouve l'électron, m_i^* sa masse effective en fond de vallée.

III.2.1.2. Interactions utilisées dans le modèle

Le modèle prend en compte les interactions sur phonons (optique polaire, acoustique, piézoélectrique, intervallées, optique non polaire), sur impuretés ionisées, l'interaction d'alliage dans le cas des matériaux composés et l'ionisation par choc.

Les expressions des probabilités de ces différentes interactions, ainsi que leur mise en oeuvre est décrite en détail dans la thèse d'A. Kaszynski [33] et dans la thèse de J.L. Thobel [26] pour l'interaction d'alliage. En revanche, il nous faut définir la prise en compte de phénomène d'ionisation par choc dans la méthode de Monte-Carlo. Ceci fera l'objet d'une étude dans le Chapitre II.

III.2.2. Conditions de transport dans les matériaux III-V de type p

III.2.2.1. Structure de la bande de valence

Le modèle de la bande de valence utilisé est celui de F.H Pollak [34,35] et J.D Wiley [36] repris par M. Pernisek [23] pour le GaAs, qui fait intervenir trois bandes isotropes non paraboliques. Nous avons représenté sa structure sur la figure (I.3). Elle est constituée par :

deux bandes dégénérées centrées en Γ relatives aux trous lourds (Ld) et aux trous légers (Lg) ;

la bande de Split-off Sp, liée à l'interaction spin-orbite, centrée en Γ mais décalée en énergie de Δ_0 par rapport au maximum absolu de la bande de valence.

La relation liant le vecteur d'onde et l'énergie cinétique est du même type que pour les électrons.

$$\varepsilon(1 + \alpha_i \varepsilon) = \frac{\hbar^2 |\vec{k}|^2}{2m_i^*} \quad (\text{I.10})$$

où i est ici relatif à la bande considérée.

III.2.2.2. Interactions prises en compte dans le modèle

Les interactions prises en compte dans le modèle sont les suivantes : phonons (optique polaire intra-bande et inter-bande, optique non polaire intra-bande et inter-bande, acoustique intra-bande et inter-bande), et impuretés ionisées.

Les expressions des probabilités $S_i(\vec{k}, \vec{k}')$ sont données par H. Brooks [37] pour l'interaction sur impuretés ionisées, et par M. Costato [38,39,40] pour les autres types d'interaction. La mise en oeuvre a été décrite en détail dans la thèse de M. Pernisek [23]

III.3. Validité du modèle

Le modèle ainsi construit est suffisant pour décrire la dynamique des électrons et des trous des matériaux III-V dans la plupart des cas pratiques. Cependant il est important de préciser les approximations qu'il comporte.

- Pour les énergies élevées, le modèle de structure de bande diffère de la réalité. La bande de conduction (respectivement la bande de valence) présente des maximums (respectivement minimums) absolus dont nous ne tenons pas compte. Ceci limite la validité des simulations pour les champs très forts. Dans notre laboratoire, une étude tenant compte des maximums absolus a été effectuée par O. Mouton [41], mais son application à un composant reste difficile.

- Certaines interactions pour les électrons et les trous sont traitées dans un cadre approximatif. Les interactions acoustiques, piézoélectriques, sont considérées élastiques car

l'énergie du phonon échangé est faible par rapport à celle du phonon optique [42]. A faible champ et à basse température, ces approximations peuvent fausser les résultats, dans la mesure où les échanges énergétiques avec le réseau cristallin ne sont pas correctement décrits. Par contre à fort champ, ou à température ambiante, l'erreur introduite est négligeable.

- L'interaction sur impuretés est, elle aussi, traitée de façon approximative dans le cadre du modèle de H. Brooks [37]

- Le fait de supposer que tous les donneurs soient ionisés, nous conduit à négliger l'interaction sur impuretés neutres.

D'autres approximations, faites implicitement peuvent être prises en défaut dans des conditions "extrêmes" :

Les interactions sur phonons sont non écrantées,

la population des phonons est en équilibre thermique à la température du réseau,

le principe de Pauli est négligé. C'est sans doute l'approximation la plus gênante.

- L'interaction porteurs-porteurs qui nécessite la connaissance de la fonction de distribution $f(k)$ [43] est également négligée. Cependant, des études concernant le GaAs [44] ont montré que seule la forme de la fonction de distribution est affectée par cette interaction et non la vitesse moyenne.

L'interaction d'alliage est négligée pour les trous, mais cela n'est pas lié à une difficulté technique, mais à l'absence de données disponibles dans la littérature. Nous avons remarqué que les calculs faits en ignorant cette interaction, c'est-à-dire en annulant le potentiel correspondant, s'accordaient bien avec les rares données expérimentales disponibles.

L'ionisation par choc n'est pas prise en compte pour les trous, mais cette approximation n'est pas sévère puisque le but de l'étude est la modélisation des HEMT dopés n où les trous sont minoritaires.

Bien que certaines approximations soient assez restrictives, tel qu'il est, le modèle permet de décrire le transport des trous et des électrons dans une grande majorité des cas pratiques.

III.4. Résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson

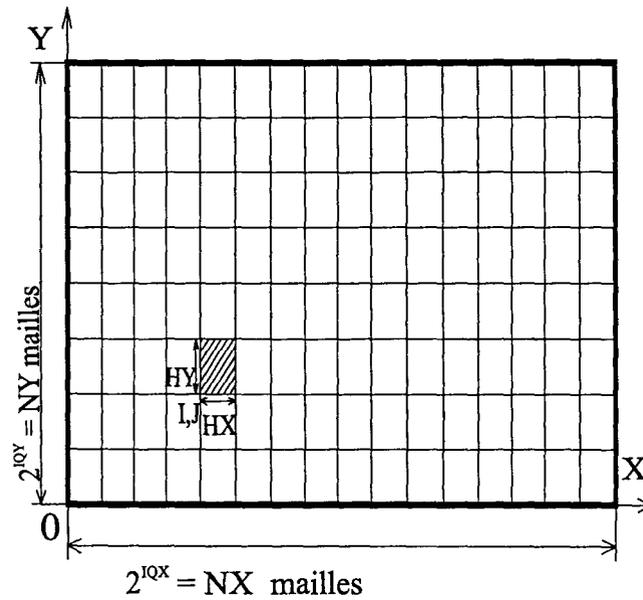


Figure I.4: *Discrétisation spatiale de la structure.*

Après avoir décrit le modèle régissant la dynamique des électrons et des trous dans les matériaux, il est nécessaire, afin de simuler le composant d'y ajouter la résolution de l'équation de Poisson. La réduction submicronique des dimensions des composants, implique l'importance accrue des effets de bord au niveau de la grille, et une injection en profondeur des porteurs vers le substrat. Ce phénomène de nature purement bidimensionnelle, nécessite la résolution à deux dimensions de l'équation de Poisson. Cela nous permet de connaître en chaque point du composant, le champ électrique que subissent les porteurs, et de calculer la densité de charges ainsi que les densités de courant dans le composant.

III.4.1. Résolution de l'équation de Poisson

La méthode de résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson que nous avons choisie, a été élaborée par R.W. Hockney [45] puis reprise par M. Pernisek[23]. Elle est basée sur l'algorithme F.A.C.R. (Fourier Analysis and Cyclic Reduction) et effectue une résolution rapide et exacte de l'équation de Poisson discrétisée aux différences finies, sur un domaine rectangulaire. L'utilisation d'une transformée de Fourier rapide entraîne une restriction sur le nombre de mailles élémentaires, $N_x \cdot N_y$, représenté sur la figure I.4, car N_x et N_y sont des puissances de 2.

III.4.1.1. Conditions aux limites

La procédure F.A.C.R en elle même ne permet de considérer que des conditions aux limites "homogènes", c'est à dire imposées sur l'ensemble des côtés // à ox et à oy. Ces conditions peuvent être de trois types:

- Conditions de Dirichlet : le potentiel est imposé,
- Conditions de Neumann : le champ électrique normal à la surface considérée est nul,
- Conditions périodiques : le potentiel suivant ox(resp. oy) est périodique, de période égale à la dimension du rectangle suivant ox (resp. oy).

Il est à noter que, si nous imposons un type de condition sur un côté, il faut alors considérer la même condition sur le côté opposé. De plus la permittivité doit également être uniforme.

La résolution de l'équation de Poisson dans le cas des conditions aux limites homogènes et pour un milieu de permittivité uniforme, fait appel à une procédure informatique dénommée POT1 [46]. Or un composant comporte des électrodes, des géométries diverses, portées à des potentiels fixes, et peut être constitués de plusieurs milieux de permittivités différentes : ceci se traduit par des conditions aux limites que nous appellerons "non homogènes", qui peuvent être traitées à l'aide de la technique des matrices de capacité, développées par R.W. Hockney [45] puis reprise par M. Pernisek [23] et dont nous allons rappeler le principe

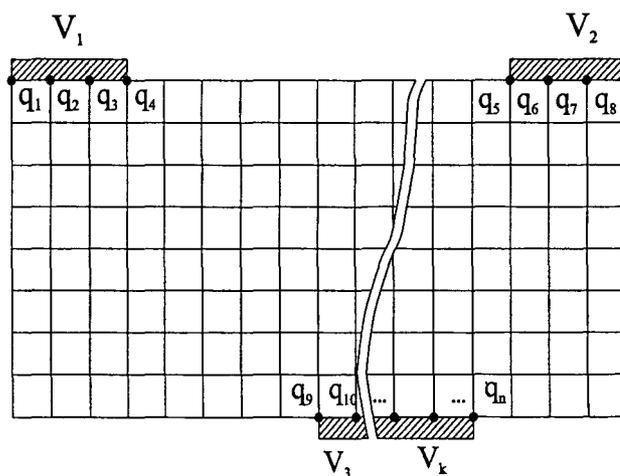


Figure I.5 : Définition des grandeurs pour des conditions aux limites non homogènes.

$$\vec{q} = [q_i] \quad i = 1, n \quad \text{et} \quad \vec{V} = [V_j], \quad j = 1, k.$$

III.4.1.2. Rappels sur la méthode de la matrice de capacité

Le potentiel dans la structure est créé par l'ensemble des charges qui y sont réparties, parmi lesquelles il faut compter non seulement les charges volumiques que sont les porteurs et les impuretés, mais aussi celles qui apparaissent à la surface des électrodes métalliques et des interfaces diélectriques.

Supposons que les électrodes soient discrétisées en n points, auxquels l'on pourra assigner une charge et un potentiel (figure I.5). Notons \vec{q} et \vec{V} les vecteurs dont les composantes sont respectivement la charge et le potentiel sur les " n points d'électrodes". On calcule une fois pour toute une matrice C_B qui relie la charge et le potentiel aux " n points d'électrodes" (électrode ou interface diélectrique). L'équation de Poisson est résolue en deux étapes, chacune demande une exécution de la routine élémentaire (POT1). La première ne tient compte que des charges volumiques, et correspond aux conditions limites homogènes, généralement les conditions de Neumann. Le potentiel obtenu sur les points de contrôle ($\vec{V}_i, i=1, n$) diffère alors du potentiel imposé ($\vec{V}_{0,i}, i=1, n$). En utilisant le principe de superposition la matrice de capacité permet de déterminer les charges induites sur les électrodes:

$$\Delta \vec{q} = C_B (\vec{V}_i - \vec{V}_{0,i}) \quad (I.11)$$

Une nouvelle résolution de l'équation de Poisson est alors effectuée, en tenant compte de l'ensemble des charges, libres et induites, et fournit cette fois le potentiel exact dans l'ensemble de la structure.

Les interfaces diélectriques entre des milieux de permittivité différentes se traitent de façon similaire. L'ensemble des calculs est détaillé dans les thèses de doctorat de P. Bourel [47] et M. Pernisek[48].

III.4.2. Organigramme de la résolution de l'équation de Poisson

La figure I.6 représente l'organigramme général de la procédure de calcul de l'équation de Poisson.

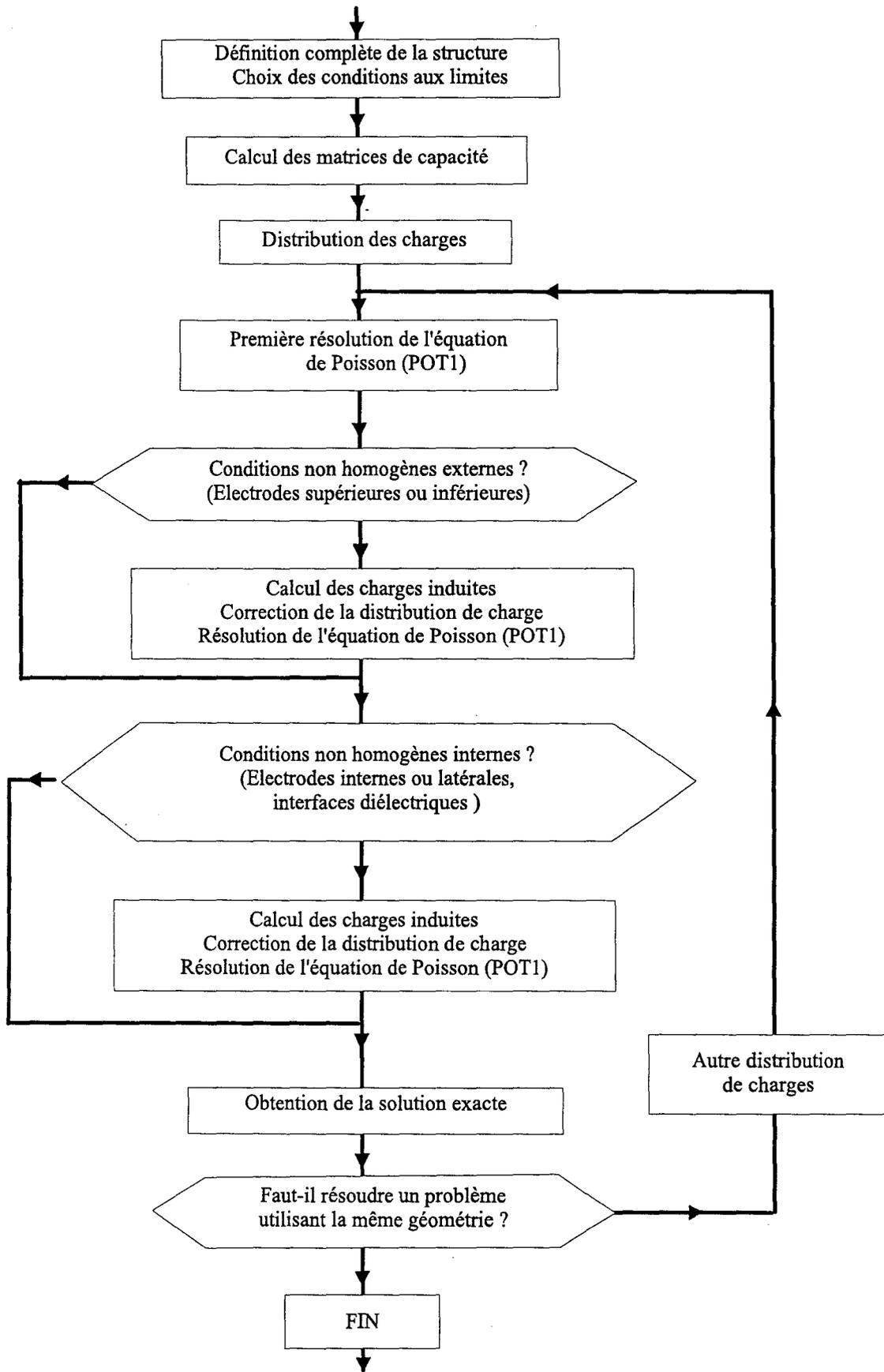


Figure I.6 : Organigramme de la résolution de l'équation de Poisson.

IV. MODELISATION BIDIMENSIONNELLE ET BIPOLAIRE DE COMPOSANTS A HETEROJONCTIONS

La modélisation bidimensionnelle de composants nécessite de compléter la description de la dynamique des porteurs (électrons et trous) au sein de la structure. Pour cela nous devons préciser l'effet des conditions aux limites géométriques, c'est à dire les conditions sur les surfaces libres, le franchissement des hétérojonctions par les porteurs, et la description des contacts Schottky et contacts ohmiques. Disposant de tous ces éléments, nous pourrions conclure ce chapitre en présentant l'organigramme général de la simulation.

IV.1. Conditions sur les surfaces libres

La collision des porteurs avec une surface libre est traitée comme une interaction supplémentaire n'intervenant qu'au voisinage de cette surface. Les porteurs subissent une collision spéculaire, considérée élastique, avec la surface. En d'autres termes, ils sont réfléchis avec un angle de réflexion égal à l'angle d'incidence. Nous appliquons la réflexion spéculaire dans tous les cas de collision avec une interface (limites géométriques, hétérojonction).

IV.2. Conditions de franchissement des hétérojonctions

Dans notre modèle, l'hétérojonction est décrite par une barrière de potentiel ΔE_C pour les électrons et ΔE_V pour les trous, dont le franchissement se traduit par une conversion énergie cinétique/énergie potentielle. Cette barrière agit sur le mouvement des porteurs selon les lois de la mécanique classique.

Les équations à respecter, pour le franchissement d'un porteur d'un matériau 1 vers un matériau 2, sont la conservation de l'énergie totale et de la quantité de mouvement parallèle.

$$\varepsilon_{1p} + \varepsilon_{1c} = \varepsilon_{2p} + \varepsilon_{2c} \quad (\text{I.12})$$

$$k_{1//} = k_{2//} \quad (\text{I.13})$$

où $\varepsilon_{1p}, \varepsilon_{2p}$ désignent l'énergie potentielle, $\varepsilon_{1c}, \varepsilon_{2c}$ l'énergie cinétique, $k_{1//}, k_{2//}$ la composante parallèle à l'interface du vecteur d'onde, respectivement dans les matériaux 1 et 2.

Les matériaux utilisés ici sont du type III-V à bande de conduction 3 vallées (Γ, L, X). Nous supposons des relations de dispersion sphériques, non paraboliques. Nous admettons

que le passage d'un matériau à un autre ne s'accompagne pas d'un changement de vallée pour les électrons.

Nous avons représenté sur les figures I.7 la barrière de potentiel effective des électrons et sur la figure I.8 celle des trous.

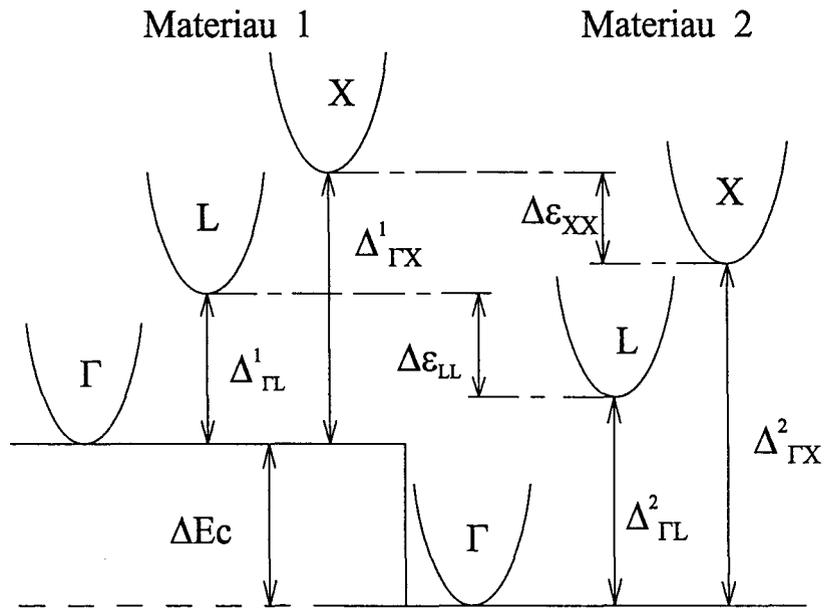


Figure I.7 Barrière de potentiel effective entre deux matériaux III-V multivallées

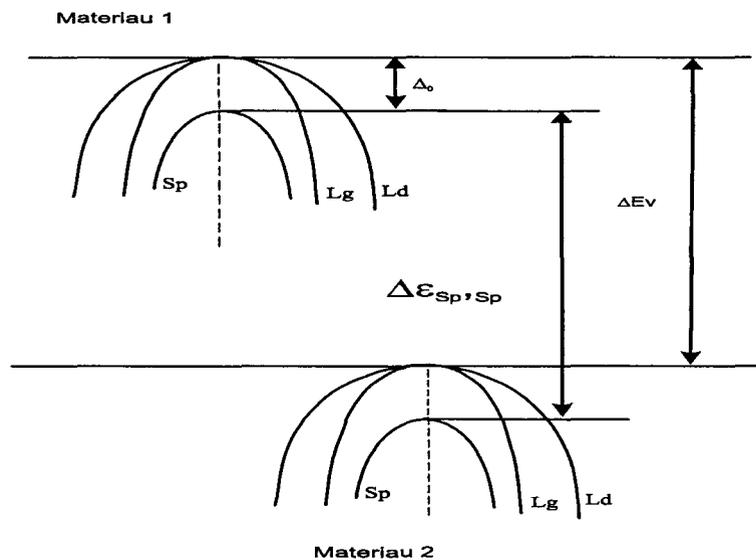


Figure I.8 Barrière de potentiel effective entre deux matériaux III-V multibandes

Les matériaux étudiés étant à gap direct, $\Delta E_c = \Delta \varepsilon_{\Gamma\Gamma}$.

Nous ne présentons les calculs que pour les électrons, mais le traitement est identique pour les trous. Pour ces derniers, il suffira de remplacer les vallées ($i = \Gamma, L, X$) par les bandes ($i = Ld, Lg, Sp$) et la discontinuité de bande de conduction par celle de bande de valence.

L'énergie échangée lors du franchissement de l'hétérojonction dépend de la vallée des électrons, et s'écrit:

$$\Delta_E = \Delta E_c + \Delta \varepsilon_{\Gamma,i}^1 - \Delta \varepsilon_{\Gamma,i}^2 \text{ avec } i = \Gamma, L, X \quad (\text{I.14})$$

où $\Delta \varepsilon_{\Gamma,i}^k$ représente l'espacement énergétique entre la vallée Γ et la vallée i pour un matériau indicé k .

Selon les matériaux utilisés et les vallées considérées, $\Delta = \Delta_E$ peut prendre une valeur positive ou négative.

Pour une vallée donnée, les structures de bandes des deux matériaux s'écrivent :

$$\varepsilon_1(1 + \alpha_1 \varepsilon_1) = \frac{\hbar^2}{2m_1^*} (k_{1//}^2 + k_{1\perp}^2) \quad (\text{I.15})$$

$$\varepsilon_2(1 + \alpha_2 \varepsilon_2) = \frac{\hbar^2}{2m_2^*} (k_{2//}^2 + k_{2\perp}^2) \quad (\text{I.16})$$

où $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ désignent les énergies, α_1, α_2 les coefficients de non parabolicité, m_1^*, m_2^* les masses et $k_{1//}, k_{1\perp}, k_{2//}, k_{2\perp}$ les vecteurs d'onde parallèles et perpendiculaires des électrons dans les deux types de matériaux.

Si un électron passe d'un matériau 1 à un matériau 2, il faut vérifier les conditions suivantes:

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_1 + \Delta \quad (\text{I.17})$$

$$k_{2//} = k_{1//} \quad (\text{I.18})$$

La différence d'énergie se reporte sur la composante transverse du vecteur d'onde, et il vient:

$$k^2_{2\perp} = \varepsilon_2 (1 + \alpha_2 \varepsilon_2) \frac{2m^*_2}{\hbar^2} - k^2_{1//} \quad (I.19)$$

soit finalement :

$$k^2_{2\perp} = \frac{2m^*_2}{\hbar^2} \left[\varepsilon_1 (1 + \alpha_2 \varepsilon_1) + \Delta (1 + \alpha_2 \varepsilon_1 + \alpha_2 \Delta) \right] - k^2_{1//} \quad (I.20)$$

le franchissement ne sera donc possible que si :

$$k^2_{1//} \leq \frac{2m^*_2}{\hbar^2} \left[\varepsilon_1 (1 + \alpha_2 \varepsilon_1) + \Delta (1 + \alpha_2 \varepsilon_1 + \alpha_2 \Delta) \right] \quad (I.21)$$

Dans le cas où la condition ci-dessus n'est pas vérifiée, l'électron subit une collision avec l'interface, et nous lui appliquons une réflexion spéculaire décrite au paragraphe IV-1. L'ensemble des calculs est détaillé dans les thèses de J. L. Thobel [26] et M. Pernisek [23].

IV.3. Contact Schottky de grille

Afin de tenir compte d'un éventuel courant de grille, nous collectons les porteurs qui arrivent à ce contact (ils sont simplement supprimés de la simulation). Cette approche très simple est purement classique et néglige les phénomènes de réflexion/transmission quantique et d'effet tunnel. En général pour un composant de type n, le courant de grille ne sera important qu'en polarisation positive. Cependant nous verrons que dans le cas où les trous sont créés par ionisation, ceux-ci sont attirés par une grille polarisée négativement, et peuvent engendrer un courant à travers ce contact. Nous parlons ici du courant particulaire. En régime dépendant du temps, il faut y ajouter le courant de déplacement.

IV.4. Contacts ohmiques de source et de drain

Les contacts ohmiques jouent un rôle important dans le fonctionnement des composants. Leur impact sur les performances devient de plus en plus crucial au fur et à mesure que les caractéristiques de la partie intrinsèque du composant sont améliorées.

La structure microscopique des zones de contact est difficile à connaître précisément. Dans tous les cas, ils sont formés dans les zones très dopées, et leur description précise par un modèle particulaire exigerait la prise en compte d'un nombre prohibitif de porteurs. C'est pourquoi il est indispensable d'utiliser des modélisations « ad hoc », des contacts, dont le but est de fournir des " conditions limites " à appliquer à la simulation particulaire du composant.

Dans la suite, nous présentons deux modèles de contact ohmique : le modèle usuel et celui que nous proposons. Puis, nous testons ces deux modèles sur des résistances et une structure de composant court, afin de montrer leur influence sur les caractéristiques physiques.

IV.4.1. Modélisations proposées

Nous décrivons ici les deux modèles utilisés. Nous nous limitons au cas de contacts de types n mais le modèle pourrait bien sûr être très facilement transposé au cas de contacts de type p.

IV.4.1.1. Le modèle "usuel" : neutralité locale

a. Description

Nous imposons à la densité de porteurs d'être constante égale au dopage dans chaque case de la zone de contact ($n=N_d$ et $p=0$ pour un contact de type n). Cette neutralité électrique locale implique que les particules peuvent être créées ou supprimées dans cette zone de contact. Lors de la création des particules dans ces zones de contrôle, leur état initial est déterminé selon la statistique de Maxwell-Boltzmann, c'est-à-dire à l'équilibre thermodynamique. Cette modélisation de contacts ohmiques a déjà été retenue par de nombreux auteurs [49-53].

b. Domaines d'application et problèmes

Le modèle "usuel" que nous venons de décrire brièvement donne des résultats satisfaisant pour les diodes et les M.E.S.F.E.T.. Pour les composants à hétérostructure il devient plus problématique, surtout lorsque la hauteur de barrière ΔE_c est importante et le composant très court. En effet, dans ce cas, si l'on suppose que le contact est "au-dessus" du composant, les électrons ne pourront être collectés au drain qu'après avoir franchi la barrière de potentiel. Comme nous ne considérons pas le courant tunnel, cela implique que leur énergie doit être supérieure à ΔE_c . Cela se manifeste par un "effet redresseur", c'est à dire que le courant de drain I_d reste voisin de zéro tant que la polarisation de drain V_{ds} est inférieure à ΔE_c .

Une solution à ce problème est de considérer des contacts latéraux, connectant alors directement le canal. Cela entraîne cependant d'autres effets indésirables,

dont le plus flagrant est l'apparition de "boucles de courant" au voisinage des contacts. En effet, on observe que les porteurs sont majoritairement injectés dans la couche supérieure grand gap, puis "tombent" dans le puits. Ils acquièrent alors une énergie ΔEc , ce qui se traduit par une surestimation de l'énergie dans le canal. De plus une partie de ces porteurs retournent vers le contact de source, ce qui se manifeste par des vitesses négatives dans le canal près du contact.

IV.4.1.2. Les améliorations du modèle "usuel"

a. Modèle de neutralité "globale"

Nous imposons à la densité de porteurs d'être constante et égale au dopage sur l'ensemble de la zone de contrôle c'est à dire $\sum_{contact} n = \sum_{contact} Nd$. Les autres conditions sont les mêmes que pour le modèle "usuel". Ce modèle de neutralité globale permet que s'établisse au voisinage de la source une distribution de charges cohérente, tenant compte de la présence des hétérojonctions.

b. Modèle de neutralité globale amélioré .

Nous entourons la zone de neutralité globale par une zone dopée. Sa longueur est égale à quelques longueurs de Debye, et lorsque cette zone s'étend sur plusieurs matériaux on utilise la longueur de Debye la plus grande. Rappelons que la longueur de Debye est donnée par la formule suivante:

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_s kT}{q^2 N_D}} \quad \text{I.22}$$

où ϵ_0 est la constante diélectrique du vide, ϵ_s est la constante diélectrique statique, q la charge électronique, k la constante de Boltzman, T la température et N_D le dopage de la couche.

Cette zone dopée permet d'éloigner la zone de contrôle neutre globale de la zone active, et que s'établisse la distribution d'équilibre permettant le refroidissement des particules avant la collecte au drain. Le modèle ainsi constitué se rapproche de celui proposé par T. González [54] qui définit des zones "réservoirs".

IV.4.2. Test des modèles

IV.4.2.1. Vérification de la loi d'Ohm

Le moins que l'on puisse attendre d'un modèle de contact ohmique, est de retrouver la loi d'Ohm. Il nous a semblé utile de vérifier ce point qui, bien qu'élémentaire, est crucial.

a. Structure simulée

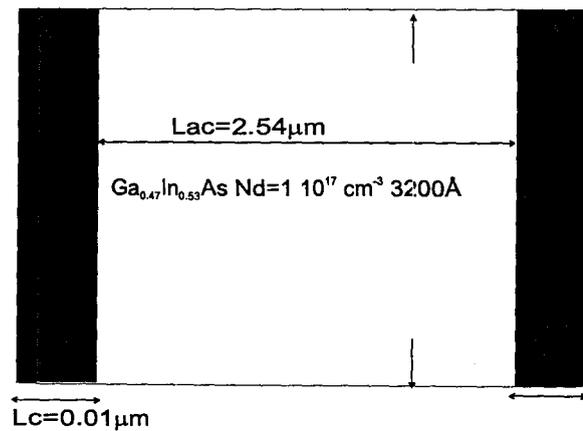


Figure I.9

Nous simulons un barreau de semi-conducteur de matériau $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ dopé n. Il n'y a pas de zone dopée autour des contacts ($W_x = 2.56 \mu m$, $W_y = 0.32 \mu m$, $L_{contact} = 0.01 \mu m$)

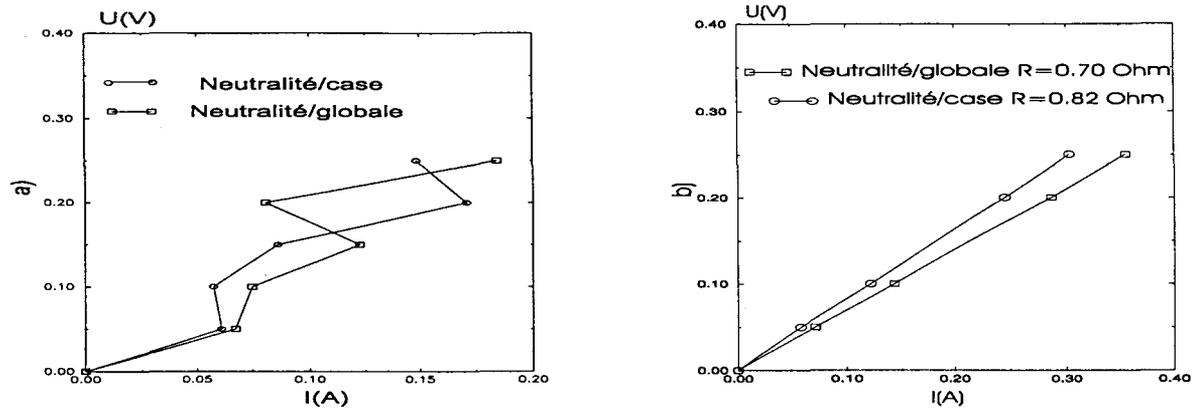


Figure I.10 Evolution de la tension aux bornes du barreau semi-conducteur en fonction du courant. a) on utilise les valeurs moyennes de la densité pour résoudre Poisson (non auto-cohérente) b) L'équation de Poisson est résolue et appliquée à chaque pas de temps (auto-cohérente). La neutralité case par case et la neutralité globale sont effectuées sur l'ensemble de la zone contrôlée.

b. Vérification de la loi d'Ohm

Nous avons simulé un barreau de semi-conducteur (GaInAs) homogène schématisé sur la figure I.9, dopé à $1.10^{17} \text{ cm}^{-3}$, en régime ohmique. Compte tenu de l'extrême simplicité de la structure, nous pouvons penser que la résolution auto-cohérente de l'équation de Poisson à chaque pas de temps n'est pas indispensable. Les résultats de la figure I.10a ont été obtenus en exécutant la résolution auto-cohérente seulement dans la première partie de la simulation (environ un quart du temps de simulation total), puis en utilisant les valeurs moyennes de la densité pour résoudre Poisson. On constate que la loi d'Ohm n'est pas respectée et que les courants obtenus sont très fluctuants. Cela montre la nécessité de rester auto-cohérent pendant toute la simulation, c'est à dire de résoudre l'équation de Poisson aussi souvent que possible, en fait à chaque pas de temps. Nous opérons ainsi dans toutes les simulations décrites dans la suite de ce mémoire.

La figure I.10b montre que le calcul auto-cohérent permet d'obtenir une évolution linéaire. La résistance de la couche est décrite par la formule suivante :

$$R_{th} = \frac{L_{ac}}{qN_D\mu_n aw} \quad \text{I.23}$$

où L_{ac} est la longueur de la zone active, N_D le dopage de la couche, a l'épaisseur de la couche, w la profondeur de la couche, μ_n la mobilité du matériau et q la charge de l'électron.

La résistance de la couche calculée avec la formule ci-dessus est de 0.67 Ohm. La simulation fournit avec le modèle usuel 0.8 Ohm, avec le nouveau modèle nous obtenons 0.7 Ohm, ce qui est en accord satisfaisant avec la valeur théorique.

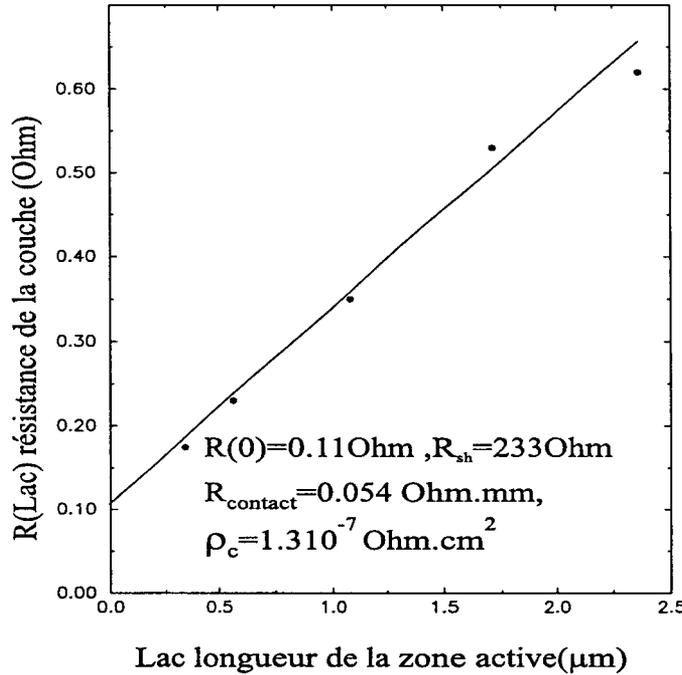


Figure I 11 Evolution de la résistance de la couche active fonction de la longueur de la zone active. La longueur du contact est maintenue constante.

c. Caractéristiques du contact ohmique dans le cas de la neutralité globale

Nous avons représenté sur la figure I.11 la résistance de la couche de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ en fonction de la longueur la zone active. Nous avons déterminé la résistance et la résistivité du contact ohmique. La droite caractéristique a pour équation :

$$R(L_{ac}) = R(0) + \frac{R_{sh}}{w} * L_{ac} \quad \text{I.24}$$

où R_{sh} est la résistance carrée en Ohm, w la profondeur du barreau semi-conducteur et L_{ac} la longueur de la zone active. On en déduit la résistance du contact en Ohm.mm :

$$R_c = \frac{R(0)}{2} * w \tag{I.25}$$

ainsi que la résistivité du contact

$$\rho_c = \frac{R_c^2}{R_{sh}} \tag{I.26}$$

Nous constatons sur la figure I.11 que la résistance et la résistivité du contact, obtenue à partir des formules ci-dessus, sont du même ordre de grandeur que celles données par la littérature pour le GaInAs [55].

IV.4.2.2. Comparaison dans le cas d'un HEMT

a. Structure simulée

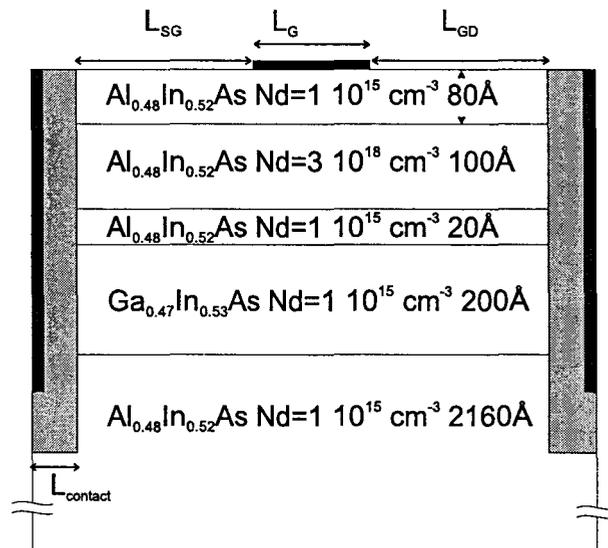


Figure 12 Structure simulée

Nous considérons pour les deux types de modélisations du contact ohmique, la structure de la figure I.12. Dans un premier temps, nous n'utilisons pas de zone dopée ($L_{sg}=L_{gd}=0.16 \mu\text{m}$, $L_g=0.1 \mu\text{m}$, $L_{\text{contact}}=0.01 \mu\text{m}$). Le dopage de la zone contrôlée dans les deux modèles est le même que celui de la couche d'AlInAs dopée soit $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Pour les deux modèles, on contacte une partie de la couche tampon AlInAs des zones de neutralité électrique (n/c neutralité locale, n/gl neutralité globale). Nous qualifierons ce contact de contact " débordant".

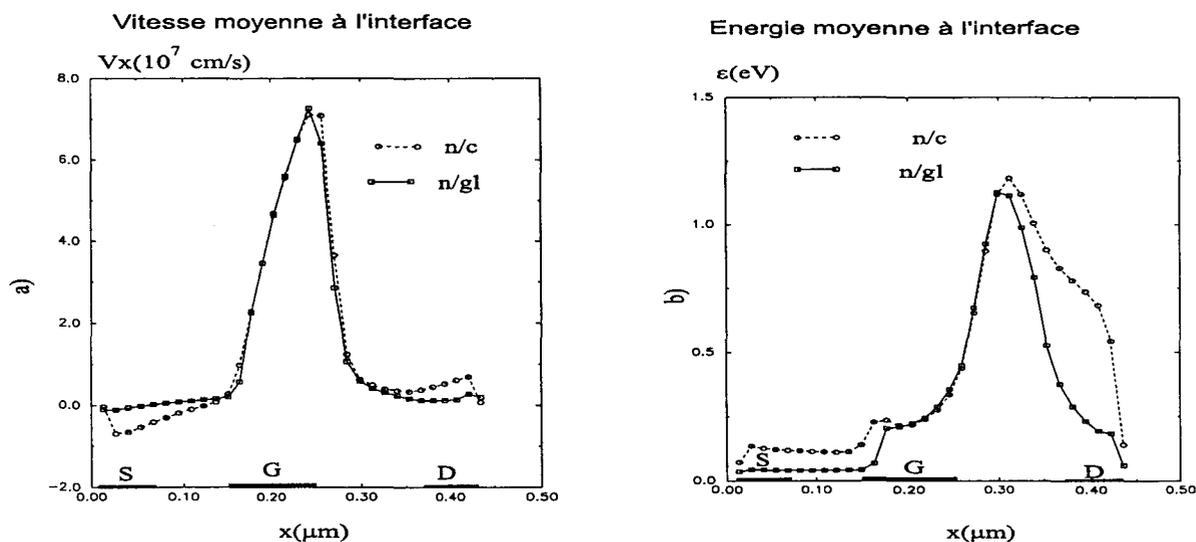


Figure I.13 : Evolution de la source vers le drain des porteurs à l'interface à $V_{ds}=2.0V$, et $V_{gs}=-1.0V$. n/c et n/gl désignent respectivement la neutralité case par case et la neutralité globale sur l'ensemble de la zone contrôlée.

b. Présentation des résultats.

L'étude comparative des grandeurs physiques est effectuée au point de polarisation $V_{ds}=2.0V$ et V_{gs} interne $=-1.0V$. Ce point de fonctionnement correspond pratiquement au pincement du gaz bidimensionnel d'électrons.

Nous avons représenté sur la figure I.13 pour les deux types de contacts n/c et n/gl, les évolutions entre source et drain de la vitesse et de l'énergie. Nous constatons que la vitesse est négative dans l'espace source- grille lorsque le modèle usuel n/c est utilisé, ce qui correspond à des boucles de courant. Par contre, nous n'observons pas de boucle de courant pour le modèle n/gl.

L'énergie est à peu près thermique au niveau de l'espace source grille dans le cas du modèle n/gl. Ceci peut s'expliquer par le fait que dans le cas de la neutralité globale l'alimentation en porteurs se fait directement par le canal. Les porteurs ne gagnant pas d'énergie dans ce cas sont à peu près thermiques au voisinage de la source.

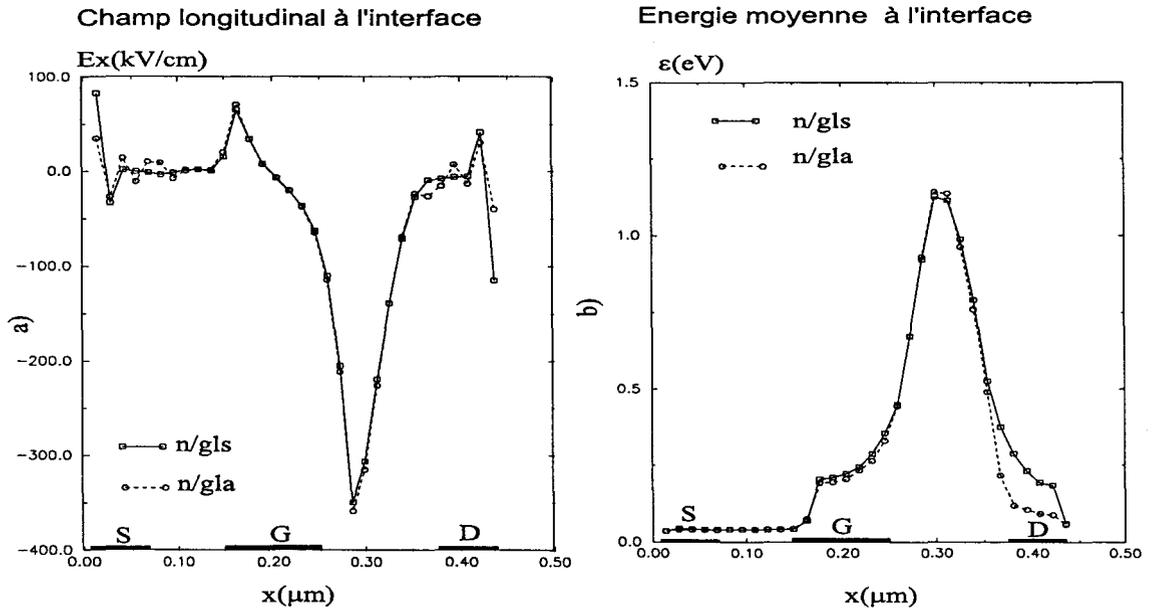


Figure I.14 : Evolution de la source vers le drain de la composante longitudinale du champ électrique (a) et de l'énergie moyenne des porteurs (b) à $V_{ds}=2.0V$ et $V_{gs}=-1.0V$. n/gls et n/gla désignent respectivement la neutralité globale sans zone dopée et avec zone dopée entourant la zone contrôlée.

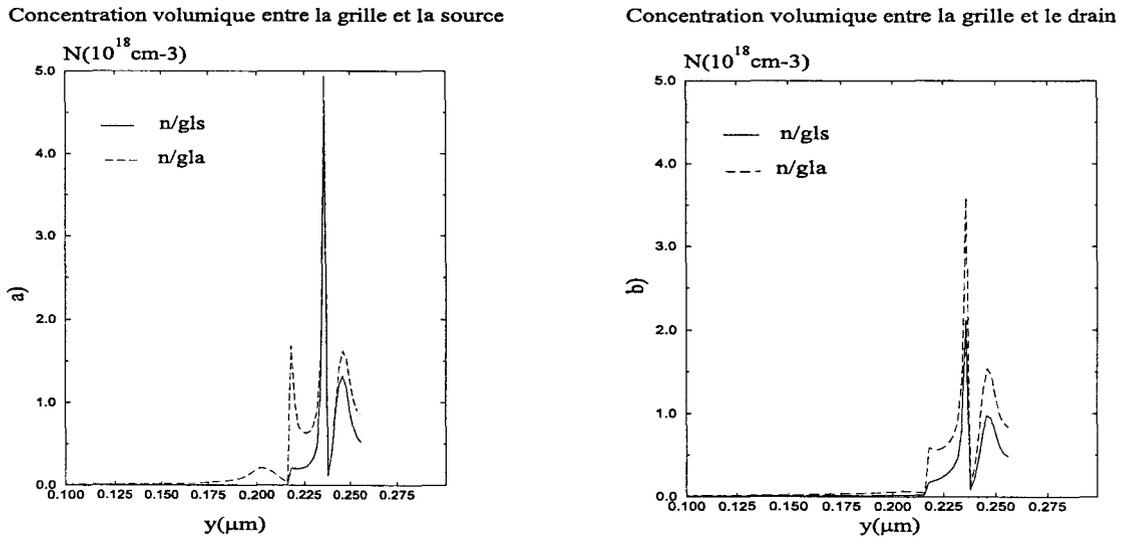


Figure I.15 Evolution de la concentration volumique des porteurs suivant y à $V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}=-1.0V$.

c. Amélioration du modèle de neutralité globale

La structure simulée est la même que sur la figure I.12 mais on entoure la zone de neutralité globale par une zone dopée. L'idée est d'éloigner la zone de neutralité globale de la zone active. La zone dopée s'étend sur $0.0544 \mu m$ en x(4 cases) et en y (28 cases) soit $\approx 23L_D$ autour de la zone de contrôle électrique. Ici, L_D est la longueur de Debye de AlInAs soit $0.0024 \mu m$.

Nous avons représenté sur la figure I.14 le champ longitudinal E_x et l'énergie à l'interface principale en fonction de x, et sur la figure I.15 la concentration volumique suivant y. Nous constatons que le champ E_x au niveau des contacts de source et de drain est plus faible lorsqu'on en entoure la zone de neutralité globale par une zone dopée. Nous constatons également que l'énergie est à peu près thermique du côté drain dans le cas de la neutralité globale avec "zone dopée autour".

L'évolution de la concentration volumique suivant y, représentée sur la figure I.15 montre que dans le cas de la neutralité électrique globale avec zone dopée les électrons sont mieux confinés dans le canal GaInAs. Cependant, on observe une diffusion des porteurs vers le "buffer" arrière AlInAs du côté source.

IV.4.3. Conclusion

Nous avons observé qu'il est nécessaire de résoudre l'équation de Poisson de manière auto-cohérente si on veut avoir des résultats réalistes. Nous avons constaté également que le modèle de contact de « neutralité globale » améliore les caractéristiques physiques en particulier la vitesse et l'énergie, pour la structure AlInAs/GaInAs/AlInAs à grille courte. Il n'y a plus de boucle de courant, et l'énergie des porteurs est à peu près thermique au niveau des contacts. Le modèle de neutralité globale est encore amélioré lorsqu'on entoure cette région par une zone dopée. En particulier, on a une meilleure thermalisation des porteurs au drain. C'est pourquoi dans toute la suite de nos études de composants nous choisirons le modèle de contact de neutralité électrique globale avec " zone dopée autour".

V. SCHEMA GENERAL DE LA SIMULATION

La figure I.16 présente les grands traits du déroulement d'une exécution du programme de simulation.

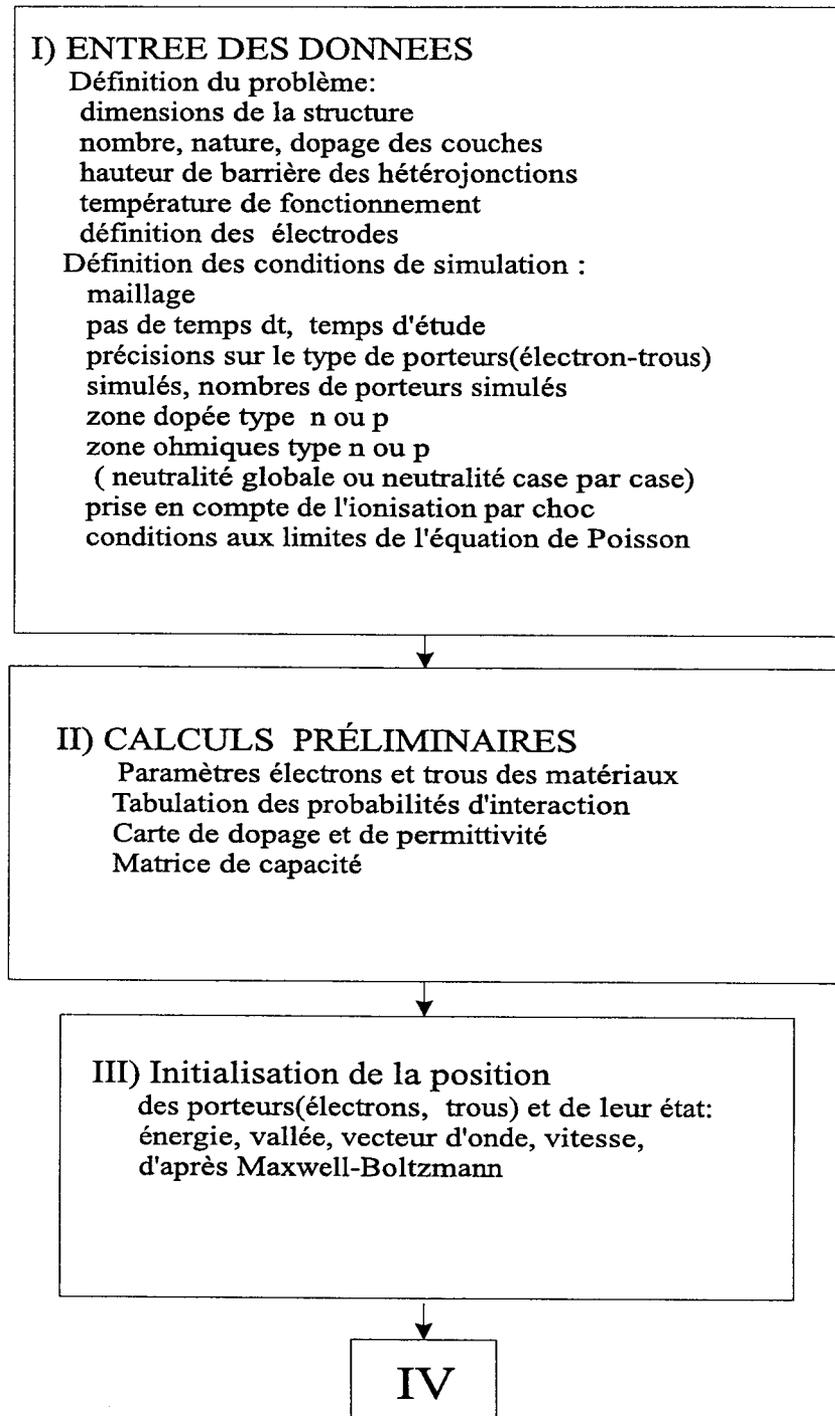
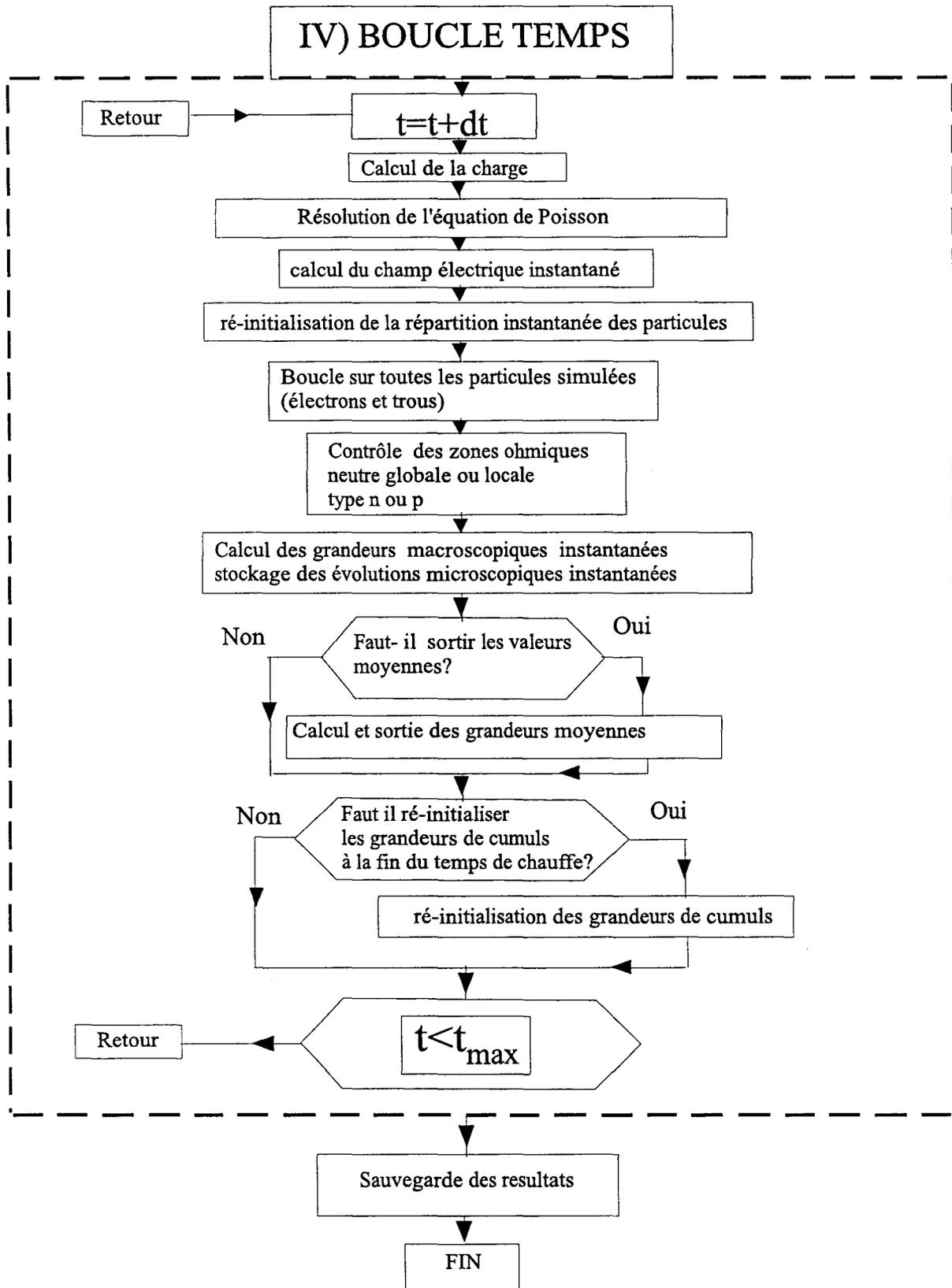


Figure I.16: *Synoptique général.*



VI. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

- 1 T. Enoki, K. Arai et Y. Ishu
I.E.E.E Transactions on Electron Devices, vol. 42, n°8, p.1413, (1995).

