

N° d'ordre : 535

50376  
1990  
221

50376  
1990  
221

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

**Spécialité : Electronique**

par

**Bertrand BONTE**



**TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A  
HETEROJONCTION iAlGaAs/nGaAs, A GRILLE ISOLEE  
ET CANAL DOPE (DMT).  
ANALYSE DU FONCTIONNEMENT ET OPTIMISATION  
TECHNOLOGIQUE.  
APPLICATION A L'AMPLIFICATION DE  
PUISSANCE MICROONDE**

Soutenu le 5 Juin 1990 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

MM. E. CONSTANT  
Y. CROSNIER  
H. HARTNAGEL  
A. SCAVENNEC  
G. SALMER  
D. PONS  
J. ZIMMERMANN

Président  
Directeur de Thèse  
Rapporteur  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur

*Pour Valérie,*

*Pour Pierre-Antoine, Marie, Clément .*

Cette étude a été effectuée au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER.

Monsieur le Professeur E. CONSTANT me fait l'honneur de présider la commission d'examen et de juger mon travail, je l'en remercie vivement.

Je tiens à exprimer ici toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur Y. CROSNIER, qui a assuré la direction de ce travail. Ses qualités humaines et scientifiques, et sa disponibilité sans limites m'ont permis de mener à bien cette étude.

Je remercie sincèrement Monsieur le Professeur H. HARTNAGEL de l'Université de DARMSTADT, Monsieur A. SCAVENNEC, Directeur de Recherche au CNET Bagneux, et Monsieur le Professeur G. SALMER qui me font l'honneur de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

J'exprime également mes plus vifs remerciements à :

- Monsieur D. PONS, Responsable de laboratoire au LCR THOMSON ;

- Monsieur J. ZIMMERMANN, Directeur de Recherche CNRS au CHS, qui me font l'honneur de participer à la commission d'examen ;

Ce travail a fait l'objet d'une convention avec le CNET Bagneux. Je remercie les membres de ce laboratoire pour les fructueux contacts que nous avons eus.

J'adresse mes plus sincères remerciements à tous les membres de l'équipe "composant" pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée, et spécialement à Messieurs J.C. DE JAEGER, H. GERARD, Ph. FELLON, F. TEMCAMANI ET A. AMOR pour l'aide qu'ils m'ont apportée. Merci également à R. FAUQUEMBERGUE, J.L. THOBEL, K. BELLASHNI et P. BOUREL de l'équipe "Semiconducteur" pour les nombreuses discussions que nous avons eues.

Ce travail a nécessité plusieurs réalisations technologiques. Mes sincères remerciements vont à :

- Messieurs Y. DRUELLE, J.L. LORRIAUX, J.L.CODRON pour la réalisation des épitaxies ;

- L'ensemble des membres de la Centrale de Technologie, et plus particulièrement à P. LEGRY pour l'aide fournie dans l'élaboration des composants.

- Mesdames E. DELOS, S. LEPILLIET et Monsieur E. PLAYEZ de la Centrale de Caractérisation.

Madame M. FARGUE a assuré, avec patience et soin, la dactylographie de ce mémoire, je lui en suis très reconnaissant.

Enfin, je ne saurais oublier Monsieur J.P. DEHORTER qui a assuré la reprographie de ce mémoire.

# SOMMAIRE

<b><u>INTRODUCTION GENERALE</u></b> .....	1
<b><u>CHAPITRE I</u></b>	
<b>INTRODUCTION</b> .....	5
<b>I. <u>LE MESFET</u></b> .....	7
I.1. RAPPELS SUR LE FONCTIONNEMENT .....	7
I.2. CRITERES DE FONCTIONNEMENT EN HYPER- FREQUENCE .....	9
I.3. CRITERES DE MONTEE EN PUISSANCE .....	9
I.4. PRINCIPALES EVOLUTIONS DES STRUCTURES MESFET POUR AUGMENTER LE FONCTIONNEMENT EN PUISSANCE .....	11
I.5. REALISATIONS MARQUANTES LES PLUS RECENTES ...	11
<b>II. <u>AUTRES STRUCTURES DE PUISSANCE       A EFFET DE CHAMP</u></b> .....	15
II.1. LE TEGFET AlGaAs-GaAs .....	15
II.1.1. LES LIMITATIONS DU TEGFET AlGaAs-GaAs MONOPUITS .....	15
II.1.2. LES PROGRES APPORTES PAR LE TEGFET AlGaAs-GaAs MULTIPUITS .....	17
II.2. LES POTENTIALITES DU TEGFET PSEUDO- MORPHIQUE AlGaAs/InGaAs .....	17
II.3. LES POTENTIALITES DU TEGFET AlInAs/InGaAs .....	19
II.4. LES MISFET's A VERITABLE ISOLANT .....	19
<b>III. <u>L'ORIGINALITE DU DMT ET SON EVOLUTION</u></b> ...	21
III.1. PRESENTATION DU COMPOSANT .....	21

<b>III.2. EVOLUTION ET PROGRESSION DE LA TECHNOLOGIE</b>	
DU DMT AlGaAs/GaAs .....	25
<b>III.3. LES AUTRES FILIERES DE D.M.T.</b> .....	29
<b>CONCLUSION</b> .....	33

**CHAPITRE II**

<b>INTRODUCTION</b> .....	41
<b>I. <u>CAUSES POSSIBLES DU CLAQUAGE</u></b>	
<b><u>DANS LES TRANSISTORS</u></b> .....	42
I.1. LE CLAQUAGE PAR AVALANCHE [1] .....	42
I.2. LE CLAQUAGE PAR EFFET TUNNEL .....	43
<b>II. <u>LA MODELISATION DU CLAQUAGE</u></b>	
<b><u>PAR AVALANCHE</u></b> .....	45
II.1. LA MODELISATION UNIDIMENSIONNELLE	
ET SES LIMITES .....	45
II.1.1. LE PRINCIPE DU PROGRAMME .....	45
II.1.2. LES LIMITES DE LA MODELISATION .....	45
II.2. LA MODELISATION BIDIMENSIONNELLE .....	47
II.2.1. LE PRINCIPE DU PROGRAMME ET LES EQUATIONS	
DE BASE (pour plus de clarté, le détail des calculs	
est donné en annexe) .....	47
CAS DU SEMICONDUCTEUR .....	47
CAS D'UNE ZONE ISOLANTE .....	49
II.2.2. NORMALISATION DES EQUATIONS .....	49
II.2.3. LES CONDITIONS AUX LIMITES .....	51
II.2.4. DISCRETISATION ET ALGORITHME DE	
CONVERGENCE .....	52

II.2.5. MAILLAGE DE LA STRUCTURE .....	53
II.2.6. LE PRINCIPE DE CALCUL DES LIGNES DE CHAMP .....	53
II.2.7. LA CONDITION DE CLAQUAGE PAR AVALANCHE .....	57
II.2.8. PROBLEME DE L'EXTENSION DE LA ZONE DESERTEE DANS LE BUFFER .....	59
<b>III. <u>RESULTATS PRINCIPAUX ET COMPARAISON</u></b> <b><u>THEORIE-EXPERIENCE</u></b> .....	61
III.1. UN RESULTAT TYPIQUE .....	61
III.1.1. ETUDE DES POTENTIELS .....	61
III.1.2. ETUDE DES CHAMPS DANS LA STRUCTURE .....	61
III.2. INFLUENCE DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES ET GEOMETRIQUES SUR LA TENSION DE CLAQUAGE THEORIQUE .....	65
III.2.1. LONGUEUR DE GRILLE ET LARGEUR DU RECESS .....	65
III.2.2. EPAISSEUR DE LA COUCHE PSEUDO-ISOLANTE .	67
III.2.3. DOPAGE ET EPAISSEUR DE LA COUCHE ACTIVE .....	73
III.2.4. SENSIBILITE DES RESULTATS AUX VALEURS DES COEFFICIENTS D'IONISATION .....	75
III.3. COMPARAISON THEORIE EXPERIENCE .....	79
III.3.1. CONFRONTATION AVEC DES STRUCTURES DE LA LITTERATURE .....	79
III.3.2. COMPARAISON AVEC DES STRUCTURES DU C.H.S. ....	81
III.4. CONFRONTATION DU DMT ET DES AUTRES STRUCTURES POUR LA TENUE AU CLAQUAGE .....	85
III.4.1. DMT-MISFET InP .....	85

III.4.2. DMT-MESFET GaAs .....	85
III.4.3. DMT-TEGFET AlGaAs/GaAs .....	86
CONCLUSION .....	87
 <b><u>CHAPITRE III</u></b>	
INTRODUCTION .....	91
I. <b><u>PRESENTATION DES PRINCIPAUX ASPECTS DE LA MODELISATION ET ADAPTATION AU D.M.T.</u></b> .....	93
I.1. HYPOTHESES DU PROGRAMME .....	93
I.2. DESCRIPTION DU CONTOUR DE LA ZONE DESERTEE ..	95
I.2.1. A TENSION $V_{DS}$ NULLE .....	95
I.2.2. A TENSION $V_{DS}$ NON NULLE .....	97
I.3. DYNAMIQUE NON STATIONNAIRE DES ELECTRONS ...	99
I.4. EFFET D'INJECTION DANS LA COUCHE TAMPON .....	103
I.5. EQUATIONS DU PROGRAMME ET RESOLUTION .....	104
I.6. LES PARAMETRES CALCULABLES .....	107
I.7. PARAMETRES DU MATERIAU GaAs .....	111
II. <b><u>VALIDATION DU MODELE PRESENTE</u></b> .....	115
II.1. COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE .....	115
II.2. COMPARAISON AVEC LE MODELE MONTE-CARLO .....	117
III. <b><u>COMPORTEMENT DES GRANDEURS PHYSIQUES DANS LE CANAL CONDUCTEUR</u></b> .....	117
IV. <b><u>RECHERCHE D'UNE STRUCTURE OPTIMALE</u></b> ...	121
IV.1. CRITERES D'UNE STRUCTURE DITE OPTIMALE .....	121

IV.2.	CHOIX DE L'EPITAXIE .....	123
IV.2.1.	DEPENDANCE PARAMETRIQUE DU COURANT DRAIN A CANAL OUVERT .....	123
IV.2.2.	ETUDE DE LA TRANSCONDUCTANCE, DE LA CAPACITE GRILLE-SOURCE ET DE LA FREQUENCE DE COUPURE DU GAIN EN COURANT .....	127
*	LA TRANSCONDUCTANCE .....	127
*	CAPACITE GRILLE-SOURCE .....	129
*	LA FREQUENCE DE COUPURE $f_c$ .....	133
IV.2.3.	ETUDE DE LA CONDUCTANCE DE DRAIN ET DE LA CAPACITE GRILLE DRAIN .....	133
IV.2.4.	MODIFICATIONS APORTEES PAR UN BUFFER D'AlGaAs .....	137
IV.3.	INFLUENCE DE LA REALISATION TECHNOLOGIQUE ..	141
IV.3.1.	INFLUENCE DE LA LONGUEUR DE GRILLE .....	145
IV.3.2.	INFLUENCE DE LA DISTANCE SOURCE-GRILLE	145
IV.3.3.	INFLUENCE DE LA DISTANCE GRILLE-DRAIN .	149
V.	<u>LE COURANT GRILLE</u> .....	149
V.1.	PRINCIPE DE MODELISATION DU MISFET InP .....	150
V.2.	PRINCIPE DE MODELISATION DU COURANT GRILLE DANS UN MISFET NON DOPE .....	151
V.3.	LA MODELISATION MONTE CARLO .....	153
	CONCLUSION .....	157
 <u>CHAPITRE IV</u>		
	INTRODUCTION .....	161

<b><u>I. LA TECHNOLOGIE DES COMPOSANTS</u></b> .....	163
I.1. L'EPITAXIE .....	163
I.1.1. DESCRIPTION DU BATI .....	163
I.1.2. LES EPITAXIES REALISEES AU LABORATOIRE ..	163
I.2. LA REALISATION DES COMPOSANTS .....	163
I.2.1. LES DIFFERENTES ETAPES TECHNOLOGIQUES .	163
I.2.2. LA SPECIFICITE DES MASQUES "CASCADES" ....	165
I.3. LE CONTACT OHMIQUE .....	165
I.3.1. LA DESCRIPTION DU PHENOMENE .....	167
I.3.2. COMPARAISON DU CONTACT OHMIQUE POUR DIFFERENTS TYPES DE TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP .....	169
I.3.3. ETUDE EXPERIMENTALE COMPLEMENTAIRE ..	173
I.3.4. LES CONTACTS IMPLANTES .....	175
<b><u>II. DESCRIPTION ET CARACTERISTIQUES STATI- QUES DES REALISATION TECHNOLOGIQUES</u></b> .	177
II.1. OPERATION TECHNOLOGIQUE N° 211 .....	177
II.2. OPERATION TECHNOLOGIQUE N° 244 .....	181
II.3. OPERATION TECHNOLOGIQUE N° 250 .....	183
II.4. OPERATION TECHNOLOGIQUE N° 260 .....	187
II.5. OPERATIONS TECHNOLOGIQUES 294-1 ET 294-2 .....	187
* Op 294-1 .....	191
* Op 294-2 .....	191
II.6. RECAPITULATIF DES PARAMETRES STATIQUES .....	193
<b><u>III. LA CARACTERISATION HYPERFREQUENCE</u></b> ...	197
III.1. DETERMINATION DU SCHEMA EQUIVALENT .....	197

III.1.1. DETERMINATION DES ELEMENTS D'ACCES .....	197
III.1.2. DETERMINATION DES ELEMENTS INTRIN- SEQUES DU SCHEMA EQUIVALENT .....	199
III.2. ANALYSE DES PARAMETRES ELECTRIQUES .....	201
III.2.1. LA TRANSCONDUCTANCE .....	201
III.2.2. LA CONDUCTANCE DE SORTIE .....	205
III.2.3. LES CAPACITES $C_{gs}$ et $C_{gd}$ .....	207
III.2.4. LES FREQUENCES $f_c$ ET $f_{MAG}$ , LE GAIN MAG .....	209
III.3. RECAPITULATIF DES PARAMETRES HYPERFREQUENCES .....	213
 IV. <u>FONCTIONNEMENT EN REGIME DE PUISSANCE</u> .....	213
IV.1. <u>LE BANC DE PUISSANCE A CHARGE ACTIVE</u> .....	215
IV.2. <u>LE BANC DE PUISSANCE CLASSIQUE</u> .....	219
 CONCLUSION .....	224
 <u>CHAPITRE V</u>	
 INTRODUCTION .....	229
 I. <u>LE MATERIAU GaInAs ET SON INTERET POUR     LES STRUCTURES DMT</u> .....	231
 II. <u>LE DMT PSEUDOMORPHIQUE     AlGaAs/InGaAs/GaAs</u> .....	233
II.1. COMPORTEMENT DYNAMIQUE .....	233
III.2. SENSIBILITE A LA TENUE AU CLAQUAGE DU DMT AlGaAs/GaInAs .....	239
 III. <u>LE DMT AlInAs/GaInAs/InP</u> .....	241

<b>CONCLUSION .....</b>	<b>244</b>
<b>CONCLUSION GENERALE .....</b>	<b>247</b>
<b>ANNEXES .....</b>	<b>249</b>

# INTRODUCTION

Pour répondre aux besoins de développement des technologies telles que les télécommunications ou l'informatique, de nombreuses études sont actuellement menées dans le domaine de l'électronique hyperfréquence, avec pour composant de base le transistor à effet de champ, utilisé en composant discret ou en circuit intégré. Un domaine d'applications particulièrement important se rapporte à l'amplification soit faible bruit pour la réception, soit de puissance pour l'émission.

Pendant longtemps le MESFET à arséniure de gallium a été le seul composant disponible mais le développement des techniques d'épithaxie a permis l'émergence d'une multitude de types de transistors et notamment en utilisant des hétérojonctions. Dans le domaine de l'amplification faible bruit, de remarquables performances ont été atteintes avec les transistors à gaz bidimensionnel d'électrons "TEGFET". Par contre, dans le domaine de la puissance, de très grands progrès restent à faire pour trouver des composants dépassant largement les performances trop limitées des MESFET's aux fréquences de quelques dizaines de gigahertz. De nombreuses tentatives sont faites, actuellement, pour mettre au point des structures spéciales de TEGFET's utilisant plusieurs hétérojonctions et des filières de matériaux variés, basés sur l'introduction d'aluminium ou d'indium dans l'arséniure de gallium.

A côté de ces composants de technologie relativement complexe, des investigations sont également effectuées en direction de structures plus simples, inspirées du MESFET, mais empruntant quelques aspects des structures à hétérojonction pour disposer de l'avantage d'une grille quasi-isolée. Ces composants, appelés DMT (Doped Channel MIS-Like Transistor) sont donc situés à la frontière des filières MESFET et MISFET. Ils doivent leur origine au constat de l'impossibilité de réaliser des MESFET's ayant simultanément une couche active très dopée et une bonne tension de claquage. Face à cette limitation fondamentale, l'idée est naturellement venue d'intercaler entre la grille et le canal une couche semiconductrice non dopée offrant l'avantage d'une bonne tenue en tension tout en permettant de conserver le principe éprouvé d'une couche

active très dopée de type MESFET. Ainsi constitué, ce composant est donc très proche d'un MISFET à véritable isolant.

C'est ce composant très original qui a constitué l'objet du travail qui est présenté dans ce mémoire. Celui-ci se compose de cinq chapitres.

Dans le premier chapitre, nous passons en revue les meilleures réalisations de transistors à effet de champ de puissance dans les différentes filières (MESFET, TEGFET, MISFET), et montrons en quoi le DMT constitue une solution originale vis à vis des autres composants de puissance.

La partie théorique de l'étude du DMT s'articule autour de deux grand axes. Nous analysons, dans le second chapitre, le comportement en claquage du transistor et l'évolution de la tension de claquage en fonction des différents paramètres géométriques ou technologiques. Cette étude est basée sur une modélisation bidimensionnelle construite sur la résolution de l'équation de Poisson dans les conditions du pincement.

Pour compléter cette étude théorique et aboutir à la définition d'une structure de DMT optimisée pour le fonctionnement en puissance, nous avons, à partir d'un modèle élaboré initialement pour le MESFET, développé une modélisation pseudo-bidimensionnelle du composant en polarisation normale. Ce modèle, objet du 3e chapitre, nous a permis de traiter le régime de désertion en prenant en compte les effets de dynamique non stationnaire propres aux composants à grille submicronique. Nous avons pu ainsi déterminer les principales grandeurs statiques et dynamiques du DMT. Nous analysons également dans ce troisième chapitre l'aspect original du composant lié à la possibilité de fonctionner en régime d'accumulation avant que n'intervienne la limitation du courant grille.

Le quatrième chapitre concerne l'étude expérimentale du DMT à partir de six opérations technologiques que nous avons entièrement réalisées au laboratoire. A travers les modifications apportées au cours de ces réalisations dans la topologie et la structure interne du composant et à partir des caractérisations statiques et hyperfréquences effectuées, nous étudions dans quelle mesure les prévisions théoriques du chapitre précédent sont vérifiées et nous décrivons les problèmes spécifiques mis en évidence par la pratique. Des

mesures sur bancs de puissance, y compris dans la bande 26-40 GHz, complètent cette analyse expérimentale.

Le dernier chapitre est prospectif. Nous y discutons de ce qu'on peut attendre du remplacement du matériau GaAs de la couche active par du GaInAs qui a de meilleures propriétés de transport. Nous y présentons les avantages respectifs des deux options possibles offertes par ce matériau, soit en utilisation pseudomorphique avec substrat d'arséniure de gallium, soit en utilisation d'adaptation cristalline avec substrat de phosphure d'indium.

## CHAPITRE I

# LE DMT DANS LE CONTEXTE DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP DE PUISSANCE

## INTRODUCTION

Dans le domaine des composants de puissance hyperfréquence à effet de champ, le MESFET (MEtal Semiconductor Field Effect Transistor) GaAs est resté longtemps sans concurrence. Son amélioration a fait constamment l'objet de nombreuses études expérimentales et théoriques que nous rappellerons.

Au début des années 80, le TEGFET (Two dimensional Electron Gas Field Effect Transistor) vit le jour d'abord comme composant faible bruit, puis ouvrit une nouvelle voie pour la réalisation des composants de puissance. Le MISFET (Metal Isolant Semiconductor Field Effect Transistor) apparaissait parallèlement, offrant d'excellentes potentialités pour fonctionner en puissance, avec cependant d'importantes difficultés technologiques à surmonter.

Après avoir présenté les meilleures réalisations de ces familles de composant de puissance, nous montrerons comment le D.M.T. (Doped Channel MIS-Like Field Effect Transistor) se place de par son principe, à la frontière des filières MESFET et MISFET. Nous montrerons son évolution jusqu'à présent dans la filière AlGaAs/GaAs et nous examinerons ensuite les dernières réalisations dans les autres filières de matériaux.

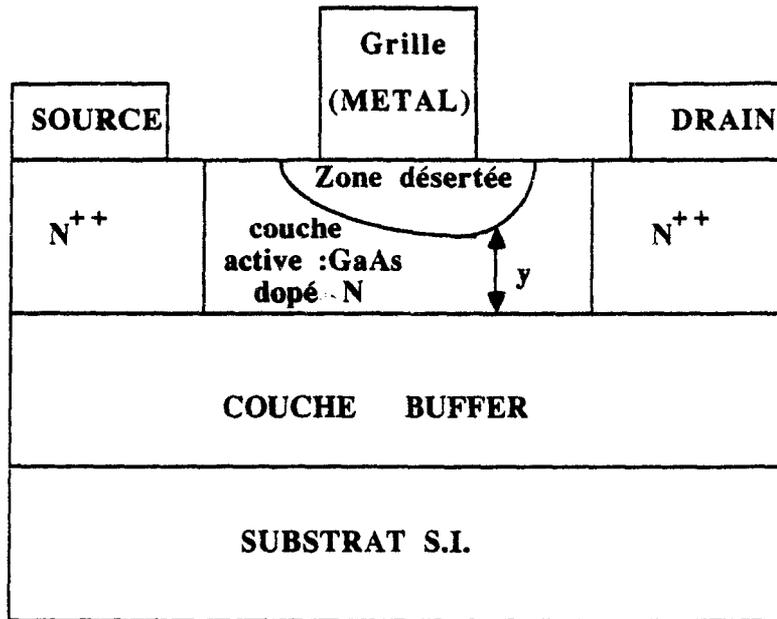


Figure 1 : Structure typique d'un MESFET GaAs.

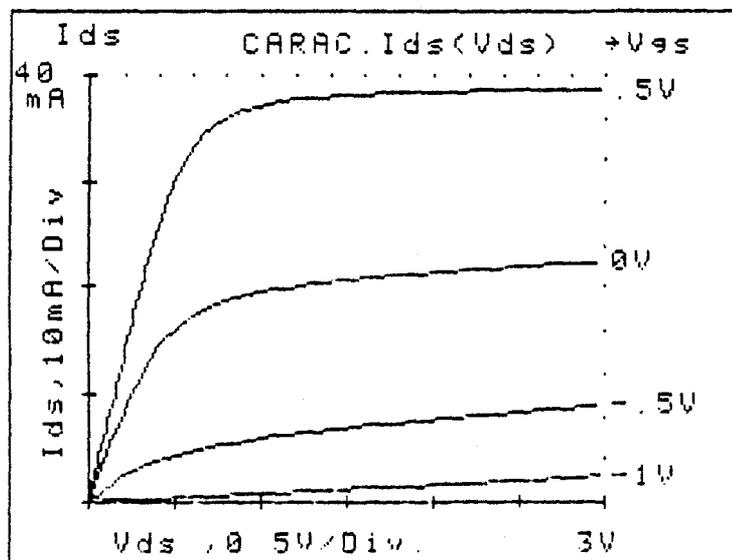


Figure 2 : Caractéristique I(V) d'un MESFET de la série 225 réalisée au CHS.

## I. LE MESFET

### I.1. RAPPELS SUR LE FONCTIONNEMENT

Le MESFET appartient à la famille des composants à effet de champ, classification comprenant également les JFET et MOSFET. Le composant est constitué d'une zone dopée N, le canal, dans laquelle on réalise deux contacts ohmiques appelés source et drain. La grille est constituée d'un contact Schottky (métal sur semiconducteur), comme le montre la figure 1. Le fonctionnement du composant se fait par variation de deux tensions. La première, appliquée entre drain et source ( $V_{ds}$ ) provoque le passage d'un courant dans le canal du composant. La seconde tension, appliquée entre grille et source ( $V_{gs}$ ) permet une modulation de la partie conductrice du canal (notée  $y$ ), car la variation de la tension grille provoque une variation de la zone désertée sous le contact Schottky.

On classe le MESFET en deux catégories selon sa tension de pincement :

\* NORMALLY OFF

\* NORMALLY ON.

La première famille signifie qu'à tension  $V_{gs}$  nulle, le canal est entièrement déserté de porteurs par le simple potentiel Schottky, et ne permet pas le passage d'un courant. C'est l'application d'une tension  $V_{gs}$  positive qui autorisera le courant. Le domaine d'application de ce composant à enrichissement concerne principalement les circuits logiques et nous ne nous y attarderons pas.

L'autre famille, dite NORMALLY ON, permet le passage d'un courant pour une tension de grille nulle. Typiquement, la tension maximale est de + 0,5 volt, tension limite avant la mise en direct de la grille et qui correspond au courant  $I_{dss}$  de saturation. Au fur et à mesure que la tension grille diminue et devient de plus en plus négative, le courant drain source diminue (à  $V_{ds}$  constant) jusqu'à s'annuler lorsque l'on atteint la tension dite tension de pincement. La figure 2 montre un réseau de caractéristiques  $I(V)$  typique de MESFET.

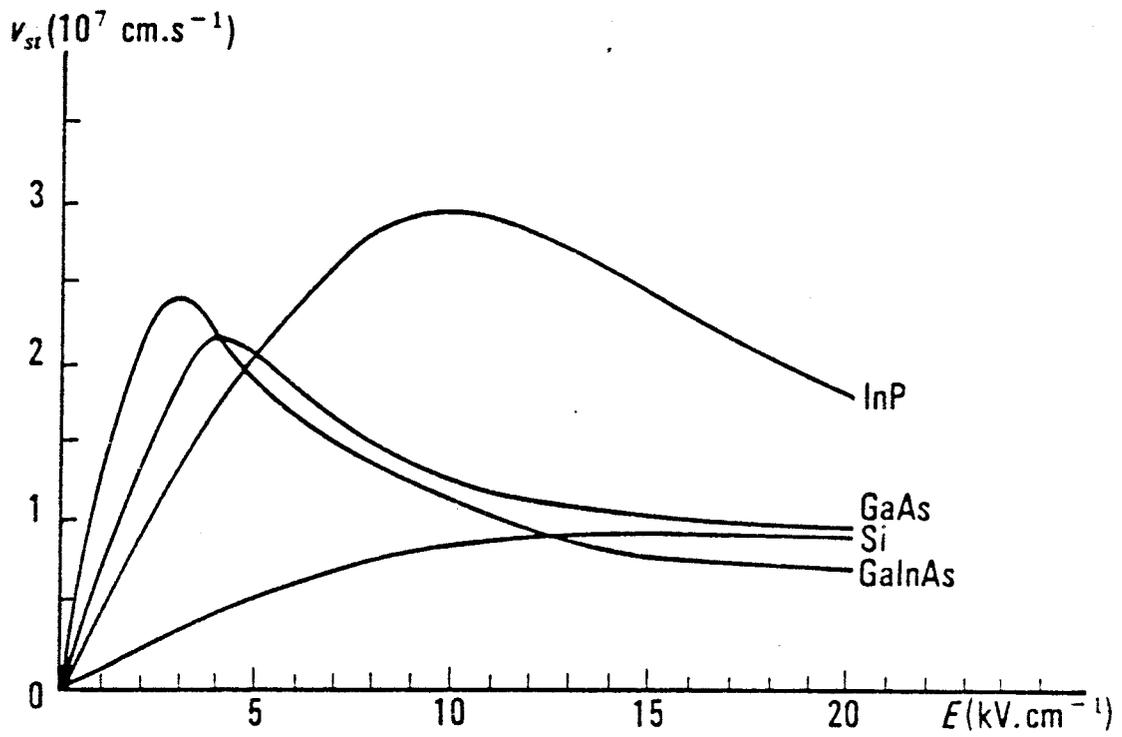


Figure 3: Comparaison de la vitesse des électrons dans les matériaux non dopés : GaAs, GaInAs, InP et Si.

## I.2. CRITERES DE FONCTIONNEMENT EN HYPER-FREQUENCE

La première raison du bon comportement en fréquence du MESFET est l'utilisation du matériau GaAs qui, comme le montre la figure 3, possède une vitesse de déplacement des électrons largement supérieure à celle dans le silicium, ce qui entraîne un temps de transit sous la grille très faible. Une amélioration supplémentaire consiste alors à diminuer la longueur de grille pour restreindre ce temps de transit. Ceci est permis par des masqueurs optiques de plus en plus précis, et par le perfectionnement des masqueurs électroniques capables actuellement de dessiner des longueurs de grille inférieures au dixième de micron. Corrélativement, cette possibilité de grille courte a permis de bénéficier des effets de survitesse liés au temps de relaxation de l'énergie. En effet, soumis sous la grille à un champ électrique très intense, les porteurs n'ont pas le temps de devenir chauds, gardent une excellente mobilité et prennent une vitesse pic largement supérieure à leur vitesse maximale de régime stationnaire.

Ces progrès de la technologie ont également contribué à diminuer les éléments parasites entourant la partie active du transistor : les selfs de connexion, capacités parasites et résistances d'accès.

## I.3. CRITERES DE MONTEE EN PUISSANCE

Pour un transistor fonctionnant en régime linéaire, la puissance maximale est donnée par une excursion maximale en tension et en courant. Lorsque le transistor est polarisé en classe A, un raisonnement élémentaire montre que la puissance maximale en sortie est approximativement donnée par :

$$P_s = 1/8 V_{BR} \times I_{dss}$$

où  $V_{BR}$  est la tension de claquage du transistor  
 $I_{dss}$  est le courant de saturation du transistor.

La première idée d'augmenter le dopage pour augmenter le courant défavorise la tension de claquage. Il faut donc trouver le meilleur compromis entre  $V_{BR}$  et  $I_{dss}$ . De nombreuses études ont été menées à ce sujet et notamment au laboratoire [1], [2], aussi nous bornerons nous à exposer au paragraphe suivant

les structures MESFET qui montrent le mieux l'évolution de ce composant pour fonctionner en puissance à des fréquences toujours plus élevées.

#### I.4. PRINCIPALES EVOLUTIONS DES STRUCTURES MESFET POUR AUGMENTER LE FONCTIONNEMENT EN PUISSANCE

L'augmentation du courant et la montée en fréquence ont trouvé des solutions avec les progrès technologiques tels que : épitaxie de couches très minces et très dopées ainsi que des grilles très courtes. Par contre, la tension de claquage a longtemps constitué un problème très important et, de ce fait, suscité de nombreuses études.

FURUTSUKA et al [3] ont été parmi les premiers à observer que la région d'avalanche était l'objet d'une émission de lumière et que cette émission était plus faible lorsque la couche active était plus épaisse sous le drain. Ils ont donc proposé une structure où la couche active est plus mince sous la grille que sous les contacts ohmiques. Ce fut le début des structures creusées ou recess.

TSIRONIS [4] a étudié l'effet de la couche interfaciale et montré qu'une couche tampon de bonne qualité améliore sensiblement la tension de claquage.

Actuellement, la tendance à réduire la distance source-drain n'est pas très favorable pour la tension de claquage, et c'est pourquoi la grille se trouve décalée vers la source. Les structures les plus récentes [5] vont toutes dans ce sens. Notons que ZAITLIN [6] a montré qu'une couche buffer en AlGaAs améliore également la tension de claquage et a attribué cette propriété au fait que ce matériau ionise moins que le GaAs.

#### I.5. REALISATIONS MARQUANTES LES PLUS RECENTES

Parmi les nombreuses structures publiées dans la littérature au cours des dernières années, notre choix s'est porté sur quatre dispositifs, qui reflètent les tendances actuelles des meilleurs MESFET de puissance.

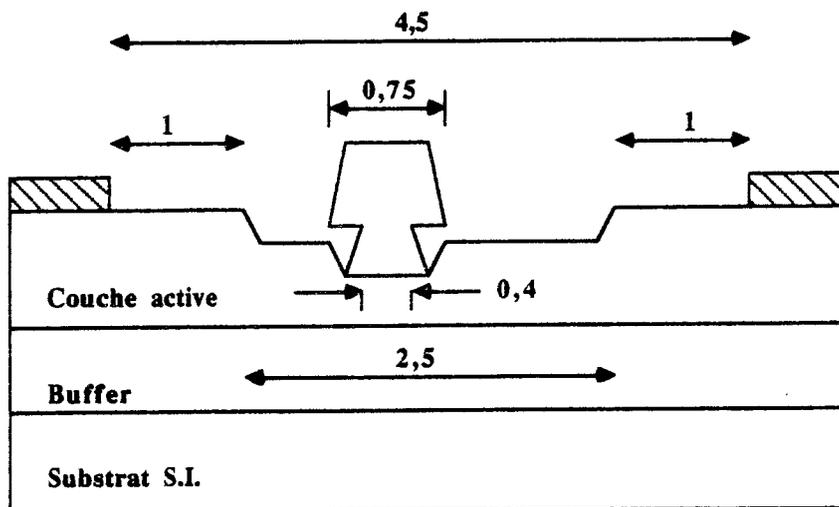


Figure 4 : Structure MESFET double recess et grille décalée dans l'espace source-drain proposée par TAYLOR [5]. Toutes les distances sont en micron.

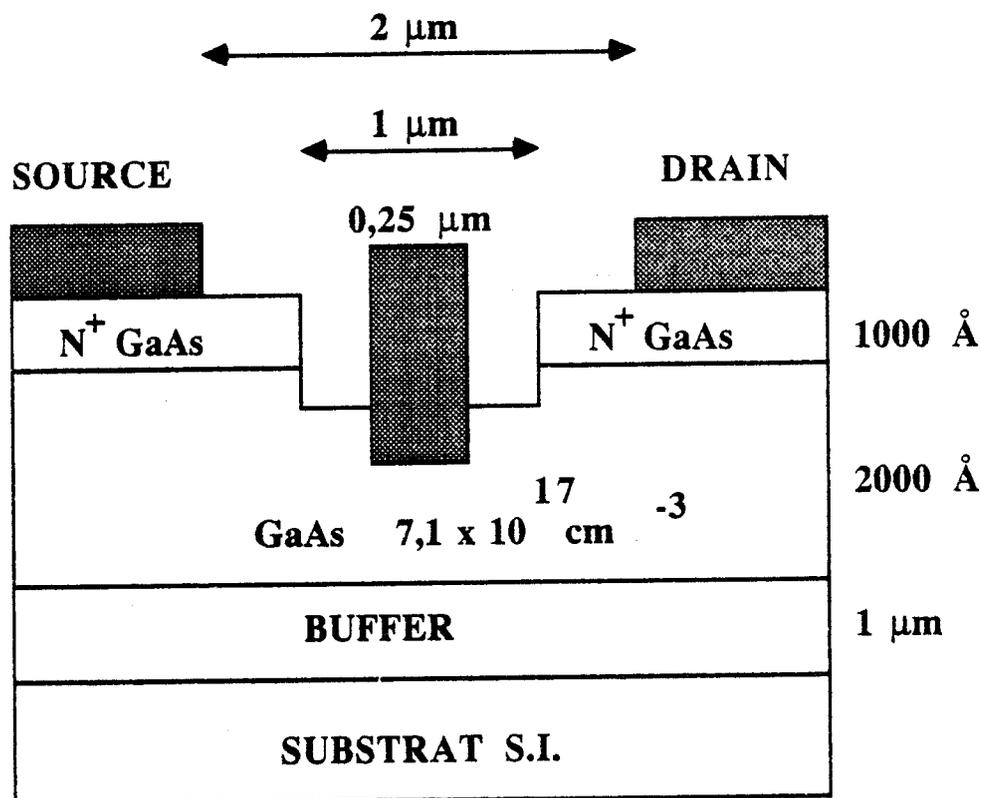


Figure 5 : MESFET réalisé par TEXAS [8] délivrant 710 mW/mm à 35 GHz.

C'est le laboratoire de TEXAS qui offre les composants les plus attrayants, et en 1986, KIM et al [7] conçoivent un amplificateur avec deux transistors, chaque transistor ayant une grille de  $0,5 \mu\text{m}$ , une couche active dopée à  $4,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . La combinaison des deux transistors délivre  $0,2 \text{ W/mm}$  avec un gain de  $10 \text{ dB}$ , à une fréquence de  $44 \text{ GHz}$ . L'auteur estime qu'en optimisant la structure, une densité de puissance de  $0,5 \text{ W/mm}$  est possible.

En février 1987, TAYLOR et al [5] proposent un transistor délivrant  $0,37 \text{ W/mm}$  avec un gain de  $3 \text{ dB}$  et un rendement en puissance ajoutée de  $20 \%$  à  $35 \text{ GHz}$ . La structure double recess employée est décrite figure 4 et possède un profil de dopage en cloche décroissant à proximité de la grille, qui selon l'auteur améliore sensiblement la tension de claquage, ainsi que la linéarité de la transconductance  $g_m$ . La grille, décalée vers la source, entraîne une résistance d'accès plus faible.

A cette même fréquence de  $35 \text{ GHz}$ , KIM [8] a réalisé un MESFET optimisé pour délivrer une forte puissance, avec un bon rendement. La structure, qui est décrite figure 5, possède également un double recess, la grille de longueur  $0,25 \mu\text{m}$  est déposée sur une couche active de  $2000 \text{ \AA}$  dopée à  $7,1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Les résultats statiques sont bons ( $I_{dss} = 650 \text{ mA/mm}$ ,  $g_{m_{ext}} = 300 \text{ mS/mm}$ ,  $V_{BR} = 10 \text{ V}$ ) et les mesures en puissance sont les meilleures publiées à ce jour avec ce type de composant :  $0,71 \text{ W/mm}$  de densité de puissance avec  $5,2 \text{ dB}$  de gain et  $34 \%$  de rendement, et  $0,61 \text{ W/mm}$  avec  $5,6 \text{ dB}$  de gain et  $41 \%$  de rendement.

De tous nouveaux types de MESFET's ont été introduits très récemment, reposant sur l'utilisation du matériau GaInAs, matériau dans lequel les électrons ont une vitesse supérieure à celle correspondant au GaAs. SHIH et al [9] ont proposé une structure dont l'épitaxie est représentée figure 6, où le canal est constitué d'une couche de  $1800 \text{ \AA}$  de GaInAs dopé à  $3,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Le courant drain maximum atteint  $700 \text{ mA/mm}$ , et la transconductance  $400 \text{ mS/mm}$ , valeur très élevée pour un transistor de  $0,4 \mu\text{m}$  de longueur de grille, et comparable à la transconductance d'un MESFET de  $0,25 \mu\text{m}$  de longueur de grille, avec un canal dopé à  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Par ailleurs, les fréquences de coupure en courant et du gain sont respectivement de  $36$  et  $65 \text{ GHz}$ , fréquences élevées pour cette longueur de grille. Aucune performance en puissance n'a encore été donnée à ce jour concernant ce type de composant.

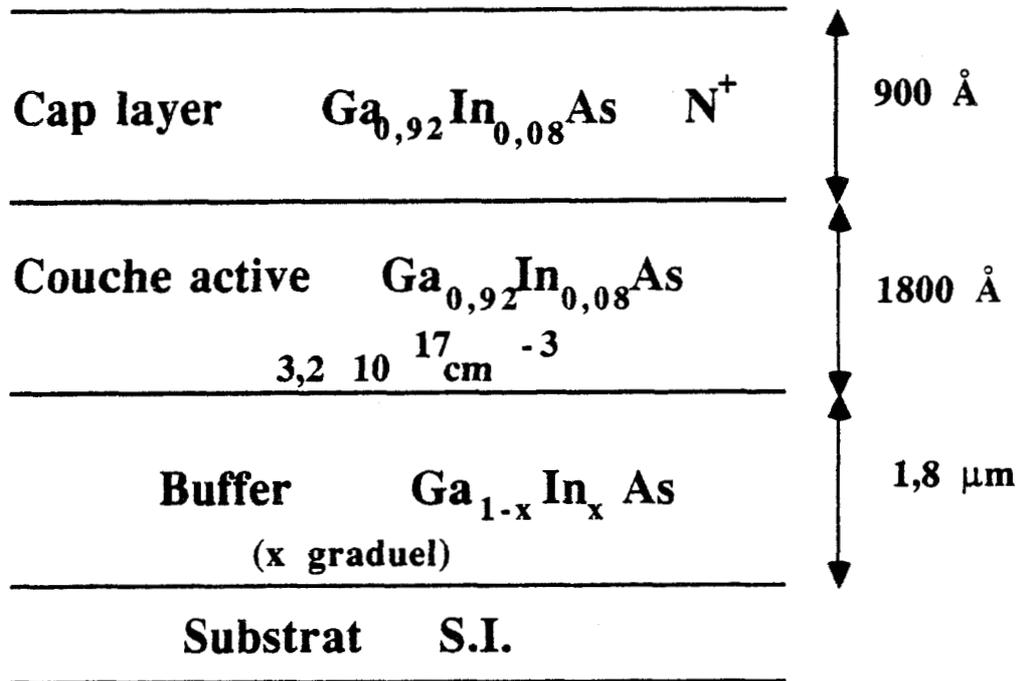


Figure 6 : Transistor MESFET à canal InGaAs aux performances supérieures [9] au MESFET classique, à géométrie comparable.

Aujourd'hui, les efforts sont moins intenses pour les structures MESFET's, non par manque d'intérêt, mais par suite de l'avènement d'une multitude de composants pouvant apporter des réponses aux exigences du fonctionnement de puissance en hyperfréquence. Le paragraphe suivant propose un aperçu des plus marquantes de ces structures et donne leurs principaux résultats.

## II. AUTRES STRUCTURES DE PUISSANCE A EFFET DE CHAMP

### II.1. LE TEGFET AlGaAs-GaAs

Apparu au début des années 1980, le TEGFET a d'abord été étudié en vue d'applications faible bruit. L'application en puissance n'est venue qu'après, et nous exposons les résultats les plus marquants de cette famille de composants.

#### II.1.1. LES LIMITATIONS DU TEGFET AlGaAs-GaAs MONOPUITS

Le principe de fonctionnement du composant est basé sur une hétérojonction n-AlGaAs/i-GaAs, où la discontinuité de bande interdite entre les deux matériaux crée un puits de potentiel où peuvent être confinés les électrons venant de l'AlGaAs. Ces électrons se trouvent en grand nombre dans le GaAs peu ou pas dopé, ce qui leur confère une excellente mobilité et entraîne donc une bonne tenue en fréquence pour le composant. Abondamment étudié, et en particulier au laboratoire, dans le domaine du faible bruit [10]-[12], le TEGFET monopuits n'a pas donné lieu à des réalisations performantes en puissance. La raison en est imputable à la couche superficielle d'AlGaAs fortement dopée pénalisant la tenue en tension de claquage. Ce problème a été résolu par l'adjonction d'une couche d'AlGaAs non intentionnellement dopée en surface, mais la trop faible densité de porteurs dans le gaz et la non linéarité de la transconductance constituent des handicaps importants pour un fonctionnement en puissance [13].

GaAs	$N^+$	500 Å
AlGaAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	400 Å
AlGaAs	N.I.D	40 Å
GaAs	N.I.D	1 µm
SUBSTRAT S.I.		

Figure 7 : Epitaxie d'un TEGFET simple puits utilisée par SOVERO [14].

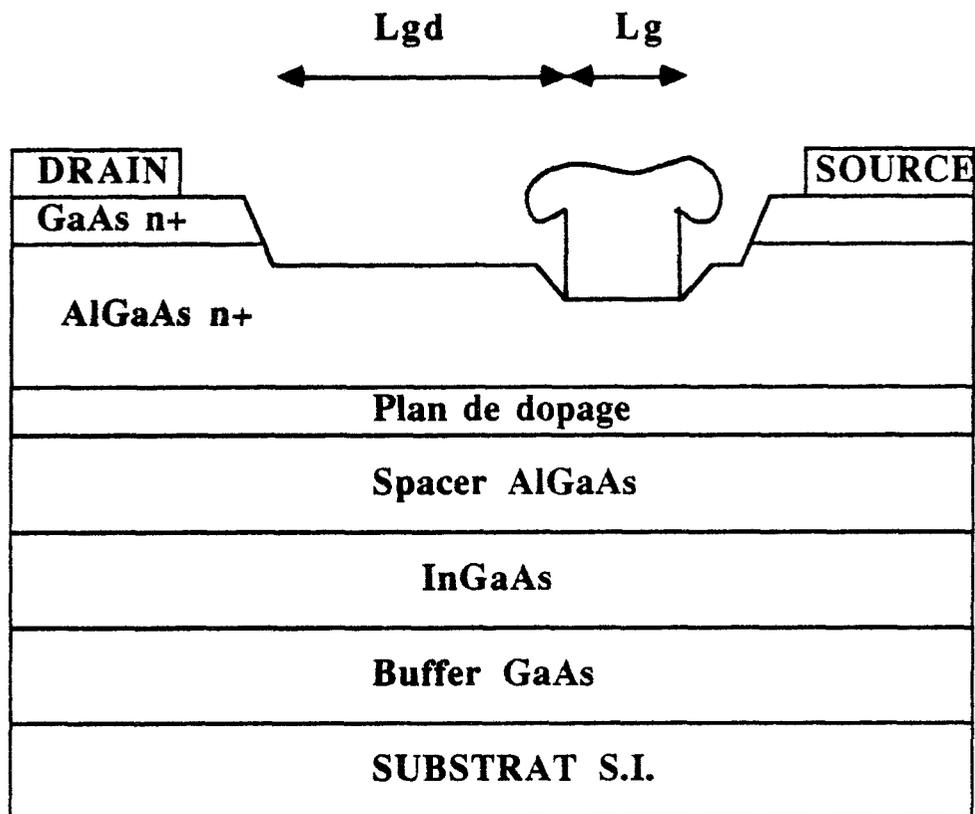


Figure 8 : TEGFET pseudomorphique réalisé par G.E. [19] dont la fréquence de coupure du MAG atteint 350 GHz.

Le résultat le plus significatif a été obtenu par SOVERO et al [14], avec 170 mW/mm à 35 GHz, avec un rendement de 21 % et un gain de 1,6 dB pour la structure basée sur l'hétérojonction représentée figure 7.

### II.1.2. LES PROGRES APPORTES PAR LE TEGFET AlGaAs-GaAs MULTIPUITS

Afin d'augmenter le courant global de la structure TEGFET et permettre alors un bon fonctionnement en puissance, des TEGFET's avec plusieurs puits ont été réalisés, et de tels composants ont fait l'objet d'études et de réalisations dans notre équipe au laboratoire [15]. Sur le plan international, SAUNIER [16] a réalisé une structure avec 6 puits, qu'il a testée de 10 à 60 GHz. Les performances les plus intéressantes ont été obtenues à 32,5 GHz avec une densité de puissance de 0,6 W/mm, un gain de 5,4 dB et 30 % de rendement, résultats nettement supérieurs à ceux des structures monopuits. Cette structure donne encore 0,4 W/mm à 60 GHz. Des chercheurs de chez FUJITSU [17] ont réalisé un composant fournissant plus d'un Watt à 30 GHz.

### II.2. LES POTENTIALITES DU TEGFET PSEUDO- MORPHIQUE AlGaAs/GaInAs

Toujours basé sur le principe d'une hétérojonction donnant lieu à un puits de potentiel, le matériau GaInAs remplace ici le GaAs pour former le TEGFET pseudomorphique. La plus grande discontinuité de bande interdite entre les deux matériaux permet des densités de porteurs plus importantes, ce qui nécessite moins de puits, à courant égal, que dans le système AlGaAs-GaAs. D'autre part, l'utilisation du GaInAs permet de bénéficier d'une mobilité supérieure des électrons et d'une vitesse pic plus importante. Les résultats publiés par SAUNIER [18] sont éloquentes. Avec une structure à double hétérojonction, il obtient 0,85 W/mm de densité de puissance, avec un gain de 3,3 dB et un rendement de 21,9 % à une fréquence de 55 GHz.

Le record avec ce type de structure revient aux chercheurs de "General Electric" [19], puisque leur TEGFET délivre 0,67 W/mm à 60 GHz avec un rendement de 22 % et 3 dB de gain. Un gain en petits signaux de 7,6 dB a été mesuré à 94 GHz. Avec la même épitaxie, (figure 8), mais en optimisant la

## HEMT

GaAs	$4.10^{18} \text{ cm}^{-3}$
AlGaAs (x=0,3)	$1.10^{17} \text{ cm}^{-3}$
Plan de dopage Si	$5.10^{12} \text{ cm}^{-2}$
Spacer AlGaAs (x=0,3)	Non dopé
GaInAs (x=0,22) 125 Å	Non dopé
Super-réseau AlGaAs/GaAs (x=0,30)	
Buffer GaAs	
Substrat S.I	

## DCHFET

GaAs	$4.10^{18} \text{ cm}^{-3}$
AlGaAs (x=0,25)	$1.10^{17} \text{ cm}^{-3}$
GaInAs (x=0,22) 125 Å	$2,6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
Super-réseau AlGaAs/GaAs (x=0,25)	
Buffer GaAs	
Substrat S.I	

## DHHEMT

GaAs	$4.10^{18} \text{ cm}^{-3}$
AlGaAs (x=0,25)	$1.10^{17} \text{ cm}^{-3}$
Plan de dopage Si	$4.10^{12} \text{ cm}^{-2}$
Spacer AlGaAs (x=0,25)	Non dopé
GaInAs (x=0,22) 125 Å	Non dopé
Spacer AlGaAs (x=0,25)	Non dopé
AlGaAs (x=0,25) 50 Å	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$
Super-réseau AlGaAs/GaAs	
Buffer GaAs	
Substrat S.I	

## DCHMODFET

GaAs	$4.10^{18} \text{ cm}^{-3}$
AlGaAs (x=0,25)	$1.10^{17} \text{ cm}^{-3}$
Plan de dopage Si	$5.10^{12} \text{ cm}^{-2}$
Spacer AlGaAs (x=0,25)	Non dopé
GaInAs (x=0,22) 63 Å	Non dopé
Plan de dopage Si	$1,1.10^{12} \text{ cm}^{-2}$
GaInAs (x=0,22) 63 Å	Non dopé
Super-réseau AlGaAs/GaAs	
Buffer GaAs	
Substrat S.I	

Figure 9 : Les quatres épitaxies des TEGFET's étudiés par LESTER [21]

distance grille-drain, LESTER [20] a obtenu un gain petit signal de 15 dB à 60 GHz et 11 dB à 96 GHz pour une structure de 0,15  $\mu\text{m}$  de longueur de grille, la fréquence de coupure du MAG déduite par extrapolation étant alors de 350 GHz. Ces résultats permettent d'envisager un avenir prometteur en fonctionnement de puissance pour ce type de composant. Ce même auteur [21] a publié une étude complète de TEGFET's pseudomorphiques de 0,25  $\mu\text{m}$  de longueur de grille. Quatre types de composants ont été testés à 35 et 60 GHz ; les figures 9 a-d et tableau I présentent les structures étudiées et résumant les performances en puissance de ces dispositifs.