- 2 R. L. Anderson
Solid State Electronics, vol. 5, p. 341, (1962).

- 3 W. A. Harrison
J. Vac. Sci. Technol, vol. 14, p. 1016, (1977).

- 4 J. Tersoff
Phys. Rev. B, vol. 30, n° 8, p. 4874, (1984).

- 5 R. Dingle, H. L Stormer, A. Gossard, et W. Wiegmann
Appl. Phys. Letters, vol. 33, n° 7, p. 665, (1978).

- 6 J. Laskar, J. M. Bigelov, J. P. Leburton et J. Kdodzy
I.E.E.E Transactions on Electron Devices, vol. 39, n°2, p. 257, (1992).

- 7 E. F. Schubert et K. Ploog
Japanese Journal of Applied Physics, vol. 27, n°8, p. L608, (1985).

- 8 E. F. Schubert, A. Fischer et K. Ploog
I.E.E.E Transactions on Electron Devices, vol. 33, n°5, p. 625, (1986).

- 9 J. P. Nougier et M. Rolland
Phys. Rev. B, vol. 8, p. 5728, (1973).

- 10 Wu Yen
Thèse de Doctorat, Lille, (1988).

- 11 A. Cappy
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille (1986).

- 12 P. Godts, D. Depreew, E. Constant, et J. Zimmermann
Rev. Phys. Appl., vol. 24, p.151, (1989).

13 M. H. Ibrahim
Thèse, Le Caire (1983).

14 F. Heliodore
Thèse de doctorat, Lille, (1987).

15 T. Shawky
Thèse de doctorat, Lille, (1990).

16 K M. Sherif
Thèse de Doctorat, Lille, (1994).

17 A. Cappy
Thèse de doctorat, Lille, (1981).

18 H. Happy
Thèse de doctorat, Lille, (1992).

19 I. Moatakif
Thèse de Doctorat, Lille (1983).

20 R. W. Hockney et al
Elect. Lett., vol. 10, n°. 23, p. 484, (1974).

21 R. A. Warriner
Solid State and Elect. Dev, vol. 1, n°. 4, p. 105, (1977).

22 C. Jacoboni et P. Lugli
Computational microelectronics, edited by S. Selberherr, Springer - Verlag Wien New York (1989).

23 M. Pernisek
Thèse de Doctorat, Lille (1983).

24 Y. Awano et al
Elect. Lett., vol. 19, n°. 1, p. 20, (1983).

- 25 J. F. Pone et al
I.E.E.E. Elect. Dev. Lett., vol. EDL-29, n°. 8 (1982).
- 26 J. L. Thobel
Thèse de Doctorat, Lille (1988).
- 27 U. Ravaioli et D. K. Ferry
Superlattices and Microstructures, vol. 2, n°. 4, p. 377, (1986).
- 28 D. H. Park, Y. Wang, et K. F. Brennan
I.E.E.E Electron Device letters, vol. 10, n°. 3, p. 107, (1989).
- 29 C. Moglestue
Journ. Appl. Phys., vol. 80, n°. 3, p. 1499, (1996).
- 30 J. Zimmermann, Wu. Yen, et F. Perri
Physica, 129B, p.385 (1985).
- 31 T. J. Drummond, W. Kopp, M. Morcoc, et M. Keever
Appl. Phys. Lett., vol. 41, n°. 3, p. 277 (1982).
- 32 M. A. Littlejohn, J.R. Hausser, et T.H. Glisson
Journ. Appl. Phys., vol. 48, n°. 11, p.4587, (1977).
- 33 A. Kaszynski
Thèse de Docteur Ingenieur, Lille (1979).
- 34 F. H. Pollak, C. W. Higginbotham, et M. Cardona
J. Phys. Soc. Japan, vol. Suppl. 21 (1966).
- 35 F. H. Pollak, et M. Cardona
J. Phys. Chem. Solids, vol. 27, p. 432, (1966).
- 36 J. D. Wiley
Semi-conductors and Semi-Metals, vol. 10, p. 91, (1975).

37 H. Brooks

Advances in electronics and Electron Phys, vol. 7, p. 85, (1955).

38 M. Costato et Reggiani

Phys. Stat. Solid (b) , vol. 58, p. 47, (1973)

39 M. Costato, C. Jacoboni et L. Reggiani

Phys. stat. solid (b), vol. 52, p. 461, (1972).

40 M. Costato et L.Reggiani

Phys. Stat. Solid (b), vol. 58, p. 461, (1973).

41 O. Mouton

Thèse de doctorat, Lille, (1996).

42 P. Hesto

Thèse de doctorat d'Etat, Paris XI (1984).

43 M. Inoue et J. Frey

Journ. Appl. Phys., vol. 51, n°. 8, p. 4234,(1980).

44 T. Wang et K. Hess

Journ. Appl. Phys., vol. 57, n°. 12, p. 5336,(1985).

45 R. W. Hockney

Computer Physics Communications,vol. 36, p. 25,(1985).

46 R. W. Hockney

In Methods in Computational Physics, Academic Press, New-York , vol. 9, p. 135, (1970).

47 P. Bourel

Thèse de Doctorat, Lille (1991).

48 M. Pernisek

Thèse de Doctorat d'état, Lille (1990).

49 P. Dollfus, C. Bru et P. Hesto
Journ. Appl. Phys., vol. 68, n°. 24, p. 804, (1989).

50 K. Tomizawa et N. Hashizume
I.E.E.E. Transactions on Electrons Devices, vol. 35, n°. 7, p. 849, (1988).

51 P. Lugli
I.E.E.E. Transactions on Electrons Devices, vol. 9, n°. 11, p. 1164, (1988).

52 I. C. Kizilyalli, M. Artaki et A. Chandra
I.E.E.E. Transactions on Electrons Devices, vol. 38, n°. 2, p. 197 (1991).

53 K. W. Kim, H. Tian et M. A. Littlejohn
I.E.E.E. Transactions on Electrons Devices, vol. 38, n°. 8, p. 1737, (1991).

54 T. González et D. Pardo
Solid State Electronics, vol.39, n°. 4, p. 55, (1996).

55 E. Leduc
D.E.A en Electronique, Lille (1994).

CHAPITRE II

CHAPITRE II

ETUDE DU TRANSPORT DES ELECTRONS ET DES TROUS DANS LES MATERIAUX AlInAs, GaInAs ET InP EN VOLUME.

INFLUENCE DE L'IONISATION PAR CHOC

I. INTRODUCTION	II-55
II. IONISATION PAR CHOC	II-56
II.1. Définition du taux d'ionisation	II-56
II.2. Prise en compte de l'ionisation dans le simulateur	II-56
II.2.1. Energie de seuil	II-56
II.2.2. Probabilité d'ionisation par choc	II-57
II.2.3. Effet de l'ionisation par choc	II-58
III. ETUDE DU TRANSPORT ELECTRONIQUE DANS LES MATERIAUX EN VOLUME.	II-59
III.1. Choix des paramètres matériaux AlInAs, GaInAs, et InP	II-59
III.2. Etude du transport d'électrons et de trous dans les matériaux en volume	II-62
III.2.1. Etude du transport des électrons dans les matériaux en volume	II-62
III.2.1.1. Matériaux intrinsèques	II-62
III.2.1.2. Influence du dopage	II-65
III.2.1.3. Influence de la température	II-67
III.2.2. Etude du transport des trous dans les matériaux en volume	II-69
III.2.2.1. Matériaux intrinsèques	II-69
III.2.2.2. Influence du dopage et de la température	II-75
III.2.3. Conclusion	II-77
III.3. Influence de l'ionisation par choc dans les matériaux en volume.	II-78
III.3.1. Influence de l'ionisation par choc sur les caractéristiques de vitesse	II-78
III.3.2. Coefficient d'ionisation par choc	II-80
III.3.3. Influence de la température sur le coefficient d'ionisation	II-83
III.3.4. Conclusion	II-83
IV. CONCLUSION	II-84
V. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II	II-85

I. INTRODUCTION

Ce chapitre a pour but d'étudier les propriétés de transport des matériaux GaInAs, AlInAs et InP dans une large gamme de champ, ainsi que les phénomènes d'ionisation par choc. Pour cela, nous utilisons la modélisation décrite dans le premier chapitre de ce mémoire, en nous limitant au régime stationnaire.

Dans un premier temps, nous présentons le traitement du phénomène d'ionisation par choc dans la méthode de Monte-Carlo. Ensuite, nous présentons toutes les données, concernant les électrons et trous, nécessaires à la mise en oeuvre de la méthode de Monte-Carlo, et nous utilisons ces données pour étudier quantitativement les propriétés de transport des matériaux $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$, $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ et InP. Avant de passer à la simulation de composant, nous étudions l'influence de l'ionisation par choc sur le transport des électrons dans les matériaux $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$, $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ et InP en volume. A l'aide d'une comparaison théorie expérience, chaque fois que possible, nous ajustons les paramètres qui interviennent dans la modélisation de l'ionisation par choc. Au cours de cette étude nous examinons également l'influence du dopage et de la température.

II. IONISATION PAR CHOC

L'ionisation par choc dans un matériau de type N, résulte de l'interaction d'un électron de haute énergie avec un électron de la bande de valence. L'électron incident transfère une partie de son énergie à un électron de valence qui passera en bande de conduction, il y a alors ionisation par choc qui donne lieu à la création d'une paire électron- trou.

Lors de cette interaction l'énergie et le moment total des particules doit rester constant. On montre que cette condition ne peut être respectée que si l'énergie de l'électron incident est supérieure à une certaine énergie dite énergie de seuil et notée E_{th} . Celle-ci doit bien sûr être supérieure au gap du semiconducteur. Le principe est le même pour un matériau de type p, dans lequel l'ionisation par choc est provoquée par les trous de très haute énergie interagissant avec des électrons de conduction. Dans tout ce qui suit, le raisonnement portera sur l'ionisation par choc provoquée par des électrons.

II.1. Définition du taux d'ionisation

Le taux d'ionisation est défini comme étant le nombre moyen d'électrons créés par un électron incident par unité de longueur parcourue dans le matériau semi-conducteur. Ce taux caractérise l'amplitude de l'ionisation par choc dans le semi-conducteur et dans le composant. Expérimentalement, on observe qu'il suit une loi du type

$$\alpha = \exp(A/E^n) \quad (\text{II- 1})$$

où A est une constante, E le champ électrique et n un paramètre qui a pour limite n=2 en champ fort et n=1 en champ faible [1].

II.2. Prise en compte de l'ionisation dans le simulateur

II.2.1. Energie de seuil

On admet généralement que l'ionisation peut se produire si l'énergie de l'électron est supérieure à une valeur dite énergie de seuil E_{TH} . Dans la littérature, plusieurs approches sont proposées pour déterminer E_{TH} parmi lesquelles:

- les modèles analytiques de B.K. Ridley [2], C.L. Anderson et C.R Crowel [3], P.T Landsberg et Y.J Yu [4], basés sur une structure de bande simplifiée

- le modèle de TH. Volgelsang [5], plus réaliste, basé sur une structure de bande réelle

Pour notre part, nous considérons l'énergie de seuil comme un paramètre ajustable.

II.2.2. Probabilité d'ionisation par choc

Dans la littérature plusieurs approches sont proposées :

- les méthodes générales utilisant la structure de bande réelle (E.O. Kane [6], M. Stobbe et al. [7], N. Sano et A. Yoshii [8])
- Les méthodes analytiques basées sur une approximation simple de la structure de bande multivallées (L.V. Keldysh [9], B.K Ridley [2], W. Quade et al [10], M.V. Fischetti [11])

Ces différentes méthodes sont détaillées dans la thèse de doctorat de O. Mouton [12]

Dans tout ce qui suit, pour tenir compte du phénomène d'ionisation, nous utilisons le modèle de L.V. Keldysh [9] qui suppose que les bandes de conduction et de valence sont sphériques et que le semi-conducteur est à gap direct.

Sa probabilité, par unité de temps, est définie par la relation suivante:

$$\frac{1}{\tau(\mathcal{E})} = \begin{cases} 0 & \text{si } \mathcal{E} \leq E_{TH} \\ (p/\tau_{hop}(E_{TH})) * [(\mathcal{E} - E_{TH})/E_{TH}]^2 & \end{cases} \quad (II-2)$$

Où \mathcal{E} est l'énergie de l'électron, E_{TH} est l'énergie de seuil, $1/\tau_{hop}(E_{TH})$ est la probabilité totale d'interaction sur phonons à l'énergie de seuil, p est un paramètre ajustable qui définit l'importance du phénomène d'ionisation par choc.

Fischetti et Laux [13] utilisent les termes de "soft threshold" ou de "hard threshold" suivant que p est petit ou grand. Lorsque p est grand ("hard threshold"), le phénomène d'ionisation est prépondérant devant toutes les autres interactions. Au contraire lorsque p est petit, la probabilité d'ioniser est du même ordre de grandeur que les autres probabilités d'interaction.

Signalons que, dans notre modèle les paramètres p et E_{TH} sont déterminés par ajustement avec les caractéristiques expérimentales.

II.2.3.Effet de l'ionisation par choc

Lorsqu'un événement ionisant à été sélectionné il faut déterminer l'état des différentes particules après interaction. Notons qu'il faut considérer trois particules: l'électron ionisant ainsi que la paire de particules secondaires. Dans le cadre de la mécanique classique, on devrait vérifier la conservation de l'énergie et du moment:

$$\varepsilon_{iav} = \varepsilon_{iap} + \varepsilon_e + \varepsilon_t \quad (\text{II.3})$$

$$\vec{k}_{iav} = \vec{k}_{iap} + \vec{k}_e + \vec{k}_t \quad (\text{II.4})$$

où $\varepsilon_{iav}, \varepsilon_{iap}, \vec{k}_{iav}, \vec{k}_{iap}$ représentent les énergies et les vecteurs d'ondes de la particule incidente avant et après interaction et $\varepsilon_e, \varepsilon_t, \vec{k}_e, \vec{k}_t$ ceux des particules secondaires.

On a donc quatre équations scalaires pour neuf inconnues (les trois composantes du moment pour les particules). Le système ainsi constitué est nettement sous déterminé. Il « laisse beaucoup de liberté » dans le choix des états finaux, et il est de plus malaisé à traiter.

Nous avons adopté une approche très simple, décrite ci-après : nous choisissons d'abord l'état de l'électron incident. L'énergie $\Delta\varepsilon$ qu'il a perdue lors de l'interaction doit être au moins égale au gap E_g , et ne peut excéder l'énergie initiale, ε_i . Nous la tirerons au sort entre ces deux bornes. L'énergie $\Delta\varepsilon$, cédée à la paire électron - trou, est répartie aléatoirement entre les deux particules secondaires. A ce stade, l'énergie, donc le module des vecteurs d'onde de chaque particule, est connu. Les orientations sont ensuite choisies de façon purement aléatoire. On notera que cette procédure, qui a l'avantage de la simplicité, garantit la conservation de l'énergie, mais non du moment.

La technique ici décrite est appliquée dans les études de composant. Lorsque l'on ne considère que le matériau en volume, l'on ne suit que la particule incidente. Les particules créés sont supposées recombiner rapidement, et ne sont pas prises en compte dans la simulation.

III. ETUDE DU TRANSPORT ELECTRONIQUE DANS LES MATERIAUX EN VOLUME.

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, la mise en oeuvre de la méthode de Monte-Carlo tenant compte de l'ionisation par choc nécessite la connaissance de nombreux paramètres régissant la dynamique des trous et des électrons au sein des matériaux. Le but de ce paragraphe est de présenter d'une part, les données relatives aux matériaux InP, AlInAs, et GaInAs et d'autre part, d'exposer quelques résultats concernant le transport des trous et des électrons dans ces matériaux en volume (en particulier le taux d'ionisation pour les électrons).

III.1. Choix des paramètres matériaux AlInAs, GaInAs, et InP

Nous considérons les composés ternaires AlInAs, GaInAs comme des matériaux pseudo binaires, auxquelles il faut ajouter un paramètre supplémentaire caractérisant l'interaction d'alliage. L'interaction d'alliage est négligée dans le transport des trous des matériaux ternaires AlInAs, GaInAs du fait de l'incertitude sur la détermination du potentiel d'alliage, mais aussi parce que la valeur qui permet d'ajuster nos caractéristiques avec l'expérience est la valeur zéro .

L'absence, ou la dispersion, des valeurs des paramètres concernant les matériaux AlInAs, GaInAs et InP, surtout pour les trous, nous a conduit à adopter les règles de détermination suivantes :

- chaque fois que cela nous a été possible, nous avons utilisé les données disponibles dans la littérature. Et comme nous devons étudier les ternaires adaptés en maille sur InP, nous avons utilisé de préférence les données correspondant à ces compositions.
- Pour le matériau InP, lorsqu'aucune valeur ne se trouve dans la littérature ce qui est souvent le cas des paramètres "trous", nous avons choisi une valeur arbitraire (en général celle de GaAs). Par contre, lorsque la dispersion des valeurs était trop importante, nous avons choisi celle qui permet d'avoir un jeu de paramètres concordant avec les résultats expérimentaux.
- Pour les ternaires AlInAs et GaInAs, lorsqu'aucune valeur n'était disponible, ou lorsque la dispersion de celles-ci était trop importante, nous avons fait une extrapolation entre les

valeurs correspondant aux binaires mis en jeu, suivant les lois habituellement employées (linéaires ou paraboliques).

- De plus, pour les matériaux InP, AlInAs et GaInAs adaptés en maille sur InP, nous avons effectué une étude variationnelle des paramètres des électrons et des trous autour des valeurs initialement retenues. Nous avons pu, par cette étude, déterminer l'influence de chacun d'entre eux sur les caractéristiques de transport des matériaux et dégager les paramètres auxquels une attention particulière devait être portée.
- Pour les paramètres des électrons, les valeurs de masse, de hauteur de bande interdite et du coefficient de non parabolicité de la vallée centrale sont, des grandeurs essentielles, car elles conditionnent directement le transport électronique en faible champ. L'énergie de seuil et le paramètre p de Keldysh conditionnent le transport des électrons à fort champ. Le potentiel d'alliage ou l'énergie de phonon optique polaire influent sur toute la gamme de champ, une légère variation de leur valeur est susceptible de modifier les caractéristiques de transport électronique.
- Pour les trous, la masse des trous lourds est la grandeur essentielle qui conditionne directement le transport sur toute la gamme de champ. D'autres paramètres tels que le coefficient de non parabolicité des trous lourds, les potentiels de déformation de la bande de valence (a , b , d défini par interpolation linéaire à partir des binaires correspondants) influent aussi sur toute la gamme du champ, mais dans une moindre mesure.
- Cette étude nous a permis de vérifier a posteriori la validité du jeu des paramètres par la concordance de nos résultats avec les résultats expérimentaux et théoriques concernant la vitesse et surtout la mobilité et le taux d'ionisation.
- Un récapitulatif complet des paramètres utilisés est présenté en annexe dans les tableaux 1, 2 et 3 avec les sources bibliographiques correspondantes, pour les matériaux InP, GaInAs et AlInAs respectivement.

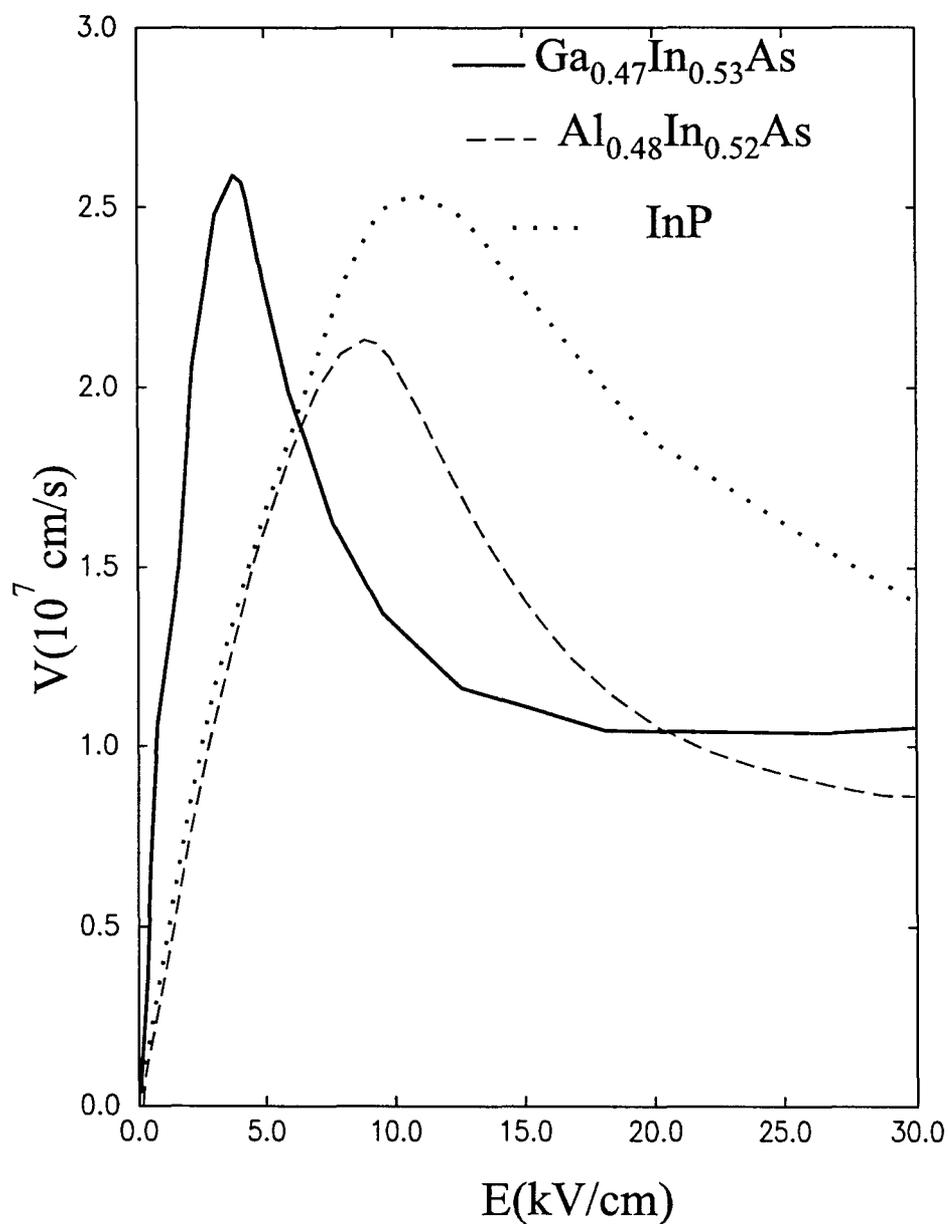


Figure II.1 : Vitesse de dérive   $T=293K$ et $N_d=10^{15} \text{ cm}^{-3}$ en fonction du champ électrique.

III.2. Etude du transport d'électrons et de trous dans les matériaux en volume

Pour étudier, à l'aide de la méthode de Monte-Carlo, les propriétés de transport des électrons et des trous dans les matériaux InP, Ga_{0,47}In_{0,53}As et Al_{0,48}In_{0,52}As adaptés en maille sur InP, nous avons utilisé le jeu de paramètres présentés dans l'annexe. Au cours de cette partie, nous présenterons d'une part, les caractéristiques de transport des électrons et des trous que sont la vitesse de dérive, la mobilité, l'énergie moyenne, et d'autre part, les coefficients d'ionisation dans ces matériaux.

III.2.1. Etude du transport des électrons dans les matériaux en volume

III.2.1.1. Matériaux intrinsèques

Nous présentons sur la figure II.1 les caractéristiques de vitesse des matériaux Ga_{0,47}In_{0,53}As, Al_{0,48}In_{0,52}As et InP en fonction du champ électrique, à température ambiante et pour un dopage résiduel $N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Nous remarquons les bonnes vitesses pic obtenues pour Ga_{0,53}In_{0,53}As, et InP. Cette vitesse atteint une valeur de $2.6 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ pour Ga_{0,47}In_{0,53}As, $2.5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ pour InP, comparable aux valeurs publiées [11, 14-19]. La mobilité faible champ est $12000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ pour Ga_{0,47}In_{0,53}As, $4500 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ pour InP, et $4400 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ pour Al_{0,48}In_{0,52}As ce qui est en accord avec les résultats publiés, théoriques [20-21] et expérimentaux [22-27].

Pour les matériaux InP et Al_{0,48}In_{0,52}As, la plus grande séparation énergétique des vallées satellites par rapport à la vallée centrale a pour effet de retarder les transferts vers les vallées latérales. C'est ce que nous observons par exemple sur la figure II.2 qui présente les répartitions par vallées pour l'InP. Il en résulte des valeurs plus importantes des champs de seuil pour ces matériaux: $E_s = 9 \text{ kV/cm}$ pour Al_{0,48}In_{0,52}As et 11.5 kV/cm pour InP contre 3.5 kV/cm pour Ga_{0,47}In_{0,53}As.

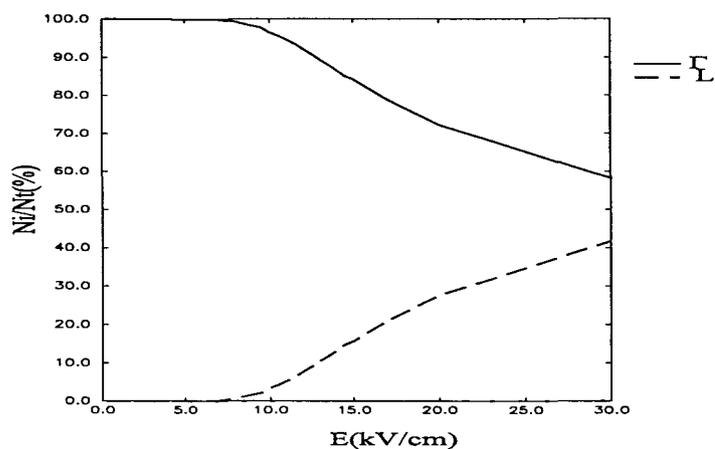


Figure II.2: Répartition électronique par vallée dans InP en fonction du champ électrique à température ambiante, pour un dopage de 10^{15} cm^{-3} . La population de la vallée X reste négligeable dans la gamme de champ considérée.

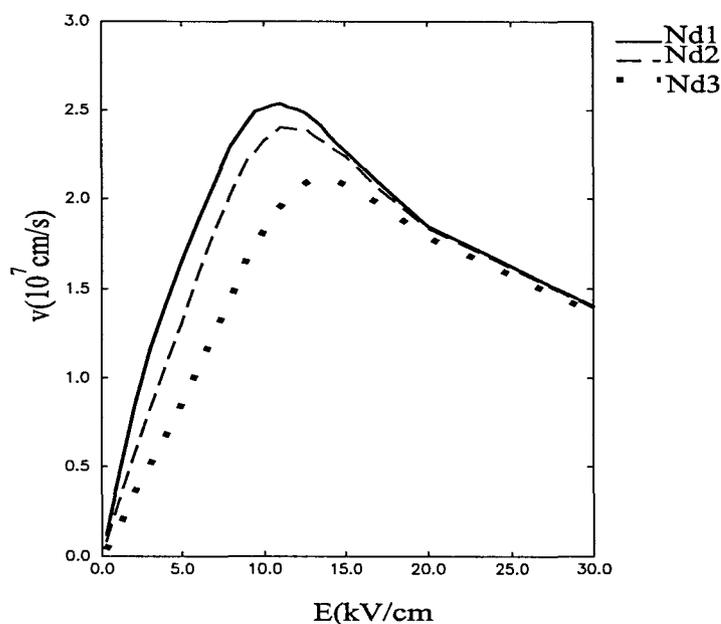


Figure II.3: Evolution de la vitesse de dérivation des électrons dans InP pour différents dopages à $T=293\text{K}$. $Nd1=10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $Nd2=10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $Nd3=10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

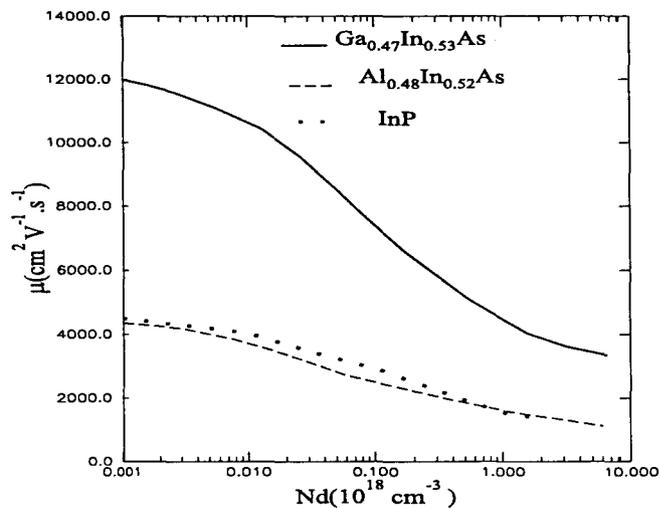


Figure II.4: Mobilité électronique faible champ en fonction du dopage à $T=293K$.

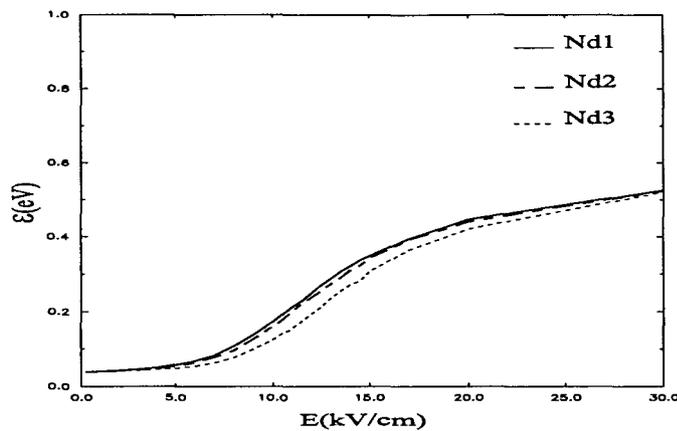


Figure II.5: Energie moyenne des électrons dans InP pour différents dopages à $T=293K$. $Nd1=10^{15} cm^{-3}$, $Nd2=10^{17} cm^{-3}$, $Nd3=10^{18} cm^{-3}$.

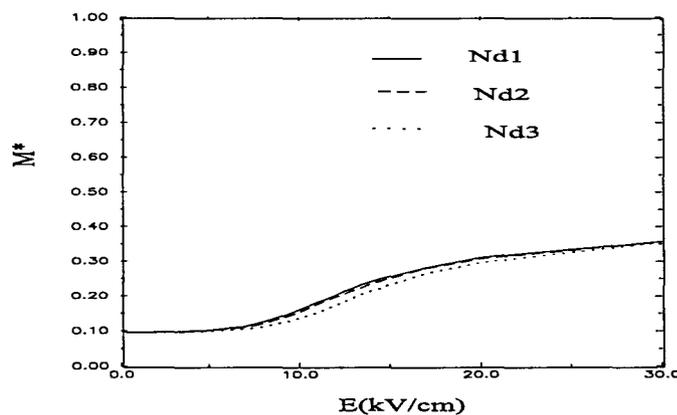


Figure II.6: Evolution avec le champ de la masse effective relative moyenne des électrons dans InP pour différents dopages à $T=293K$. $Nd1=10^{15} cm^{-3}$, $Nd2=10^{17} cm^{-3}$, $Nd3=10^{18} cm^{-3}$.

III.2.1.2. Influence du dopage

Une étude complète du transport électronique dans les matériaux $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ a été effectuée au sein de notre laboratoire par P. Bourel [28], nous ne nous attarderons donc pas plus sur ce sujet. Nous insistons sur l'influence du dopage sur les caractéristiques de l'InP.

L'influence du dopage sur la vitesse est présentée sur les figures II.3. Elle se manifeste essentiellement pour les champs électriques faibles et autour du champ de seuil. L'affaiblissement des caractéristiques de vitesse en régime faible champ lorsque le dopage augmente se traduit par une réduction de la mobilité des porteurs. Ce phénomène est clairement illustré sur la figure II.4 où nous avons représenté la mobilité à température ambiante en fonction du dopage, pour les trois matériaux.

Nous constatons également pour InP une diminution importante de la vitesse pic qui s'accompagne d'un accroissement du champ de seuil. Le même comportement a été observé pour les matériaux $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ [28]. Cet effet s'explique par le passage plus tardif des électrons en vallées latérales, du fait du nombre grandissant d'interactions sur impuretés ionisées lorsque le dopage augmente. Pour les champs électriques élevés, l'influence du dopage sur la vitesse de dérive des porteurs est négligeable. La combinaison de ces deux effets entraîne une réduction importante de l'effet de mobilité différentielle négative.

L'évolution de l'énergie moyenne en fonction du champ est également présentée sur la figure II.5 pour différentes valeurs du dopage. La variation de l'énergie dans la gamme 5kV/cm à 25kV/cm traduit le transfert en vallée satellite. On constate que l'augmentation du dopage tend à réduire l'énergie moyenne et à "retarder" le transfert en espace \vec{k} , effet qui se manifestait également par le décalage de la vitesse pic et du champ de seuil. A champ fort, lorsque l'énergie moyenne des électrons est élevée, l'interaction sur impuretés a une influence réduite et les caractéristiques ne dépendent pratiquement pas du dopage. Le même comportement a été observé pour les matériaux $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ [28].

A titre d'illustration, nous présentons également sur la figure II-6 la masse effective moyenne en fonction du champ pour différentes valeurs du dopage. Cette quantité est utilisée dans les simulations "hydrodynamiques" de composant. Nous retrouvons sur

l'évolution de cette quantité, le transfert en vallée supérieure de masse élevée, qui se trouve "retardé" par le dopage.

Les résultats essentiels concernant le transport électronique dans les trois matériaux sont récapitulés dans le tableau n°1.

Matériaux	Dopage Nd (cm ⁻³)	Mobilité μ (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)	Vitesse pic Vp (10 ⁷ cm/s)	Champ de seuil Es (kV/cm)	Vitesse à 30kV/cm (10 ⁷ cm/s)
InP	10 ¹⁵	4500	2.5	11.25	1.48
InP	10 ¹⁷	3000	2.48	12.2	1.48
InP	10 ¹⁸	1800	2.2	14	1.47
Ga _{0.47} In _{0.53} As	10 ¹⁵	12000	2.6	3.5	0.97
Ga _{0.47} In _{0.53} As	10 ¹⁷	7600	2.31	4	0.96
Ga _{0.47} In _{0.53} As	10 ¹⁸	4500	1.89	5	0.96
Al _{0.48} In _{0.52} As	10 ¹⁵	4400	2.12	9	0.82
Al _{0.48} In _{0.52} As	10 ¹⁷	2500	2.03	9.25	0.83
Al _{0.48} In _{0.52} As	10 ¹⁸	1800	1.73	10	0.81

Tableau n°1 : Influence du dopage sur les matériaux (InP, Ga_{0.47}In_{0.53}As, Al_{0.48}In_{0.52}As) à température ambiante.

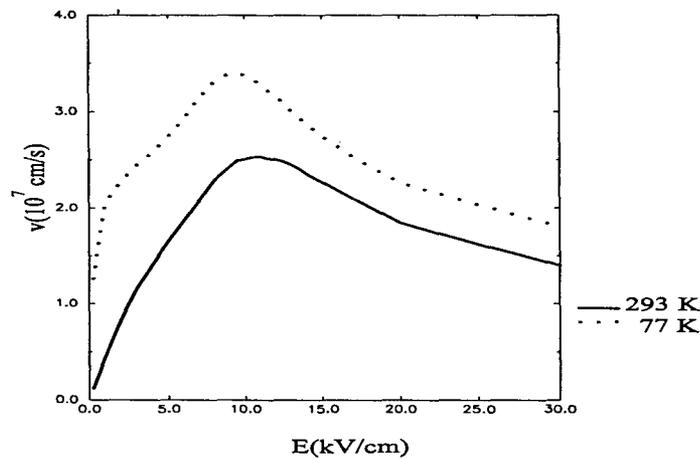


Figure II.7 : Vitesse de dérive à 293K et 77K pour InP pour un dopage résiduel de 10^{15} cm^{-3} en fonction du champ électrique.

III.2.1.3. Influence de la température

Nous présentons sur la figure II-7 les caractéristiques de vitesse en fonction du champ électrique pour le matériau InP pour un dopage résiduel de 10^{15} cm^{-3} et pour des températures de 293K et 77K.

Nous remarquons dans InP des vitesses plus élevées à la température de l'azote liquide qu'à la température ambiante, ce qui était déjà le cas des matériaux $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ [28]. Cet effet particulièrement marqué à faible champ, contribue à augmenter la mobilité de façon très sensible. A la température de l'azote liquide, nous constatons à faible champ un changement de pente de la caractéristique de vitesse correspondant à l'émission de phonons optiques polaires par les électrons. Nous observons également l'accroissement de la vitesse pic.

Les résultats essentiels dans les trois matériaux sont récapitulés dans le tableau n°2

Matériaux	Température T (K)	Mobilité μ ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	Vitesse pic Vp (10^7cm/s)	Champ de seuil Es (kV/cm)	Vitesse à 30kV/cm (10^7cm/s)
InP	293	4500	2.5	11.25	1.48
InP	77	70000	3.48	9	1.7
Ga _{0.47} In _{0.53} As	293	12000	2.6	3.5	0.97
Ga _{0.47} In _{0.53} As	77	109000	3.55	3	1.28
Al _{0.48} In _{0.52} As	293	4400	2.12	9	0.82
Al _{0.48} In _{0.52} As	77	24000	2.72	7.5	0.98

Tableau n°2: Influence de la température sur les matériaux pour un dopage résiduel de 10^{15}cm^{-3}

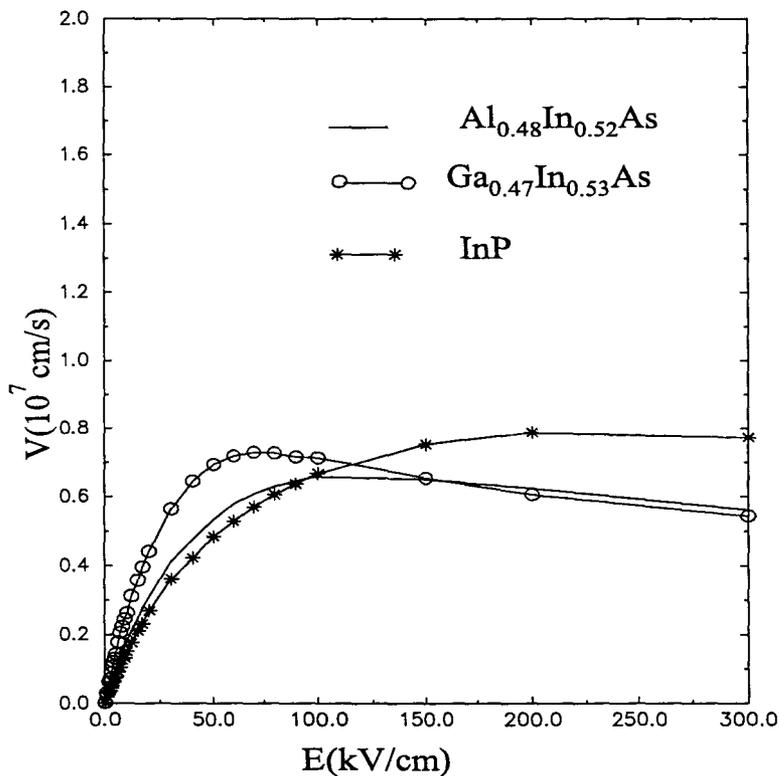


Figure II.8 : Vitesse de dérive des trous à $T=293\text{K}$ et $N_d=10^{15} \text{cm}^{-3}$ en fonction du champ électrique.

III.2.2. Etude du transport des trous dans les matériaux en volume

III.2.2.1. Matériaux intrinsèques

Nous présentons sur la figure II-8 les caractéristiques de vitesse des trous dans InP, Ga_{0.47}In_{0.53}As et Al_{0.48}In_{0.52}As, en fonction du champ électrique, à température ambiante et pour un dopage résiduel Nd=10¹⁵ cm⁻³.

Nous remarquons que la vitesse de saturation est atteinte pour InP et Ga_{0.47}In_{0.53}As à partir d'un champ de 200 kV/cm. Pour Ga_{0.47}In_{0.53}As cette vitesse est voisine de 0.6 10⁷ cm/s, en bon accord avec les valeurs publiées [29,30]. Pour InP cette vitesse est voisine 0.8 10⁷ cm/s, en accord avec la valeur obtenue par Brennan et Hess [31]. Pour Al_{0.48}In_{0.52}As cette vitesse est voisine 0.6 10⁷ cm/s. Nous ne disposons pas de valeur publiée.

La mobilité faible champ est de l'ordre de 320 cm²V⁻¹s⁻¹ pour Ga_{0.47}In_{0.53}As, 210 cm² V⁻¹s⁻¹ pour Al_{0.48}In_{0.52}As, 150 cm² V⁻¹s⁻¹ pour InP.

Pour les matériaux Ga_{0.47}In_{0.53}As, et Al_{0.48}In_{0.52}As, nous observons à champ moyen un très léger phénomène de résistance différentielle négative, dû probablement à la non parabolicité. En effet, ce phénomène peut difficilement être attribué à des transferts interbandes, car on constate que la bande de trous lourds, reste peuplée à plus de 90% sur toute la gamme de champ considérée. Ceci est illustré sur la figure II.9 dans le cas de InP. En outre, des transferts vers les bandes de trous légers ou de split off, n'auraient sans doute pas d'effet négatif sur la vitesse.

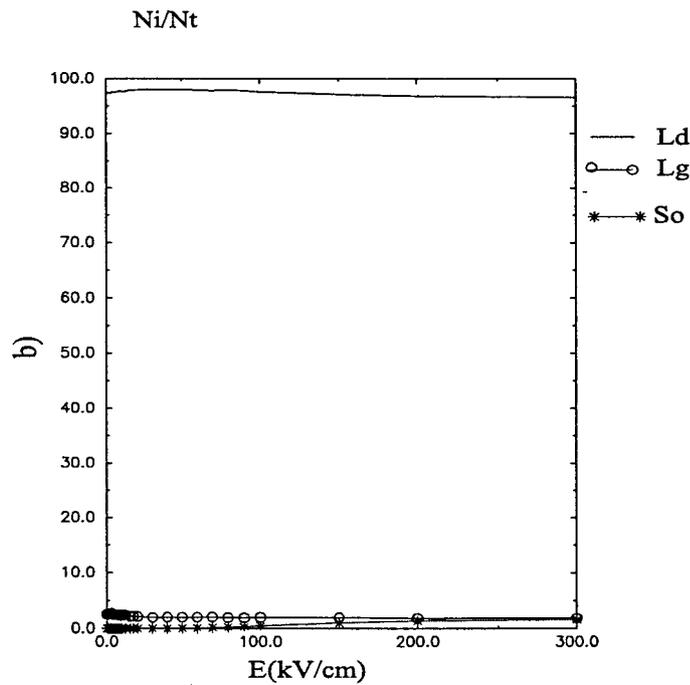
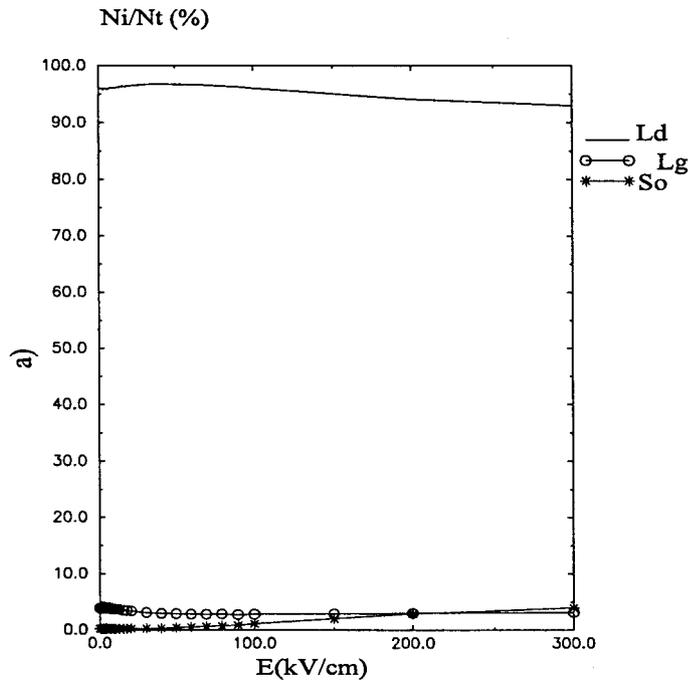


Figure II.9 : Répartition des trous par bande dans InP (a) et Ga_{0.47}In_{0.53}As (b), en fonction du champ électrique à température ambiante.

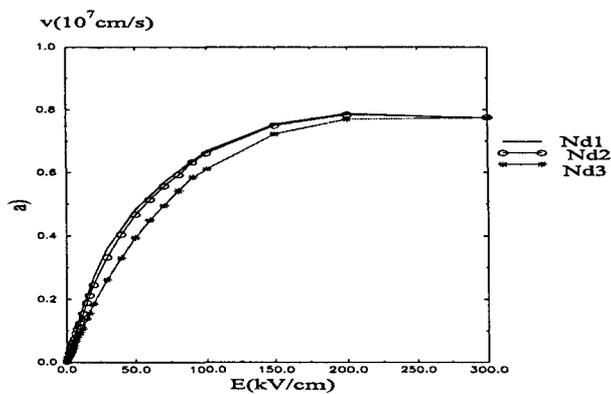


Figure II.10a Evolution de la vitesse de dérive des trous dans InP pour différents dopages $Nd1=10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $Nd2=10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $Nd3=10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

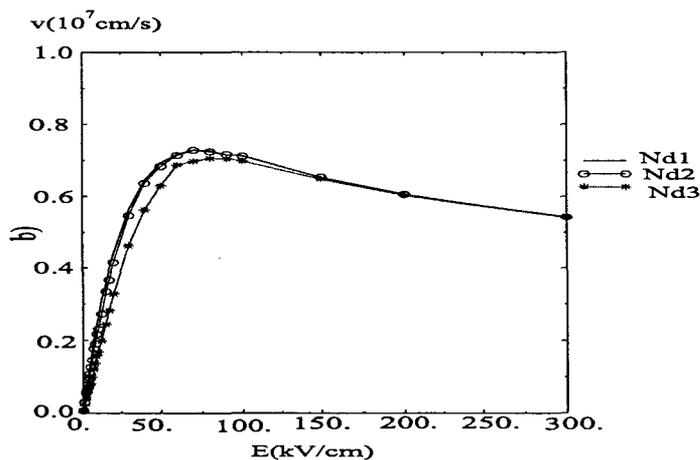


Figure II.10b Evolution de la vitesse de dérive des trous dans $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ pour différents dopages $Nd1=10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $Nd2=10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $Nd3=10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

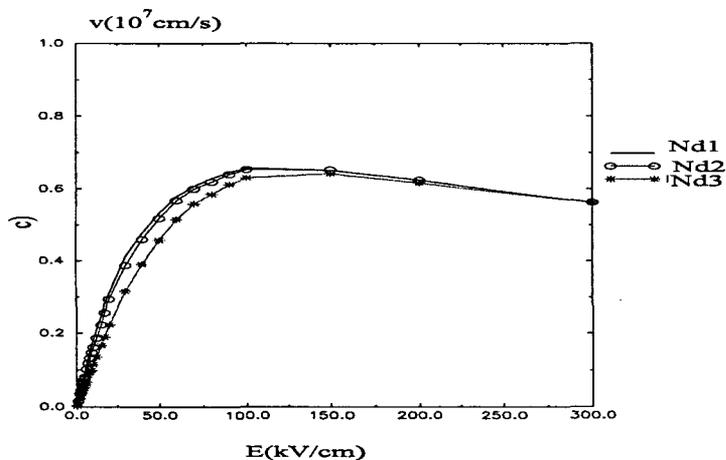


Figure II.10c Evolution de la vitesse de dérive des trous dans $Al_{0.48}In_{0.52}As$ pour différents dopages $Nd1=10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $Nd2=10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $Nd3=10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

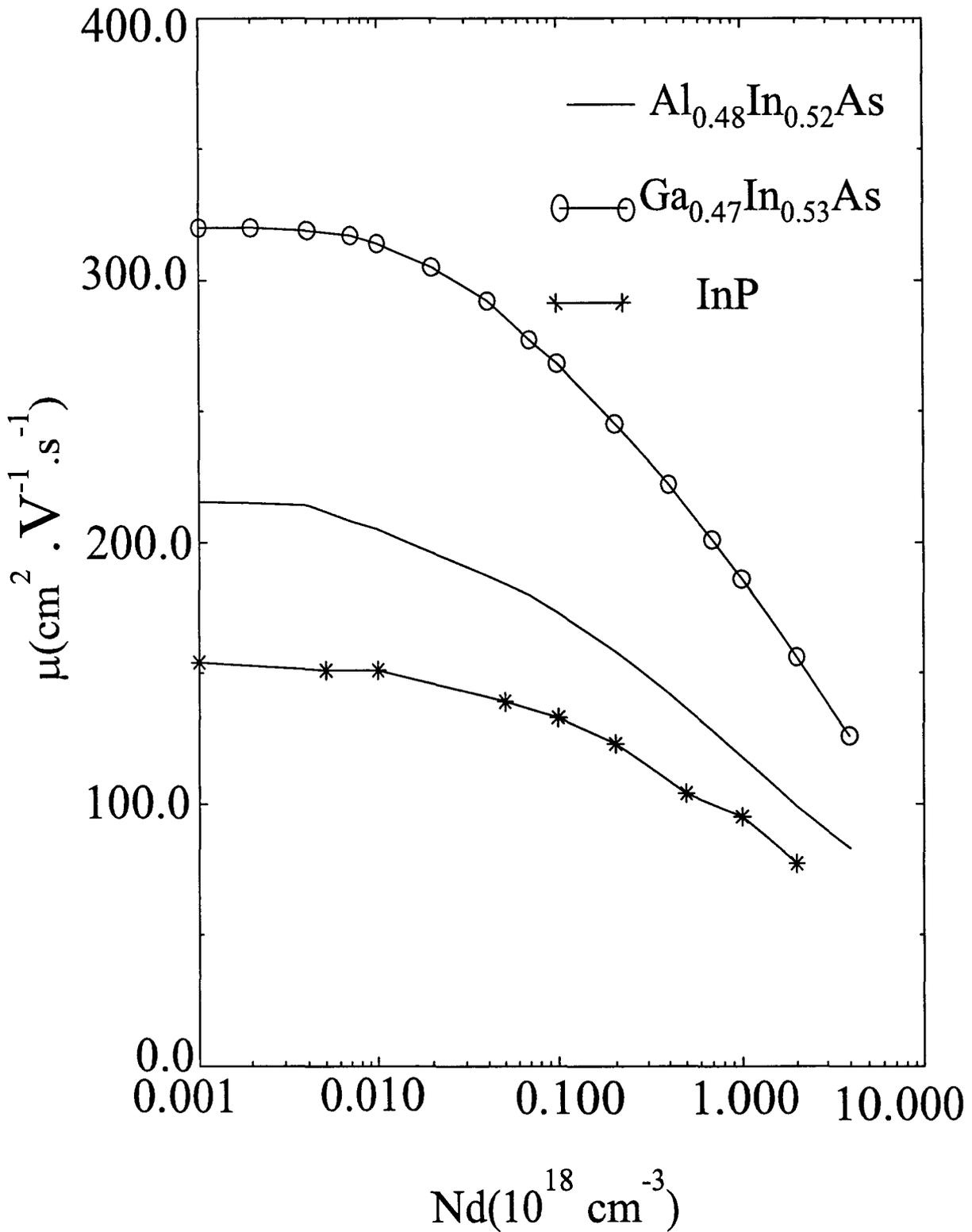


Figure II.11: Mobilité faible champ des trous en fonction du dopage à $T=293\text{K}$.

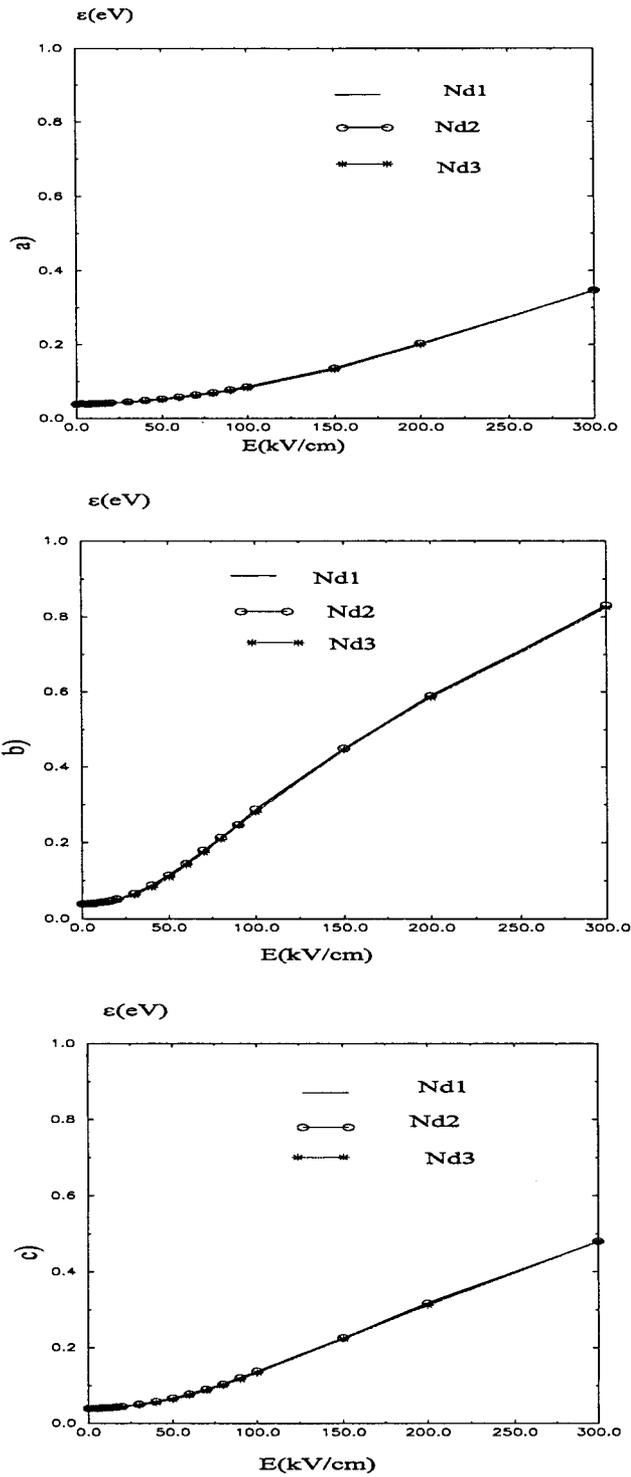


Figure II.12: Energie moyenne des trous à $T=293K$ pour différent dopages : $Nd1=10^{15} cm^{-3}$, $Nd2=10^{17} cm^{-3}$, $Nd3=10^{18} cm^{-3}$, dans InP (a), $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ (b), et $Al_{0.48}In_{0.52}As$ (c).

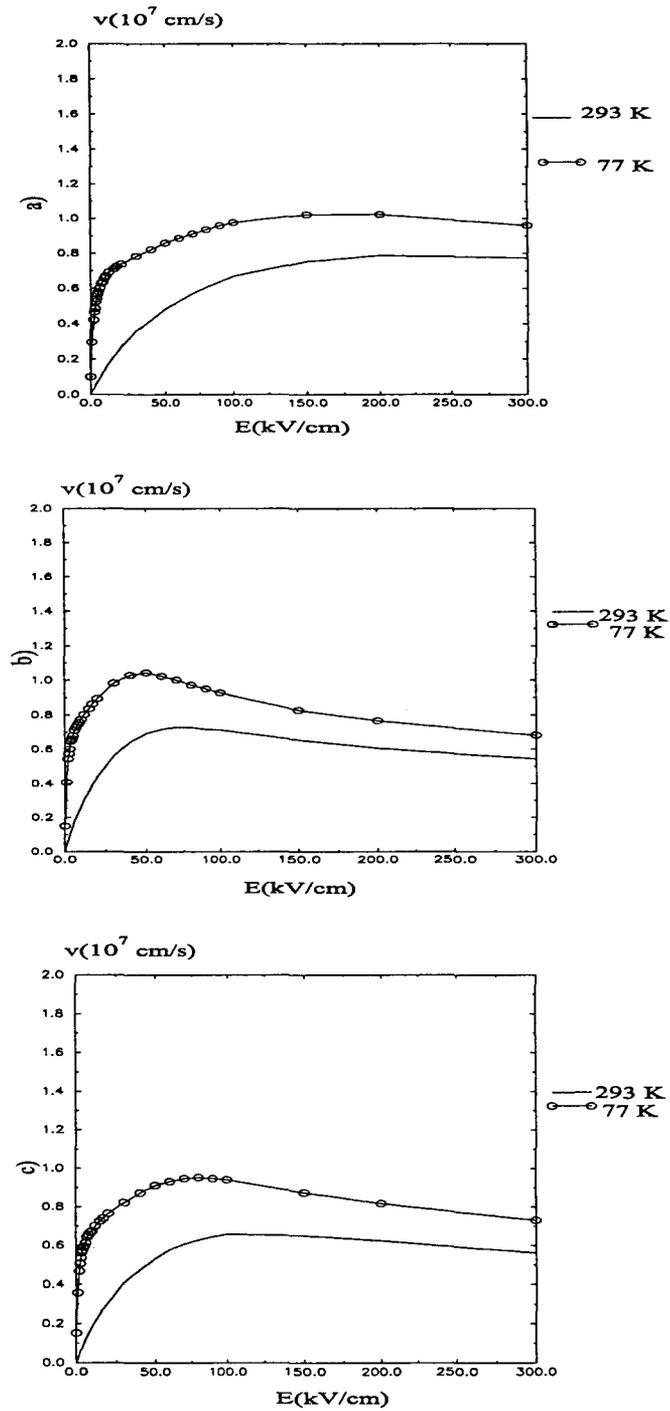


Figure II.13 Vitesse de dérive des trous en fonction du champ électrique à 293K et 77K dans *InP* (a), *Ga_{0.47}In_{0.53}As* (b), et *Al_{0.48}In_{0.52}As* (c), à dopage $n.i.d=10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

III.2.2.2. Influence du dopage et de la température

Les caractéristiques de vitesse des trous pour les trois matériaux sont présentées sur la figure II.10. L'influence du dopage se manifeste essentiellement pour des champs électriques faibles, et inférieurs au champ de saturation de l'ordre de 200 kV/cm. L'affaiblissement des caractéristiques de vitesse en régime de faible champ se traduit par une réduction de la mobilité pour les trois matériaux. Ce phénomène, déjà observé pour les électrons, est illustré sur les figures II.11. L'effet du dopage est négligeable à fort champ.

L'évolution de l'énergie moyenne des trous en fonction du champ est également présentée sur la figure II.12 pour différentes valeurs du dopage, et pour les trois matériaux. Nous constatons que l'influence du dopage est faible sur l'énergie moyenne des trous. Ceci est dû pour partie à la masse importante des trous qui réduit l'influence l'interaction sur impuretés.

L'influence de la température sur la vitesse est présentée sur la figure II-13 pour les matériaux InP, $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$, pour un dopage résiduel de 10^{15} cm^{-3} . Nous observons des vitesses plus élevées à la température de l'azote liquide qu'à température ambiante. Cet effet, particulièrement marqué à faible champ, contribue à augmenter la mobilité de façon très sensible. Nous constatons également à faible champ et à la température de l'azote liquide un changement de pente de la caractéristique de vitesse correspondant à l'émission de phonons optiques polaires par les trous.

Les résultats essentiels pour les trois matériaux sont récapitulés dans les tableaux n°3 et 4.

Matériaux	Dopage Na (cm^{-3})	Mobilité μ ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)	Vitesse à 300kV/cm (10^7cm/s)
InP	10^{15}	150	0.78
InP	10^{17}	125	0.78
InP	10^{18}	100	0.78
$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	10^{15}	320	0.55
$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	10^{17}	270	0.55
$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	10^{18}	180	0.55
$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	10^{15}	220	0.56
$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	10^{17}	170	0.56
$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	10^{18}	120	0.56

Tableau n°3 : Influence du dopage de type p sur le transport de trous à température ambiante.

Matériaux	Température T (K)	Mobilité μ ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)	Vitesse à 300kV/cm (10^7cm/s)
InP	293	150	0.78
InP	77	5000	0.98
$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	293	320	0.55
$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	77	6000	0.7
$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	293	210	0.56
$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	77	5500	0.72

Tableau n°4: Influence de la température sur le transport de trous à dopage $n_{id}=10^{15} \text{cm}^{-3}$

III.2.3.Conclusion

Nous résumons ci-dessous les propriétés mises en évidence.

Les propriétés de transport des électrons sont supérieures dans les matériaux $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et InP par rapport à $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$. En particulier, InP bénéficie par rapport aux autres matériaux d'un champ de seuil et d'une vitesse de saturation plus grande.

Les propriétés de transport des trous sont assez similaires dans les trois matériaux. Cependant la mobilité des trous est plus grande dans $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ que dans les autres matériaux étudiés. Par contre, la vitesse pic à 30 kV/cm est plus grande dans InP que dans $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$.

III.3. Influence de l'ionisation par choc dans les matériaux en volume.

III.3.1. Influence de l'ionisation par choc sur les caractéristiques de vitesse

La figure II-14 présente les caractéristiques de vitesse de dérive des électrons avec et sans ionisation par choc pour les matériaux $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$, $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et InP . A fort champ pour le matériau $\text{Ga}_{0.53}\text{In}_{0.53}\text{As}$, très peu de caractéristiques de vitesse existent dans la littérature [32-34]. Nous ne disposons pas de valeur pour $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$. Cependant les valeurs de vitesse obtenues pour les matériaux $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ restent dans le domaine des valeurs raisonnables. Quant au matériau InP , nous observons une vitesse voisine de 10^7 cm/s, valeur qui est dans la gamme des résultats publiés. Ces valeurs sont cependant assez dispersées [34, à 39].

L'effet de l'ionisation par choc sur les caractéristiques de vitesses de ces matériaux est peu important. Les caractéristiques avec et sans ionisation sont confondues jusqu'à des champs élevés : 500 kV/cm pour InP et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$, 200kV/cm pour $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$. A partir de ces champs nous constatons une légère augmentation de la vitesse des électrons en champ fort. Pour $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, cette augmentation de vitesse intervient plus tôt et s'étend sur une plus large gamme de champ, ceci s'explique par le fait que son énergie de seuil est inférieure à celle des matériaux InP et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$. L'augmentation de la vitesse peut être reliée à l'apparition de l'ionisation par choc. Nous l'expliquons par le fait que en champ fort, les électrons peuplent les états de haute énergie où leur vitesse est faible. Ainsi, lorsque l'ionisation intervient, ils transfèrent dans un état de basse énergie où le transport est meilleur.

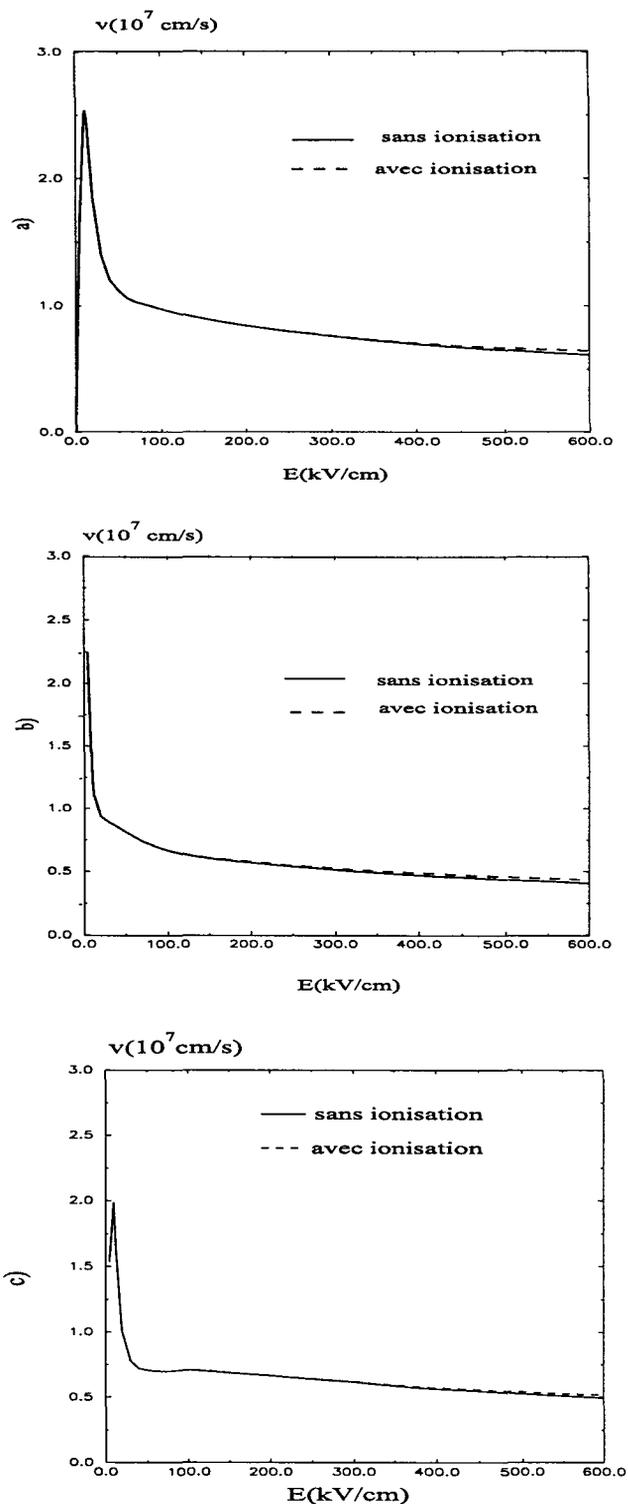


Figure II.14 : influence de l'ionisation sur la caractéristique de vitesse dans InP (a), $\text{Ga}_{0.53}\text{In}_{0.47}\text{As}$ (b), $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ (c).

III.3.2. Coefficient d'ionisation par choc

Nous présentons sur la figure II 15 le coefficient d'ionisation des matériaux $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ et InP en fonction de l'inverse du champ électrique à température ambiante en l'absence de dopage intentionnel ($N_d=10^{15} \text{ cm}^{-3}$).

Le coefficient d'ionisation par choc est l'une des rares grandeurs accessibles à l'expérience en champ ionisant. En champ fort, une simulation doit donc retrouver la caractéristique de coefficient d'ionisation par choc expérimentale, ou faute de mieux, des résultats théoriques. Des caractéristiques expérimentales peuvent être trouvées dans les références [40,à 43] pour l' InP , [44,45,46] pour $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et [47,48] pour l' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$. Des calculs théoriques sont également disponibles dans [34,35] pour InP et [49] pour $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et l' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$.

Nous constatons sur la figure II.15 que le coefficient d'ionisation par choc décroît en fonction de l'inverse du champ électrique. Nous constatons également qu'à champ constant le coefficient d'ionisation est plus important dans $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ que dans $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ lui-même plus important que dans l' InP . Soit par exemple à 400kV/cm $\alpha(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})= 0.29 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha(\text{InP})= 0.41 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha(\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As})= 0.63 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$. Cependant le rapport entre les coefficients d'ionisation par choc est moins important à champ très fort qu'à champ moyen. En effet, à champ faible et moyen les porteurs ne sont pas très énergétiques, et seuls les matériaux à faible gap, tels le GaInAs , seront le siège d'une ionisation importante. Le fait que le coefficient d'ionisation à champ moyen soit plus faible dans l' InP que dans $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ et $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ fait de ce matériau un bon choix pour de nombreuses réalisations où les champs rencontrés se situent dans la gamme de 200kV/cm à 500kV/cm .

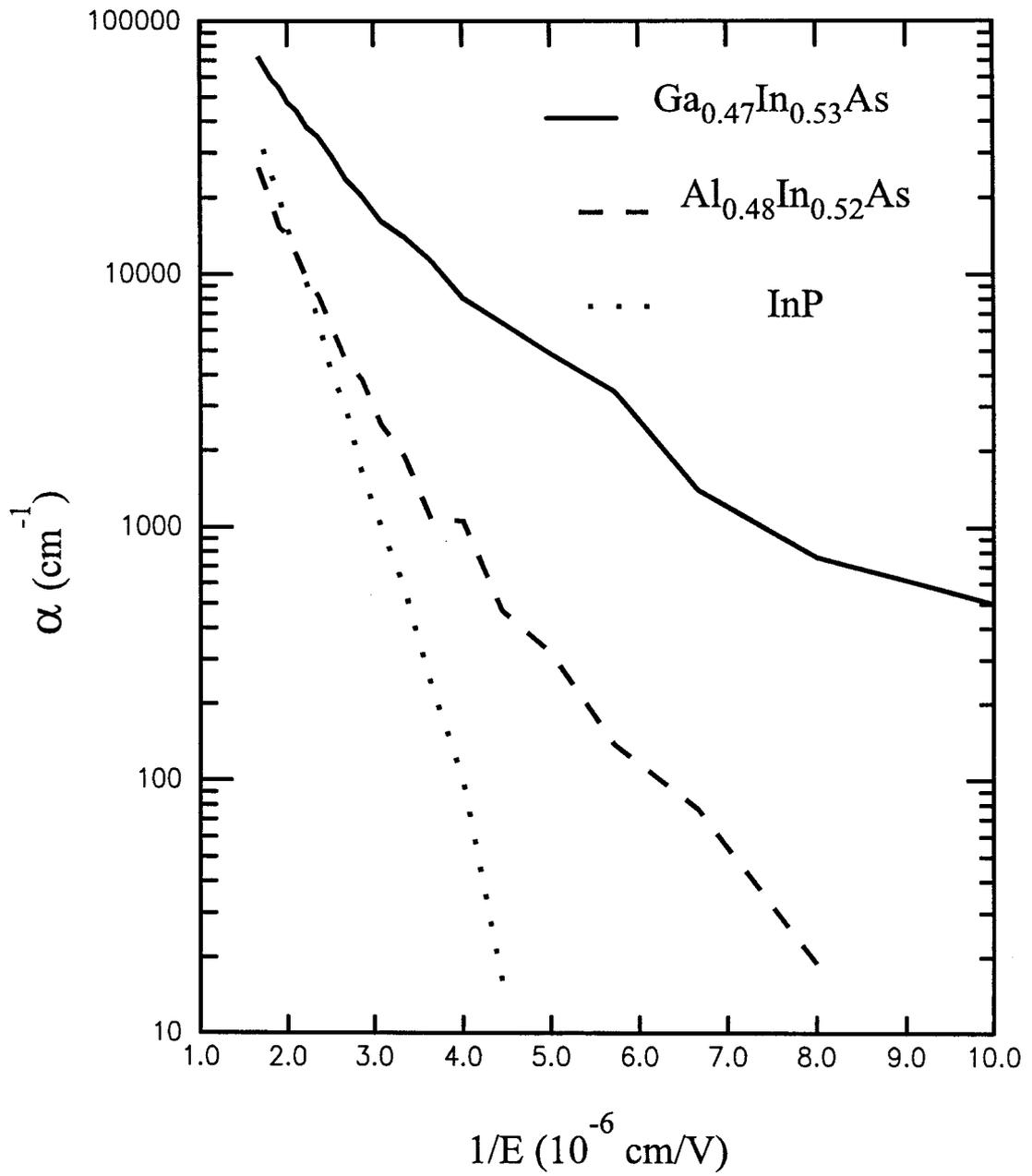


Figure II.15 Coefficient d'ionisation par choc des électrons à 293K à dopage nul en fonction de l'inverse du champs électrique.

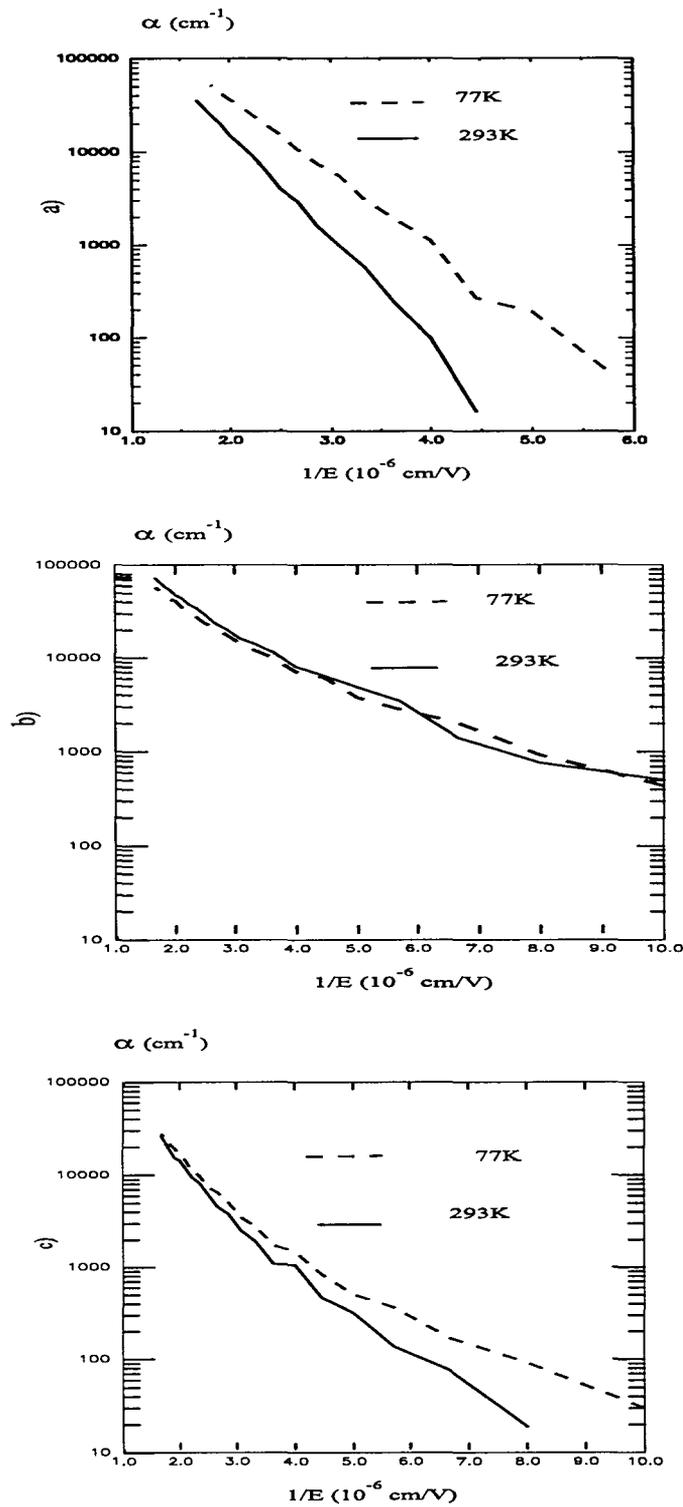


Figure II.16 Coefficient d'ionisation par choc des électrons à 293K et 77K pour un dopage nul, en fonction de l'inverse du champ électrique : (a) dans InP, (b) dans $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, et (c) dans $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$.

III.3.3. Influence de la température sur le coefficient d'ionisation

Nous présentons sur la figure II.16 les caractéristiques de coefficient d'ionisation par choc en fonction de l'inverse du champ électrique pour les matériaux InP, Ga_{0.47}In_{0.53}As, Al_{0.48}In_{0.52}As, pour un dopage nul et pour des températures de 293K et 77K.

Nous pouvons remarquer que le coefficient d'ionisation est plus élevé à la température de l'azote liquide qu'à température ambiante, dans la gamme de 200kV/cm à 500kV/cm pour l'InP [40] et dans la gamme de 125kV/cm à 500kV/cm pour Al_{0.48}In_{0.52}As. Ceci est dû au fait que la montée en énergie est plus facile, car il y a moins d'émissions de phonons. Cet effet tend à disparaître lorsque le champ devient très élevé et qu'un grand nombre de porteurs peuvent atteindre l'énergie de seuil. Dans Ga_{0.47}In_{0.53}As l'effet de la température n'est pas apparent. Il faut noter que les champs appliqués, supérieurs à 100kV/cm, doivent être considérés comme des "champs forts" pour ce matériau, et correspondent à un nombre non négligeable d'ionisations. Signalons qu'en l'absence de données, nous avons supposé que le paramètre p était indépendant de la température.

III.3.4. Conclusion

L'étude théorique du phénomène d'ionisation par choc par la méthode de Monte-Carlo nous a permis de montrer que l'ionisation par choc intervient essentiellement à champ fort. Une première estimation de sa grandeur caractéristique, le coefficient d'ionisation, pour les matériaux InP, Ga_{0.47}In_{0.53}As et Al_{0.48}In_{0.52}As, valide le modèle et les paramètres pour la simulation de composants. Enfin, nous avons mis en évidence l'effet de la température sur le coefficient d'ionisation.

IV. CONCLUSION

Après avoir présenté le principe et la mise en oeuvre de l'ionisation par choc dans la méthode de Monte-Carlo appliquée au transport électronique dans les semiconducteurs, et mis au point les paramètres matériaux, nous avons étudié dans ce chapitre le transport des électrons et des trous dans les matériaux InP, $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$. Les propriétés de transport des électrons sont comparables dans l'InP et $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, mais supérieures à celles de $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$. Cependant à champ fort le matériau $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ présente un défaut majeur avec l'apparition rapide des phénomènes ionisants. L'InP et l' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ ne présentent pas cet inconvénient. Quant au transport des trous, il est assez similaire dans les trois matériaux. Cette étude du transport dans les matériaux massifs était un préalable nécessaire à la simulation de composant qui fait l'objet du chapitre III.

V. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

- 1 J.Y. Tang et K. Hess
Journ. Appl. Phys., vol. 54, n°. 9, p.5139, (1983).
- 2 B. K. Ridley
I.E.E.E. proceedings, vol. 132, n°. 3,(1985).
- 3 C.L. Anderson et C.R.Crowel
Phys. Rev. B., vol. 5, n°. 6, p. 2267, (1972)
- 4 P.T. Landsberg et Y.J. Yu
Journ. Appl. Phys., vol. 63, n°. 5, p. 1789, (1988)
- 5 TH.Vogelsang et W.Hänsch
Journ. Appl. Phys., vol. 70, n°. 3, p. 1943, (1991).
- 6 E.O. Kane
Phys. Rev, vol. 159, n°. 3, p. 159, (1967).
- 7 M. Stobbe et al
Phys. Rev. B, vol. 49, n°. 7, p. 4494, (1994)
- 8 N.Sano et A. Yoshii
Journ. Appl. Phys., vol. 77, n° 5 , p. 2020, (1995)
- 9L.V. Keldysh
Soviet Physics JETP, vol. 21, n°. 6, p. 1143, (1965).
- 10 W. Quade et al
Solid State Electron, vol. 36, n°. 10, p. 1493, (1993).
- 11 M.V. Fischetti
I.E.E.E. Trans. Elect. Dev., vol. 38, n°. 3, p. 634, (1991).
- 12 O. Mouton
Thèse de Doctorat, Lille, (1996).
- 13 M.V. Fischetti et S.E.Laux
Phys Rev. B, vol. 38, n°. 14, p. 9723, (1988).
- 14 L. Drud Nielsen
Physics letters, vol 38A, n° 4, p. 221, (1972).
- 15 A. Majerfeld, K E. Potter et P. N. Robson
IEEE Transactions on electron devices, vol. Ed-22, n°. 8, p. 569, (1975).

16 P.M. Boers

Phys.Lett., vol. 34A, p. 329, (1971).

17 N. Shigekawa, T. Furuta et K. Arai

Appl.phys.lett., vol. 57, n°. 1, p. 67, (1990).

18 L.D. Nguyen, L.M Jellolan, M. Thompson et M. Lui

IEEE IEDM Tech. Dig , p. 499, (1990).

19 U.K. Mishra, A.S; Brown, M.J Delaney, P.T. Greiling et C.F. Krumm

IEEE. Trans Micro. Th. Tech, vol. 37, n°. 39, p. 1279, (1989).

20 V. W. L. Chin, T. Osotchan et T.L. Tansley

Solid- State Electroniqs, vol. 35, n°. 9, p. 1247, (1992)

21 W.-P. Hong, G.I. Ng, P.K. Bhattacharya ,D. Pavlidis et S. Willing

Journ. Appl. Phys., vol. 64., n°. 4, p. 1945, (1988).

22 L. Aina, M.Mattingly et B. Potter

Appl. Phys., vol. 51, n°. 21, p. 1735, (1987)

23 T.Tanahashi, K. Nakajima, A.Yamagushi et I.Umebu

Appl. Phys. Lett., vol. 43, n°. 11, p. 1030, (1983)

24 M. Kamada, T. Kobayashi, H. Ishikawa, Y. Mori, K. Kaneko et C.Kojima

Elect.Lett., vol. 23, n°. 6, p. 297, (1987).

25 U.K Mishra, A.S. Brown, L.M. Jelloian, L.H. Hackett et M.J. Delaney

IEEE. Elect. Dev. Lett vol. EDL-9, n°. 1, p. 41, (1988).

26 L. Aina et M. Mattingly

Appl. Phys. Lett., vol. 51, n°. 20, p. 1637 (1987).

27 S. Noor Mohammad, Andrew V. Bemis, R. L. Carter et R.B. Renbeck

Solid-State Electronics, vol. 36, n°. 12, p. 1677, (1993).

28 P.Bourel

Thèse de doctorat, Lille1, (1991).

29 K.Sadra, C. M. Maziar et B.G. Streetman

Journ. Appl. Phys., vol. 66., n°. 5., p. 2020, (1989).

30 P. Hill, J. Schlafer, W. Powazinik, M. Urban, E. Eichen et R. Olshansky

Appl. Phys.Lett., vol. 50, n°. 18, p. 1260, (1987).

31 K.Brennan et K. Hess

Phys. Rev. B., vol. 29, n°. 10, p. 5581, (1984).

- 32 TH. Windhorn, L.W. Cook et G.E. Stillman
Journ. Electron. Mat., vol. 11, p. 1065, (1982).
- 33 J.H. Marsh
Appl.Phys.lett., vol. 41, p. 732, (1982)
- 34 M. V. Fischetti
I.E.E.E, vol. 38, n°. 3, p. 634,(1991).
- 35 K.Brennan et K. Hess
Solid- state Electronics, Vol. 27, n° 4, p. 347,(1984).
- 36 T.H. Windhorn, L.W.Cook, M.A. Haase et G.E. Stillman
Appl. Phys. Lett., vol. 42, n° 8, p. 725, (1983).
- 37 P.M. Boers
Electron .Lett., vol. 7, p. 626, (1971).
- 38 P.N. Robson, K.E. Potter et A. Majerfeld
I.E.E.E Trans. Electron devices, ED-22, p. 569,(1975).
- 39 D.C Herbert , W. Fawcett et C. Hilsum
Journ. Phys. C: Solide State Phys.vol. 9, p. 3969, (1976).
- 40 F.Osaka, Y. Kishi, M. Kobagashi et T. Mikawa
Appl.Phys. Lett , vol. 47, n°. 8, p. 865, (1985).
- 41 C.A. Armiento, S.H. Groves et C.E. Hurwitz
Appl. Phys. Lett., vol. 35, n°. 4, p. 333, (1979).
- 42 L.W. Cook, G.E. Bulman et G.E. Stillman
Appl. Phys. Lett ,vol. 40, n°. 7, p. 589, (1982).
- 43 K. Taguchi, T. Torikai, Y. Sugimoto, K. Makita et H. Ishihara
Journ. Appl. Phys., vol. 59, n°. 2, p. 476, (1986).
- 44 T.P. Pearsall
Appl. Phys. Lett., vol. 36, n°. 3, p. 218, (1980).
- 45 D. Ritter, R.A. Hanim, A. Feygenson et M.B. Panish
Appl. Phys. Lett, vol. 60, n°. 25, p. 3150 (1992).
- 46 Toshiaki Kagawa, Y. Kawamura et O. Mikami
Appl. Phys. Lett ,vol. 55, n°. 10, p. 993, (1989).
- 47 F.Capasso, K. Mohamed, K. Alavi, A.Y. Cho et P.W. Foy
Appl. Phys. Lett., vol. 45, p. 968, (1984).

48 I. Watanabe, T. Torikai, K. Makilta, K. Fukushima et Toshio Uji
I.E.E.E. Electron. Dev. Lett., vol. 11, n°. 10, p. 437, (1990).

49 K. Brennan
I.E.E.E. Trans. Elect. Dev., vol.ED-33, n°. 10, p. 1502, (1986).

CHAPITRE III

CHAPITRE III

ETUDE DES PHENOMENES D'IONISATION PAR CHOC DANS LES HEMT AlInAs/GaInAs/InP ADAPTES EN MAILLE SUR InP.

I- INTRODUCTION	III-91
II- ETUDE DE HEMT ULTRACOURTS	III-93
II-1 Influence de l'ionisation par choc	III-93
II-1.1 Structure simulée	III-93
II-1.2 Présentation des résultats	III-94
II-1.2.1 Caractéristiques de courant drain	III-97
II-1.2.2 Caractéristiques de transfert.	III-100
II-1.2.3 Courant de trous à la grille	III-102
II-1.3 Conclusion	III-103
II-2 Comparaison des HEMT à canal GaInAs et à canal mixte GaInAs/InP	III-104
II-2.1 Structure simulée	III-105
II-2.2 Résultats	III-105
II-2.2.1 Localisation des événements ionisants.	III-106
II-2.2.2 Caractéristiques de courant drain	III-108
II-2.2.3 Caractéristiques de transfert	III-111
II-2.2.4 Courant de trous à la grille	III-114
II-2.3 Conclusion	III-114
II-3 Effet du dopage du sous canal InP	III-115
II-3.1 Structure simulée	III-115
II-3.2 Résultats	III-119
II-3.2.1 Caractéristiques de courant drain	III-119
II-3.2.2 Caractéristiques de transfert	III-121
II-3.2.3 Courant de trous à la grille	III-123
II-3.3 Conclusion	III-123
III- ETUDE DES HEMT DE STRUCTURE LONGUE	III-124
III-1 Comparaison des structures classique et mixte.	III-124
III-1.1 Structures simulées	III-124
III-1.2 Résultats	III-126
III-1.2.1 Localisation des événements ionisants	III-126
III-1.2.2 Caractéristiques de courant	III-128
III-1.2.3 Caractéristiques de transfert	III-130
III-2 Effet du dopage du sous canal InP	III-131
III-2.1 Structures simulées	III-131
III-2.2 Résultats	III-132
III-2.2.1 Caractéristiques de courant drain	III-132
III-2.2.2 Caractéristiques de transfert.	III-135
III-3 Conclusion	III-136
IV- CONCLUSION	III-137
V- BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III	III-138

I- INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous présentons des résultats d'étude Monte-Carlo du transport des trous et des électrons dans les HEMT AlInAs/GaInAs adaptés en maille sur InP. Nous nous sommes intéressés spécialement à l'influence de l'ionisation par choc sur le fonctionnement des composants. En effet, depuis plusieurs années, des travaux sur les HEMT GaInAs/AlInAs ont montré l'intérêt des transistors basés sur ces matériaux pour les applications faible bruit [1,2], et plus récemment pour les applications de "puissance" [3]. Le matériau GaInAs confère au couple AlInAs/GaInAs de bonnes propriétés de transport [4,5], tandis que la forte discontinuité de la bande de conduction, $\Delta E_c = 0.52$ eV [6], assure une forte densité de charges transférées à l'interface. Cependant la valeur élevée de la mobilité dans le GaInAs est associée à une faible valeur de la bande interdite, $E_g = 0.75$ eV [7]. Il en résulte que, lorsqu'on réduit les dimensions des transistors, il y a apparition de phénomènes d'ionisation par choc. Ceux-ci, bien qu'ils puissent avoir une grande influence sur le fonctionnement des composants, restent des interactions relativement rares dans les conditions usuelles. C'est pourquoi, dans un premier temps, il nous a semblé intéressant d'étudier un système pour lequel cette interaction joue un rôle très important, afin d'en exalter les effets. Dans ce but, nous réduisons les dimensions du composant (L_{sg} et L_{gd} très faibles) afin d'accroître le champ électrique. Nous appelons ce type de structure "ultracourte".

Nous présentons dans la section II.1, l'influence de l'ionisation par choc sur les performances physiques et électriques des HEMT AlInAs/GaInAs pour une telle structure « ultracourte » idéalisée. Puis, afin de diminuer l'influence de l'ionisation par choc, nous remplaçons le canal GaInAs par un canal mixte GaInAs/InP. Nous étudions donc dans la section II.2, le HEMT AlInAs/GaInAs/InP ultracourt, à canal mixte non dopé, et nous comparons les grandeurs physiques et électriques avec celles du HEMT à canal GaInAs classique. Enfin, pour augmenter le courant dans les HEMT à canal mixte GaInAs/InP nous dopons une partie de la couche InP. Nous étudions dans la section II.3 le HEMT ultracourt à canal mixte dopé, et nous comparons les grandeurs physiques et électriques avec celle du HEMT à canal mixte non dopé.

Le choix de dimensions extrêmement courtes permet d'amplifier les phénomènes liés à l'ionisation. Néanmoins, il conduit à considérer des structures peu réalistes. Il convient donc de se demander si les conclusions obtenues restent valables pour les composants plus proches

des réalisations. C'est pourquoi dans la section III, nous étudions des transistors sur InP avec des zones d'accès plus longues et comportant un "plan" de dopage. Il faut cependant noter qu'une telle structure est encore largement idéalisée, car elle ne comporte pas de fossé de grille, ni de couche superficielle très dopée et que le potentiel de surface n'est pas considéré. Nous faisons une étude assez complète de ce composant, en examinant aussi bien les grandeurs électriques que les aspects microscopiques. Comme dans la section II, nous comparons les structures à canal GaInAs, à canal mixte non dopé et à canal mixte dopé.

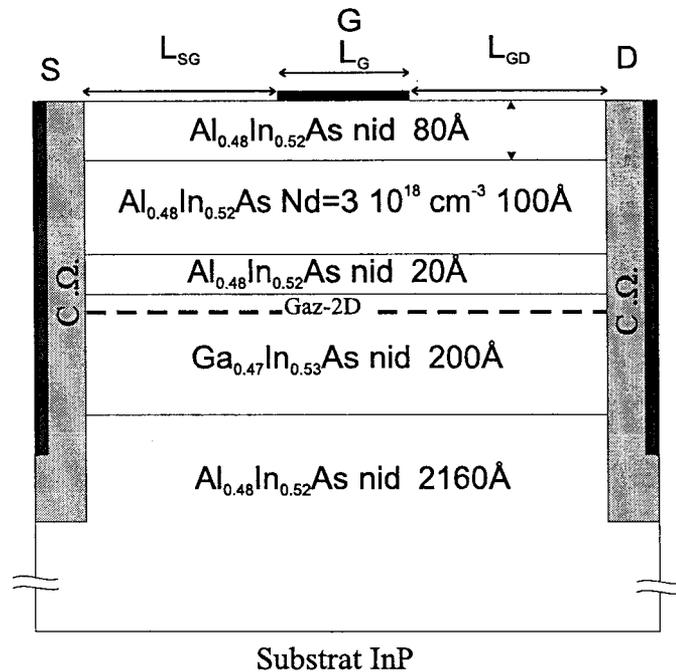


Figure III.1 : Structure du Hemt classique simulée. $L_{sg}=L_{gd}= 0.11\mu m$, $L_g= 0.1\mu m$

II- ETUDE DE HEMT ULTRACOURTS

II-1 Influence de l'ionisation par choc

II-1.1 Structure simulée

Différentes études, tant théoriques [8] qu'expérimentales [9 à 12] ont montré l'influence de l'ionisation par choc dans les HEMT GaInAs/AlInAs. Pour étudier cet effet, nous avons choisi de simuler la structure classique HEMT GaInAs/AlInAs adaptée en maille sur InP présentée sur la figure III.1. Elle est constituée :

- D'une couche AlInAs "couche barrière", non intentionnellement dopé (n.i.d) d'épaisseur 80Å, destinée à améliorer le contact Schottky.
- D'une couche AlInAs, dopée à $3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et d'épaisseur 100Å, qui constitue le "réservoir" d'électrons.
- D'une couche AlInAs n.i.d, d'épaisseur 20Å appelée spacer.

- D'une couche canal en GaInAs n.i.d, d'épaisseur 200Å

et d'une couche tampon de matériau AlInAs n.i.d d'épaisseur 2160Å.

Cette structure est idéalisée par rapport aux composants généralement réalisés, qui comportent le plus souvent un fossé de grille("recess") et un cap layer. De plus, afin d'amplifier les effets d'ionisation, les distances interélectrodes considérées sont extrêmement courtes. Les distances grille source (L_{sg}) et grille-drain (L_{gd}) sont de $0.11\ \mu\text{m}$, la grille de longueur $0.1\ \mu\text{m}$ est centrée dans l'espace source-drain.

Cette structure est simulée avec et sans ionisation par choc.

Dans ce qui suit nous caractérisons la polarisation de grille par la « tension interne » qui tient compte à la fois du potentiel de "built-in" du contact Schottky et du potentiel extérieur appliqué sur la grille: $V_{gs\ \text{interne}} = V_{gs\ \text{externe}} - V_{bi}$. Toutes les simulations présentées sont effectuées pour une température de 300K.

II-1.2 Présentation des résultats

Nous commençons par présenter les caractéristiques électriques obtenues pour la structure de la figure III.1. Nous tentons ensuite de les interpréter à l'aide des grandeurs microscopiques. Nous choisissons des points de polarisation correspondant à un fort effet d'ionisation par impact, soit $V_{ds}=3.5\text{V}$ et $V_{gs}=-0.8\text{V}$.

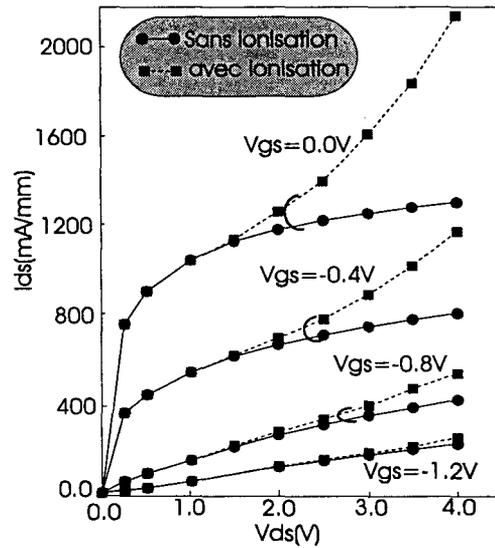


Figure III.2 Caractéristiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ pour la structure de la figure III.1 avec et sans ionisation.

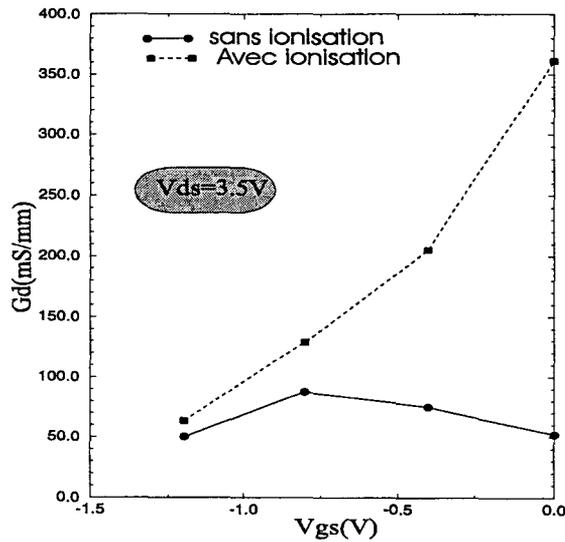


Figure III.3 Conductance de sortie pour la structure de la figure III.1 à $V_{ds}=3.5V$ en fonction de la tension interne V_{gs} avec et sans ionisation.

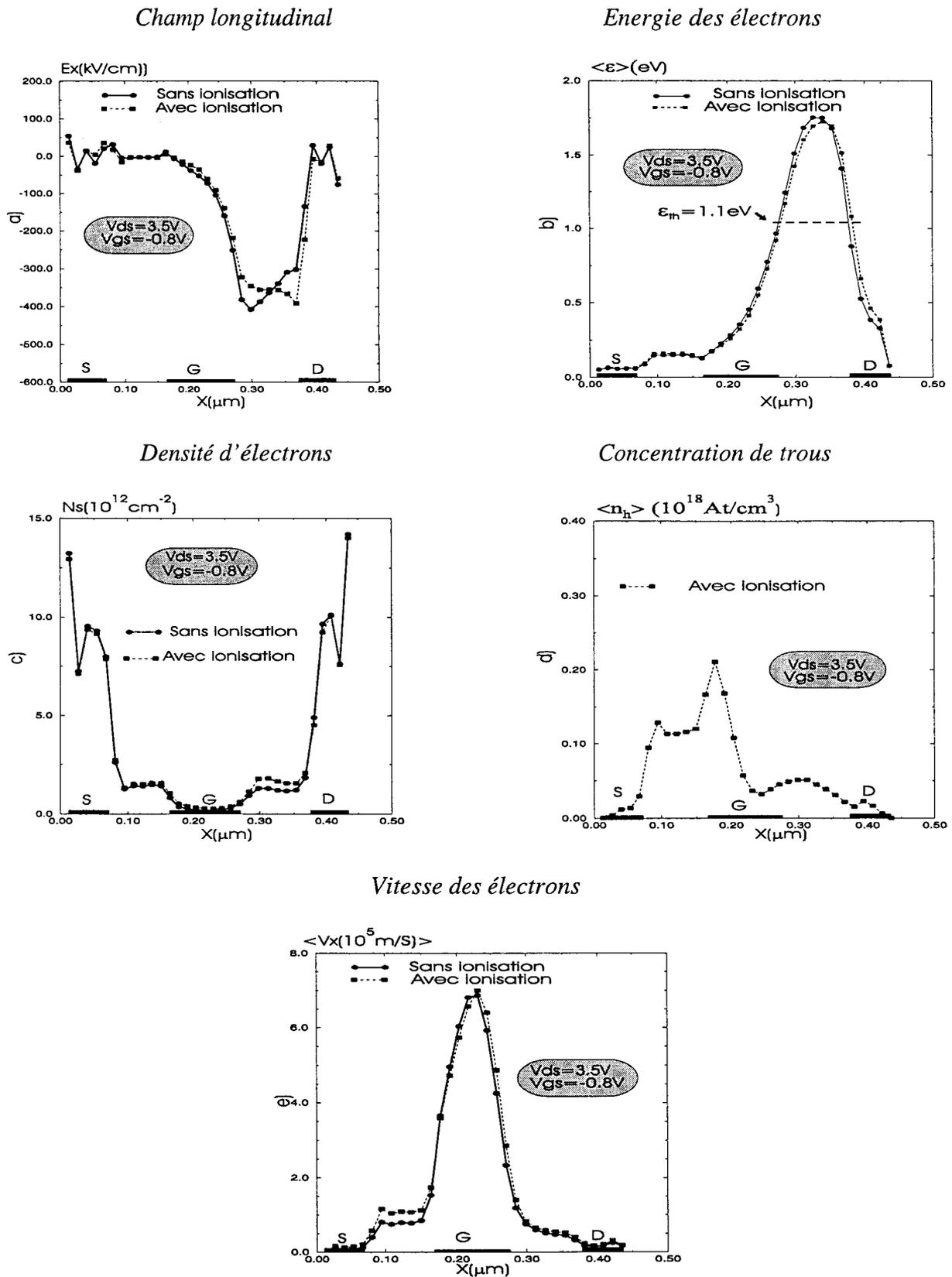


Figure III.4 : Evolution de la source vers le drain des principales grandeurs physiques des électrons et des trous à $V_{ds}=3.5V$ $V_{gs}=-0.8V$. Le champ, la vitesse et l'énergie sont ici des moyennes calculées sur toute l'épaisseur du canal GaInAs.

II-1.2.1 Caractéristiques de courant drain

Nous présentons sur la figure n° III.2 le réseau de caractéristiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ avec et sans ionisation. Nous constatons que, pour des tensions V_{ds} inférieures à 1.5V, l'ionisation n'affecte aucunement l'évolution du courant I_{ds} et ce, quelle que soit la tension V_{gs} . Au delà de $V_{ds}=1.5V$, le courant de drain augmente fortement lorsque l'ionisation est prise en compte, ce qui se traduit par une augmentation de la conductance de sortie G_d . Sur la figure n° III.3, nous présentons G_d en fonction de V_{gs} à $V_{ds}= 3.5V$ et l'on peut constater, par exemple, qu'à $V_{gs}=-0.4 V$, la prise en compte de l'ionisation fait passer G_d de 70 à 200mS/mm.

Pour expliquer ce comportement, nous avons étudié l'effet de l'ionisation sur les grandeurs microscopiques au point de polarisation $V_{ds}=3.5V$ et $V_{gs}=-0.8V$. Ce point correspond à un régime de forts champs où apparaît l'ionisation. Nous représentons sur la figure III.4 les évolutions de quelques grandeurs microscopiques importantes, le long du canal GaInAs.

Nous constatons, sur la figure III.4a, que le champ longitudinal présente des valeurs très élevées dans tout l'espace grille drain. Cela correspond au pic de champ généralement rencontré en sortie de grille pour ce type de polarisation. Ici ce pic occupe tout l'espace grille drain dont la dimension est très faible. On constate que la prise en compte de l'ionisation a pour effet de déplacer le maximum absolu du champ de la grille vers le drain.

Sur la figure III.4b, nous constatons que dans tout l'espace grille drain, l'énergie électronique est très importante et dépasse largement l'énergie de seuil d'ionisation ($\epsilon_{ih} = 1.1 eV$) dans le matériau GaInAs.

La densité surfacique d'électrons dans le canal GaInAs est représentée sur la figure III.4c. Nous constatons que l'ionisation entraîne une augmentation du nombre d'électrons, phénomène qui est particulièrement sensible dans l'espace grille drain, région où sont créées les particules secondaires.

La densité de trous dans le canal est représentée sur la figure III.4d . On constate une forte densité de trous en début de grille et dans l'espace grille source. On peut interpréter les évolutions observées de la façon suivante. L'ionisation génère des paires électrons - trous dans l'espace grille drain. Sous l'effet du champ, les électrons se dirigent vers

le drain où ils sont absorbés. En revanche les trous remontent vers la source, les plus énergétiques d'entre eux peuvent surmonter la barrière de potentiel pour être collectés à la grille, engendrant ainsi un courant de grille. Les autres, restent "piégés" par l'hétérojonction et s'accumulent dans l'espace grille source. La présence de trous accumulés sous la grille modifie le potentiel dans la structure. Schématiquement, l'on peut dire qu'ils "écrantent" le potentiel répulsif de la grille, ce qui entraîne une légère augmentation de la densité électronique dans l'ensemble de la structure.

La vitesse longitudinale des électrons, moyennée sur l'épaisseur du canal, est présentée sur la sur la figure III.4e. Nous constatons que l'ionisation entraîne une légère augmentation de la vitesse dans l'espace grille source. Nous pouvons expliquer ceci par la conservation du courant. En effet le courant doit être constant dans toute la structure, la densité étant inchangée dans l'espace grille source, pour respecter la conservation du courant la vitesse doit augmenter.

Cette étude met en évidence l'influence des particules générées par ionisation sur le fonctionnement du composant. Le déplacement de ces particules entraîne une augmentation du courant de drain. Un autre effet plus subtil provient de la modification de la carte de potentiel, qui peut changer les conditions de transport en tout point du composant. L'augmentation du courant se fait par l'intermédiaire de la densité surfacique du côté drain là où les particules sont créées, et par un effet sur la vitesse du côté source.