### II.3. LES POTENTIALITES DU TEGFET AlInAs/GaInAs

C'est le plus récent composant de la famille TEGFET. L'augmentation de la discontinuité de bande interdite entre les matériaux GaInAs et AlInAs permet d'accroître encore la densité de charges dans le puits. Les premières réalisations publiées montrent des transconductances supérieures au Siemens par millimètre et des fréquences de coupure du MAG au delà des 300 GHz. L'équipe de MISHRA [22] annonce 1 040 mS/mm pour ce composant avec une longueur de grille de 0,1  $\mu\text{m}$  et une fréquence de coupure  $f_c$  de 170 GHz. Le record est ici détenu par les chercheurs de General Electric [23] avec une fréquence  $f_{\text{MAG}}$  de 380 GHz et une transconductance de 1 640 mS/mm pour une longueur de grille de 0,25  $\mu\text{m}$ . Ce composant, qui n'a pas été essayé en fonctionnement en puissance, pêche par sa faible tension de claquage et sa non linéarité. Une étude comparative théorique [24] du TEGFET avec les trois hétérojonctions précitées montre que les valeurs les plus élevées ( $g_m$ ,  $f_c$ ) sont atteintes pour le système AlInAs/GaInAs alors que les résultats les plus linéaires sont obtenus avec le TEGFET pseudomorphique AlGaAs/GaInAs. Signalons qu'une équipe travaille au laboratoire sur ce type de composant.

### II.4. LES MISFET's A VERITABLE ISOLANT

Comparé à l'arséniure de gallium, le phosphore d'indium (InP) apparaît a priori être un matériau encore plus attractif pour réaliser des composants hyperfréquences. En effet, la vitesse pic des électrons dans ce matériau est plus élevée que dans le GaAs et la dynamique non stationnaire y est plus favorable. Il n'est cependant pas possible de réaliser de bons MESFETs basés

	HEMT	DCH FET	DH HEMT	DCH MODFET
Id (mA/mm)	455	470	630	600
$g_m$ (mS/mm)	625	745	790	747
Densité de puissance maximale (W/mm)	0,75	0,77	0,97	0,94
Rendement en puissance ajoutée maximum (%)	40	37,5	43	47

Tableau I : Principales caractéristiques des TEGFET's étudiés par LESTER [21] à 35 GHz.

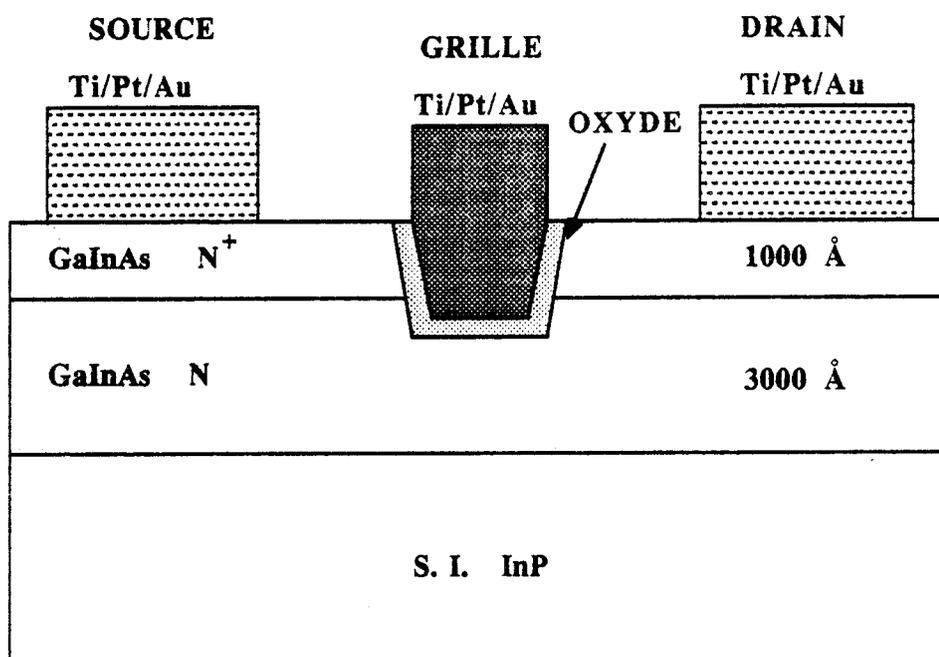


Figure 10 : Structure d'un MISFET GaInAs à véritable isolant

sur ce matériau en raison de la difficulté présentée par la réalisation de bonne grille Schottky. Pour mettre à profit l'intérêt potentiel de ce matériau, l'idée est naturellement venue de tourner la difficulté du contact de grille en réalisant une structure de type M.I.S., la grille étant déposée sur une couche isolante (nitrure ou oxyde de silicium) surmontant une couche active semi-conductrice. C'est le principe de la structure MISFET (Metal Isolant Semiconductor Field Effect Transistor). Grâce à cette couche isolante, le MISFET InP atteint des tensions de claquage très élevées comparativement aux composants classiques [25], [26]. Cette tension de claquage permet au transistor de fournir une puissance très élevée. En effet, les chercheurs de NOSC [27] ont obtenu 4,5 W/mm avec 46 % de rendement et 4 dB de gain. Ce record de puissance, tous composants confondus, est obtenu à 9,7 GHz, fréquence assez modeste mais expliquée par une longueur de grille de 1,4  $\mu\text{m}$ . La diminution de la longueur de grille pose actuellement des problèmes technologiques qui pénalisent le composant.

GARDNER [28], avec des grilles d'un micron, obtient des résultats jusqu'à 20 GHz. La densité de puissance est de 0,44 W/mm avec 3 dB de gain et 10,7 % de rendement.

Le GaInAs a également été essayé pour profiter des très bonnes propriétés de transport électronique dans ce matériau [29]. La structure représentée figure 10 fournit 200 mW/mm à 32,5 GHz, résultats cependant dépassés par les MESFET's [5], [8].

Le MISFET apparaît donc comme le meilleur composant pour la puissance absolue et toute l'étude effectuée par P. FELLON [30] au laboratoire le confirme, mais, en raison des problèmes technologiques posés par la réduction de la longueur de grille, le MISFET pêche actuellement par sa montée en fréquence.

### III. L'ORIGINALITE DU DMT ET SON EVOLUTION

#### III.1. PRESENTATION DU COMPOSANT

Pour être capable de délivrer de la puissance, un composant doit nécessairement délivrer un courant élevé et supporter une tension de claquage importante. L'obtention à un haut niveau de ces deux conditions est incompatible

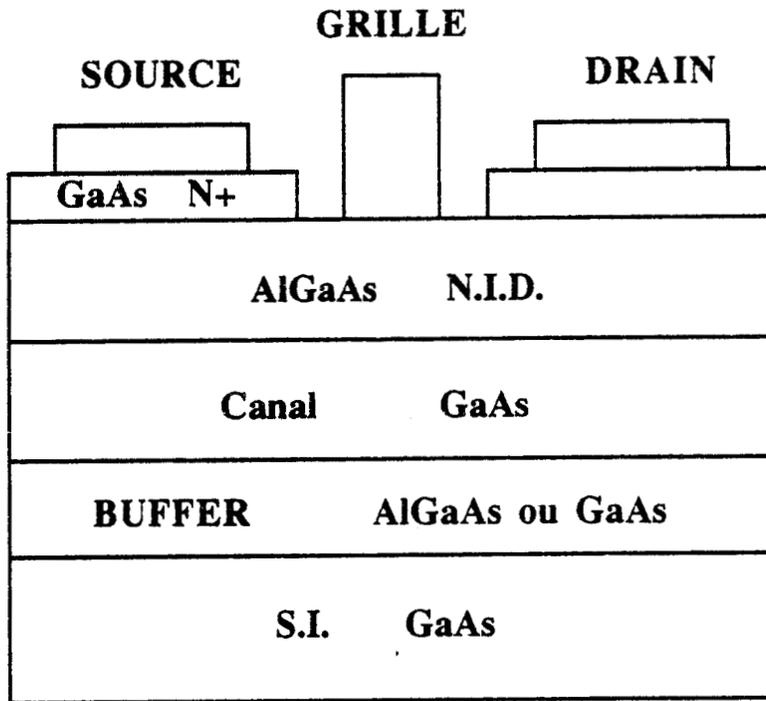


Figure 11 : Structure typique d'un DMT AlGaAs/GaAs.

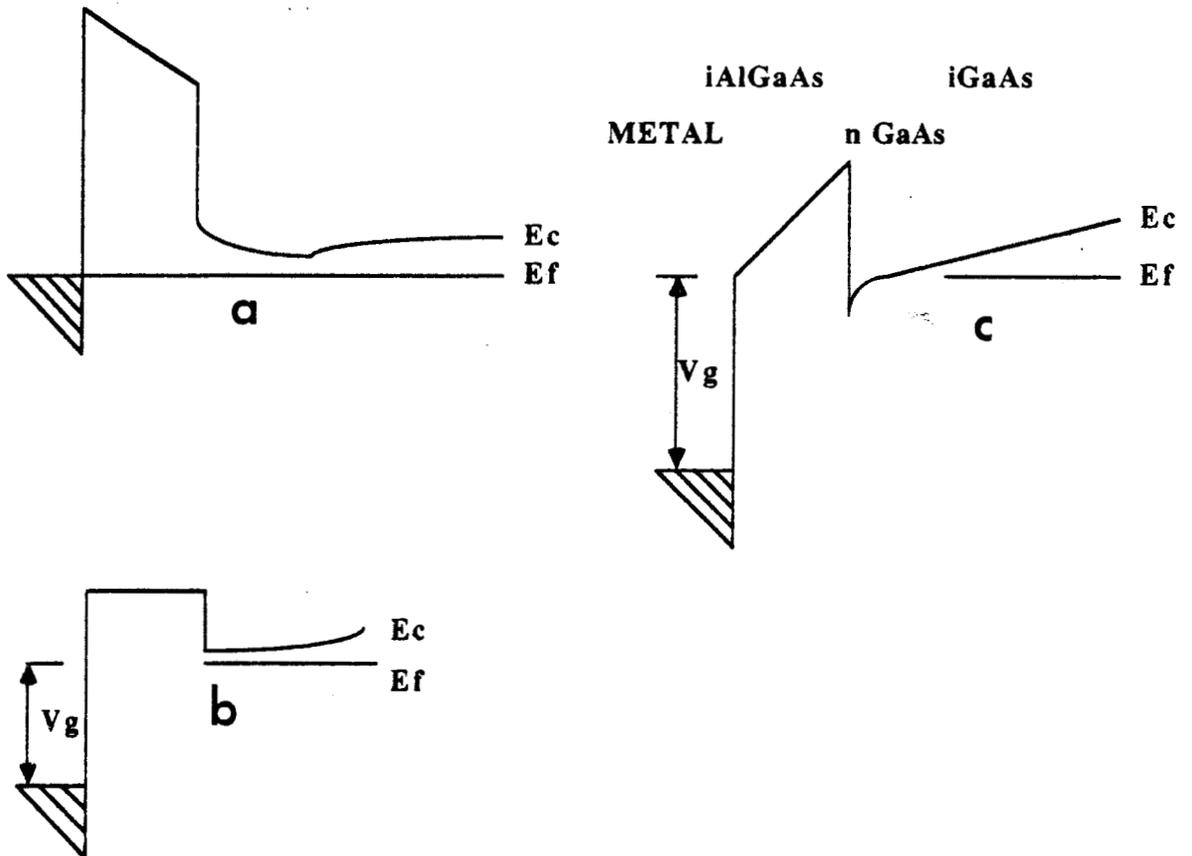


Figure 12 : Diagramme des bandes d'énergie du DMT dans trois cas différents ;  
 a : condition de désertion  
 b : condition de bande plate ("flat band")  
 c : condition d'accumulation.

pour la structure de type MESFET puisque l'augmentation du courant passe par un dopage plus important et nuit à la tenue en tension du composant. Quant au MISFET, comme nous l'avons vu, sa tension de claquage est très élevée mais sa montée en fréquence est actuellement insuffisante.

Le D.M.T. se situe à la frontière entre ces deux composants, en essayant de garder les qualités de chacun. Il est constitué d'une couche active très dopée, canal conducteur qui fournira le courant élevé demandé, et d'une couche isolante semiconductrice non intentionnellement dopée (NID), alors nommée "couche pseudo-isolante", qui doit lui permettre de supporter des tensions relativement importantes. Par ailleurs, la réalisation d'une couche d'isolation à base de semiconducteur pose beaucoup moins de difficultés que celle d'une véritable couche isolante. Les problèmes d'états d'interface et de dérives rencontrés avec le MISFET InP en sont un exemple typique. La grille, en Aluminium ou Titane-Platine-Or est déposée sur la couche pseudo-isolante. La figure 11 montre la structure type d'un DMT AlGaAs/GaAs.

Si l'on examine le diagramme des bandes d'énergie du DMT (figure 12), deux modes de fonctionnement apparaissent potentiellement possibles selon la polarisation de grille. Dans le premier cas, figure XII.a, une tension de grille inférieure à la tension dite de "flat-band" provoque une désertion de la couche active et un mode de fonctionnement similaire à celui du MESFET. Au delà de la condition de flat-band (figure XII.b), l'allure des bandes d'énergie montre la possibilité d'une accumulation des électrons (figure XII.c), due à la barrière de l'hétérojonction, permettant d'augmenter le courant drain, mais risquant également de donner naissance à un courant grille. Ce courant grille est une source de limitation du fonctionnement en accumulation car sa présence diminue la transconductance du transistor, et surtout, risque d'endommager le contact Schottky de grille. Le mécanisme de ce courant de grille serait, d'après HIDA [31] soit de type tunnel pur à travers la barrière, soit de type tunnel assisté thermiquement par franchissement de la barrière.

Le DMT avec ses deux modes de fonctionnement, apparaît particulièrement attrayant pour une application en puissance. Un autre avantage du composant provient de sa couche surfacique d'AlGaAs qui, non dopée, est beaucoup moins sujette aux effets de pièges et aux phénomènes indésirables qui en découlent comme on peut les observer dans la plupart des TEGFETs [32]. L'avantage du DMT par rapport au MISFET InP est qu'il requiert

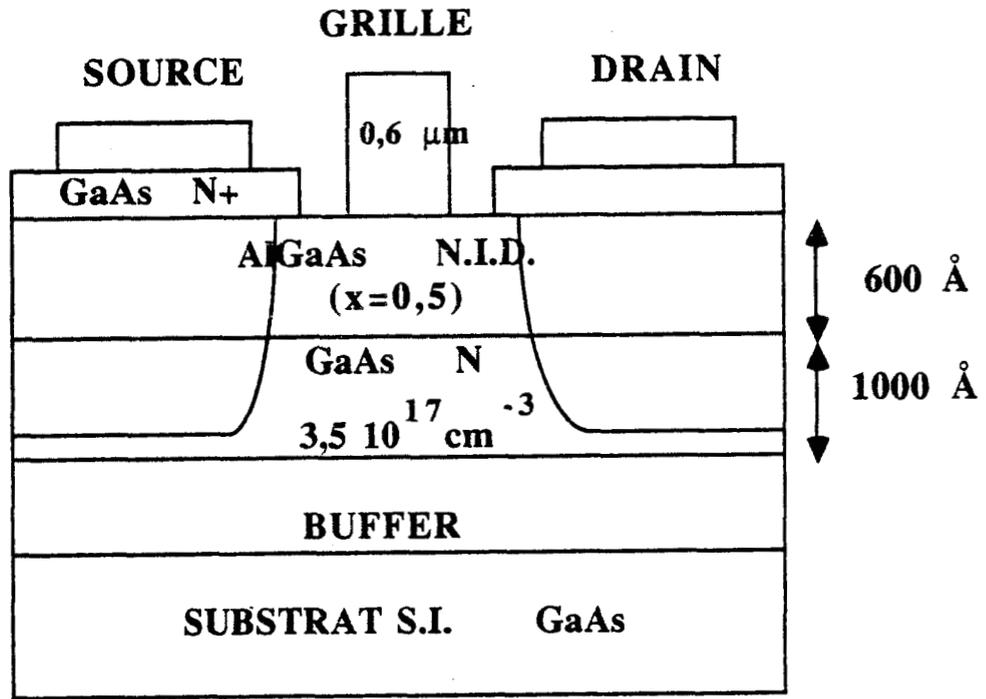


Figure 13 : Première structure D.M.T. présentée en 1984 par KIM [36]

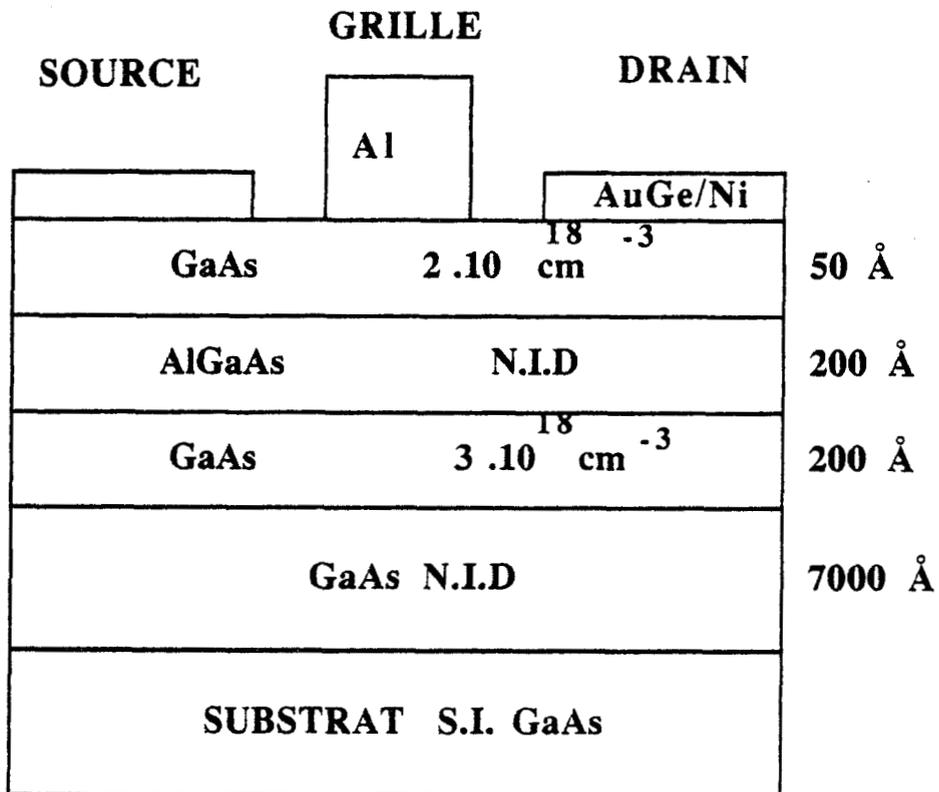


Figure 14 : Structure D.M.T. proposée par HIDA [37], composée de couches très fines et très dopées.

les mêmes éléments technologiques que le MESFET, et peut profiter ainsi d'une technologie très au point, tant pour la partie épitaxiale que pour la partie réalisation de composants.

### III.2. EVOLUTION ET PROGRESSION DE LA TECHNOLOGIE DU DMT AlGaAs/GaAs

L'hétérojonction du D.M.T. est, comme dans le cas des TEGFET's classiques, basée sur le système AlGaAs/GaAs, mais en modifiant les dopages. Ainsi, les premiers composants de la famille MIS-Like FET comportaient-ils une couche d'AlGaAs non dopée, et une couche de GaAs non dopée également. Il y avait formation d'un puits, et le composant fonctionnait essentiellement en accumulation. Le courant drain n'étant pas trop important, ce composant ne pouvait servir pour la puissance. Les premiers noms donnés furent BIFET [33] pour Buried Interface Field Effect Transistor ou SAHFET [34] pour Self Aligned heterostructure FET. Ce type de composant a été par la suite appelé MISFET non dopé et son champ d'application se limite au fonctionnement en logique ou aux applications de type oscillateur en profitant d'un comportement en résistance négative lié à la présence d'un courant grille important [35].

Pour que le composant puisse fournir un courant important et ainsi fonctionner en puissance, il était nécessaire de doper le canal, solution proposée pour la première fois par KIM et al [36]. La structure décrite figure 13 se compose d'un canal de 0,1  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, dopé à  $3,5 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3$ , surmonté d'une couche pseudo-isolante d'AlGaAs sur 600 Å. Avec un canal de dimensionnement comparable à celui d'un MESFET, le courant atteint 360 mA/mm, mais la transconductance est plus faible puisque les auteurs annoncent 87 mS/mm. Cependant, la très bonne tension de claquage (19-20 volts) permet au composant de fournir une densité de puissance de 840 mW/mm avec 7 dB de gain et un rendement de 37 % à 10 GHz, avec une grille de 0,6  $\mu\text{m}$ .

La principale amélioration à réaliser pour que le DMT puisse concurrencer le MESFET se situait alors dans la montée en fréquence. Cet objectif a été atteint grâce aux progrès accomplis dans les croissances épitaxiales qui ont permis d'augmenter les dopages des couches tout en réduisant leurs épaisseurs. Mettant à profit ces progrès, HIDA [31], [37] a réalisé une structure, décrite figure 14, délivrant à 28,5 GHz une densité de puissance de 225 mW/mm

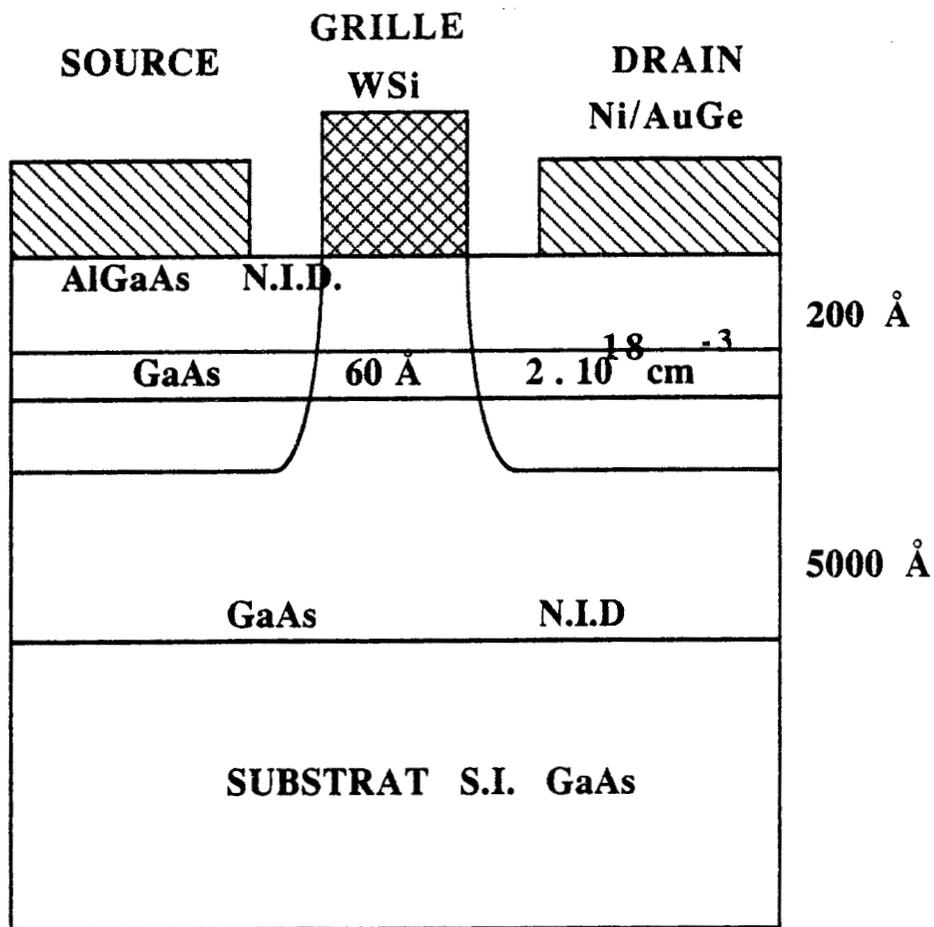


Figure 15 : Structure D.M.T. dont les zones d'accès de source et drain sont réalisées par implantation d'ions silicium (NEC).

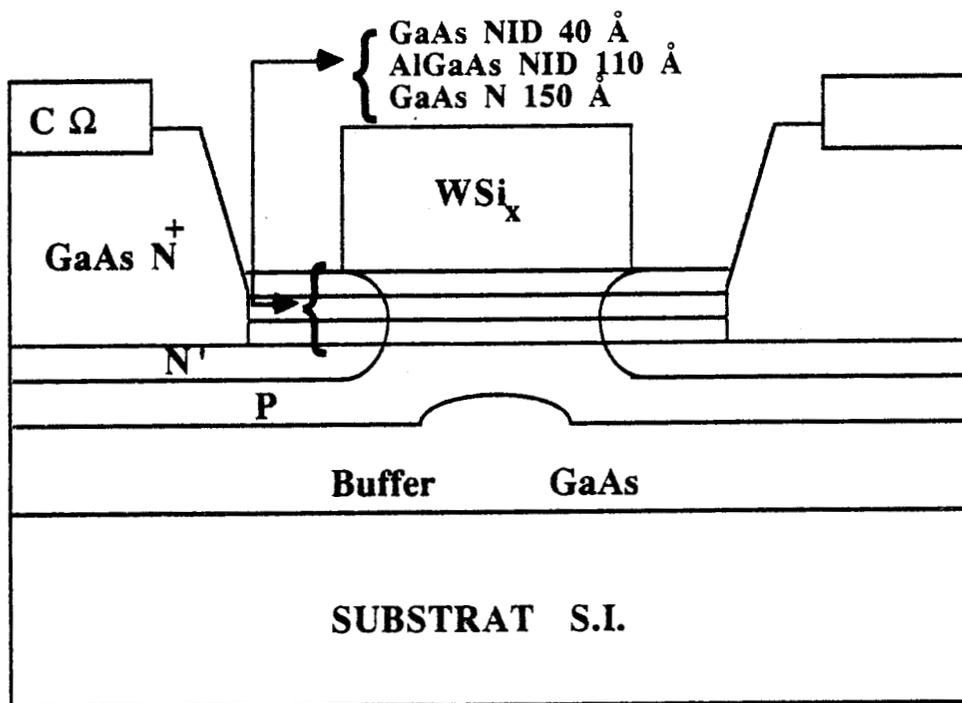


Figure 16 : Structure d'un D.M.T. proposée par HITACHI [39] utilisant les techniques d'implantation et de diffusion pour la réalisation du contact ohmique.

avec 6,4 dB de gain et 15 % de rendement. En comparant cette structure à celle de KIM, plusieurs remarques s'imposent :

- le canal a un dopage considérablement augmenté, mais une épaisseur réduite. Le courant de cette seconde structure atteint alors 650 mA/mm pour une grille de 0,5  $\mu\text{m}$  de longueur contre 360 mA/mm pour la première, avec une longueur de grille de 0,6  $\mu\text{m}$  ;

- l'épaisseur de la couche d'AlGaAs a également été réduite (200 Å contre 600 Å), ainsi que le taux d'aluminium (0,3 contre 0,5). La seconde structure présente une tension de claquage plus faible (8 volts contre 20 volts), mais la réduction de l'épaisseur des couches d'AlGaAs et de GaAs a permis d'augmenter nettement la transconductance, puisqu'elle atteint 310 mS/mm contre 87 mS/mm antérieurement ;

- les deux composants présentent une transconductance quasi constante sur une grande plage de variation de  $V_{gs}$ . C'est une caractéristique essentielle pour un bon fonctionnement en puissance ;

- les deux auteurs soulignent l'importance d'un bon contact ohmique pour ne pas pénaliser la résistance d'accès. Le composé NiAuGe doit franchir une couche non dopée d'AlGaAs qui ne favorise pas la diffusion de l'eutectique jusque dans le canal GaAs. HIDA a introduit une fine couche de GaAs de type N juste sous la grille et a réduit au minimum l'espace source drain pour obtenir des résistances d'accès aussi faibles que possible. En contrepartie, la tension de claquage s'est trouvée alors affaiblie.

Ce problème du contact ohmique est très important. Aussi, nous lui consacrerons une attention particulière dans le quatrième chapitre.

Pour éviter ce problème, certains chercheurs ont opté pour une autre filière technologique en réalisant des structures auto-alignées. Les chercheurs de NEC [38] et HITACHI [39] ont présenté une structure semblable, fonctionnant uniquement en régime d'accumulation, malgré le canal dopé, avec une transconductance très élevée. La structure de NEC, figure 15, a ses zones d'accès de source et de drain réalisées par implantation d'ions silicium, le recuit se faisant à 900°C pendant 5 secondes pour minimiser les diffusions. La seconde structure, figure 16, se distingue par la présence d'une couche superficielle de

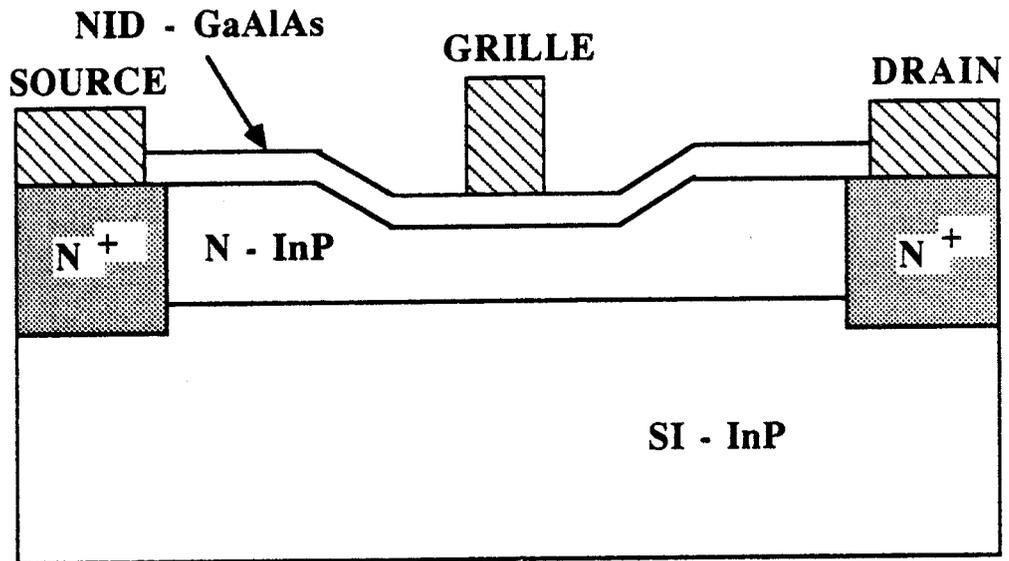


Figure 17 : D.M.T. AlGaAs/InP qui délivre 250 mW/mm de densité de puissance à 38 GHz.

GaAs non dopé immédiatement sous la grille, et par l'accès aux zones de source et de drain. La grille sert de masque pour l'implantation de la zone N', puis, après désoxydation des couches non dopées, du GaAs dopé à  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  est déposé à  $700^\circ\text{C}$  par la technique MOCVD. La région implantée précédemment est activée pendant ce dépôt, la température de  $700^\circ\text{C}$  permettant de préserver l'épitaxie. Pour les deux composants, les contacts ohmiques sont réalisés par dépôt d'AuGeNi, la grille a une longueur de  $0,3 \mu\text{m}$ , et les résistances d'accès indiquées sont de  $0,35 \Omega \cdot \text{mm}$ . Les meilleurs résultats sont obtenus avec la structure de NEC, puisque le courant est de  $380 \text{ mA/mm}$  contre  $300 \text{ mA/mm}$  et la transconductance de  $760 \text{ mS/mm}$  contre  $550 \text{ mS/mm}$ . Ces résultats sont directement liés à l'épaisseur de la couche pseudo-isolante superficielle. Les faibles variations de  $V_{gs}$  possibles (entre  $0,5$  et  $1,3$  volt) et les faibles développements de grille ( $10$  et  $13 \mu\text{m}$ ) montrent que le but des auteurs est de tester une faisabilité pour circuits L.S.I. et non de fournir de la puissance.

La seule structure autoalignée susceptible de délivrer de la puissance a été publiée par les chercheurs du CNET [40]. Avec un courant de  $500 \text{ mA/mm}$ , une transconductance supérieure à  $180 \text{ mS/mm}$  entre  $-0,9$  et  $+1,4$  volt de tension grille, atteignant  $260 \text{ mS/mm}$  à  $0\text{V}$ , ce composant présente de bonnes potentialités de puissance, mais le but des auteurs est d'intégrer le composant dans des systèmes opto-électroniques.

### III.3. LES AUTRES FILIERES DE D.M.T.

Nous regroupons ici les nouvelles et plus performantes structures basées sur une hétérojonction de type pseudo-isolant/couche dopée autre que le système  $\text{iAlGaAs/nGaAs}$ . Pour améliorer les propriétés de transport dans le canal, le matériau utilisé est soit l'InP soit le GaInAs. La couche superficielle pseudo-isolante reste de l'AlGaAs ou est en AlInAs. Les quatre types d'hétérojonctions permis à partir de ces matériaux ont récemment donné lieu à réalisation de composant.

L'hétérojonction AlGaAs/InP a été utilisé par ASANO et al [41] qui ont fourni une étude complète en fonction de la couche pseudo-isolante. En dépit d'un important désaccord de maille entre l'InP et l'AlGaAs, le composant présente de bonnes et stables caractéristiques. Le dopage du canal est réalisé par une double implantation ionique, les zones d'accès de source et de drain sont

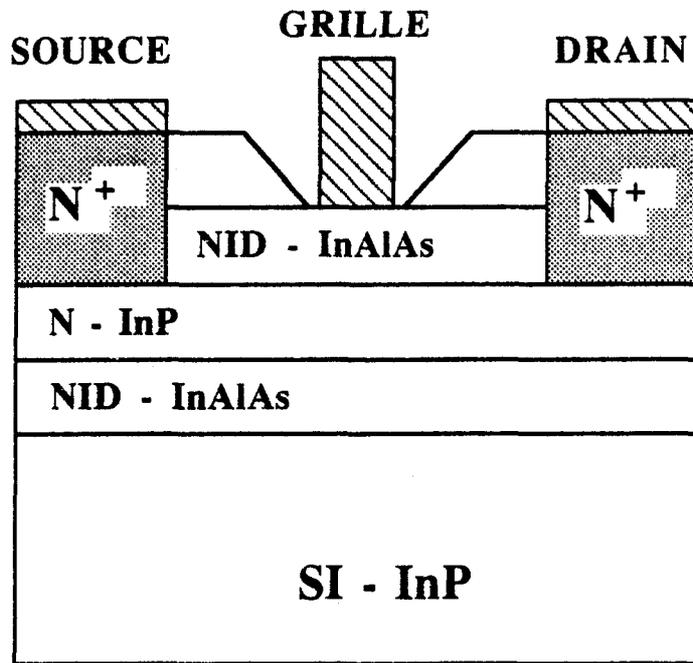


Figure 18 : Structure MISFET ou D.M.T. AlInAs/InP à accord de maille.

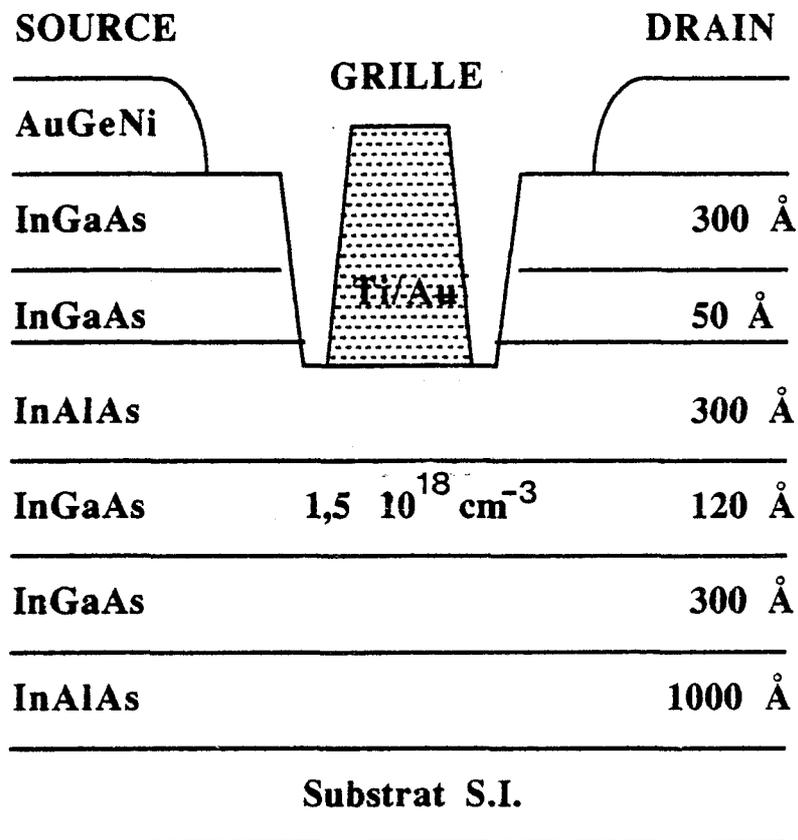


Figure 19 : D.M.T. InAlAs/InGaAs à accord de maille réalisé par NTT [43]

également formées par implantation, suivie d'un recuit. Après attaque de l'InP pour former le recess, l'AlGaAs est déposé par MBE. La structure est représentée figure 17, a une grille de  $0,6 \mu\text{m}$  et une épaisseur d'AlGaAs de  $1\ 000 \text{ \AA}$ . L'étude des caractéristiques montre un courant élevé de  $600 \text{ mA/mm}$  associé à une bonne tension de claquage ( $> 20 \text{ V}$ ), un gain petit signal de  $8,1 \text{ dB}$  à  $38 \text{ GHz}$  donnant par extrapolation une fréquence  $f_{\text{MAG}}$  supérieure à  $100 \text{ GHz}$ . Un essai en puissance à  $38 \text{ GHz}$  a permis d'atteindre  $250 \text{ mW/mm}$  de densité de puissance.

En conservant le même canal mais en changeant la couche pseudo-isolante, FATHIMULLA et al [42] ont réalisé une hétérojonction AlInAs/InP accordée en maille. Un courant de  $230 \text{ mA/mm}$  et une transconductance de  $220 \text{ mS/mm}$  sont obtenus avec la structure de longueur de grille de  $1,25 \mu\text{m}$  représentée figure 18. Le gain petit signal est de  $11,5 \text{ dB}$  à  $10 \text{ GHz}$ .

Une autre hétérojonction à accord de maille a été utilisée par les chercheurs de NTT [43]. Basée sur le système InAlAs/GaInAs, le composant possède un canal de GaInAs de  $120 \text{ \AA}$  dopé à  $1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et une couche pseudo-isolante de  $300 \text{ \AA}$  d'InAlAs (figure 19). Le courant de  $225 \text{ mA/mm}$  et la transconductance élevée ( $280 \text{ mS/mm}$ ) pour une grille de  $1,5 \mu\text{m}$  permettent d'espérer d'excellentes performances avec la réduction de la longueur de grille.

La dernière hétérojonction présentée ici est à la base du composant présentant les meilleures performances pour toute la famille MISFET. KIM et al [44] ont réalisé avec le système AlGaAs/GaInAs/GaAs une double hétérojonction formant un puits où les charges sont confinées. L'AlGaAs est non dopé et sert de couche isolante. Le GaAs est dopé ainsi que le GaInAs pour augmenter la densité de courant. Les courants sont alors très élevés puisqu'une structure simple puits délivre  $700 \text{ mA/mm}$  (figure 20) avec une transconductance de  $480 \text{ mS/mm}$  et une structure double puits (figure 21) délivre  $900 \text{ mA/mm}$  avec  $600 \text{ mS/mm}$  de transconductance. Pour les fréquences de coupure  $f_c$  et  $f_{\text{MAG}}$ , les auteurs obtiennent  $64$  et  $155 \text{ GHz}$ , d'une part, et  $72$  et  $135 \text{ GHz}$  d'autre part pour les structures à simple et double puits. Les essais en puissance ont montré une densité de  $760 \text{ mW/mm}$  avec  $3,6 \text{ dB}$  de gain et  $19 \%$  de rendement à  $60 \text{ GHz}$  pour le composant simple puits et une densité de  $960 \text{ mW/mm}$  avec  $3 \text{ dB}$  de gain et  $24 \%$  de rendement à  $55 \text{ GHz}$  pour le composant à double puits.

Ces composants serviront en fin de manuscrit de point de départ à une étude prospective basée sur un canal GaInAs.

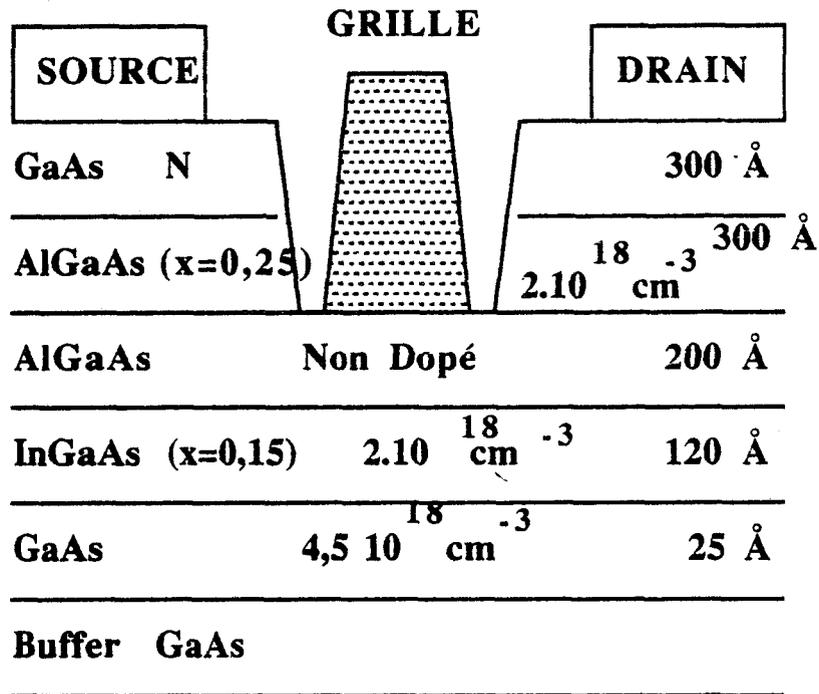


Figure 20 : D.M.T. pseudomorphique simple puits présentant d'excellentes performances en fréquence et en puissance.

GaAs	$4.10 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$	500 Å
AlGaAs (x=0,25)	$2.10 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$	300 Å
AlGaAs (x=0,4)	Non dopé	200 Å
InGaAs (x=0,15)	$1.10 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$	120 Å
GaAs	$1,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$	100 Å
InGaAs (x=0,15)	$1.10 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$	120 Å
GaAs	$2.10 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$	80 Å
<b>Buffer GaAs</b>		

Figure 21 : La double hétérojonction permet d'améliorer sensiblement les résultats du composant présenté figure 20.

## CONCLUSION

L'analyse que nous avons effectuée montre le nombre important de tentatives de réalisations de MISFET's à ce jour avec plusieurs variantes technologiques. La plupart de ces composants offrent des performances intéressantes qui concurrencent ou même parfois dépassent celles des MESFET's.

Par contre, aucun auteur n'a proposé jusqu'à présent de modélisation vraiment complète du composant permettant une confrontation avec les résultats expérimentaux. Compte tenu de l'intérêt que présente le DMT, il apparaît nécessaire de combler cette lacune, d'une part en analysant complètement les mécanismes du fonctionnement de ce composant afin de profiter au mieux de ses potentialités, d'autre part en mettant en oeuvre une modélisation qui permettra une optimisation systématique des structures. Par ailleurs, cette étude théorique doit reposer sur une confrontation permanente avec les réalisations technologiques. C'est ce qui constitue l'objet de la suite de ce mémoire.

## REFERENCES

- [1] "Theoretical Analysis of the DC Avalanche Breakdown in GaAs MESFET's"  
R. WROBLEWSKI, G. SALMER, Y. CROSNIER  
Trans. on Elec. Dev., Vol. ED-30, n° 2, February 1983.
- [2] "Modélisation et analyse physique du fonctionnement en amplification de puissance hyperfréquence du transistor à effet de champ à l'arséniure de gallium"  
G. HALKIAS  
Thèse de 3e cycle, Lille, 1985.
- [3] "Improvement of the Drain Breakdown Voltage of GaAs Power MESFET's by a Simple Recess Structure"  
T. FURUTSUKA, T. TSUJI, F. HASEGAWA  
Trans. on Elec. Dev., Vol. ED-25, n° 6, June 1978.
- [4] "Prebreakdown Phenomena in GaAs Epitaxial Layers and FET's"  
C. TSIRONIS  
Trans. on Elec. Dev., Vol. ED-27, n° 1, January 1980.
- [5] "High-Efficiency 35 GHz GaAs MESFET's"  
G. TAYLOR, M. ERON, D. BECHTLE, S. LIU, R. CAMISA  
Trans. on elec. Dev., Vol. ED-34, n° 6, June 1987.
- [6] "Reverse Breakdown in GaAs MESFET's"  
M. ZAITLIN  
Trans. on Elec. Dev., Vol. ED-33, n° 11, November 1986.
- [7] "44 GHz Monolithic GaAs FET Amplifier"  
B. KIM, H. TSERNG, H. SHIH  
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-7, n° 2, February 1986.

- [8] "GaAs Power MESFET with 41-Percent Power Added Efficiency at 35 GHz"  
B. KIM, M. WURTELE, H. SHIH, H. TSERNG  
IEEE Electron Device Letters, Vol. 9, n° 2, February 1988.
- [9] "High-Performance  $\text{In}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{As}$  MESFET's on GaAs (100) Substrates"  
H. SHIH, B. KIM, K. BRADSHAW, H. TSERNG  
IEEE Electron Device Letters, Vol. 9, n° 11, November 1988.
- [10] "Etude théorique et expérimentale du transistor à effet de champ à hétérojonction AlGaAs/GaAs"  
C. VERSNAEYEN  
Thèse de 3e cycle, Lille, 1985.
- [11] "Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ : Structure conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnel"  
A. CAPPY  
Thèse d'Etat, Lille, 1986.
- [12] "Noise Modeling in Submicrometer gate two dimensionnel electron gas field effect transistors"  
A. CAPPY  
IEEE Trans. on Elec. Dev., ED-32, n° 12, December 1985.
- [13] "Power saturation characteristics of GaAs/AlGaAs high electron mobility transistors"  
A. GUPTA, CHEN, E. SOVERO, J. HIGGINS  
IEEE Microwave and Millimeter-Wave Monolithic Circuits-Symp. Dig. June 1985, pp. 50-53.
- [14] "35 GHz Performance of Single and Quadruple Power Heterojunction HEMT's"  
E. SOVERO, A. GUPTA, J. HIGGINS, W. HILL  
IEEE Trans. on Elec. Dev., Vol. ED-33, n° 10, October 1986.

- [15] "Comparative Merits of AlGaAs/GaAs DMT's and Multiple Heterojunction AlGaAs/GaAs HEMTs for Power Amplification"  
B. BONTE, F. TEMCAMANI, Y. CROSNIER, G. SALMER  
13th WOXSICE, Cabourg, May 1989.
- [16] "High-efficiency Millimeter-Wave GaAs/GaAlAs Power HEMT's"  
P. SAUNIER, J. LEE  
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-7, n° 9, September 1986.
- [17] "A 30 GHz 1-W Power HEMT"  
K. HIKOSAKA, N. HIDAKA, Y. HIRACHI, M. ABE  
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-8, n° 11, November 1987.
- [18] "A double-Heterojunction Doped-Channel Pseudomorphic Power HEMT with a Power Density of 0.85 W/mm at 55 GHz"  
P. SAUNIER, R. MATYI, K. BRADSHAN  
IEEE Electron Device Letters, Vol. 9, n° 8, August 1988.
- [19] "InGaAs Pseudomorphic HEMT's for Millimeter Wave Power Applications"  
P. SMITH, P. CHAO, L. LESTER, R. SMITH, B. LEE, D. FERGUSON,  
A. JABRA, J. BALLINGALL, K. DUH  
IEEE MTT-S Digest, 1988.
- [20] "0.15  $\mu\text{m}$  Gate-length Double Recess Pseudomorphic HEMT with  $F_{\text{max}}$  of 350 GHz"  
L. LESTER, P. SMITH, P. HO, P. CHAO, R. TIBERIO, K. DUH, E. WOLF  
IEDM 1988.
- [21] "High Efficiency 0.25  $\mu\text{m}$  Gate-length Pseudomorphic power Heterostructure FETs at Millimeter wave Frequencies"  
L. LESTER, M. KAO, P. HO, D. FERGUSON, R. SMITH, P. SMITH,  
J. BALLINGALL  
DRC 1989.
- [22] "InGaAs/AlInAs HEMT Technology for Millimeter Wave Applications"  
U. MISHRA, A. BROWN  
GaAs IC Symposium 1988.

- [23] "Extremely High Gain, Low Noise InAlAs/InGaAs HEMT's Grown by Molecular Beam Epitaxy"  
P. HO, P. CHAO, K. DUH, A. JABRA, J. BALLINGALL, P. SMITH  
IEDM 1988.
- [24] "Theoretical Comparison of 0.35  $\mu\text{m}$  Gate-length GaAs and GaInAs HEMT'S"  
D. PARK and F. BRENNAN  
IEEE MTT-S Digest, 1989.
- [25] "Etude comparative du claquage dans les transistors à effet de champ de puissance MESFET, TEGFET et MISFET"  
J.C. DE JAEGER, F. TEMCAMANI, M. LEFEBVRE, R. KOZLOWSKI,  
P. FELLON, J. PRIBETICH, Y. CROSNIER  
Revue de Physique Appliquée, Mai 1988.
- [26] "Claquages par avalanche et effet tunnel dans les TEGFET's nGaAlAs/iGaAs, MIS-Like FET iGaAlAs/InGaAs et MISFET InP de puissance"  
B. BONTE, F. TEMCAMANI, P. FELLON, R. KOZLOWSKI,  
J.C. DE JAEGER  
Journées Nationales Microélectronique III-V, Oléron, Juin 1988.
- [27] "High Power High Efficiency stable Indium Phosphide MISFET's"  
L. MESSICK, D. COLLINS, B. NGUYEN, A. CLAWSON, G. WILLIAMS  
IEDM 1986, pp. 767-770.
- [28] "InP Depletion-Mode Microwave MISFET's"  
P. GARDNER, S. NARAYAN, S. LIU, D. BECHTLE, T. BIBBY,  
D. CAPEWELL, S. COLVIN  
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-8, n° 2, February 1987.
- [29] "High-Efficiency GaInAs Microwave MISFET's"  
P. GARDNER, D. BECHTLE, S. NARAYAN, S. COLVIN,  
J. PACZKOWSKI  
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-8, n° 9, September 1987.

- [30] "Etude théorique et expérimentale de composants MISFET au phosphore d'Indium pour l'amplification de puissance hyperfréquence"  
P. FELLON  
Doctorat d'Université, Lille, 1990.
- [31] "An Investigation of i-AlGaAs/n-GaAs Doped-Channel MIS-Like FET's (DMT's). Properties and Performance Potentialities"  
H. HIDA, A. OKAMOTO, H. TOYOSHIMA, K. OHATA  
IEEE Trans. on Elec. Dev., Vol. ED-34, n° 7, July 1987.
- [32] "Planar AlGaAs/GaAs selectively doped structure with high performances and high stabilities"  
H. HIDA, H. MIYAMOTO, K. OHATA, T. ITOH, T. BABA, M. OGAWA  
Gallium Arsenide and Related Compounds, Biarritz, 1984, pp. 551-555.
- [33] "Enhancement-Mode Metal/(Al, Ga) As/GaAs Buried-Interface Field-Effect Transistor (BIFET)  
T. DRUMMOND, W. KOPP, D. ARNOLD, R. FISHER, H. MORKOC, L. ERICKSON, P. PALMBERG  
Electronics Letters, 10th November 1983, Vol. 19, N° 23.
- [34] "A New Two-Dimensional Electron Gas Field-Effect Transistor Fabricated on Undoped AlGaAs-GaAs Heterostructure"  
Y. KATAYAMA, M. MORIOKA, Y. SAWADA, K. UEYANAGI, T. MISHIMA, Y. ONO, T. USAGAWA, Y. SHIRAKI  
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 23, n° 3, March 1984, pp. L150-L152.
- [35] "Modélisation de Transistors à effet de champ à hétérojonctions, application au MISFET GaAlAs/GaAs et à l'étude du transfert électronique dans l'espace réel"  
Didier DEPREEUW, Thèse de Doctorat, 1988.
- [36] "Microwave Power GaAs MISFET's with Undoped AlGaAs as An Insulator"  
B. KIM, H. TSERNG, H. SHIM  
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-5, n° 11, November 1984.

- [37] "A High-Current Drivability i-AlGaAs/n-GaAs Doped-Channel MIS-Like FET (DMT)"  
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-7, n° 11, November 1986.
- [38] "A 760 mS/mm N+ Self-Aligned Enhancement Mode Doped Channel MIS-Like FET (DMT)"  
H. HIDA, Y. SUZUKI, F. KATANO, H. TOYOSHIMA, A. OKAMOTO, S. KUMASHIRO  
IEDM, 1986, pp. 759-762.
- [39] "i-AlGaAs/n-GaAs Doped-Channel Heterostructure Insulated Gate FET (DC-HIGFET) With n + GaAs Selectively Grown by MOCVD"  
S. TAKATANI, J. SHIGETA  
IEDM 1988, pp. 692-695.
- [40] "Transistor à hétérojonction GaAs/GaAlAs à canal dopé"  
A. CLEI, J. BEERENS, B. DESCOUTS, S. BIBLEMONT  
Journées Nationales Microélectroniques III-V, Oléron, Juin 1988.
- [41] "Millimeter-Wave AlGaAs Hetero-MIS Gate InP Field Effect Transistors"  
K. ASANO, T. ITOH, K. KASAHARA, T. OZAWA, K. OHATA  
IEDM 1988, pp. 187-190.
- [42] "Heterojunction InAlAs/InP MESFET's Grown by OMVPE"  
M. FATHIMULLA, T. LOUGHRAN, L. STECKER, E. HEMPFLING, M. MATTINGLY, O. AINA  
IEEE Electron Device Letters, Vol. 9, n° 5, May 1988.
- [43] "A Recessed-Gate InAlAs/n + InGaAs MIS-type FET"  
J. DEL ALAMO, T. MIZUTANI  
IEEE Trans. on Elec. Dev., Vol. 36, n° 4, April 1989.
- [44] "Millimeter-Wave AlGaAs/InGaAs/GaAs Quantum Well Power MISFET"  
B. KIM, R. MATYI, M. WURTELE, K. BRADSHAW, H. TSERNG  
IEDM, 1988, pp. 168-171.

## CHAPITRE II

# ETUDE THEORIQUE DU CLAQUAGE PAR AVALANCHE DANS LE DMT

## INTRODUCTION

Utilisé en transistor de puissance, le DMT doit pouvoir fonctionner à des tensions importantes, ce qui requiert une bonne tenue au claquage. La prédiction de cette tension de claquage passe par une modélisation permettant de connaître le potentiel en tout point de la structure du composant. Cette modélisation constitue l'objet du présent chapitre. Elle concerne exclusivement le cas du pincement qui, nous l'avons vu précédemment, est primordial pour l'excursion de tension drain-source. Il s'agit donc d'une modélisation reposant sur l'hypothèse qu'il n'y a pas de courant dans la structure et qui a été développée à l'origine au laboratoire par Halkias [1] dans le cas du MESFET GaAs. Nous avons dû largement transformer cette modélisation pour l'adapter au DMT et à ses particularités technologiques : recess de grille, couches très minces, dopages très élevés, matériaux différents (GaAs et AlGaAs).

Dans le développement qui suit, nous montrons d'abord les aspects spécifiques de notre modélisation, puis nous comparons les résultats théoriques obtenus aux résultats expérimentaux soit publiés dans la littérature soit obtenus sur les composants réalisés au laboratoire. Enfin, nous confrontons le DMT aux autres structures de puissance à effet de champ également étudiées au laboratoire, avant de conclure sur l'intérêt de l'ensemble de cette étude.

# I. CAUSES POSSIBLES DU CLAQUAGE DANS LES TRANSISTORS

## I.1. LE CLAQUAGE PAR AVALANCHE [2]

Grâce à un champ électrique élevé, un porteur mobile du réseau, de faible énergie initiale, peut acquérir entre deux collisions avec un atome une énergie au moins égale à  $\epsilon_i$ , énergie du seuil d'ionisation. Ce porteur peut alors créer une paire électron-trou, qui créera à son tour deux paires électrons-trous et ainsi de suite. Le processus enclenché n'est pas limitatif, c'est le phénomène d'avalanche.

On définit le taux d'ionisation  $\alpha_n$  ou  $\alpha_p$  comme le nombre de paires électrons-trous créées par le porteur initial par unité de longueur parcourue dans la direction  $x$  du champ électrique. Le porteur initial considéré crée un nombre de porteurs secondaires égal à  $N_s$  ou  $P_s$  (respectivement pour électrons et trous) fonction du taux d'ionisation, suivant la relation :

$$N_s = \int_0^W \alpha_n(E) dx \quad \text{ou} \quad P_s = \int_0^W \alpha_p(E) dx$$

où  $W$  représente la distance de parcours sur laquelle il y a présence du phénomène d'ionisation.

Le courant initial  $I_0$ , dit courant d'obscurité, produit un courant  $N_s \times I_0$ , qui à son tour produit un courant  $I_0 \times N_s^2$  et ainsi de suite. Le courant  $I$  total est donc :

$$I = I_0 (1 + N_s + N_s^2 + \dots) = \frac{I_0}{1 - N_s} = M I_0$$

où  $M$  est appelé facteur de multiplication.

La condition d'avalanche est obtenue quand le courant  $I$  devient en théorie infini, c'est-à-dire quand  $M \rightarrow \infty$ .

soit : 
$$\frac{1}{1 - N_s} \rightarrow \infty$$

c'est-à-dire  $N_s = 1$  (ou  $P_s = 1$ ).

La condition d'avalanche s'écrit donc :  $\int_0^W \alpha_n(E) dx = 1$

## I.2. LE CLAQUAGE PAR EFFET TUNNEL

Lorsque la configuration de la structure de bande présente d'importantes variations sur une faible distance (figure 1), un électron ne peut passer d'un milieu à un autre qu'en augmentant considérablement son énergie afin de rester en bande de conduction (parcours n° 1).

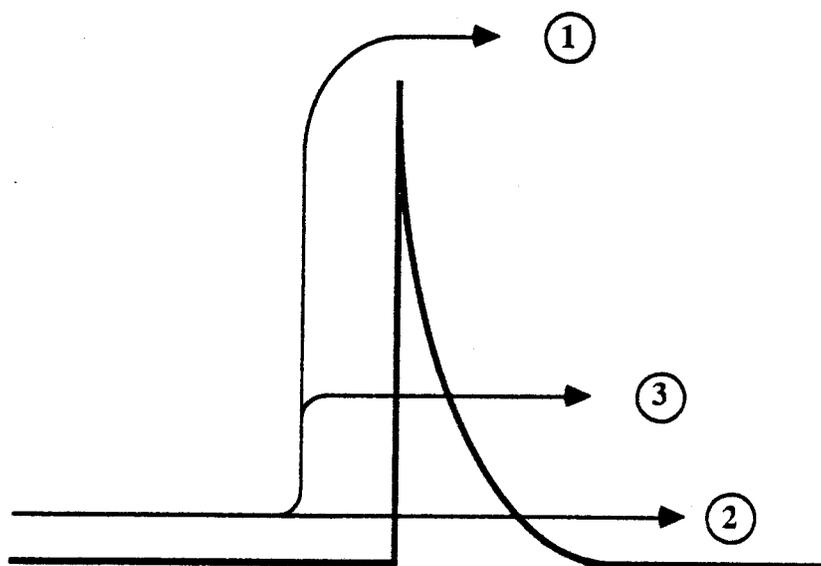
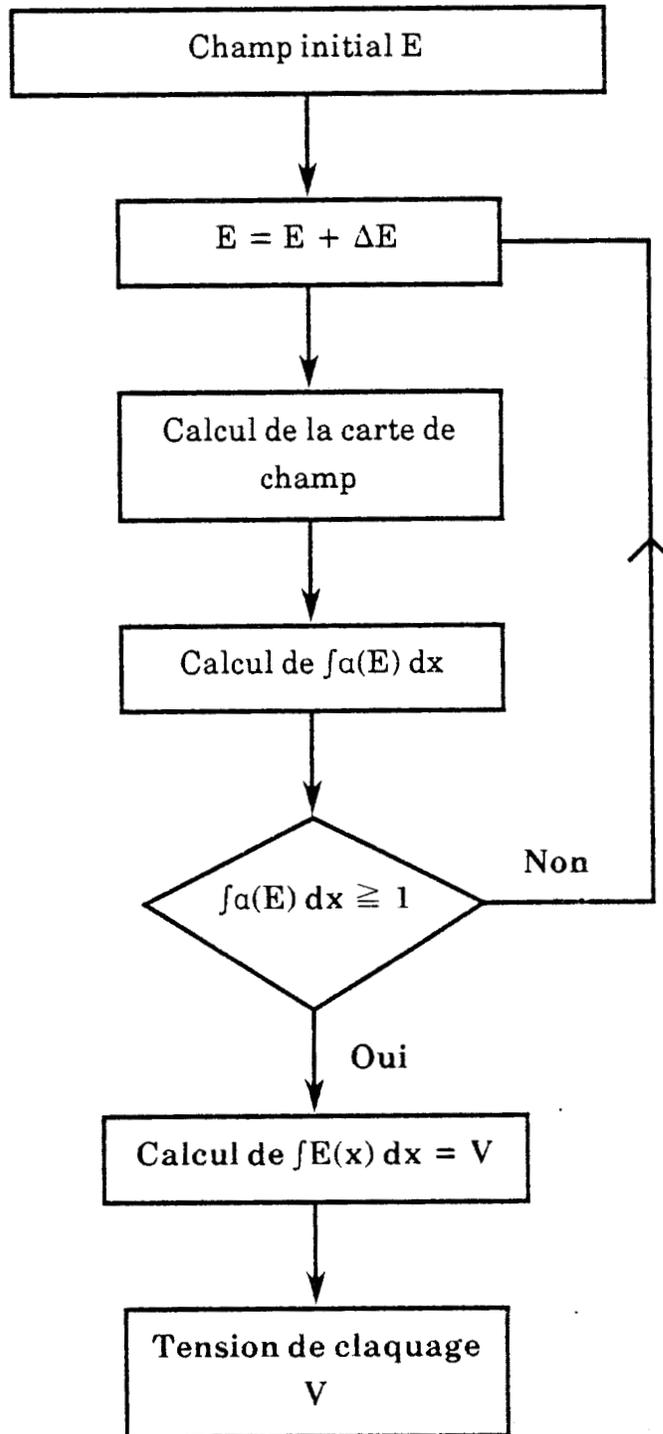


Figure 1

Cependant, lorsque le champ électrique dans la structure est élevé, l'électron a la possibilité de passer à travers la barrière de potentiel pour rejoindre le second milieu (parcours n° 2), c'est-à-dire qu'il occupe momentanément un état de la bande interdite. Ce passage de l'électron sous la bande de conduction est l'effet tunnel.

L'électron possède une autre possibilité de passage, intermédiaire des deux possibilités précédentes, qui allie à une augmentation préalable de son énergie, le franchissement de la barrière de potentiel lorsqu'elle est moins importante (parcours n° 3). C'est l'effet tunnel assisté thermiquement. Les travaux les plus marquants sur cet effet sont dus à PADOVANI et STRATTON [3], travaux repris au laboratoire par F. TEMCAMANI pour modéliser le claquage par effet tunnel dans le TEGFET [4].



## II. LA MODELISATION DU CLAQUAGE PAR AVALANCHE

La première idée qui vient à l'esprit pour étudier le claquage d'un FET est de voir si une simple approche unidimensionnelle, perpendiculairement à la grille, ne permet pas d'expliquer l'essentiel des phénomènes observés expérimentalement.

### II.1. LA MODELISATION UNIDIMENSIONNELLE ET SES LIMITES

#### II.1.1. LE PRINCIPE DU PROGRAMME

A partir d'un potentiel  $V_0$  fixé, la résolution de l'équation de Poisson à une dimension permet de retrouver la carte de champ électrique. Il est alors possible de calculer l'intégrale du coefficient d'ionisation et de tester si l'on a ou non la condition d'avalanche.

L'algorithme de ce programme est donné ci-contre .

#### II.1.2. LES LIMITES DE LA MODELISATION

Les résultats obtenus montrent la très importante dépendance de la tension de claquage vis à vis de la profondeur de buffer prise en compte. Avec une structure constituée successivement d'une couche de 200 Å d'AlGaAs non dopé, d'une couche de 200 Å de GaAs dopé à  $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et d'un buffer GaAs non dopé, la tension obtenue varie de 17 à 37 volts lorsque la profondeur de buffer passe de 0,4 à 1,2  $\mu\text{m}$ . L'explication vient de la forme de la zone désertée qui devrait s'étendre bien au delà de l'extrémité du buffer si l'on respectait la loi de Schockley (figure 2).

La figure 3 montre que l'on obtiendrait aussi une dépendance quasi linéaire de la tension de claquage en fonction de la profondeur du buffer.

Cette manière de considérer le phénomène de claquage présente deux inconvénients majeurs : le premier est d'autoriser des tensions de claquage très élevées non observées dans la réalité, le deuxième d'être trop sommaire en accordant une importance démesurée à l'effet de buffer alors que d'autres

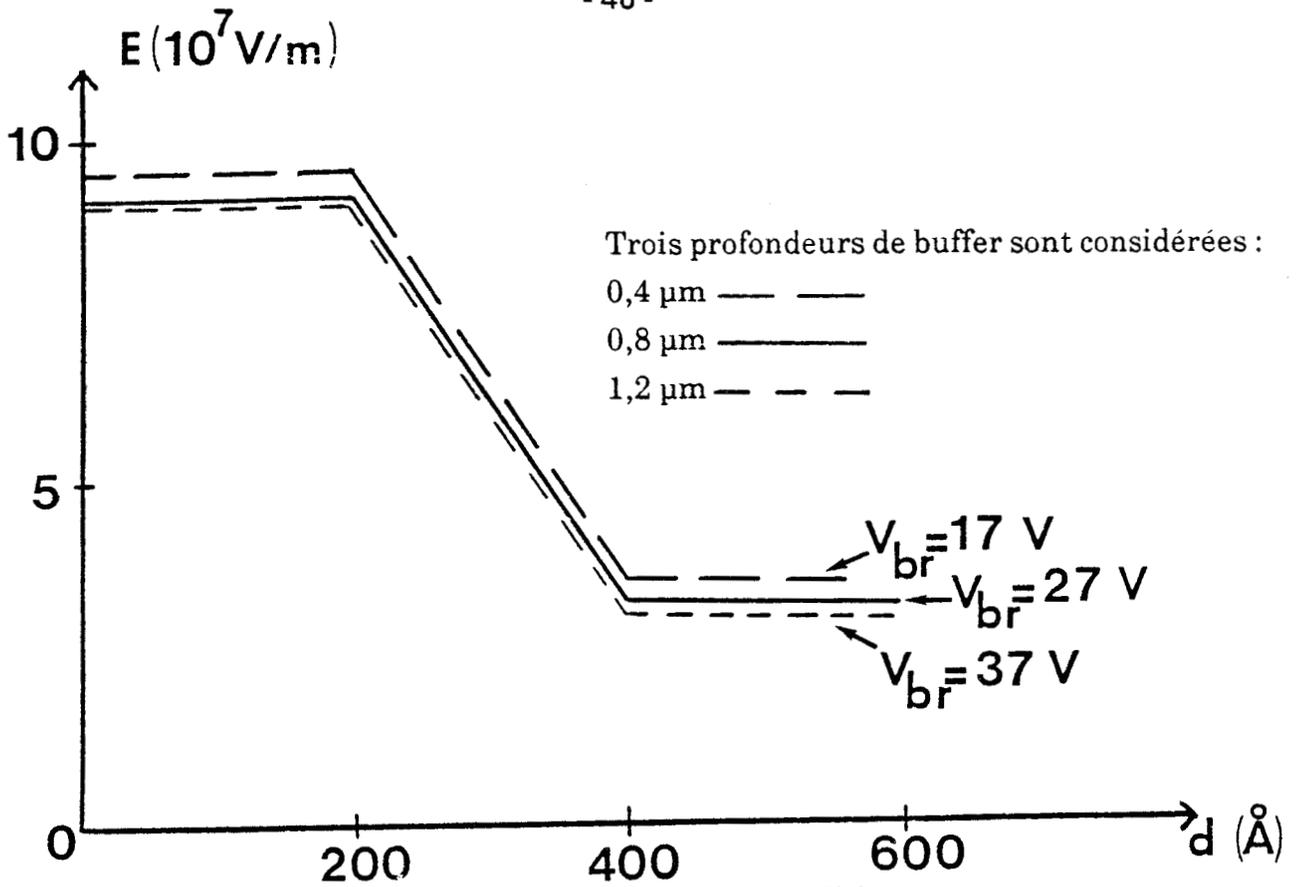


Figure 2 : La variation du champ électrique en fonction de la profondeur de la structure montre que le champ électrique ne peut s'annuler. L'abscisse 0 représente le plan d'interface grille-AlGaAs.

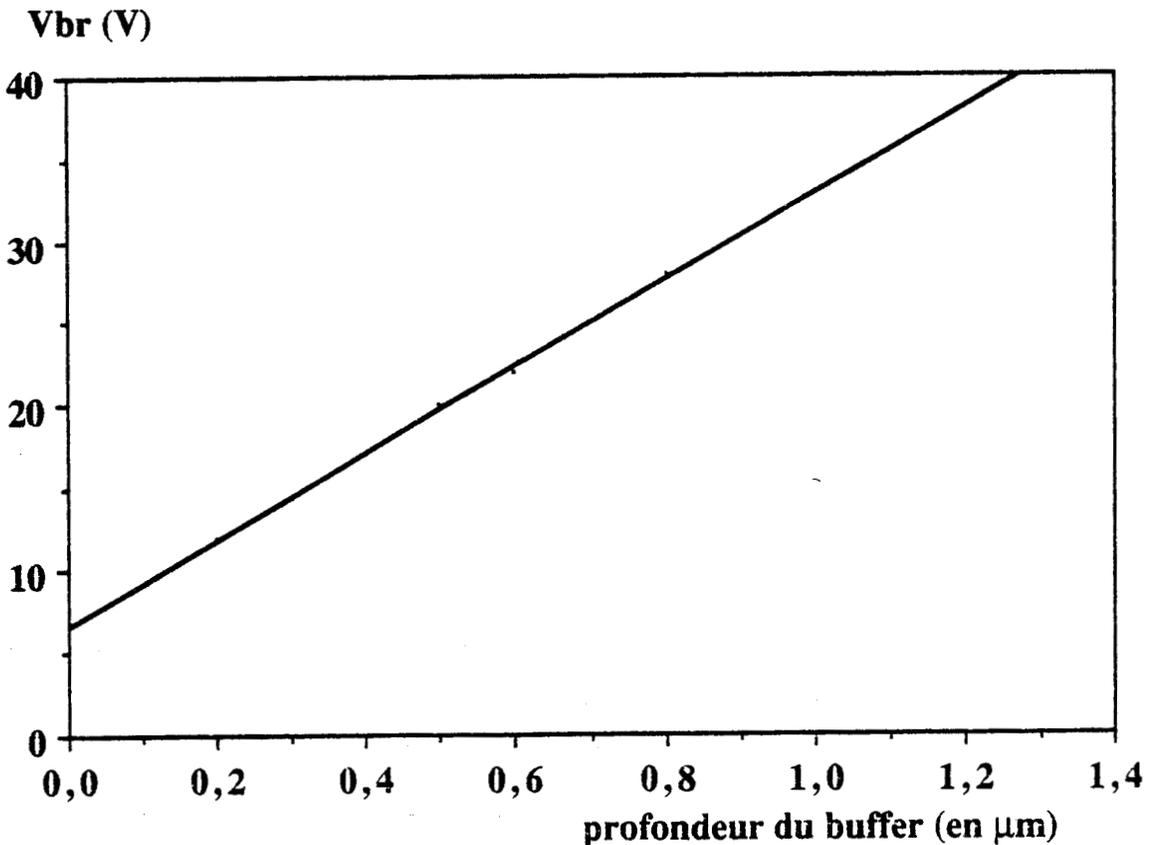


Figure 3 : Evolution de la tension de claquage en fonction de la profondeur du buffer.

paramètres technologiques semblent devoir être pris en compte. Il apparaît donc indispensable d'utiliser une modélisation beaucoup plus complète à deux dimensions, pour pouvoir étudier les influences de tous les paramètres technologiques et géométriques et optimiser une structure D.M.T.

## II.2. LA MODELISATION BIDIMENSIONNELLE

### II.2.1. LE PRINCIPE DU PROGRAMME ET LES EQUATIONS DE BASE (pour plus de clarté, le détail des calculs est donné en annexe)

La finalité du programme est de pouvoir calculer l'intégrale du coefficient d'ionisation le long d'une quelconque ligne de champ de la structure. Pour cela, il est nécessaire de connaître le potentiel en tout point de celle-ci. Le calcul repose donc sur la résolution de l'équation de Poisson dans la structure en configuration diode inverse (c'est-à-dire sans courant). Le système d'équations s'écrit :

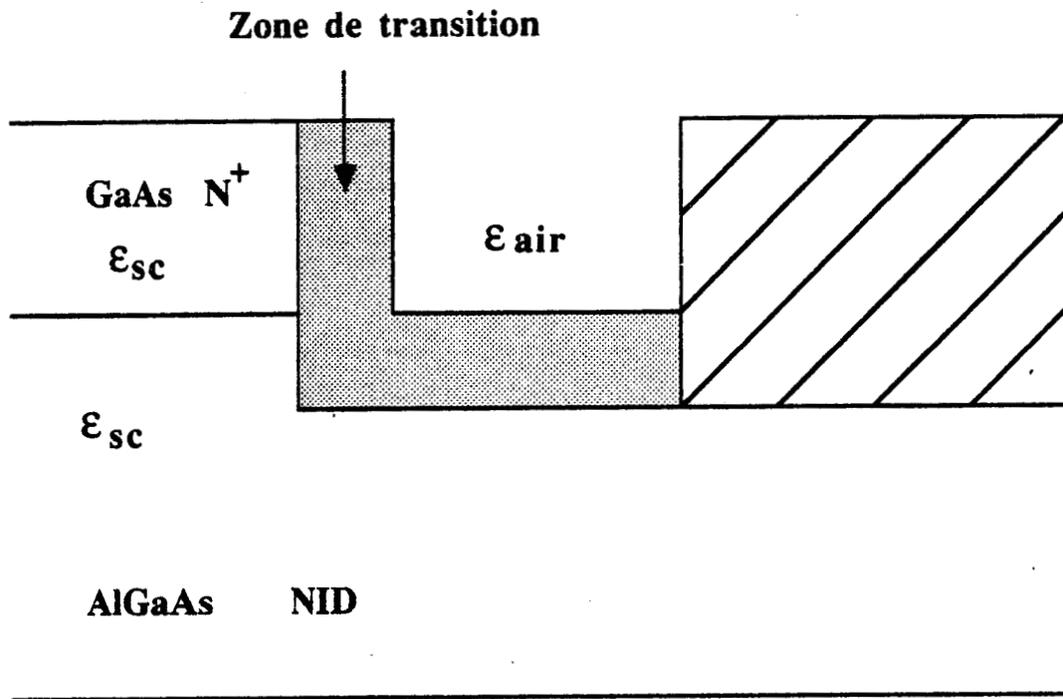
$$\begin{cases} \operatorname{div} \vec{D} = \operatorname{div} \epsilon \vec{E} = \rho & \textcircled{1} \\ \nabla = q n \mu_m \vec{\operatorname{grad}} V + q D_m \vec{\operatorname{grad}} m = 0. & \textcircled{2} \end{cases}$$

Pour simplifier cette résolution, on se place dans l'hypothèse d'une configuration de polarisation où source et drain sont supposés au même potentiel, ce qui permet de considérer que la structure est symétrique par rapport au milieu de grille, et de ne considérer que la moitié du dispositif. Cette hypothèse, bien que ne correspondant pas à la réalité de la polarisation en transistor, est toutefois suffisamment raisonnable pour prévoir en première approximation, le comportement de l'espace grille-drain où a lieu le claquage.

### CAS DU SEMICONDUCTEUR

Dans le semiconducteur,  $\epsilon$  est constant, les équations à deux dimensions  $\textcircled{1}$  et  $\textcircled{2}$  s'écrivent

$$\frac{\partial^2 V(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V(x, y)}{\partial y^2} = -\rho/\epsilon \quad \textcircled{3}$$



**Figure 4 :** Description de la zone de transition entre l'air et le semiconducteur pour lever la discontinuité des permittivités diélectriques.

$$n(x, y) = N_d \exp \frac{qV(x, y)}{kT} \quad (4)$$

où  $V(x, y)$  représente le potentiel au point de coordonnées  $(x, y)$  et  $N_d$  représente le dopage du canal.

La combinaison des équations (3) et (4) conduit à l'unique équation :

$$\frac{\partial^2 V(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V(x, y)}{\partial y^2} = - \frac{q N_d}{\epsilon} \left( \frac{N(x, y)}{N_d} - \exp \frac{qV(x, y)}{kT} \right) \quad (5)$$

où  $N(x, y)$  représente le dopage de la zone considérée.

### CAS D'UNE ZONE ISOLANTE

La juxtaposition de deux zones à constante diélectrique différente (air et semiconducteur) demande une transition pour la valeur de  $\epsilon$ , afin d'éviter les problèmes de discontinuité. Cette zone transitoire sera considérée comme isolante (air) comme le montre la figure 4. Dans cette zone, l'équation (5) s'écrit :

$$\frac{\partial^2 V(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V(x, y)}{\partial y^2} = - \frac{q N_{di}}{\epsilon(x, y)} - \frac{1}{\epsilon(x, y)} \left\{ \frac{\partial \epsilon(x, y)}{\partial x} \frac{\partial V(x, y)}{\partial x} + \frac{\partial \epsilon(x, y)}{\partial y} \frac{\partial V(x, y)}{\partial y} \right\} \quad (6)$$

où  $N_{di}$  représente le dopage équivalent pour la zone isolante et est pris égal à une valeur arbitraire mais très faible.

### II.2.2. NORMALISATION DES EQUATIONS

Dans le semiconducteur, l'équation (6) devient :

$$\frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial y^2} = 2 \left( \alpha(x, y) - \exp(\phi(x, y) \cdot v_0) \right) \quad (7)$$

en posant :  $\phi(x, y) = \frac{q}{kT} V(x, y)$ ,  $V_0$  étant le potentiel appliqué sur la grille.

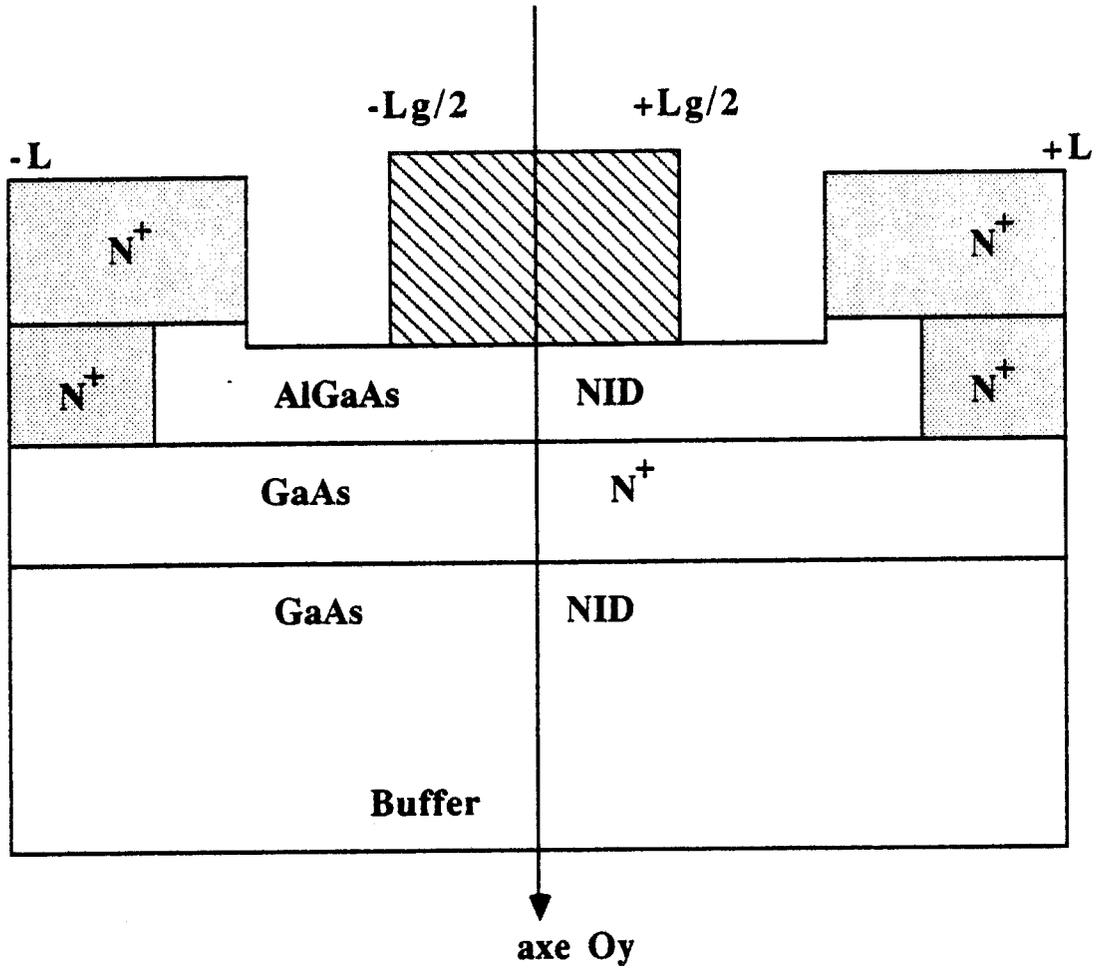


Figure 5 : Localisation des éléments définissant les conditions aux limites.

$$X = \frac{x}{\lambda_d \times R}$$

$$\alpha(x, y) = \frac{N(x, y)}{N_d}$$

$$Y = \frac{y}{\lambda_d \times R}$$

$$R^2 = -2 V_0$$

avec  $\lambda_d = \sqrt{\frac{\epsilon \hbar T}{q^2 N_d}}$  = longueur de Debye.

Dans l'isolant, l'équation ⑥ devient :

$$\frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial y^2} = 2\beta(x, y) - \frac{1}{\epsilon} \left\{ \frac{\partial \epsilon(x, y)}{\partial x} \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} + \frac{\partial \epsilon(x, y)}{\partial y} \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial y} \right\} \quad \text{⑧}$$

en utilisant les mêmes notations et en posant :

$$\beta(x, y) = \frac{N_{di} \epsilon}{N_d \epsilon(x, y)}$$

où  $\epsilon$  est la constante diélectrique du semiconducteur  
 $\epsilon(x, y)$  est la constante diélectrique locale.

### II.2.3. LES CONDITIONS AUX LIMITES

Nous utilisons, pour satisfaire les lois physiques, les conditions aux limites suivantes (figure 5).

\* le champ électrique  $dV/dx$  est nul juste sous la grille, ce qui signifie que les équipotentielles sont parallèles au plan inférieur de la grille juste sous celle-ci. Pour des raisons de symétrie, ce champ est également nul sur l'axe  $Oy$ .

\* le champ électrique  $dV/dy$  est nul sur l'axe  $Ox$ , ce qui signifie que les équipotentielles arrivent verticalement à l'interface dispositif-milieu extérieur (hypothèse d'un contraste  $\epsilon$  important).

\* le potentiel est nul aux points de coordonnées  $x = \pm L, y = 0$  puisque la tension est appliquée entre grille-source, avec la source comme référence.

## II.2.4. DISCRETISATION ET ALGORITHME DE CONVERGENCE

La résolution de ces équations aux dérivés partielles se fait par la méthode des différences finies. Discrétisées, les équations (6) et (7) s'écrivent, respectivement :

$$\begin{aligned} \phi(i,j) = & h_i h_{i-1} \times k_j k_{j-1} \left\{ \frac{k_j k_{j-1}}{h_i + h_{i-1}} (h_{i-1} \phi(i+1,j) - h_i \phi(i-1,j)) \right. \\ & + \frac{h_i h_{i-1}}{k_j + k_{j-1}} (k_{j-1} \phi(i,j+1) - k_j \phi(i,j-1)) \\ & \left. - \alpha(i,j) + \exp \phi(i,j) \phi_0 \right\} \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} \phi(i,j) = a_p \left\{ b_1 (h_{i-1} \phi(i+1,j) - h_i \phi(i-1,j)) + b_2 (k_{j-1} \phi(i,j+1) - k_j \phi(i,j-1)) \right. \\ + b_1 \left( (\varepsilon(i+1,j) - \varepsilon(i-1,j)) (\phi(i+1,j) - \phi(i-1,j)) \right) \times \frac{h_i h_{i-1}}{2(h_i + h_{i-1}) \times \varepsilon(i,j)} \\ + b_2 \left( (\varepsilon(i,j+1) - \varepsilon(i,j-1)) (\phi(i,j+1) - \phi(i,j-1)) \right) \times \frac{k_j k_{j-1}}{2(k_j + k_{j-1}) \times \varepsilon(i,j)} \\ \left. - c_1 \beta(i,j) \right\} \end{aligned}$$

en posant

$$a_p = \frac{1}{h_i h_{i-1} + k_j k_{j-1}}$$

$$b_2 = \frac{h_i h_{i-1}}{k_j + k_{j-1}}$$

$$b_1 = \frac{k_j k_{j-1}}{h_i + h_{i-1}}$$

$$c_1 = h_i h_{i-1} \times k_j k_{j-1}$$

L'équation ⑨, transcendante se résout par une méthode du type Newton-Raphson ; l'algorithme général de convergence est assuré par une méthode de surrelaxation [5], [6].

### II.2.5. MAILLAGE DE LA STRUCTURE

Pour rester physiquement cohérent, le pas utilisé pour le calcul doit être faible devant la longueur de Debye locale  $\lambda_d$ . Pour un dopage de  $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\lambda_d = 29 \text{ \AA}$  dans le GaAs, le pas de calcul ne doit donc pas excéder  $10 \text{ \AA}$ . Dans le buffer, un tel pas ne peut pas être utilisé car le nombre de points deviendrait prohibitif. Ceci suppose donc des longueurs de pas spatiaux très différents selon les zones. De plus, il faut ménager des zones de transition entre les pas utilisés pour ne pas passer abruptement d'un pas  $\lambda_d/5$  à un autre de  $10 \lambda_d$ . Il s'agit donc de garder un nombre de points suffisant pour décrire convenablement la structure sans pénaliser le temps calcul.

### II.2.6. LE PRINCIPE DE CALCUL DES LIGNES DE CHAMP

Chaque point de calcul sous la grille et sur le côté de grille définit le départ d'une ligne de champ électrique, et toutes les lignes de champ aboutissent perpendiculairement à la surface de la grille, conformément aux conditions aux limites énoncées au II.2.3. Pour simplifier le calcul du champ, un nouveau maillage uniforme a été utilisé dans toute la structure, avec un pas horizontal  $h$  et un pas vertical  $k$ .

Soit  $(i_1, k_1)$  le point de départ d'une ligne de champ sous la grille (figure 6), le champ en ce point ne comporte qu'une composante verticale de valeur

$$E_j(i_1, k_1) = \frac{\phi(i_1, k_1) - \phi(i_1, k_1 + 1)}{k}$$

Au point suivant, le champ possède deux composantes définies par :

$$E_j(i_1, k_1 + 1) = \frac{\phi(i_1, k_1) - \phi(i_1, k_1 + 2)}{2k}$$

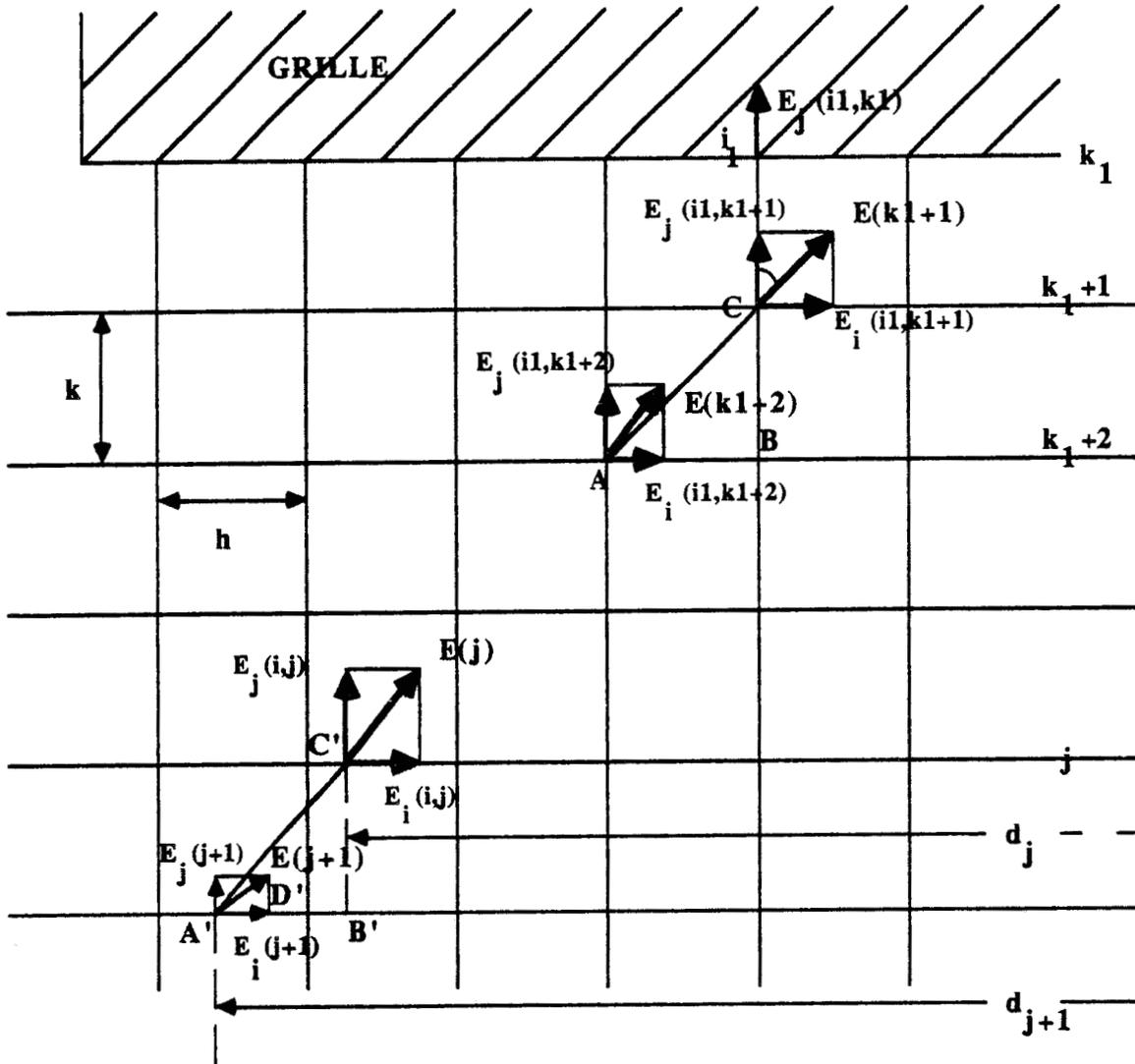


Figure 6: Principe de détermination des lignes de champ électrique.

$$E_i(i_1, k_1+1) = \frac{\phi(i_1-1, k_1) - \phi(i_1+1, k_1)}{2h}$$

Pour déterminer le champ  $E(k_1+2)$  au point suivant, on suppose que le point est situé à l'intersection de la droite  $j = k_1+2$  et de la droite passant par le point précédent  $(i_1, k_1+1)$ , et ayant pour coefficient directeur le champ en ce point.

Les composantes du champ au point A se trouvent par interpolation linéaire :

$$E_j(k_1+2) = E_j(i_1, k_1+2) + AB \frac{E_j(i_1+1, k_1+2) - E_j(i_1, k_1+2)}{h}$$

$$E_i(k_1+2) = E_i(i_1, k_1+2) + AB \frac{E_i(i_1+1, k_1+2) - E_i(i_1, k_1+2)}{h}$$

Ce procédé est généralisé. Supposons connus les champs  $E_i$  et  $E_j$  sur l'horizontale  $j$  au point  $C'$ , ainsi que la distance  $d_j$  (distance de  $C'$  par rapport à l'axe de symétrie vertical). Le point  $A'$  suivant est connu par la relation  $A'B' = k.E_i/E_j$  donc  $d_{j+1} = d_j + A'B'$ . Cette quantité  $d_{j+1}$  peut également s'écrire sous la forme  $d_{j+1} = A'D' + I \cdot h$  où  $D'$  a pour coordonnées  $(I, j+1)$ . Par interpolation, on peut donc écrire, pour la ligne  $j+1$  :

$$E_{j+1}(j+1) = E_j(i, j+1) + \frac{A'D'}{h} (E_j(i+1, j+1) - E_j(i+1, j))$$

$$E_{i+1}(j+1) = E_i(x, j+1) + \frac{A'D'}{h} (E_i(x+1, j+1) - E_i(x+1, j))$$

A cette étape du calcul, la distance  $A'C'$  est également calculée, puisqu'elle représente l'abscisse curviligne de la ligne de champ et sert au calcul de l'intégrale d'ionisation. Cette distance est donnée par :

$$A'C' = h \sqrt{1 + \left(\frac{E_i}{E_j}\right)^2}$$

Lorsque la ligne de champ s'incurve de façon trop importante, la quantité A'C' devient grande, et pour éviter une erreur trop importante sur la position de A', la progression du calcul se fait par intersection avec les lignes verticales et non plus horizontales. Cette limite est fixée lorsque A'B' > h, c'est-à-dire pour la condition  $\Theta > 45^\circ$ .

Le procédé décrit permet de calculer n'importe quelle ligne de champ.

## II.2.7. LA CONDITION DE CLAQUAGE PAR AVALANCHE

Comme exposé au paragraphe I.1, la condition de claquage par avalanche est obtenue lorsque l'intégrale du coefficient d'ionisation le long d'une ligne de champ vaut l'unité.

Comme taux d'ionisation dans le GaAs, nous utilisons les résultats les plus récents de BULMAN [7], en considérant le seul taux d'ionisation des électrons :

$$\alpha_m = 1,899 \cdot 10^7 \exp \left[ \left( -5,75 \cdot 10^7 / E \right)^{1,82} \right] \text{ m}^{-1}$$

D'autres auteurs [8] ont repris des travaux plus anciens de BULMAN [9], en moyennant les valeurs des taux d'ionisation des électrons et des trous. HALKIAS [1] a utilisé les résultats de J. PRIBETICH [10] dans un calcul similaire au nôtre. L'influence sur la valeur théorique de la tension de claquage de l'utilisation de tel ou tel taux d'ionisation sera étudiée au paragraphe III.3.

Pour l'AlGaAs, les données sont peu nombreuses, ce qui rend difficile la formulation rigoureuse du taux d'ionisation dans ce matériau. Nous disposons des travaux de SCHABDE [11], mais ses résultats sont discutables à champs élevés, et ne sont pas donnés pour  $x > 0,25$ . Récemment, D. LIPPENS [12] a étudié l'ionisation dans l'AlGaAs à partir de simulation de type Monte-Carlo, pour  $x = 0,25$  et  $x = 0,45$ .

Lorsqu'il n'est pas précisé, le taux d'ionisation correspond à un  $x$  de 0,3 et nous discuterons au paragraphe III-3 de ces différents taux ainsi que de l'influence du pourcentage d'aluminium.

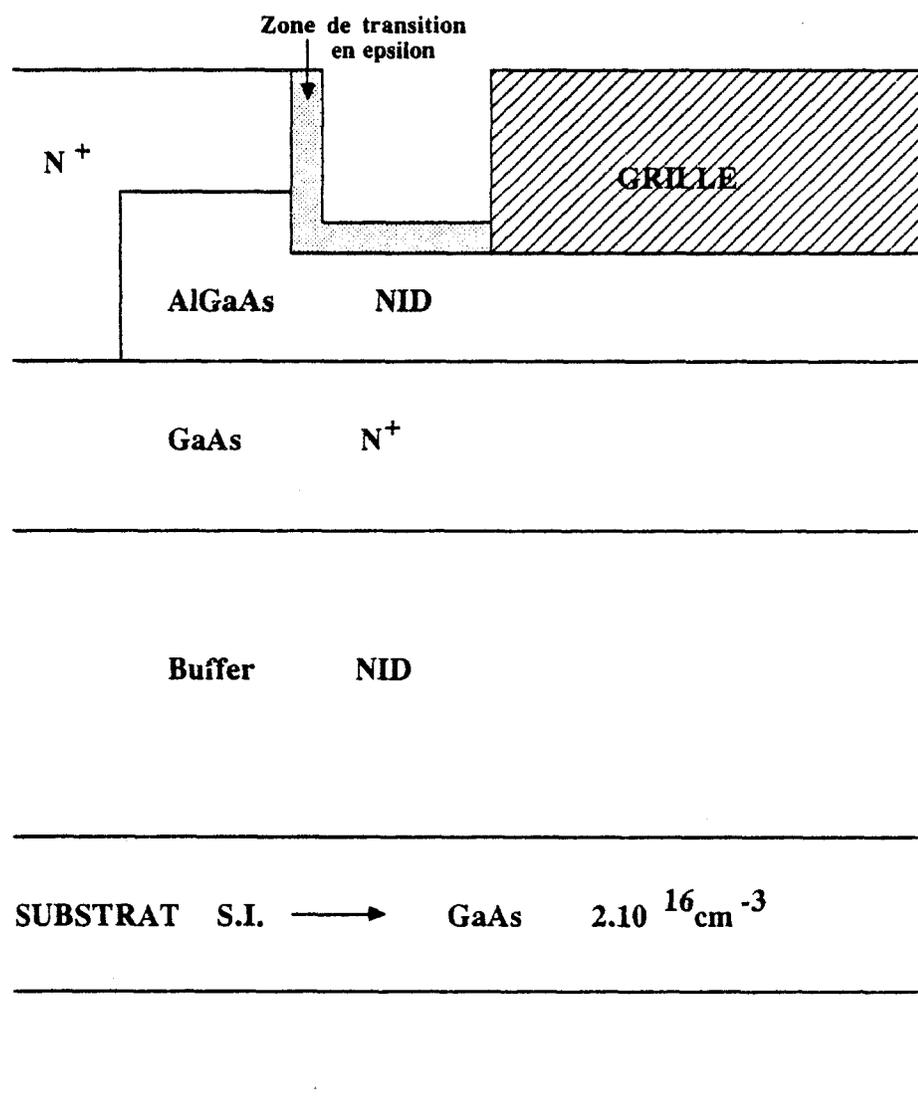


Figure 7 : Descriptif de la structure simulée.

## II.2.8. PROBLEME DE L'EXTENSION DE LA ZONE DESERTEE DANS LE BUFFER

Pour des composants standards, le buffer a une épaisseur de 0,8  $\mu\text{m}$ , ce qui donne comme tension de désertion totale, si l'on considère la loi de Schockley  $V_p = -3,4 \text{ V}$  pour 200 Å de couche active dopée à  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et 200 Å de couche N.I.D.

Les tensions utilisées dans le programme étant supérieures à cette tension de pincement, tout le composant est déserté de porteurs, ce qui rend plus difficile la résolution des équations. Le temps de calcul pour satisfaire la précision requise devient prohibitif, puisque la convergence est lente. Cependant, une étude en fonction de l'épaisseur de buffer utilisée a montré que ce paramètre n'a pratiquement pas d'influence sur la tension de claquage finale, même s'il modifie un peu les potentiels dans la structure.

Mais, pour réduire le temps de calcul, nous avons introduit sous le buffer, une zone dopée pour permettre au champ électrique de s'annuler. Cette disposition qui n'a aucune réalité physique dans les composants réalisés est un pur artifice d'accélération du calcul sans conséquence importante sur le résultat numérique de la tension de claquage. Effectivement, la convergence devient plus rapide par une meilleure stabilité des constantes de convergence, et l'exploitation des résultats plus aisée.

Finalement, la structure simulée est représentée sur la figure 7 avec un pas variable selon les zones ainsi que des zones de transitions entre l'air et le semiconducteur. Ce programme permet donc, dans un premier temps d'étudier les potentiels et champs dans une structure typique D.M.T., puis dans un second temps d'étudier l'influence des paramètres technologiques et géométriques sur la valeur de la tension de claquage. Une comparaison théorie-expérience et DMT- autres structures (MISFET, MESFET, HEMT) complète l'étude.

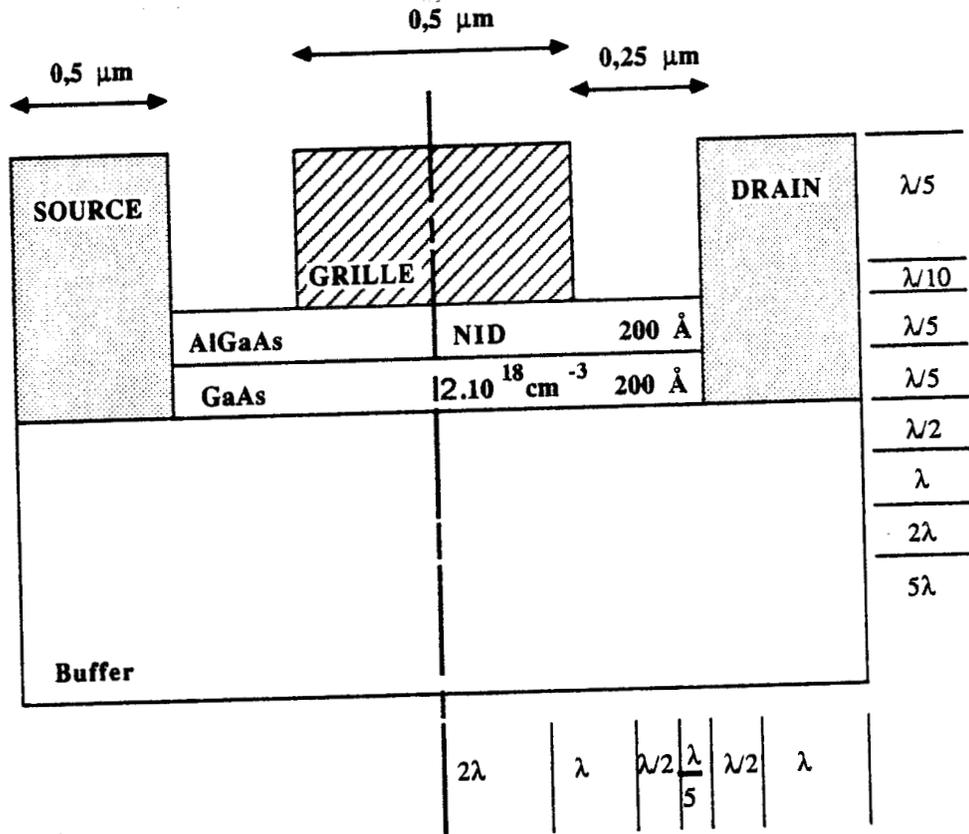


Figure 8 : Exemple typique de structure de DMT simulée.