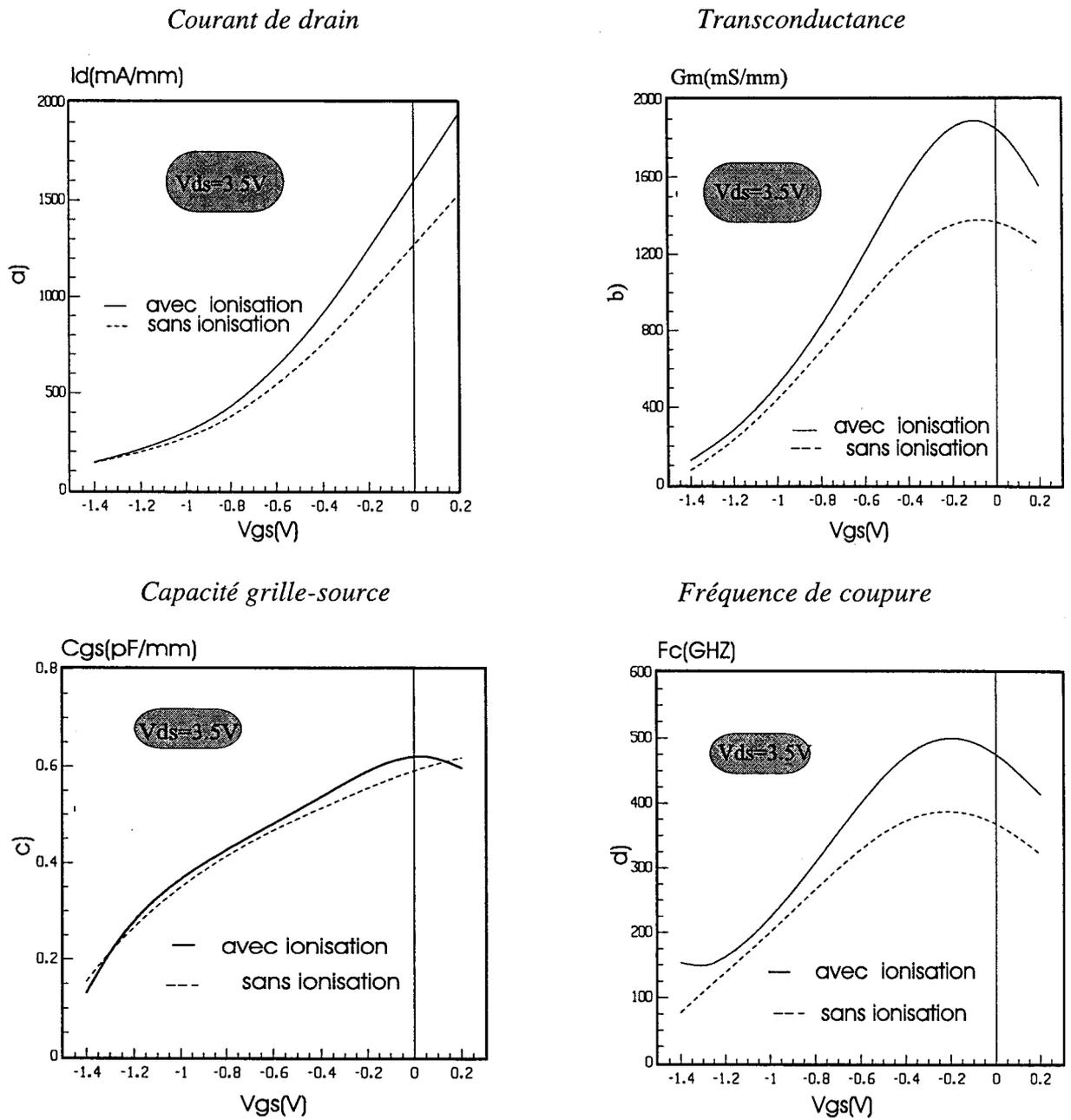


Figure III.5 : Evolution des grandeurs électriques en fonction de la tension interne V_{gs} à $V_{ds}=3.5$ V, avec et sans ionisation.



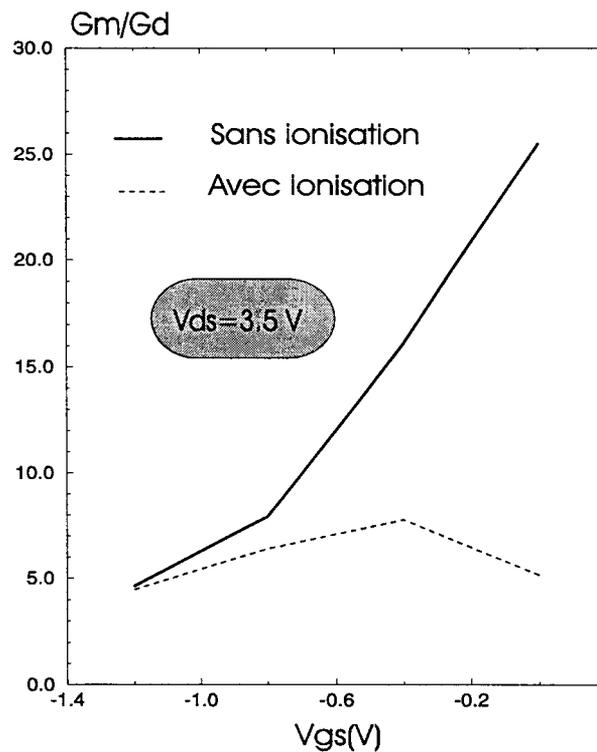


Figure III.6 : Evolution du rapport G_m/G_d en fonction de la tension interne V_{gs} à $V_{ds}=3.5V$, avec et sans ionisation.

II-1.2.2 Caractéristiques de transfert.

La figure III.5 représente le courant de drain (I_d), la transconductance (G_m), la capacité grille source (C_{gs}), ainsi que la fréquence de coupure (F_c), en fonction de la tension V_{gs} pour une tension drain source $V_{ds}=3.5V$.

- La transconductance (G_m) et la capacité grille source (C_{gs}) sont calculées à partir des simulations en régime statique par les relations classiques :

$$G_m = \frac{\Delta I_d}{\Delta V_{gs}}, \quad C_{gs} = \frac{\Delta Q}{\Delta V_{gs}} \quad \text{où } Q \text{ est la charge sous la grille. } F_c \text{ en est déduite grâce à}$$

$$\text{l'expression } F_c = \frac{G_m}{2\pi C_{gs}}.$$

L'évolution en fonction de V_{gs} de la transconductance avec et sans ionisation est représentée sur la figure III.5b. Lorsque l'ionisation est prise en compte la transconductance présente des valeurs plus importantes, effet lié à l'augmentation du courant, en particulier la valeur maximale de G_m passe de 1300 à 1900 mS/mm.

L'évolution de C_{gs} en fonction de la tension V_{gs} est présentée sur la figure III.5c. Elle n'est que légèrement plus importante quand l'ionisation est prise en compte. L'effet sur le G_m se répercute donc sur la fréquence de coupure F_c , dont la valeur maximale passe de 350 à 500 GHz. Ces conclusions sont à considérer avec précaution, compte tenu du fait que l'on simule un composant ultracourt idéalisé. De plus, on peut s'interroger quant à la validité de l'expression de F_c en présence d'ionisation, car le schéma équivalent ne prend pas en compte cet effet.

Nous représentons sur la figure III.6 le rapport G_m/G_d , qui est en fait le gain en tension. Il est moins important quand on prend en compte l'ionisation. Ainsi, à canal ouvert, on passe d'un gain en tension de 25 à 5, ce qui est préjudiciable au composant .

Nous pouvons également mettre en évidence ce phénomène d'ionisation dans les HEMT AlInAs/GaInAs/AlInAs en étudiant le comportement des trous générés.

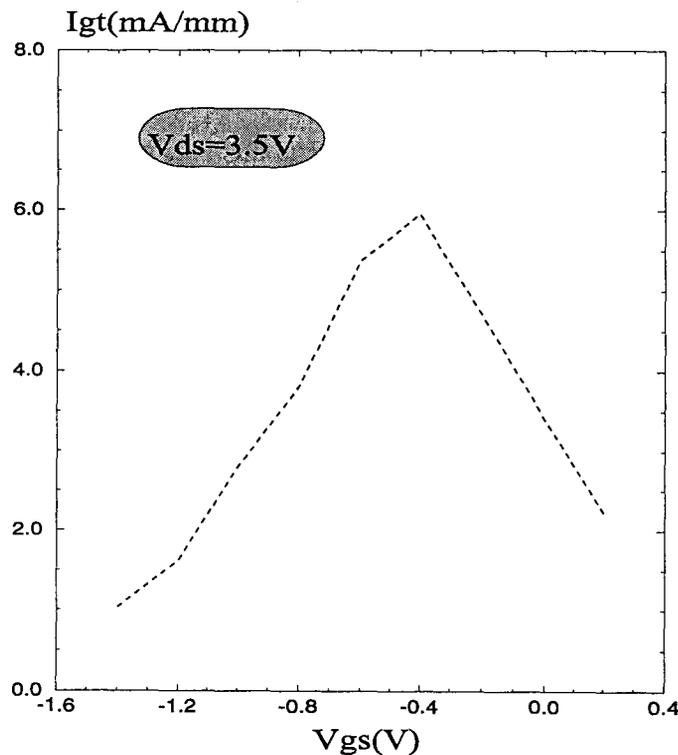


Figure III.7 Evolution du courant de trous à la grille en fonction de la tension V_{gs} interne à $V_{ds}=3.5V$, avec ionisation.

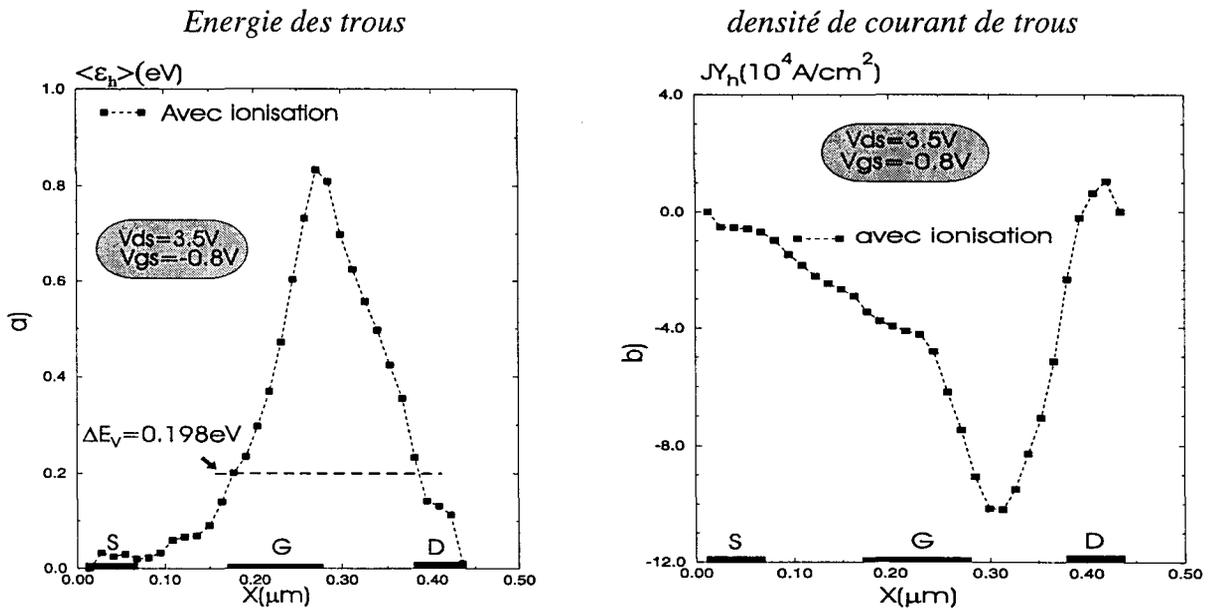


Figure III.8: Evolution de la source vers le drain des principales grandeurs physiques des trous moyennées sur l'épaisseur du canal GaInAs, à $V_{ds}=3.5V$ $V_{gs}=-0.8V$

II-1.2.3 Courant de trous à la grille

Le courant de grille présente un intérêt expérimental, car c'est une quantité facilement mesurable. Comme aux polarisations considérées il n'est pratiquement dû qu'aux trous, il permet d'évaluer l'importance de l'ionisation dans le composant.

Le courant de trous à la grille en fonction de V_{gs} à $V_{ds}=3.5V$ est représenté sur la figure III.7. Nous constatons que ce courant croît quand la tension V_{gs} varie de 0.2V à -0.5V. Lorsque cette tension V_{gs} est inférieure à -0.5 V, il décroît. Ceci s'explique d'une part, lorsque V_{gs} est faiblement négatif par l'effet attractif qu'exerce la grille sur les trous, et d'autre part lorsque V_{gs} devient fortement négatif par la réduction du nombre d'électrons susceptibles d'ioniser dans la structure.

L'apparition d'un courant de trous à la grille peut s'expliquer par l'analyse des grandeurs microscopiques. Nous avons représenté sur la figure III.8a l'énergie des trous, et sur la figure III.8b la densité de courant transverse de trous, dans le canal GaInAs à $V_{gs}=3.5V$, $V_{ds}=-0.8V$. Nous constatons que l'énergie moyenne des trous est très élevée sous la grille et dans l'espace grille drain. Une importante proportion d'entre eux pourra donc surmonter la barrière de potentiel ΔE_v . L'importance de ces transferts vers l'AlInAs est illustrée par la figure III.8b, présentant la densité de courant dans la direction transverse à l'interface. Compte tenu des conventions quant à l'orientation des axes, les valeurs négatives

correspondent à un flux dirigée vers la couche supérieure. Une fois dans l'AlInAs les trous subiront l'action attractive de la grille et seront collectés par ce contact, donnant lieu à un courant de grille. Les trous qui restent dans le canal entre source et grille, sont donc les moins énergétiques, qui n'ont pu transférer. Ils restent accumulés dans le puits jusqu'à ce qu'ils soient collectés par le contact de source.

II-1.3 Conclusion

L'étude de l'effet de l'ionisation sur le fonctionnement des HEMT AlInAs/GaInAs/AlInAs, montre que certaines performances du composant, caractérisées par les grandeurs de transfert que sont la transconductance et la fréquence de coupure semblent s'améliorer lorsqu'on tient compte l'ionisation. Il faut prendre cette conclusion avec précaution, car le calcul de ces grandeurs est fait en régime statique en supposant que le schéma équivalent petit signal n'est pas modifié par l'ionisation.

Cependant, nous observons que l'ionisation par choc est préjudiciable sur la conductance de sortie, le gain en tension et le courant parasite de trous à la grille. D'autre part il est clair qu'elle entraîne surtout un gros risque de claquage de la grille. C'est pourquoi il convient d'essayer de réduire l'influence de l'ionisation. Une voie possible est de remplacer le canal classique GaInAs par un canal mixte GaInAs/InP. La structure ainsi obtenue est étudiée dans la section suivante. Dans toute la suite de ce chapitre, nous tenons compte de l'ionisation par choc.

II-2 Comparaison des HEMT à canal GaInAs et à canal mixte GaInAs/InP

Pour réduire l'ionisation par choc dans les HEMT AlInAs/GaInAs/AlInAs à canal classique GaInAs, nous avons substitué la partie inférieure du canal GaInAs par une couche InP non dopée. On espère ainsi que les électrons chauds, susceptibles d'ioniser, transféreront dans l'InP, où la valeur élevée de l'énergie de seuil, $E_{th} = 1.69\text{eV}$ [13], rendra plus difficile l'ionisation. Ce transfert sera facilité par la faible valeur de la discontinuité de bande de conduction ($\Delta E_c = 0.2\text{eV}$) entre GaInAs et InP. Les propriétés de transport de l'InP différant assez peu de celle du GaInAs surtout à fort champ, l'on peut supposer que ce mécanisme n'entraînera pas de dégradation sensible des performances du transistor. Straïhle, et al [14] ont réalisé un HEMT AlInAs/GaInAs/AlInAs à canal mixte GaInAs/InP, et ont démontré son intérêt pour les applications faible bruit dans la gamme millimétrique.

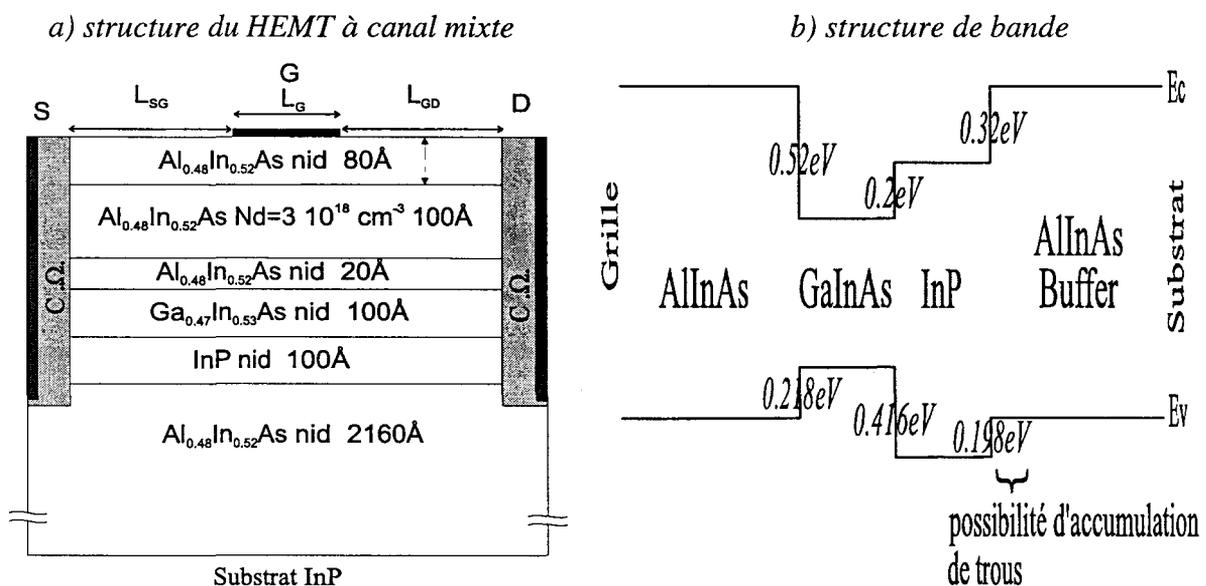


Figure III.9 structure du HEMT à canal mixte(a) et la structure de bande(b).

II-2.1 Structure simulée

Pour comparer les performances des HEMT classique et à canal mixte non dopé, nous avons simulé la même structure que précédemment (figure III.1) en remplaçant le canal GaInAs (200Å) par les couches GaInAs(100Å)/InP (100Å) non dopée. Nous avons représenté sur la figure III.9, la structure à canal mixte et la structure de bande correspondante.

L'hétérojonction InP/AlInAs étant de type II, dans la couche AlInAs à l'interface avec InP, il peut y avoir une accumulation de trous. Ceci pourra se manifester en particulier du coté source, car les trous n'auront pas l'énergie suffisante pour transférer de l'AlInAs vers l'InP.

II-2.2 Résultats

Comme dans la section II.1, nous analysons les différentes grandeurs électriques et microscopiques d'électrons et de trous à $V_{ds}=3.5V$.

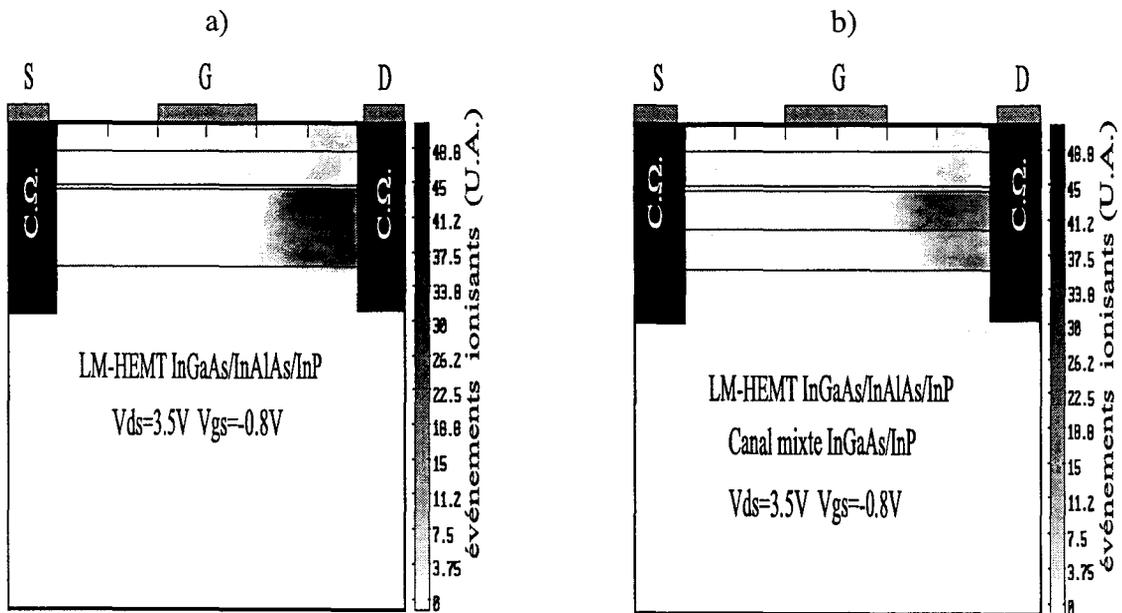


Figure III.10 Localisation des événements ionisants dans les deux structures.

Energie dans la partie supérieure du canal

Energie dans la partie inférieure du canal

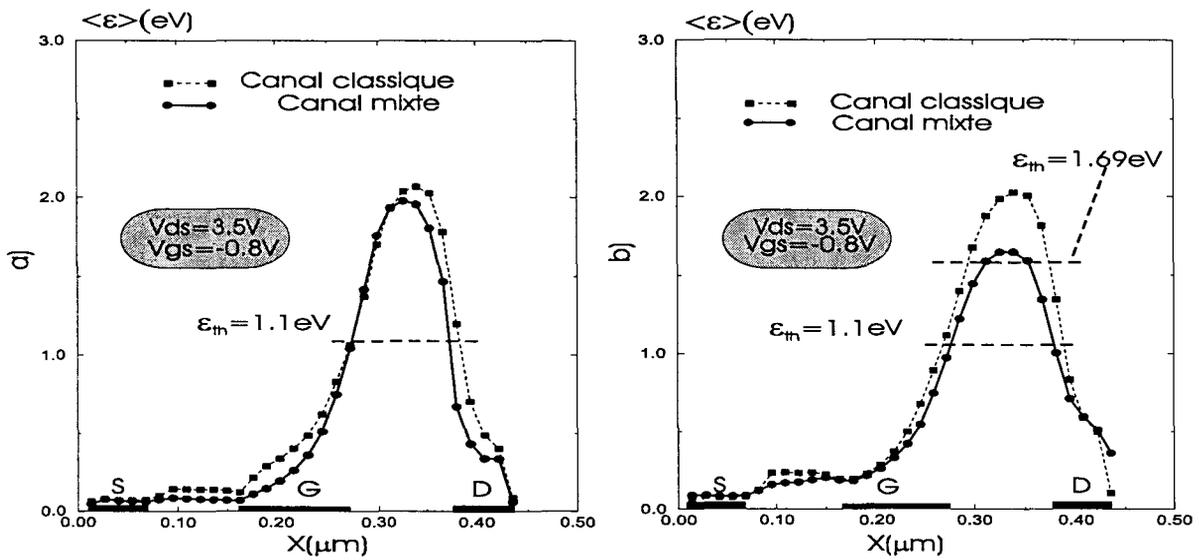


Figure III.11 : Evolution de la source vers le drain de l'énergie des électrons. a) moyenne calculée sur la partie supérieure (GaInAs pour les deux structures), b) moyenne calculée sur la partie inférieure (GaInAs pour la structure classique et InP pour la structure mixte).

II-2.2.1 Localisation des événements ionisants.

Les cartes de localisation des événements ionisants pour les deux structures sont présentées sur la figure III.10. L'ionisation se produit toujours dans la zone grille drain, là où le champ électrique est très élevé. Dans la structure classique, elle se répartit de façon à peu près uniforme sur toute l'épaisseur du canal. Dans le cas de la structure mixte, elle a lieu surtout dans le sous canal GaInAs, et beaucoup moins dans l'InP. On constate que même dans le GaInAs, il y a moins d'événements ionisants que dans la structure classique. Cela était attendu, car une partie des électrons, les plus énergétiques, transfèrent dans l'InP. Il en résulte que l'énergie moyenne dans le sous canal GaInAs diminue, ainsi qu'on peut le constater sur la figure III.11.

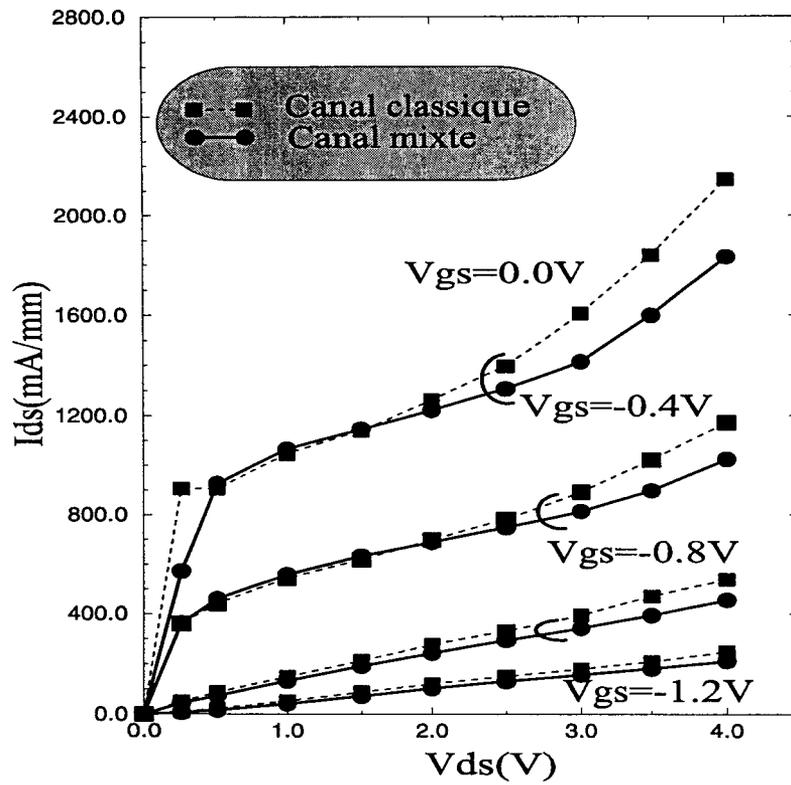


Figure III.12 Caractéristiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ pour les deux structures.

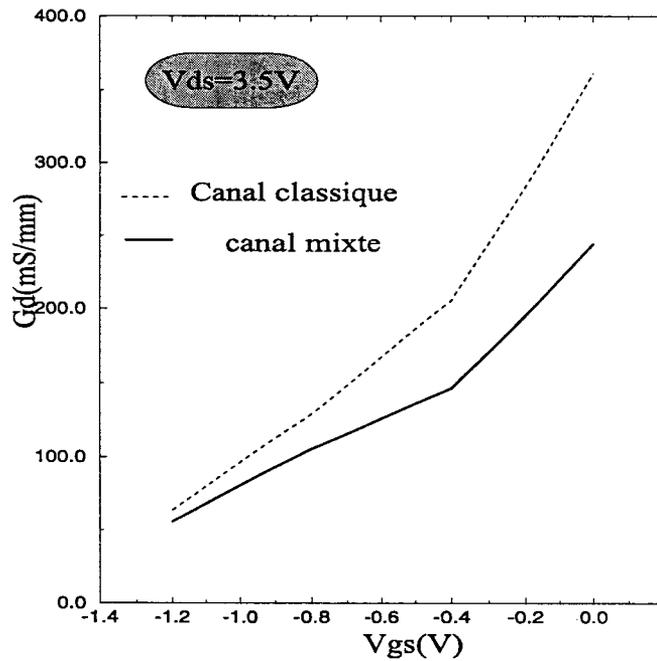
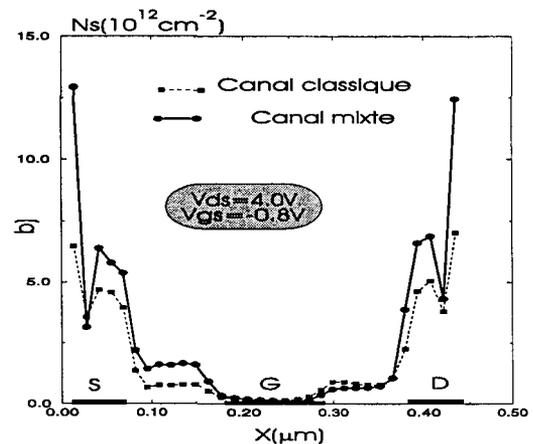
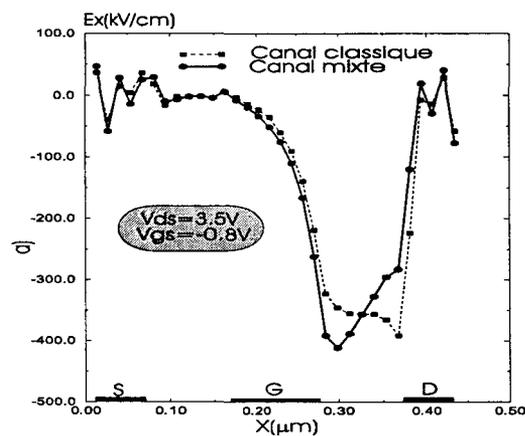


Figure III.13 Conductance de sortie pour les deux structures en fonction de la tension interne V_{gs} à $V_{ds}=3.5V$.

Champ longitudinal dans le canal GaInAs

Densité dans la partie supérieure



Densité dans la partie inférieure

Vitesse des électrons dans le canal GaInAs.

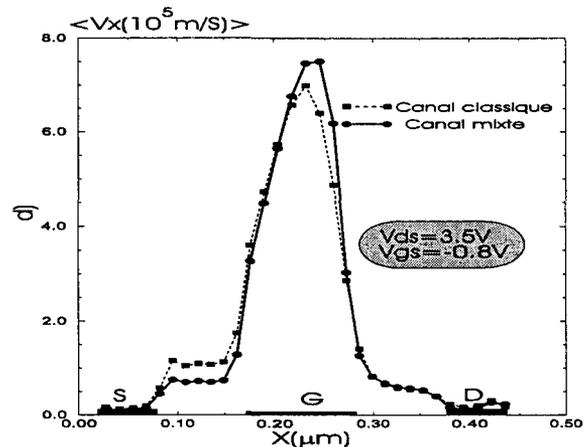
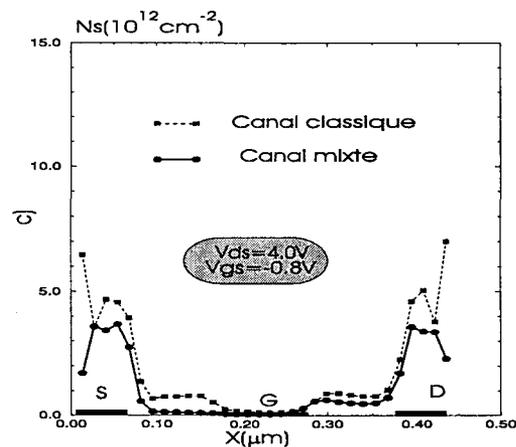


figure III.14 : Evolution de la source vers le drain des principales grandeurs physiques des électrons. Pour les champs et les vitesses les valeurs représentées sont les moyennes sur l'épaisseur du sous canal considéré. Partie supérieure (GaInAs pour les deux structures). Partie inférieure (GaInAs pour la structure classique, et InP pour la structure mixte).

II-2.2.2 Caractéristiques de courant drain

Nous présentons sur la figure III.12 le réseau de caractéristiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$. Nous constatons que pour des tensions V_{ds} supérieures à 2.0V, le courant I_{ds} est réduit dans la structure mixte et ce, quelle que soit la tension V_{gs} , ce qui a pour conséquence de réduire la conductance de sortie G_d . L'évolution de G_d avec V_{gs} à $V_{ds}=3.5\text{V}$ est représentée sur la figure III.13 et l'on peut constater, par exemple, que G_d diminue de 200 à 150mS/mm à $V_{ds}=-0.4\text{V}$.

L'écart sur le courant drain peut s'expliquer en analysant les caractéristiques microscopiques des porteurs dans les sous canaux GaInAs et InP. Nous représentons sur la figure III.14 à $V_{ds}=3.5V$ et $V_{gs}=-0.8V$ les grandeurs microscopiques importantes.

Nous constatons, sur la figure III.14a, que le champ électrique longitudinal dans la structure mixte, présente des valeurs élevées dans tout l'espace grille drain, ce qui était déjà le cas pour la structure classique. Ici encore, le pic de champ occupe tout l'espace grille drain, mais cette fois le maximum de champ est en sortie de grille. Le même comportement était déjà observé pour la structure classique sans ionisation.

La densité surfacique dans les sous canaux GaInAs et InP est représentée sur les figures III.14 b et c. Nous constatons que la partie inférieure du canal est beaucoup moins peuplée lorsqu'elle est constituée d'InP (cas de la structure mixte). Cet effet, spécialement marqué dans l'espace grille drain, montre que la présence de l'hétérojonction GaInAs/InP améliore le confinement des porteurs.

La vitesse longitudinale moyennée sur l'épaisseur du canal, est présentée sur la figure III.14d. Nous constatons que l'utilisation du canal mixte entraîne une légère réduction de la vitesse dans l'espace grille source. Le comportement de la vitesse et de la densité explique, dans le cas du canal mixte GaInAs/InP, la réduction du courant observée sur la figure III.12.

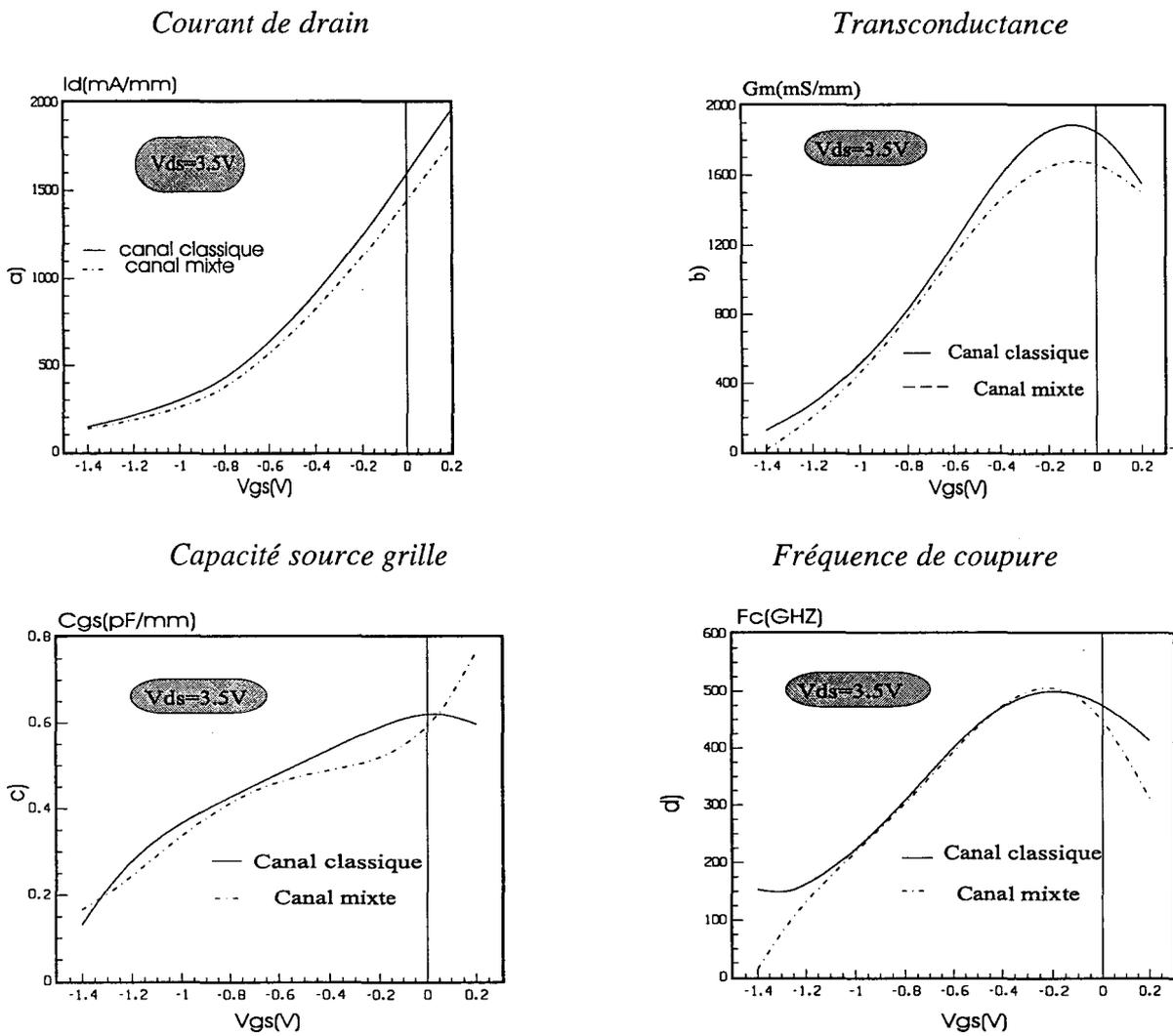


Figure III.15 : Evolution des grandeurs électriques en fonction de la tension interne V_{gs} pour la structure classique et mixte, à $V_{ds}=3.5$ V

II-2.2.3 Caractéristiques de transfert

La figure III.15 représente le courant de drain (I_d), la transconductance (G_m), la capacité grille source (C_{gs}), ainsi que la fréquence de coupure (F_c), en fonction de la tension V_{gs} pour une tension drain source $V_{ds}=3.5V$.

L'évolution de la transconductance en fonction de V_{gs} des structures HEMT classique et mixte est représentée sur la figure III.15b. On constate une légère diminution de la transconductance dans le cas du canal mixte. A $V_{gs}=-0.1V$ la valeur maximale du G_m passe de 1800mS/mm pour la structure classique à 1600mS/mm pour la structure mixte.

La capacité C_{gs} représentée sur la figure III.15c, est plus faible par rapport à celle de la structure classique. Cet effet, observé sur une large plage de tension, est lié au nombre plus réduit de charges générées par l'ionisation. On constate également que, pour les tensions V_{gs} comprises entre -0.6 et -0.2V, C_{gs} varie moins dans la structure à canal mixte. Ce comportement est généralement attribué au contrôle du gaz bidimensionnel. Pour $V_{gs} > -0.2V$, C_{gs} croit fortement, effet lié à la conduction parasite dans la couche supérieure dopée.

L'utilisation d'un canal mixte entraîne donc une diminution, assez faible, à la fois de G_m et de C_{gs} . Il en résulte une fréquence de coupure $G_m/2\pi C_{gs}$ pratiquement inchangée, comme le montre la figure III.15 d. Pour les deux structures le maximum est atteint pour $V_{gs} \approx -0.1V$ et reste voisin de 500GHz.

Un moyen expérimental permettant d'évaluer la réduction de l'ionisation par choc dans la structure à canal mixte est de comparer le courant de trous mesuré à la grille avec celui de la structure classique. C'est l'objet du paragraphe suivant.

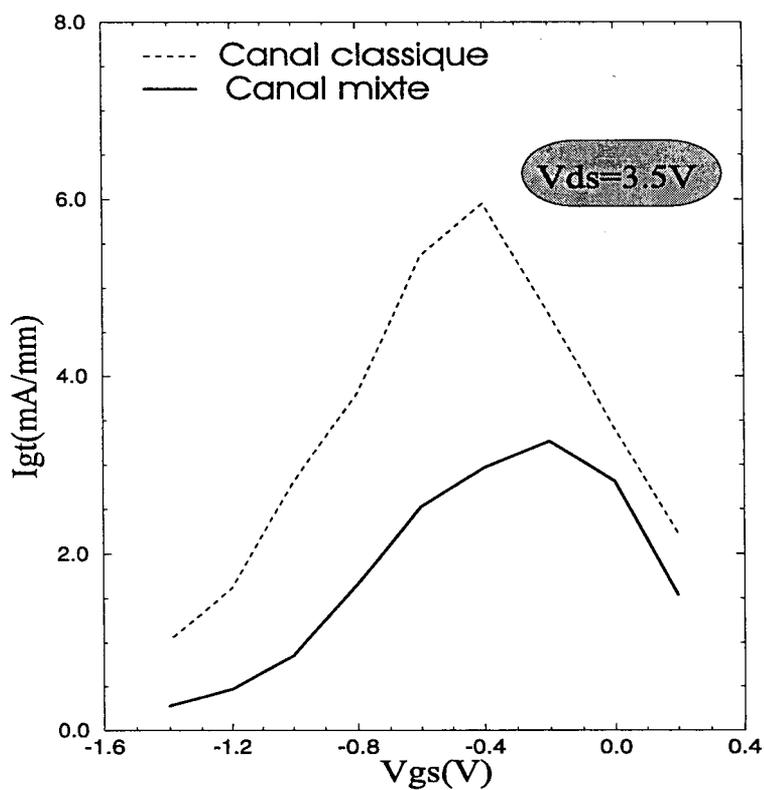
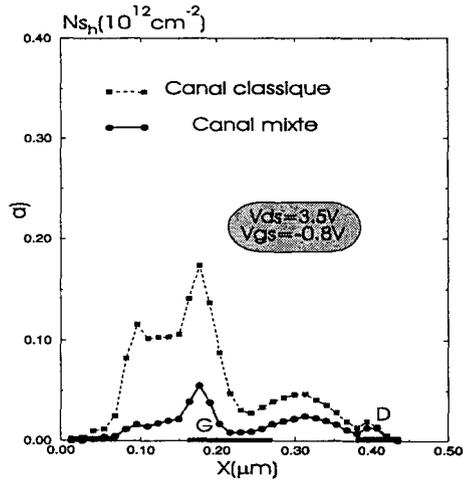


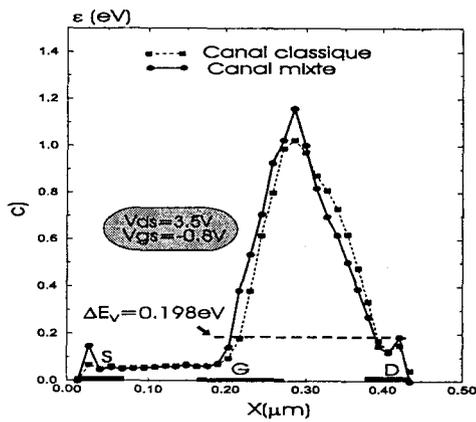
Figure III.16 Evolution du courant de trous à la grille en fonction de tension V_{gs} interne pour la structure classique et mixte, à $V_{ds}=3.5V$.

Partie supérieure du canal (GaInAs)

Densité de trous dans GaInAs

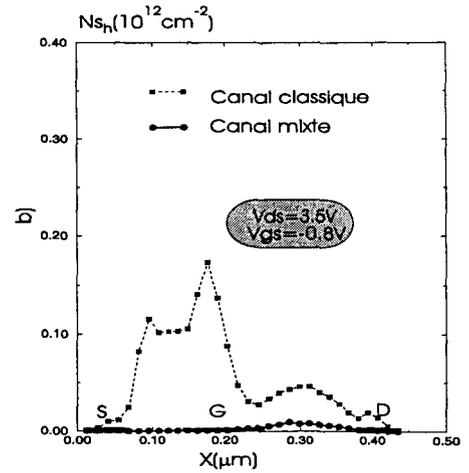


Energie des trous dans GaInAs



Partie inférieure du canal (GaInAs ou InP)

Densité de trous dans GaInAs et InP



Energie des trous dans GaInAs et InP

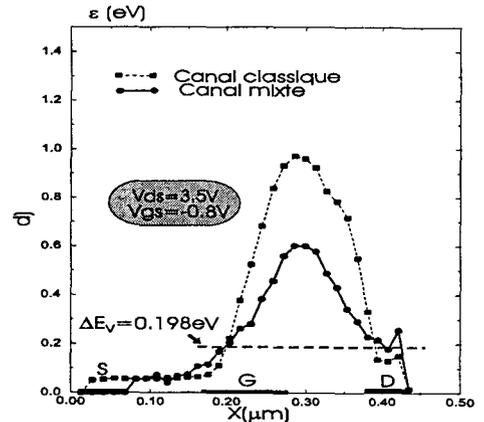


Figure III.17: Evolution de la source vers le drain de la densité et de l'énergie des trous, dans les différents sous canaux à $V_{ds}=3.5V$ $V_{gs}=-0.8V$. a) et b) désignent la densité de la partie supérieure (GaInAs) et de la partie inférieure (GaInAs ou InP). c) et d) désignent les énergies moyennées, sur la partie supérieure (GaInAs) et sur la partie inférieure (GaInAs ou InP).

II-2.2.4 Courant de trous à la grille

Nous présentons sur la figure III.16 le courant de trous à la grille en fonction de V_{gs} à $V_{ds}=3.5V$. Nous constatons une réduction d'un facteur deux environ du courant de trous dans la structure à canal mixte, ainsi le courant de grille passe de 6 à 3mA/mm pour $V_{gs}=-0.4V$. Ce comportement s'explique bien en observant la figure III.17 représentant, les caractéristiques microscopiques dans les sous canaux GaInAs et InP à $V_{ds}=3.5V$ $V_{gs}=-0.8V$.

La densité surfacique de trous est représentée sur figure III.17a pour la partie supérieure du canal (GaInAs) et sur la figure III.17b pour la partie inférieure du canal (GaInAs ou InP) dans les deux structures. Nous constatons une réduction de la densité de trous dans la structure mixte sur tout l'espace source drain, et en particulier dans l'espace grille drain.

Quant à l'énergie des trous, représentée sur les figures III.17c et d, nous constatons que dans l'espace grille drain, elle est également plus faible dans la structure mixte. Cependant, cette énergie est suffisante pour transférer du GaInAs vers l'AlInAs. A fortiori, les trous créés dans l'InP pourront transférer soit vers GaInAs soit vers l'AlInAs, car aucune barrière de potentiel ne s'oppose à ces transferts. L'effet combiné de la densité et de l'énergie explique la réduction du courant de trous dans la structure mixte.

II-2.3 Conclusion

Les conclusions que nous pouvons tirer des résultats obtenus en comparant la structure classique à la structure à canal mixte sont les suivantes :

- L'ionisation par choc est réduite dans la structure à canal mixte. Ceci se manifeste dans ce cas par une réduction du courant de drain, de la conductance de sortie, et du courant de trous.
- Les caractéristiques de transfert que sont, la transconductance, la capacité de grille, ainsi que la fréquence de coupure F_c ne sont pas sensiblement dégradées par rapport à la structure classique.

Les résultats précédents ont montré l'utilité des HEMT à canal mixte GaInAs/InP pour les applications faible bruit. Le canal mixte confère à la structure, à faible champ, la propriété de haute mobilité de GaInAs, et à fort champ, les propriétés de InP qui sont la vitesse de saturation, l'énergie de seuil d'ionisation plus élevée. C'est pourquoi cette

structure à canal mixte est intéressante pour améliorer la tenue en puissance, qui est le point faible des transistors à base de GaInAs. Dès lors, Il est nécessaire de chercher à accroître le courant de drain dans la structure, par exemple en dopant une partie de l'InP.

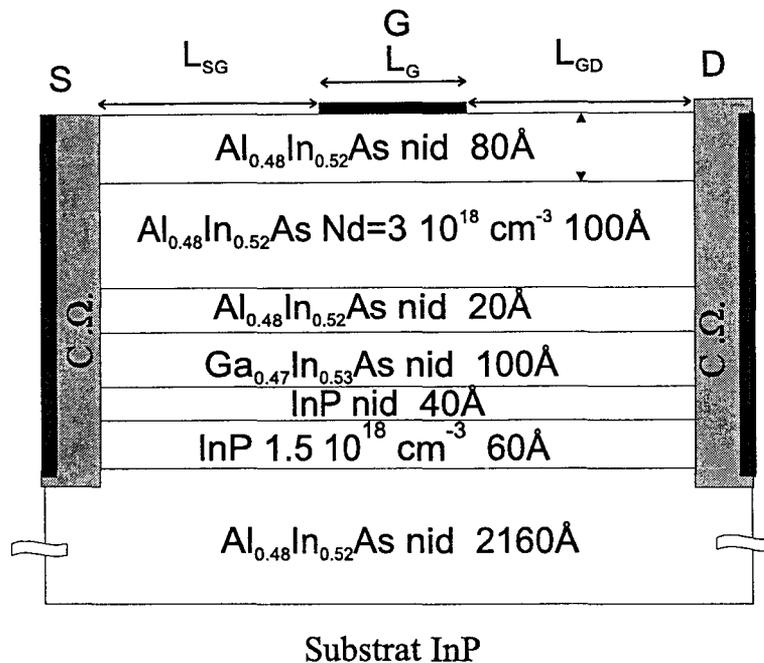


Figure III.18 Structure de HEMT mixte dopé simulée. $L_{sg}=L_{gd}= 0.11\mu m$, $L_g=0.1\mu m$

II-3 Effet du dopage du sous canal InP

II-3.1 Structure simulée

Pour augmenter le courant dans la structure à canal mixte GaInAs/InP, nous avons dopé la partie inférieure de la couche InP. On espère ainsi que les électrons, vont transférer de InP vers GaInAs pour augmenter la densité surfacique dans la couche GaInAs.

Nous avons donc, simulé la même structure que celle étudiée dans la section II.2, à la seule différence près, que la couche InP (100 Å) est remplacée par une couche InP dopée $n^+ 1.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ d'épaisseur 60 Å, avec un spacer InP n.i.d d'épaisseur 40 Å pour maintenir les impuretés à distance. Cette structure est schématisée sur la figure III.18.

M. Matloubian et al [15,16], L.M. Jelloian [17] T. Enoki et al [18, 19], ainsi que J.B. Shealy [20], ont réalisé des HEMT à canal mixte dopé n^+ , et ont démontré leur intérêt pour les applications de puissance.

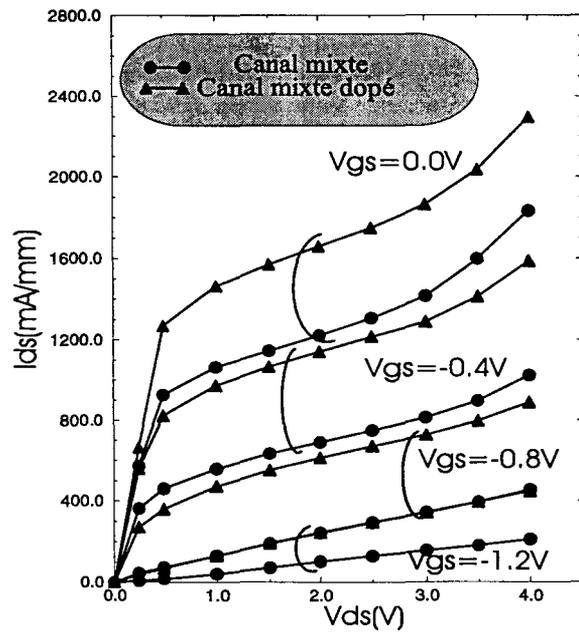


Figure III.19 Caractéristiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ pour les deux structures.

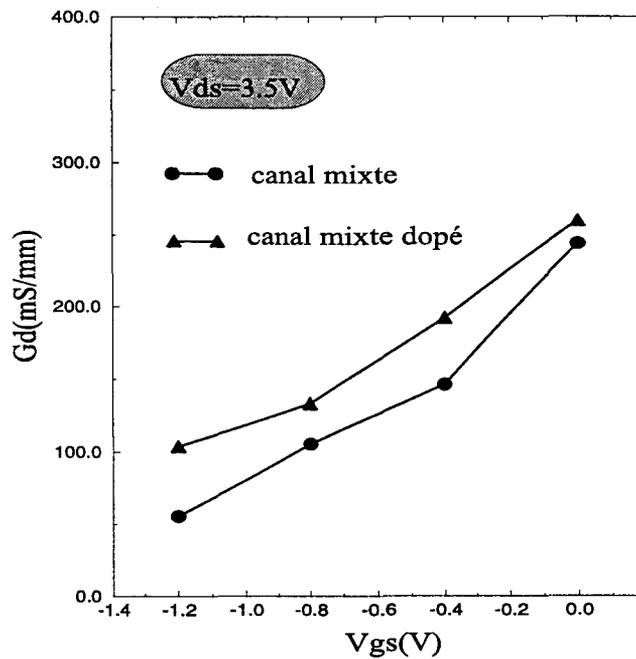


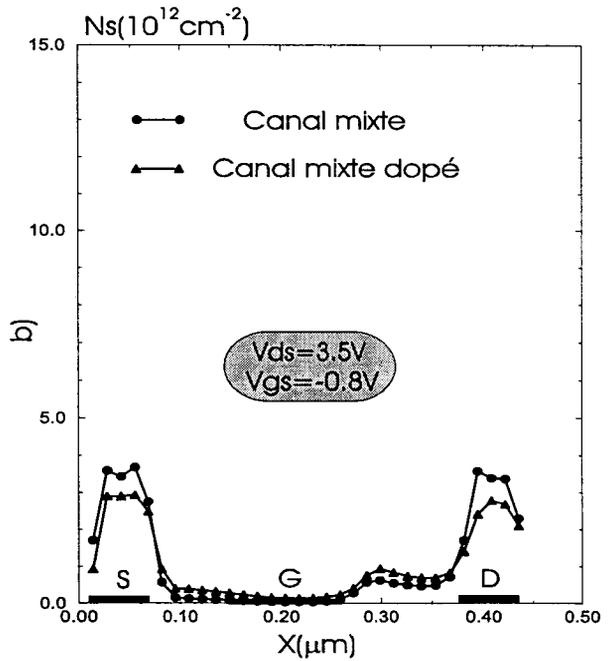
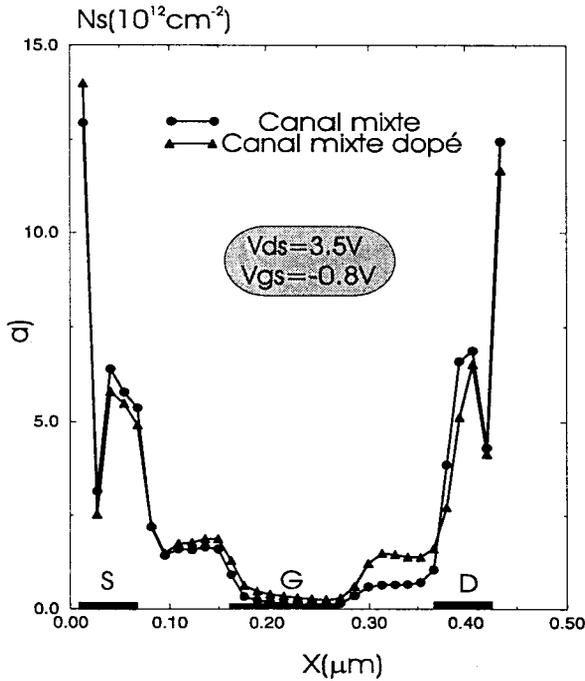
Figure III.20 Conductance de sortie pour les deux structures en fonction de la tension interne V_{gs} à $V_{ds}=3.5V$.