### III. RESULTATS PRINCIPAUX ET COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE

#### III.1. UN RESULTAT TYPIQUE

La structure simulée est représentée sur la figure 8, où l'on a également reporté le pas utilisé dans chaque zone ainsi que les dimensions. Le nombre de points pour la structure est de 190 x 137, la convergence pour une tension grille  $V_G$  est obtenue après 40 minutes de temps calcul sur un DPS8.

##### III.1.1. ETUDE DES POTENTIELS

La figure 9 représente les équipotentiels pour une tension grille de -11 volts. Les principaux enseignements sont :

- les équipotentiels s'étendent très loin dans le buffer, ce qui justifie une étude soigneuse des phénomènes qui s'y passent ;

- les équipotentiels sont très rapprochés du plan vertical de grille dans la partie "air" de la structure, ce qui implique donc des champs électriques très élevés dans cette zone.

- sur le coin de grille, les équipotentiels sont très serrés, amenant également des champs électriques importants. On doit noter qu'il ne s'agit que d'une définition théorique du coin de grille, ne correspondant pas forcément aux réalités physiques. Des études complémentaires de coin de grille en forme arrondie n'ont guère modifié les conclusions obtenues avec cette définition idéalisée du coin de grille, ni pour la compréhension du claquage, ni sur son lieu de déclenchement.

##### III.1.2. ETUDE DES CHAMPS DANS LA STRUCTURE

Sur la figure 10 sont représentées les lignes de champ les plus significatives de la structure :

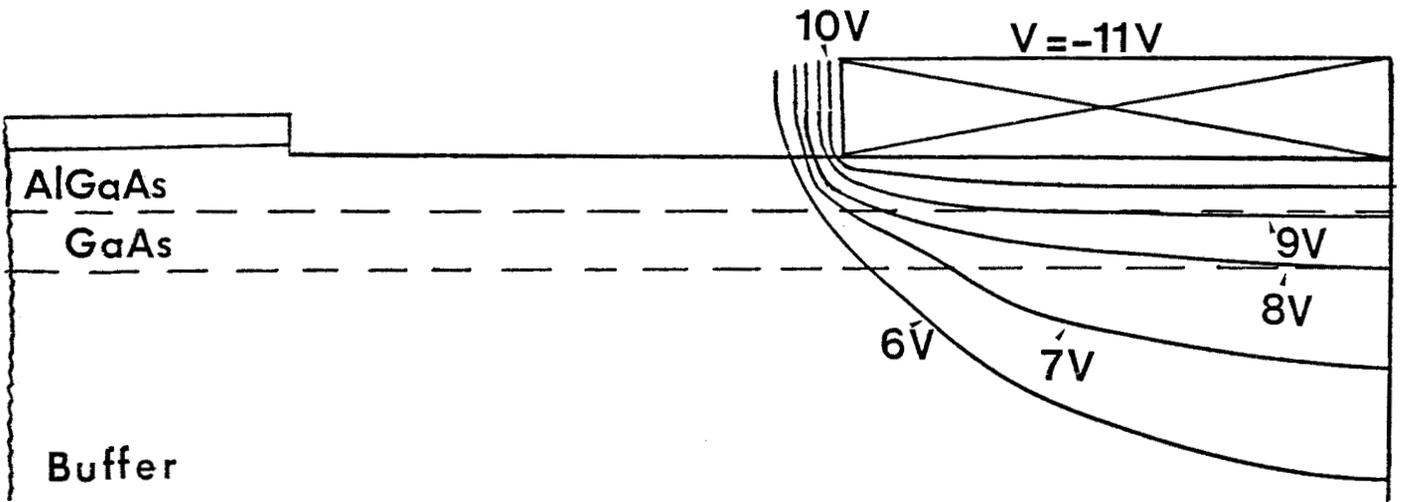


Figure 9 : Représentation des équipotentiellles dans la structure décrite figure 8.

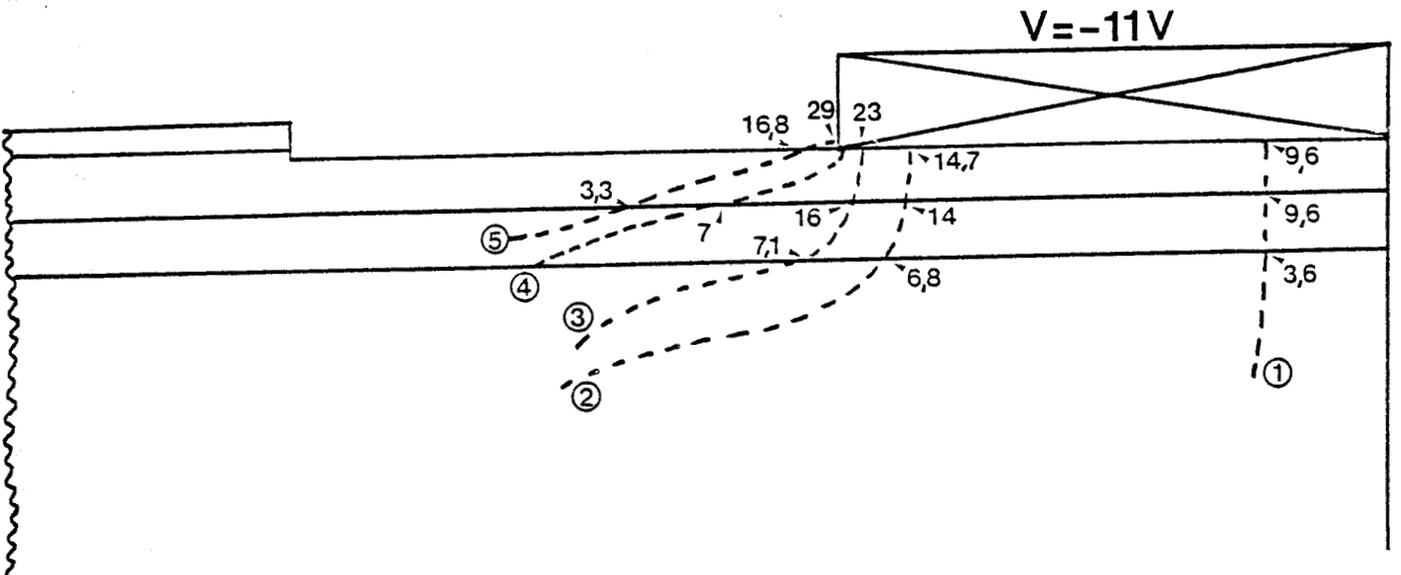


Figure 10 : Représentation des lignes de champ les plus significatives dans la structure représentée figure 8. Les valeurs indiquées représentent le champ en  $10^7$  V/m.

Valeur de l'intégrale du coefficient d'ionisation.

- ①  $\int \alpha(\mathbf{E}) dS = 0,4$
- ②  $\int \alpha(\mathbf{E}) dS = 0,96$
- ③  $\int \alpha(\mathbf{E}) dS = 1,05$
- ④  $\int \alpha(\mathbf{E}) dS = 0,92$
- ⑤  $\int \alpha(\mathbf{E}) dS = 0,64$

- la ligne de champ sous le milieu de la grille (cas quasi unidimensionnel)

- trois lignes de champ sous la grille, près du coin de celle-ci

- une ligne de champ sur le côté de la grille.

Un comportement de type unidimensionnel se retrouve près de l'axe de symétrie (ligne de champ ①), mais lorsque l'on se rapproche du coin de grille, les effets bidimensionnels sont prépondérants. Les champs au contact de la grille atteignent en cet endroit des valeurs très élevées et les lignes de champ s'incurvent, et de ce fait présentent des longueurs beaucoup plus importantes que vers le milieu de la grille. C'est donc cette zone de coin de grille qui apparaît comme le lieu privilégié du claquage du composant. Cependant, l'intégrale du coefficient d'ionisation (notée  $\int_{ads}$ ) est plus élevée pour la ligne de champ ③ que pour la ligne ④, ce qui montre que le claquage a lieu juste avant la singularité du coin de grille.

On constate que ce claquage ne peut pas se produire sur le côté de la grille car la ligne ③, bien qu'ayant un champ initial de  $29.10^7$  V/m comporte une partie dans l'air où l'ionisation est neutralisée. De ce fait, sur cette ligne particulière, le calcul de  $\int_{ads}$  ne commence que lorsque le champ est retombé à  $16,8.10^7$  V/m.

Pour compléter l'analyse des résultats, nous représentons figure 11 l'évolution du champ le long de quatre des cinq lignes étudiées ci-dessus, l'abscisse utilisée est alors une abscisse curviligne. La courbe ① représente le cas unidimensionnel, où l'on retrouve sur chaque segment de droite l'équation de Poisson :

$$\text{Poisson : } \frac{\Delta E}{\Delta x} = \frac{q N(x)}{\epsilon}$$

c'est-à-dire :

- pente très faible lorsque les dopages sont faibles (AlGaAs N.I.D. ou buffer).

- pente importante dans la couche active.

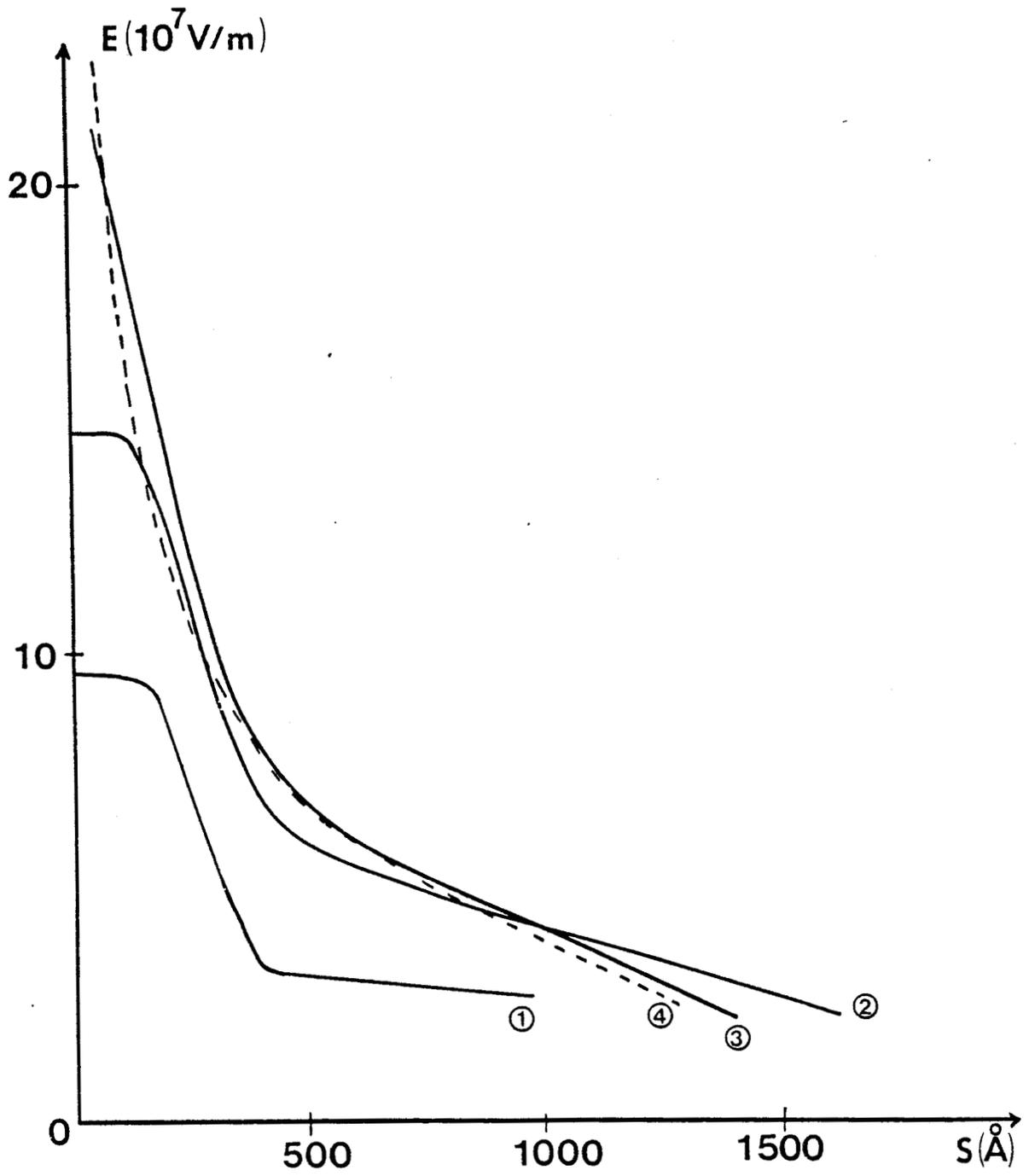


Figure 11 : Variation du champ électrique le long d'une ligne de champ pour les lignes représentées figure 10.

Sur les autres lignes de champ, cet effet unidimensionnel s'estompe, la forme des courbes s'incurve et les valeurs maximales des champs augmentent, conformément aux constatations faites ci-dessus. La valeur de  $f_{ads}$  pour les lignes de champ ③ et ④ est peu différente, bien que le champ soit plus élevé dans le second cas. L'explication est donnée par la figure 12 où l'on a représenté la valeur du coefficient d'ionisation en fonction du champ :  $\alpha(E)$ . On se rend compte qu'au delà d'un champ de  $20 \cdot 10^7$  V/m, la courbe d'ionisation se sature, n'entraînant alors qu'une faible augmentation de  $f_{ads}$ .

Signalons également que cette courbe justifie le fait que nous arrêtons le calcul de  $f_{ads}$  lorsque le champ atteint 2 à  $3 \cdot 10^7$  V/m, puisque la valeur de  $\alpha(E)$  devient très faible, et n'influe pas sur le résultat final.

### III.2. INFLUENCE DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES ET GEOMETRIQUES SUR LA TENSION DE CLAQUAGE THEORIQUE

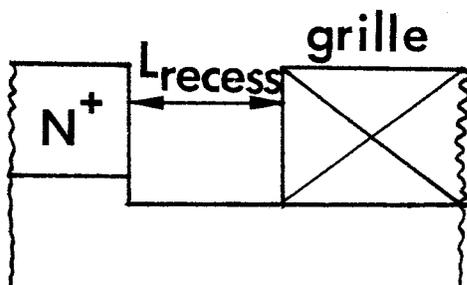
#### III.2.1. LONGUEUR DE GRILLE ET LARGEUR DU RECESS

La variation de la longueur de grille est étudiée dans deux cas :

- soit la grille a une longueur infinie et l'on ne retrouve que les effets unidimensionnels, mais l'on est loin des réalités technologiques ;

- soit la grille a une longueur finie, et les effets bidimensionnels interviennent de la même manière et comme il a été montré précédemment, entraînent le claquage toujours à proximité du coin de grille.

Par contre, on peut supposer un espace source-drain constant dans lequel une grille de longueur variable est déposée, ce qui revient à étudier l'influence de la distance cap layer-grille, appelée largeur du recess.



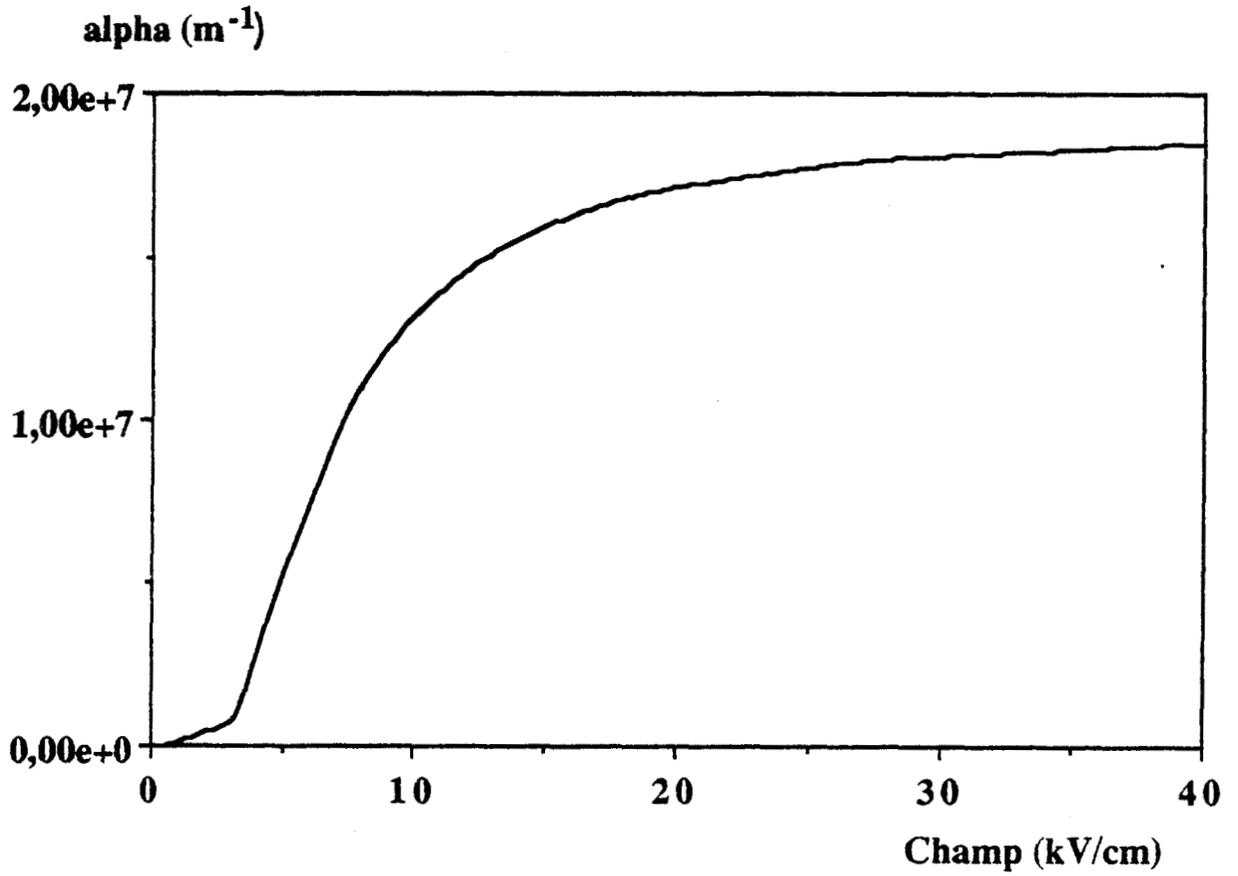


Figure 12: Variation du coefficient d'ionisation en fonction du champ électrique.

La structure dont nous donnons les résultats détaillés est la même que celle présentée figure 8, avec une largeur de recess de 180 Å, cette distance tenant compte d'une zone d'air utilisée pour la transition de permittivité. Une largeur inférieure à 180 Å signifierait que la grille et la source sont quasiment jointives, donc une structure court-circuitée. Les lignes de champ ne sont représentées que dans la zone de coin de grille (figure 13). Nous retrouvons les mêmes effets bidimensionnels que précédemment, avec des lignes de champ qui s'incurvent plus rapidement et des champs électriques sous la grille un peu plus élevés (figure 14). Mais, il s'agit de savoir si cette configuration peut ou non amener un claquage latéral de la structure. Même si les champs latéraux sont plus élevés ( $40 \cdot 10^7$  V/m), le calcul de  $f_{ads}$  ne commence que lorsque la ligne de champ pénètre dans le semiconducteur, où les valeurs des champs électriques sont déjà moindres. Le claquage se produit donc toujours sur des lignes de champ partant du dessous de la grille, et pour des tensions un peu inférieures au cas précédent (0,5 Volt), conséquence des champs au contact de la grille un peu plus élevés.

Le comportement du claquage du DMT est donc différent du MIS InP. En effet, pour ce dernier [13], la localisation du claquage se modifie en fonction de la largeur du recess et peut se situer sur le côté de la grille pour des recess étroits.

### III.2.2. EPAISSEUR DE LA COUCHE PSEUDO-ISOLANTE

Pour étudier l'influence de la couche pseudo-isolante, la même structure a été simulée avec la même tension appliquée ( $V_G = -10$  V) et trois épaisseurs différentes pour la couche d'AlGaAs (100, 200 et 400 Å). Nous ne représentons pas le champ dans la structure puisque la forme des lignes de champ est similaire à celle de la figure 10, mais nous représentons sur les figures 15 et 16 la variation du champ le long d'une ligne de champ pour les trois épaisseurs considérées, vers le milieu et vers le coin de grille respectivement.

La figure 15 nous confirme deux points :

- le champ initial (juste sous la grille) est plus élevé lorsque l'épaisseur de la couche NID diminue.

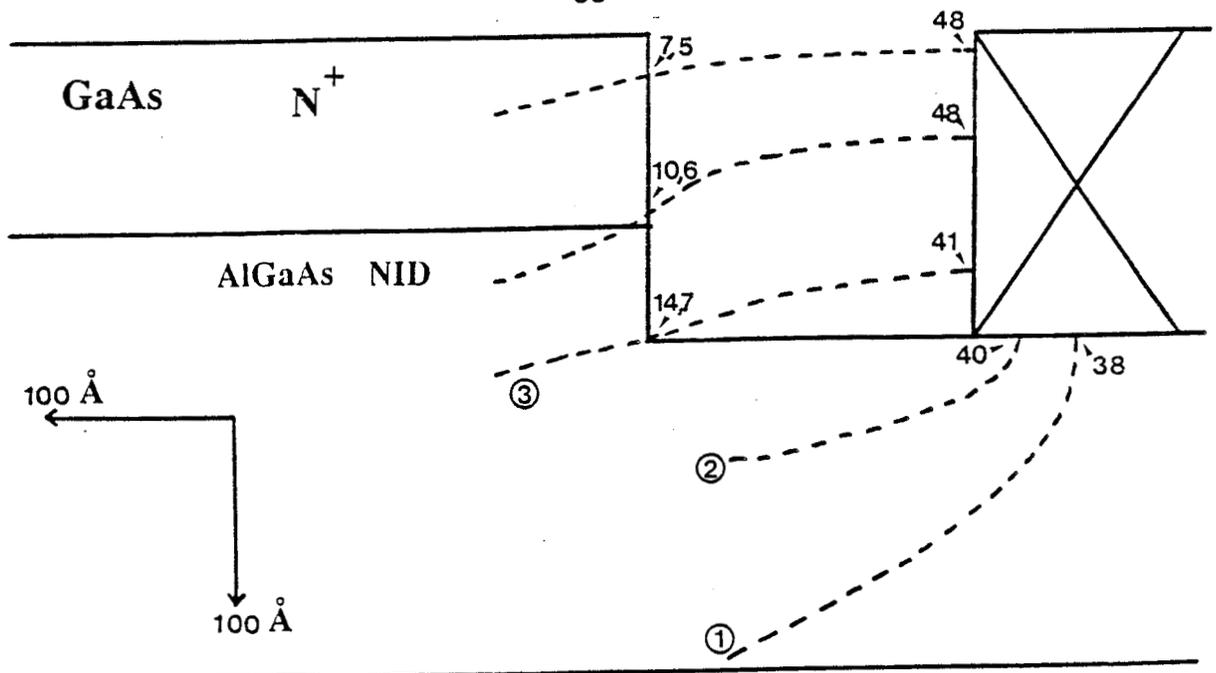


Figure 13 : Représentation des lignes de champ au voisinage du coin de grille dans le cas d'une structure à recess très étroit ( $V_{gs} = -11$  V).

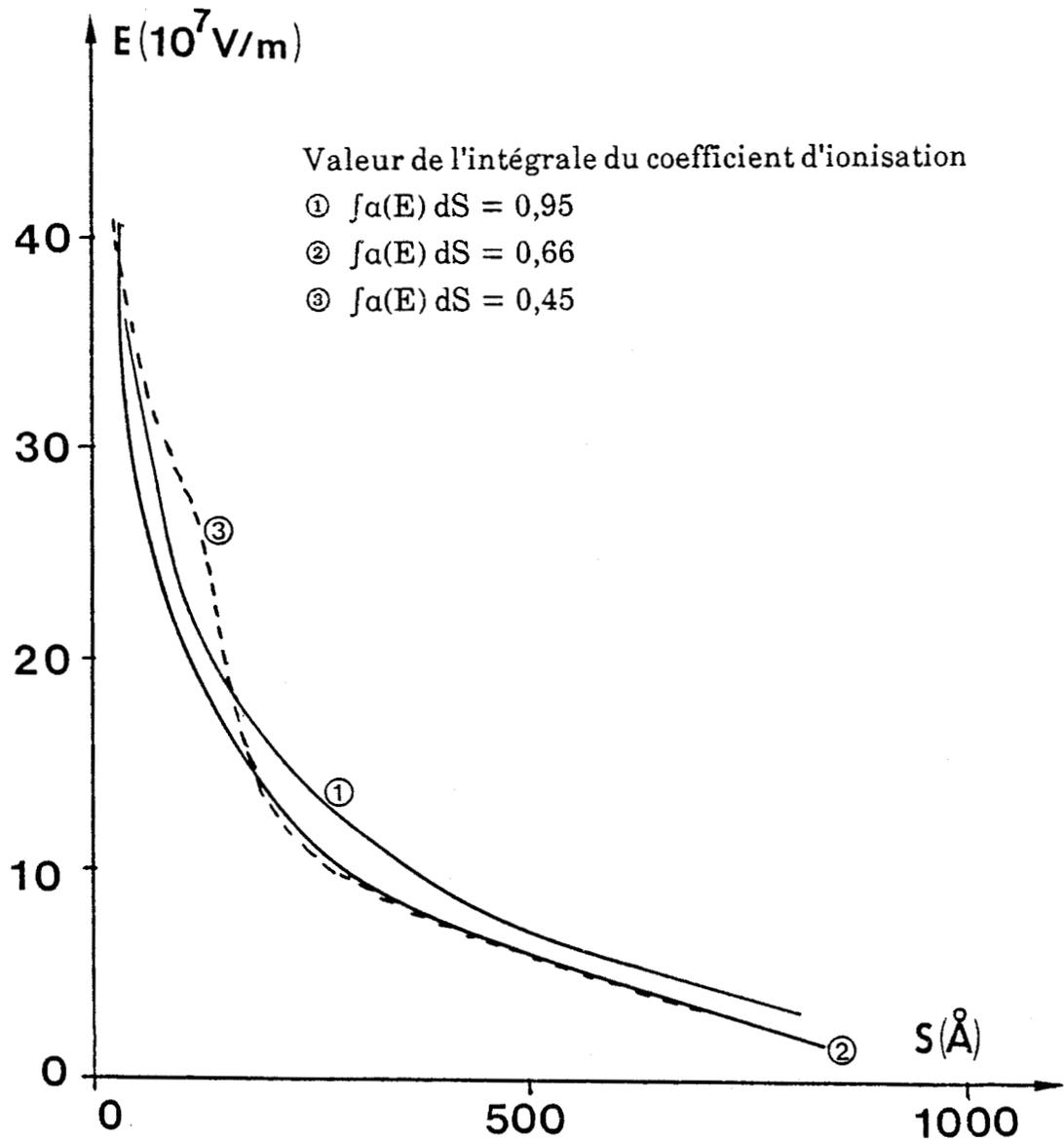
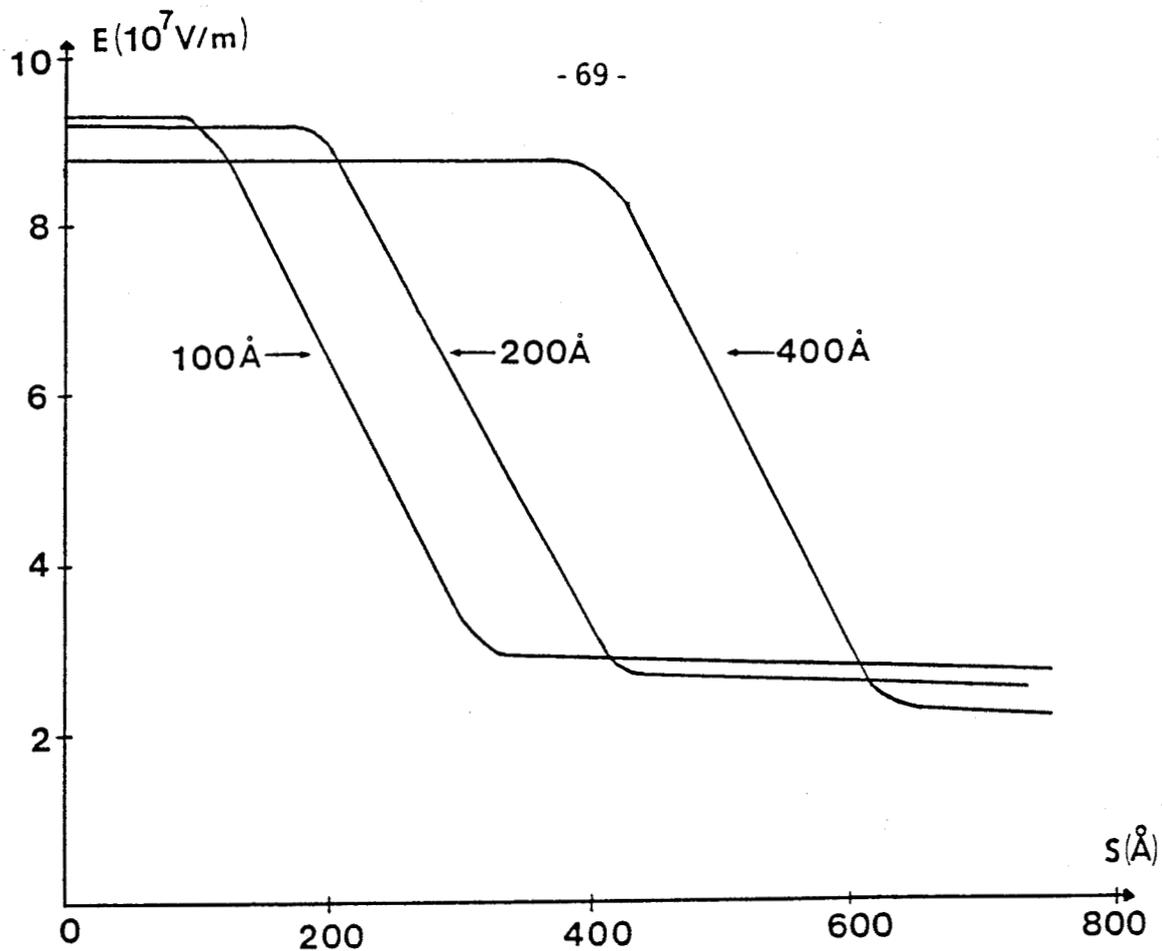
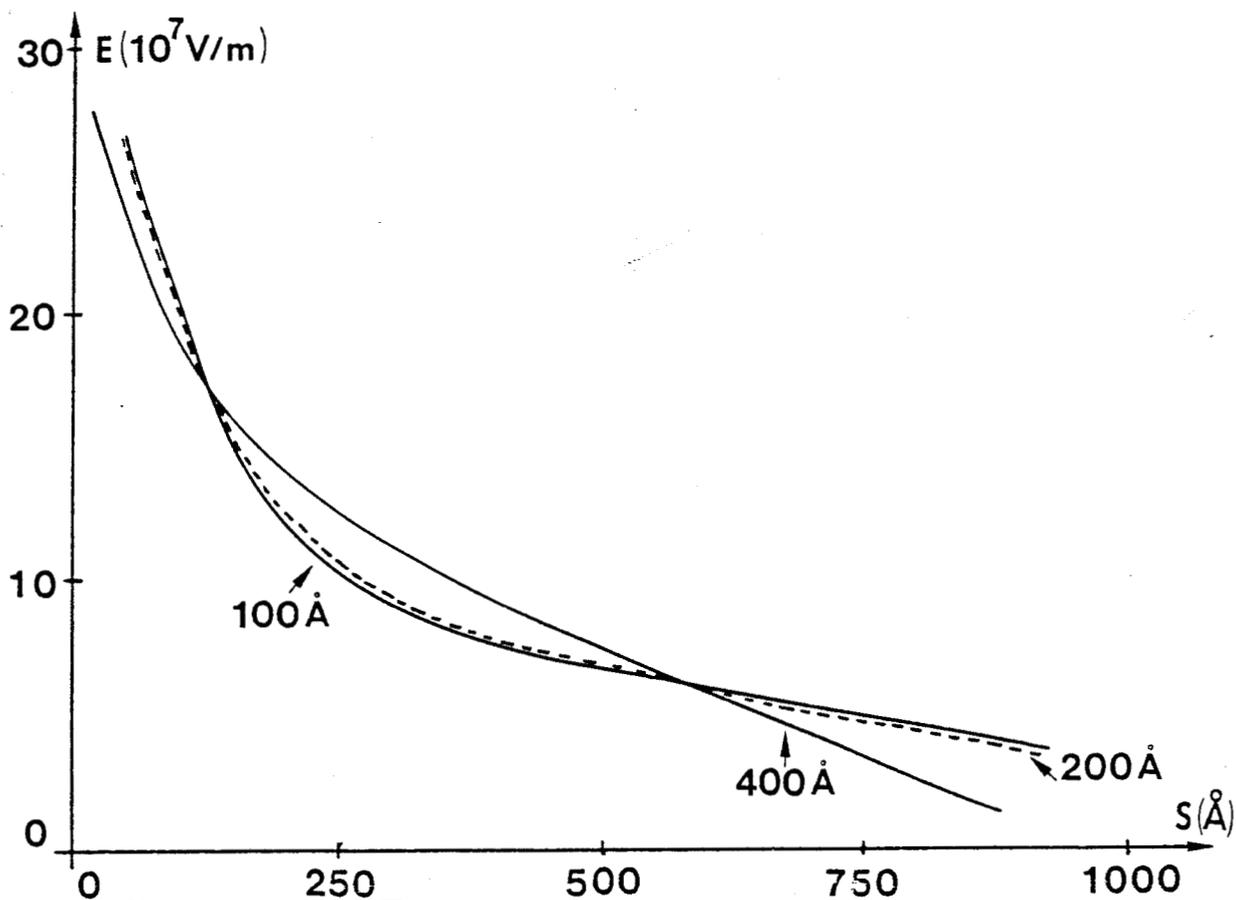


Figure 14 : Variation du champ électrique le long des lignes de champ situées au voisinage du coin de grille ( $V_g = -11$  V).



**Figure 15 :** Variation du champ électrique le long d'une ligne de champ située au milieu de la grille, pour trois épaisseurs de couche NID ( $V_g = -10$  V).



**Figure 16 :** Variation du champ électrique le long d'une ligne de champ située vers le coin de grille pour trois épaisseurs de couche NID ( $V_g = -10$  V).

- la valeur de  $f_{ads}$  augmente lorsque l'épaisseur de la couche NID augmente. Le tableau ci-dessous montre la contribution à l'intégrale de la couche NID par rapport à la structure globale pour les lignes de champ situées vers le milieu de grille.

	$f_{ads}$ (valeur totale)	$f_{ads}$ (uniquement dans la couche NID)	$f_{ads}$ (dans le reste de la structure)
100	0,29	0,105	0,185
200	0,35	0,1869	0,17
400	0,56	0,4269	0,14

La couche NID a une contribution prépondérante dans la valeur totale de  $f_{ads}$ , et la contribution des autres couches reste pratiquement constante dans les trois cas.

La figure 16 montre le champ le long d'une ligne de champ partant du coin de grille. Il ne s'agit pas de la ligne qui donne la quantité  $f_{ads}$  la plus importante, mais de la ligne où le champ initial est le plus élevé. Bien que les trois couches soient très proches les unes des autres, on remarque que :

- le champ initial est plus élevé lorsque l'épaisseur de la couche NID diminue, ce qui confirme les constatations précédemment faites dans le cas des lignes de champ du milieu de la grille.

- le champ loin de la grille est plus faible dans le cas où la couche NID est épaisse.

Globalement, en examinant les trois valeurs de  $f_{ads}$ , on constate que la tension de claquage par avalanche est plus élevée si la couche NID est plus épaisse. Des simulations complémentaires effectuées pour des tensions supérieures de manière à obtenir la condition de claquage montrent que les tensions limites pour les trois structures sont respectivement 10,5 ; 11 et 11,5 volts pour les épaisseurs de 100, 200 et 400 Å de couche NID.

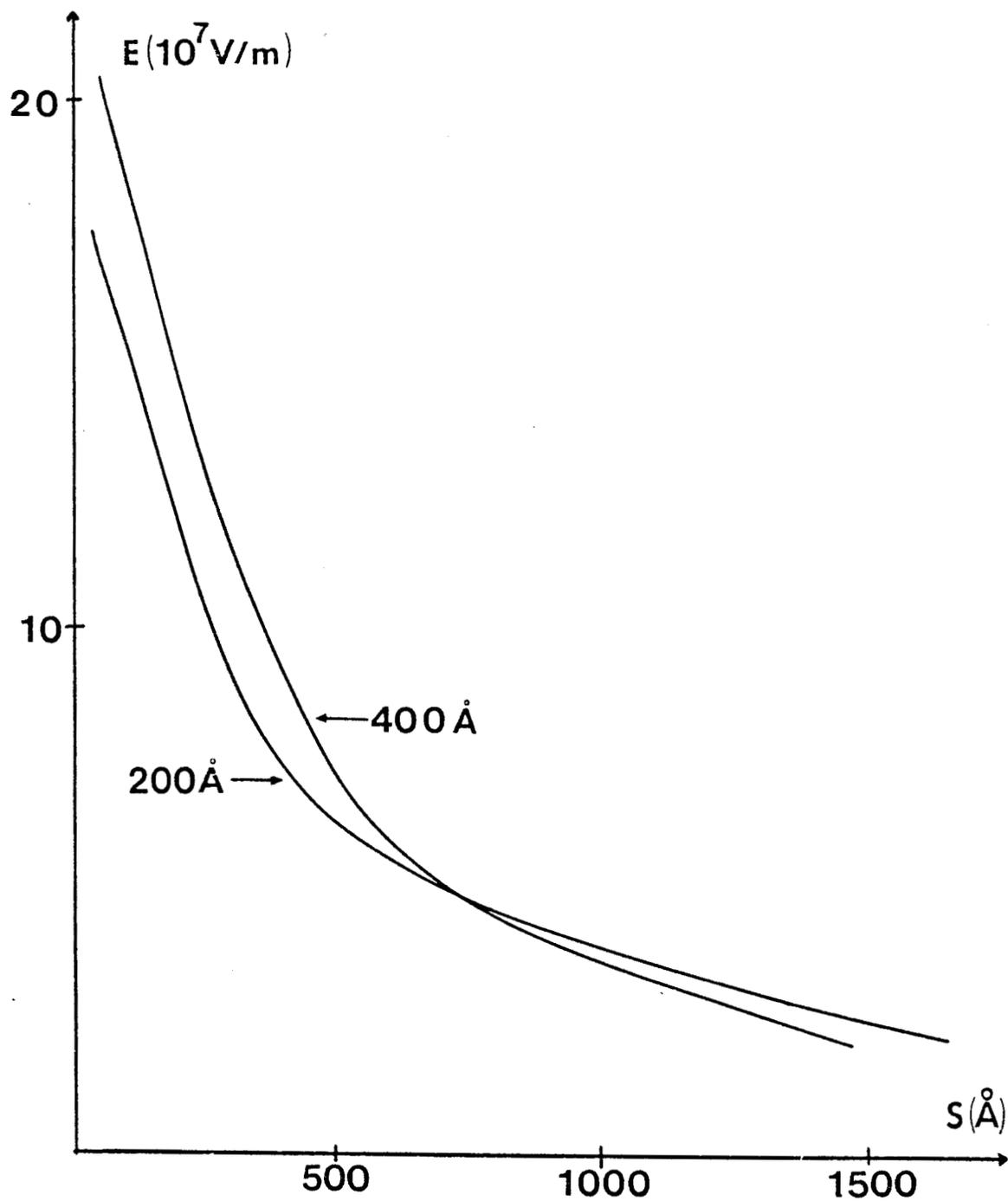


Figure 17: Comparaison du champ électrique le long d'une ligne de champ pour deux épaisseurs de couche active ( $V_g = -11 \text{ V}$ ).

Même si la tension de claquage par avalanche augmente avec l'épaisseur de la couche NID, il est certain que cette tendance s'opère au détriment de grandeurs également importantes en puissance (transconductance, résistance d'accès...). Par ailleurs, l'amélioration obtenue pour la tension de claquage n'apparaît que faiblement dépendante de l'augmentation de l'épaisseur de la couche NID.

Donc, la couche NID permet au composant de supporter une certaine tension, mais c'est l'existence de cette couche et non son épaisseur qui semble primordiale.

### III.2.3. DOPAGE ET EPAISSEUR DE LA COUCHE ACTIVE

Pour connaître l'influence de l'épaisseur de la couche active, on peut typiquement comparer les résultats correspondant à deux épaisseurs de couche active : 200 et 400 Å, dont le dopage est identique ( $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), avec une couche NID de 200 Å pour les deux cas. Les seuls résultats présentés ici concernent l'évolution du champ pour la ligne présentant la plus grande valeur de  $f_{ads}$  ; la tension grille appliquée, identique pour les deux cas vaut -11 volts. D'après la figure 17, les valeurs de champ sont plus élevées pour la couche active la plus épaisse, ainsi que la valeur de  $f_{ads}$ .

On a :  $f_{ads} = 1$  pour la structure à couche active de 400 Å

$f_{ads} = 0,93$  pour la structure à couche active de 200 Å.

Il en résulte donc, à dopage constant une diminution de la tension de claquage pour une augmentation de l'épaisseur de couche active. Cependant, cette variation reste faible (de l'ordre du volt), alors que la variation de l'épaisseur du canal intervient au premier ordre dans la valeur du courant dans le composant.

Pour connaître l'influence du dopage de la couche active, on peut comparer la structure du II.2.2. avec celle ci-dessus.

	a 10 <sup>5</sup> /cm	b 10 <sup>5</sup> /cm	m	Sur l'axe de symétrie		fads Sur une ligne de champ près du coin de grille	Référence
				fads.	fads dans l'AlGaAs		
GaAs	2,5	6,7	2	0,2879	0,1225	1,061	PRIBETICH [10] LIPPENS [12]
AlGaAs (x = 0,45)	1,4	8,3	3				
GaAs	1,89	5,75	1,82	0,2905	0,1225	0,9936	BULMAN [7] LIPPENS [12]
AlGaAs (x = 0,45)	1,4	8,3	3				
GaAs	2,58	6,69	1,7	0,3049	0,1225	1,104	BULMAN [9] LIPPENS [12]
AlGaAs (x = 0,45)	1,4	8,3	3				
GaAs	1,8	5,75	1,82	0,3766	0,2057	1,054	BULMAN [7] SHABDE [11]
AlGaAs	1,8	5,75	1,82				
(x = 0,3) MIN {	4,1	10,1	2				
GaAs	1,8	5,75	1,82	0,3974	0,2259	1,312	BULMAN [7] SHABDE [11]
AlGaAs (x = 0,3)	4,1	10,1	2				
GaAs	1,8	5,75	1,82	0,3663	0,1959	1,155	BULMAN [9] LIPPENS [12]
AlGaAs (x = 0,25)	2,5	8,6	2,5				

On obtient :

- 1er cas : 200 Å de couche NID  
200 Å de couche active dopée à  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  avec  $V_{BR} = 11$  Volts.
- 2e cas : 200 Å de couche NID  
200 Å de couche active dopée à  $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  avec  $V_{BR} = 12$  Volts.

Sur le plan de la puissance, l'augmentation de la tension de claquage en faveur du faible dopage ne compense certainement pas la diminution de courant due à la diminution de dopage.

En conclusion de cette étude, il apparaît que la tension de claquage du D.M.T. est d'autant plus élevée que la couche d'AlGaAs NID est épaisse, et que le dopage et l'épaisseur de la couche active GaAs sont faibles. Ces sens de variations corroborent globalement les dépendances paramétriques usuellement observées pour les tensions de claquages d'autres type de FET's tels que les MESFETs [8], MISFETs [14] ou TEGFETs [15].

#### II.2.4. SENSIBILITE DES RESULTATS AUX VALEURS DES COEFFICIENTS D'IONISATION

Nous distinguons le cas du GaAs, où les études du coefficient d'ionisation sont nombreuses, de celui de l'AlGaAs où les données sont peu nombreuses et où de plus ce coefficient varie en fonction du pourcentage d'aluminium.

Les diverses formulations de ce coefficient d'ionisation  $\alpha(E)$  pour le GaAs citées au paragraphe II.2.7. ont été essayées pour une même structure. Le tableau ci-contre compare la valeur de  $f_{ads}$  pour une ligne située à proximité de l'axe de symétrie, c'est-à-dire là où les champs sont les plus faibles, et près du coin de grille où les champs sont très élevés. Le coefficient d'ionisation pour l'AlGaAs est identique dans les trois premiers cas, la formulation de  $\alpha(E)$  est toujours de la forme  $\alpha(E) = a \exp(-b/E)^m$ .

Dans l'ensemble de nos calculs, nous avons utilisé l'expression donnée par Bulman [7], ses travaux étant les plus récents. L'utilisation des autres

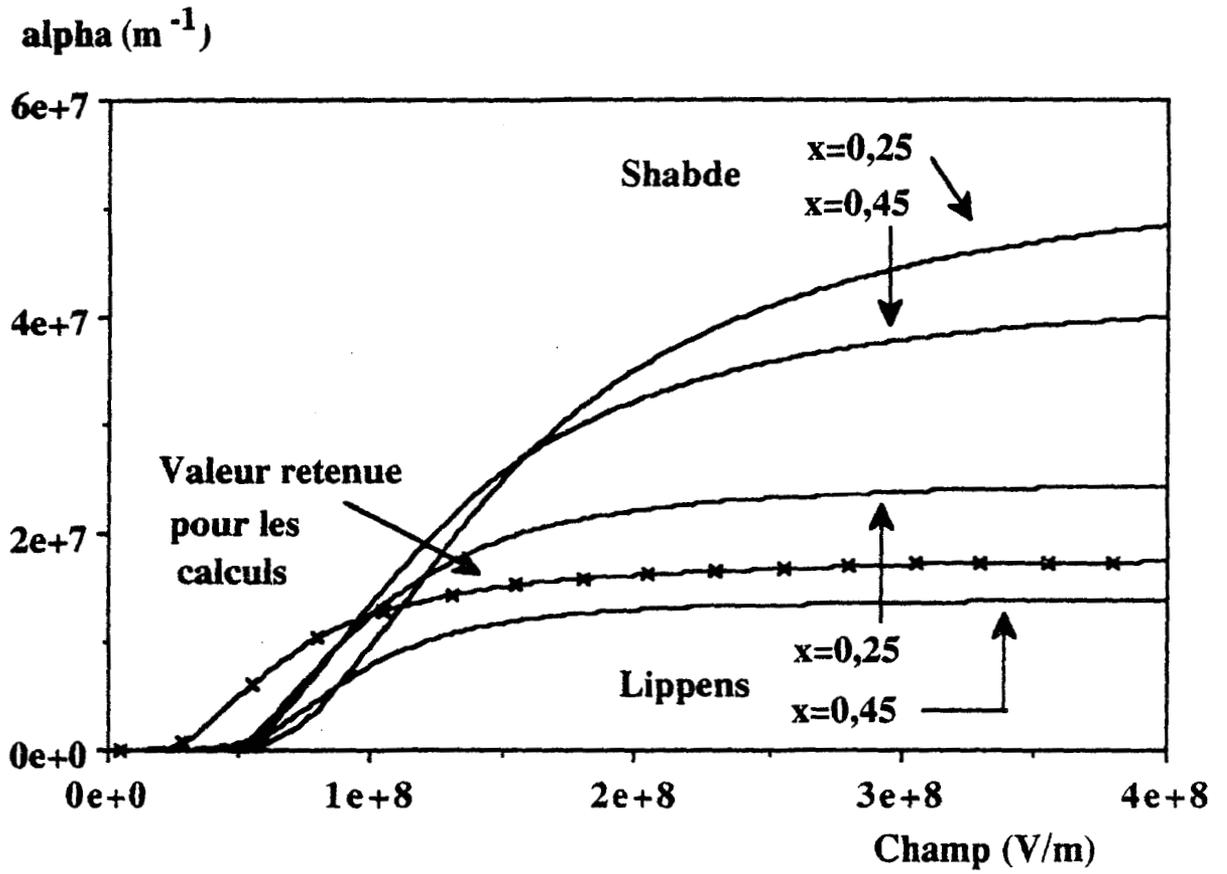


Figure 18: Comparaison des taux d'ionisation dans l'AlGaAs.

formulations aurait relativement peu influencé nos résultats de tension de claquage comme en témoigne le faible écart de la valeur de  $f_{ads}$ .

Pour l'AlGaAs, nous disposons des données expérimentales de SHABDE [11], malheureusement limitées à une valeur maximale de taux d'aluminium dans l'AlGaAs de 0,24. Les valeurs de  $\alpha(E)$  pour des pourcentages d'aluminium supérieurs ont été obtenues par extrapolation. La figure 18 où sont comparées plusieurs valeurs de  $\alpha(E)$  montre qu'en extrapolant les résultats de SHABDE, l'AlGaAs devrait ioniser de façon plus importante que le GaAs à champ fort, ce qui paraît improbable. C'est pourquoi nous avons utilisé pour formuler le coefficient d'ionisation de l'AlGaAs l'expression donnée pour le GaAs, dans le cas des champs forts, et l'expression donnée par SHABDE, dans le cas de champs faibles. Récemment, LIPPENS au C.H.S. a étudié théoriquement l'ionisation dans l'AlGaAs, à partir de simulations de type Monte Carlo [12]. Les deux résultats présentés figure 18 pour  $x = 0,25$  et  $x = 0,45$  montrent que notre choix n'est pas erroné puisqu'il se trouve encadré par les résultats de LIPPENS.