Partie supérieure du canal (GaInAs)

Partie inférieure du canal (InP ou InP(+))

Densité d'électrons dans GaInAs

Densité d'électrons dans InP et InP(n⁺)



Vitesse longitudinale dans GaInAs

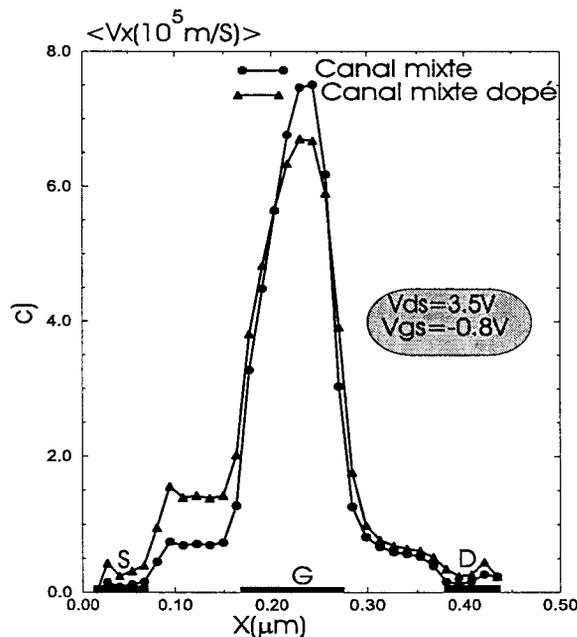


Figure III.22 : Evolution de la source vers le drain des principales grandeurs physiques des électrons. a) et b) présentent la densité d'électrons dans les sous canaux (GaInAs et InP).c) la vitesse, ici est la moyenne calculée l'épaisseur du canal (GaInAs).

II-3.2 Résultats

Comme dans la section II.2, nous comparons les différentes caractéristiques électriques de composants, ainsi que les aspects microscopiques, avec ceux de la structure mixte, à $V_{ds}=3.5V$.

II-3.2.1 Caractéristiques de courant drain

Nous présentons sur la figure III.19, le réseau de caractéristiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ de la structure mixte et de la structure mixte dopée. Nous constatons, quelles que soient les tensions V_{ds} et V_{gs} , que le courant de drain dans la structure à canal mixte dopé est supérieur au courant dans la structure mixte. Cet effet se traduit par une légère augmentation de la conductance de sortie G_d dans la structure à canal mixte dopée. Nous avons représenté sur la figure III.20 G_d en fonction de V_{gs} , à $V_{ds}=3.5V$. Par exemple, à $V_{gs}=-0.4V$, le dopage de la couche InP fait passer G_d de 150 à 200mS/mm. Cependant, cette augmentation de la conductance reste dans la même proportion que celle du courant.

L'écart du courant entre les deux structures peut s'expliquer en analysant les caractéristiques microscopiques. Celles-ci sont présentées sur la figure III.21 pour $V_{ds}=3.5V$ et $V_{gs}=-0.8V$.

Nous constatons sur la figure III.21a, que le champ électrique longitudinal dans la structure mixte dopée, présente des valeurs élevées dans tout l'espace grille drain, ce qui était déjà le cas dans les sections précédentes. Cependant par rapport à la structure mixte, le maximum du pic de champ est décalé vers le côté drain. Ceci est lié au plus grand nombre de trous dans la structure et à la modification du potentiel qui en résulte. On retrouve le même type de comportement que dans le cas d'un canal classique.

L'énergie, dans les sous canaux (GaInAs) et (InP ou InP n^+) est présentée sur les figures III.21c et b pour les deux structures. Nous constatons que l'énergie est du même ordre pour les deux sous canaux des deux structures. La densité surfacique, dans les sous canaux (GaInAs) et (InP ou InP n^+) est présentée sur les figures III.22a et b. Nous constatons que la densité électronique dans le sous canal GaInAs est notablement augmentée sous l'effet du dopage. La densité dans l'InP, en revanche reste inchangée, ce qui montre que le transfert de l'InP vers le GaInAs se fait bien.

La vitesse longitudinale moyennée sur l'épaisseur du canal GaInAs pour les deux structures, est présentée sur la figure III.22c. Nous constatons que le dopage du canal mixte entraîne une augmentation notable de la vitesse dans l'espace grille source. Nous pouvons expliquer ceci par la conservation du courant. En effet, le courant doit être constant dans toute la structure, la densité étant à peu près inchangée dans l'espace grille source, pour respecter la conservation du courant la vitesse doit augmenter.

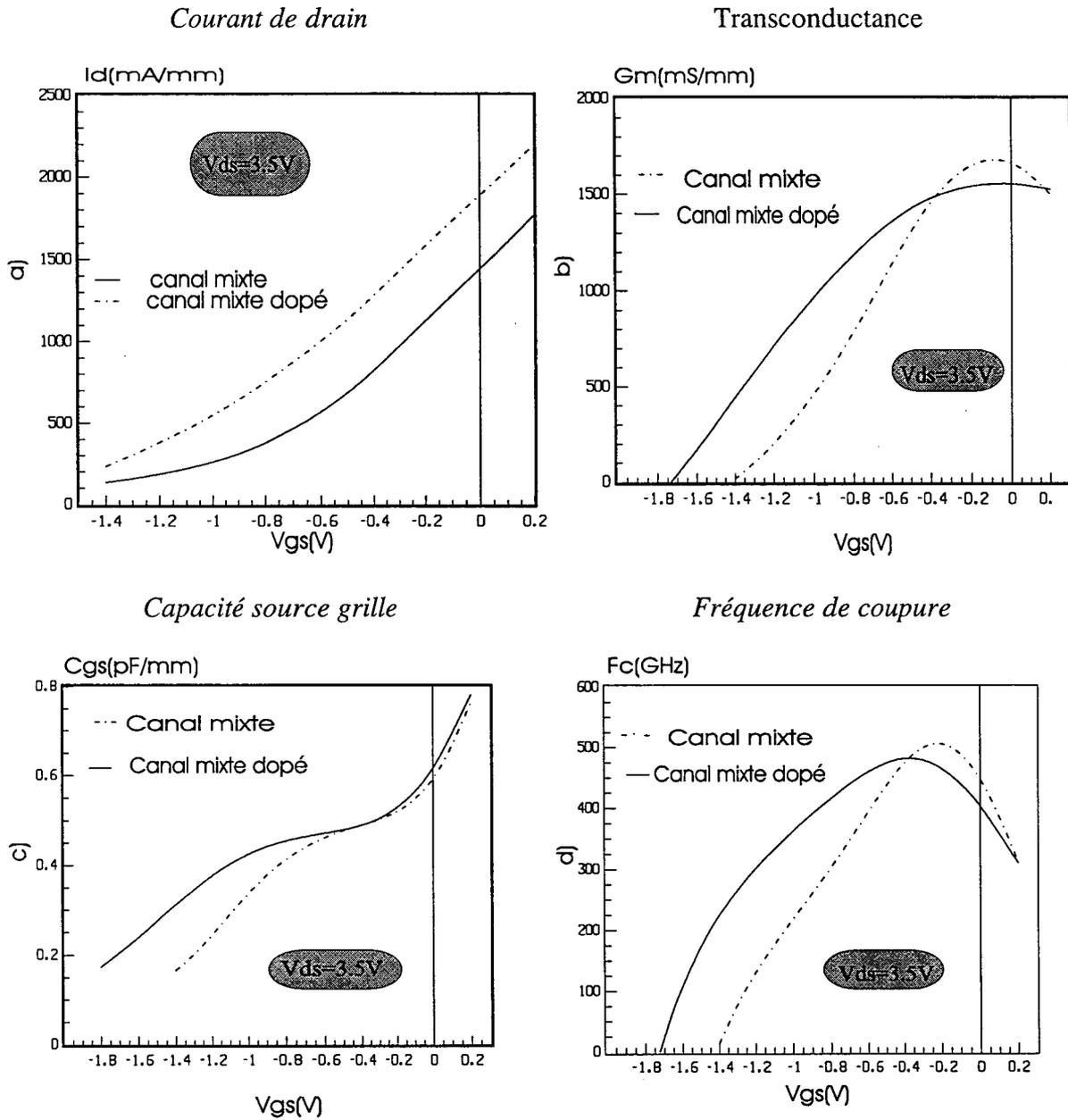


Figure III.23 : Evolution des grandeurs électriques en fonction de la tension interne V_{gs} pour la structure mixte et dopé, à $V_{ds}=3.5$ V.

II-3.2.2 Caractéristiques de transfert

La figure III.23 représente le courant de drain (I_d), la transconductance (G_m), la capacité grille source (C_{gs}), ainsi que la fréquence de coupure (F_c), en fonction de la tension V_{gs} pour une tension drain source de $V_{ds}=3.5V$.

L'évolution de la transconductance en fonction de V_{gs} des structures mixte et mixte dopée est représentée sur la figure III.23b. On constate pour la structure mixte dopée une légère augmentation de la transconductance sur presque toute la gamme de polarisation. Seul le G_m maximum est un peu plus faible dans ce cas, il passe de 1600 à 1500mS/mm à $V_{gs}=-0.1V$. Par ailleurs, la transconductance (G_m) est soutenue sur une large gamme de tension V_{gs} , ce qui est lié à l'augmentation du courant par rapport au canal mixte non dopé, et au bon contrôle du gaz 2D.

La capacité C_{gs} , représentée sur la figure III.23c, est supérieure pour la structure à canal mixte dopé sur toute la plage de polarisation. Le contrôle du gaz bidimensionnel se fait sur une plus large gamme de tension V_{gs} dans ce cas.

Le dopage de l'InP entraînant une augmentation de G_m et C_{gs} sensiblement dans la même proportion, il n'affectera pas notablement F_c . La fréquence de coupure maximale est de 500 GHz pour les deux structures. Cependant dans le cas de la structure à canal mixte dopée, cette fréquence de coupure est soutenue sur une plus large gamme de tension V_{gs} .

Comme précédemment nous terminons l'étude par l'examen du courant de grille qui résulte de l'ionisation dans la structure.

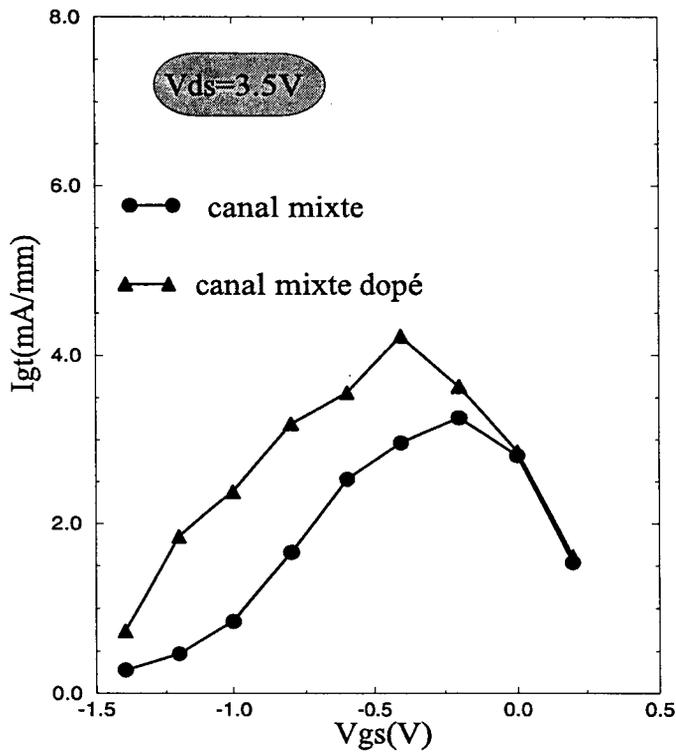
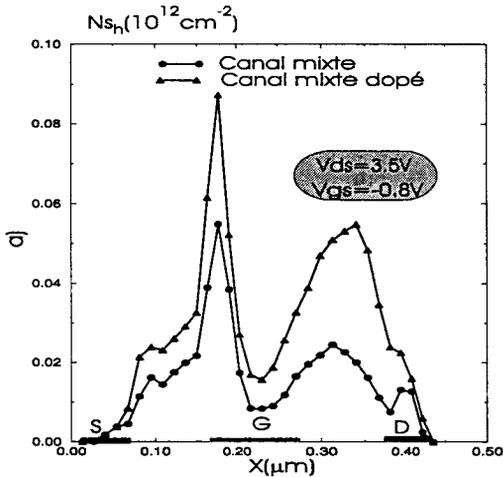


Figure III.24 Evolution du courant de trou à la grille en fonction de tension V_{gs} interne pour la structure à canal mixte et dopée à $V_{ds}=3.5V$

Densité de trous dans GaInAs



Densité de trous dans InP et InP (n^+)

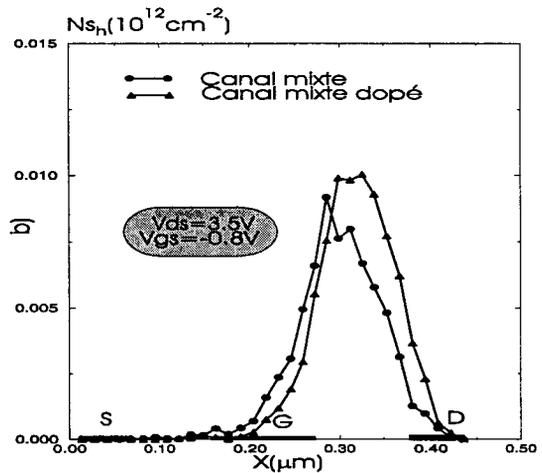


Figure III.25: Evolution de la source vers le drain de la densité surfacique des trous dans les sous canaux supérieur et inférieur à $V_{ds}=3.5V$ $V_{gs}=-0.8V$

II-3.2.3 Courant de trous à la grille

Nous présentons sur la figure III.24, le courant de trous à la grille en fonction de V_{gs} à $V_{ds}=3.5V$. Nous constatons, pour V_{gs} négatif une augmentation du courant de trous dans la structure à canal mixte dopée, tandis que pour V_{gs} positif le courant de trous se confond avec celui du canal mixte. Ce comportement peut s'expliquer à l'aide de la figure III.25 représentant la densité surfacique des trous dans les sous canaux des deux structures à $V_{ds}=3.5V$ $V_{gs}=-0.8V$. Nous constatons que la densité surfacique de trous est supérieure dans la structure à canal mixte dopé. L'augmentation du courant de grille dans la structure à canal mixte dopée est simplement la conséquence du dopage, fournissant plus d'électrons, et donc plus de trous générés.

II-3.3 Conclusion

Cette étude comparative des HEMT à canal mixte GaInAs/InP et canal mixte dopé GaInAs/InP/InP n^+ nous a permis de faire les conclusions ci dessous.

- Le dopage du sous canal InP des HEMT à canal mixte GaInAs/InP permet d'augmenter le courant dans toute la gamme de tension V_{gs} et V_{ds} . En conséquence, la conductance de sortie croît dans la même proportion que le courant.
- Les valeurs maximales de transconductance G_m , et de la fréquence de coupure sont du même ordre pour les deux structures. Cependant, lorsque l'InP est dopé, la tension de pincement est plus élevée, et les grandeurs de transfert G_m et F_c conservent des valeurs élevées sur une plage de tension V_{gs} plus large.
- Ces raisons font des transistors à canal mixte dopé de bons candidats pour les applications de puissance.

Dans les sections précédentes de ce chapitre, nous avons considéré des structures idéalisées ultracourtes afin d'exalter les phénomènes observés. C'est pourquoi, il nous a paru essentiel de considérer une structure longue plus proche de celles actuellement réalisées dans notre laboratoire par P. Chevalier [21,22,23], afin d'en effectuer une étude complète. Ce travail fait l'objet de la partie suivante.

III- ETUDE DES HEMT DE STRUCTURE LONGUE

Dans ce paragraphe, nous cherchons à déterminer en quoi sont modifiées les conclusions des sections précédentes, lorsqu'on augmente la longueur des zones d'accès Lsg et Lsd d'un composant idéalisé. Conformément à la ligne directrice de l'ensemble de ce travail, nous observons les caractéristiques de sortie et nous cherchons l'interprétation physique, à l'aide des grandeurs microscopiques. Dans un premier temps, nous simulons les structures classique et mixte, et nous en faisons l'étude comparative. Ensuite, dans une seconde phase nous simulons la structure mixte dopée et nous comparons les résultats avec la structure mixte non dopée.

III-1 Comparaison des structures classique et mixte.

III-1.1 Structures simulées

Nous avons choisi de simuler les structures classique HEMT GaInAs/AlInAs et mixte GaInAs/InP/AlInAs présentées sur la figure III.26.

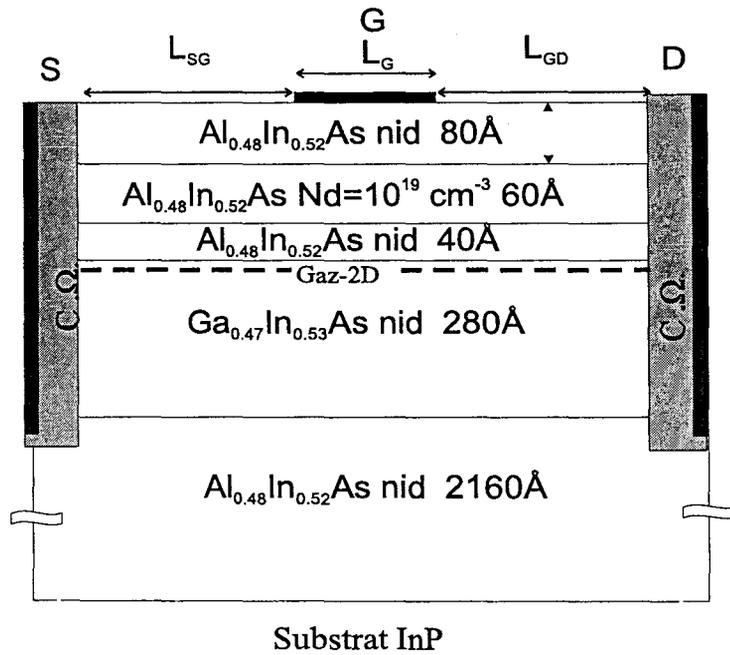
La structure classique est constituée :

- d'une couche AlInAs n.i.d d'épaisseur 80 Å
- d'une couche AlInAs dopé à 1.10^{19}cm^{-3} , d'épaisseur 60Å
- d'un spacer AlInAs n.i.d d'épaisseur 40Å
- d'une couche canal GaInAs n.i.d d'épaisseur 280Å
- d'une couche AlInAs n.i.d d'épaisseur 2160Å

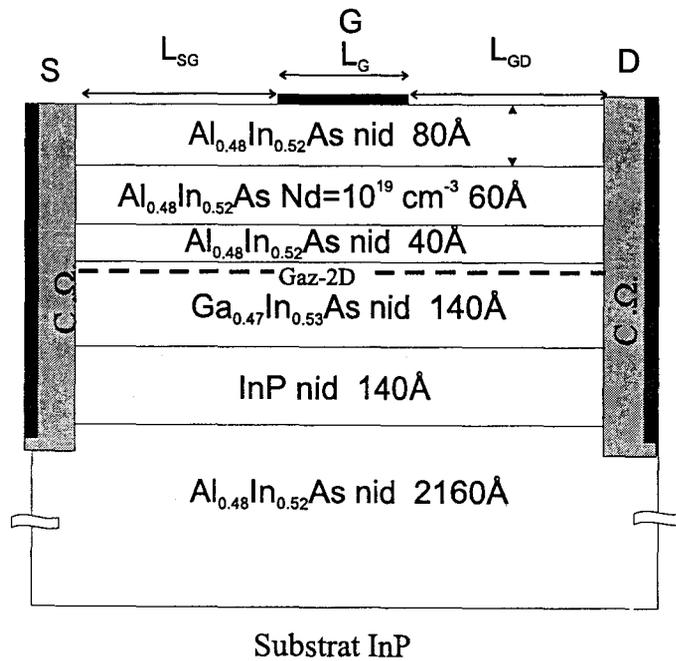
La longueur totale du composant est de $1.4 \mu\text{m}$, la grille est centrée et de longueur $0.1 \mu\text{m}$.

La structure mixte est identique, à part que le canal classique GaInAs d'épaisseur 280Å est remplacé par un canal mixte constitué de 140Å de GaInAs et de 140Å d'InP.

Les structures simulées sont discretisées selon un maillage 128 x 128 et nous considérons 97400 particules. Le temps de simulation est de 30ps, et la résolution de l'équation de Poisson est effectuées toutes les femtosecondes.



a)



b)

Figure III.26 : Structure du HEMT classique a) et mixte b) simulé. $L_{sg}=L_{gd}=0.6\mu m$, $L_g=0.1\mu m$

III-1.2 Résultats

III-1.2.1 Localisation des événements ionisants

Les cartes de localisation des événements ionisants sont présentées sur la figure III.27. Dans les deux structures l'ionisation est localisée dans le sous canal GaInAs juste en sortie de grille. Nous n'observons que très peu d'ionisation dans le sous canal InP de la structure mixte.

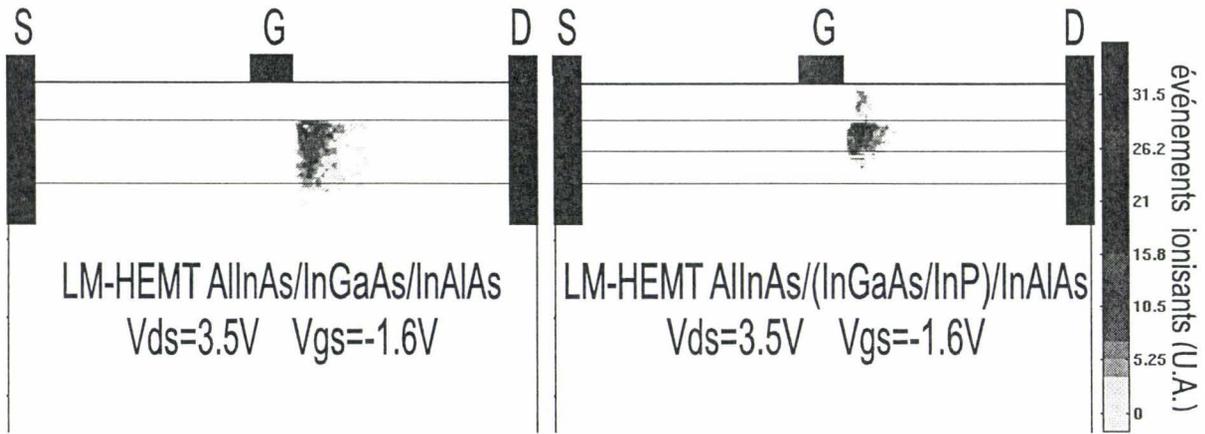
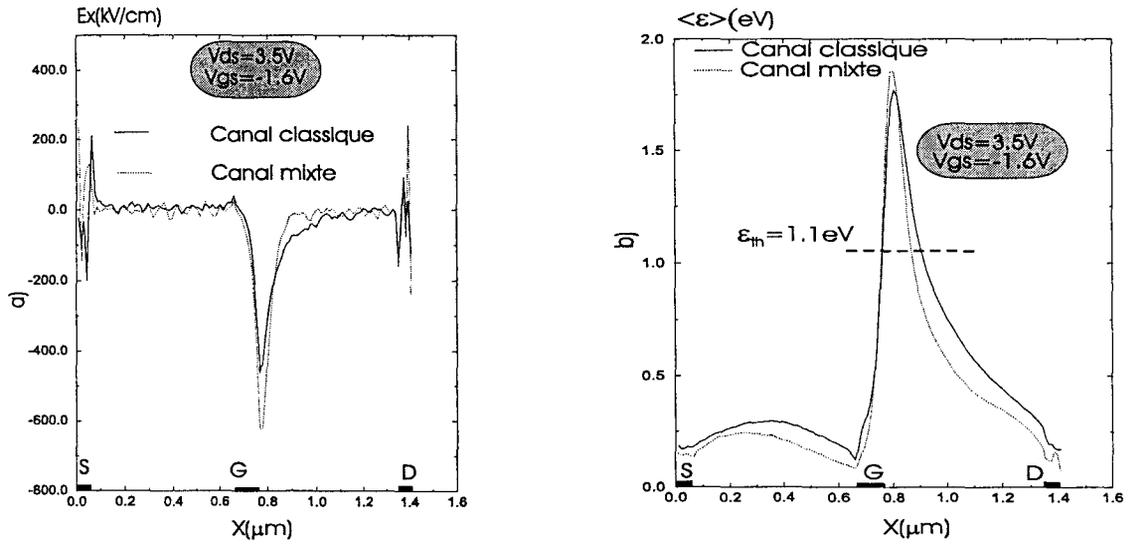


Figure III.27 Localisation des événements ionisants dans la structure classique et mixte.

Pour expliquer ce comportement, nous avons représenté, sur la figure III.28, l'énergie et le champ électrique dans les sous canaux GaInAs et InP des deux structures à $V_{ds}=3.5V$ et $V_{gs}=-1.6V$. Nous avons choisi cette polarisation parce que la structure longue n'ionise pas à des tensions V_{gs} inférieures à $-1.6V$.

Le champ électrique est représenté sur la figure III.28a pour les deux structures. Nous constatons qu'il est élevé en sortie de grille. Les porteurs ayant une énergie suffisante sous l'action de ce champ pourront ioniser dans cette zone. Sur les figures III.28b,c nous avons représenté l'énergie des porteurs dans les deux sous canaux GaInAs et InP. Nous remarquons que, dans le sous canal GaInAs l'énergie des porteurs est importante et dépasse l'énergie de seuil ($E_{th}=1.1eV$) pour les deux structures. Par contre, dans le sous canal InP de la structure mixte, elle reste inférieure à $E_{th}=1.69 eV$. Cette répartition du champ électrique et de l'énergie explique que l'ionisation soit localisée essentiellement dans le GaInAs en sortie de grille.

Champ longitudinal dans le sous canal Energie dans le sous canal GaInAs
GaInAs



Energie dans la partie inférieure du canal

Densité surfacique dans la partie supérieure du canal

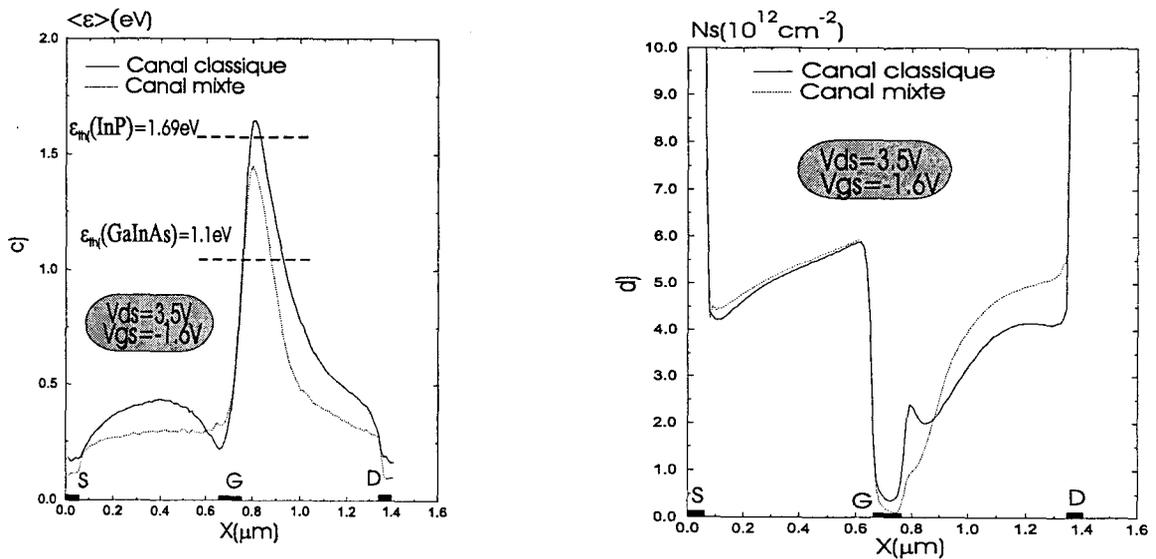


Figure III.28: Evolution de la source vers le drain des principales grandeurs physiques des électrons. Le champ et l'énergie sont ici des moyennes calculées sur l'épaisseur des différents canaux des structures classique et mixte.

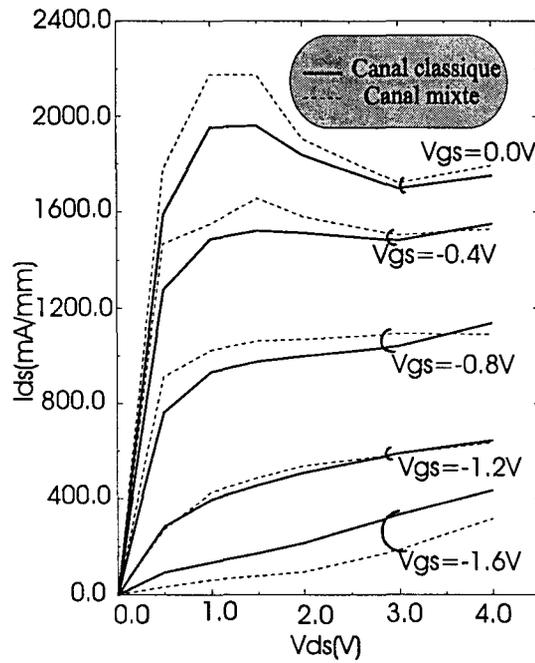
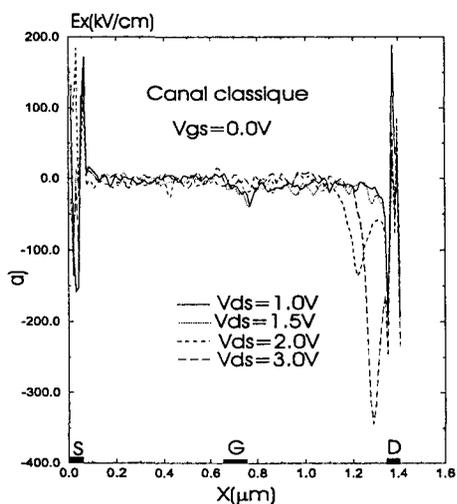


Figure III.29 : Caractéristiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ pour les deux structures.

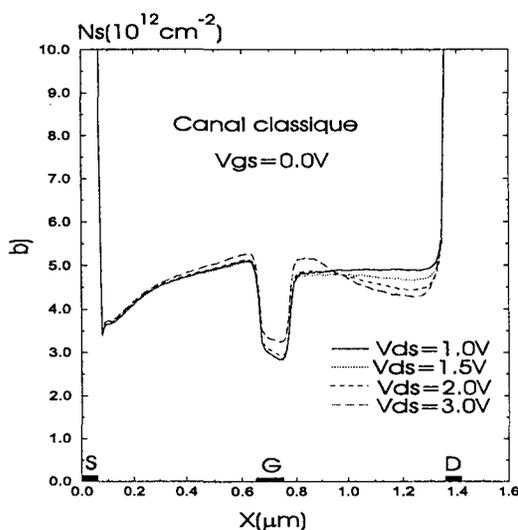
III-1.2.2 Caractéristiques de courant

Nous présentons sur la figure III.29 le réseau de caractéristiques de courant de drain $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$ pour les structures classique et mixte. A canal ouvert, les courants atteignent 2000mA/mm pour la structure classique et 2200mA/mm pour la structure mixte. Ces valeurs sont élevées, par rapport aux valeurs obtenues typiquement pour les réalisations [22]. Le point le plus remarquable est la résistance différentielle négative observée pour les deux structures, à canal ouvert, pour une tension V_{ds} supérieure à 1.5 V. Ce comportement a été confirmé lors d'autres travaux de modélisation [24].

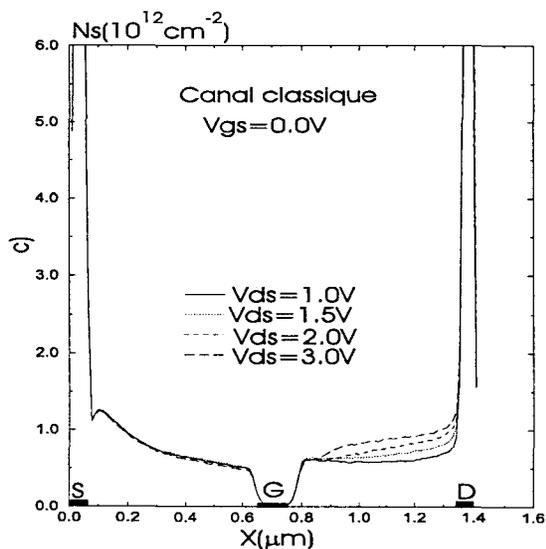
Champ longitudinal dans le canal GaInAs



Densité surfacique dans le canal GaInAs



Densité surfacique dans L'AlInAs



Vitesse longitudinale dans GaInAs

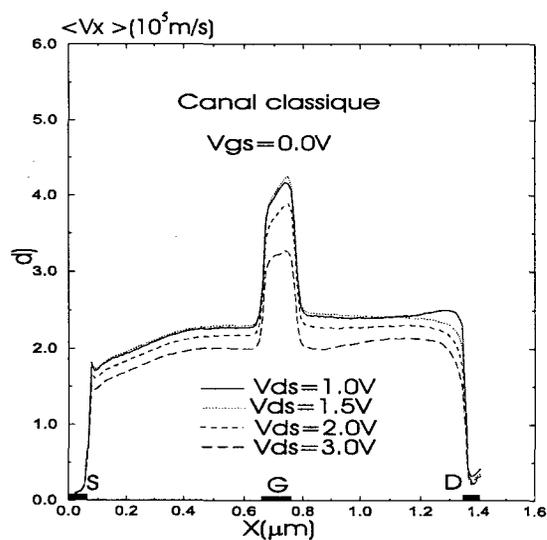


Figure III.30: Evolution de la source vers le drain des principales grandeurs physiques des électrons. Le champ et la vitesse sont ici des moyennes calculées sur l'épaisseur du canal (GaInAs) de la structure classique.

Pour expliquer le phénomène de la résistance différentielle négative, nous avons tracé pour la structure classique les évolutions de la densité de porteurs dans les différentes couches, ainsi que le champ longitudinal dans le canal GaInAs à canal ouvert pour différentes tensions V_{ds} de 1.0V à 3.0V.

Sur la figure III.30a est représenté le champ électrique longitudinal. Nous constatons que ce champ électrique présente un pic du côté drain, et que ce pic est d'autant plus marqué que V_{ds} est élevé. Ce qui montre l'influence du drain par rapport à la grille à canal ouvert.

Lorsque V_{ds} augmente, la densité surfacique dans le canal GaInAs, représentée sur la figure III.30b, diminue dans l'espace grille-drain et surtout vers le drain. Les électrons, chauds sous l'action du champ électrique, vont repeupler la couche supérieure d'AlInAs dopée, dans laquelle le transport est dégradé, ainsi qu'on peut le constater sur la figure III.30c. La vitesse dans le GaInAs, représentée sur la figure III.30d, décroît lorsque V_{ds} augmente. Cet effet s'ajoute au transfert dans l'espace réel pour réduire le courant de 15% entre $V_{ds} = 1.5 \text{ V}$ à 3.0 V .

Ainsi le phénomène de résistance différentielle négative observé ici semble être dû au transfert en espace réel [25].

III-1.2.3 Caractéristiques de transfert

Transconductance

Fréquence de coupure

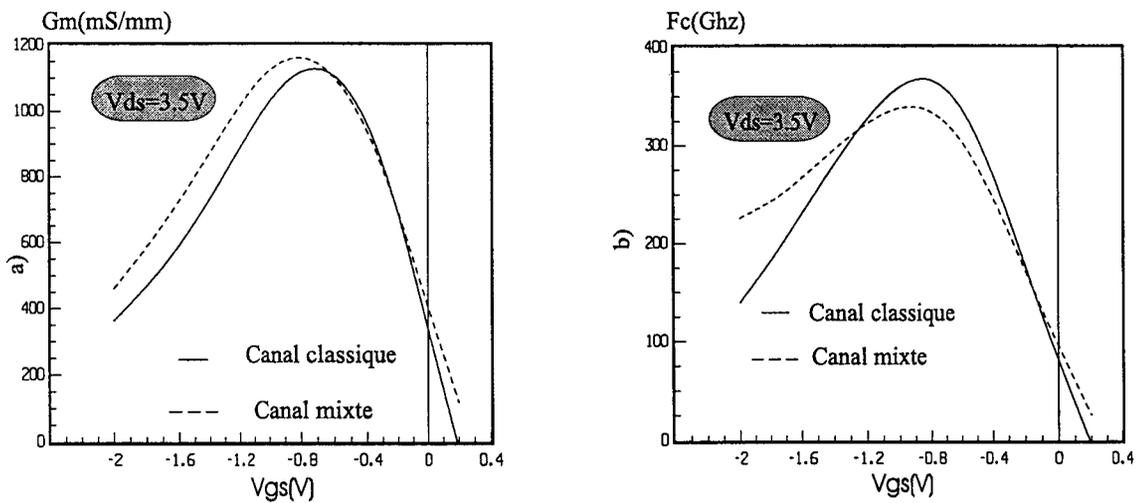


Figure III.31 Evolution de la transconductance et de la fréquence de coupure en fonction de la tension.

La transconductance et la fréquence de coupure sont reportées en fonction de V_{gs} , sur la figure III.31, pour les deux structures. La valeur maximale de la transconductance G_m , obtenue à $V_{gs}=-0.9V$, vaut respectivement 1100mS/mm pour la structure classique et 1150mS/mm pour la structure mixte. On obtient une valeur un peu plus importante pour la structure mixte, car le gaz d'électrons est mieux confiné dans ce cas.

La fréquence de coupure pour les deux structures est du même ordre de grandeur avec un maximum de 375GHz pour la structure classique et 330GHz pour la structure mixte à -0.9V.

Le G_m et le F_c sont soutenus dans les deux structures sur une large gamme de tension de V_{gs} allant de -0.2V à -1.4V. Ceci peut s'expliquer par le fait que la densité surfacique représentée sur la figure III.28d, est importante pour les deux structures dans les zones d'accès.

Les transconductances maximales obtenues pour les deux structures sont du même ordre de grandeur que celles obtenues lors de réalisations technologiques. P. Chevalier [22] obtient 1000 mS/mm pour la structure classique et 1180mS/mm pour la structure mixte. Par contre, les fréquences de coupure maximales sont surévaluées par rapport à la réalisation. P. Chevalier [22] obtient 235GHz pour la structure classique et 210GHz pour la structure mixte. Nos valeurs sont surestimées parce qu'on n'a pas tenu compte du "recess" ni du potentiel de surface dans nos simulations.

III-2 Effet du dopage du sous canal InP

III-2.1 Structures simulées

Nous avons simulé la même structure mixte à canal GaInAs/InP mais cette fois en dopant la couche d'InP à $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ sur une épaisseur de 100Å. On conserve 40Å d'InP n.i.d afin de constituer un spacer.

Pour simuler cette structure, nous utilisons un maillage 128 x 128, et nous considérons 110200 particules. Le temps de simulation est de 30ps, et la résolution de l'équation de Poisson est effectuée toutes les femtosecondes.

III-2.2 Résultats

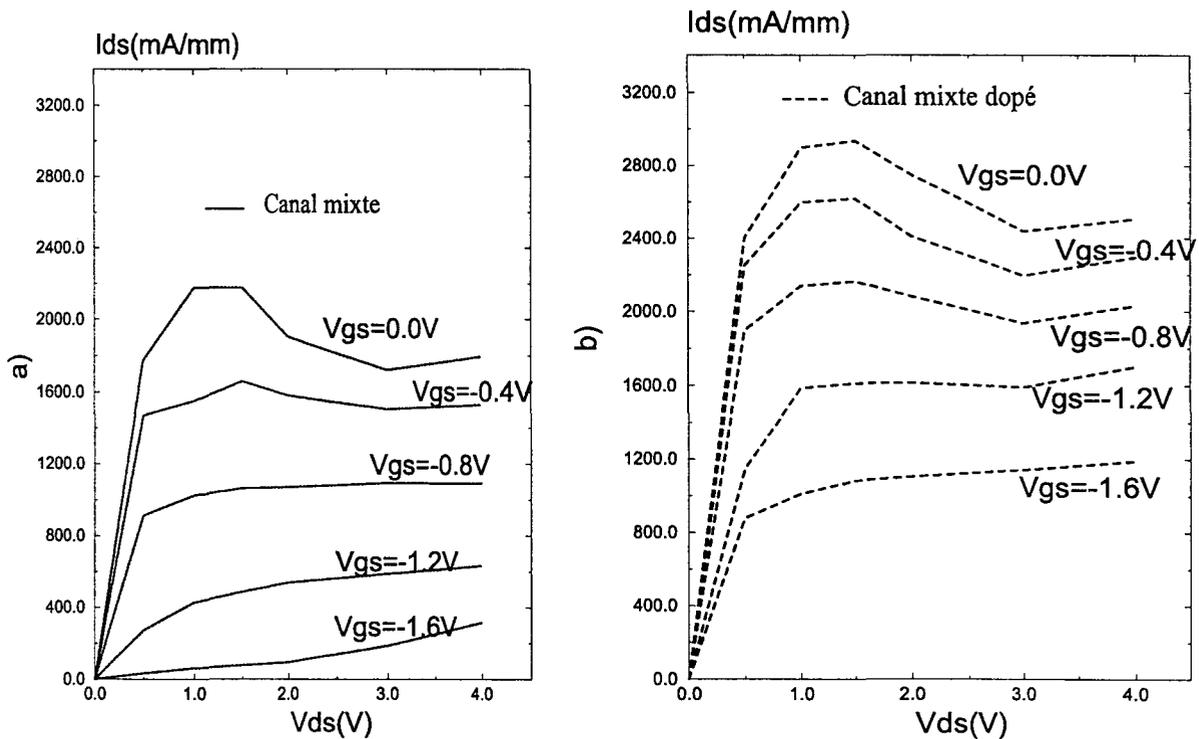


Figure III.32 : Caractéristiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ pour les deux structures.

III-2.2.1 Caractéristiques de courant drain

Nous présentons sur la figure III.32 le réseau de caractéristiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ des structures mixte et mixte dopée.

Le point le plus frappant est la valeur élevée des courants par rapport à la structure classique et la structure mixte. Ils atteignent 3000mA/mm à $V_{ds}=1.5V$ à canal ouvert, ce qui est également très supérieur aux valeurs expérimentales [23].

Le deuxième point important est la valeur élevée de la tension de pincement. Pour expliquer ces deux points nous avons représenté sur la figure III.33a,b la densité surfacique dans les différents sous canaux et pour les deux structures. Nous constatons que la densité surfacique est importante dans le sous canal GaInAs pour la structure mixte dopée. De plus nous constatons que le sous canal InP dopé n'est pas totalement déserté. Ces deux raisons expliquent d'une part l'augmentation de courant et d'autre part la conduction parasite importante dans le canal InP. Cela explique l'augmentation de la tension de pincement, d'autant plus que la couche InP est loin de la grille.

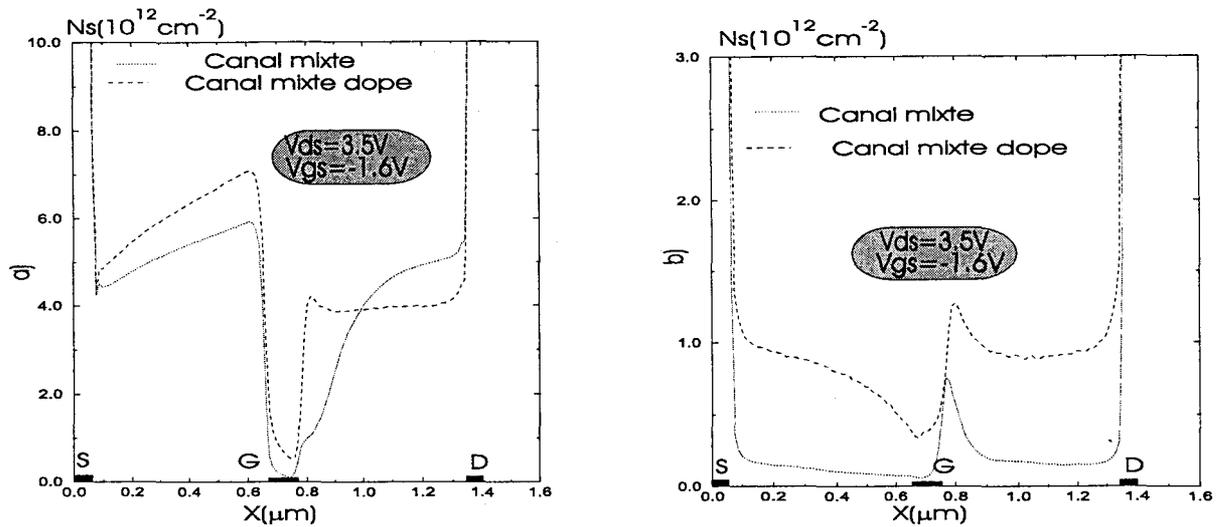
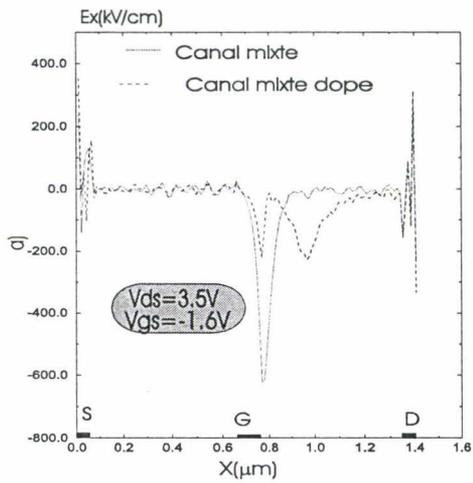


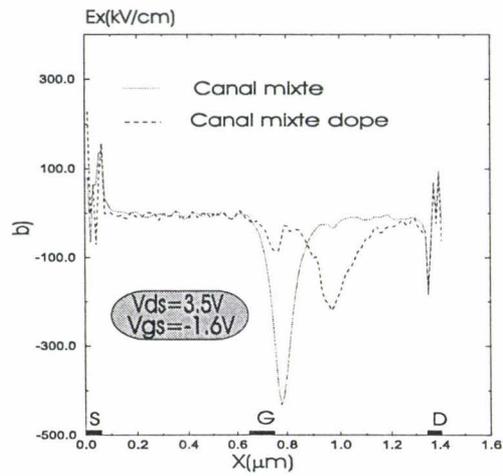
Figure III.33 Evolution de la source vers le drain de la densité surfacique dans les canaux GaInAs a), InP n.i.d et InP n⁺ b).

Le troisième point important est le fait qu'à $V_{gs} = -1.6V$ la structure mixte dopée n'ionise pratiquement pas dans les différents sous canaux GaInAs et InP+. Pour expliquer ce comportement nous avons rassemblé sur la figure III.34, les évolutions du champ électrique, et d'énergie, dans les différents sous canaux et pour les deux structures à $V_{ds}=3.5V$, $V_{gs}=-1.6V$. Nous constatons que le champ électrique longitudinal représenté sur la figure III.34a,b, est faible dans les sous canaux GaInAs, et InP pour la structure mixte dopée. Le pic de champ s'est déplacé vers le drain. Ceci a pour conséquence le fait que l'énergie moyenne des porteurs soit moins importante, et inférieure aux énergies de seuil d'ionisation.. Les électrons n'ayant pas une énergie suffisante, l'ionisation n'apparaît pas dans la structure mixte dopée à cette polarisation.

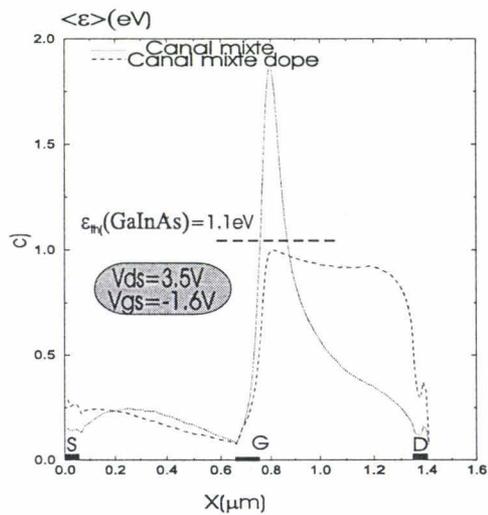
Champ longitudinal dans le canal GaInAs



Champ longitudinal dans le canal InP



Energie dans le canal GaInAs



Energie dans le canal InP

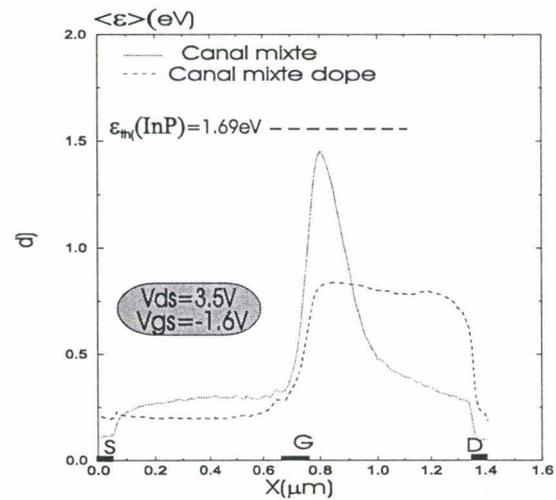


Figure III.34: Evolution de la source vers le drain des principales grandeurs physiques dans la structure mixte et mixte dopée.

III-2.2.2 Caractéristiques de transfert.

La figure III.35 représente la transconductance et la fréquence de coupure, en fonction de la tension V_{gs} pour une tension drain source $V_{ds}=3.5V$ et pour les deux structures.

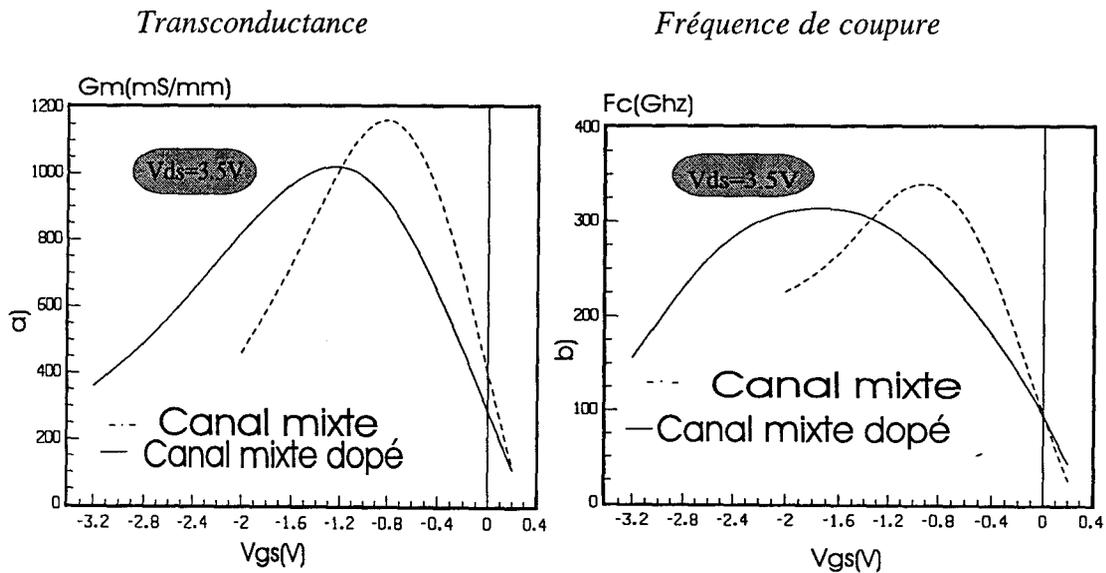


Figure III.35 Evolution de la transconductance et de la fréquence de coupure en fonction de la tension

La valeur maximale de la transconductance G_m , vaut respectivement 1150mS/mm pour la structure mixte à $V_{gs}=-0.8V$ et 1000mS/mm pour la structure mixte dopée à $V_{gs}=-1.2V$. On obtient une valeur moins importante pour la structure mixte dopée, à cause de la conduction parasite dans l'InP dopé.

La fréquence de coupure pour les deux structures est maintenue au même ordre de grandeur avec un maximum de 330GHz pour la structure mixte à $-0.9V$ et 310GHz pour la structure mixte dopé à $-1.8V$.