Comme pour le GaAs, un tableau permet de comparer l'influence des différents coefficients d'ionisation sur la quantité  $f_{ads}$ . Fort des résultats de LIPPENS, nous pouvons également étudier cette tension de claquage en fonction du pourcentage d'aluminium dans la couche pseudo-isolante. Le taux d'ionisation dans le GaAs est le même pour les quatre cas.

a 10 <sup>5</sup> /cm	b 10 <sup>5</sup> /cm	m	Sur l'axe de symétrie		$f_{ads}$ Sur une ligne de champ près du coin de grille	Référence ou remarque
			$f_{ads}$ .	$f_{ads}$ dans l'AlGaAs		
1,8	5,75	1,82	0,3766	0,2057	1,054	Formalisme que nous avons utilisé
4,1	10,1	2				
4,1	10,1	2	0,3974	0,2259	1,312	SCHABDE [10] x = 0.3
1,4	8,3	3	0,2905	0,1225	0,9936	LIPPENS [11] x = 0.45
2,5	8,6	2,5	0,3663	0,1959	1,155	LIPPENS [11] x = 0.25

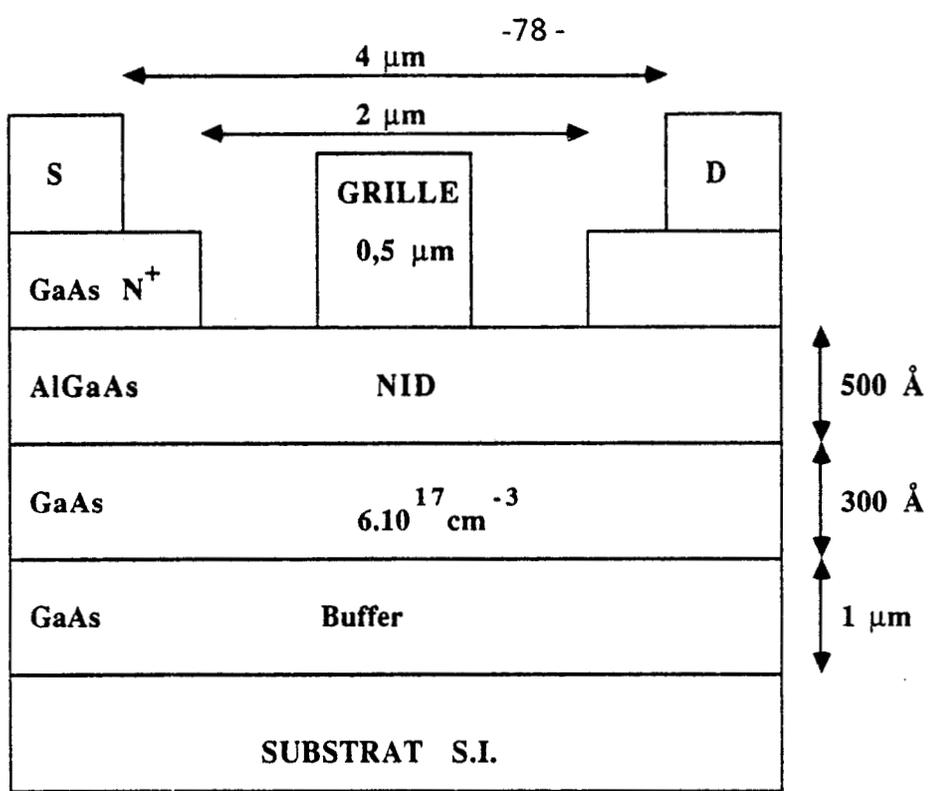


Figure 19 : Structure présentée par KIM, dont la tenue en tension est de l'ordre de 19-20 V.

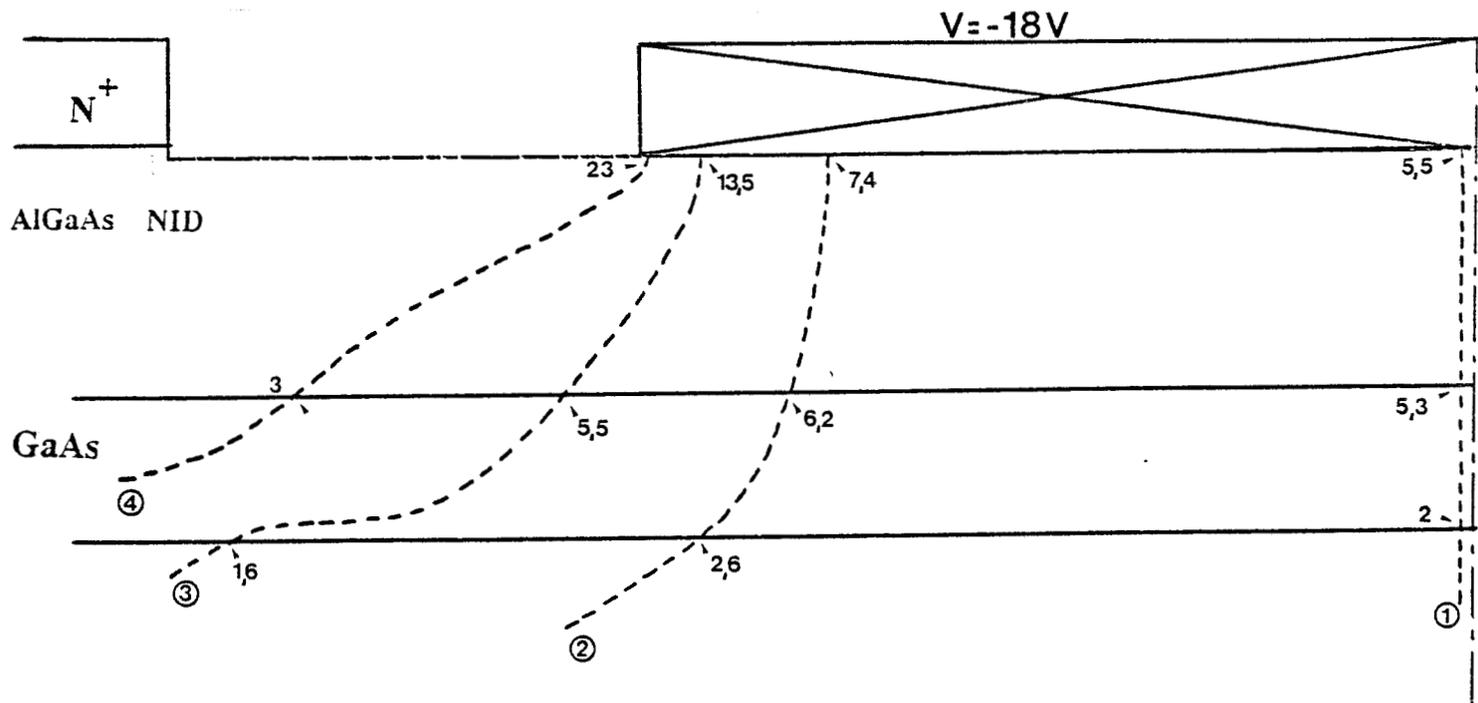


Figure 20 : Représentation des lignes de champ dans la structure de KIM, à partir de notre modélisation. Les valeurs indiquées représentent le champ en  $10^7$  V/m.

Valeur de l'intégrale du coefficient d'ionisation :

- ①  $\int \alpha(E) dS = 0,29$
- ②  $\int \alpha(E) dS = 0,76$
- ③  $\int \alpha(E) dS = 1$
- ④  $\int \alpha(E) dS = 0,68$

Nous confirmons, après ces calculs, les valeurs trop élevées de SHABDE, surtout à champ fort, ainsi qu'une augmentation de la tension de claquage avec l'augmentation du pourcentage d'aluminium. Cette variation est de 1,5 volt à 2 volts supplémentaires lorsque x passe de 0,25 à 0,45.

### III.3. COMPARAISON THEORIE EXPERIENCE

#### III.3.1. CONFRONTATION AVEC DES STRUCTURES DE LA LITTERATURE

Les caractéristiques de structures DMT, publiées dans la littérature sont peu nombreuses, et ne permettent pas une étude systématique de la tension de claquage pour toute structure. Nous citons ci-dessous les trois exemples publiés à ce jour.

Définition de la structure				Tension de claquage	Auteur
Couche pseudo-isolante	Pourcentage d'aluminium	Couche active	Dopage $10^{18} \text{ cm}^{-3}$		
600 Å	0,5	1 µm	0,35	19-20 V	KIM [16]
300 Å	0,5	600 Å	0,6	20-23 V	KIM [17]
200 Å	0,3	200 Å	3	6-8 V	HIDA [18]

Les importantes tensions de claquage obtenues par KIM [16] ont été vérifiées par notre modélisation. La tension de claquage théorique obtenue pour la structure figure 19 est de 18 volts, avec un coefficient d'ionisation pour l'AlGaAs correspondant à  $x = 0,45$ .

L'observation des lignes de champ (figure 20) correspondant au cas de cette structure montre bien que le champ est nettement plus faible en comparaison de ce qui est obtenu avec les structures à couches plus minces précédemment étudiées. Cependant, nous n'avons pas retenu ce type de structure dans notre étude systématique, car elle n'autorise pas une bonne montée en

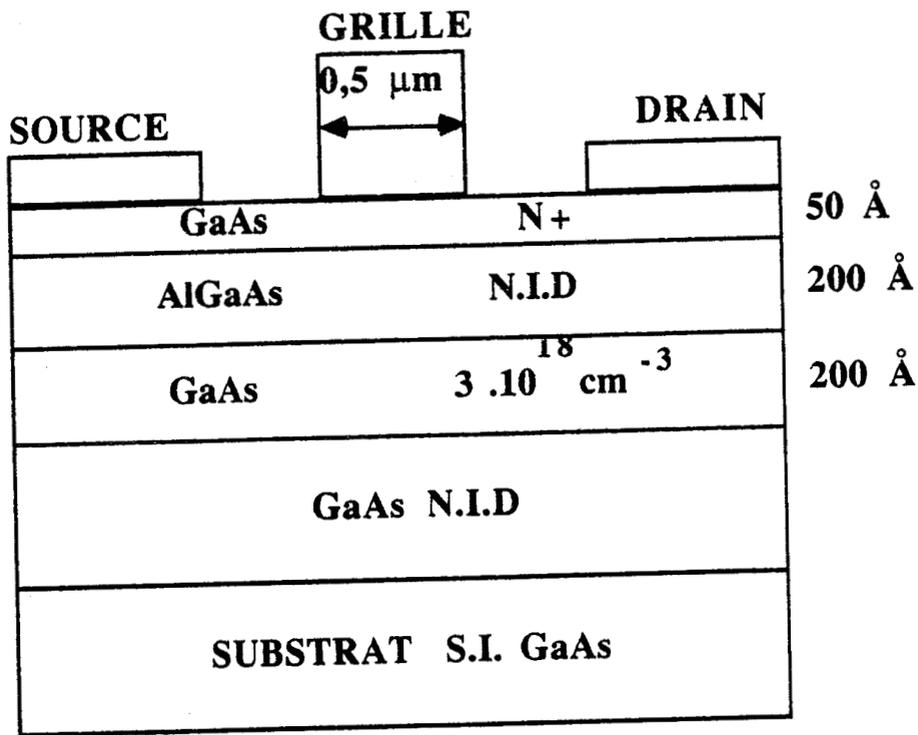


Figure 21 : Structure de DMT proposée par HIDA.

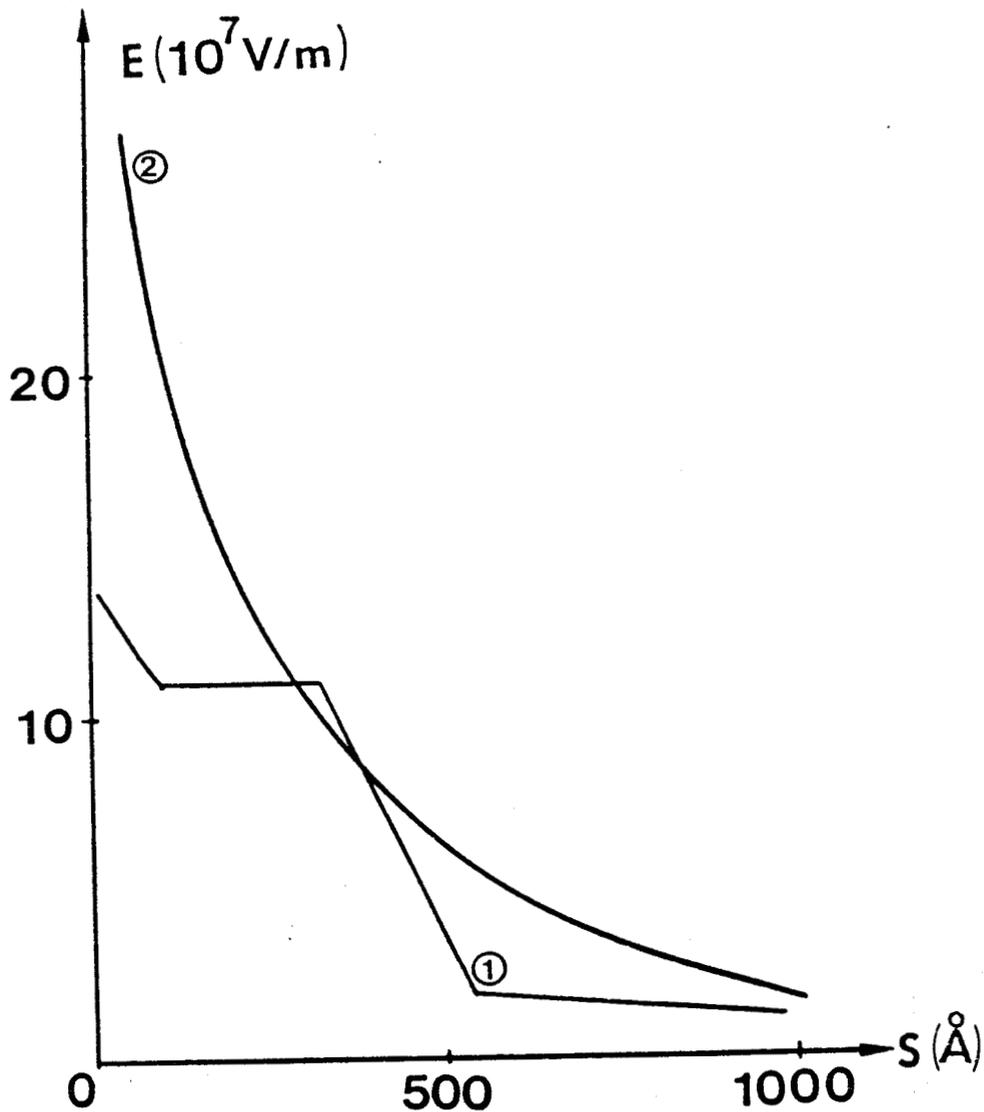


Figure 22 : Evolution du champ le long d'une ligne de champ dans le cas d'une ligne sous le milieu de grille ① et vers le coin de grille ②.

fréquence. L'intérêt majeur de cette comparaison est de démontrer que notre modèle présente une validité raisonnable et permet de retrouver théoriquement des ordres de grandeurs de tension de claquage assez proches des résultats expérimentaux.

L'écart le plus important entre théorie et expérience concerne la structure proposée par HIDA (figure 21). Celle-ci ne supporte pas des tensions au delà de 6-8 volts [18] alors que notre modélisation donne 10 volts comme tension de claquage. Une explication peut être fournie en observant les valeurs très importantes des champs sous la grille (figure 22), dues à la particularité de la fine couche de GaAs N<sup>+</sup> intercalée entre la grille et la couche d'AlGaAs NID. Ce cas particulier de structure semble être typiquement propice à la présence d'un courant tunnel qui, comme nous l'avons évoqué au début du chapitre, peut dans certains cas se produire avant l'apparition du claquage par ionisation.

### III.3.2. COMPARAISON AVEC DES STRUCTURES DU C.H.S.

Nous confrontons deux réalisations de D.M.T. effectuées au C.H.S. aux tensions de claquage calculées théoriquement. Le détail des réalisations technologiques faisant l'objet du chapitre IV, nous ne donnerons ici qu'une brève description de l'épitaxie, ainsi que les caractéristiques du transistor au pincement, configuration dans laquelle est modélisé le composant.

Les transistors de la première opération (notée Op. 211) se composent d'une couche de GaAs de 200 Å d'épaisseur, dopée à  $3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , et surmontée d'une couche pseudo-isolante de 200 Å d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , où  $x$  vaut 0,27. La figure 23 montre une tenue au claquage supérieure à 10 volts, qui permet d'une part de confirmer la validité du programme, d'autre part que la tension de claquage annoncée par HIDA [18] est probablement due à un courant tunnel, effet favorisé par la couche superficielle de GaAs dopé.

L'autre structure, dont la série est répertoriée 260, possède une couche active de 300 Å dopée à  $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , surmontée d'une couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  de 400 Å d'épaisseur, où  $x$  vaut 0,4. Cependant, la couche pseudo-isolante est moins épaisse puisque la grille est déposée sur cette couche après attaque partielle de celle-ci (figure 24). La tension de claquage au pincement est légèrement améliorée, de l'ordre de 12 volts (figure 25), amélioration que l'on

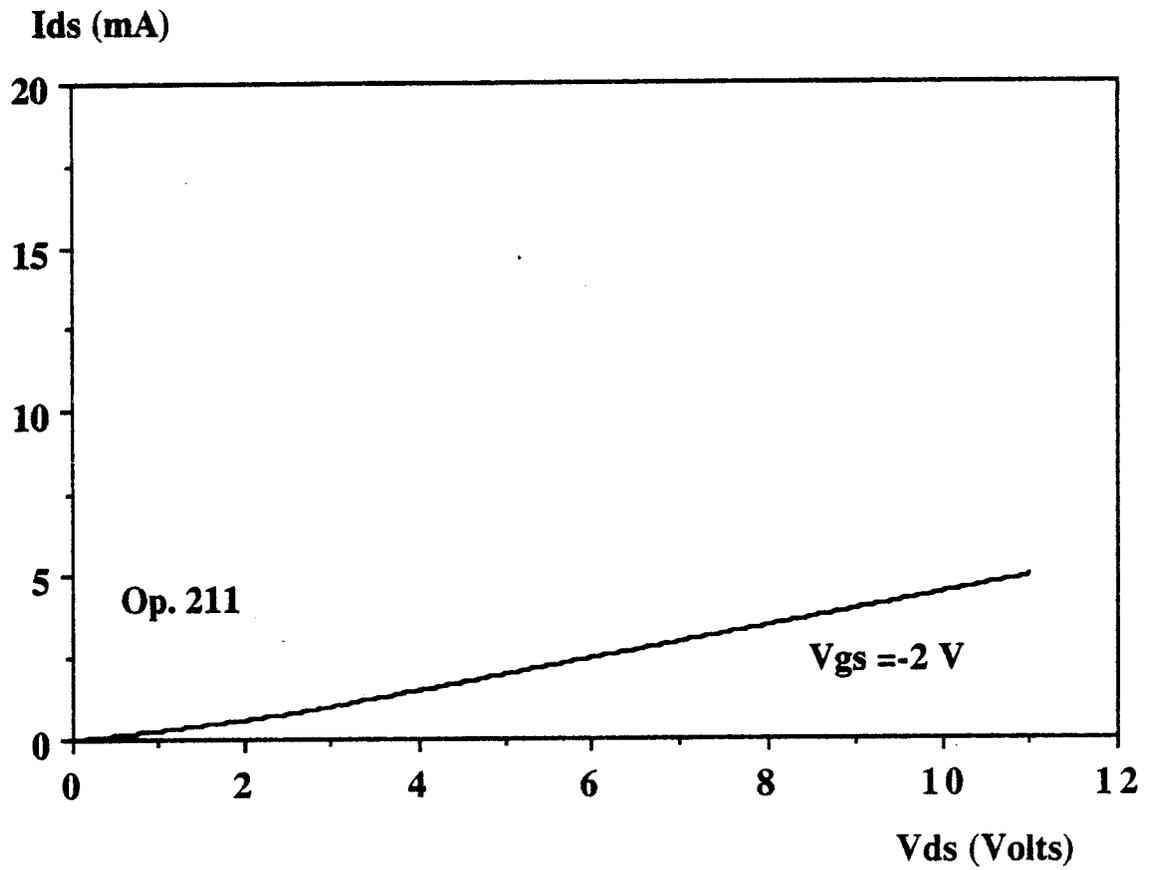


Figure 23 : Caractéristique I(V) au pincement d'un composant de la série 211 réalisée au CHS.

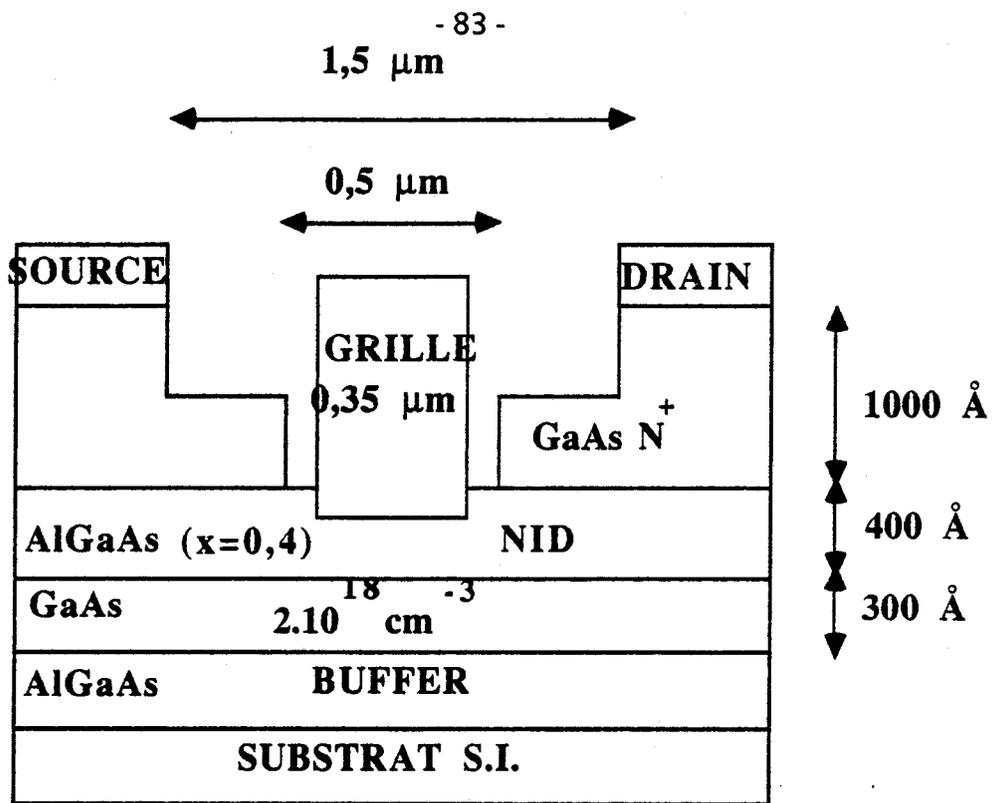


Figure 24: Structure des composants de la réalisation technologique n° 260.

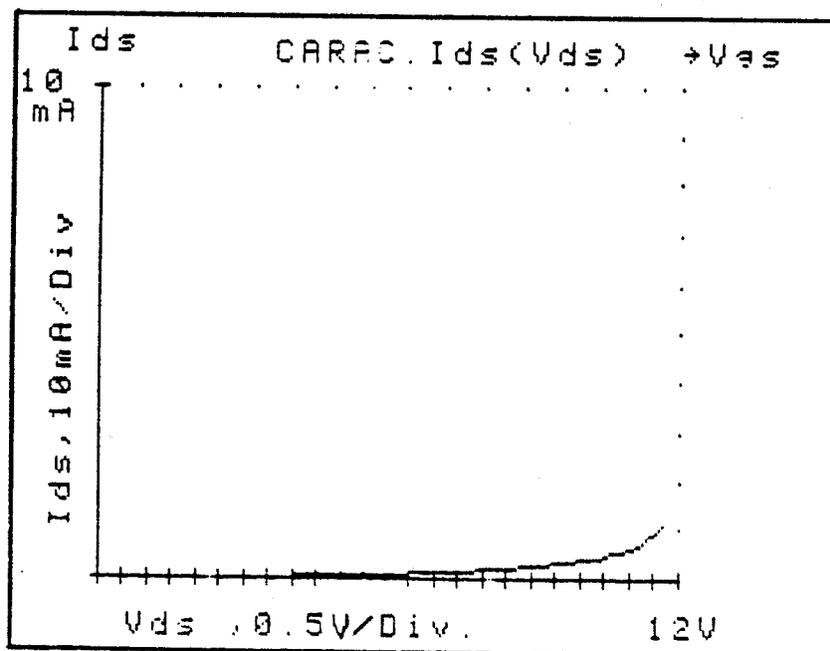
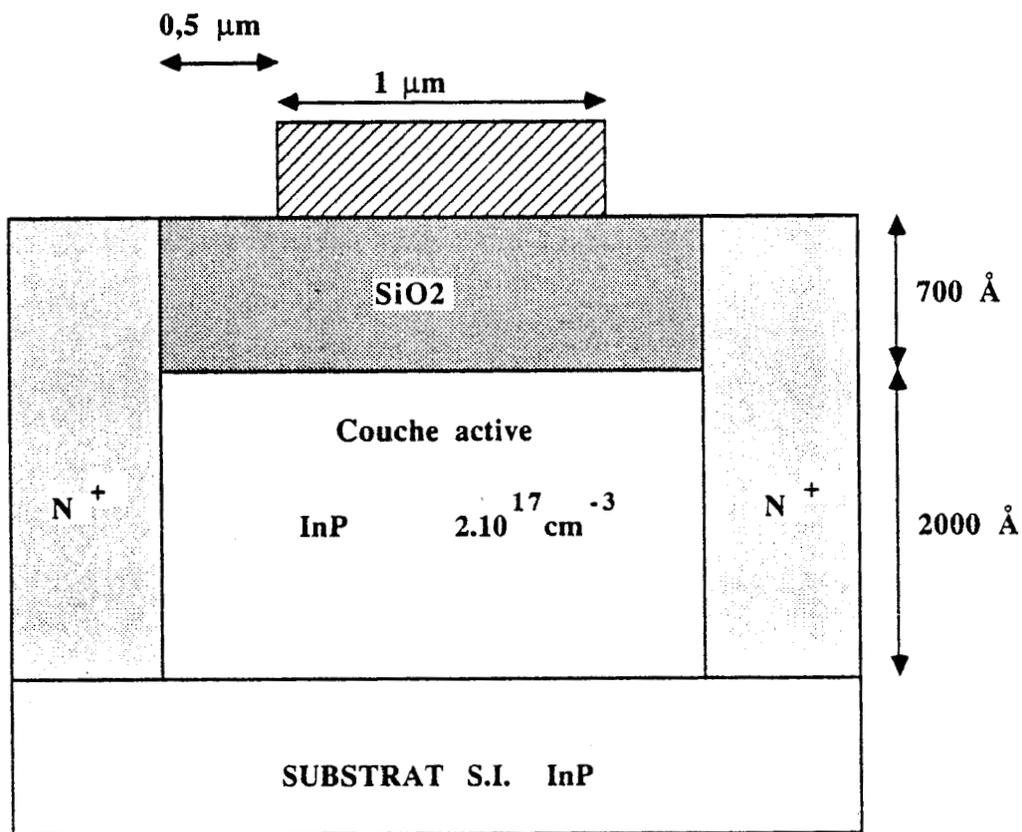


Figure 25: Caractéristique au pincement d'un composant de la série 260.



**Figure 26:** Structure typique de MISFET InP à véritable isolant, supportant une tension de 26 volts.

peut attribuer conjointement au pourcentage d'Aluminium plus important et au buffer en AlGaAs, matériau moins ionisant que le GaAs. Une inconnue subsiste puisque l'on ne connaît pas l'épaisseur exacte de la couche d'AlGaAs.

### III.4. CONFRONTATION DU DMT ET DES AUTRES STRUCTURES POUR LA TENUE AU CLAQUAGE

#### III.4.1. DMT-MISFET InP

Par la présence d'un véritable isolant qui supporte une importante partie de la tension, le MISFET InP possède une plus grande tension de claquage. L'étude des potentiels et des conditions de claquage par avalanche effectuée au laboratoire par P. FELLON [19] met en évidence des tendances identiques au DMT pour la tension de claquage en fonction des paramètres, mais les variations sont plus marquées puisque les distances mises en jeu sont plus grandes et les dopages plus faibles. L'étude montre également l'importance d'un recess et ses conséquences sur la tension de claquage : contrairement au DMT, le claquage du MISFET InP peut se produire latéralement si la distance grille-source devient faible.

L'ordre de grandeur de la tension de claquage  $V_{BR}$  est de 25-30 volts. Une structure typique, telle que celle présentée figure 26 possède une tension de claquage théorique de 26 Volts.

#### III.4.2. DMT-MESFET GaAs

Le MESFET GaAs peut être considéré comme le cas limite de DMT pour lequel l'épaisseur de la couche isolante d'AlGaAs NID serait réduite à zéro.

Nous comparons ici les résultats du DMT aux résultats théoriques les plus récents concernant le MESFET GaAs [8]. Avec une modélisation proche de la notre, Zaitlin montre que la tension de claquage diminue lorsque le dopage augmente et obtient 9 volts de tension de claquage pour un dopage de  $8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  avec une couche active de 1 000 Å. Bien sûr, le MESFET peut supporter une tension supérieure. L'auteur a calculé une tension de claquage de 14 volts pour

une couche active de  $0,5 \mu\text{m}$  dopée à  $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . On s'éloigne alors d'une grande densité de courant et surtout de la montée en fréquence permise par les forts dopages et les couches minces. En prolongeant le raisonnement, on s'aperçoit que pour des dopages de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , la tension de claquage chute considérablement ce qui justifie l'intérêt de la couche superficielle non dopée du DMT.

### III.4.3. DMT-TEGFET AlGaAs/GaAs

Pour le TEGFET AlGaAs/GaAs, c'est la couche d'AlGaAs qui est le paramètre prépondérant, tant par le dopage que par l'épaisseur, avec la nécessité de prendre en compte une couche non dopée d'AlGaAs superficielle. Les variations constatées pour sa tension de claquage sont similaires à celles des autres composants. TEMCAMANI [15] a montré que sa tension de claquage théorique est sensiblement du même ordre de grandeur que celle du DMT. L'explication qui peut en être donnée est que le mécanisme du claquage, dans un cas comme dans l'autre, se situe essentiellement dans l'AlGaAs non dopé et au voisinage du coin de grille.

## CONCLUSION

Avec une configuration de couches préservant les possibilités de la montée en courant et en fréquence, le DMT supporte des tensions de claquage de l'ordre de 10-13 Volts pour des épaisseurs et des dopages de couches usuellement pratiqués, tensions de claquage comparables à celles du TEGFET de puissance mais inférieures à celles du MISFET InP. Ces tensions sont supérieures à celles du MESFET, composant dont le DMT dérive compte tenu des dopages importants de la couche active.

Nous avons mis en évidence l'importance sur le résultat final des coefficients d'ionisation, puisque leur détermination délicate entraîne une incertitude non négligeable sur la valeur de la tension de claquage. C'est donc un sens de variation de cette tension de claquage qu'il faut retenir et non pas une valeur isolée.

Les paramètres étudiés (profondeur des couches, dopages) ont peu d'influence sur la tension de claquage, à moins de tendre vers des dopages faibles ou des épaisseurs de couche importantes, mais l'on se retrouve alors avec des composants peu aptes à monter en fréquence. C'est donc la présence de la couche pseudo-isolante, et non pas son épaisseur qui permet de tenir une bonne tension de claquage avec un canal très dopé en dessous.

L'optimisation d'une structure DMT pour la puissance doit être complétée maintenant par une étude approfondie prenant en compte simultanément les contraintes imposées par le claquage et celles imposées par les autres grandeurs telles que le courant et la transconductance. C'est-à-dire par une modélisation complète du composant dont le chapitre suivant sera l'objet.

## REFERENCES

- [1] "Etude des singularités de champ électrique dans un transistor à effet de champ au GaAs. Claquage au contact Schottky de grille - non linéarité de la résistance d'accès de source"  
G. HALKIAS  
D.E.A., Lille, 1981.
  
- [2] "Mecanismes physiques de l'avalanche dans les semiconducteurs"  
VALTON  
Acta Electronica, Vol. 12, Avril 1969, n° 2.
  
- [3] "Field and thermionic-field emission in Schottky barriers"  
F. PADOVANI, R. STRATTON  
Solid-State Electronics, Vol. 9.
  
- [4] "Avalanche and tunneling mechanisms in HEMT's power structures"  
Y. CROSNIER, F. TEMCAMANI, D. LIPPENS, G. SALMER  
ESSDERC 88, Montpellier, France, September 1988.
  
- [5] "Techniques numériques appliquées au calcul scientifique"  
J.P. PELLETIER  
Edition Masson, 1971.
  
- [6] "The potential due to a charged metallic strip on a semiconductor surface"  
E. WASSERSTROM, J. Mac KENNA  
The bell system technical journal. May-June 1970.
  
- [7] "The determination of Impact ionization coefficients in (100) Gallium Arsenide using avalanche noise and photocurrent multiplication measurements"  
G. BULMAN, V. ROBBINS, G. STILLMAN  
IEEE Trans. on El. Dev., Vol. ED-32, N° 11, November 1985.

- [8] "Reverse breakdown voltage in GaAs MESFET's"  
M. ZAITLIN  
IEEE Trans. on El. Dev., Vol. ED-33, n° 11, November 1986.
- [9] "Experimental determination of impact ionization coefficients in (100) GaAs"  
G. BULMAN, V. ROBBINS, K. BRENNAN, K. HESS, G. STILLMAN  
IEEE Electron. Device Letters, Vol. EDL4, n° 6, Juin 1983.
- [10] "Recherche théorique et expérimentale de structures à avalanche et temps de transit à l'arséniure de gallium pour la réalisation d'oscillateurs hyperfréquences à très haut rendement"  
J. PRIBETICH  
Thèse d'état, Lille, 1979.
- [11] "Ionization rates in  $(Al_xGa_{1-x})As$ "  
S.N. SHABDE, C. YEH  
Journal of Applied Physics, Vol. 41, n° 11, October 1970.
- [12] "Monte-Carlo simulation of impact ionization by electrons in  $Al_xGa_{1-x}As$ "  
D. LIPPENS, O. VANBESIEN  
Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Heraklion, Greece, 1987.
- [13] "Claquages par avalanche et effet tunnel dans les TEGFETs nGaAlAs/iGaAs, MIS-Like-FET iGaAlAs/nGaAs et MISFET InP de puissance"  
B. BONTE, F. TEMCAMANI, P. FELLON, R. KOZLOWSKI, J.C. DE JAEGER  
J.N.M. Oléron, 1-3 juin 1988.
- [14] "Theoretical analysis of the breakdown voltage in InP MISFET's"  
J.C. DE JAEGER, P. FELLON, R. KOZLOWSKI, Y. CROSNIER, G. SALMER  
M.O.T.L. Vol. 2, n° 4, April 1989.
- [15] Thèse de l'Université  
F. TEMCAMANI, Lille (A paraître).

- [16] "GaAs/GaAlAs heterojunction MISFET's having 1W/mm power density at 18.5 GHz"  
B. KIM, H. TSERNG, J. LEE  
IEEE Electron. Dev. Letters, Vol. 7, n° 11, November 1986.
- [17] "Microwave power GaAs MISFET's with undoped AlGaAs as an Insulator"  
B. KIM, H. TSERNG, H. SHIH  
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-7, n° 11, November 1984.
- [18] "An investigation of i/AlGaAs/nGaAs doped channel MIS-Like FET's (DMT's). Properties and performance potentialities"  
H. HIDA, A. OKAMOTO, H. TOYOSHINA, K. OHATA  
IEEE Trans. on El. Dev., Vol. ED-34, n° 7, July 1987.
- [19] "Etude théorique et expérimentale de composants MISFET au phosphore d'Indium pour l'amplification de puissance hyperfréquence"  
P. FELLON  
Thèse de l'Université, Lille, 1990.

## **CHAPITRE III**

# **ANALYSE THEORIQUE DU FONCTIONNEMENT DU DMT A PARTIR D'UNE MODELISATION PSEUDO-BIDIMENSIONNELLE**

## INTRODUCTION

Après l'aspect du comportement au claquage, il est nécessaire de prévoir le comportement en régime linéaire du D.M.T.. Pour modéliser le transistor et connaître les paramètres de son schéma équivalent petit signal, nous utilisons comme point de départ la modélisation de A. CAPPY [1] sur le MESFET.

Le chapitre s'articulera de la manière suivante :

- la première partie propose de décrire le modèle que nous allons utiliser, en reprenant de façon brève les raisonnements qui sont identiques au MESFET, mais en détaillant les parties spécifiques au DMT.

- la validation du modèle sera effectuée par confrontation avec des résultats provenant de modèles plus complets (Monté-Carlo), ou avec des résultats de structures publiées dans la littérature.

- l'exploitation du modèle permettra alors d'expliquer les phénomènes physiques du transistor, et permettra également d'obtenir une structure optimale pour le fonctionnement en puissance.

- la dernière partie sera consacrée à l'un des problèmes limitatifs de l'utilisation du DMT en accumulation : le courant grille. Nous tenterons d'en cerner les principaux aspects.

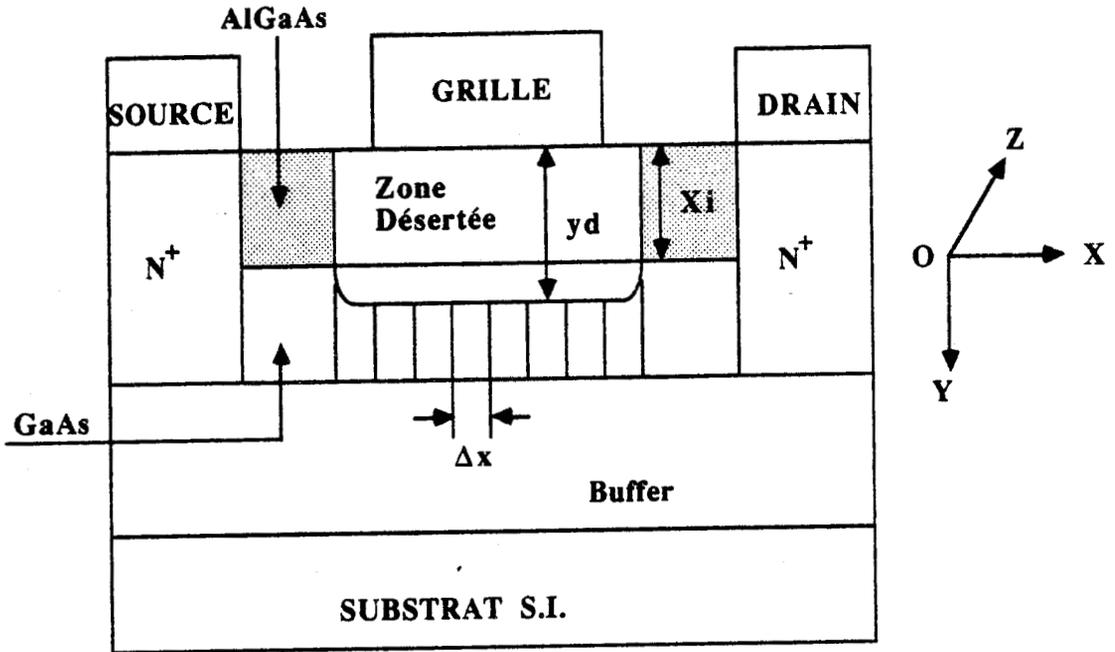


Figure 1 : Principe général de la modélisation du DMT.

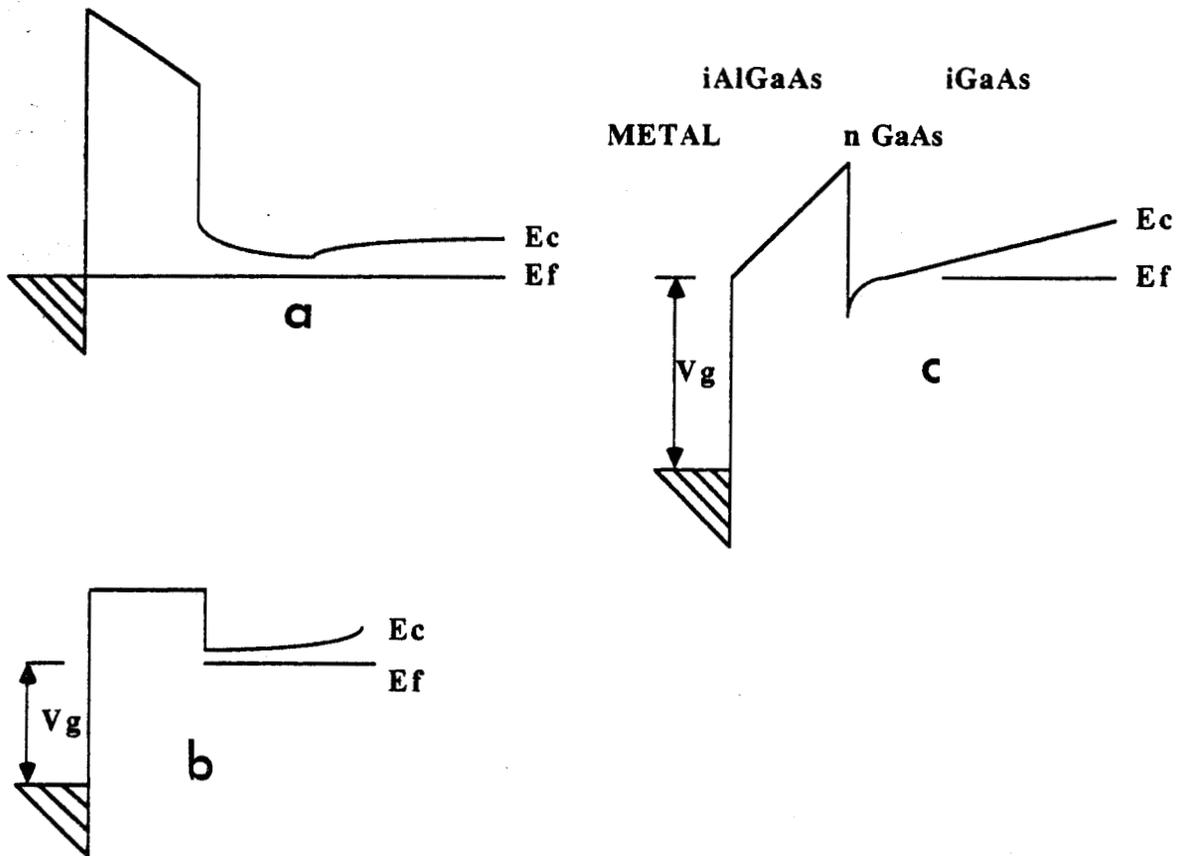


Figure 2 : Schématisation de la structure de bande de DMT pour trois types de polarisation : régime de désertion (a), condition de "bande plate" (flat-band) (b), et régime d'accumulation (c) qui peut donner un courant grille.

# I. PRESENTATION DES PRINCIPAUX ASPECTS DE LA MODELISATION ET ADAPTATION AU D.M.T.

## I.1. HYPOTHESES DU PROGRAMME

Nous reprenons les principales hypothèses utilisées pour le MESFET, adaptées et complétées pour la modélisation du D.M.T..

- La transition entre la zone désertée de grille et le canal est supposée abrupte, ce qui signifie une concentration de porteurs libres nulle dans la zone désertée. Pour le MESFET, cette hypothèse implique que le rapport longueur de grille sur épaisseur de couche active soit supérieur à 5. Ce rapport est largement obtenu pour le DMT puisque l'épaisseur de couche active varie de 200 à 400 Å typiquement, alors que la longueur de grille est comprise entre 0,2 et 1 µm.

- Les plans équipotentiels dans le canal sont supposés perpendiculaires à l'axe source-drain (figure 1), ce qui revient à supposer que la composante  $E_y$  du champ électrique est nulle dans cette zone. Il s'en suit également que le vecteur vitesse des porteurs libres n'a qu'une composante horizontale  $V_x$  selon l'axe  $Ox$ .

- Le profil de dopage est supposé uniforme dans la couche active (concentration  $N_d$ ), et les concentrations de porteurs nulles dans la couche pseudo-isolante et le buffer. On suppose donc une transition abrupte entre le dopage de la couche active (de l'ordre de  $2$  à  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) et le buffer non dopé. Ce dernier sera soit en GaAs soit en AlGaAs.

- La forme de la zone désertée sera décrite au paragraphe suivant. Nous supposons, comme le montre la figure 1, que l'AlGaAs, qui est assimilé à un quasi-isolant, contribue à augmenter uniformément l'épaisseur de la zone désertée, d'une quantité dépendante de l'épaisseur de ce matériau.

- Nous supposons en conséquence que le courant de grille est nul, quelque soient les conditions de polarisation. L'observation du diagramme de bande d'énergie du DMT (figure 2), montre que pour des tensions grilles proches de 0 volt, un courant grille peut exister. Des relevés expérimentaux montreront que ce courant de grille reste toujours faible vis à vis du courant drain dans les zones de fonctionnement du transistor.

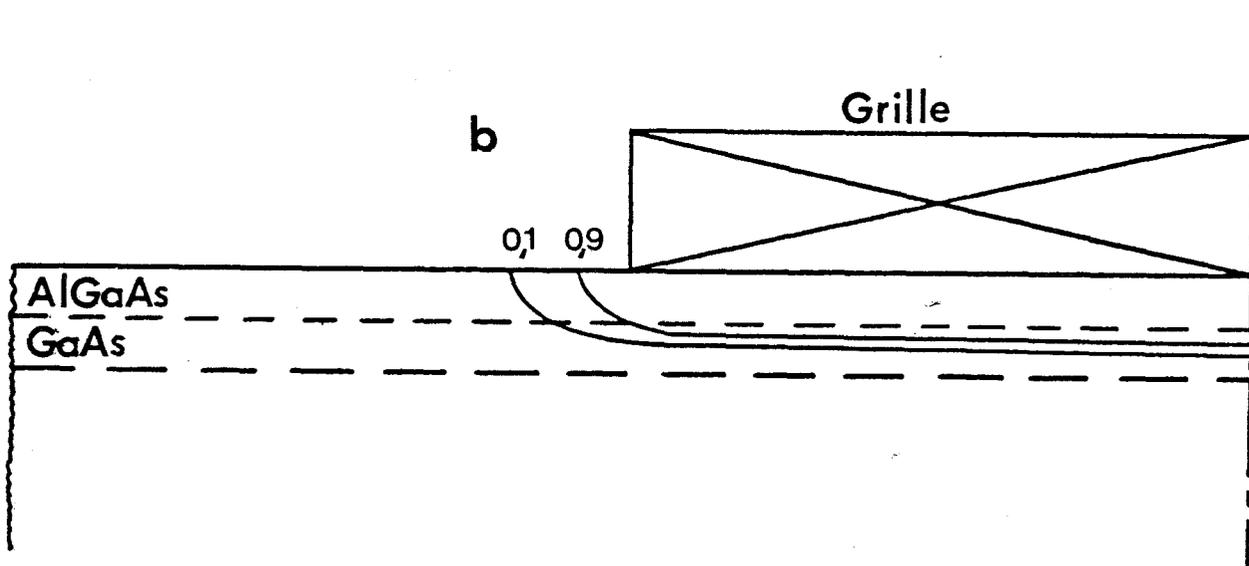
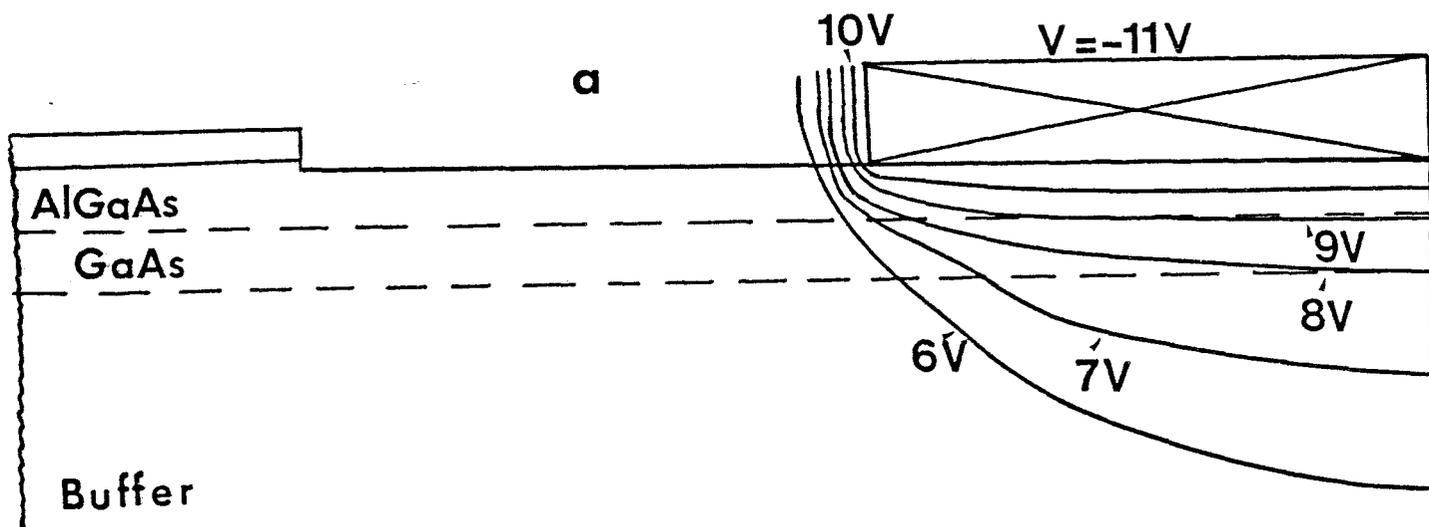


Figure 3 : Formes des équipotentiels (a) et détermination de la limite de la zone désertée (b). Variation de  $\rho$  entre 0,9 et 0,1.

## I.2. DESCRIPTION DU CONTOUR DE LA ZONE DESERTEE

### I.2.1. A TENSION $V_{DS}$ NULLE

A l'aplomb du milieu de la grille, la profondeur  $y_d$  de la zone désertée dans la région où elle est constante (figure 1) s'exprime à partir de l'intégration du champ électrique dans l'AlGaAs non dopé et le GaAs dopé.

Le système d'équation s'écrit :

$$\begin{cases} E = \text{constante} & \text{pour } 0 < y < x_I \\ E = \frac{q N_d}{\epsilon_s} (y_d - y) & \text{pour } y > x_I \end{cases}$$

avec  $x_I$  = épaisseur de la couche d'AlGaAs.

La résolution de ce système permet d'écrire :

$$y_d = \sqrt{x_I^2 + \frac{2 \epsilon_i}{q N_d} |V_{gs} - V_{bi} + \Delta E_c|}$$

avec

$N_d$ : le dopage de la couche active.

$V_{bi}$ : la tension de built-in du contact Schottky de la grille sur la couche d'AlGaAs ( $\approx 1,1$  V)

$\Delta E_c$ : la barrière de potentiel entre le GaAs et l'AlGaAs, (0,3 V pour un pourcentage d'Aluminium de 30 %).

$V_{gs}$ : la tension appliquée sur la grille.

$\epsilon_s$ : la constante diélectrique de l'AlGaAs et du GaAs.

Pour connaître l'évolution de l'épaisseur de la zone désertée sur les bords de grille où les effets bi-dimensionnels sont les plus marqués, nous pouvons utiliser la modélisation effectuée au chapitre précédent. En effet, il est possible de déterminer la densité de porteurs libres en tout point d'une structure. La limite de zone désertée correspond au passage d'une quantité de porteurs libres nulle à une concentration  $N_d$ , dopage de la couche active. Si l'on exprime la quantité

$$\rho = \frac{N_d(x, y) - n(x, y)}{N_d(x, y)}$$

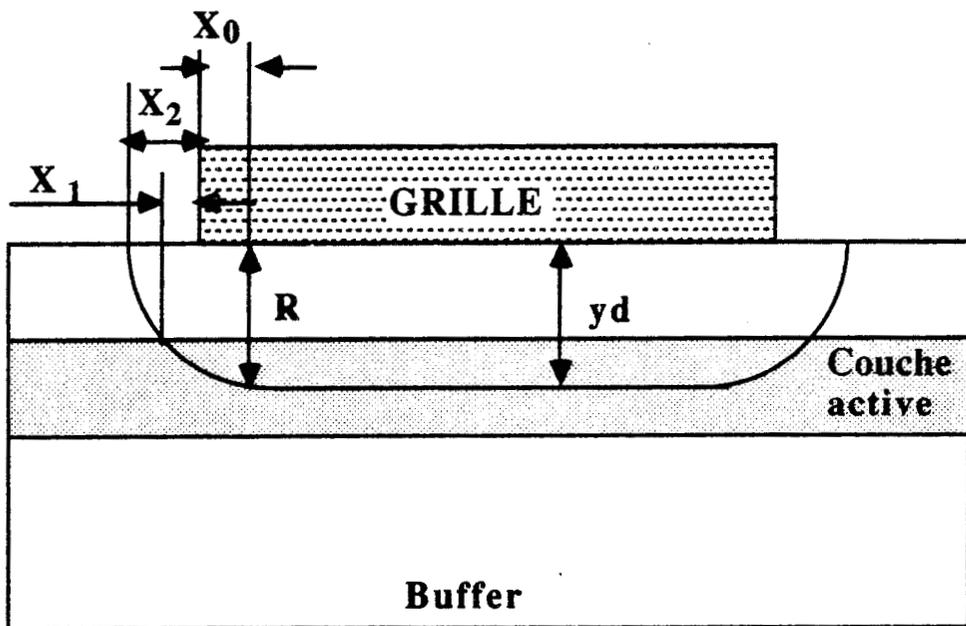


Figure 4 : Définition des différents paramètres servant à calculer le contour de la zone désertée.

la limite de zone désertée sera donnée lorsque  $\rho$  passe de 1 à 0.

Les figures 3a et 3b montrent l'évolution des équipotentiels et celle de la zone désertée. Elles confirment le premier calcul de  $y_d$  effectué dans le cas unidimensionnel, et indiquent une forme quasi-elliptique de la zone désertée aux extrémités de grille.

Une méthode similaire à celle utilisée pour le MESFET [1] permet de modéliser cette partie de zone désertée sous la grille en décrivant une ellipse dont les paramètres ne dépendent que de l'épaisseur de la zone désertée dans la zone unidimensionnelle. Les relations liant les grandeurs  $x_0$  et  $x_1$  (figure 4) à  $R$ , épaisseur de la zone désertée dans la région où elle devient constante sont données par :

$$x_0 = A_0 \times R$$

$$x_1 = A_1 \times R$$

Les paramètres  $A_0$  et  $A_1$  sont calculés à partir des formes de zone désertée obtenues par la modélisation du chapitre précédent. Notons que ces deux paramètres sont peu critiques puisque le rapport longueur de grille sur épaisseur de couche active est toujours grand.

Connaissant à ce stade l'expression analytique de toute la zone désertée, il est alors possible d'en déterminer la variation lorsque la tension  $V_{ds}$  n'est plus nulle.

### 1.2.2. A TENSION $V_{DS}$ NON NULLE

L'estimation de la variation  $\Delta y_d$  de  $y_d$  sous la grille lorsque  $V_{ds}$  n'est plus nulle nécessite de faire appel à des hypothèses supplémentaires, similaires à celles introduites dans la modélisation du MESFET [1].

- La composante du champ électrique  $E_x$  se conserve sur une certaine distance dans la zone désertée avant de s'annuler.

- La composante  $E_y$  est nulle sur le contour de la zone désertée.

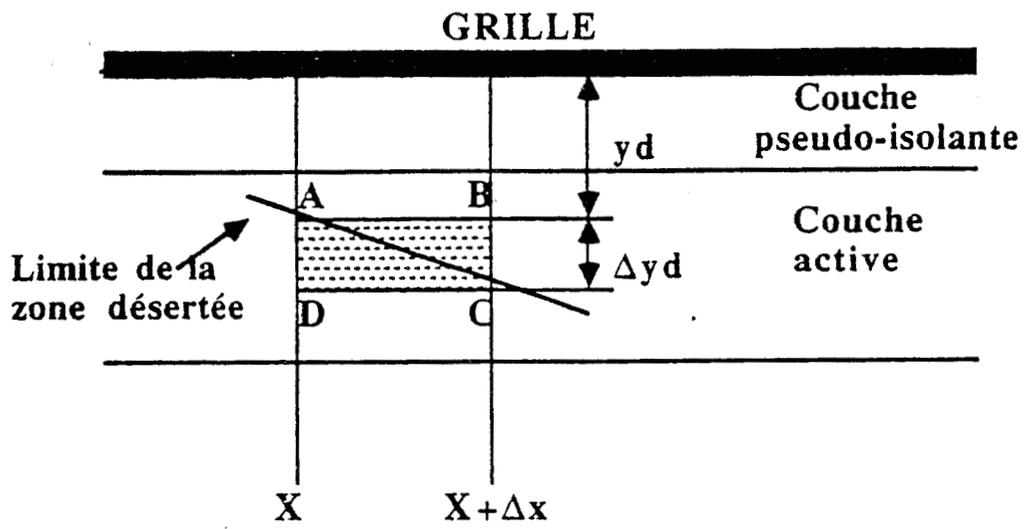


Figure 5 : Représentation de la méthode permettant d'obtenir la quantité  $\Delta y_d$ .

Le calcul de la variation  $\Delta y_d$  est effectué à partir du théorème de GAUSS appliqué à une surface définie par un parallélépipède de profondeur Z et de section ABCD (figure 5) et donne, pour cette variation :

$$\Delta y_d = \frac{\epsilon \Delta V}{q \cdot y_d \cdot n(x)}$$



où  $\Delta V$  représente la différence de potentiel entre le plan d'abscisse x et le plan d'abscisse x +  $\Delta x$  et  $n(x)$  représente la densité de porteurs libres.

Pour traiter le cas des zones elliptiques du bord de grille, nous déterminons les ellipses successives de chaque tranche  $\Delta x$  par continuité, ce qui nous amène à postuler que la variation  $\Delta R$  du paramètre R de l'ellipse est donnée par la relation

$$\Delta R = \frac{\epsilon \Delta V}{q \cdot R \cdot n(x)}$$

Nous sommes maintenant capable de construire l'ensemble de la zone désertée quelque soient les conditions de polarisation.

### I.3. DYNAMIQUE NON STATIONNAIRE DES ELECTRONS

Lorsque dans un semiconducteur, les porteurs sont soumis à des variations spatiales ou temporelles brusques de champ électrique, la vitesse de ceux-ci n'obéit plus à la loi fonction du champ du régime stationnaire, mais peut atteindre des valeurs instantanées considérables (phénomène de survitesse) ou très faibles (phénomène de sous-vitesse), avant de tendre à nouveau vers des vitesses données par les lois du régime stationnaire.

Pour décrire analytiquement ces phénomènes, A. CAPPY s'est basé sur l'équation de Boltzman, et après certaines considérations simplificatrices [1], arrive aux équations respectivement nommées relaxation de l'énergie et relaxation du moment :

$$\begin{cases} dW = q E_x dx - \frac{W - W_0}{\tau_w(W)} dt \\ \frac{d(m^*(W) \cdot v)}{dt} = q E_x - \frac{m^*(W) v}{\tau_m(W)} \end{cases}$$

où  $W_0$  est l'énergie des porteurs à l'équilibre thermodynamique  
 $m_0$  est la masse effective des porteurs  
 $E$  le champ électrique selon l'axe  $Ox$   
 $\tau_w, \tau_m$  le temps de relaxation de l'énergie et du moment, respectivement.

En régime stationnaire, ces équations s'écrivent :

$$\begin{cases} V_{ss}(W) = \frac{W - W_0}{\tau_w(W) \cdot q \cdot E_{ss}(W)} \\ E_{ss}(W) = \frac{m^*(W) V_{ss}(W)}{q \cdot \tau_m(W)} \end{cases}$$

En posant  $V_{ss}(W)$  et  $E_{ss}(w)$  les valeurs des vitesses et champs en régime stationnaire pour l'énergie  $W$  tels que :

$$\begin{cases} \frac{W - W_0}{\tau_w(W)} = q \cdot E_x \cdot V_{ss}(W) \\ q E_{ss}(W) = \frac{m^*(W) \cdot v}{\tau_m(W)} \end{cases}$$

le système initial devient :

$$\begin{cases} \frac{dW}{dt} = q E_x v - q E_{ss}(W) \cdot V_{ss}(W) \\ \frac{d(m^*(W) \cdot v)}{dt} = q E_x - \frac{q \cdot E_{ss}(W) \cdot v}{V_{ss}(W)} \end{cases}$$

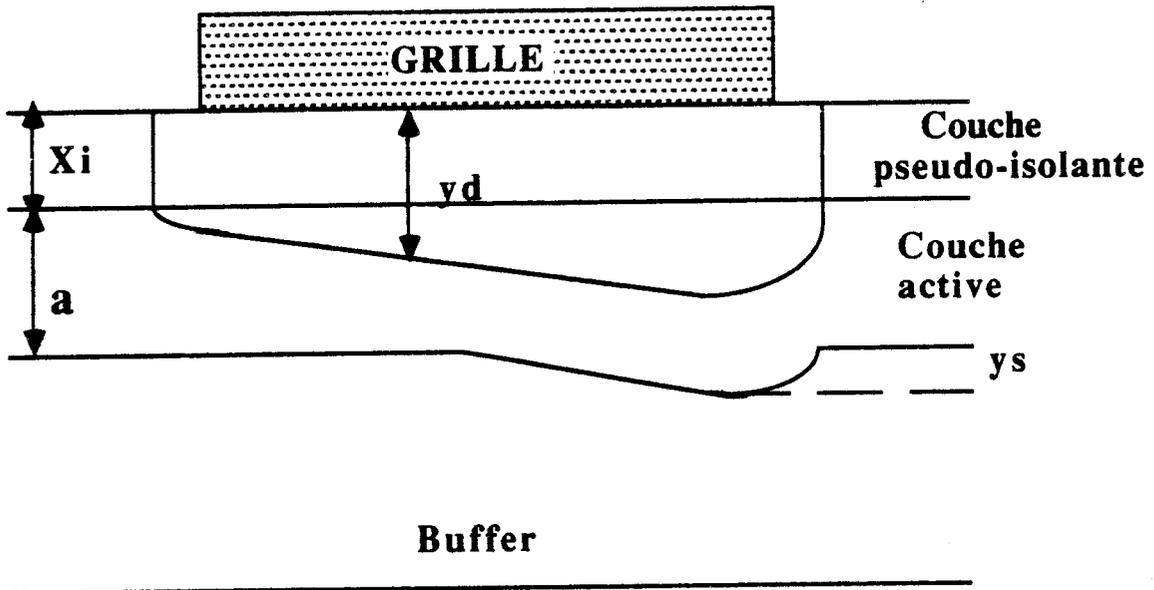


Figure 6 : Effet d'injection de porteurs dans la couche tampon.

#### I.4. EFFET D'INJECTION DANS LA COUCHE TAMPON

Les transistors actuels sont toujours réalisés sur une couche tampon, afin d'améliorer la mobilité des porteurs dans le canal et permettre une meilleure tenue au claquage [2], en supprimant les principaux effets néfastes dus au substrat.

Les modèles bidimensionnels [3] ont montré que cette couche tampon est le siège d'une injection de porteurs libres liée à la présence de la composante de champ longitudinale  $E_x$ , phénomène qui revient finalement à considérer une épaisseur effective de canal, répartie entre la couche active et la couche tampon (figure 6).

Pour parfaire son modèle de MESFET, A. CAPPY a réussi à modéliser simplement cet effet, au prix de quelques hypothèses :

- Transition de dopage abrupte entre la couche active et la couche tampon.

- la composante  $E_x$  du champ se conserve de la couche active à la couche tampon sur une épaisseur  $y_s$  de celle-ci puis s'annule au delà.  $y_s$  est ainsi un paramètre arbitraire dont la valeur est ajustée au gré de l'expérience selon la technologie de réalisation du composant. Cette valeur est estimée à [1] :

$$y_s = Lg/2 + l$$

où  $l$  est une longueur comprise entre 0 et  $a$ , épaisseur de la couche active.

- La composante  $E_y$  est considérée nulle partout sauf dans la zone désertée de grille.

Dans la couche tampon, l'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d E_x}{d y} = - \frac{q}{\epsilon} n'(x)$$

Que l'on intègre sur l'épaisseur  $y_s$  :

$$\frac{d E_x}{d y} \int_0^{y_s} d y = - \frac{q}{\epsilon} \int_0^{y_s} n'(x) d y$$

Dans le canal de la couche active, l'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{dE(x)}{dy} = \frac{q}{\epsilon} (N_d - n(x))$$

et en considérant la seconde hypothèse, on obtient l'équation :

$$\int_0^{y_s} n'(x) dy = y_s \left( n(x) - N_d \right)$$

où  $n'(x)$  représente la densité de porteurs injectés  
 $n(x)$  la densité de porteurs libres dans le canal  
 $N_d$  le dopage de la couche active.

Remarquons que la densité de charges  $n'(x)$  est d'autant plus importante que la densité de porteurs libres dans la couche active est grande, ce qui montre la nécessité de prendre en compte ce phénomène, puisque les dopages utilisés pour le DMT sont supérieurs d'un facteur 10 à ceux utilisés pour le MESFET. Cependant, cette augmentation du courant avec la tension  $V_{ds}$  par injection de porteurs dans la zone tampon entraînera une augmentation de la conductance de sortie  $g_d$ , dont il est préférable de conserver une valeur faible pour une meilleure fréquence de coupure du MAG (Gain maximum en puissance disponible), comme il en sera discuté ultérieurement. Pour limiter ces effets d'injection, il est alors possible de prévoir une couche d'AlGaAs non dopée dans la partie supérieure du buffer, qui provoquera une barrière de potentiel.

## 1.5. EQUATIONS DU PROGRAMME ET RESOLUTION

L'équation du courant pour le composant s'écrit :

$$I_{do} = q Z v(x) \int_0^{y_1} n(x, y) dy$$

où  $y_1$  représente la distance entre la grille et le substrat. Pour le DMT (figure 6), et en considérant le calcul précédent, le courant devient :

$$I_{do} = q Z v(x) n(x) \left( (a + x_i - y_d(x)) + y_s \left( 1 - \frac{N_d}{n(x)} \right) \right)$$

En posant  $y_c$ , épaisseur d'un canal équivalent, avec une densité de porteurs  $n(x)$ , tel que :

$$y_c(x) = a + x_{\pm} - y_d(x) + y_s \left( 1 - \frac{N_d}{n(x)} \right)$$

le courant  $I_{ds}$  s'écrit :

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

A cette équation du courant s'ajoute l'équation de Poisson que l'on écrit :

$$\frac{d E_x(x)}{dx} = -\frac{q}{\epsilon} (N_d - n(x))$$

Nous avons également calculé (I.3) les équations de relaxation de l'énergie et du moment.

Discrétisées, ces équations s'écrivent respectivement :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_{ds} = q Z y_i n_i v_i \\ E_i - E_{i-1} = \frac{q}{\epsilon} \Delta x (N_d - n_i) \\ W_i = W_{i-1} + q \Delta t (E_i v_i - E_{ss}(W_i) V_{ss}(W_i)) \\ m_i^* v_i = m_{i-1}^* v_{i-1} + q \Delta t (E_i - (v_i / V_{ss}(W_i)) \cdot E_{ss}(W_i)) \end{array} \right.$$

avec  $\Delta t = (q Z y_i n_i / I_{ds}) \cdot \Delta x$

Dans ces expressions :

$y_i$  est la largeur effective du canal

$v_i$  est la vitesse des porteurs

$n_i$  est la densité de porteurs

$m_i^*$  est la masse effective

$E_{ss}(W_i)$  et  $V_{ss}(W_i)$  sont respectivement les valeurs du champ et de la vitesse en fonction de l'énergie en régime stationnaire.

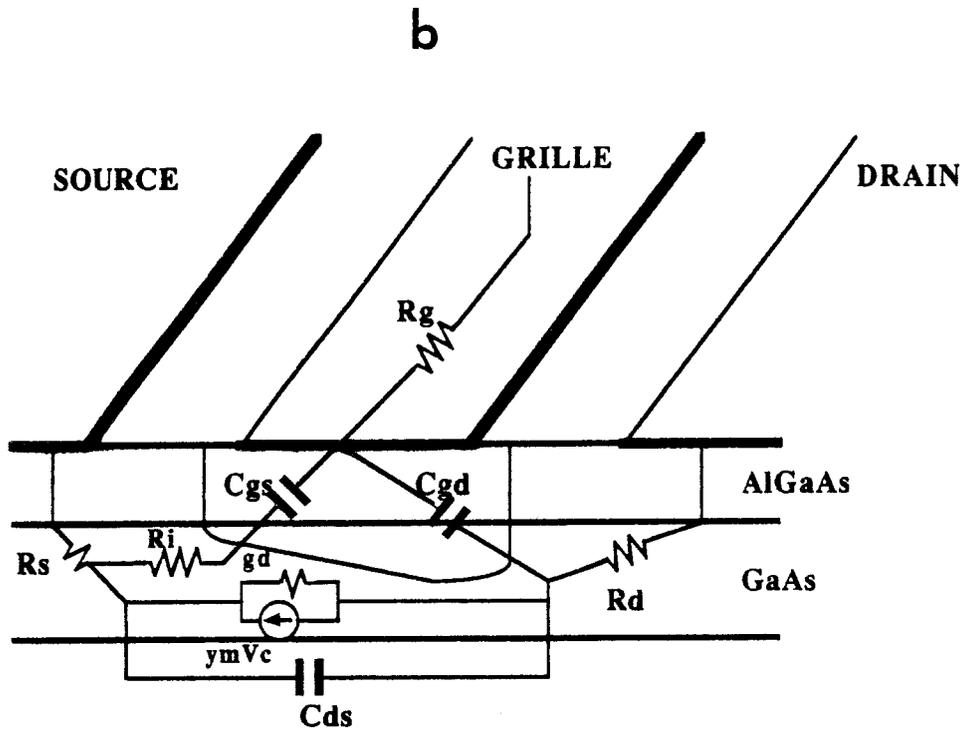
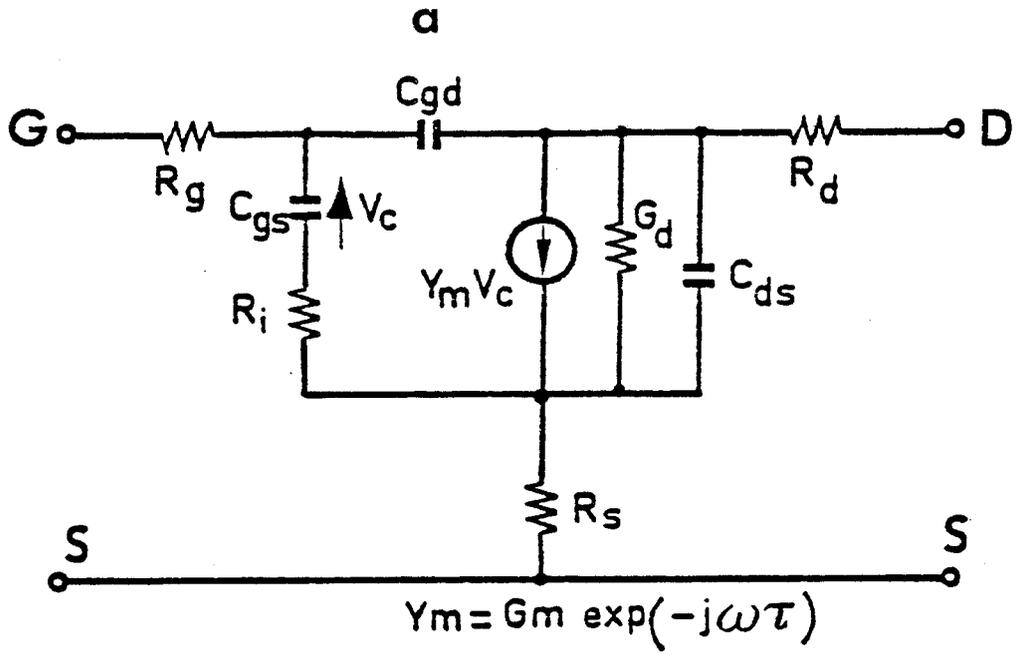


Figure 7 : Schéma équivalent petit signal du DMT (a) et localisation de ces éléments dans la structure (b).

Ces quatre équations peuvent être combinées en une seule équation du second degré en  $v_i$  :

$$A_i v_i^2 + B_i v_i + C_i = 0$$

permettant de calculer à chaque pas la vitesse  $v_i$  des porteurs, puis de connaître le champ électrique  $E_i$  et la concentration locale des porteurs  $n_i$ .

Cette méthode de convergence développée par A. CAPPY donne une solution stable rapidement, si bien que pour une structure donnée, on obtient un réseau I(V) en un temps très raisonnable (environ quelques minutes) sur micro-ordinateur.

### 1.6. LES PARAMETRES CALCULABLES

L'intégration du champ sous la grille donne accès à la tension  $V_{ds}$ , et l'intégration des charges emmagasinées dans l'épaisseur de la zone désertée permet d'obtenir la charge  $Q_s$  stockée sous la grille. A partir de ces deux grandeurs, nous pouvons déterminer les paramètres du schéma équivalent petit signal du DMT représenté figures 7a et 7b. Des variations  $\Delta Q_s$  de la charge  $Q_s$ ,  $\Delta V_{ds}$  de la tension  $V_{ds}$  et  $\Delta I_{ds}$  du courant  $I_{ds}$  donnent accès aux paramètres  $g_d$ ,  $C_{gd}$ ,  $g_m$ ,  $C_{gs}$  selon les relations :

$$g_d = \left( \frac{\Delta I_{ds}}{\Delta V_{ds}} \right)_{V_{gs}}$$

$$C_{gd} = \left( \frac{\Delta Q_s}{\Delta V_{ds}} \right)_{V_{gs}}$$

$$g_m = \left( \frac{\Delta I_{ds}}{\Delta V_{gs}} \right)_{V_{ds}}$$

$$C_{gs} = \left( \frac{\Delta Q_s}{\Delta V_{gs}} \right)_{V_{ds}}$$

Les résistances d'accès  $R_s$  et  $R_d$  sont calculées de la manière suivante :

$$R_s = \frac{L_{sg}}{q \mu N_d a Z}$$

$$R_d = \frac{L_{gd}}{q \mu N_d a Z}$$

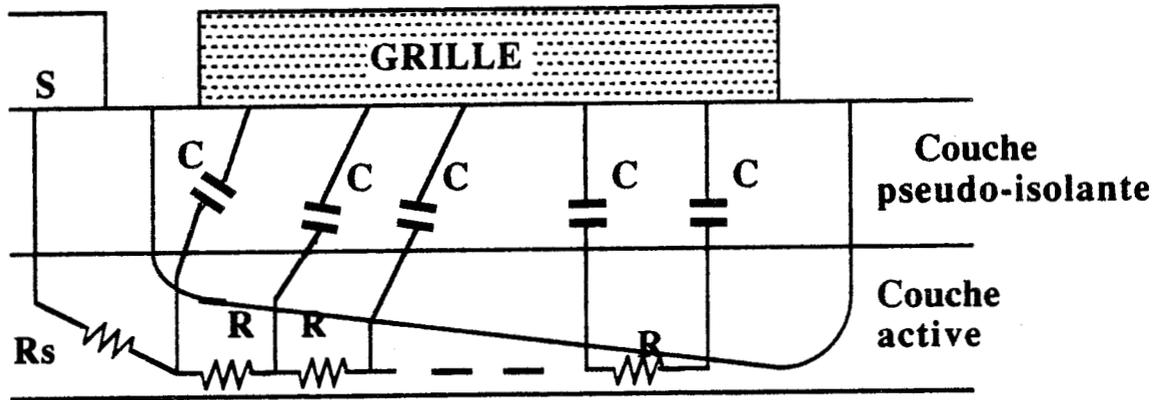


Figure 8 : Représentation de la méthode qui permet la détermination de la résistance  $R_i$ .

Ces deux formulations supposent que le contact ohmique diffuse parfaitement à travers l'AlGaAs, et qu'il n'y a pas de résistance supplémentaire due à un contact. Nous discuterons de l'influence de ces termes dans un prochain paragraphe.

La résistance  $R_i$ , résistance équivalente à un réseau R-C distribué dans le canal (figure 8) sera calculée par l'expression [1].

$$R_i = R \times \frac{l}{3}$$

où R représente la résistance dans le canal par unité de longueur.

La résistance  $R_g$  peut être déterminée à partir des caractéristiques technologiques de la grille.  $C_{ds}$ , essentiellement capacité électrostatique d'électrodes, est, par contre, plus difficilement calculable. Les paramètres précédents permettent d'exprimer deux fréquences caractéristiques d'un composant de puissance :

$$f_c = \frac{g_m}{2\pi C_{gs}} \quad \text{fréquence de coupure en courant.}$$

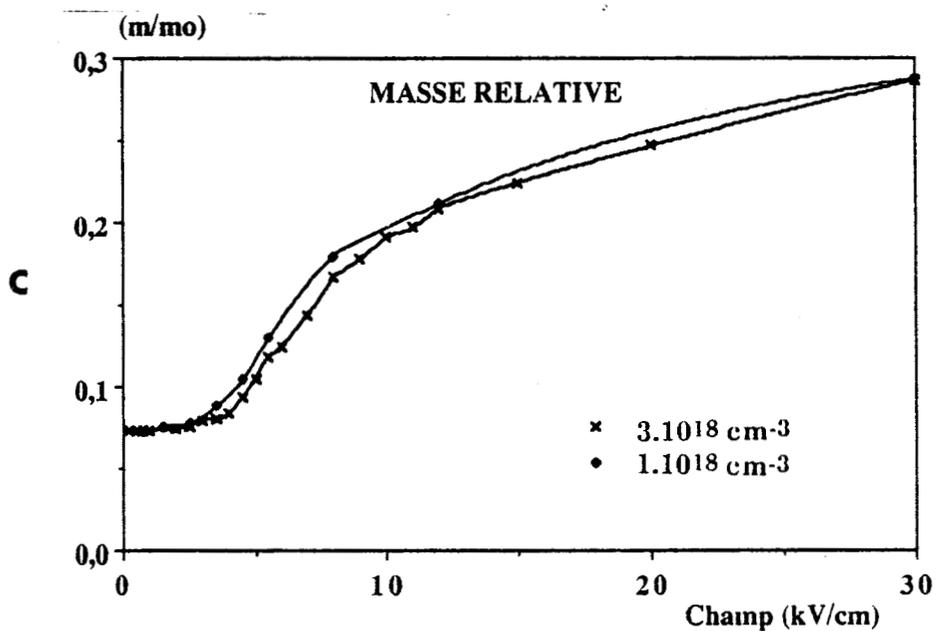
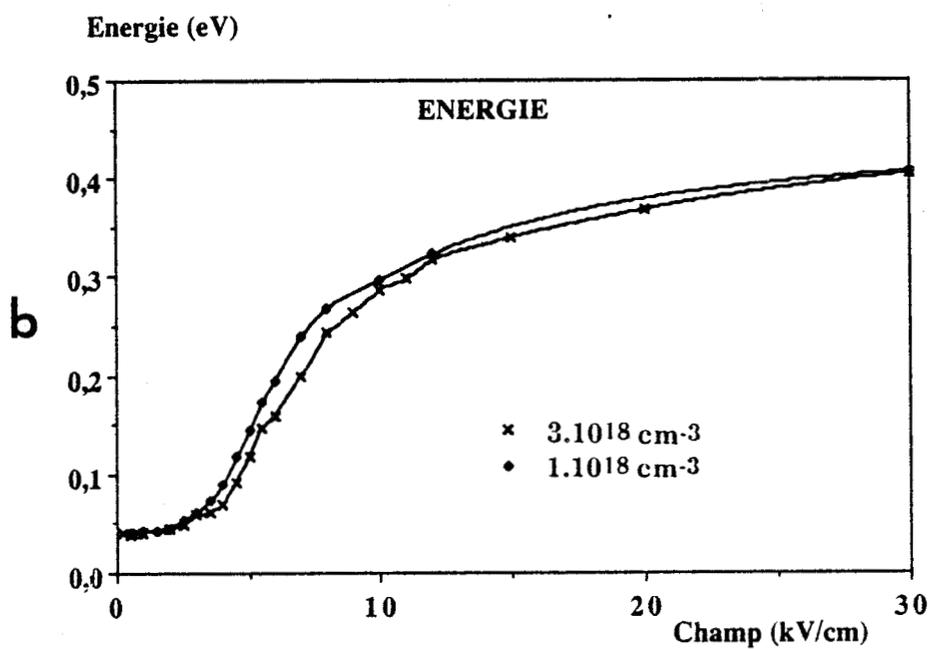
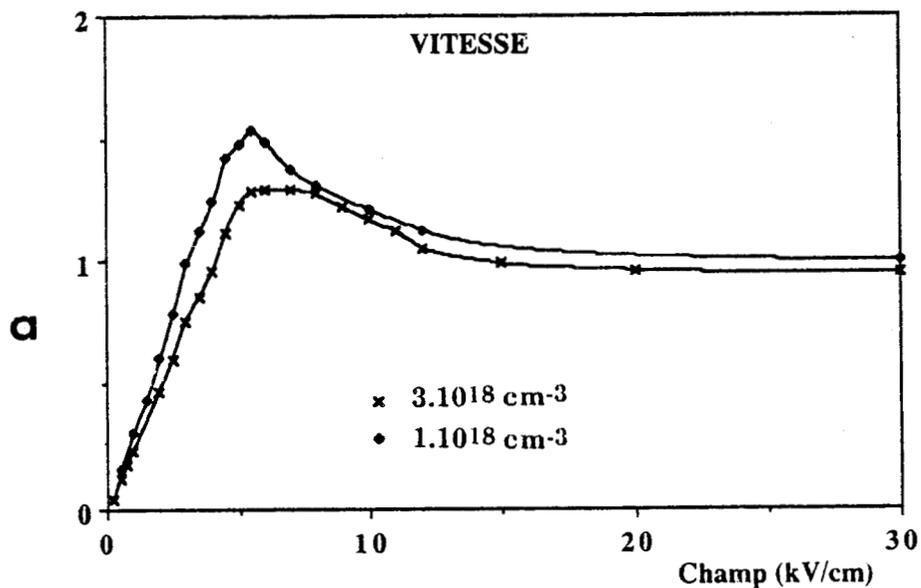
$$f_{MAG} = \frac{f_c}{2\sqrt{g_d}} \times \frac{1}{\left[ (R_s + R_i + R_g) + \pi f_c L_s + \pi f_c \frac{C_{gd}}{g_d} (R_s + 2R_g + R_i + 2\pi f_c L_s) \right]^{1/2}}$$

la fréquence de coupure du MAG (Maximum Available Gain).

Le dernier élément du schéma équivalent est le temps de transit des porteurs sous la zone désertée et sera calculé par :

$$\tau = \sum_{i_A}^{i_B-1} \frac{2\Delta x}{v_i + v_{i+1}}$$

où  $i_A$  et  $i_B$  représentent les limites horizontales de la zone désertée.



**Figure 9 :** Evolutions de la vitesse (a), de l'énergie (b) et de la masse relative  $m/m_0$  (c) en fonction du champ électrique pour des dopages de  $1 \cdot 10^{18}$  et  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

### 1.7. PARAMETRES DU MATERIAU GaAs

La résolution des équations du paragraphe I.5 nécessite la connaissance des relations entre la vitesse, le champ, l'énergie et la masse relative. Ces paramètres de transport dans le matériau sont calculés à partir d'une méthode de Monté-Carlo, développée au laboratoire par l'équipe de R. FAUQUEMBERGUE [4], [5]. Les variations sont données en fonction du champ, il est alors possible de trouver une expression analytique en fonction de l'énergie.

L'étude de ces paramètres s'avère délicate aux dopages élevés puisque le matériau devient dégénéré. Nous comparons (figures 9a-b-c) les vitesses, énergies et masses relatives ( $m/m_0$ ) en fonction du champ électrique pour des dopages de  $10^{18}$  et  $3.10^{18}$   $\text{cm}^{-3}$ , d'après les résultats fournis par J.L. THOBEL dans l'hypothèse où l'on néglige l'effet de la dégénérescence. Même s'ils doivent être considérés avec circonspection en raison de la non prise en compte de cet effet, plusieurs remarques sont à dégager :

- Affaiblissement sensible de la vitesse pic avec l'augmentation du dopage.
- Léger recul du champ de seuil à fort dopage.
- La vitesse de saturation est pratiquement la même dans les deux cas.
- Les variations obtenues pour l'énergie et la masse effective sont identiques pour des deux dopages.

Cependant, le paramètre prépondérant est la mobilité qui diminue avec l'augmentation du dopage. Les calculs Monté-Carlo de J.L. THOBEL présentent un bon accord avec les résultats expérimentaux de mobilité par effet HALL obtenus par Y. DRUELLE [6] au laboratoire, comme le montre la figure 10. Cette figure se rapporte à des dopages n'excédant pas  $2.10^{18}$   $\text{cm}^{-3}$ .

Les figures 11.a-b-c montrent l'accord satisfaisant entre les résultats Monté-Carlo et les expressions analytiques que nous avons élaborées pour le programme. Ces expressions correspondent à un dopage de  $10^{18}$   $\text{cm}^{-3}$ . Elles seront légèrement corrigées pour des dopages supérieurs en modifiant uniquement la mobilité.

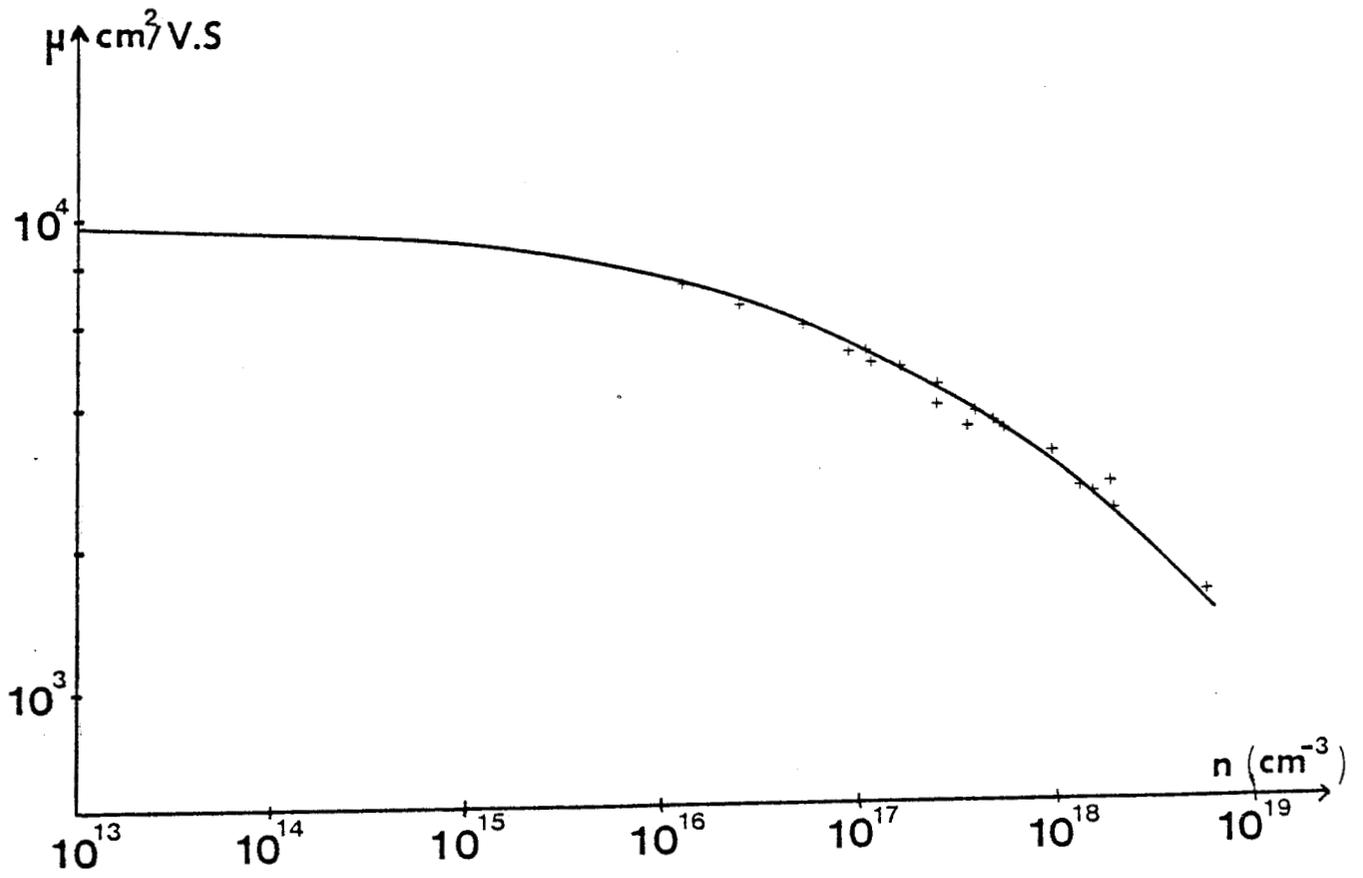
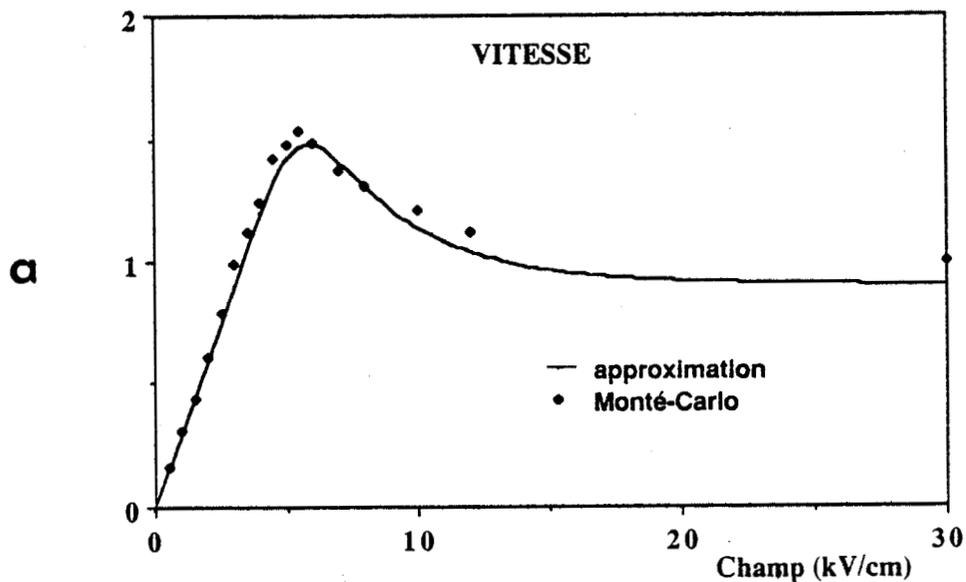
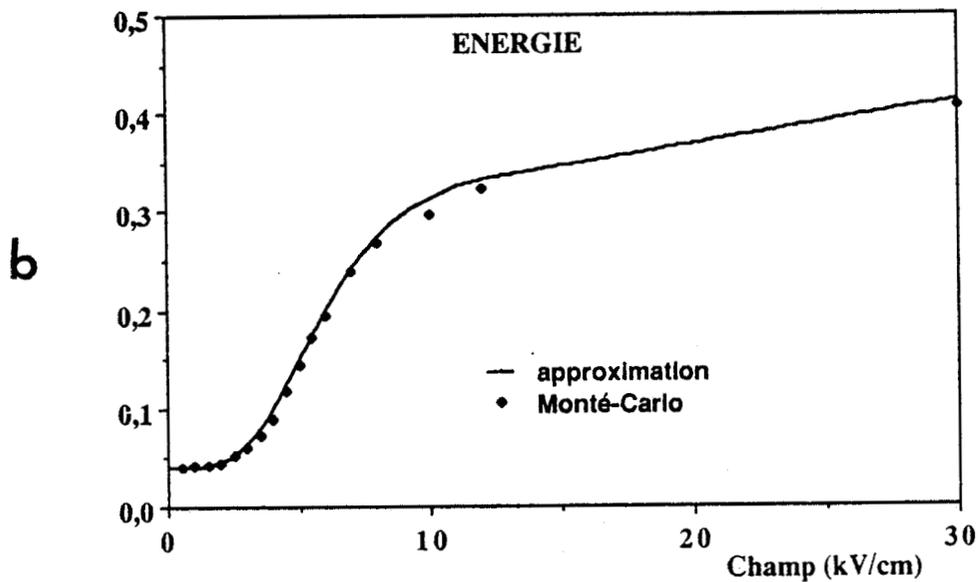


Figure 10 : Evolution expérimentale de la mobilité en fonction du dopage.



Energie (eV)



(m/m<sub>0</sub>)

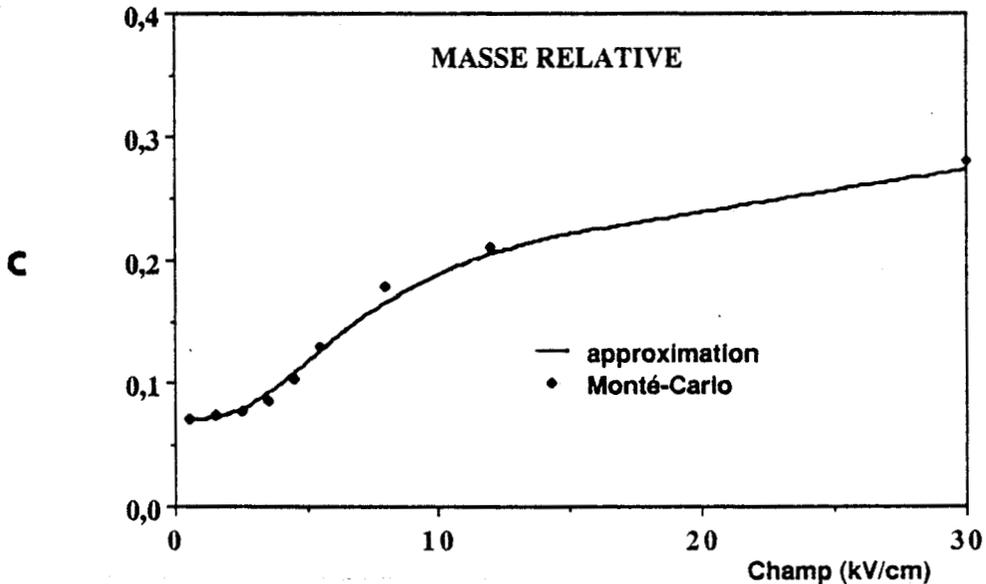


Figure 11 : Comparaison de l'approximation analytique utilisée dans la modélisation et des résultats Monté-Carlo pour la vitesse (a), l'énergie (b) et la masse relative ( $m/m_0$ ) pour un dopage de  $1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

GRILLE

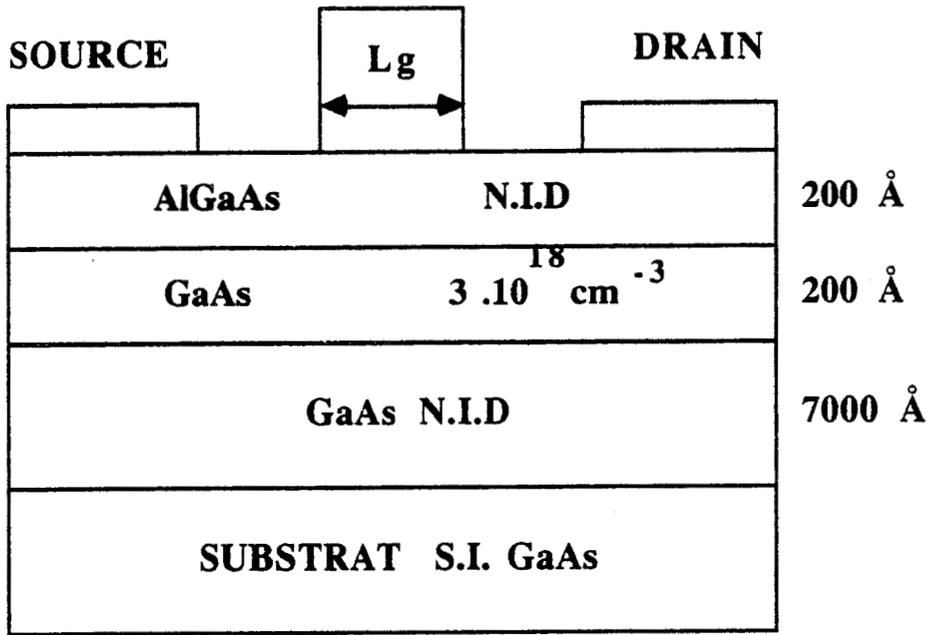


Figure 12 : Structure de DMT proposée par HIDA.

$I_{ds}$  (mA)

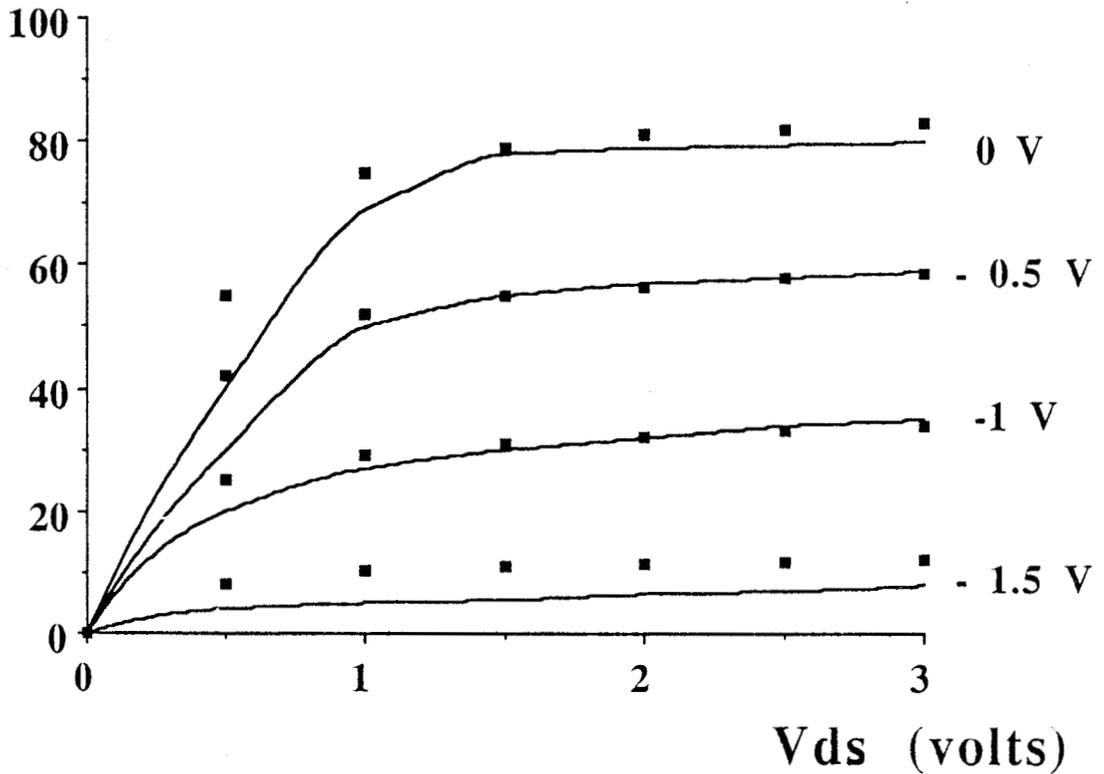


Figure 13 : Comparaison théorie expérience d'après la structure présentée figure 12.

- : points théoriques
- : courbe expérimentale [7].

## II. VALIDATION DU MODELE PRESENTE

### II.1. COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE

A titre de validation et avant d'entreprendre la réalisation de nos propres composants, nous avons effectué une confrontation de notre modélisation avec les résultats exposés par HIDA [7] pour une structure que l'on peut considérer comme l'un des premiers D.M.T..

Pour cette structure, qui est représentée figure 12, HIDA a donné la caractéristique courant-tension pour une longueur de grille d'un micron, et les paramètres dynamiques lorsque cette longueur vaut 0,5 micron.

La figure 13 montre les caractéristiques I(V) dans les deux cas et le tableau ci-dessous permet une comparaison des éléments du schéma équivalent.

	$I_{dss}$ mA/ mm	$g_m$ mS/ mm	$R_s$ $\Omega$ .mm	$g_{m0}$ mS/ mm	$g_d$ mS/ mm	$f_c$ GHz	$f_{mag}$ GHz	$C_{gs}$ pF/ mm
Structure HIDA	650	310	0,95	440	14	45	48	1,4
Modélisation	700	302	0,65	420	16	52	75	1,1

La valeur de  $R_s$ , initialement calculée par la relation :

$$R_s = \frac{\rho \cdot l_{sg}}{S}$$

a ensuite été imposée à 0,95  $\Omega$ .mm, valeur donnée par l'auteur, pour mieux apprécier la quantité  $g_{m0}$ . En effet, cette résistance est souvent minimisée, puisqu'elle ne tient pas compte de l'imperfection des résistances des contacts ohmiques, inhérente à la technologie employée. Quant à la fréquence  $f_{mag}$ , elle a été calculée en supposant les selfs de connexion nulles, ce qui aboutit nécessairement à une valeur plus optimiste.

L'accord est très satisfaisant pour la caractéristique en courant, et l'écart sur les paramètres du schéma équivalent reste raisonnable. Cette

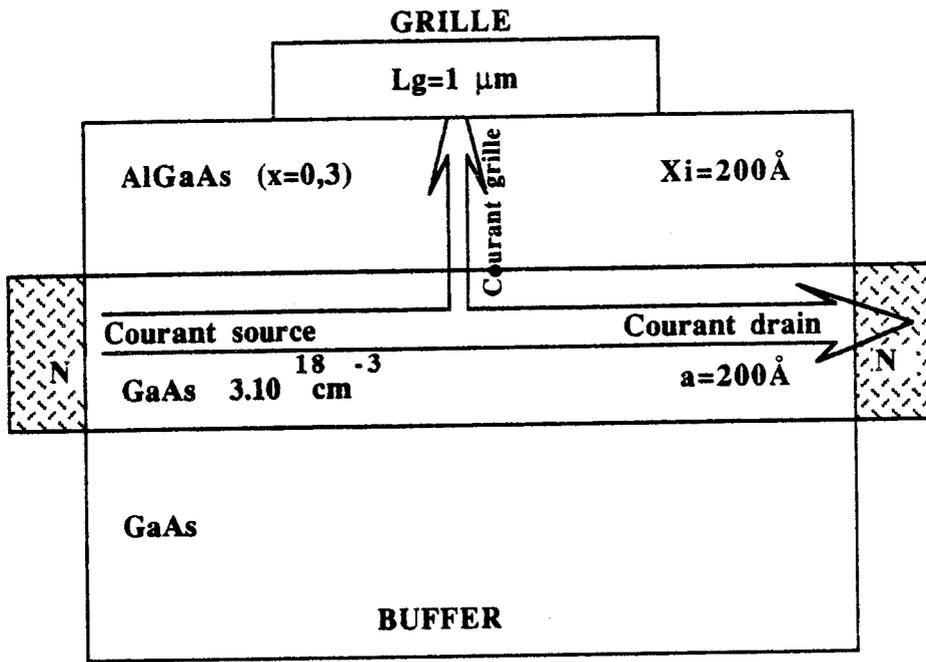


Figure 14: Structure type utilisée pour les simulations en Monté-Carlo.