Le point le plus important est que le G_m et le F_c sont soutenus sur une large gamme de tension V_{gs} allant $-0.8V$ à $-2.8V$ dans la structure mixte dopée par rapport à la structures mixte. Ceci résulte de la plus forte valeur de la densité surfacique.

La valeur maximale du G_m pour les deux structures est du même ordre que celles obtenues lors de réalisations technologiques. P. Chevalier [23] obtient

1180(mS/mm) pour la structure mixte et 1200mS/mm pour la structure mixte dopée. Par contre, les fréquences de coupures maximales sont surévaluées par rapport à la réalisation.

III-3 Conclusion

L'étude des HEMT de structures idéalisées longues, a permis de confirmer nos conclusions par rapport aux HEMT de structures idéalisées ultracourte, à savoir que l'utilisation d'un canal mixte réduit l'ionisation sans affecter les autres caractéristiques des transistors. D'autre part, le canal mixte dopé permet une bonne tenue en tension. Par rapport à la structure classique le courant maximum a été augmenté de 10% pour la structure mixte et 50% pour la structure mixte dopée.

IV- CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'influence de l'ionisation par choc sur les HEMT de la filière InP, d'abord sur des structures idéalisées ultracourtes afin de mettre en évidence de façon extrême ce phénomène, puis sur des structures idéalisées longues. Et nous avons montré que les événements ionisant se produisent dans tout l'espace grille drain dans les structures idéalisées ultracourtes, et uniquement en sortie de grille dans les structures longues. Ensuite, on peut affirmer que pour toutes les structures, l'utilisation d'un canal mixte, réduit le phénomène d'ionisation et sans dégrader les caractéristiques électriques. Enfin, l'utilisation d'un canal mixte dopé augmente le courant et la tension de pincement, ce qui est très intéressant pour les applications de puissance.

V- BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

- 1 U.K. A.S. Brown, M.J. Delaney, P.T. Greiling et C.F. Krumm
IEEE Microwave Theory and Tech., vol. 37, n°. 9, p. 1279, (1989).
- 2 P.C. Chao, A.J. Tessmer, K.G. Duh, P.Ho, P.M. Smith, J.M. Ballingall, S.J. Liu et A.A. Jabra
IEEE Electron Devices Lett, vol. 11, n°.1, p.59, (1990).
- 3 U.K. Mishra et J.B. Shealy
Proceedings of the 6th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Santa Barbara (Etats Unis), p. MB1 14, (1994).
- 4 J.L. Thobel, L. Baudry, A. Cappy, P. Bourel et R. Fauquembergue
Appl. Phys. Lett., Vol. 56 n°.4, p. 346, (1990).
- 5 P. Bourel, J.L. Thobel, K. Bellahsni, M. Pernisek et R. Fauquembergue
J.Phys. III, vol. 1, p. 511, (1991).
- 6 D.F Welch, G.W. Wicks et L.F. Eastman
Journ. Appl. Phys, vol. 55, p. 3176, (1984).
- 7 T.P. Pearsall
Appl. Phys. Lett., vol. 36, n°.3, p.218, (1980).
- 8 A.A. Moolji, S. R. Bahl et J.A. Del Alamo
IEEE. Electron devices lett. vol. 15, n°.8, p.313, (1994).
- 9 G. Berthold, E. Zanoni, C. Canali, M. Pavesi, M. Pecchini, M. Manfredi, S.R. Bahl et J.A. Del Alamo
IEEE Trans Electron devices, vol. 42, n°. 4, p. 752 (1995).
- 10 G.-G. Zhou, A. Fischer-Colbrie, J. Miller, Y.C. Pao, B. Hughes, L. Studebaker et J.S. Harris
Jr Conference International Electron Devices Meeting, p. 247, 1991.

- 11 G.-G Zhou, A.F. Colbrie et J.S. Harris
Proceedings of the 6th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials,
Santa Barbara (Etats Unis), p.435 (1994).
- 12 G. Meneghesso, M. Manfredi, M. Pavesi, U. Auer, P. Ellrodt, W. Prost, F.J. Tegude, C.
Canali et E. Zanoni.
Proceedings of ESSDERC p. 1001, (1996).
- 13 M.V. Fischetti
IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-38., n°3, p. 634, (1991).
- 14 S.Straihle, B.Henle, L.Lee, H. Kunzel, T. Hackbarth, J. Dickmann et E. Kohn
Microwave and optical technology letters, vol. 11, n° 3, p. 131 (1996).
- 15 M. Matloubian, et L. Larson
Pseudomorphic Hemt Technology and Applications, Erice, Italy, p.317 (1994).
- 16 M. Matloubian, L.M. Jelloian, M. Lui et M.V. Le
IEEE Trans on Electron Devices, vol. 40, n°. 11, p. 2112, (1993).
- 17 L.M. Jelloian, M. Matloubian, Takyiu Liu, M. Lui et A.M.A. Thompson
IEEE Electron Device Letters, vol. 15, n°. 5., p. 172, (1994).
- 18 T. Enoki, K. Arai, A. Kohzen et Y. Ishii
Proceedings of the 4th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials,
New Port, p.14, Avril, (1992).
- 19 T. Enoki, K. Arai, A. Kohzen et Y. Ishii
IEEE Trans on Electron Devices, vol. 42, n°. 8, p.1413, (1995).
- 20 J. B. Shealy, M. Matloubian , T. Liu, R.Virk, J. Pysl et C. Ngo.
IEEE Microwave and guided wave Letters, vol. 7, n°. 9, p. 261, (1997).
- 21 P. Chevalier, M. Badirou et R. Fauquembergue
Journées Nationales Micro-ondes, Saint-Malo, communication orale, session 6B8, 21-23 Mai
(1997).

22 P. Chevalier, M. Badirou, et R. Fauquembergue

7th Workshop on Heterostructure Technology (HETECH'97), Jülich (Germany), oral communication , 14-16 septembre (1997).

23 P. Chevalier, F. Dessenne, M. Badirou, J.L Thobel et R. Fauquembergue.

5th IEEE international Workshop on High performance Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications (EDMO'97), London (UK), oral communication, pp193 of proceeding , 24-25 November (1997).

24 F. Dessenne

Thèse de Doctorat Université de Lille1 1998.

25 J. Laskar, J.M. Bigelow, J.P Leburton et J.Kolodzey,

IEEE Trans on Electron Devices, vol. 39, n°2, p.257 (1992).

CHAPITRE IV

CHAPITRE IV

ETUDE DES COMPOSANTS A EFFET DE CHAMP EN REGIME DEPENDANT DU TEMPS. APPLICATION A LA FILIERE InP

I. INTRODUCTION	IV-143
II. PRESENTATION DES METHODES UTILISEES	IV-144
II.1. Détermination du courant instantané.	IV-144
II.2. Méthode d'étude des régimes transitoires.	IV-146
II.3. Méthode d'étude du régime sinusoïdal permanent	IV-147
II.3.1. Mise en oeuvre de la méthode	IV-148
II.3.2. Détermination des éléments du schéma équivalent	IV-149
II.3.2.1. Détermination des paramètres Y	IV-150
II.3.2.2. Détermination des paramètres du schéma équivalent	IV-151
II.3.2.3. Gain en courant	IV-152
II.4. Organigramme du modèle Monte-Carlo temporel	IV-153
III. APPLICATIONS DU MODELE	IV-155
III.1. Régime transitoire	IV-157
III.1.1. Courants instantanés	IV-160
III.1.2. Etude des grandeurs microscopiques	IV-164
III.1.3. Conclusion	IV-165
III.2. Régime sinusoïdal	IV-166
III.2.1. Régime petit signal	IV-166
III.2.2. Régime grand signal	IV-172
III.2.2.1. Spectre du signal de drain	IV-173
III.2.2.2. Etude macroscopique du comportement non linéaire	IV-174
a. Courants fonction du temps et spectres de courants	IV-174
b. Parcours (vgs,ids) pendant un cycle	IV-174
III.2.2.3. Etude microscopique du comportement non linéaire	IV-175
III.2.2.4. Influence de la fréquence en régime grand signal.	IV-178
a. Courants fonction du temps et spectres de courant	IV-179
b. Représentation du parcours (vgs,ids) pendant un cycle	IV-180
c. Influence de la fréquence sur les grandeurs microscopiques	IV-182
III.2.2.5. Conclusion	IV-182
III.2.3. Influence de l'ionisation par choc	IV-182
III.2.3.1. Influence de l'ionisation en régime petit signal	IV-184
III.2.3.2. Influence de l'ionisation en régime grand signal	IV-186
III.2.3.3. Conclusion	IV-186
IV. CONCLUSION	IV-187
V. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV	IV-188

I. INTRODUCTION

Par son principe, la méthode Monte-Carlo permet d'accéder naturellement aux évolutions temporelles des composants. Cependant, dans la pratique, la plupart des simulations sont effectuées en régime statique, car la prise en compte des moyennes temporelles permet de limiter le nombre de particules à considérer et donc le coût calcul. Avec les progrès informatiques, il devient possible d'envisager d'étudier systématiquement les évolutions temporelles. Pour cela il faut, bien entendu, considérer dans les simulations le courant de déplacement et simuler un nombre suffisant de particules (typiquement de 100000 particules minimum), pour que les valeurs instantanées soient suffisamment précises. Cependant le courant instantané, reste encore "noyé" dans un bruit numérique important. Pour en extraire le signal, différentes méthodes sont proposées dans ce chapitre.

Dans la section suivante, nous décrivons le calcul du courant de déplacement dans la simulation Monte-Carlo bidimensionnelle et nous présentons les différentes méthodes pour extraire le courant instantané du bruit numérique. Puis nous présentons l'organigramme général de la méthode "Monte- Carlo temporel".

Dans la troisième section, nous appliquons le modèle à l'étude de régime transitoire, et du régime permanent sinusoïdal. Dans ce dernier cas, on distingue le cas des "petits signaux " correspondant au régime linéaire, et le cas des " grands signaux ". Pour terminer, nous étudions l'influence de l'ionisation en régime permanent sinusoïdal "petits signaux" et " grands signaux".

II. PRESENTATION DES METHODES UTILISEES

II.1. Détermination du courant instantané.

Le courant instantané total est défini comme le flux à travers une surface S de la densité de courant total, tenant compte du terme de déplacement. Par exemple, pour calculer le courant de source (respectivement de drain) dans une structure FET, on choisit pour S un plan vertical, à une abscisse x, située entre source et grille (respectivement entre grille et drain), on a alors:

$$i(t) = -eZ \left[\int n(x, y, t) v_x(x, y, t) dy + \epsilon_0 \epsilon_r \int \frac{\partial E_x(x, y, t)}{\partial t} dy \right] \quad \text{IV.1}$$

Le premier terme est le courant de conduction instantané, le second terme le courant de déplacement. E_x est le champ électrique, ϵ_r est la constante diélectrique relative, ϵ_0 est la constante diélectrique du vide, $n(x, y, t)$, $v(x, y, t)$ sont les nombres de particules et la vitesse instantanée, Z est la dimension du composant dans la direction " non simulée" z. Pour calculer le courant de grille, on utilise une formule analogue, en choisissant une surface S entourant ce contact.

Dans la littérature d'autres expressions ont été proposées pour calculer le courant instantané [1,2,3]. Par exemple González [3] propose de moyennner les courants de source et de drain calculés en différentes abscisses x .

Dans tous les cas, le courant instantané fourni par la simulation est "noyé" dans un bruit très important. A titre d'illustration nous avons représenté sur la figure IV.1 le courant de drain obtenu par simulation d'un MESFET conventionnel, de structure simple. (Longueur de grille : $L_g \approx 0.3\mu m$, longueur de zone d'accès $L_{sg} = L_{sd} \approx 0.6\mu m$, couche dopée $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ 1400 Å dopé à $10^{17} cm^{-3}$). Nous considérons 20000 particules.

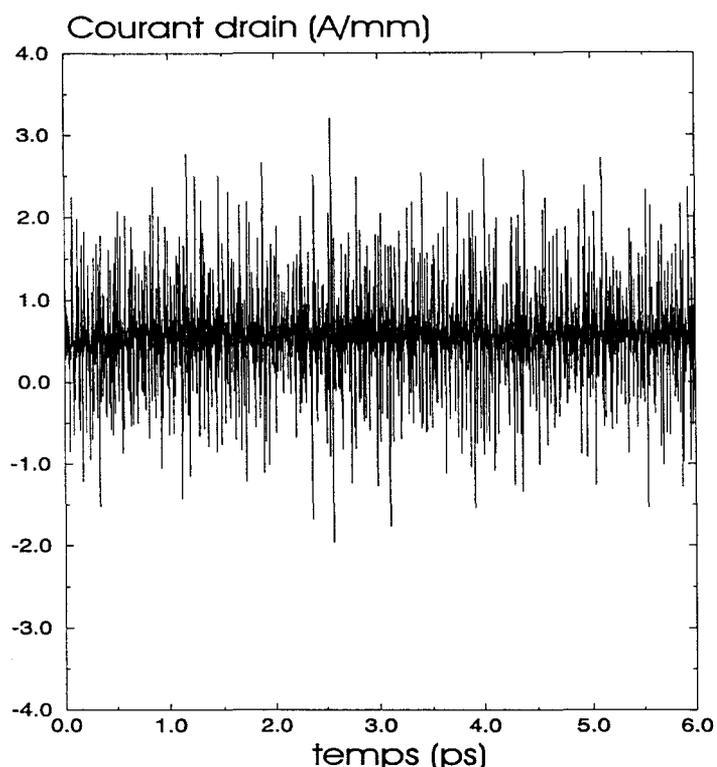


Figure IV.1 courant de drain d'un MESFET à $V_{ds}=2.V$, $V_{gs}=-0.6V$ après application d'un échelon de tension d'amplitude $\Delta V_{gs} = 0.3V$

Pour une part, le bruit reflète les fluctuations présentes dans tout système physique. Cependant son amplitude est considérablement exagérée du fait du nombre nécessairement réduit de particules simulées. De plus, il s'y ajoute un bruit purement numérique, lié par exemple à la discrétisation du composant. Le problème majeur pour l'étude des régimes dépendants du temps est d'extraire le signal du bruit de fond. Nous présenterons les méthodes pour y parvenir en régime transitoire et régime sinusoïdal permanent.

Dans le cas du régime transitoire, pour extraire le signal, nous avons recours à une méthode d'ajustement de la charge totale. La charge étant une quantité intégrée, est moins "bruitée" que le courant. Cette charge est ajustée à une fonction mathématique convenablement choisie, puis le courant est déduit par dérivation. Dans le cas où l'on étudie la réponse à un échelon, la fonction d'ajustement de la charge est généralement un polynôme par morceaux.

Dans le cas du régime sinusoïdal permanent, nous utilisons l'analyse de Fourier, et nous éliminons les harmoniques au delà d'un certain ordre.

II.2. Méthode d'étude des régimes transitoires.

La charge cumulative est définie comme suit [4]:

$$Q(t) = \int_{t_0}^{t_0 + t} i(\tau) d\tau \quad \text{IV.2}$$

où t_0 est l'instant à partir duquel on commence à calculer le courant instantané.

Le courant instantané est obtenu par simple dérivation de la charge cumulative $Q(t)$ après avoir ajusté cette charge à une expression polynomiale. En pratique la charge cumulative est ajustée par deux polynômes.

La partie transitoire comprise entre l'instant $t=0$ et t_{ss} , est ajustée par un polynôme de degré n

$$q_{tr}(t) = \sum_n^N a_n t^n \quad \text{IV.3}$$

La partie stationnaire comprise entre t_{ss} et le temps total de simulation est ajustée par une droite:

$$q_{ss}(t) = a_0 + a_{1,ss}(t - t_{ss}) \quad t_{ss} < t < t_{total} \quad \text{IV.4}$$

La valeur de t_{ss} ne doit pas influencer les résultats, dans la mesure où elle est choisie dans la partie correspondant au régime stationnaire.

Les coefficients des polynômes doivent vérifier la continuité du courant mais aussi de sa dérivée, soit en utilisant $i(t) = dq/dt$ à $t=t_{ss}$:

$$\left(\frac{dq_{tr}}{dt} \right)_{t_{ss}} = \left(\frac{dq_{ss}}{dt} \right)_{t_{ss}} \quad \text{IV.5}$$

$$\left(\frac{d^2 q_{tr}}{dt^2} \right)_{t_{ss}} = \left(\frac{d^2 q_{ss}}{dt^2} \right)_{t_{ss}} \quad \text{IV.6}$$

où tr est l'indice du transitoire, ss celui du stationnaire.

A titre d'illustration nous avons représenté, sur la figure IV.2 la charge cumulative ainsi obtenue pour la structure du paragraphe 2.1, et le courant qui n'est autre que sa dérivée.

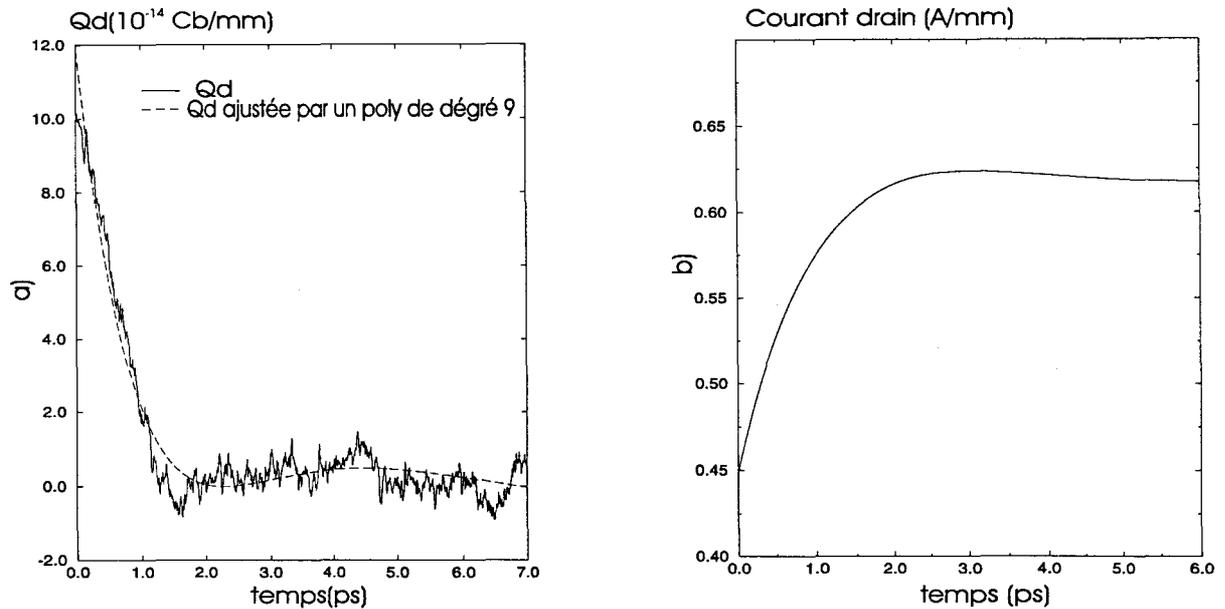


figure IV.2 Evolution de la charge cumulative et du courant obtenu pour un MESFET après application d'un échelon de tension d'amplitude $\Delta V_{gs} = 0.3V$ à $V_{ds} = 2.V$ $V_{gs} = -0.6V$.

a) la charge cumulative de la partie transitoire et la charge ajustée par un polynôme, b) le courant total, obtenu par dérivation de la charge.

Cette méthode a été appliquée par U.Ravaioli [1] pour l'étude d'un MESFET et par P. Dollfus [5] pour l'étude d'un HEMT. Pour déterminer les éléments du schéma équivalent, ils utilisent les paramètres Y du composant calculés à partir de la transformée de Fourier [6] du courant. Pour notre part, nous nous contentons, dans la partie application du modèle, de faire une étude succincte du transitoire obtenu en appliquant un créneau de tension sur une structure HEMT simple. Pour déterminer le schéma équivalent, nous utilisons la réponse du système en régime sinusoïdal permanent, selon la méthode décrite dans la section suivante.

II.3. Méthode d'étude du régime sinusoïdal permanent

Comme pour toute étude en régime temporel, nous devons nous affranchir du bruit numérique. Celui-ci apparaissant essentiellement à haute fréquence, la méthode la plus efficace est de procéder à une décomposition en série de Fourier et de ne retenir que les harmoniques les plus basses. Dans le cas du régime linéaire, il suffit de retenir la seule

harmonique 1 après avoir vérifié que les harmoniques d'ordre supérieur étaient bien d'amplitude négligeable. Tous les calculs présentés dans les sections suivantes sont donc effectués de cette façon.

II.3.1.Mise en oeuvre de la méthode

Nous appliquons une tension sinusoïdale à l'entrée du composant, en l'occurrence sur la grille:

$$v_{gs}(t) = V_{gs_0} + \Delta v_{gs} * \sin(\omega t) \quad \text{IV.7}$$

V_{gs_0} est la tension de polarisation continue, Δv_{gs} est l'amplitude du signal.

Rappelons que, dans nos simulations, aucune particule ne peut être injectée du contact Schottky vers le composant, et nous ne tenons pas compte de l'effet tunnel.

Le courant instantané est calculé comme au paragraphe 2.1. Dans ces conditions, les courants de sortie peuvent être décomposés en série de Fourier [7] selon la formule suivante :

$$i_F(t) = i(t) - I_0 \quad \text{IV.8}$$

où I_0 est la composante continue du courant et I_F la partie alternative:

$$i_F(t) = \sum_{m=1}^{\infty} i_m(t) = \sum_{m=1}^{\infty} \left[(\sqrt{a_m^2 + b_m^2}) \sin(2\pi m f t + \phi_m) \right] \quad \text{IV.9}$$

Les coefficients a_m et b_m et la phase ϕ_m sont calculés comme suit :

$$a_m = \frac{2}{nT} \int_0^{nT} i_F(t) \cos(2\pi m f t) dt \quad \text{IV.10}$$

$$b_m = \frac{2}{nT} \int_0^{nT} i_F(t) \sin(2\pi m f t) dt \quad \text{IV.11}$$

$$\phi_m = \tan^{-1} \left(\frac{a_m}{b_m} \right) \quad \text{IV.12}$$

T est la période du signal, $f = 1/T$ la fréquence d'excitation, n le nombre de périodes d'intégration considérées.

Le temps d'intégration doit être suffisamment long pour que les coefficients de Fourier soient déterminés avec une précision suffisante.

Ayant accès aux évolutions temporelles, de très nombreuses investigations sont possibles. Nous avons choisi de nous concentrer sur les points suivants. En régime petit signal, nous déterminons les éléments du schéma équivalent petits signaux et nous étudions le gain en fonction de la fréquence. Les résultats sont comparés à ceux obtenus à partir de l'étude en régime statique. En régime grand signal, nous étudions d'une part les non linéarités et le comportement non quasi statique du système et, d'autre part, l'influence de la fréquence. Nous terminons par l'étude de l'influence de l'ionisation en régime "petits signaux" et "grands signaux".

Nous présentons maintenant la méthode de détermination des éléments du schéma équivalent petit signal.

II.3.2. Détermination des éléments du schéma équivalent

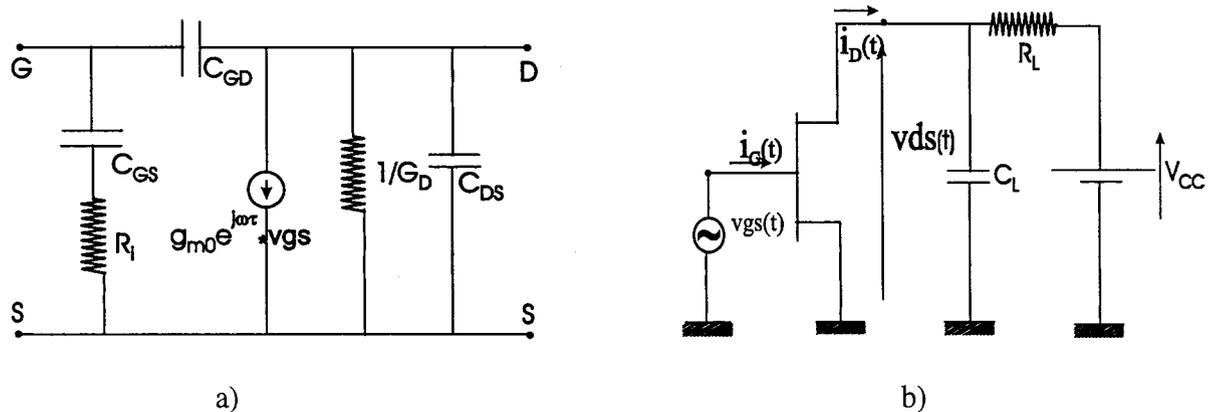


Figure IV.3 Schéma équivalent du transistor intrinsèque (a), et transistor avec charge extérieure (b). R_i est la résistance interne, g_{m0} la transconductance intrinsèque, G_D la conductance de sortie, τ la constante de temps, C_{gs} la capacité source grille, C_{gd} la capacité grille drain et C_{ds} la capacité source drain.

Le schéma équivalent petit signal d'un transistor à effet de champ peut se scinder en deux parties: une partie intrinsèque, représentée figure IV.3a, et une partie extrinsèque correspondant aux zones d'accès.

La méthode que nous présentons ici a été proposée initialement par P. Dollfus. Pour déterminer les éléments du schéma équivalent "petits signaux" d'un composant, deux simulations sont nécessaires[7].

Pour les deux simulations, nous appliquons à l'entrée du circuit, en l'occurrence sur la grille, la tension $v_{gs}(t) = V_{gs0} + \Delta v_{gs} * \sin(\omega t)$. Δv_{gs} , l'amplitude du signal, doit être suffisamment petite pour que le composant reste en régime linéaire. Cependant plus sa valeur est faible plus il est délicat de distinguer le signal du bruit de fond. Un compromis est donc nécessaire. Par exemple, nous choisissons typiquement $\Delta v_{gs} \cong V_{gs0}/10$.

La première simulation, consiste à "court circuiter" la sortie, en l'occurrence le drain, et permet de déterminer les paramètres Y_{11} et Y_{21} du schéma équivalent. Pour la simulation cela signifie que nous maintenons la tension de drain $v_{ds}(t)$ égale à la tension de polarisation continue V_{ds0} . La deuxième simulation consiste à débiter dans une charge, et permet de déterminer les paramètres Y_{22} et Y_{12} du schéma équivalent. Cette charge peut être une résistance R_L placée sur la sortie comme sur la figure IV.1b. Cependant, pour filtrer les variations de courant, qui peuvent être élevées, il est utile de connecter une capacité C_L entre la source et le drain. Sa valeur est choisie telle que la constante de temps $\tau_L = R_L C_L$ soit inférieure à la période du signal d'entrée. Par exemple, τ_L est dix fois plus petit que cette période, soit pour la fréquence d'excitation $f=100\text{GHz}$, $\tau_L=1$ ps. La tension au drain sera réajustée à chaque pas de temps selon la formule suivante [7] :

$$v_{ds}(t + dt) = v_{ds}(t) + [V_{CC} - v_{ds}(t) - R_L i_D(t)] \frac{\Delta t}{\tau_L} \quad \text{IV.13}$$

V_{CC} est la tension continue de court-circuit, généralement deux fois la tension de polarisation, et $R_L = (V_{CC} - V_{ds0}) / I_{D0}$. Le couple (V_{ds0}, I_{D0}) représente la tension et le courant de polarisation.

Les paramètres Y à la fréquence fondamentale sont calculés après avoir transformé en série de Fourier $i_G(t)$, $i_D(t)$ et $v_{ds}(t)$.

II.3.2.1. Détermination des paramètres Y

La méthode de détermination des paramètres Y a été initialement proposée par T. Gonzalès [3] et par P. Dollfus [7]. Le transistor à effet de champ est décrit par

le quadripôle représenté sur la figure IV 3b, avec à l'entrée le couple (v_{gs}, i_G) , à la sortie le couple (v_{ds}, i_D) . Nous pouvons donc définir la matrice $[Y]$ comme suit:

$$\begin{pmatrix} i_G \\ i_D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_{gs} \\ v_{ds} \end{pmatrix} \quad \text{IV.14}$$

i_G, i_D, v_{gs}, v_{ds} sont les parties alternatives du courant et de la tension.

Par la première simulation, c'est à dire lorsque nous court-circuitons le drain, nous déduisons les valeurs des paramètres Y_{11} et Y_{21} .

$$Y_{11} = \left(\frac{i_G}{v_{gs}} \right)_{v_{ds}=0} \quad Y_{21} = \left(\frac{i_D}{v_{gs}} \right)_{v_{ds}=0} \quad \text{IV.15}$$

Par la deuxième simulation, c'est à dire lorsque nous réactualisons à chaque pas de temps la tension v_{ds} , nous déduisons les valeurs des paramètres Y_{22} et Y_{12} .

$$Y_{12} = \left(i_{G_2} - Y_{11} v_{gs_2} \right) / v_{ds_2} \quad Y_{22} = \left(i_{D_2} - Y_{21} v_{gs_2} \right) / v_{ds_2} \quad \text{IV.16}$$

L'indice 2 désigne les signaux obtenus lors de la deuxième simulation.

II.3.2.2. Détermination des paramètres du schéma équivalent

M. Berroth [8], G. Dambrine [9], et T. Gonzalès [3] ont déterminé les paramètres du schéma équivalent à partir des paramètres admittances Y_{ij} , à l'aide des formules suivantes:

$$Y_{11}(\omega) = \frac{R_i C_{gs}^2 \omega^2}{D} + j\omega \left(\frac{C_{gs}}{D} + C_{gd} \right) \quad \text{IV.17}$$

$$Y_{12}(\omega) = -j\omega C_{gd} \quad \text{IV.18}$$

$$Y_{21}(\omega) = \frac{g_{m0} e^{-j\omega\tau}}{1 + j\omega R_i C_{gs}} - j\omega C_{gd} \quad \text{IV.19}$$

$$Y_{22}(\omega) = G_d + j\omega(C_{ds} + C_{gd}) \quad \text{IV.20}$$

Avec $D = 1 + \omega^2 C_{gs}^2 R_i^2$ et ω la pulsation du signal d'entrée.

En séparant dans les expressions précédentes les parties imaginaires et réelles, les éléments du schéma équivalent peuvent être calculés analytiquement par les formules suivantes [3,8,6], déduites des équations IV.17 à 20.

$$C_{gd} = -\frac{\text{Im}(Y_{12})}{\omega} \quad \text{IV.21}$$

$$C_{gs} = \frac{\text{Im}(Y_{11}) - \omega C_{gd}}{\omega} \left(1 + \frac{(\text{Re}(Y_{11}))^2}{(\text{Im}(Y_{11}) - \omega C_{gd})} \right) \quad \text{IV.22}$$

$$R_i = \frac{\text{Re}(Y_{11})}{(\text{Im}(Y_{11}) - \omega C_{gd})^2 + (\text{Re}(Y_{11}))^2} \quad \text{IV.23}$$

$$g_{m0} = \sqrt{\left((\text{Re}(Y_{21}))^2 + (\text{Im}(Y_{21}) + \omega C_{gd})^2 \right) \left(1 + \omega^2 C_{gs}^2 R_i^2 \right)} \quad \text{IV.24}$$

$$\tau = \frac{1}{\omega} \arcsin \left(\frac{-\omega C_{gd} - \text{Im}(Y_{21}) - \omega C_{gs} R_i \text{Re}(Y_{21})}{g_{m0}} \right) \quad \text{IV.25}$$

$$C_{ds} = \frac{\text{Im}(Y_{22}) - \omega C_{gd}}{\omega} \quad \text{IV.26}$$

$$Gd = \text{Re}(Y_{22}) \quad \text{IV.27}$$

Le gain en courant du transistor est donné par l'élément H_{21} de la matrice hybride du quadripôle équivalent. Il peut être exprimé à partir des éléments du schéma équivalent, mais la simulation donne un accès direct à ce gain, ce qui permettra de tester la concordance entre nos résultats et la théorie du schéma petit signal.

II.3.2.3. Gain en courant

Le gain en courant H_{21} pour une fréquence donnée est obtenu, à partir du rapport du courant de sortie sur le courant d'entrée, sa valeur en dB est donnée par:

$$\text{Gain}(\omega) = 20 \log_{10} \left| \frac{i_{ds}}{i_{gs}} \right| \quad \text{IV.28}$$

En régime linéaire, après décomposition des courants en série de Fourier, le gain est calculé à partir des composantes fondamentales des courants. La

représentation de ce gain en courant en fonction de la fréquence permet de déterminer la fréquence de coupure.

Le gain en courant H_{21} peut être calculé aussi en fonction de la fréquence à partir des éléments du schéma équivalent petits signaux décrit au paragraphe II.3.2.2. Cependant il faut s'assurer que ces éléments sont indépendants de la fréquence [7]. Le gain H_{21} est alors donné par la formule suivante:

$$\left| H_{21}(f) \right| = \frac{g_{m_0}}{2\pi f(C_{gs} + C_{gd})} \sqrt{\left(1 + \frac{2\pi f C_{gd}}{g_{m_0}} \left(2 \sin(2\pi f\tau) + \frac{2\pi f C_{gd}}{g_{m_0}} \right) \right)} \quad \text{IV.29}$$

II.4. Organigramme du modèle Monte-Carlo temporel

L'organigramme de la procédure de calcul est présenté sur la figure IV.4. Avant d'appliquer la perturbation le transistor est simulé pendant un temps t_0 à l'aide du modèle Monte-Carlo classique, afin d'amener toutes les grandeurs physiques internes dans l'état stationnaire correspondant au point de polarisation envisagé.

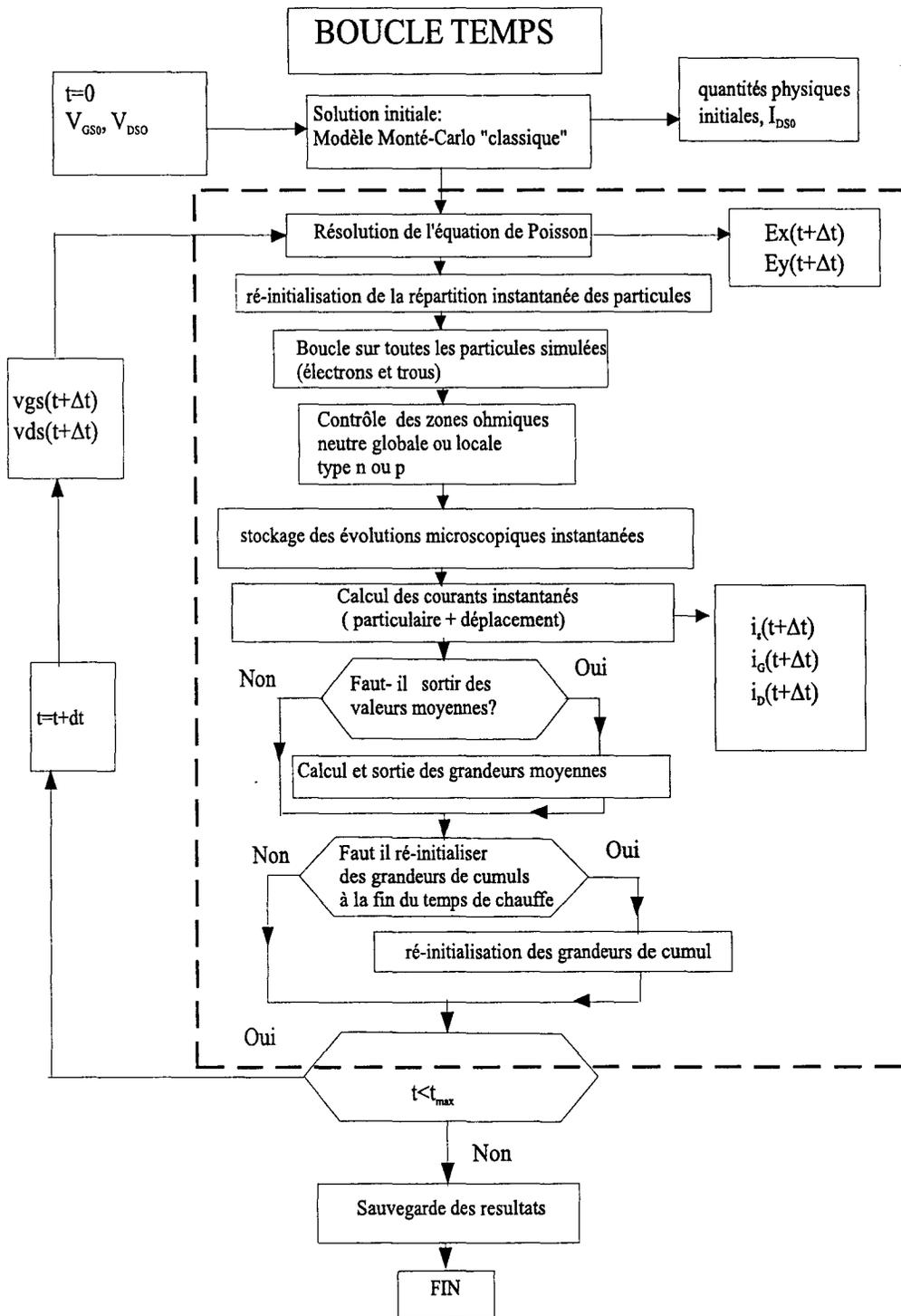


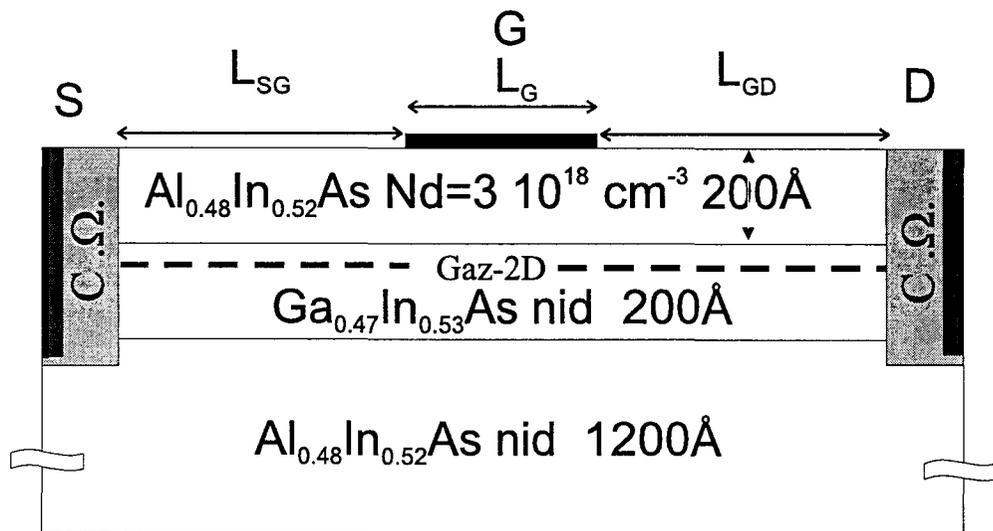
Figure IV.4 : Organigramme du modèle Monte-Carlo temporel.

III. APPLICATIONS DU MODELE

Nous appliquons le modèle décrit plus haut à l'étude d'un composant HEMT sur InP. Nous considérons successivement la réponse à un créneau de tension, puis le régime permanent sinusoïdal petit signal et grand signal. Bien entendu, nous vérifions la cohérence de nos résultats avec ceux obtenus en régime statique. Nous comparons également les caractéristiques hyperfréquences obtenues ici sans hypothèse préalable avec celles déduites de l'étude statique par l'intermédiaire du schéma équivalent.

Pour cette étude, le composant simulé est un HEMT conventionnel, représenté par la figure IV 5, sa structure est la suivante :

- longueur de grille : $L_g \approx 0.15\mu m$
- longueur de zone d'accès $L_{sg} = L_{gd} \approx 0.4\mu m$
- couche dopée $Al_{0.48}In_{0.52}As$ 200 Å $3.10^{18} cm^{-3}$
- couche n.i.d $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ 200 Å
- couche tampon $Al_{0.48}In_{0.52}As$ 1200 Å



Substrat InP

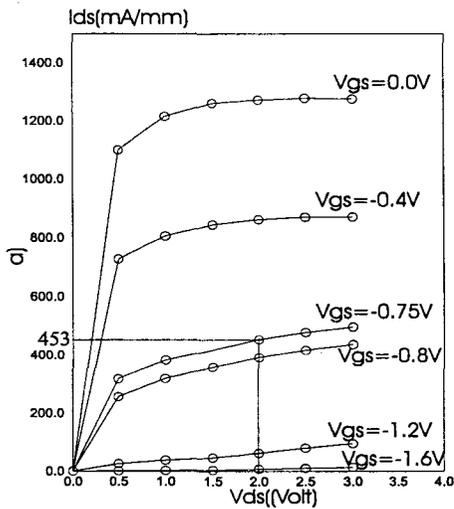
Figure IV.5 Structure du HEMT classique simulée

La structure a été simulée en utilisant un maillage de 128 x 64 et nous considérons 105120 particules. La résolution de l'équation de Poisson se fait toutes les femtosecondes, c'est à dire à chaque pas de la simulation.

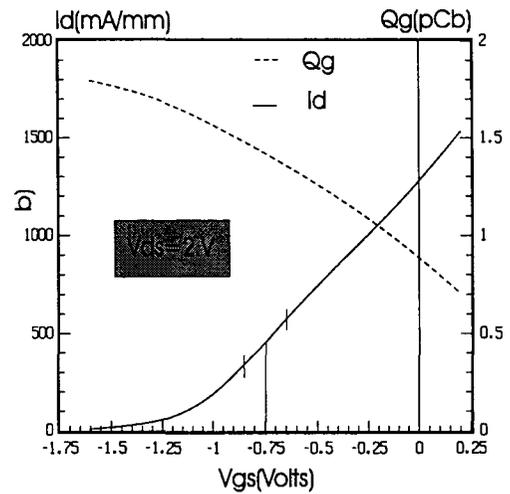
Les caractéristiques statiques du composant, issues de la simulation Monte-Carlo sont présentées sur la figure n° IV.6. Le point de polarisation choisi est :

$V_{ds0}=2V$ et $V_{gs0}=-0.75V$, ce qui donne un courant $I_{ds0}=453$ mA/mm.

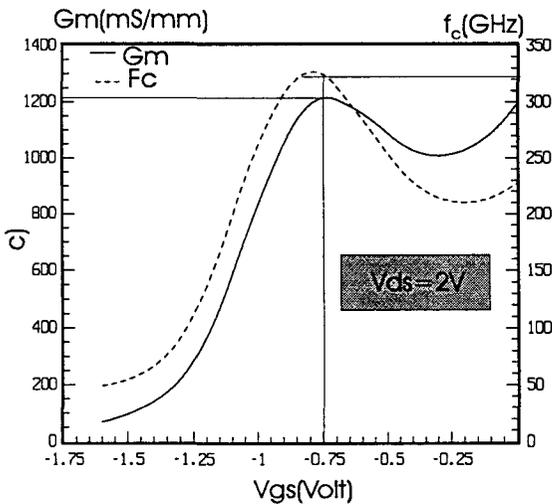
Caractéristiques (V_{ds0}, I_{ds0})



Courant $I_{ds0}(V_{gs0})$ et charge sous la grille



Transconductance et fréquence de coupure



Capacité grille source

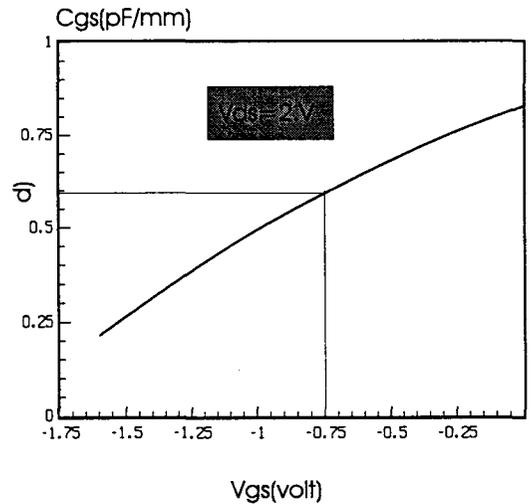


Figure IV.6: Caractéristiques statiques du transistor simulé. Les points de polarisations, ainsi que les gammes de variations des tensions et des courants, sont localisés sur les différentes figures.

III.1. Régime transitoire

Pour tester le modèle nous avons imposé des variations brutales de la tension de commande V_{gs} afin de générer un régime transitoire.

Le transistor étant polarisé à son point de repos (V_{gs_0} , V_{ds_0}), un créneau de tension V_{gs} lui est appliqué au temps t_0 soit :

$$\text{pour } t < t_0 \quad V_{gs} = V_{gs_0}$$

$$\text{pour } t_0 \leq t < t_1 \quad V_{gs} = V_{gs_0} + \Delta V_{gs}$$

$$\text{pour } t_1 \leq t \leq t_f \quad V_{gs} = V_{gs_0}$$

$$\text{et } V_{ds} = V_{ds_0}, \forall t$$

Nous nous plaçons bien évidemment ici dans un cas purement théorique puisque la tension V_{gs} change de valeur sur un temps qui correspond à la discrétisation temporelle $\Delta t = 10^{-15} s$. Dans la réalité, un générateur d'impulsions imposerait un temps de montée fini.

La figure n° IV.7 présente la réponse du transistor à un créneau, avec $t_0=20$ ps, $t_1=30$ ps, $t_f=40$ ps, $V_{ds_0}=2.V$, $V_{gs_0}=-1.6 V$ $\Delta V_{gs} = \pm 0.8V$. Pour la structure considérée, la tension $V_{gs} = -1.6V$ correspond au pincement du canal et $V_{gs} = -0.8V$ à un canal ouvert.

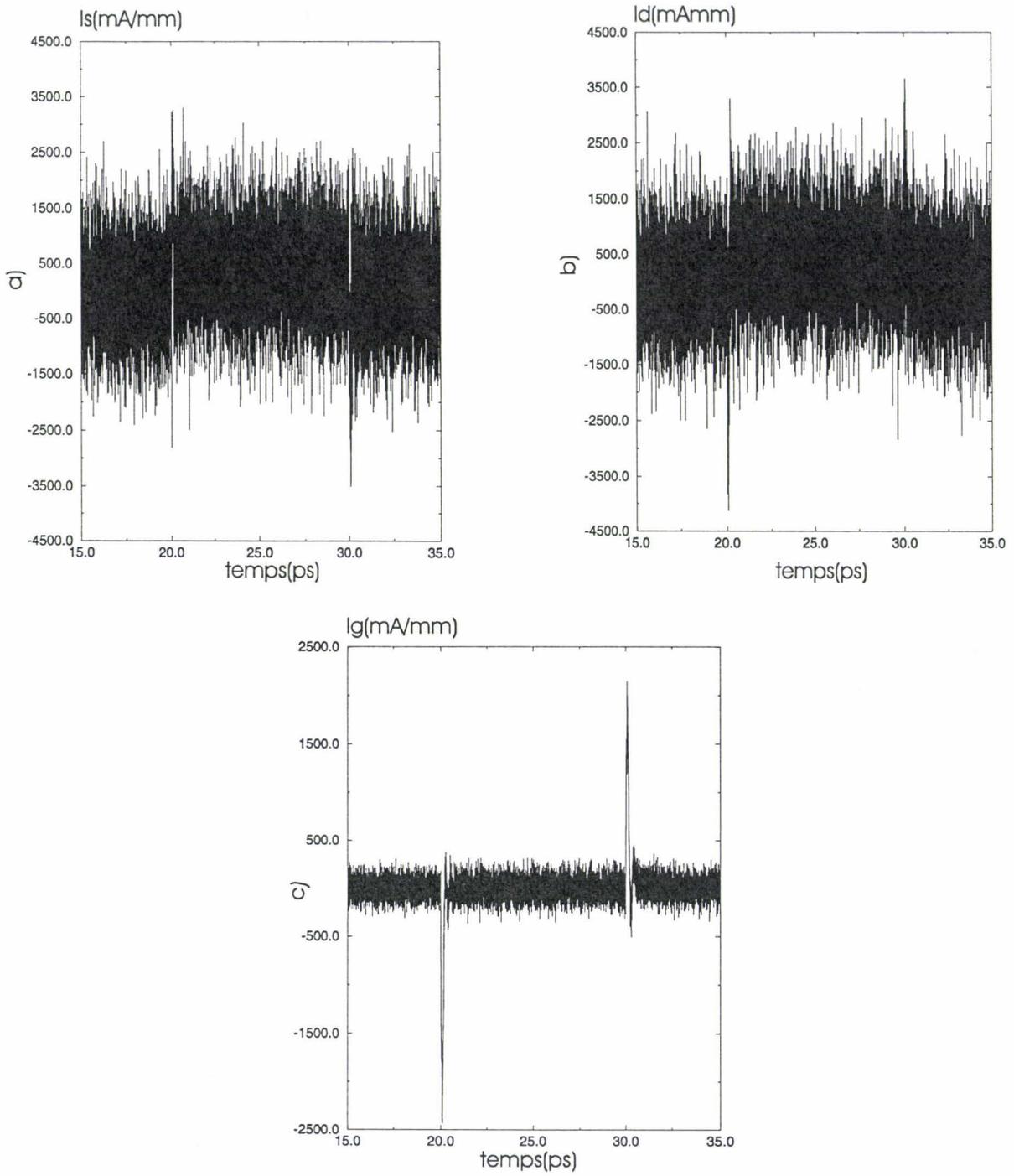


Figure IV.7 Evolution des courants bruts instantanés source, drain et grille en fonction du temps

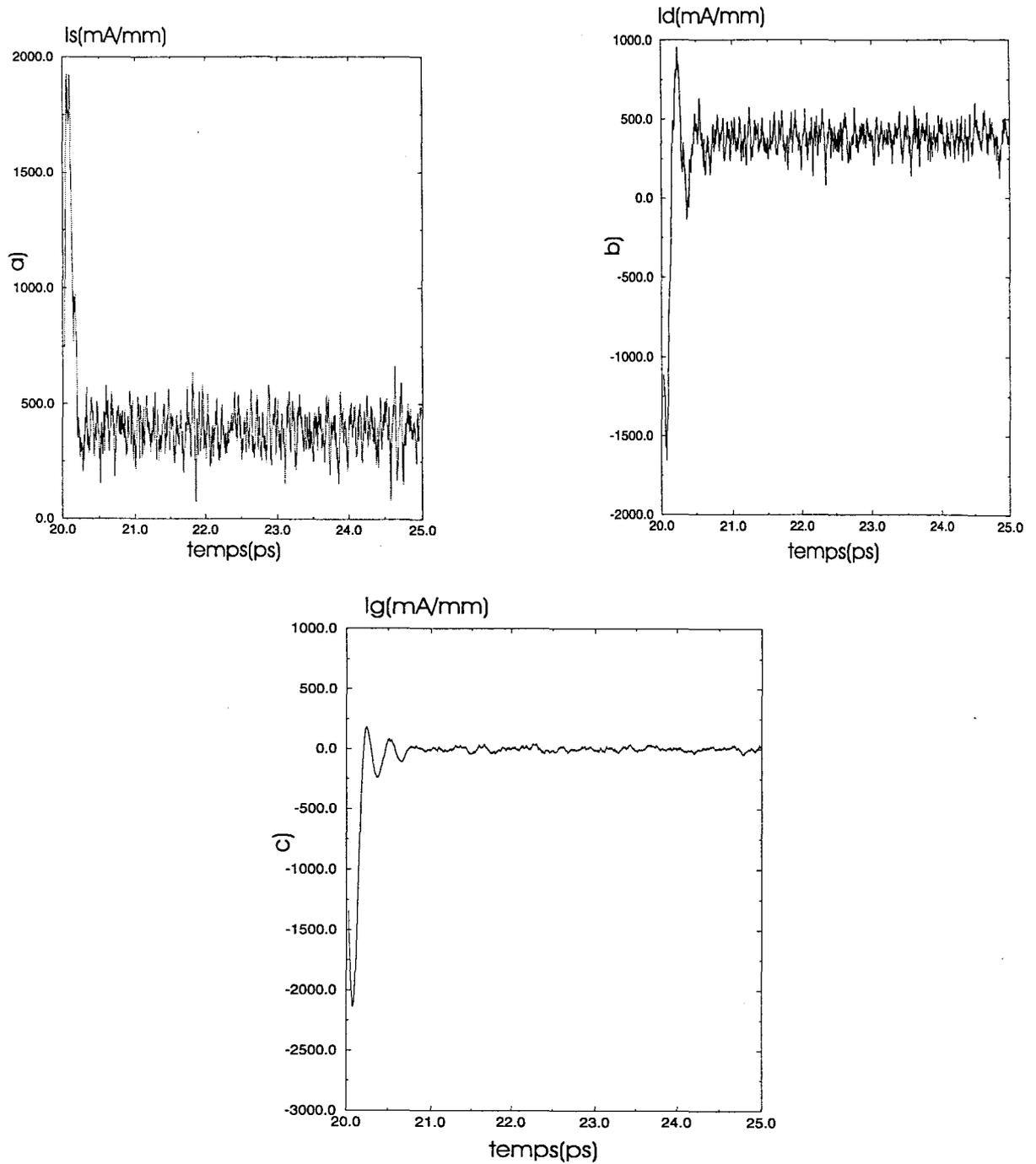


Figure IV.8 Evolution des courants moyennés sur 0.05ps en fonction du temps lors de la montée du créneau. a) courant de source, b) courant de drain, c) courant de grille.