$I_{ds}$  (mA/300  $\mu\text{m}$ )

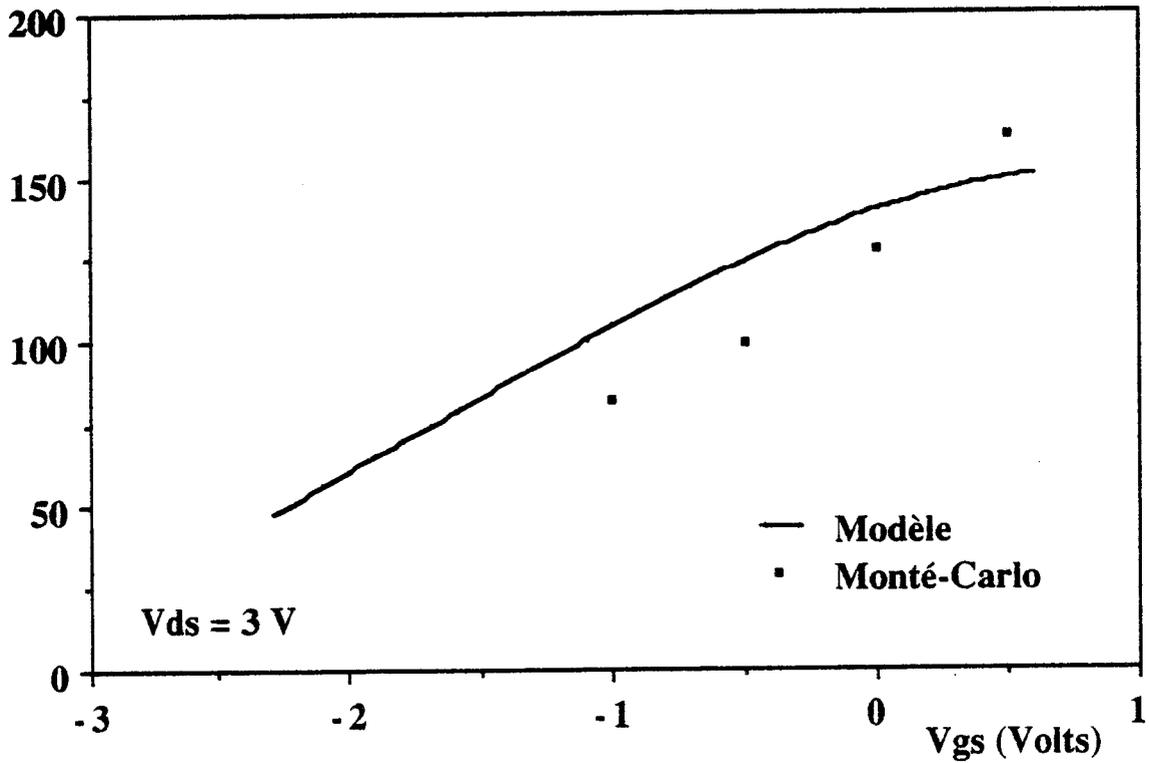


Figure 15: Comparaison du courant  $I_{ds}$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour la méthode Monté-Carlo et notre modélisation.

première validation satisfaisante a été confortée par une autre confrontation avec une modélisation beaucoup plus complète basée sur la méthode de Monté-Carlo.

## II.2. COMPARAISON AVEC LE MODELE MONTE-CARLO

L'étude par la méthode de Monté-Carlo des composants AlGaAs/GaAs est effectuée au laboratoire par K. BELLASHNI [8], qui a modélisé la structure présentée figure 14.

Les principales différences entre son modèle et le nôtre sont :

- Le contact ohmique pris sur les côtés dans le cas de calcul Monté-Carlo
- Le modèle de Bellashni considère trois courants  $I_s$ ,  $I_g$  et  $I_d$  (figure 14), avec  $I_s = I_g + I_d$ . Les calculs seront faits en régime de désertion et l'on aura toujours  $I_g$  très faible devant  $I_d$ .
- La prise en compte de l'éventualité d'un transport des électrons perpendiculairement à l'hétérojonction AlGaAs/GaAs dans le cas Monté-Carlo.

Cependant, cette méthode requiert un temps calcul important, c'est pourquoi nous ne représentons que quelques points de calcul sur la figure 15, figure qui montre le bon accord entre les deux types de modélisation.

## **III.COMPORTEMENT DES GRANDEURS PHYSIQUES DANS LE CANAL CONDUCTEUR**

A partir de l'évolution des grandeurs physiques sous la grille, nous pouvons donner une description simplifiée des phénomènes physiques dans le canal. La structure étudiée a les caractéristiques suivantes :

- longueur de grille de  $0,5 \mu\text{m}$
- distance grille source et grille drain de  $0,75 \mu\text{m}$
- couche active de  $200 \text{ \AA}$  dopée à  $3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$
- couche pseudo-isolante de  $200 \text{ \AA}$ ,  $\Delta E_c = 0,3 \text{ V}$ .
- mobilité  $0,16 \text{ m}^2/\text{V/S}$ .

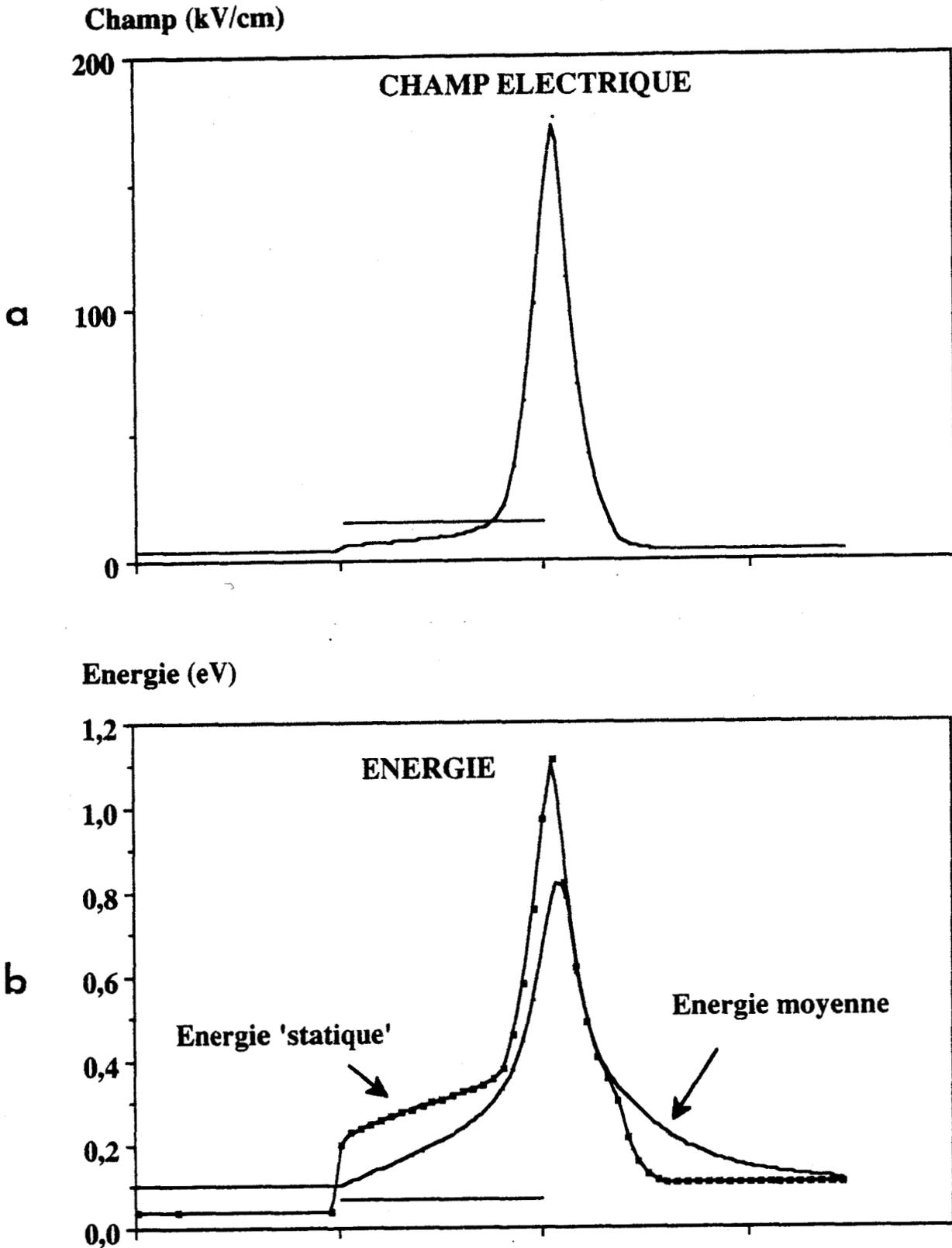


Figure 16 : Evolution des grandeurs physiques sous la grille :  
le champ électrique (a)  
l'énergie des porteurs (b)  
la vitesse des porteurs (c)  
la mobilité des porteurs (d)  
la densité de porteurs (e)  
pour une polarisation correspondant à  $I_{dss}/2$  et à  $V_{ds} = 3$  V.

Les évolutions de la vitesse des porteurs, de leur énergie, du champ longitudinal et de la mobilité sont représentés sur les figures 16a-e pour une polarisation correspondant à  $I_{dss}/2$  et  $V_{ds} = 3$  volts.

Sous les trois premiers quarts de la grille, la vitesse augmente, et atteint des valeurs bien supérieures à la vitesse maximum en champ uniforme. Ce phénomène de survitesse est autorisé puisque :

- l'énergie augmente mais reste inférieure à l'écart énergétique entre les vallées  $\Gamma$  et L (0,33 eV), donc tous les porteurs restent en vallée  $\Gamma$ , avec une mobilité proche de celle existante en champ faible.

- le champ électrique atteint des valeurs de l'ordre de 15 kV/cm. La conjugaison d'un champ électrique important et d'une bonne mobilité entraîne une vitesse bien supérieure à la vitesse pic. Notons également que l'énergie moyenne des porteurs reste dans cette zone inférieure à l'énergie qu'auraient ces porteurs en régime stationnaire (figure 16-b).

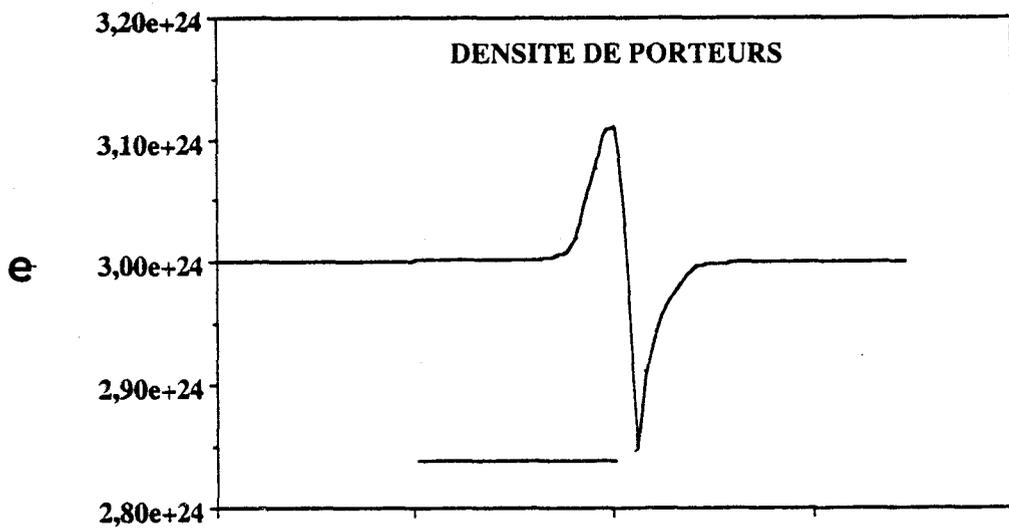
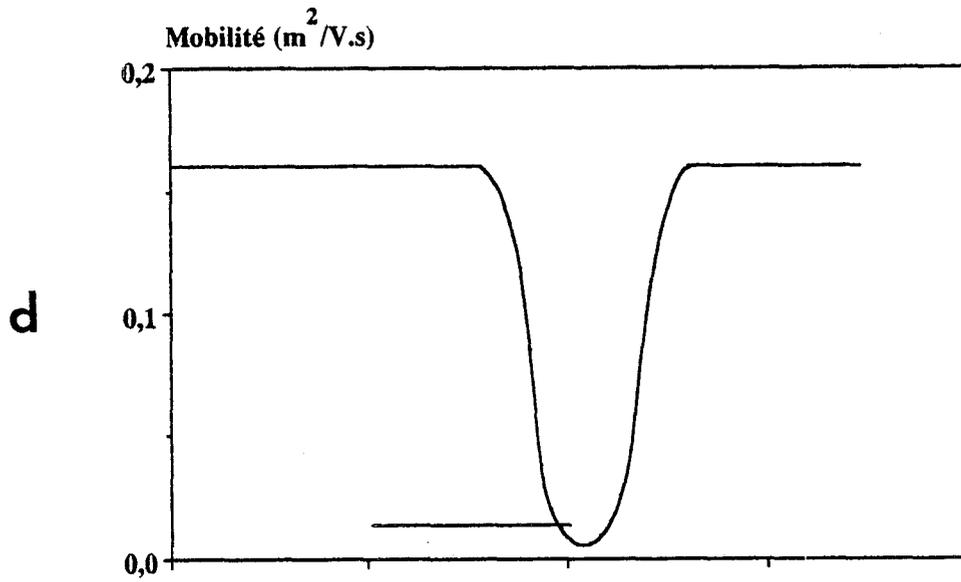
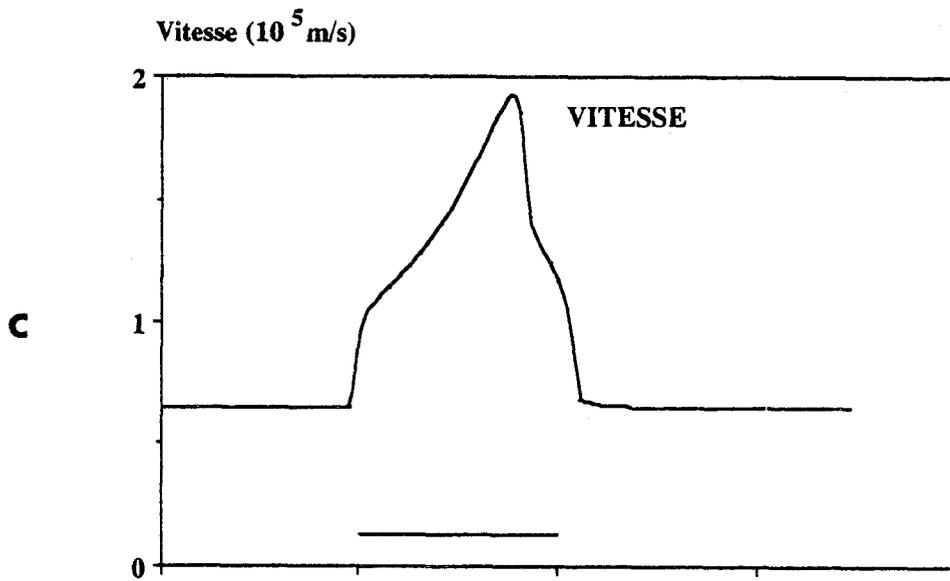
Sous le dernier quart de la grille, l'écart énergétique atteint 0,33 eV ce qui implique que les porteurs passent en vallée L.

Corrélativement, on constate une diminution rapide de la mobilité et de la vitesse, malgré une augmentation violente du champ électrique. De cette augmentation du champ résulte un accroissement du nombre de porteurs dans le canal ainsi qu'une injection des porteurs dans le buffer.

A l'extrémité de la grille, le champ et l'énergie diminuent, entraînant un repeuplement de la vallée  $\Gamma$ , donc le retour de la mobilité à une valeur élevée avec, en même temps, une diminution des charges, conformément à la conservation du flux de porteurs.

En conclusion, les évolutions observées ici pour le DMT sont assez similaires à celles obtenues pour les MESFET's conventionnels ayant un dopage de quelques  $10^{17}$  cm<sup>-3</sup> et de 0,5  $\mu$ m de longueur de grille. Cependant, les valeurs maximales atteintes par les grandeurs physiques sont différentes :

- la vitesse est plus faible pour le DMT, résultat prévisible en raison du dopage très important ;



- le champ et l'énergie maximum sont plus élevés pour le DMT, effets conjugués du dopage beaucoup plus important et de l'épaisseur plus faible du canal.

## IV. RECHERCHE D'UNE STRUCTURE OPTIMALE

### IV.1. CRITERES D'UNE STRUCTURE DITE OPTIMALE

Mis à part la tenue en tension de claquage qui a été étudiée au chapitre précédent, trois autres critères d'optimisation sont à prendre en compte pour l'amplification de puissance : un courant drain maximum à canal ouvert, la meilleure montée en fréquence possible et une bonne linéarité en fonctionnement grand signal.

En première approche, les critères de montée en fréquence et de linéarité peuvent être basés sur l'expression du gain en puissance, en régime petit signal :

$$\text{MAG} = \left( \frac{f_c}{f} \right)^2 \frac{1}{4g_d(R_g + R_s + R_i + \pi f_c L_s) + 4\pi f_c C_{gd}(2R_g + R_i + R_s + 2\pi f_c L_s)}$$

L'observation de cette expression montre que la montée en fréquence nécessite d'avoir une fréquence de coupure du gain en courant  $f_c$  la plus élevée possible avec, simultanément, des valeurs les plus faibles possibles pour la conductance de drain  $g_d$ , la capacité grille-drain  $C_{gd}$  et les éléments  $R_s$ ,  $R_g$ ,  $R_i$ .

Par ailleurs, la linéarité du comportement du composant lorsque le point de fonctionnement varie largement autour du point de repos nécessite que l'ensemble des paramètres ci-dessus soient les plus invariants possibles en fonction de la tension  $V_{gs}$ .

L'optimisation du DMT passe à la fois par la recherche de la meilleure épitaxie et d'une lithographie permettant, de manière raisonnable, un fonctionnement à des fréquences comprises entre 30 et 40 GHz, domaine d'utilisation où ce composant se place en concurrence avec le MESFET.

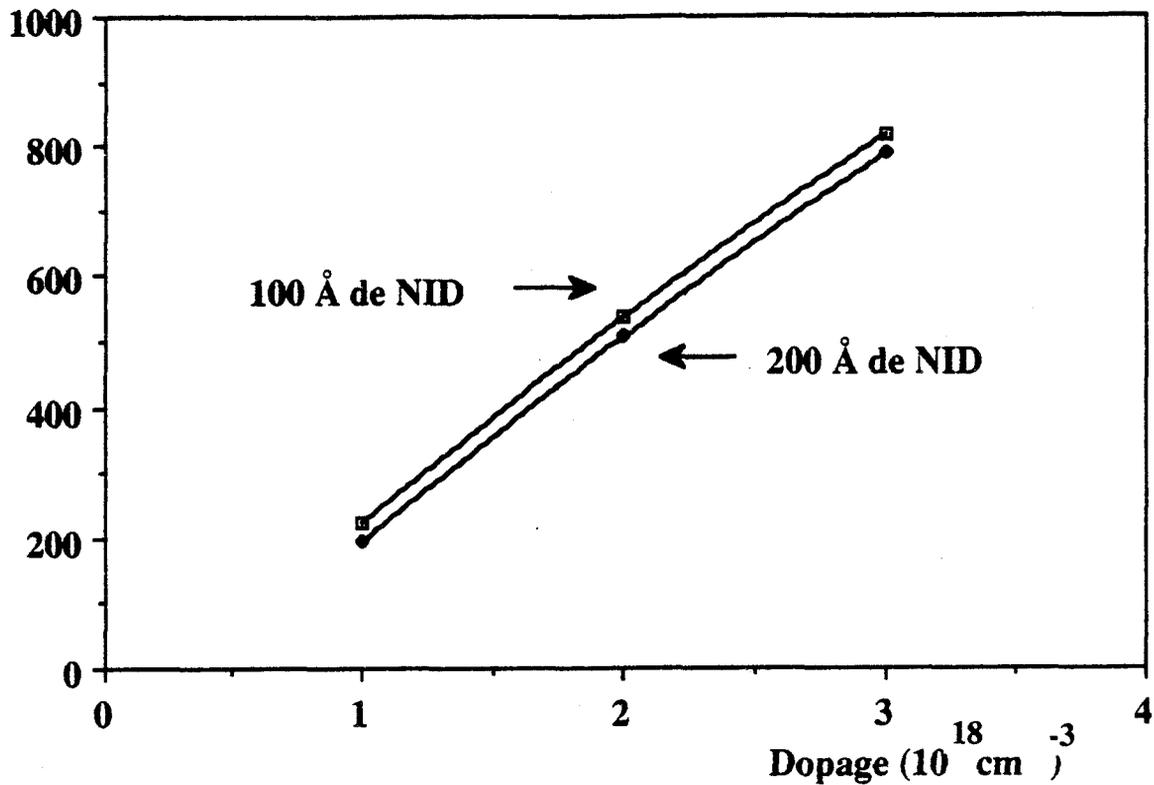


Figure 17: Evolution du courant drain maximum en fonction du dopage pour deux épaisseurs de couche pseudo-isolante, l'épaisseur de couche active est de 200 Å dans tous les cas.

$I_{dss}$  (mA/mm)

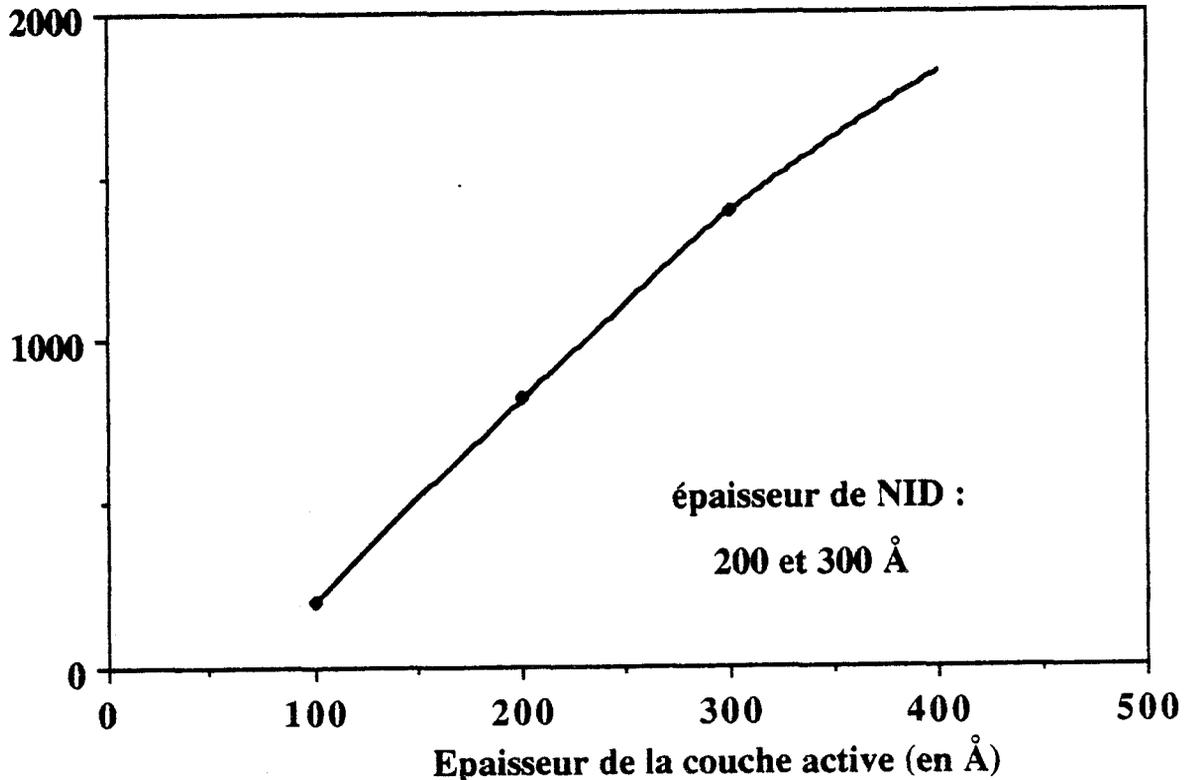


Figure 18: Evolution du courant drain maximum en fonction de l'épaisseur de la couche active, à dopage constant ( $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) pour deux épaisseurs de couche NID (courbes confondues).

## IV.2. CHOIX DE L'EPITAXIE

Le choix de l'épithaxie est conditionné en partie par la topologie retenue pour la grille et son environnement entre source et drain. Pour la bande de fréquence 30-40 GHz, il nous a paru raisonnable de figer le dimensionnement de la lithographie comme suit :

- la longueur de grille est fixée à 0,4  $\mu\text{m}$ , ce qui correspond à une technologie bien maîtrisée pour une topologie de composant de puissance.

- la distance source drain est fixée à 1,4  $\mu\text{m}$ , dimension limite raisonnablement atteinte avec un masqueur électronique. Ceci impliquant des distances source-grille et grille-drain de l'ordre de 0,5  $\mu\text{m}$ .

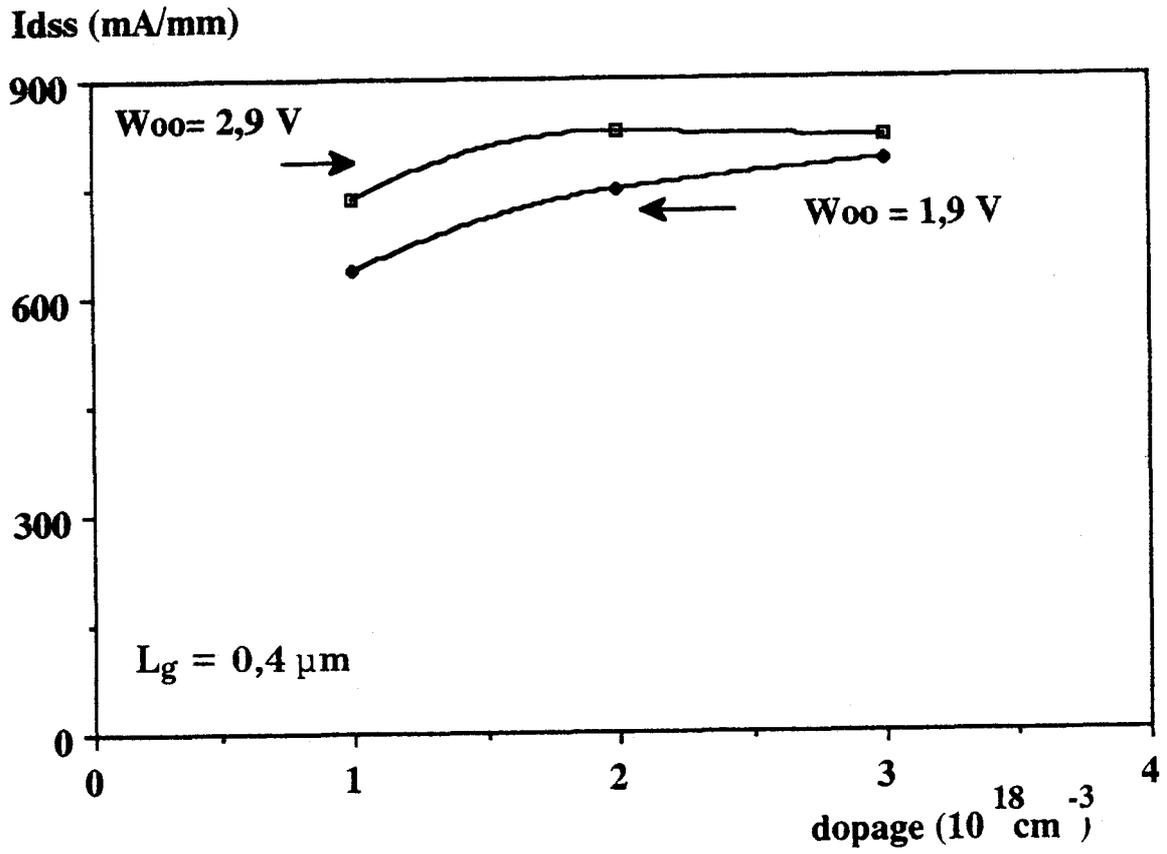
La modélisation considérant la couche d'AlGaAs comme un isolant parfait et ne prenant en compte que son épaisseur, il n'est donc pas possible de faire intervenir dans l'approche théorique son pourcentage d'aluminium.

Nous reviendrons ultérieurement sur l'influence de ce paramètre.

Dans ce qui suit, nous allons procéder à l'étude de l'influence sur le courant et les caractéristiques hyperfréquences des différents paramètres de l'épithaxie : épaisseur de la couche quasi-isolante d'AlGaAs, épaisseur et dopage de la couche active de GaAs. Le buffer étant d'abord supposé en GaAs.

### **IV.2.1. DEPENDANCE PARAMETRIQUE DU COURANT DRAIN A CANAL OUVERT**

Le courant maximum à canal complètement ouvert augmente linéairement en fonction du dopage (figure 17), et l'on observe le même type de variation en fonction de la hauteur de couche active (figure 18). Par contre, la valeur du courant est indépendante de la hauteur de la couche pseudo-isolante. Même si l'on pouvait s'attendre à ces comportements, la simulation permet de connaître les valeurs maximales atteintes dans chaque cas.



**Figure 19:** Variation du courant drain maximum en fonction du dopage de la couche active pour les deux tensions de pincement retenues.

Pour mieux appréhender de manière plus pratique les variations du courant  $I_{dss}$ , nous avons effectué des simulations à tension de pincement constante.

Les deux cas suivants ont été retenus :

1er cas :

Epaisseur de la couche NID (Å)	Epaisseur de la couche active (Å)	Dopage de la couche active ( $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )	Tension de pincement Volt
200	430	1	2,9
200	270	2	2,9
200	200	3	2,9

2e cas :

Epaisseur de la couche NID (Å)	Epaisseur de la couche active (Å)	Dopage de la couche active ( $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )	Tension de pincement Volt
100	400	1	1,9
100	260	2	1,9
100	200	3	1,9

La figure 19 montre une amélioration du courant lorsque l'on passe d'un dopage de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  à 2 ou  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Cependant, cette augmentation est faible puisque l'on passe de 740 à 800 mA/mm, soit une augmentation de 8 % dans le cas d'une tension de pincement de 2,9 volts et une variation de 630 à 780 mA/mm dans le cas d'une tension de pincement de 1,9 volt, ce qui représente une augmentation de 24 %. Si la variation n'est pas significative dans le premier cas, le second cas montre bien que l'obtention d'un courant  $I_{dss}$  maximum passe par les couches fortement dopées et les plus épaisses possibles. Nous allons voir dans quelle mesure ces choix sont réalisables au regard du comportement hyperfréquence.

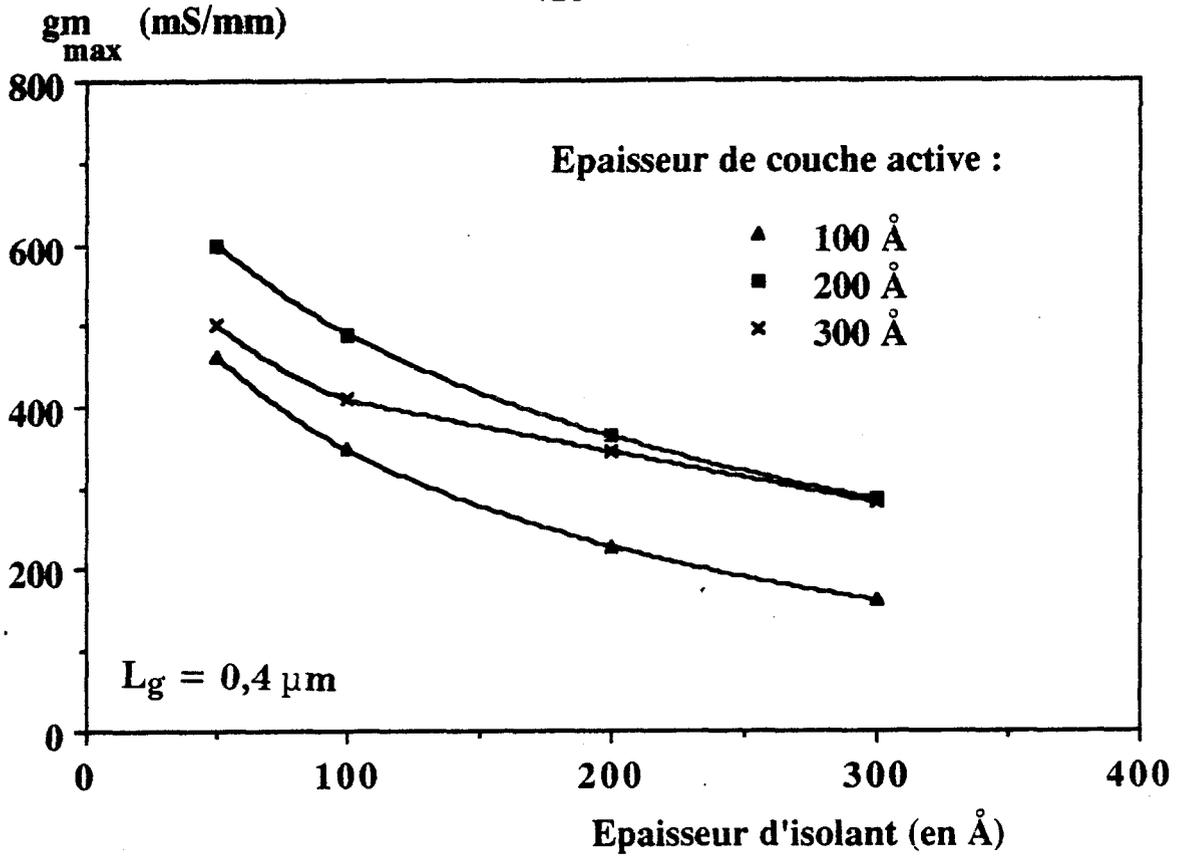


Figure 20 : Evolution de la transconductance maximale  $g_m$  en fonction de l'épaisseur de la couche pseudo-isolante pour trois épaisseurs de couche active (dopage constant :  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ).

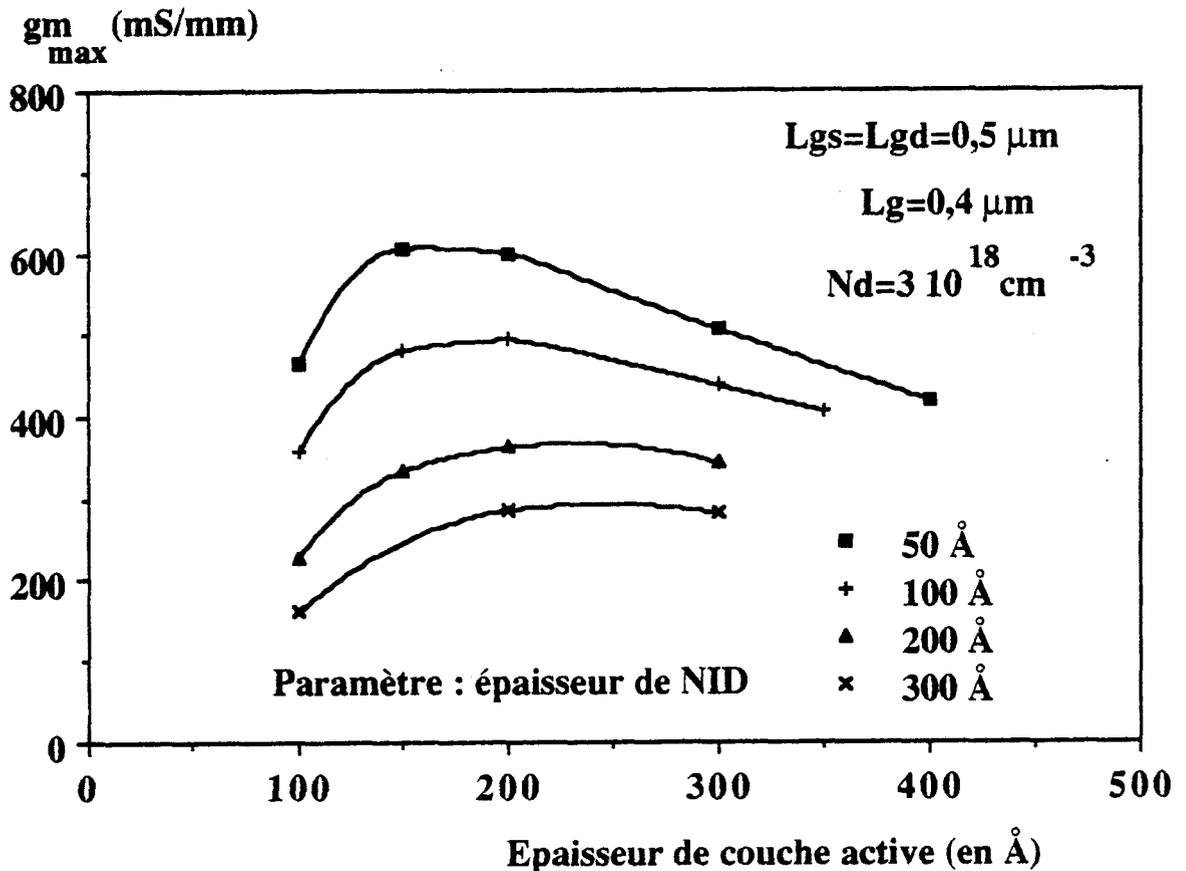


Figure 21 : Evolution de la transconductance maximale  $g_m$  en fonction de l'épaisseur de couche active pour quatre épaisseurs de couche pseudo-isolante (dopage constant :  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ).

## IV.2.2. ETUDE DE LA TRANSCONDUCTANCE, DE LA CAPACITE GRILLE-SOURCE ET DE LA FREQUENCE DE COUPURE DU GAIN EN COURANT

### \* LA TRANSCONDUCTANCE

L'étude de la transconductance maximale nous montre qu'elle diminue avec l'augmentation de la couche NID (figure 20). Cette même figure nous révèle que la transconductance la plus faible correspond à une couche active d'épaisseur 100 Å et qu'un composant de couche active de 200 Å a une transconductance plus élevée qu'un composant ayant une couche active de 300 Å. Ceci est confirmé par la figure 21 où l'on remarque que la transconductance passe par un maximum en fonction de l'épaisseur de la couche active et ceci quelque soit la hauteur de la couche pseudo-isolante. Ce maximum est d'autant plus atténué que l'épaisseur de la couche pseudo-isolante est importante.

On observe donc pour la transconductance du DMT une dépendance vis à vis de la couche active différente de celle du MESFET. En effet, pour ce composant, la transconductance varie de façon strictement monotone en fonction de la hauteur de couche active [1] et décroît lorsque celle-ci croît.

Il est intéressant de voir, comme précédemment pour le courant  $I_{dss}$ , comment évolue la transconductance en se fixant comme critère d'avoir une tension de pincement constante. C'est ce que montre la figure 22 pour les deux tensions de pincement (1,9 et 2,9 volts) correspondant aux deux cas de technologie étudiés dans l'analyse du courant  $I_{dss}$ .

La transconductance suit le même type de variation que le courant  $I_{dss}$ , mais la variation relative est pratiquement identique pour les deux tensions de pincement. En effet, on passe de 375 à 490 mS/mm, soit une augmentation de 13 % dans le cas d'une tension de pincement de 1,9 volt et de 300 à 370 mS/mm, soit une augmentation de 12,3 % pour l'autre cas simulé. Cependant, les valeurs atteintes sont plus importantes dans l'hypothèse d'une fine couche de NID, confirmant ainsi une remarque déjà faite ci-dessus. Cette analyse du comportement de la transconductance confirme la conclusion sur l'étude du courant qui proposait de retenir des couches fortement dopées.

$g_{m \max}$  (mS/mm)

- 128 -

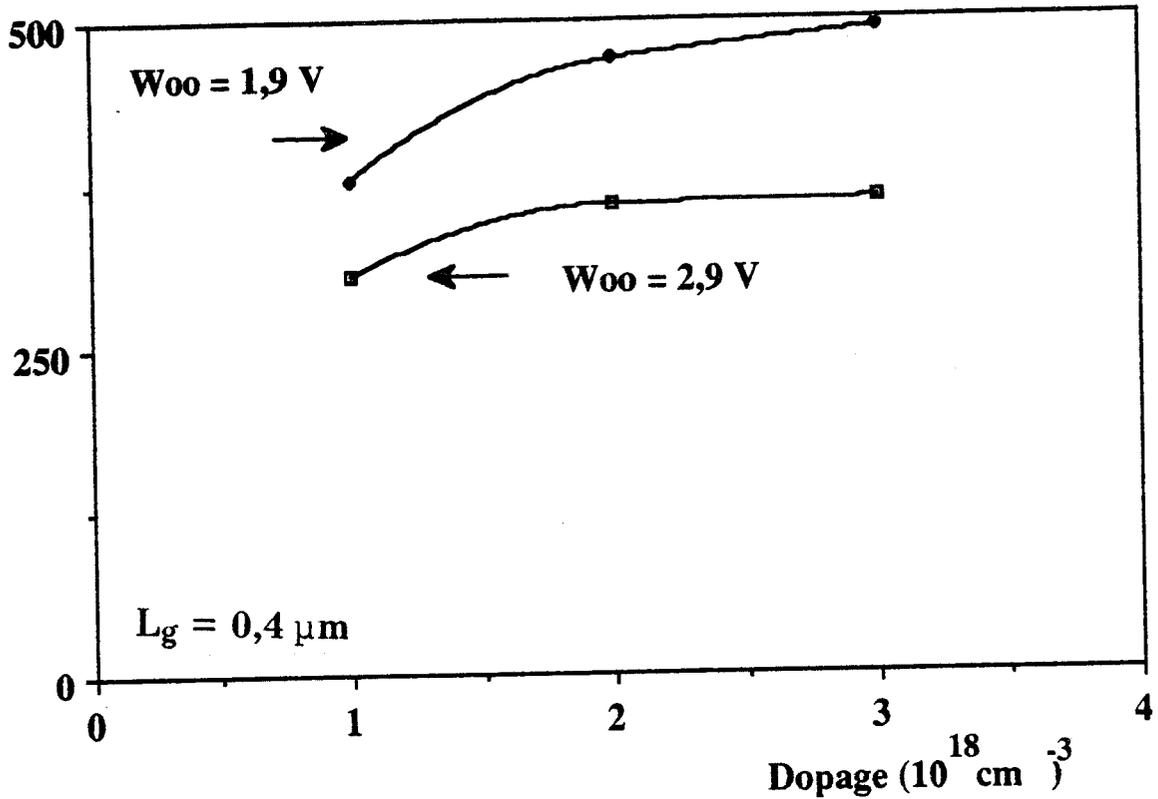


Figure 22: Variation de la transconductance maximale  $g_m$  en fonction du dopage de la couche active pour les deux tensions de pincement retenues.

$C_{gs}$  (pF/mm)

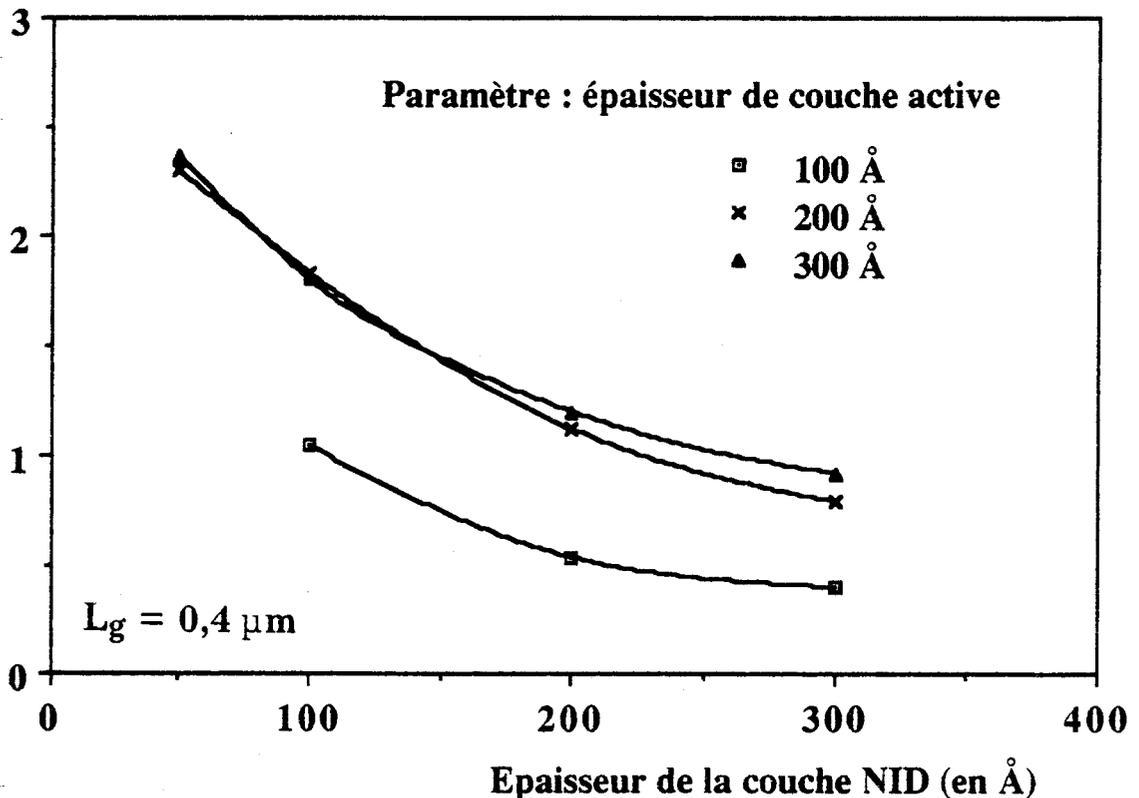


Figure 23: Evolution de la capacité grille-source  $C_{gs}$  en fonction de l'épaisseur de la couche NID pour trois épaisseurs de couche active (dopage constant :  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ).

### \* CAPACITE GRILLE-SOURCE

Voyons maintenant comment évolue la capacité  $C_{gs}$  et dans un premier temps, dans l'hypothèse d'un fonctionnement à canal ouvert.

Son évolution en fonction de l'épaisseur de la couche pseudo-isolante, représentée figure 23, fait clairement apparaître une décroissance selon une loi en  $1/x$ . Cette décroissance peut être reliée à l'expression d'une capacité électrostatique, dont la loi de variation est :

$$C_{NID} = \frac{\epsilon S}{e}$$

où  $e$  représente l'épaisseur de la couche pseudo-isolante entre les armatures de surface  $S$  du condensateur. Les valeurs obtenues par la modélisation sont plus faibles que celles trouvées par l'expression de  $C_{NID}$ . En effet, on peut considérer la capacité totale  $C_{gs}$  comme la mise en série d'une capacité électrostatique  $C_{NID}$  et d'une capacité de zone désertée  $C_{DES}$  (figure 24). La résultante est donc inférieure à  $C_{NID}$ .

La dépendance de  $C_{gs}$  à l'égard de l'épaisseur de la couche active présente, comme le montre la figure 25, une certaine similitude avec ce qui a été observé précédemment pour la transconductance, à savoir que  $C_{gs}$  croît d'abord, puis passe par un maximum avant de décroître légèrement lorsque l'épaisseur de la couche active augmente. Ce maximum est atteint d'autant plus rapidement que l'épaisseur de NID est faible.

Le passage de  $C_{gs}$  par un maximum devient plus marqué lorsque, quittant le fonctionnement à canal ouvert, on se rapproche du pincement. C'est ce que montre la comparaison de la figure 26 correspondant d'une part au canal ouvert et d'autre part à une tension  $V_{gs}$  égale à la moitié de la tension de pincement ( $W_{00}/2$ ).

Enfin, si l'on prend le critère d'une tension de pincement constante avec les deux cas envisagés précédemment pour  $I_{dss}$  et la transconductance, on obtient l'évolution de  $C_{gs}$  en fonction du dopage de la couche active représentée sur la figure 27. A la tension de pincement plus élevée correspond, comme on pouvait s'y attendre, les valeurs de capacité les plus faibles et presque invariantes en fonction du dopage de la couche active entre 1 et  $3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Qualitativement

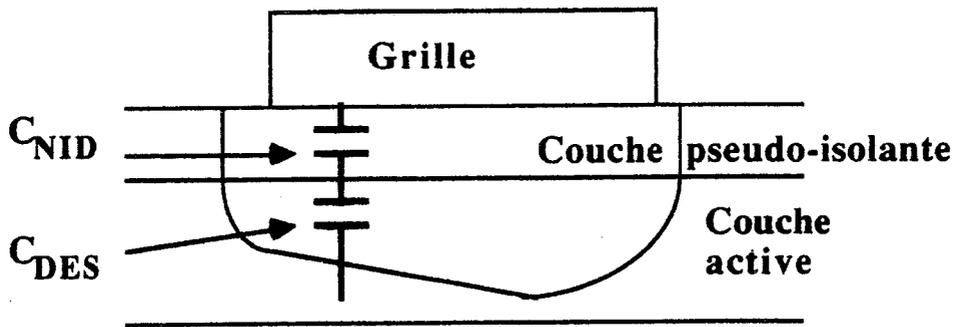


Figure 24 : Localisation, dans la structure DMT, des deux capacités  $C_{DES}$  et  $C_{NID}$ .

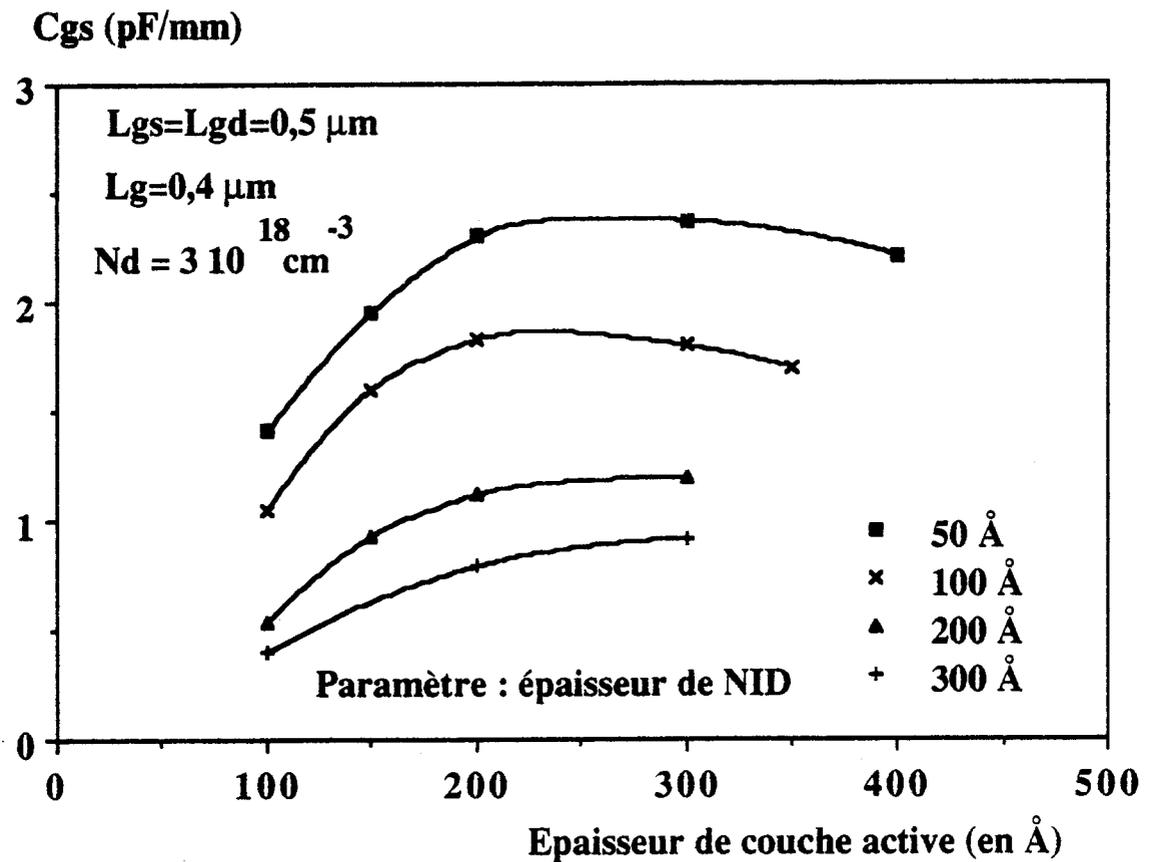


Figure 25 : Evolution de la capacité  $C_{gs}$  en fonction de l'épaisseur de couche active, pour quatre hauteurs de couche NID (dopage constant :  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ).