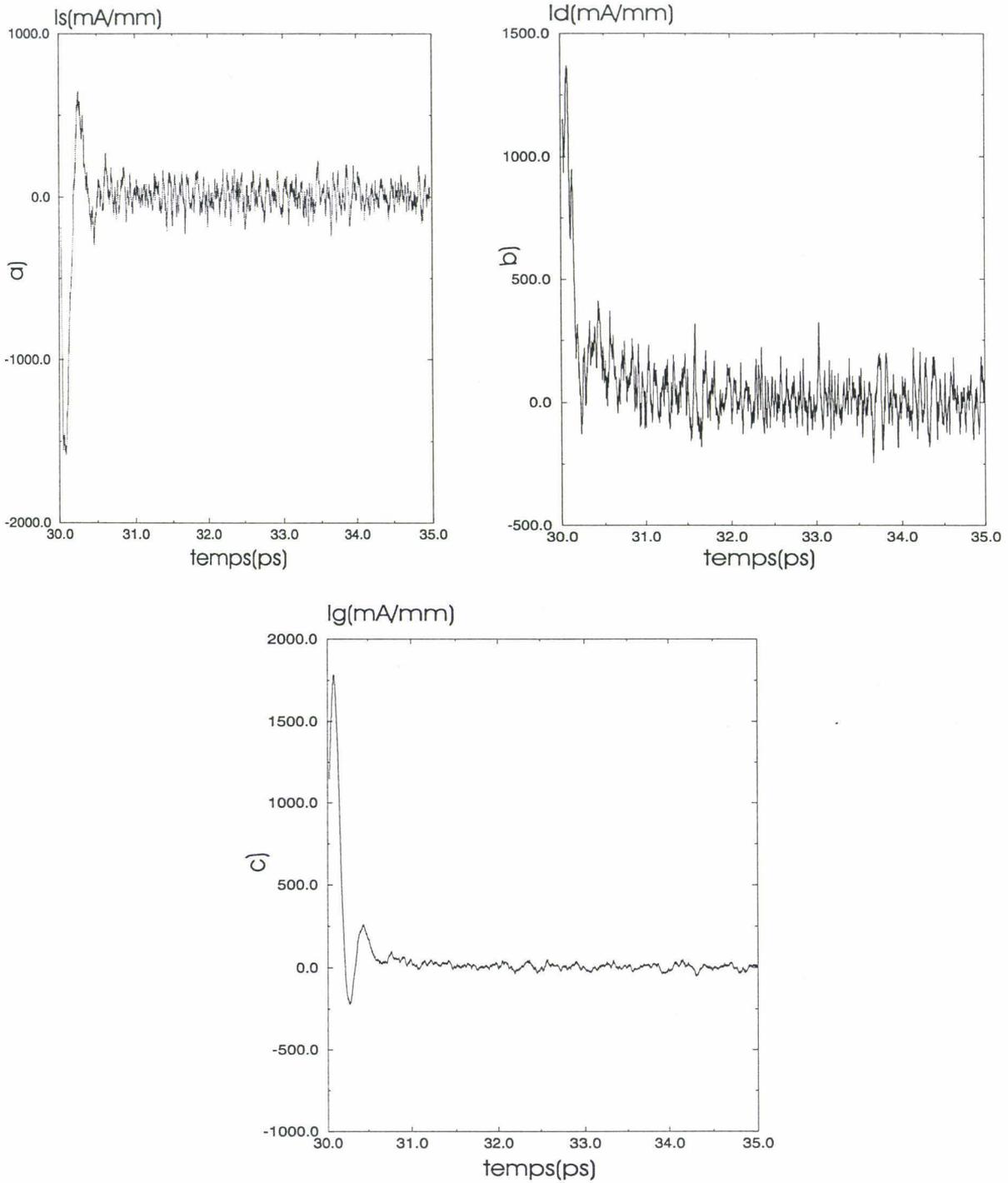


Figure IV.9 Evolution des courants moyennés sur 0.05ps en fonction du temps lors de la descente du créneau. a) courant de source, b) courant de drain, c) courant de grille.

III.1.1. Courants instantanés

Nous avons représenté sur la figure IV.7 les courants instantanés bruts. Nous constatons que ces courants sont extrêmement bruités, et subissent des fluctuations

importantes sur des temps très courts. Une méthode très simple, mais rudimentaire, pour réduire l'amplitude de ces fluctuations est de moyenner le courant sur un certain nombre de pas de temps. Nous avons donc représenté sur les figures IV.8 et IV.9 les courants de source de drain et de grille pour la montée du créneau et la descente. Ces courants sont ici moyennés sur 5.10^{-2} ps, ils présentent au cours du temps un régime transitoire suivi d'un régime stationnaire.

Sur les figures IV.8c et IV.9c représentant le courant de grille, nous constatons pendant la montée et la descente que le courant I_g , est initialement nul et redevient nul après le régime transitoire. En effet, aucune particule ne franchit le contact de grille, le courant observé est donc purement un courant de déplacement, qui s'annule en dehors du régime transitoire. En revanche, les courants de source et de drain, présentés sur les figures IV.8 et IV.9, résultent à la fois du courant de conduction et de déplacement. La durée du régime transitoire pour les trois courants est d'environ 1ps aussi bien à la montée qu'à la descente. Nous remarquons également qu'en régime transitoire les courants de source et de drain évoluent en sens opposés, puis ils tendent vers une valeur stable correspondant aux courants en régime statique.

Intéressons nous maintenant aux évolutions des grandeurs microscopiques dans le canal GaInAs en fonction de la position à différents instants.

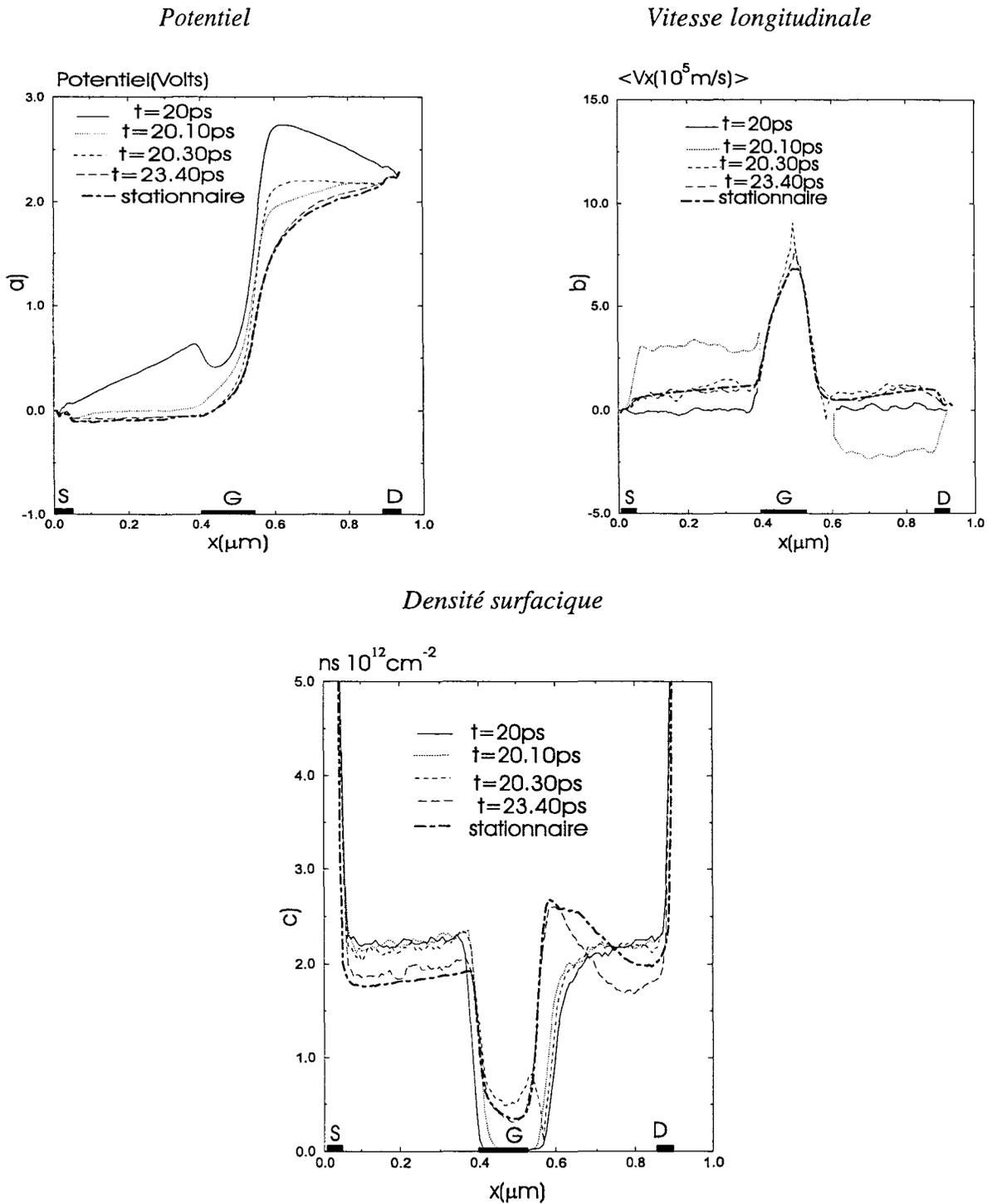


Figure IV 10 Evolution des grandeurs physiques le long du canal GaInAs, à la montée du créneau. Les vitesses sont très bruitées lorsqu'il y a très peu de porteurs sous la grille. Dans ce cas nous ne représentons pas la vitesse sous la grille.

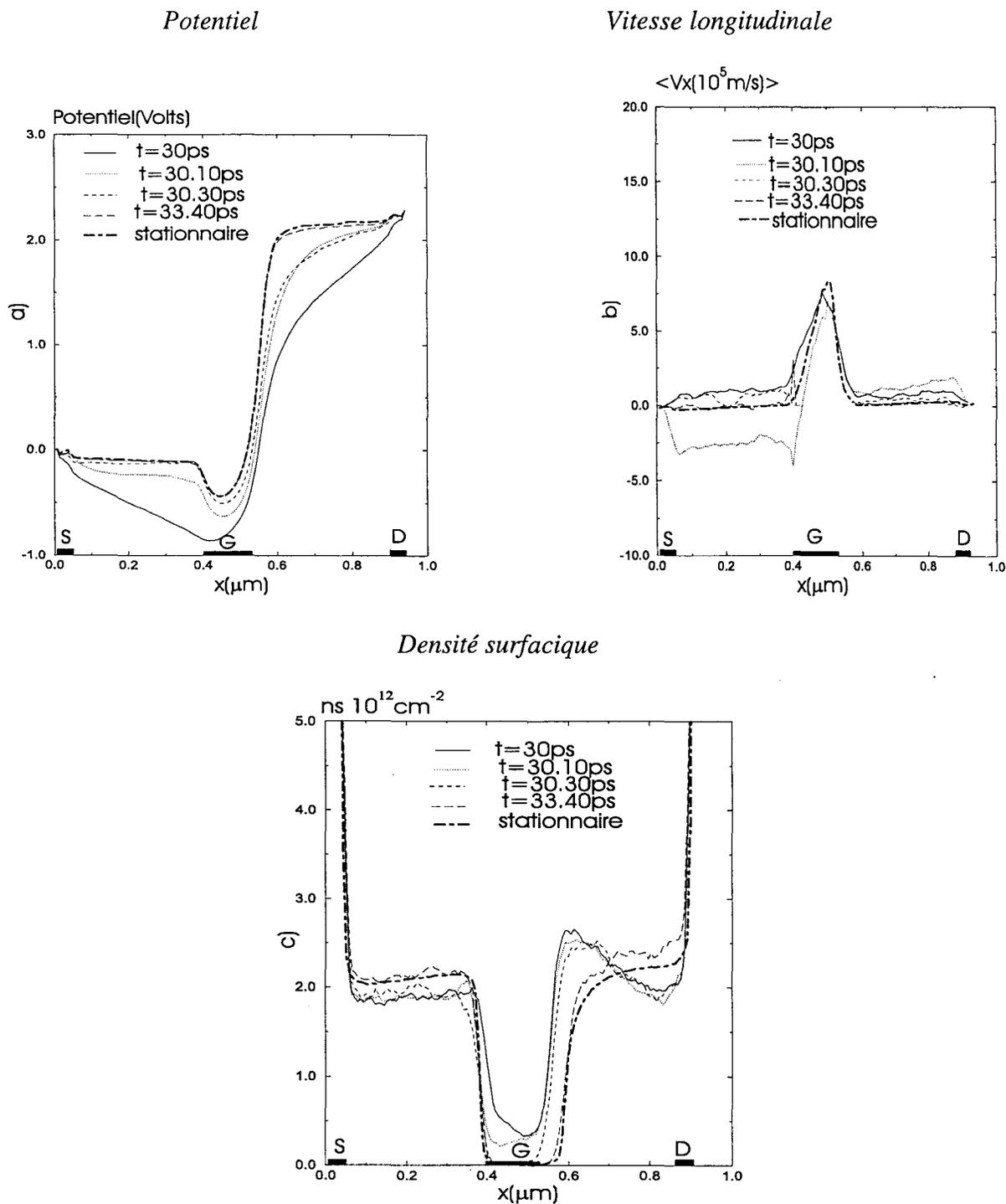


Figure IV 11 Evolution des grandeurs physiques le long du canal GaInAs, à la descente du créneau.

III.1.2. Etude des grandeurs microscopiques

Nous avons représenté sur la figure IV.10a le potentiel le long du canal GaInAs à différents instants. Nous constatons que, juste après l'application de la tension (à l'instant initial $t_0=20^+$ ps) le potentiel est fortement croissant dans l'espace grille source et décroissant dans l'espace grille drain, impliquant donc des champs très intenses, qui attirent les charges sous la grille. Cela se traduit quelques instants après par des déplacements des porteurs vers la grille. Ainsi, sur la figure IV.10b représentant la vitesse le long du canal, nous observons à $t=20.10$ ps une forte valeur positive du côté source et négative du côté drain. Sur la figure IV.10c représentant la densité surfacique, nous observons un déplacement rapide du front de densité du côté source et un déplacement lent du côté drain, puis un remplissage progressif de la zone déserte. Puis, entre les instants 20.10 et 20.3ps, le potentiel est à peu près uniforme dans l'espace grille source et grille drain. Dans l'espace grille source, il a déjà pratiquement atteint l'état stationnaire. Cela se traduit quelques instants après, par de faibles valeurs de la vitesse, par l'augmentation de la densité et par l'ouverture du canal sous la grille en entrée de grille. Dans l'espace grille drain, l'évolution est beaucoup plus lente, car les porteurs sont chauds et il leur faut beaucoup plus de temps pour se stabiliser. Enfin, entre les instants 20.3ps et 23.40 ps, le potentiel se stabilise aussi dans l'espace grille drain et atteint l'état stationnaire, ce qui se traduit également par une stabilisation du nombre de porteurs.

Le produit des vitesses et des densités explique donc les variations opposées des courants de source et de drain pendant ce transitoire, et permet de décrire le mécanisme de l'ouverture du canal.

Nous pouvons faire pour la descente une description du même type que celle de la montée mais les comportements sont inversés. Les évolutions des grandeurs microscopiques sont représentées sur la figure IV.11. Nous constatons qu'elles se stabilisent dans l'espace source grille entre les instants 30ps et 30.3ps, et grille drain entre les instants 30.3ps et 33.5ps environ. Le produit des vitesses et des densités dans ce cas permet de décrire le mécanisme de la coupure du canal.

III.1.3. Conclusion

Nous pouvons déduire de l'étude des grandeurs macroscopiques et microscopiques que la réorganisation des porteurs se fait beaucoup plus lentement que la stabilisation du courant. Dans le cas considéré ici, la durée du transitoire des courants à la montée et la descente est de l'ordre de 1ps, par contre le temps nécessaire pour stabiliser les grandeurs microscopiques est d'environ 3.5ps.

III.2. Régime sinusoïdal

Le modèle Monte-Carlo temporel mis au point permet d'étudier la réponse du transistor soumis à des tensions $v_{gs}(t)$, $v_{ds}(t)$ quelconques. Nous nous limitons ici au cas où $v_{gs}(t)$ est sinusoïdal. Pour l'étude, nous avons envisagé deux régimes de fonctionnement autour du point de polarisation statique (V_{gs0}, V_{ds0}) de la forme $v_{gs}(t) = V_{gs0} + \Delta V_{gs} * \sin \omega t$

- Régime petit signal correspondant à un fonctionnement linéaire
 $V_{ds0} = 2.0 \text{ V}$ $V_{gs0} = -0.75 \text{ V}$ $\Delta V_{gs} = 0.1 \text{ V}$
- Régime grand signal correspondant à un fonctionnement non linéaire
 $V_{ds0} = 2.0 \text{ V}$ $V_{gs0} = -0.75 \text{ V}$ $\Delta V_{gs} = 0.75 \text{ V}$

La figure IV.6b, présentée au début de cette section représente le courant statique en fonction de V_{gs0} à $V_{ds0}=2.0\text{V}$. Cette figure illustre bien les deux régimes considérés.

III.2.1. Régime petit signal

Dans ce sous paragraphe, nous examinons le comportement en régime permanent sinusoïdal pour différentes fréquences d'excitation. Cela nous permet d'extraire les paramètres hyperfréquences, qui doivent être indépendants de la fréquence si la théorie du schéma équivalent est exacte. Ces paramètres, obtenus ici sans hypothèse préalable, seront comparés avec ceux fournis par la simulation en régime statique.

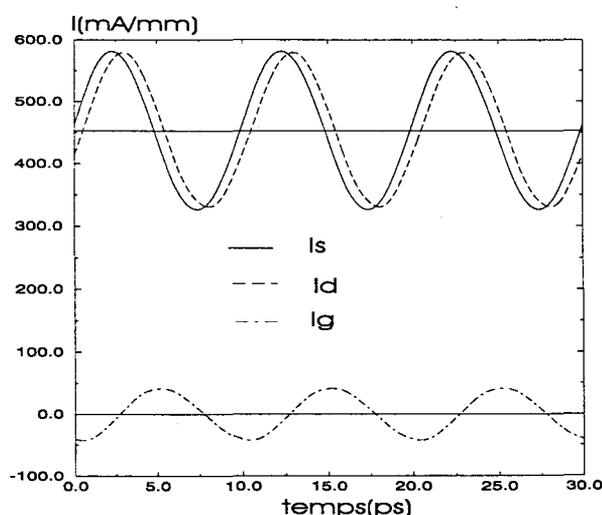


Figure IV.12 Composante fondamentale des courants, de source, grille et drain, en fonction du temps en régime sinusoïdal linéaire.

La figure IV.12 représente la réponse du transistor à un signal vgs de faible amplitude. Nous avons décomposé en série de Fourier les courants is, id, ig. Les courants représentés sur la figure IV.12 sont les courants fondamentaux, mais nous avons pris le soin de vérifier que le système ne crée pas d'harmonique 2 et 3. Les harmoniques d'amplitude élevée n'apparaissent que bien au delà et n'ont pas à être considérées ici, car elles correspondent seulement au bruit. Nous avons simulé assez longtemps pour que les coefficients des séries de Fourier soient indépendants du temps. Les courants Is et Id présentent une valeur moyenne de 453mA/mm correspondant au courant statique Ids₀. Nous pouvons déduire sur la courbe un retard en temps $\tau = 1.5ps$ entre le courant de source et de drain. La figure IV.12 montre également que le courant de grille stationnaire est nul, ce qui est dû au fait qu'aucune particule n'est autorisée à franchir ce contact. Yves Buttet [10] a proposé les mêmes types d'applications par la méthode hydrodynamique 2D.

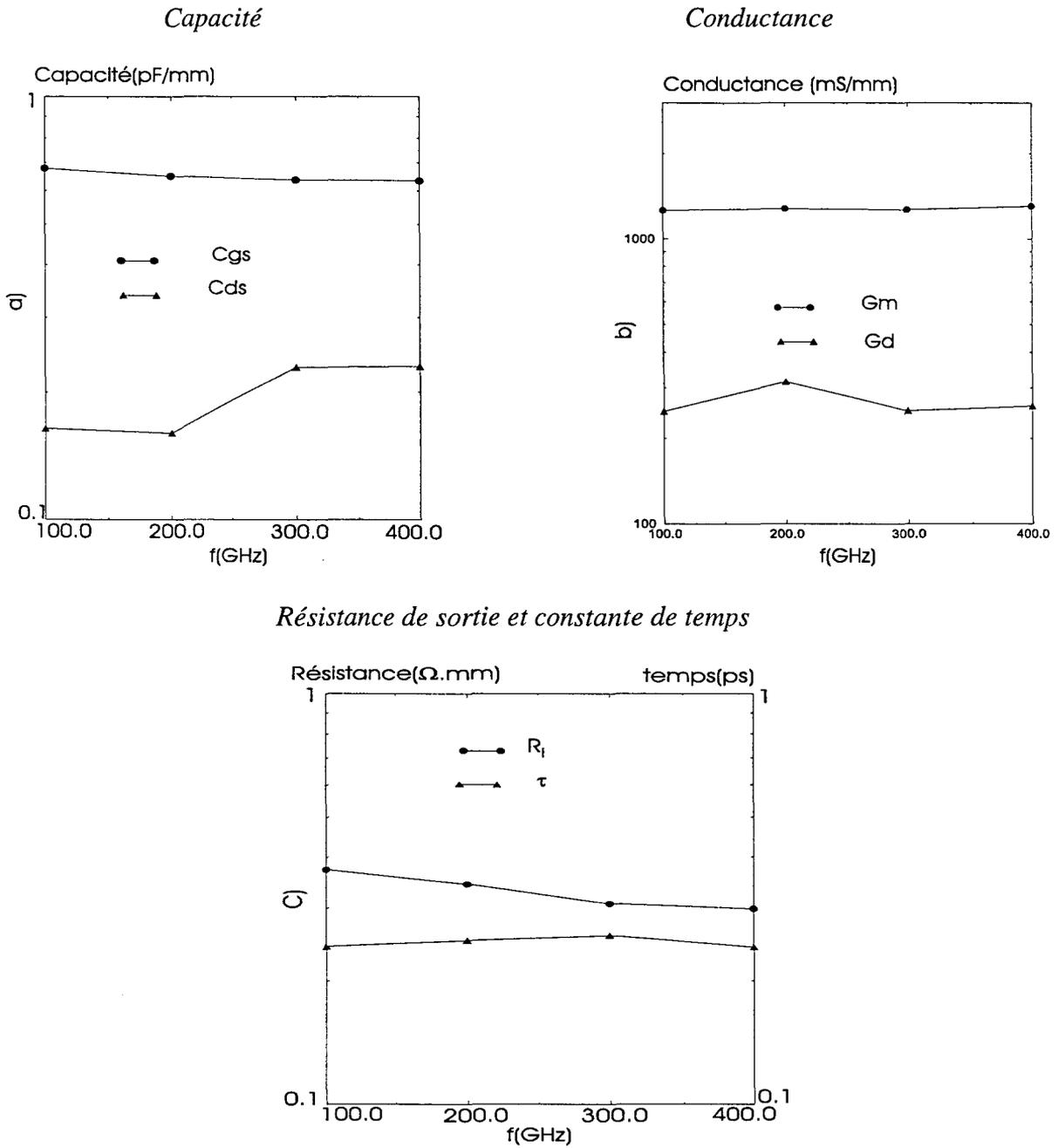


Figure IV 13 Paramètres du schéma équivalent fonction de la fréquence en échelle logarithmique

Sur la figure IV.13 nous représentons en fonction de la fréquence les paramètres du schéma équivalent. Nous pouvons observer que, pour cette polarisation, les paramètres du schéma équivalent G_m et C_{gs} peuvent être obtenus avec une assez bonne précision, d'environ 10%. L'incertitude relative est beaucoup plus importante sur G_d , C_{ds} , C_{gd} , R_i . Signalons que c'est également le cas lorsque l'on détermine les paramètres à partir des caractéristiques statiques.

Compte tenu des incertitudes, on peut conclure que les paramètres sont pratiquement indépendants de la fréquence sur toute la gamme considérée, c'est à dire jusqu'à 400GHz au moins. Cela confirme que le schéma équivalent proposé décrit correctement le comportement du transistor pour ce point de polarisation, et qu'on est bien en régime linéaire. Les valeurs de C_{gs} , G_m , sont équivalentes à celles obtenues en régime statique. Nous avons regroupé dans le tableau ci dessous l'ensemble de ces résultats.

Tableau n°1.

	Régime statique	Régime dynamique linéaire
Capacité de grille $C_{gs}(pF/mm)$	0.6	0.65
Transconductance G_m (mS/mm)	1200	1265
Fréquence de coupure $F_c(GHz)$	320	320

Pour les basses fréquences, T. Gonzalez par la méthode de Monte-Carlo [3], F. Kapche Tagne par la méthode hydrodynamique [11] et J. Michael par l'expérience [12] ont également vérifié que les éléments du schéma équivalent étaient indépendants de la fréquence

Nous avons également déterminé la fréquence de coupure de la structure en représentant sur la figure IV.14 le gain en courant H_{21} en fonction de la fréquence. La fréquence de coupure est de 320 GHz, valeur identique à celle obtenue à partir des caractéristiques statiques.

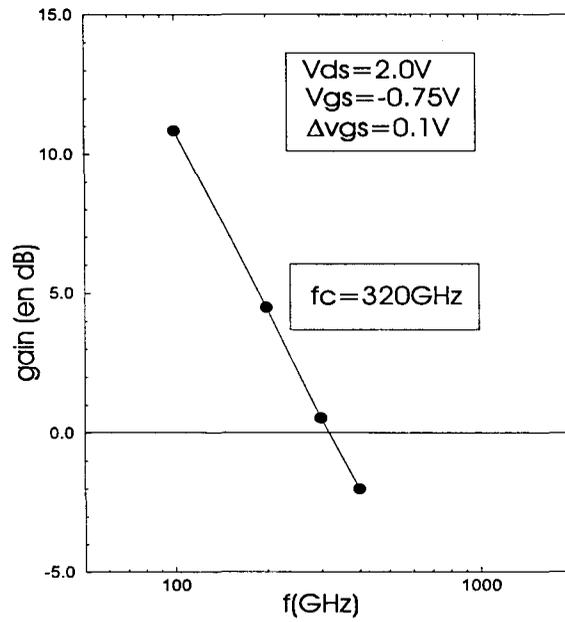


Figure IV.14 Gain en dB fonction de la fréquence.

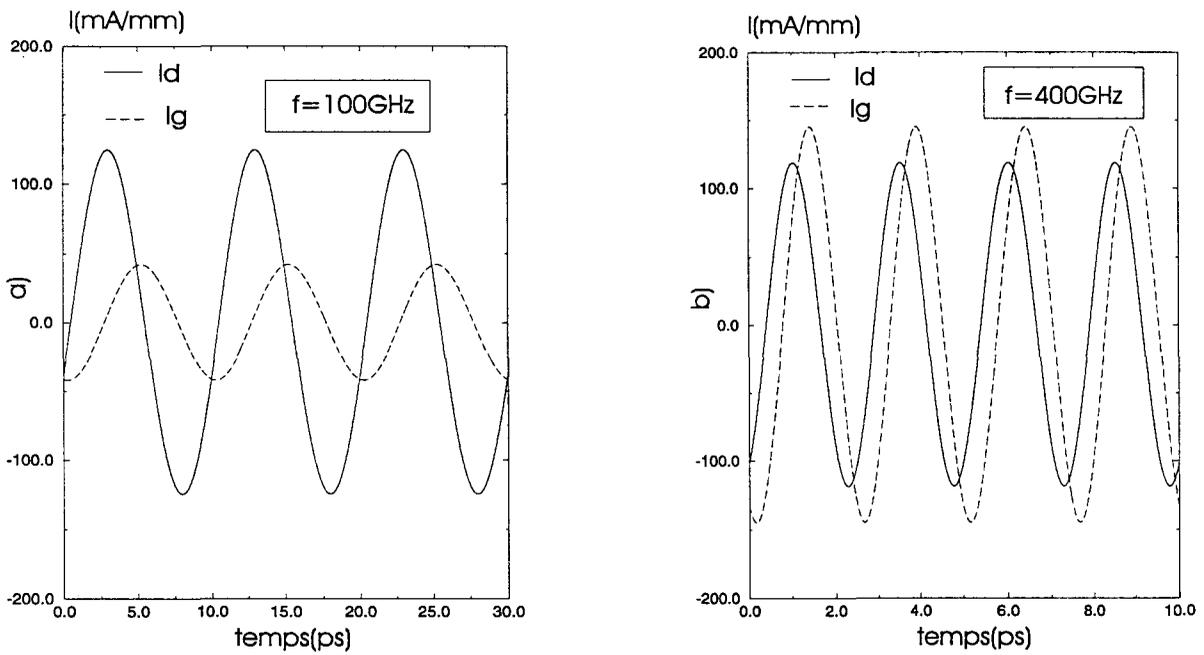


Figure IV.15 Courant de drain et de grille en fonction du temps. a) $f = 100$ GHz, (inférieure à F_c), b) $f = 400$ GHz (supérieure à F_c)

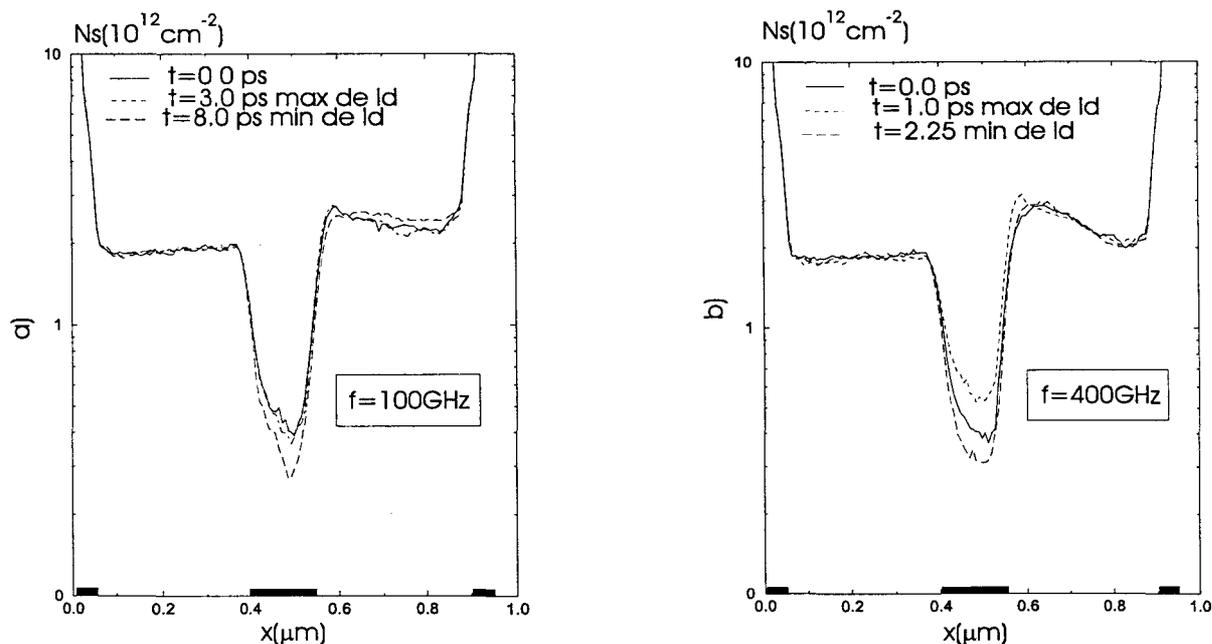


Figure IV.16 densité surfacique dans le canal GaInAs à des temps différents. a) $f=100\text{GHz}$, (inférieure à F_c), b) $f=400\text{GHz}$ (supérieure à F_c)

Pour expliquer le mécanisme de la coupure, nous avons représenté, sur la figure IV.15 les courants I_d et I_g , et sur la figure IV.16, les densités surfaciques, dans le canal GaInAs en deçà de la fréquence de coupure et au delà. Nous pouvons faire deux remarques à la lecture de ces figures :

L'amplitude du courant de drain est pratiquement indépendante de la fréquence. En revanche, le courant de grille augmente en fonction de la fréquence, et la coupure a lieu lorsqu'il est plus important que le courant de drain. Ceci correspond à un mécanisme de coupure qui est essentiellement capacitif.

Sur la figure IV.16 représentant les densités surfaciques dans le canal GaInAs en fonction du temps, nous remarquons que la densité dans le canal est maximale ou minimale en même temps que le courant de drain et ce même à des fréquences supérieures à la fréquence de coupure. Ce qui veut dire que la commande existe toujours même à 400GHz.

Nous avons montré dans cette partie, qu'il y a un bon accord entre les éléments du schéma équivalent déterminés en régime petit signal et statique, tels la fréquence de coupure, la transconductance et la capacité grille source. Nous avons également montré, par l'étude de l'influence de la fréquence, que le mécanisme de coupure est purement capacitif

III.2.2. Régime grand signal

Lorsque l'amplitude de la tension de grille augmente, les non linéarités inhérentes aux composants apparaissent. Dans ce paragraphe nous étudions d'abord le spectre du courant de drain afin de séparer le signal du bruit numérique. Nous analysons ensuite pour deux fréquences d'excitation de 100 GHz et 300 GHz, l'influence de la non linéarité sur les courants de drain et de grille et sur les grandeurs microscopiques du composant. Cette analyse se fera chaque fois que cela est possible par comparaison avec les résultats obtenus en régime statique.

spectre de courant de drain

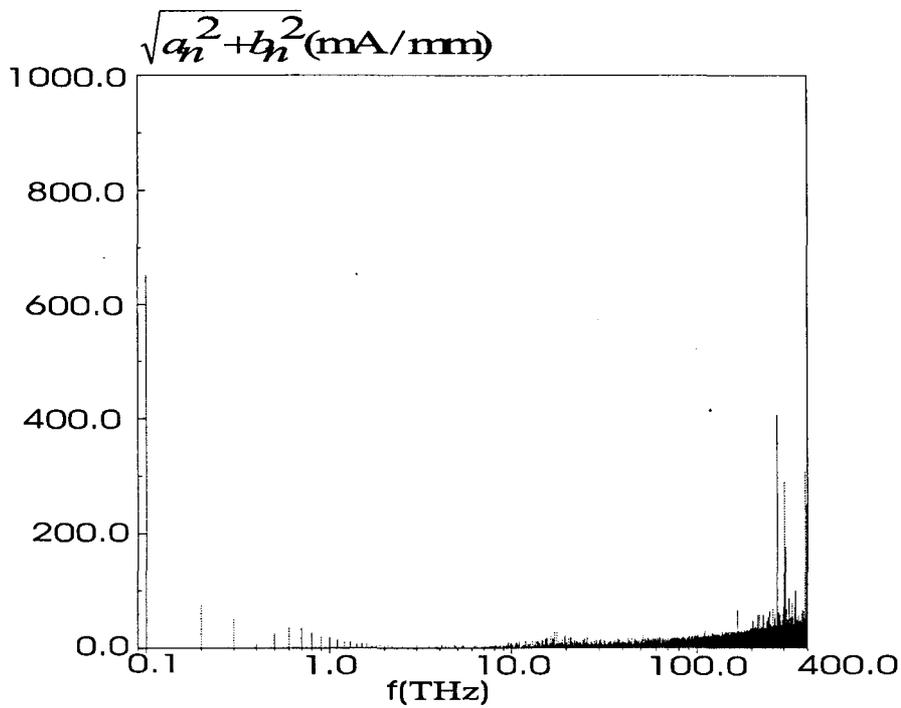


Figure IV 17 : spectre du courant de drain à $V_{ds}=2.V$ $v_{gs} = -0.75 + 0.75 \sin(2\pi ft)$ $f=100$ GHz.

III.2.2.1. Spectre du signal de drain

Les valeurs de courants instantanées ne sont connues que tous les pas de temps Δt . D'après le théorème de Shannon, cela implique que le spectre ne peut être obtenu que pour des fréquences strictement inférieures à $\frac{1}{2\Delta t}$. Ici le pas de temps étant de 1fs, cette fréquence maximale atteint 500 THz, ce qui est déjà énorme. Nous avons représenté sur la figure IV.17 le spectre de courant de drain à la fréquence d'excitation de 100 GHz. Nous observons sur le spectre du courant, d'abord le fondamental, puis des pics d'amplitude plus faible mais non négligeable, puis un domaine d'amplitude nulle, enfin au delà de 1000 harmoniques des pics d'amplitude importante liés au bruit numérique. C'est pourquoi, par la suite nous ne tiendrons compte que des premières harmoniques.

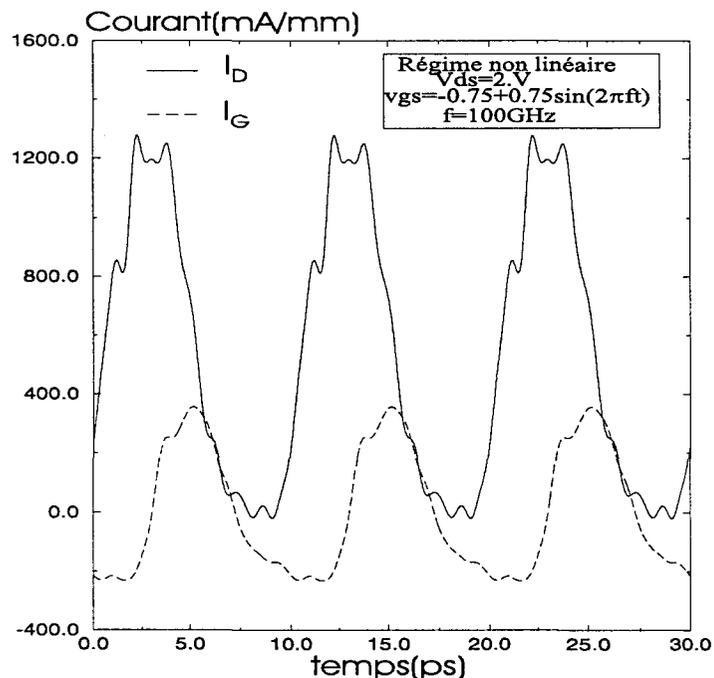


Figure IV 18 : Courant de drain et grille en régime grand signal à la fréquence de 100 GHz, (12 harmoniques).

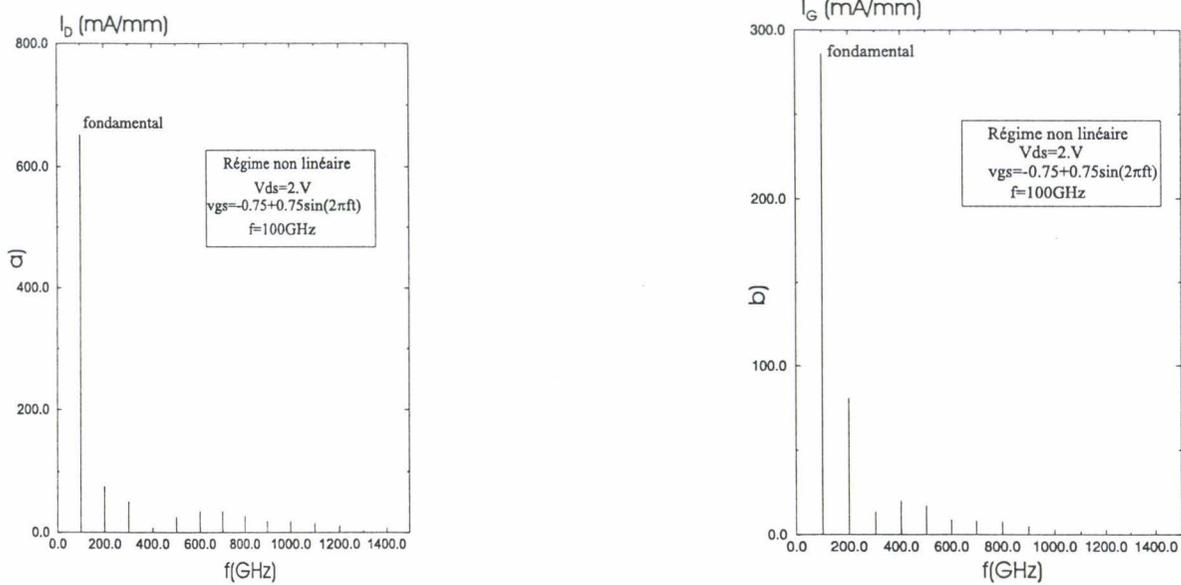


Figure IV. 19 : spectre des courants de drain et de grille en régime grand signal à la fréquence de 100 GHz.

III.2.2.2. Etude macroscopique du comportement non linéaire

Dans ce paragraphe nous commentons l'évolution du courant en fonction du temps.

a. Courants fonction du temps et spectres de courants

La figure n°IV 18 représente l'évolution des courants pour $\Delta V_{gs} = 0.75V$ en fonction du temps, la figure n°IV 19 représente leur spectre, obtenus par décomposition en série de Fourier. Les non linéarités se traduisent par l'apparition des harmoniques.

Le spectre de I_d , représenté sur la figure n°IV.19a, laisse apparaître des harmoniques paires et impaires 2 et 3 dont l'importance est sensiblement identique. Le courant de grille représenté sur la figure IV.19b, présente des distorsions plus importantes avec une prépondérance de l'harmonique deux. Cela peut être lié à l'allure presque parabolique de l'évolution de la charge sous la grille, ainsi qu'on peut le constater sur la figure IV.6b représentant l'évolution de la charge en régime statique.

b. Parcours (v_{gs}, i_{ds}) pendant un cycle

Avant de décrire les parcours nous donnons ici une définition simple du comportement quasi statique. Nous dirons que le courant à un comportement quasi statique si $i(t) \cong i(v_{gs}(t))$.

Nous avons représenté sur la figure n°IV.20 les parcours dans le plan (v_{gs} , i_{ds}) pendant un cycle, pour deux valeurs de l'amplitude ΔV_{gs} , l'une correspondant à un petit signal, l'autre à un grand signal. Dans les deux cas la fréquence de l'excitation est de 100 GHz. La caractéristique statique $I_{ds0}(V_{ds0})$ est également représentée à fin de comparaison.

Nous constatons qu'en régime petit signal le parcours suit une trajectoire elliptique autour du point de polarisation. La caractéristique est orientée dans la direction de la caractéristique statique et s'écarte assez peu de celle-ci. En régime grand signal la trajectoire est non elliptique et très déformée autour du point de polarisation. La caractéristique est aussi orientée dans la même direction que la caractéristique statique, mais s'écarte beaucoup plus de celle-ci. Le comportement n'est pas « quasi statique ». La non linéarité se manifeste par des déformations importantes de l'ellipse.

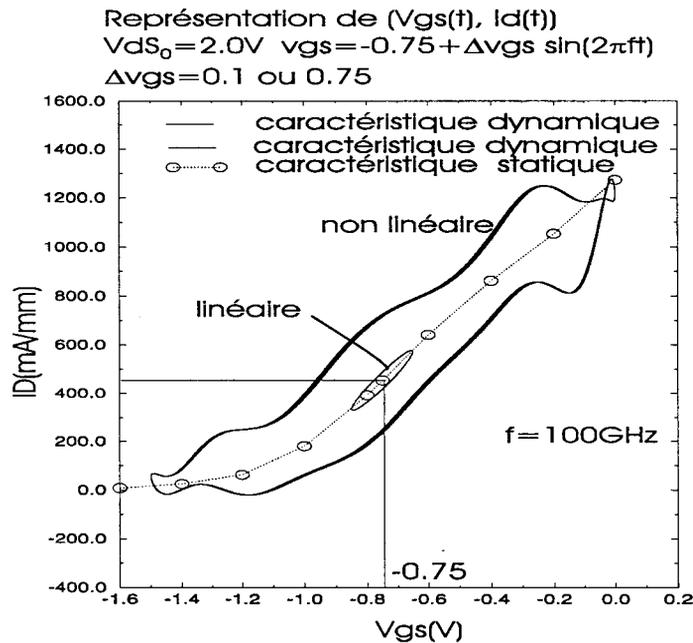


Figure IV 20 Parcours des courants dans le plan (v_{gs} , i_{ds}) pendant un cycle à la fréquence de 100 GHz (12 harmoniques).

III.2.2.3. Etude microscopique du comportement non linéaire

Dans ce paragraphe, nous comparons les grandeurs physiques instantanées en régime statique et grand signal alternatif. Nous avons représenté sur la figure n°IV.21 les évolutions des grandeurs physiques instantanées dans le canal GaInAs pour différents instants en fonction de la position, en régime grand signal et en régime statique.

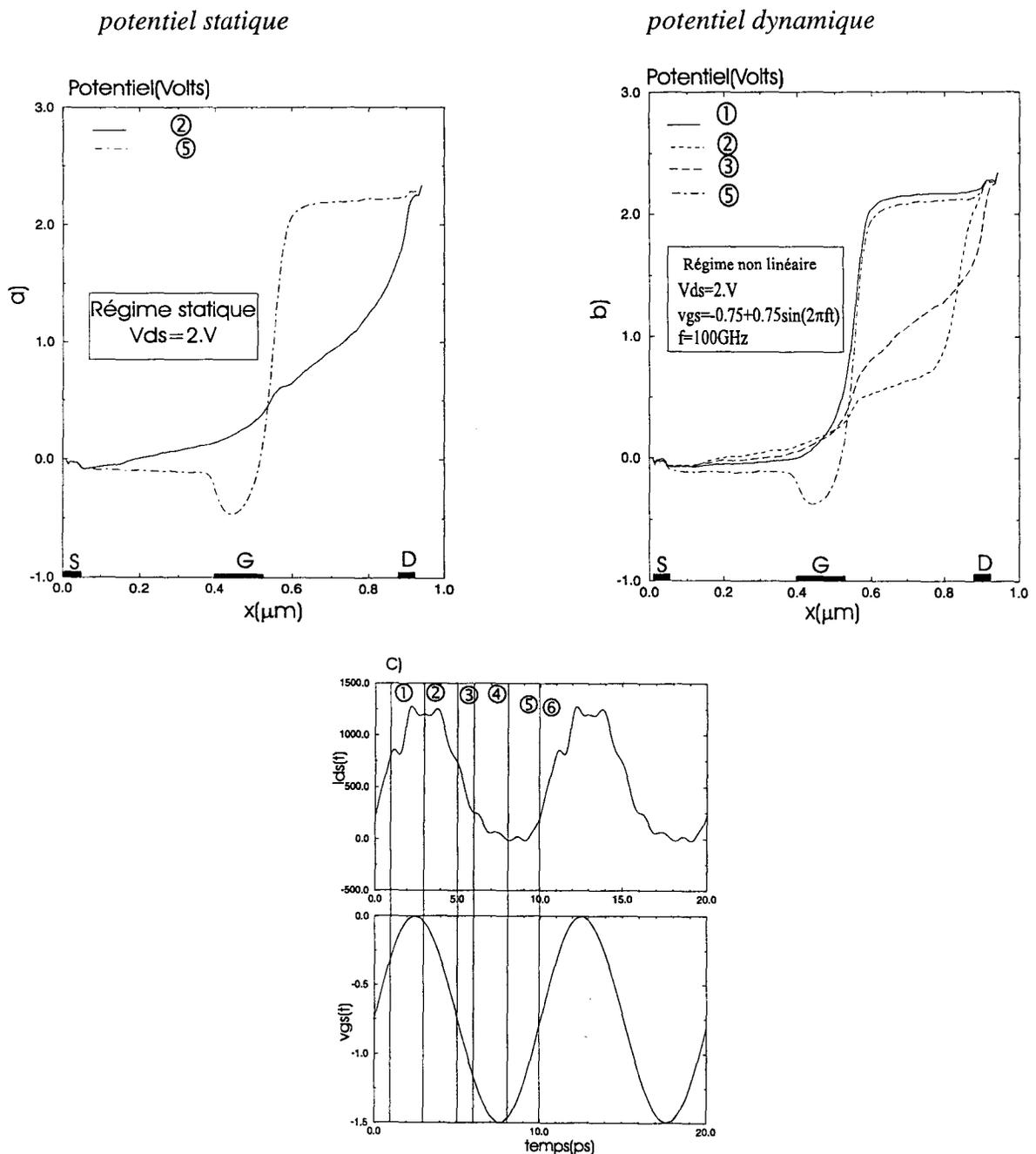
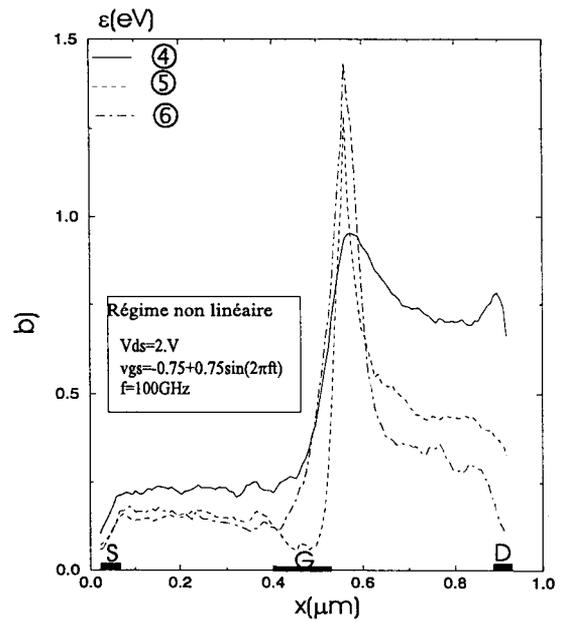
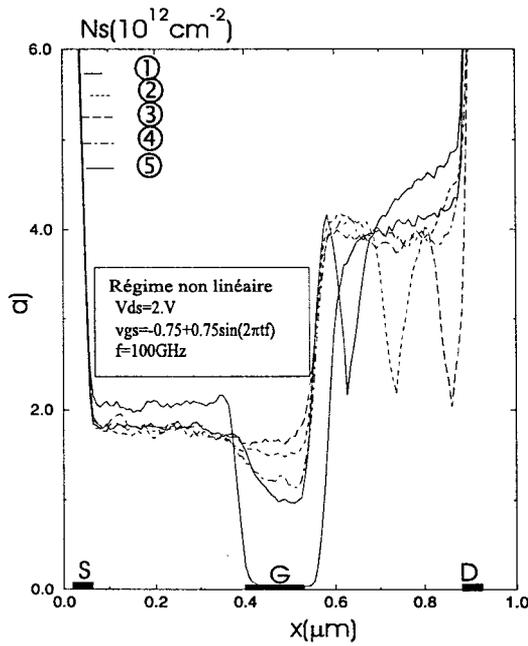


figure IV.21 Potentiels moyennés sur le canal GaInAs en fonction de la position pour différentes tensions $v_{gs}(t)$. $V_{ds0} = 2.V$ $V_{gs0} = -0.75V$, $\Delta v_{gs} = 0.75V$. a) potentiel statique b) potentiel dynamique. Les numéros dans les figures a et b correspondent aux différents instants de la figure c.

densité surfacique dynamique.

Energie lors de la formation du domaine



Energie lors de la propagation du domaine

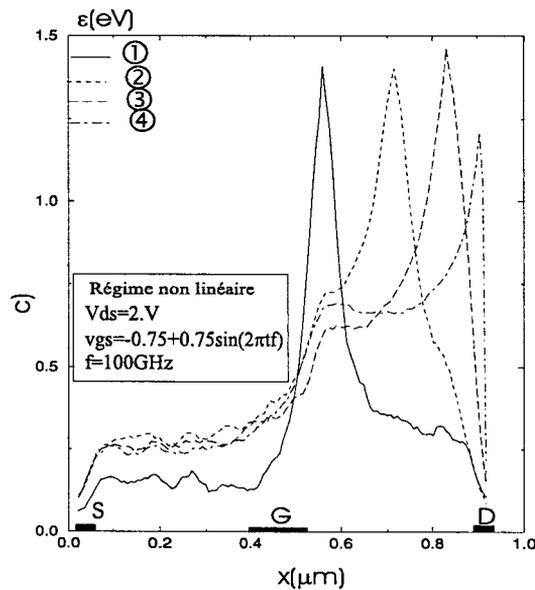


figure IV 22 Evolution de la densité surfacique et de l'énergie, dans le canal GaInAs en fonction de la position pour différentes tensions $v_{gs}(t)$. $V_{ds0} = 2.V$ $V_{gs0} = -0.75V$ $\Delta v_{gs} = 0.75V$.

a) densité surfacique, b) énergie moyennée sur l'épaisseur du canal pendant la formation du domaine Gunn, c) énergie moyennée sur l'épaisseur du canal pendant la propagation du domaine Gunn.

Les numéros dans les figures a et b correspondent aux différents instants indiqués sur la figure IV.21c.

La figure IV.21a), présente le potentiel dynamique le long du canal pour différentes tensions $v_{gs}(t)$. On peut les comparer avec ceux obtenus en régime statique, représentés sur la figure IV.21b), pour des polarisations de grille égales à la tension instantanée $V_{gs_0} = v_{gs}(t)$.

En régime dynamique on constate que le champ électrique longitudinal dans l'espace grille source et grille drain est plus faible que celui que l'on observerait dans le cas quasi statique.

La figure IV.22 présente la densité surfacique et l'énergie, le long du canal GaInAs pour différentes tensions $v_{gs}(t)$. On constate sur la figure IV.22 a), dans l'espace grille source une densité surfacique importante et, dans l'espace grille drain un domaine de porteurs chauds. Ce domaine se forme en sortie de grille et se propage jusqu'au drain où il est absorbé. Il correspond à une zone de haute énergie, ainsi que le montre la figure IV.22 c) et b). Ce domaine ressemble aux domaines Gunn décrits dans la littérature [13]. La période de formation du domaine est la même que celle de la propagation (environ 5ps). Quand le canal est fermé, nous n'observons plus de formation de domaine.

III.2.2.4. Influence de la fréquence en régime grand signal.

Dans ce paragraphe, nous étudions le comportement non linéaire en régime grand signal pour une fréquence d'excitation de 300 GHz.

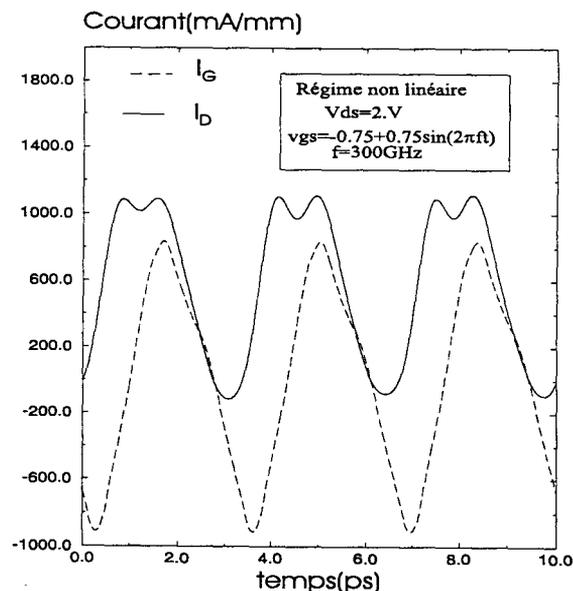


Figure IV 23 : Courant de drain et grille en régime grand signal à la fréquence de 300 GHz.

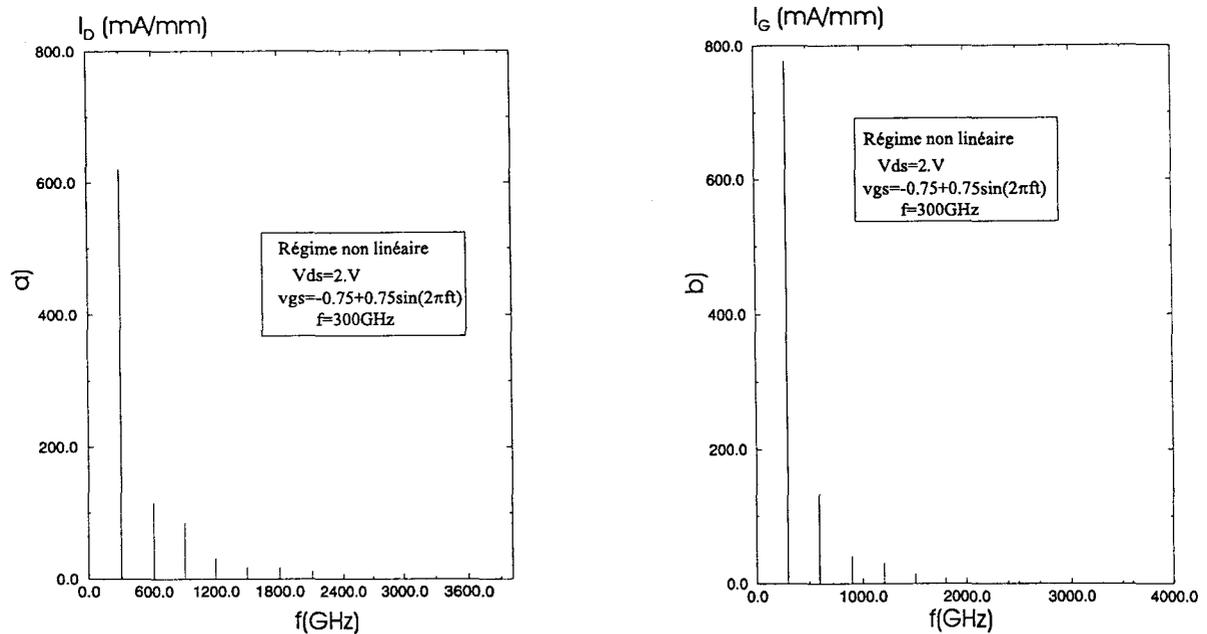


Figure IV. 24 : Spectre des courants de drain et de grille en régime grand signal à la fréquence de 300GHz.

a. Courants fonction du temps et spectres de courant

La figure n° IV. 23 représente l'évolution des courants pour $\Delta v_{gs} = 0.75V$ en fonction du temps, la figure IV.24 représente les spectres du courant de grille et de drain, obtenus par décomposition en série de Fourier à la fréquence de 300 GHz.

On observe, sur la figure IV.23, un léger écrêtage de l'amplitude de courant de drain, et une augmentation de l'amplitude du courant de grille. Ce qui signifie qu'à fréquence élevée les effets capacitifs prennent plus d'importance.

Le spectre de courant de drain, représenté sur la figure IV.24a, pour la fréquence d'excitation de 300Ghz, laisse apparaître une prépondérance des harmoniques 2 et 3, qui sont d'amplitudes plus grandes que celles obtenues à la fréquence de 100 GHz. La non linéarité du courant est donc due surtout à l'amplification des harmoniques 2 et 3.

Le courant de grille, représenté sur la figure IV.24b, paraît moins "distordu" par rapport à ce que l'on observe pour la fréquence de 100 GHz, ceci est dû à une plus faible valeur de l'harmonique 2 dans ce cas.

b. Représentation du parcours (v_{gs}, i_{ds}) pendant un cycle

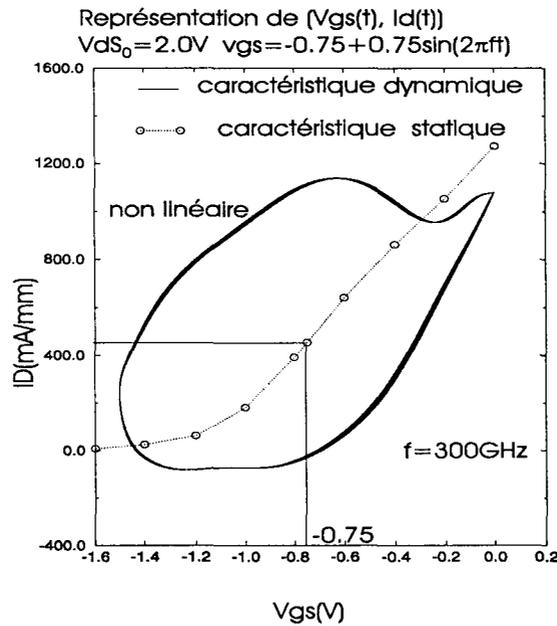


Figure IV 25 Parcours des courants dans le plan (v_{gs}, I_d) pendant un cycle à la fréquence de 300 GHz.

Nous avons représenté sur la figure IV 25 le parcours du courant dans le plan (v_{gs}, i_{ds}) pendant un cycle à la fréquence d'excitation de 300 GHz. Nous constatons qu'en régime grand signal le parcours est "moins déformé" rapport à la fréquence 100 GHz. Ce parcours est non elliptique, et s'il est orienté dans la même direction que la caractéristique statique, il s'en écarte fortement. Le régime grand signal à fréquence élevée est donc nettement non quasi statique.

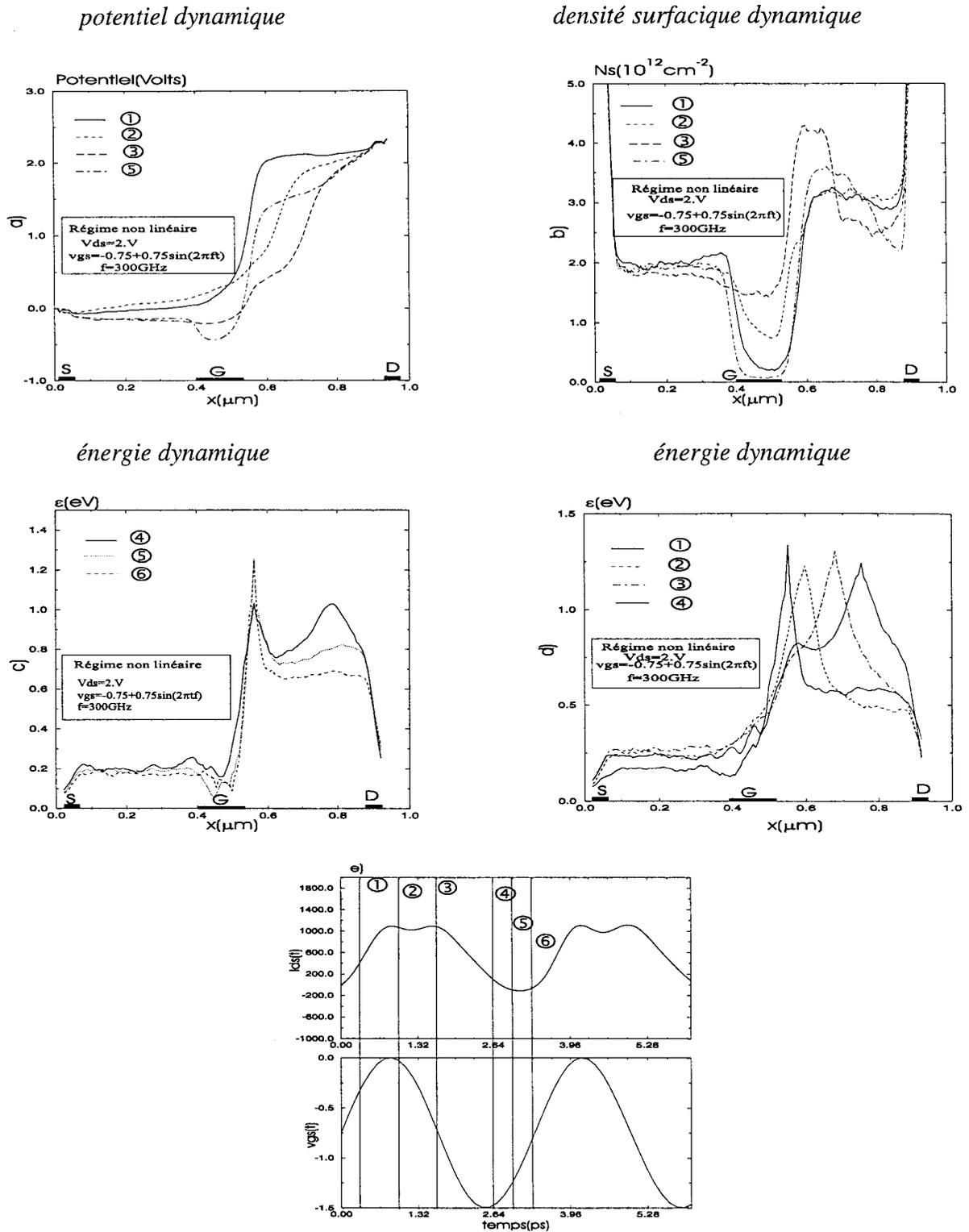


figure IV 26 Evolution du potentiel, de la densité surfacique, et de l'énergie moyenne, le long du canal GaInAs pour différentes tensions $v_{gs}(t)$ à $V_{ds}=2.V$ $v_{gs} = -0.75 + 0.75 \sin(2 \pi f t)$ avec $f=300$ GHz. Les numéros dans les figures a, b, c et d correspondent aux différents instants de la figure IV.26e.

c. Influence de la fréquence sur les grandeurs microscopiques

Nous avons représenté sur les figures n°26 les évolutions des grandeurs physiques instantanées en régime grand signal à la fréquence de 300 GHz, le long du canal GaInAs pour différentes tensions $v_{gs}(t)$.

La figure IV.26 a) représente le potentiel le long du canal pour différentes tensions $v_{gs}(t)$. Par rapport à ce que l'on observait à 100 GHz, le champ longitudinal est différent de zéro dans l'espace source grille et plus important dans tout l'espace grille drain.

La figure IV. 26 représente la densité surfacique et l'énergie. En ce qui concerne l'énergie, l'évolution est similaire à celle observée pour la fréquence de 100 GHz, mais cela ne correspond pas un à déplacement d'un pic de densité de porteurs. Le temps nécessaire à la formation du pic de haute énergie est environ 1ps, sa propagation dure environ 2ps.

III.2.2.5. Conclusion

L'étude qui précède montre qu'en régime grand signal les non linéarités des composants apparaissent nettement. L'étude macroscopique montre que le spectre des courants présente des harmoniques supérieures, et que le parcours du courant est nettement différent de celui qu'on observerait en régime quasi statique, et ce, spécialement à 300 GHz. L'étude microscopique met en évidence, à la fréquence de 100 GHz un domaine de type Gunn c'est à dire une accumulation de porteurs de haute énergie, qui se propage de la grille au drain. A la fréquence de 300 GHz nous n'observons plus une telle accumulation de porteurs, bien qu'un pic d'énergie se déplace de la grille au drain.

III.2.3. Influence de l'ionisation par choc

Dans ce paragraphe nous allons étudier l'influence de l'ionisation en régime dynamique petit signal et grand signal. Nous autorisons le courant particulaire de trous à la grille. Comme dans les sections précédentes nous comparons nos résultats avec ceux obtenus à partir des caractéristiques statiques.

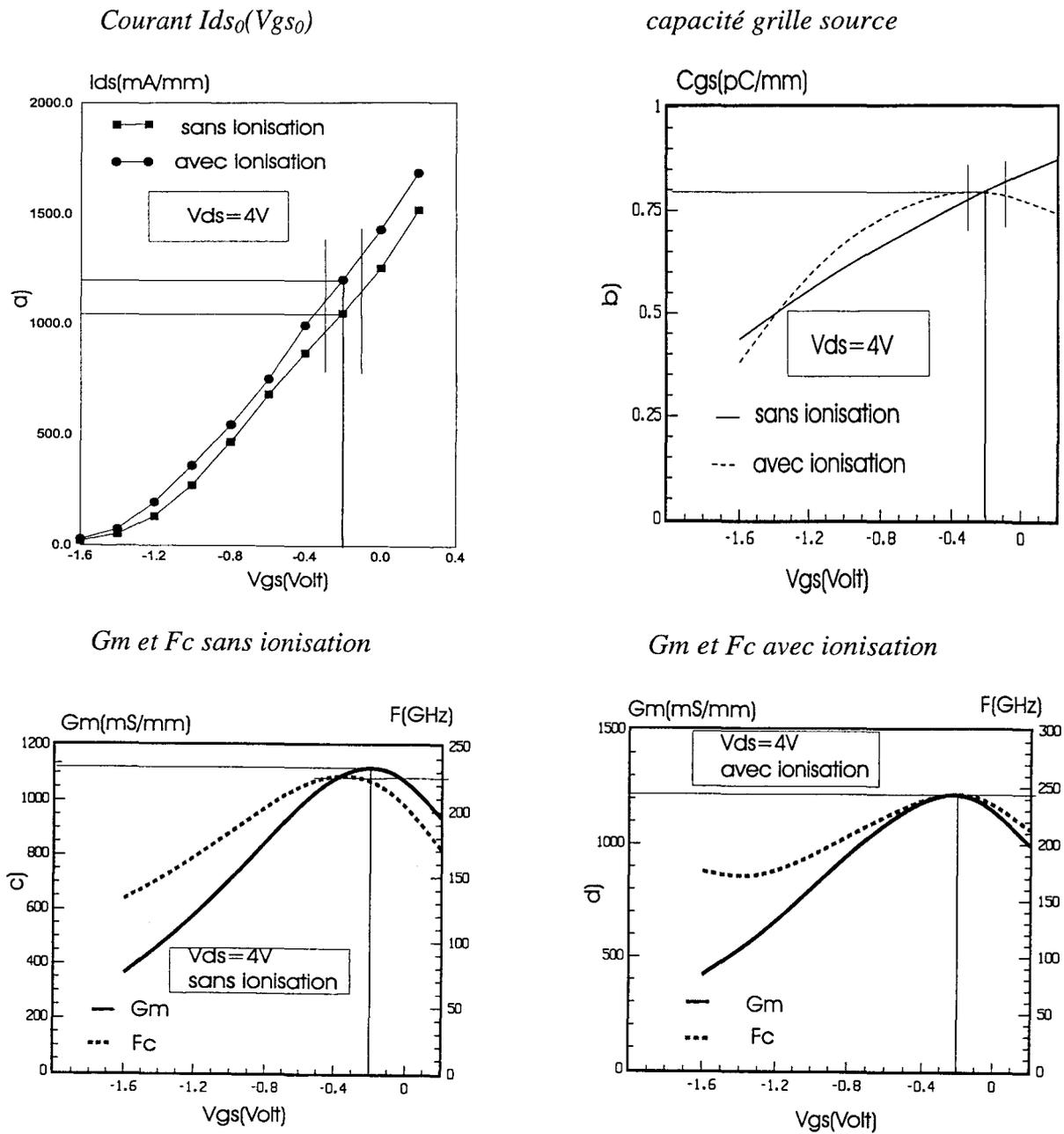


Figure IV.27 Caractéristiques statiques du transistor simulé, avec et sans ionisation, à $V_{ds0}=4V$ et $V_{gs0}=-0.2V$

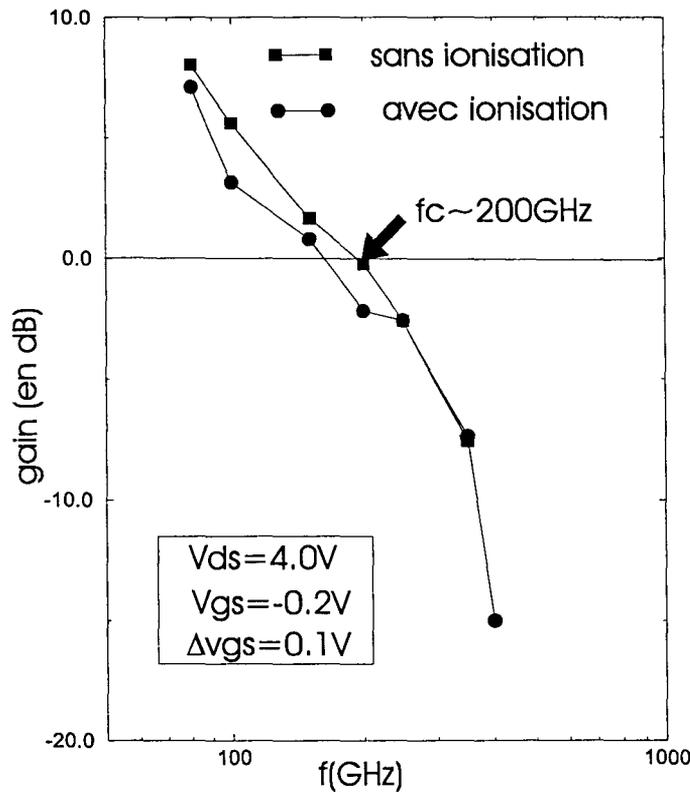


Figure IV 28 Gain en dB fonction de la fréquence avec et sans ionisation

III.2.3.1. Influence de l'ionisation en régime petit signal

Nous avons choisi pour illustrer l'influence de l'ionisation d'étudier le comportement du gain H_{21} avec et sans ionisation. Nous simulons le composant autour du point de polarisation statique $V_{ds}=4.0\text{V}$ $V_{gs}=-0.2\text{V}$ et $\Delta V_{gs} = 0.1\text{V}$. Ce point de polarisation correspond en régime statique à un maximum de transconductance G_m .

Nous avons regroupé sur la figure IV 27 les caractéristiques statiques du composant issues du modèles Monte-Carlo classique, et sur la figure IV 28 le gain H_{21} en fonction de la fréquence en régime dynamique, avec et sans ionisation. Nous constatons sur la figure IV 28 que les résultats sont marqués par une grande incertitude. Surtout en présence d'ionisation. Cependant le gain H_{21} à fort V_{ds} , sans ionisation est en bon accord avec la théorie, et présente une pente de -6dB/octave . Par contre, avec ionisation le gain est plus faible. Cette diminution de la valeur du gain est due au moins pour partie, à l'existence d'un courant de trous à la grille, ce qui contribue à augmenter le courant total à la grille. C.R. Bolognesi [14] évoque les mêmes conclusions.

Nous constatons également sur la figure IV 28 qu'à fort V_{ds} , sans ionisation la fréquence de coupure est de 200 GHz, en assez bon accord avec celle obtenue en statique, soit 220 GHz., Avec l'ionisation compte tenu des incertitudes qui pèsent sur les résultats, nous ne pouvons pas proposer une valeur précise pour la fréquence de coupure. Cependant, nous observons sur la figure IV.28 que d'une part cette valeur sera forcément plus faible que celle obtenue en statique (soit 240 GHz), et d'autre part, plus faible que celle obtenue en régime dynamique sans ionisation. L'ionisation dégrade donc les performances du composant, contrairement à ce que pouvait laisser présager la détermination de la fréquence de coupure en régime statique.

Ce résultat montre que dans certains cas de figure, l'étude en régime statique ne permet pas de déterminer de façon fiable les caractéristiques de transfert. L'étude en régime dynamique est alors indispensable. Sa supériorité est qu'elle ne nécessite pas de connaître à priori la forme du schéma équivalent.

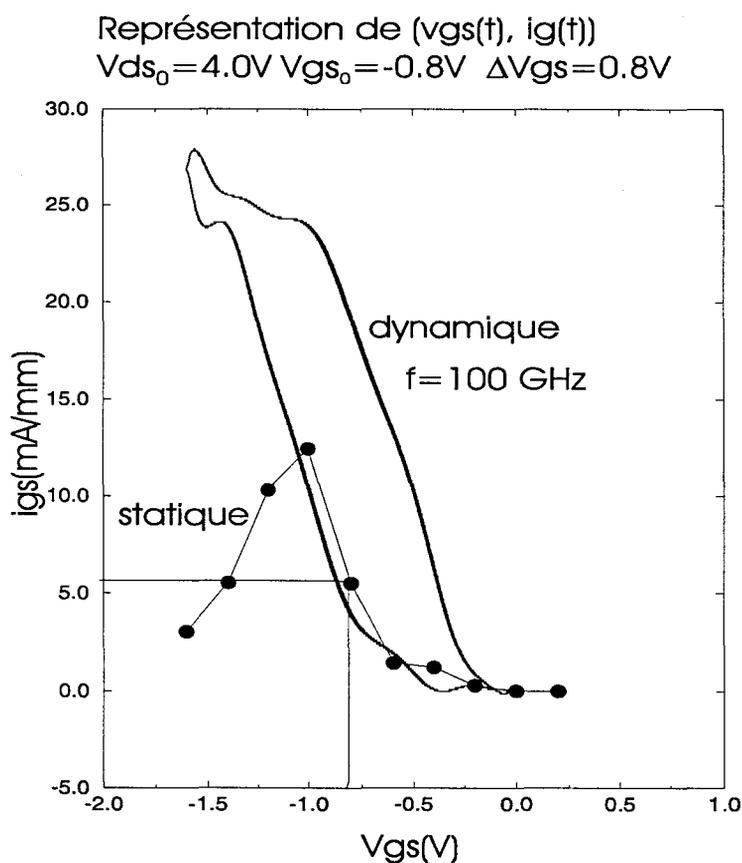


Figure IV.29 Parcours du courants de trous à la grille dans le plan (v_{gs}, i_{gs}) pendant un cycle, à 100 GHz.

III.2.3.2. Influence de l'ionisation en régime grand signal

Nous avons choisi pour illustrer l'influence de l'ionisation de comparer le courant de trous à la grille en régime grand signal et statique. Nous avons donc simulé le composant autour du point de polarisation $V_{ds0}=4.V$ $V_{gs0}=-0.8V$ $\Delta V_{gs} = 0.8.V$. Ce domaine de polarisation en régime statique, inclut aussi bien des régimes de forte ionisation que de faible ionisation.

Nous avons représenté sur la figure IV.29 le parcours dans le plan (v_{gs} , i_{gs}) pendant un cycle du courant de trous à la grille en régime grand signal. La fréquence d'excitation est de 100GHz. La caractéristique statique $I_{gs0}(V_{gs0})$ est également représentée à fin de comparaison. On constate que le parcours de ce courant est différent de celui en régime quasi statique. En régime grand signal il existe un courant de trous important pour $v_{gs}(t)$ fortement négative alors qu'il n'existe pas en régime quasi statique. On peut attribuer ce comportement au fait, qu'il faut un certain temps pour que les trous créés dans l'espace grille drain soient évacués par les contacts. Pendant ce temps, bien que la structure n'ionise plus, la grille exerce toujours son effet attractif et permet un courant de trous à la grille. Pour $v_{gs}(t)$ de faible valeur absolue, nous retrouvons le même comportement dans les deux régimes. Nous attribuons ce comportement au fait que la grille joue un rôle répulsif pour les trous dans ce cas.

III.2.3.3. Conclusion

Trois points importants constituent notre conclusion sur l'influence de l'ionisation en régime dynamique. Le gain H_{21} est plus faible lorsque nous prenons en compte l'ionisation. Le mécanisme de coupure n'est plus seulement capacitif. Le comportement du courant de trous n'est pas le même qu'en régime quasi statique.

IV. CONCLUSION

Le modèle Monte-Carlo temporel 2D que nous avons mis au point constitue une solution tout à fait adaptée pour effectuer une analyse physique temporelle de dispositifs micro-ondes. Il permet de décrire les différents régimes de fonctionnement du composant, les phénomènes transitoires associées à des perturbations soit sur l'entrée soit sur la sortie du transistor, ainsi que les phénomènes liés à l'ionisation. L'avantage majeur de cette méthode est sa souplesse. On peut en effet considérer des signaux de forme et d'amplitude quelconque. De plus, l'interprétation des résultats, ne nécessite pas de connaître à priori un schéma équivalent, contrairement à ce qui se passe lorsque l'on considère seulement les caractéristiques statiques. Dans des études ultérieures, on peut même envisager d'utiliser les résultats obtenus pour proposer de nouveaux schémas équivalents, adaptés par exemple aux régimes de forte ionisation. Cependant avant d'en arriver là, le modèle devra être amélioré afin de gagner en précision et en rapidité.

V. BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

1 M.B. Patil et U. Ravaioli

Solid State Electronics, vol. 34, n°.10, p.1029 (1991).

2 V. Gruzinskis, S. Kersulis et A. Reklaitis

Semicond.Sci. Technol. vol. 6, p. 602, (1991).

3 T. González et D. Pardo

IEEE Trans. Elect. Devices, vol. 42, n°. 4, p. 605, (1995).

4 R. W. Hockney et J.R. Eastwood

Computer simulation using particles, Mac Graw-Hill, New york (1981).

5 P. Dollfus, S. Galdin et P. Hesto

Electronics letters, vol. 28, n°. 5, p. 458, (1992)

6 S. E. Laux,

IEEE Trans. Elect. Devices, ED. 32, n°. 10, p. 2028, (1985).

7 P. Dollfus, S. Galdin, C. Brisset et P. Hesto

J. Phys. III (France), vol. 3, n°. 9, p. 1713, (1993)

8 M. Berroth et R. Bosch

IEEE. Trans. on Microwave Theory and Technique, vol. 38, n°. 7, p. 891, (1990).

9 G. Dambrine, A. Cappy, F. Heliodore et E. Playez

IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 36, n°. 7, p. 1151, (1988).

10 Yves Buttel

Thèse de doctorat, Lille1 (1997).

11 F. Kapche-Tagne

Thèse de doctorat, Lille1 (1997).

12 J. Michael Golio et al

IEEE Trans. on Electron Devices, vol. 37, n°. 5, p. 1217, (1990).

13 J.D. Delemer
D.E.A d'Electronique, Lille1 (1995).

14 C.R. Bolognesi et al
IEEE proceeding of international conference on Indium Phosphide and related materials,
(Tsukuba Japon), p. 115 (1998).

CONCLUSION GENERALE

Le but que nous nous étions fixé au début de ce travail était la compréhension des phénomènes essentiels intervenant dans le fonctionnement des transistors HEMT de la filière InP.

Pour cela nous avons utilisé la simulation Monte-Carlo bidimensionnelle, que nous avons adaptée aux spécificités des composants considérés. Ainsi, nous avons introduit l'ionisation par choc, qui joue un rôle non négligeable compte tenu de la faible bande interdite de GaInAs. Comme l'ionisation par impact crée des électrons et des trous, il nous a fallu décrire le transport des deux types de particules. Par ailleurs, les faibles dimensions des composants et les fortes discontinuités de bande imposaient une description assez précise des contacts ohmiques. Nous avons donc amélioré la modélisation de ces contacts dans la simulation Monte-Carlo.

Le modèle de transport a été appliqué à une étude préliminaire des matériaux de la filière InP (GaInAs, AlInAs, InP...) massifs, pour des dopages de type n et p. Cette étude a permis de confirmer que l'ionisation était importante dans GaInAs et bien moindre dans AlInAs et InP, du moins pour les champs usuellement rencontrés.

Nous avons ensuite utilisé notre simulateur Monte-Carlo pour l'étude de HEMT AlInAs/GaInAs de très faibles dimensions, afin de mettre nettement en évidence les phénomènes d'ionisation. Nous avons montré que ceux-ci avaient des conséquences néfastes sur le fonctionnement des composants. Il se manifestent en particulier par un courant trous de grille parasite, une augmentation de la conductance de sortie, donc une dégradation du gain, et un risque de claquage du composant. Il est donc clair que l'on aura avantage à réduire l'ionisation. Dans ce but, une voie prometteuse est l'utilisation de canaux mixtes GaInAs/InP. Nous avons montré qu'une telle structure permettait de limiter l'influence de l'ionisation, sans dégrader les performances. De plus, le dopage de la couche InP permet d'augmenter considérablement le courant disponible. Ces conclusions ont ensuite été confirmées par l'étude de composants plus proches des réalisations expérimentales, tant par leurs dimensions que par leur structure.

Dans un premier temps, nous nous sommes limités à l'examen du régime statique, pour des raisons de coût calcul. Usuellement cela est suffisant pour estimer les performances hyperfréquences, grâce à la connaissance du schéma équivalent. Cependant, cette approche est d'autant plus sujette à caution que la fréquence de travail est élevée. Elle est de plus limitée au régime petit signal et aux cas où le schéma équivalent est connu a priori. C'est pourquoi nous avons développé une approche plus générale basée sur l'examen des réponses temporelles. Cette méthode est assez lourde car elle suppose de simuler un très grand nombre de particules. Elle est cependant beaucoup plus souple, car elle permet de considérer des signaux de forme et amplitude quelconque et ne requiert aucune hypothèse quant au schéma équivalent.

A l'aide de cette méthode, nous avons montré que, en l'absence d'ionisation, les performances hyperfréquences étaient correctement décrites par les caractéristiques statiques.

En revanche, en régime d'ionisation il n'en est plus de même et seule l'étude temporelle permet de mettre en évidence la dégradation de la fréquence de coupure. Cela indique probablement que le schéma équivalent traditionnel doit être modifié. Nous avons mis en évidence l'apparition de non - linéarités pour les fortes amplitudes du signal de grille.

La méthode est cependant limitée par le volume considérable de calculs, qui ne permet pas d'obtenir toute la précision désirable. Une optimisation du code et de l'algorithme serait un préalable nécessaire avant d'entreprendre des études plus poussées. Il serait alors possible d'utiliser cette technique pour proposer de nouveaux schémas équivalents, adaptés par exemple aux régimes de fortes ionisations. Il serait également intéressant de préciser le domaine de fonctionnement linéaire des composants et d'étudier en détail les régimes fortement non - linéaires.

ANNEXE

ANNEXE

**PARAMETRES DES ELECTRONS ET DES TROUS DE InP,
Ga_{1-x}In_xAs et Al_{1-x}In_xAs.**

Paramètres des électrons et des trous de InP			
Paramètres	Symboles	InP	BIBLIOGRAPHIE
Energies de fond de vallée	ϵ_r (eV)	1.35	[1]
	ϵ_L (eV)	1.96	
	ϵ_X (eV)	2.21	
Masses effectives relatives de fond de vallée	m_r^* (m_0)	0.082	[2]
	m_L^* (m_0)	0.3529	[2]
	m_X^* (m_0)	0.4618	[2]
Coefficients de non parabolicité	α_r (eV^{-1})	0.624	calculé
	α_L (eV^{-1})	0.461	[3]
	α_X (eV^{-1})	0.205	[3]
Energie du phonon polaire-optique (eV)	$\hbar\omega_{LO}$ (eV)	0.0432	
Energie du phonon non polaire-optique	$\hbar\omega_{nO}$ (eV)	0.043	
Energies de phonons intervalles	$\hbar\omega_{r,L}$ (eV)	0.0337	
	$\hbar\omega_{r,X}$ (eV)	0.0337	
	$\hbar\omega_{L,L}$ (eV)	0.0337	
	$\hbar\omega_{L,X}$ (eV)	0.0337	
	$\hbar\omega_{X,X}$ (eV)	0.0239	
Potentiels de déformation acoustique	Φ_{a_r} (eV)	7.0	
	Φ_{a_L} (eV)	12	
	Φ_{a_X} (eV)	11	
Pot. de déformation optique non polaire	Φ_{NPO} (eV / m)	6.7	
Potentiels de déformation intervalles	$\Phi_{r,L}$ ($10^{10} eV / m$)	13.7	
	$\Phi_{r,X}$ ($10^{10} eV / m$)	12.498	
	$\Phi_{L,L}$ ($10^{10} eV / m$)	5.6	
	$\Phi_{L,X}$ ($10^{10} eV / m$)	8.4	
	$\Phi_{X,X}$ ($10^{10} eV / m$)	9.9	
Cste piézoélectrique	C_p (Cb/m ²)	0.0131	
Energie de seuil	ϵ_{th}	1.69	ajusté
Facteur de Keldysh	P_j	0.1	ajusté
	Exposant n	n	2
Energies de fond de bande	ϵ_{hh} (eV)	0.0	[4]
	ϵ_{lh} (eV)	0.0	[4]
	ϵ_{so} (eV)	0.1	[4]
Masses effectives relatives de fond de bande	m_{hh}^* (m_0)	0.75	calculé
	m_{lh}^* (m_0)	0.089	[4]
	m_{so}^* (m_0)	0.17	[4]
Coefficients de non parabolicité de la bande	α_{hh} (eV^{-1})	0.4	calculé
	α_{lh} (eV^{-1})	0.4	
	α_{so} (eV^{-1})	0.0	
Potentiel de valence	a(eV)	2.9	[4]
	b(eV)	-2	[4]
	d(eV)	-5	[4]

Constante élastique	C_{11} (10^{11} dyn/cm^2)	10.22	[4]
	C_{12} (10^{11} dyn/cm^2)	5.76	[4]
	C_{44} (10^{11} dyn/cm^2)	4.6	[4]
Constante de maille	a (Å)	5.8687	[5]
Densité	ρ (10^3 Kg/m ³)	4.79	[3]
Vitesse du son	S_v (10^3 m/s)	5.13	[2] et [6]
Cstes diélectriques relatives	ϵ_s	12.4	[4] et [5]
	ϵ_∞	9.55	[4]

Tableau 1: paramètres électrons et trous d'InP

Paramètres des électrons et des trous de $Ga_{1-x}In_xAs$ et $Ga_{0.47}In_{0.53}As$				
Paramètres	Symboles	$Ga_{1-x}In_xAs$	$Ga_{0.47}In_{0.53}As$	BIBLIOGRAPHIE
Energies de fond de vallée	ϵ_r (eV)	$1.42-1.548x+0.478x^2$	0.734	[7]
	ϵ_L (eV)	$1.75-1.03x+0.5x^2$	1.344	[7]
	ϵ_V (eV)	$1.942-0.272x+0.15x^2$	1.840	[7]
Masses effectives relatives de fond de vallée	m_r^* (m_0)	$0.063-0.041x$	0.042	[4] pour $x=0.53$
	m_L^* (m_0)	$0.222-0.045x+0.213x^2$	0.258	[8][9] pour $x=0.53$
	m_x^* (m_0)	$0.58-0.08x$	0.538	[9] pour $x=0.53$
Coefficients de non parabolicité	α_r (eV^{-1})	$0.618+0.32x+1.793x^2$	1.255	[10] pour $x=0.6$
	α_L (eV^{-1})	0.461	0.461	[7]
	α_x (eV^{-1})	0.204	0.204	[7]
Energie du phonon polaire-optique (eV)	$\hbar\omega_{LO}$ (eV)	$(3.536-0.454x-0.0621x^2)10^{-2}$	0.0328	[8] $x=0.53$ / [11] $x=0.6$
Energie du phonon non polaire-optique	$\hbar\omega_{npo}$ (eV)	$(0.039^2x+0.0343^2(1-x))^{1/2}$	0.0369	[7]
Energies de phonons intervalles	$\hbar\omega_{r,L}$ (eV)	$(0.0231^2x+0.0278^2(1-x))^{1/2}$	0.02542	[7]
	$\hbar\omega_{r,x}$ (eV)	$(0.0215^2x+0.0299^2(1-x))^{1/2}$	0.02579	
	$\hbar\omega_{L,L}$ (eV)	$(0.0192^2x+0.029^2(1-x))^{1/2}$	0.02481	[7]
	$\hbar\omega_{L,x}$ (eV)	$(0.031^2x+0.0293^2(1-x))^{1/2}$	0.03021	[7]
	$\hbar\omega_{x,x}$ (eV)	$(0.027^2x+0.0299^2(1-x))^{1/2}$	0.02841	[7]
Potentiels de déformation acoustique	Φ_{a_r} (eV)	$7-2.1x$	5.887	[10] pour $x=0.6$
	Φ_{a_L} (eV)	$9.2+3.1x$	10.84	[12]
	Φ_{a_x} (eV)	$9.27+0.73x$	9.657	[12]
Pot. de déformation optique non polaire	Φ_{NPO} ($10^{10}eV/m$)	$3+1.5x$	3.795	[12]
Potentiels de déformation intervalles	$\Phi_{r,L}$ ($10^{10}eV/m$)	$10-4.1x$	7.827	[7]
	$\Phi_{r,x}$ ($10^{10}eV/m$)	$10+2.5x$	11.32	[7]
	$\Phi_{L,L}$ ($10^{10}eV/m$)	$10-6.8x$	6.40	[7]
	$\Phi_{L,x}$ ($10^{10}eV/m$)	$5+3.4x$	6.80	[7]
	$\Phi_{x,x}$ ($10^{10}eV/m$)	$7+2.9x$	8.537	[7]
Cste piézoélectrique	C_p (Cb/m ²)	$(27.07-38.734x+14.516x^2)^{1/2}10^{-2}$	0.0325	[7]
Potentiel d'alliage	P_a (eV)	0.42	0.42	[9] [13]
Energie de seuil Facteur de Keldysh	ϵ_{th}	$1.7-0.29269x-0.3871x^2$	1.1	ajusté
	p	$p = 0.03$ si $x \geq 0.77$ $\sinon x \geq 0.52$ $p = 0.011$ $\sinon p = 0.07$	0.011	ajusté
	Exposant n	n	2	
Energies de fond de bande	ϵ_{hh} (eV)	0.0	0.0	[14]
	ϵ_{ih} (eV)	0.0	0.0	[14]
	ϵ_{so} (eV)	$0.34+0.09x$	0.3877	[14]
Masses effectives relatives de fond de bande	m_{hh}^* (m_0)	$0.62-0.02x$	0.6094	
	m_{ih}^* (m_0)	$0.087-0.06x$	0.0552	[15] pour $x=0.53$
	m_{so}^* (m_0)	$0.15-0.061x$	0.117	[15] pour $x=0.53$
Coefficients de	α_{hh} (eV^{-1})	0.6	0.6	[14]

non parabolicité de la bande	α_{th} (eV^{-1})	0.4	0.4	[14]
	α_{so} (eV^{-1})		0.0	[14]
Potentiel Acoustique	ϕ_a (eV)	4.9089	4.9089	calculé à partir de [16] [17]
Potentiel optique non polaire	ϕ_{NPO} ($eV 10^{10}/m$)	$3-4.52x+6.027x^2$	1.0282	calculé à partir de [16] [17]
Potentiel de valence	a(eV)	$2.7-0.2x$	2.594	[4]
	b(eV)	$-1.7-0.1x$	-1.806	[4]
	d(eV)	$-4.55+0.95x$	-4.0465	[4]
Constante élastique	C_{11} ($10^{11} dyn/cm^2$)	$11.88-3.551x$	9.998	[15] pour x=0.53
	C_{12} ($10^{11} dyn/cm^2$)	$5.38-0.854x$	4.9274	[15]
	C_{44} ($10^{11} dyn/cm^2$)	$5.94-1.981x$	4.8901	[15]
Constante de maille	a (Å)	$5.65+0.4x$	5.8662	[9]
Densité	ρ ($10^3 Kg/m^3$)	$5.36+0.35x$	5.5455	[12]
Vitesse du son	S_v ($10^3 m/s$)	$(5.24^2(1-x)+4.28^2x)^{1/2}$	4.7554	[7]
Cstes diélectriques relatives	ϵ_s	$12.9+2.074x-0.424x^2$	13.88	[9] pour x=0.53
	ϵ_∞	$(2.536+0.028x)/(0.232-0.014x)$	11.3520	[7]

Tableau 2: paramètres électrons et trous des ternaires $Ga_{1-x}In_xAs$ et

$Ga_{0.47}In_{0.53}As$

Paramètres des électrons et des trous $Al_{1-x}In_xAs$ et $Al_{0.48}In_{0.52}As$				
Paramètres	Symboles	$Al_{1-x}In_xAs$	$Al_{0.48}In_{0.52}As$	BIBLIOGRAPHIE
Energies de fond de vallée	ϵ_r (eV)	$2.964-3.161x+0.5624x^2$	1.4721	[10] $x=0.75$ / [18] $x=0.52$
	ϵ_L (eV)	$2.464+1.375x-2.614x^2$	2.4723	[19][10] pour $x=0.75$
	ϵ_Y (eV)	$2.221+0.626x-1.026x^2$	2.2689	[19][10] pour $x=0.75$
Masses effectives relatives de fond de vallée	m_r^* (m_0)	$0.15-0.128x$	0.083596	[8] pour $x=0.52$
	m_L^* (m_0)	$0.222+0.1492x+0.016x^2$	0.30391	[10] pour $x=0.75$
	m_x^* (m_0)	$0.41-0.248x-0.158x^2$	0.496	[8] pour $x=0.52$
Coefficients de non parabolicité	α_r (eV^{-1})	$1.045x$ si $x \leq 0.55$ $3.219-10.033x+9.503x^2$ si $x > 0.55$	0.59297	[8] pour $x=0.52$ [10] pour $x=0.75$
	α_L (eV^{-1})	$0.367+0.094x$	0.41588	[12]
	α_x (eV^{-1})	0.204	0.204	[19]
Energie du phonon polaire-optique (eV)	$\hbar\omega_{LO}$ (eV)	$(4.806-1.136x-0.62x^2)10^{-2}$	0.040475	[19][10] pour $x=0.75$
Energie du phonon non polaire-optique	$\hbar\omega_{ppo}$ (eV)	$(3.43-1.787x+2.2567x^2)10^{-2}$	0.031109	[10] pour $x=0.75$
Energies de phonons intervalles	$\hbar\omega_{r,L}$ (eV)	$(3.779-1.813x+0.361x^2)10^{-2}$	0.02933	[19][10] pour $x=0.75$
	$\hbar\omega_{r,x}$ (eV)	$(4.064-2.492x+0.601x^2)10^{-2}$	0.029306	[19][10] pour $x=0.75$
	$\hbar\omega_{L,L}$ (eV)	$(3.941-1.494x-0.499x^2)10^{-2}$	0.030295	[19][10] pour $x=0.75$
	$\hbar\omega_{L,x}$ (eV)	$(4.03-2.238x+1.309x^2)10^{-2}$	0.032205	[19][10] pour $x=0.75$
	$\hbar\omega_{x,x}$ (eV)	$(4.064-4.073x+2.71x^2)10^{-2}$	0.026784	[19][10] pour $x=0.75$
Potentiels de déformation acoustique	Φa_r (eV)	$7-2.058x$	5.9297	[20] pour $x=0.52$
	Φa_L (eV)	$9.2-11.199x+14.265x^2$	7.2339	[10] pour $x=0.75$
	Φa_x (eV)	$9.27-1.772x+2.505x^2$	9.0259	[19][10] pour $x=0.75$
Pot. de déformation optique non polaire	Φ_{NPO} ($10^{10} eV / m$)	$3-4.5204x+6.027x^2$	2.2791	[19][10] pour $x=0.75$
Potentiels de déformation intervalles	$\Phi_{r,L}$ ($10^{10} eV / m$)	$1-1.472x+1.074x^2$	5.2489	[19][10] pour $x=0.75$
	$\Phi_{r,x}$ ($10^{10} eV / m$)	$1-2.742x+2.99x^2$	3.8244	[19][10] pour $x=0.75$
	$\Phi_{L,L}$ ($10^{10} eV / m$)	$1-0.654x-0.017x^2$	6.5530	[19][10] pour $x=0.75$
	$\Phi_{L,x}$ ($10^{10} eV / m$)	$4-9.177x+6.013x^2$	8.5414	[19][10] pour $x=0.75$
	$\Phi_{x,x}$ ($10^{10} eV / m$)	$1.447-3.004x+2.544x^2$	5.7277	[19][10] pour $x=0.75$
Cste piézoélectrique	C_p (Cb/m ²)	$(5.2+12.605x-16.098x^2)10^{-2}$	0.074019	[10] pour $x=0.75$
Potentiel d'alliage	P_a (eV)	0.42	0.42	[20]
Energie de seuil	ϵ_{th}	$3.7213-4.1099x+0.7746x^2$	1.794	ajusté



Facteur de Keldysh	P	$p=0.022$ si $x \leq 0.72$ sinon $p=0.03$	0.22	ajusté
Exposant n	n		2	
Energies de haut de bande	ϵ_{hh} (eV)	0.0	0.0	[14]
	ϵ_{lh} (eV)	0.0	0.0	[14]
	ϵ_{so} (eV)	$0.3+0.13x$	0.3676	
Masses effectives relatives de fond de bande	m_{hh}^* (m_0)	$0.76-0.16x$	0.6768	[8] pour $x=0.52$
	m_{lh}^* (m_0)	$0.15-0.123x$	0.08604	[8] pour $x=0.52$
	m_{so}^* (m_0)	$0.24-0.151x$	0.16148	[8] pour $x=0.52$
Coefficients de non parabolicité de la bande	α_{hh} (eV^{-1})	0.6	0.6	[14]
	α_{lh} (eV^{-1})	0.4	0.4	[14]
	α_{so} (eV^{-1})	0.0	0.0	[14]
Potentiel Acoustique	ϕ_a (eV)		4.5305	calculé à partir de [16] [17]
Potentiel optique non polaire	ϕ_{NPO} ($eV10^{11}/m$)		1.1211	calculé à partir de [16] [17]
Potentiel de valence	a(eV)	$2.6-0.1x$	2.548	[8] pour $x=0.52$
	b(eV)	$-1.5-0.3x$	-1.656	[8] pour $x=0.52$
	d(eV)	$-3.4-0.2x$	-3.504	[8] pour $x=0.52$
Constante élastique	$C_{11}(10^{11} \text{ dyn/cm}^2)$	$12.02-3.691x$	10..101	[8] pour $x=0.52$
	$C_{12}(10^{11} \text{ dyn/cm}^2)$	$5.7-1.174x$	5.0895	[8] pour $x=0.52$
	$C_{44}(10^{11} \text{ dyn/cm}^2)$	$5.89-1.931x$	4.8859	[8] pour $x=0.52$
Constante de maille	a (Å)	$5.65+0.442x-0.049x^2$	5.8670	[20] [8] pour $x=0.52$
Densité	ρ (10^3 Kg/m^3)	$3.6+2.335x-0.237x^2$	4.75	[8] pour $x=0.52$
Vitesse du son	S_s (10^3 m/s)	$5.24-0.062x-0.879x^2$	4.97	[8] pour $x=0.52$
Cstes diélectriques relatives	ϵ_s	$10+4.814x-0.308x^2$	12.42	[18] [8] pour $x=0.52$
	ϵ_-	$8.62+3.105x$	10.2346	[12]

 Tableau 3: paramètres électrons et trous des ternaires $Al_{1-x}In_xAs$ et

 $Al_{0.48}In_{0.52}As$

BIBLIOGRAPHIE DE L'ANNEXE

1 S. Adachi

Phys.Rev.B, vol. 39, n°. 17, p. 12612, (1989).

2 M. V. Fischetti

I.E.E.E, vol. 38, n°. 3, p. 634, (1991).

3 L. Rota et P. Lugli

Phys.Rev.B, vol. 47, n°. 8, p. 4226, (1993).

4 S. Adachi

Journ. Appl. Phys., vol. 53, n°. 12, p. 8775, (1982).

5 H.Q. Hou et C.W. Tu

Journ. Appl. Phys., vol. 75, n°. 9, p. 4673, (1994).

6 K. F. Brennan

Phys. Rev. B., vol. 29, n°. 10, p. 5581, (1984).

7S. Adachi

Phys.Rev.B, vol. 39, n°. 17, p. 12612, (1989).

8 K. F. Brennan

I.E.E.E. Trans. Elect. Dev., vol. ED-33, n°. 10, p. 1502, (1986).

9 S.R. Ahmed, B.R. Nag et M. Deb Roy

Solid State Electronics, vol. 28, n°. 12, p. 1193, (1985).

10 L.W Massengill, T.H. Glisson, J.R. Hauser et M.A. Littlejohn

Solid State Electronics, vol. 29, n°. 7, p. 725, (1986).

11 W. Quade et al

Solid State Electron, vol. 36, n°10, p.1493, (1993).

12 M.A. Littlejohn, J.R. Hauser et T.H. Glisson

Journ. Appl. Phys., vol. 48, n°. 11, p. 4587, (1977).

13 A. Ghosal, D. Chattopadhyay et N.N. Purkait
Appl. Phys. Lett., vol. 44, n°. 8, p. 773, (1984).

14 S. Adachi
Journ. Appl. Phys., vol. 53, n°. 12, p. 8775, (1982).

15 K. F. Brennan
Appl. Phys. Lett, vol. 51, n°. 13, p. 995, (1987).

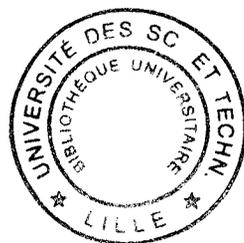
16 K.F Brennan et K.Hess
Phys.Rev. B, vol. 29, n°. 10, p. 5581, (1984).

17 T.Brudevoll
Journ. Appl. Phys., vol. 67, n°. 12, p. 7373, (1990).

18 C.K. Peng, A. Ketterson et H. Morcoc
Journ. Appl. Phys., vol. 60, n°. 5, p. 1707, (1986).

19 J.R Hauser, T.H. Glisson et M.A. Littlejohn
Solid State Electronics ,vol. 22, p. 487, (1979).

20 A. Bhattacharyya, D. Chattopadhyay et A. Gossal
Phys.Rev.B ,vol. 31, n°. 4, p. 2524, (1985).



ABSTRACT

InP- based HEMTs are very promising for high frequency operation. However, they suffer from undesirable effects related to ionisation in the InGaAs channel. The aim of this work is to improve our understanding of these phenomena. The use of Monte-Carlo simulation allows one to investigate both microscopic effects and device performance.

In the first chapter the model is described. Special attention is paid to the modelling of ohmic contacts, impact ionisation and the transport of generated holes.

The preliminary study of electron and hole transport in InGaAs, InAlAs, and InP is reported in chapter two.

In the third chapter, the influence of impact ionisation on device behavior is investigated. It is shown that the use of a composite channel InGaAs/InP allows to reduce ionisation and thus to improve device performance.

The last chapter is devoted to the study of time dependent phenomena in HEMTs. Hyperfrequency characteristics are directly extracted from the response to a small sinusoidal signal. This allows us to discuss the validity of equivalent circuit model. When a large signal is applied, non linear device behavior is brought into light.

KEYWORDS :

MONTE CARLO METHOD
DEVICE MODELLING
FIELD EFFECT TRANSISTOR
HEMT

InAlAs/InGaAs/InP
IMPACT IONIZATION
HOLES TRANSPORT
TEMPORAL ANALYSIS

DISCIPLINE : ELECTRONICS

Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord - Cité Scientifique - Avenue Poincaré
59652 Villeneuve d'Ascq Cedex - FRANCE

RESUME

Les composants HEMT (High Electron Mobility Transistor) de la filière InP présentent des potentialités très intéressantes pour le fonctionnement à très haute fréquence. Ils sont cependant limités par leur faible tenue en tension, liée à l'ionisation dans le canal GaInAs. Ce travail vise à mieux comprendre ces phénomènes. Dans ce but, nous avons utilisé la simulation Monte-Carlo qui permet à la fois d'étudier les effets microscopiques liés au transport électronique et de déterminer les performances des composants.

Dans le premier chapitre, nous présentons le modèle de simulation que nous avons développé. Nous détaillons en particulier la description des contacts ohmiques, la prise en compte de l'ionisation par choc et le transport des trous générés.

L'étude préalable des propriétés de transport dans les matériaux GaInAs, AlInAs et InP, de type n et p, fait l'objet du second chapitre.

Dans le troisième chapitre, nous examinons l'effet de l'ionisation par choc sur le fonctionnement des composants basés sur InP. Nous montrons que l'utilisation d'un canal mixte GaInAs/InP permet de réduire l'ionisation et donc d'améliorer les performances.

Le quatrième et dernier chapitre de ce travail est consacré à l'étude des composants en régime dépendant du temps. En régime sinusoïdal petit signal, nous avons déterminé les performances hyperfréquences et discuté la validité du schéma équivalent. En régime grand signal, nous avons mis en évidence les effets non linéaires.

MOTS-CLES :

METHODE DE MONTE CARLO	AlInAs/GaInAs/InP
MODELISATION	IONISATION PAR CHOC
TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP	TRANSPORT DE TROUS
HEMT	ANALYSE TEMPORELLE

DISCIPLINE : ELECTRONIQUE

Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord - Cité Scientifique - Avenue Poincaré
59652 Villeneuve d'Ascq Cedex - FRANCE