$C_{gs}$  (pF/mm)

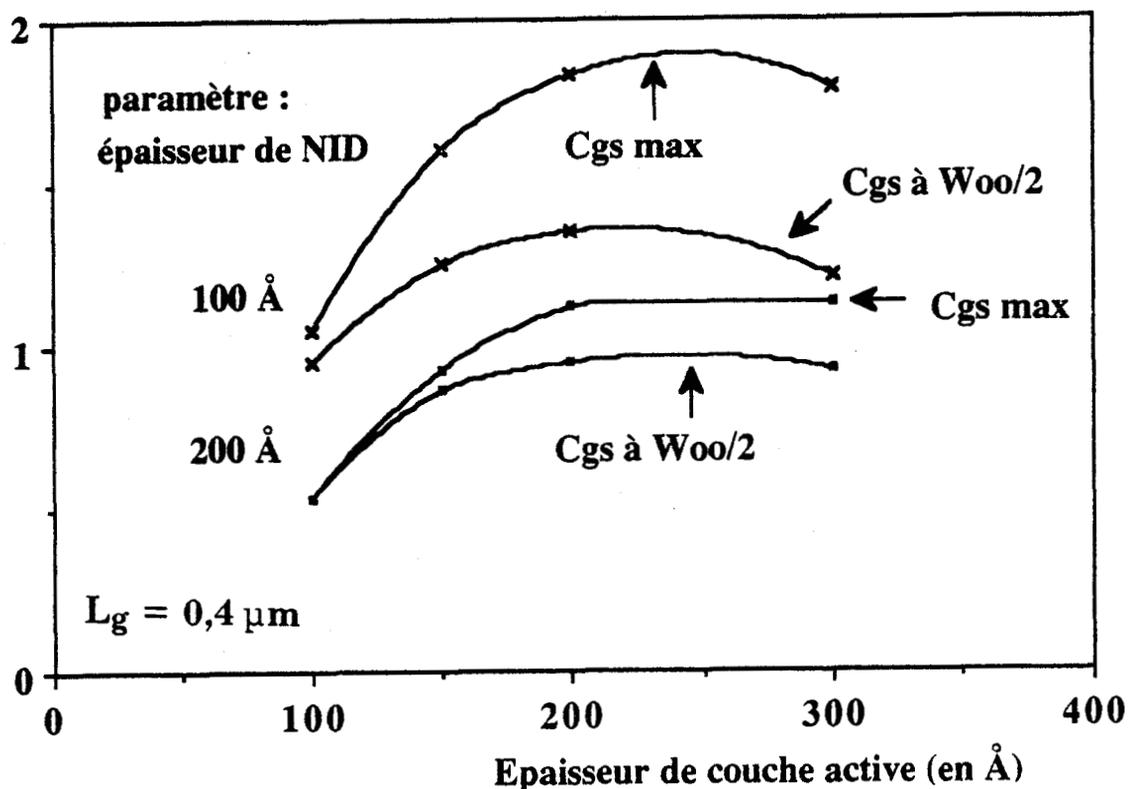


Figure 26 : Comparaison de la capacité  $C_{gs}$  à canal ouvert et à  $V_{gs} = W_{00}/2$  en fonction de l'épaisseur de la couche active (dopage constant :  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ).

$C_{gs}$  (pF/mm)

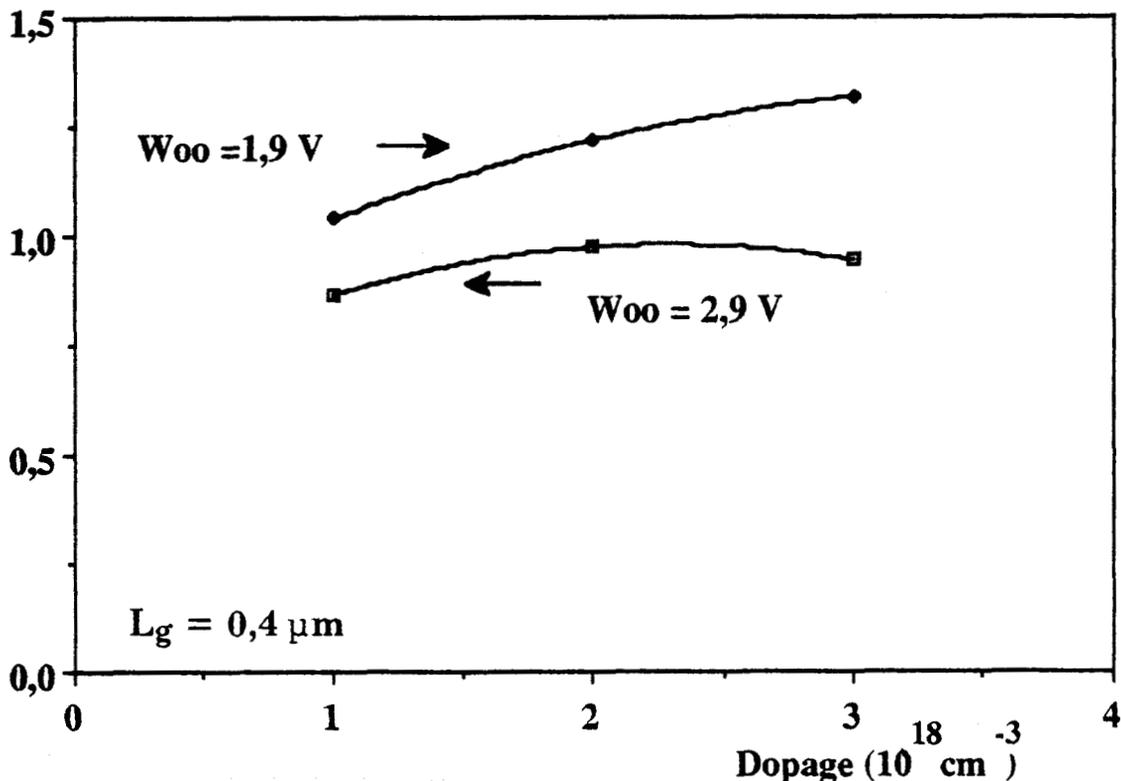


Figure 27 : Variation de la capacité  $C_{gs}$  en fonction du dopage de la couche active pour les deux tensions de pincement retenues.

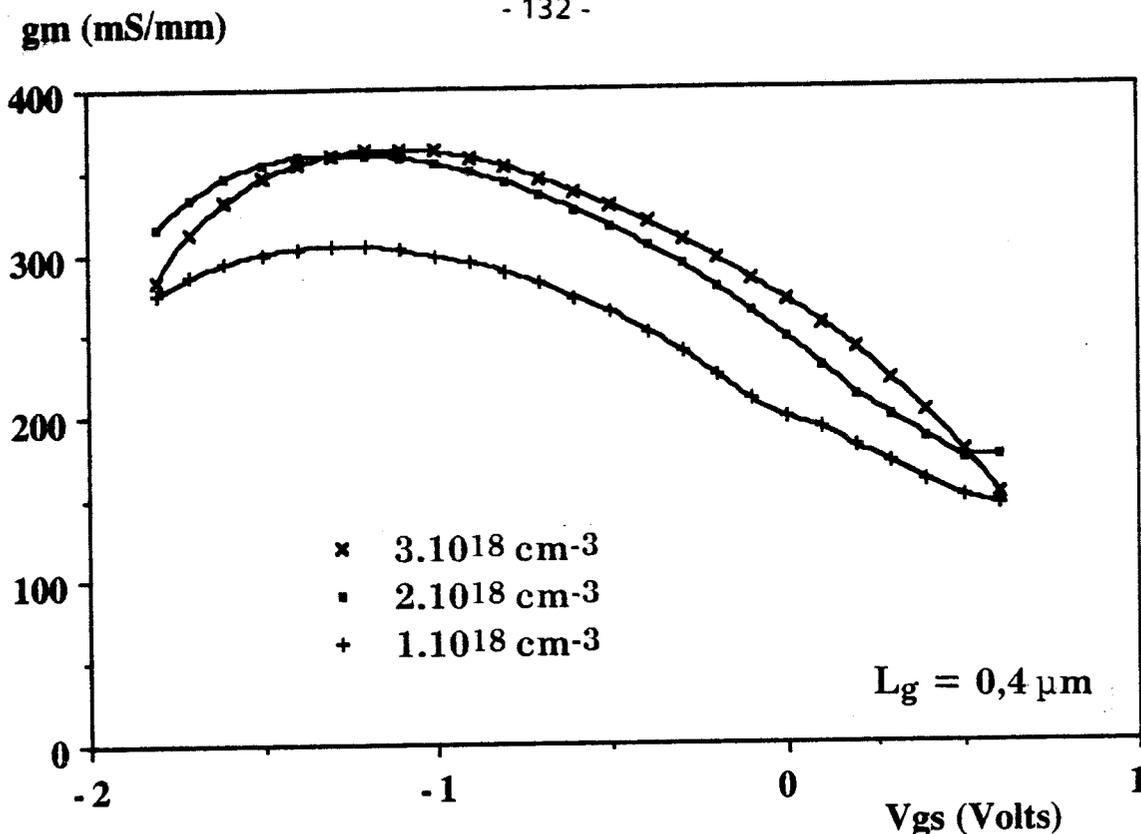


Figure 28 : Evolution de la transconductance  $g_m$  en fonction de  $V_{gs}$  pour les trois combinaisons dopage-épaisseur de couche active retenues.

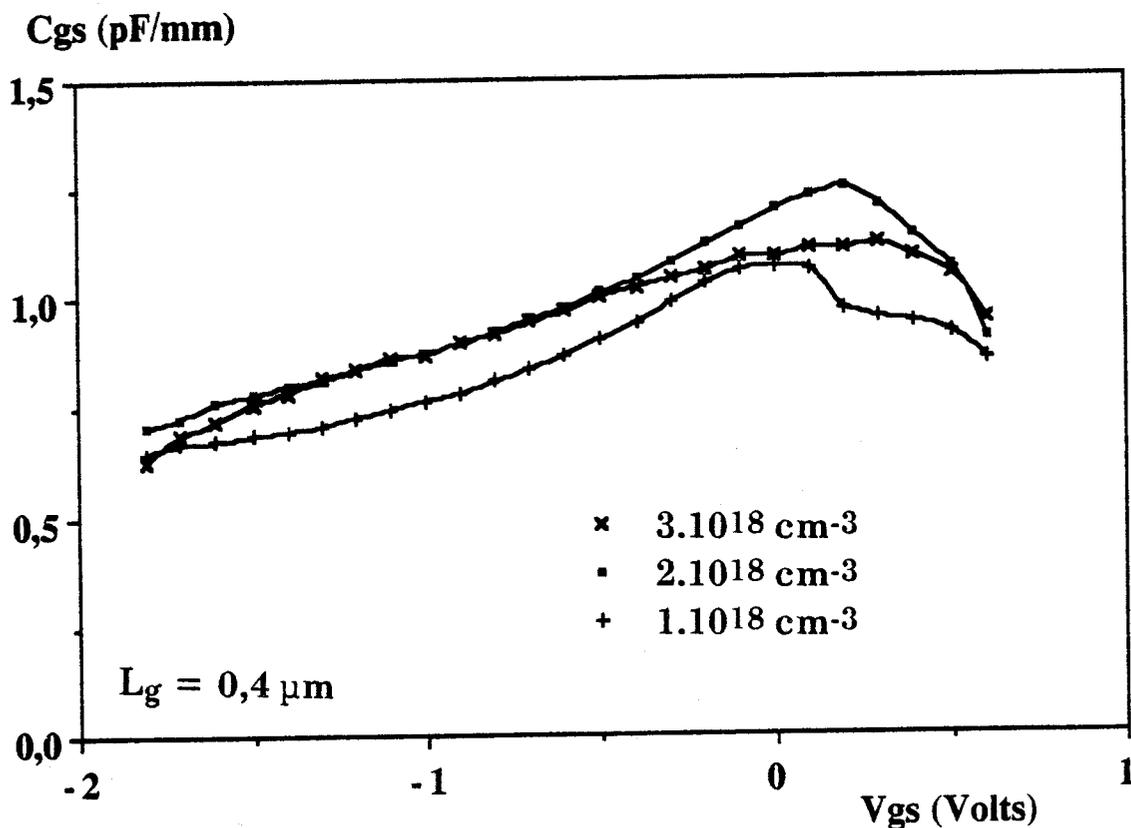


Figure 29 : Evolution de la capacité grille source  $C_{gs}$  en fonction de  $V_{gs}$  pour les trois combinaisons dopage-épaisseur de couche active retenues.

le comportement de  $C_{gs}$  apparaît donc très ressemblant à celui de la transconductance et il est difficile, a priori, d'en tirer une conclusion immédiate concernant la technologie la plus favorable pour la fréquence de coupure du gain en courant  $f_c = g_m/2\pi C_{gs}$ .

Ce point, pour être éclairci de manière plus réaliste, nécessite une étude plus complète faisant intervenir également le critère de linéarité, c'est-à-dire en introduisant comme nouveau paramètre la tension de commande  $V_{gs}$ .

#### \* LA FREQUENCE DE COUPURE $f_c$

Retenant comme critère la tension de pincement de 2,9 volts, nous avons relevé les évolutions de  $g_m$ ,  $C_{gs}$  et de la fréquence  $f_c$ , en fonction de  $V_{gs}$ , pour les trois combinaisons dopage-épaisseur de couche active déjà retenues.

De ces évolutions représentées sur les figures 28, 29 et 30, on peut tirer les indications suivantes :  $g_m$  et  $C_{gs}$  présentent des variations douces en fonction de  $V_{gs}$  mais en sens inverse de sorte que la fréquence de coupure diminue de 60 GHz à 30 GHz du pincement au canal ouvert. Par ailleurs,  $f_c$  est très peu dépendant du couple dopage-épaisseur de la couche active.

La variation de  $f_c$  en fonction de  $V_{gs}$  est relativement importante ce qui peut paraître un handicap à l'égard du critère de linéarité. Il importe cependant de remarquer que cette variation est entachée d'une certaine incertitude au voisinage du pincement où l'injection dans le buffer est traitée de manière approximative par la modélisation. Nous montrerons dans un paragraphe ultérieur, que l'ampleur de la variation de  $f_c$  est beaucoup moins marquée lorsque l'on a minimisé l'injection dans le buffer, ce qui correspond en pratique à l'introduction d'une barrière constituée par un buffer AlGaAs.

#### IV.2.3. ETUDE DE LA CONDUCTANCE DE DRAIN ET DE LA CAPACITE GRILLE DRAIN

Les évolutions typiques obtenues pour la conductance de drain  $g_d$  et la capacité grille-drain  $C_{gd}$ , en fonction de  $V_{gs}$  et pour différents couples dopage-épaisseur de la couche active (à tension de pincement constante de 2,9 volts) sont montrées sur les figures 31 et 32.

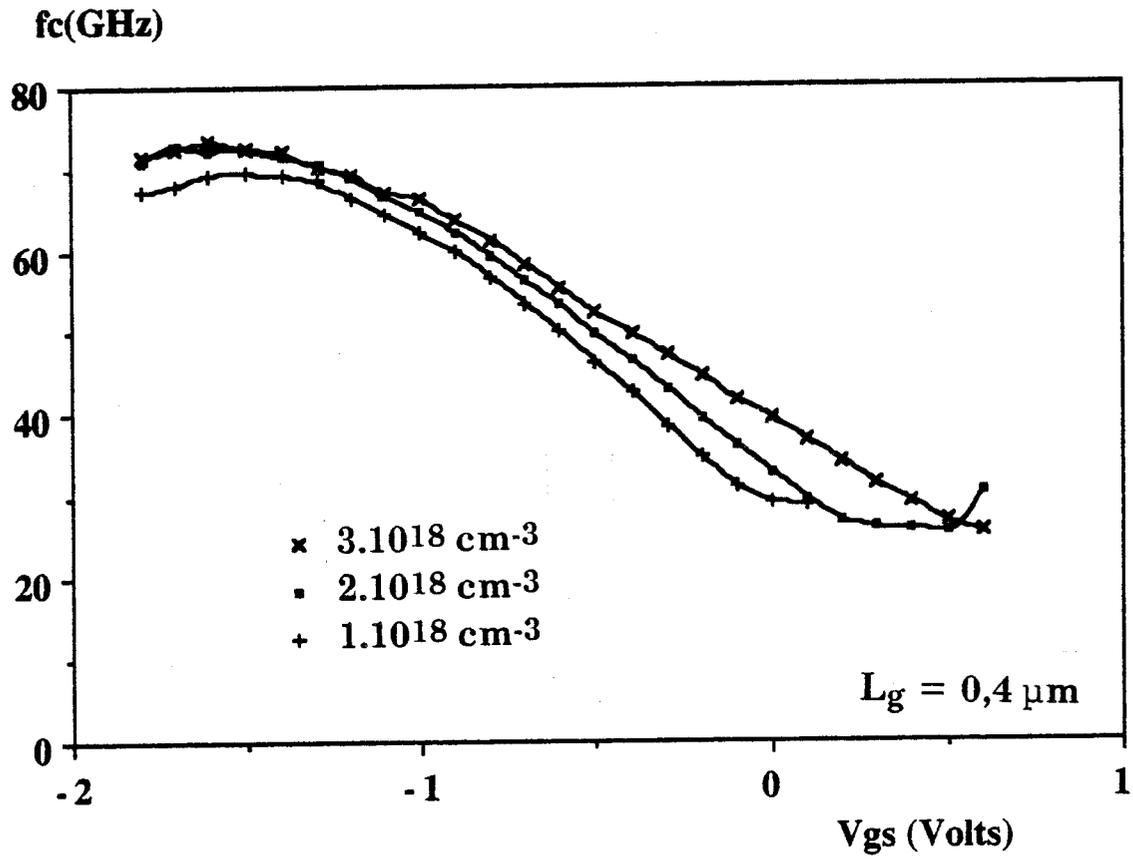


Figure 30 : Evolution de la fréquence de coupure en courant  $f_c$  en fonction de  $V_{gs}$  pour les trois combinaisons dopage-épaisseur de couche active retenues.

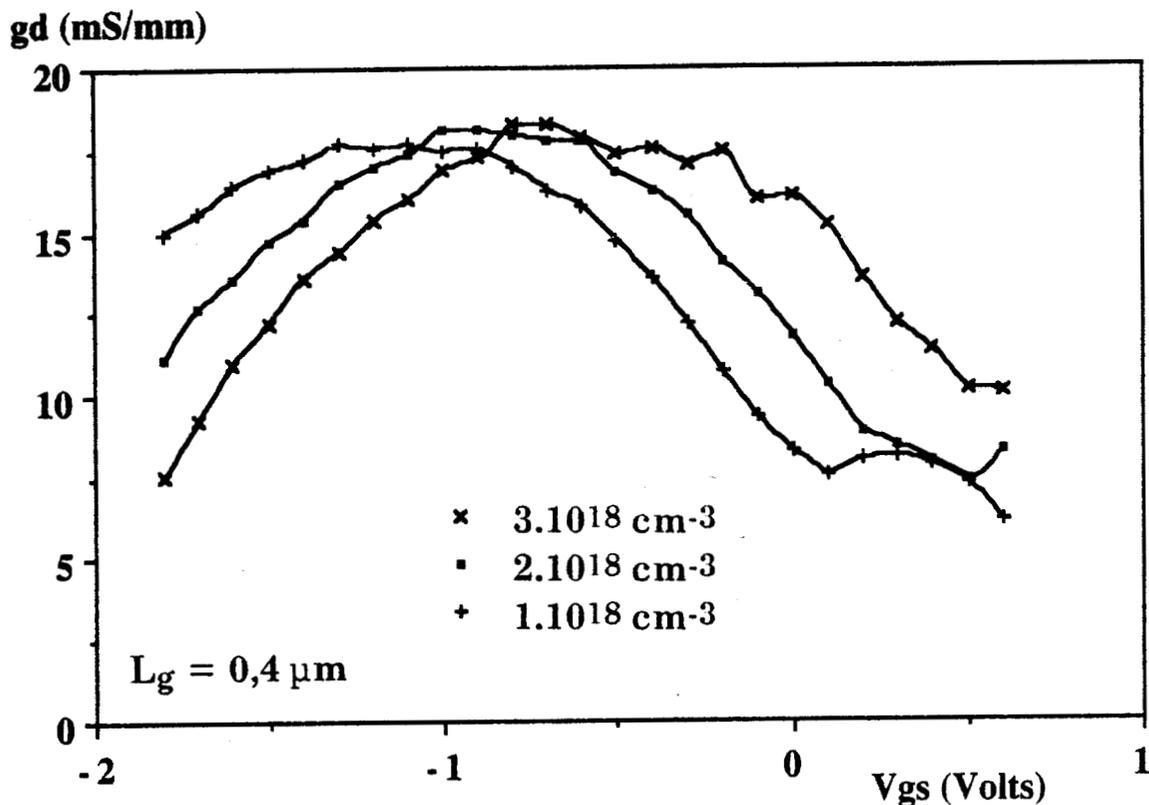


Figure 31 : Evolution de la conductance de sortie  $g_d$  en fonction de  $V_{gs}$  pour les trois combinaisons dopage-épaisseur de couche active retenues.

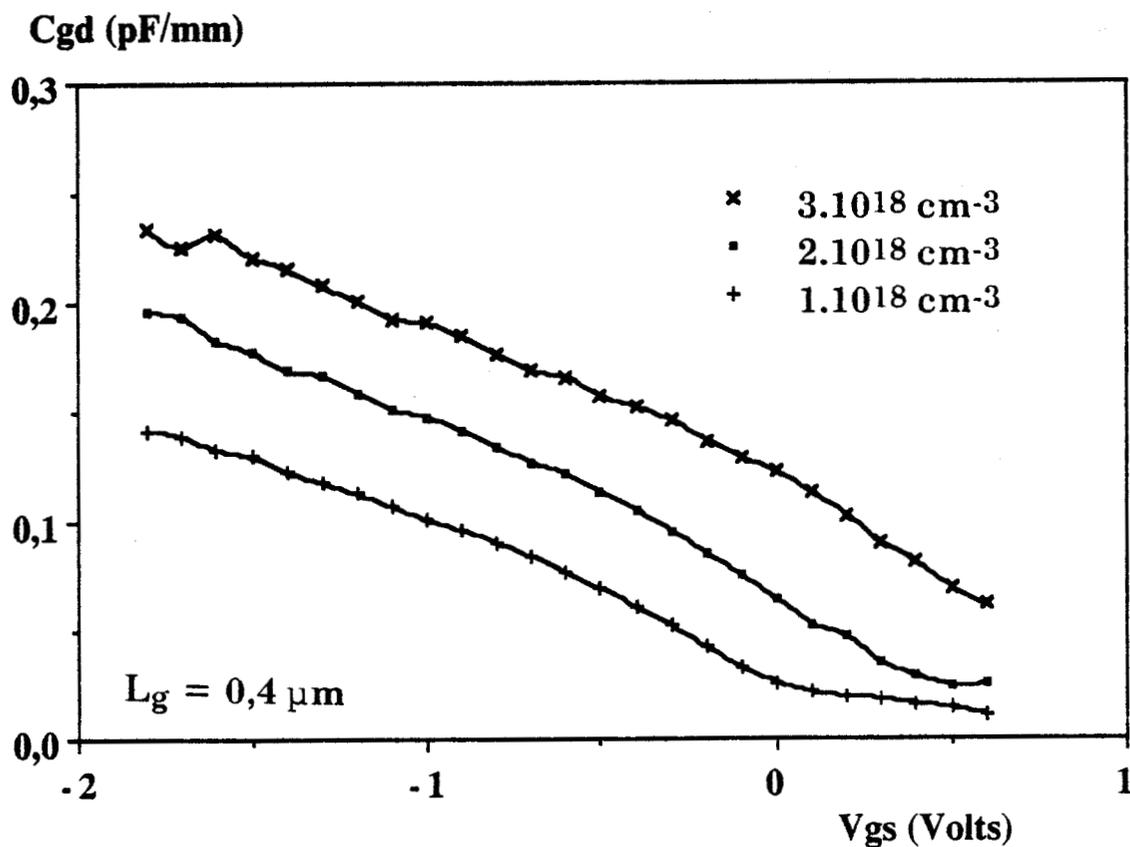


Figure 32 : Evolution de la capacité grille drain  $C_{gd}$  en fonction de  $V_{gs}$  pour les trois combinaisons dopage-épaisseur de couche active retenues.

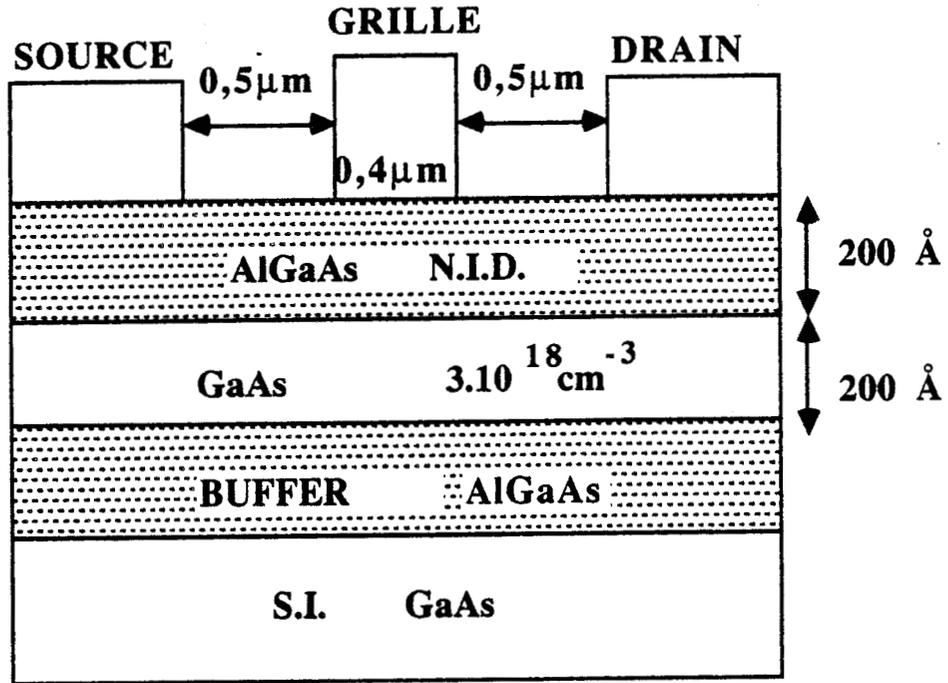


Figure 33 : Structure type d'un composant avec un buffer en AlGaAs.

Les valeurs de capacité grille-drain évaluées par le programme sont à considérer avec précaution. En effet, à cette valeur calculée, il vient s'ajouter une capacité "air" qui n'est pas négligeable vis à vis de  $C_{gd}$ . A. CAPPY [1] évalue cette capacité air à 0,1 pF/mm, valeur proche de celles trouvées par le programme pour  $C_{gd}$ . Les seules indications à retenir sont l'augmentation de  $C_{gd}$  avec le dopage ainsi qu'une diminution de  $C_{gd}$  avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche active. L'évolution de  $C_{gd}$  avec  $V_{gs}$  est classique, c'est-à-dire décroît lorsque l'on tend vers le canal ouvert.

Quant à  $g_d$ , on observe pour les trois couples dopage-épaisseur de couche active le même type d'évolution avec passage par un maximum en fonction de  $V_{gs}$ , avec simplement une translation par rapport à cette tension.

#### IV.2.4. MODIFICATIONS APPORTEES PAR UN BUFFER D'AlGaAs

On peut penser améliorer le fonctionnement du transistor en modifiant le matériau du buffer, en remplaçant le GaAs par de l'AlGaAs. Ce changement entraîne une nouvelle hétérojonction couche active-buffer, où le buffer est le matériau à grand GAP. Les porteurs du canal se retrouvent donc dans un puits, qui limite les phénomènes d'injection dans le buffer.

Une manière simple d'évaluer les nouvelles performances d'un DMT avec un buffer en AlGaAs consiste à supprimer dans la modélisation les effets d'injection. Ce procédé surestime les effets de buffer, puisqu'il en supprime totalement l'influence au lieu de la limiter. Le composant simulé est représenté sur la figure 33.

La présence d'un buffer à grand GAP a pour effet de modifier les principales grandeurs physiques : champ électrique longitudinal, vitesse et concentration des porteurs, comme le montrent les figures 34 a-b-c. Le fait le plus marquant est l'augmentation du champ électrique et corrélativement de la vitesse.

L'examen du courant drain (figure 35) fait apparaître une légère diminution de celui-ci. Cette diminution peut sembler paradoxale au regard de

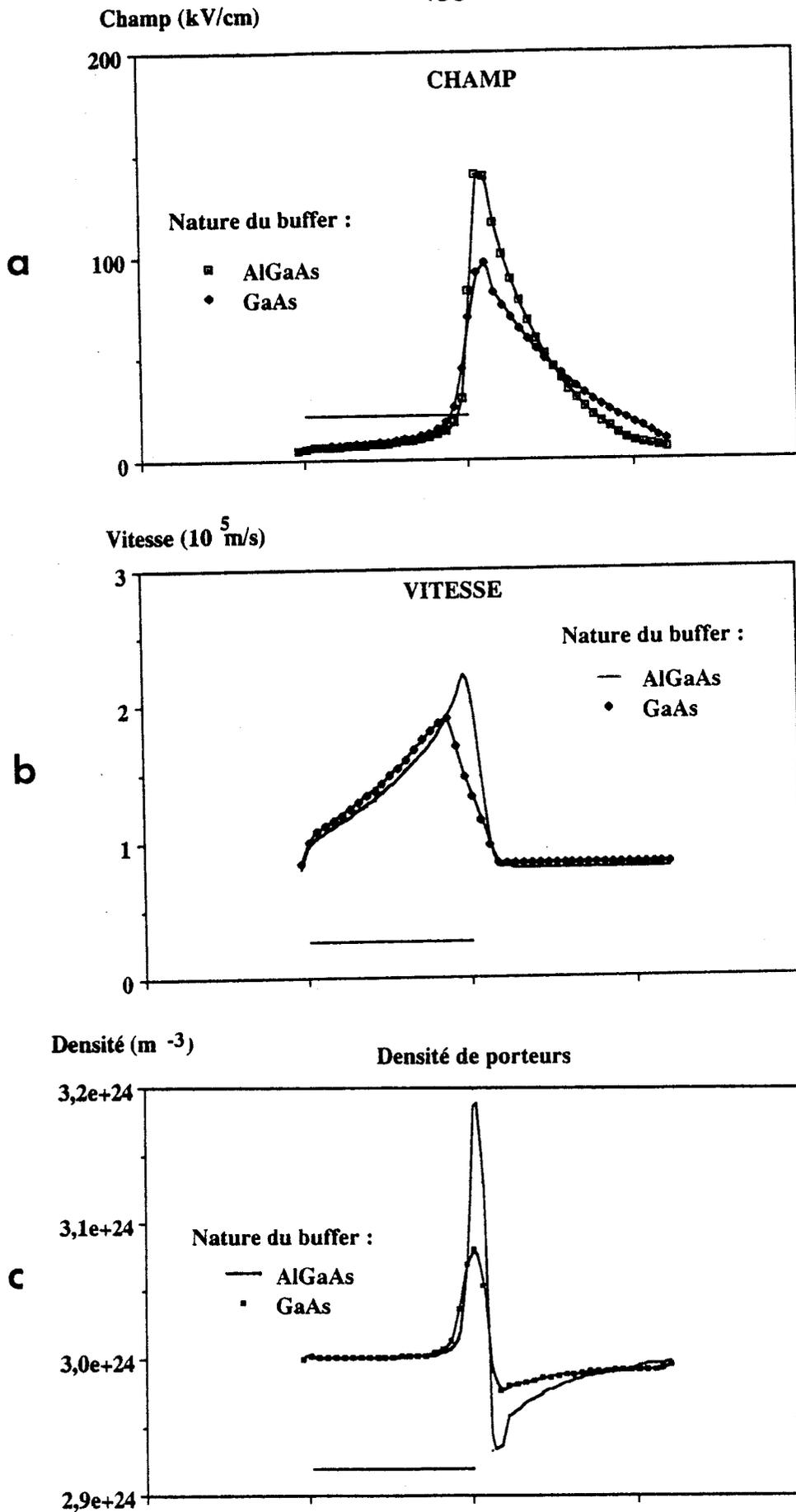


Figure 34 : Evolutions comparées du champ (a), de la vitesse des porteurs (b) et de la densité de porteurs (c) sous la grille avec ou sans les effets d'injection dans le buffer.

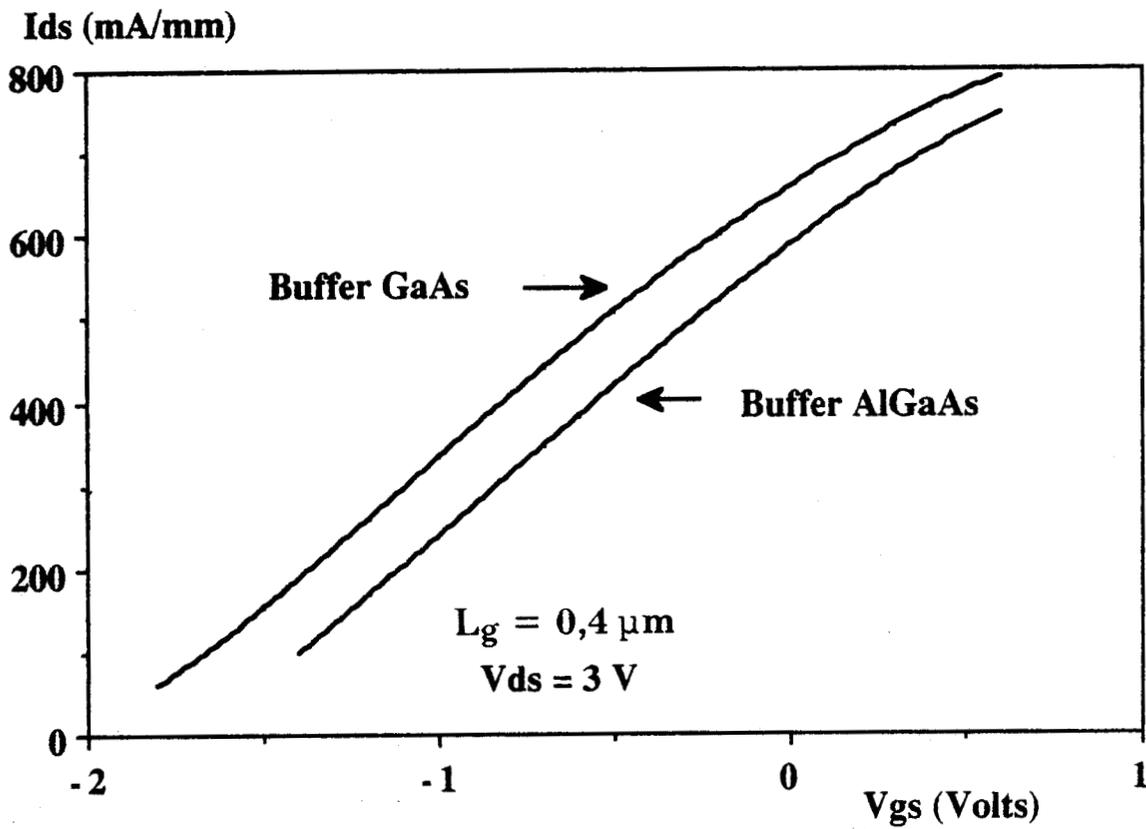


Figure 35: Evolutions comparées du courant drain  $I_{ds}$  en fonction de  $V_{gs}$  avec ou sans prendre en compte les effets d'injection.

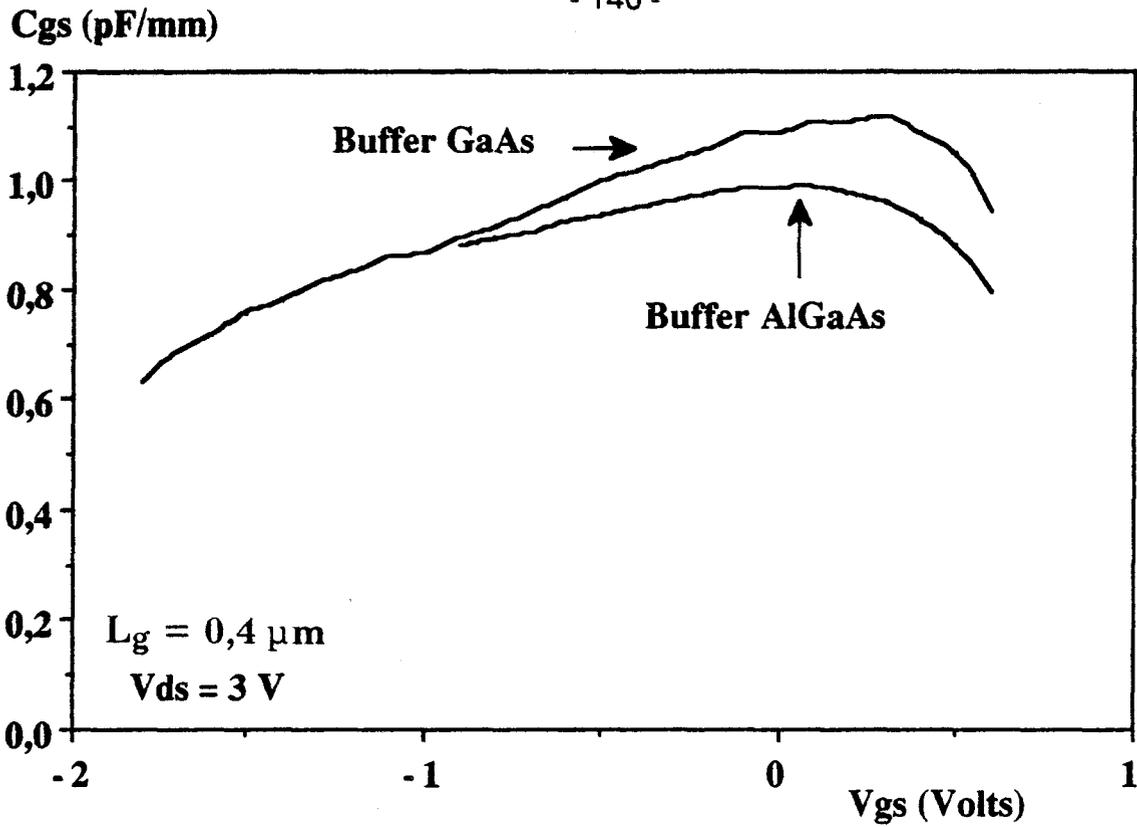


Figure 36 : Evolutions comparées de la capacité grille-source  $C_{gs}$  en fonction de  $V_{gs}$  avec ou sans prendre en compte les effets d'injection.

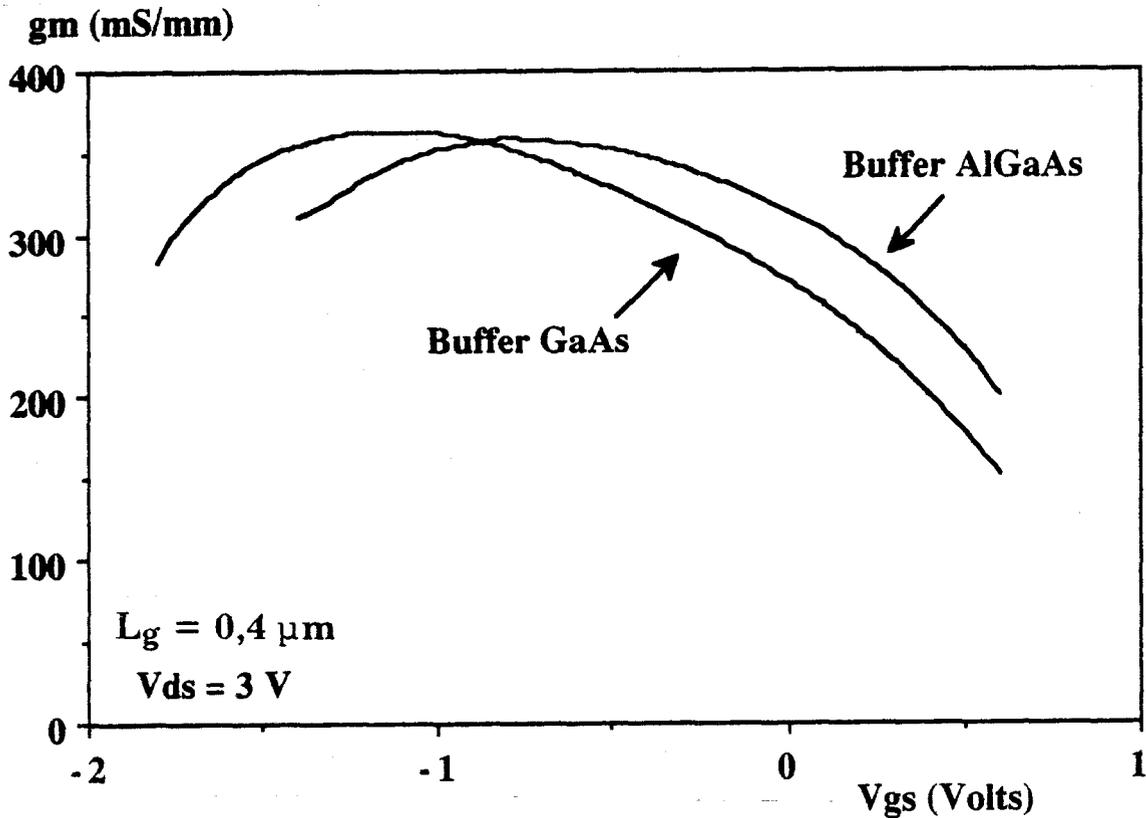


Figure 37 : Evolutions comparées de la transconductance  $g_m$  en fonction de  $V_{gs}$  avec ou sans prendre en compte les effets d'injection.

l'évolution de la vitesse et ne peut s'interpréter que par l'action prépondérante de la réduction d'épaisseur du canal.

La capacité  $C_{gs}$  subit également une légère diminution (figure 36) qui doit probablement être attribuée à l'impossibilité qu'a la charge de s'étendre dans le buffer.

On pourrait s'attendre au même type de variation pour la transconductance, or celle-ci (figure 37) subit une légère augmentation à canal ouvert. La valeur plus élevée de la vitesse en est, à notre avis, l'explication essentielle.

Le phénomène le plus marquant, et il était prévisible, réside dans l'abaissement considérable des valeurs de  $C_{gd}$  et  $g_d$  (figures 38 et 39), effet traduisant le blocage du domaine de haut champ par l'introduction du buffer AlGaAs. Dans la réalité, les diminutions de  $C_{gd}$  et  $g_d$  doivent être beaucoup moins importantes, les porteurs ayant, grâce à leur énergie acquise, la possibilité de franchir la barrière d'AlGaAs.

La fréquence de coupure du gain en courant  $f_c$  est globalement meilleure (figure 40). Elle bénéficie de l'augmentation de la transconductance et de la diminution de la capacité  $C_{gs}$ . Par ailleurs, sa variation en fonction de  $V_{gs}$  est plus favorable pour la linéarité car elle passe de 60 à 40 GHz du pincement à canal ouvert contre 60 GHz à 30 GHz sans buffer AlGaAs.

Globalement, les évolutions des différents paramètres dynamiques sont favorables pour le gain en puissance MAG.

### IV.3. INFLUENCE DE LA REALISATION TECHNOLOGIQUE

Nous avons retenu l'épithaxie qui est apparue, dans ce qui précède, la plus intéressante, correspondant à une tension de pincement de 2,9 V (figure 41). Nous avons fait varier la longueur de grille et les distances source-grille et grille-drain en étudiant à nouveau leurs influences sur les principaux paramètres statiques et dynamiques.

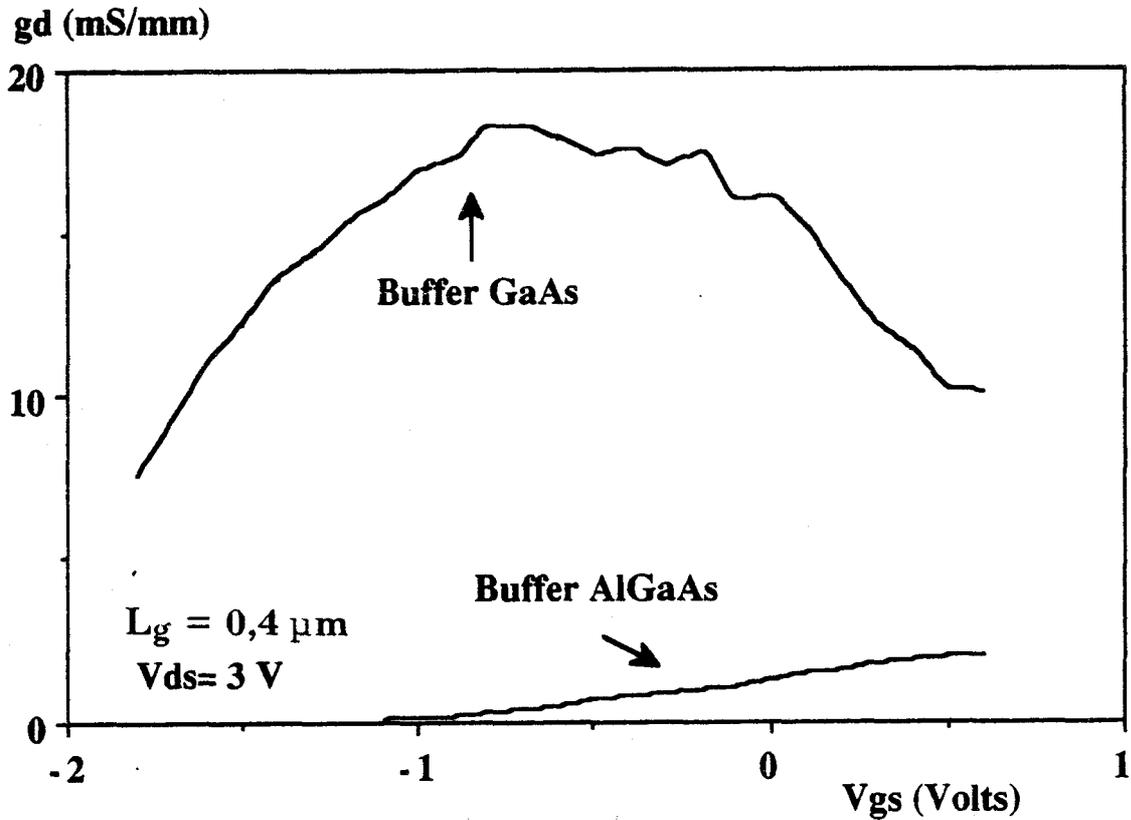


Figure 38 : Evolutions comparées de la conductance de sortie  $g_d$  en fonction de  $V_{gs}$  avec ou sans prendre en compte les effets d'injection.

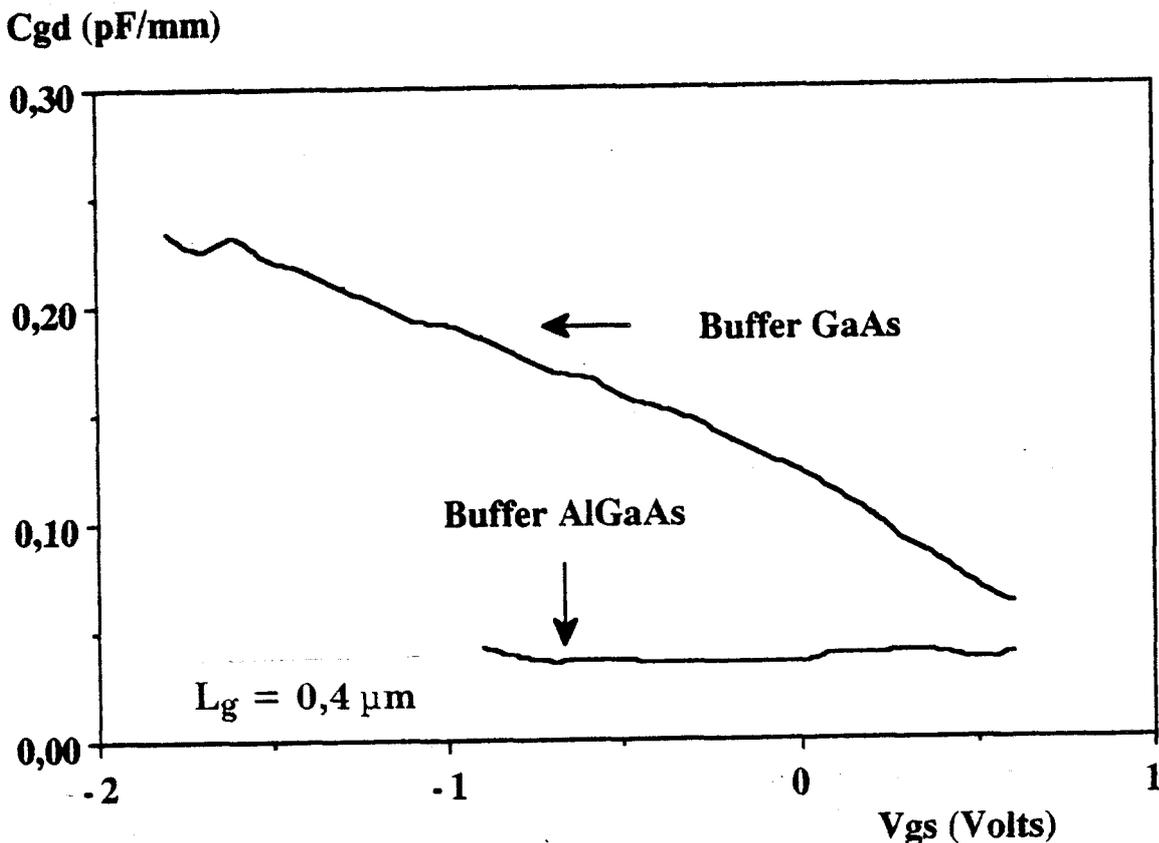


Figure 39 : Evolutions comparées de la capacité grille-drain  $C_{gd}$  en fonction de  $V_{gs}$  avec ou sans prendre en compte les effets d'injection.

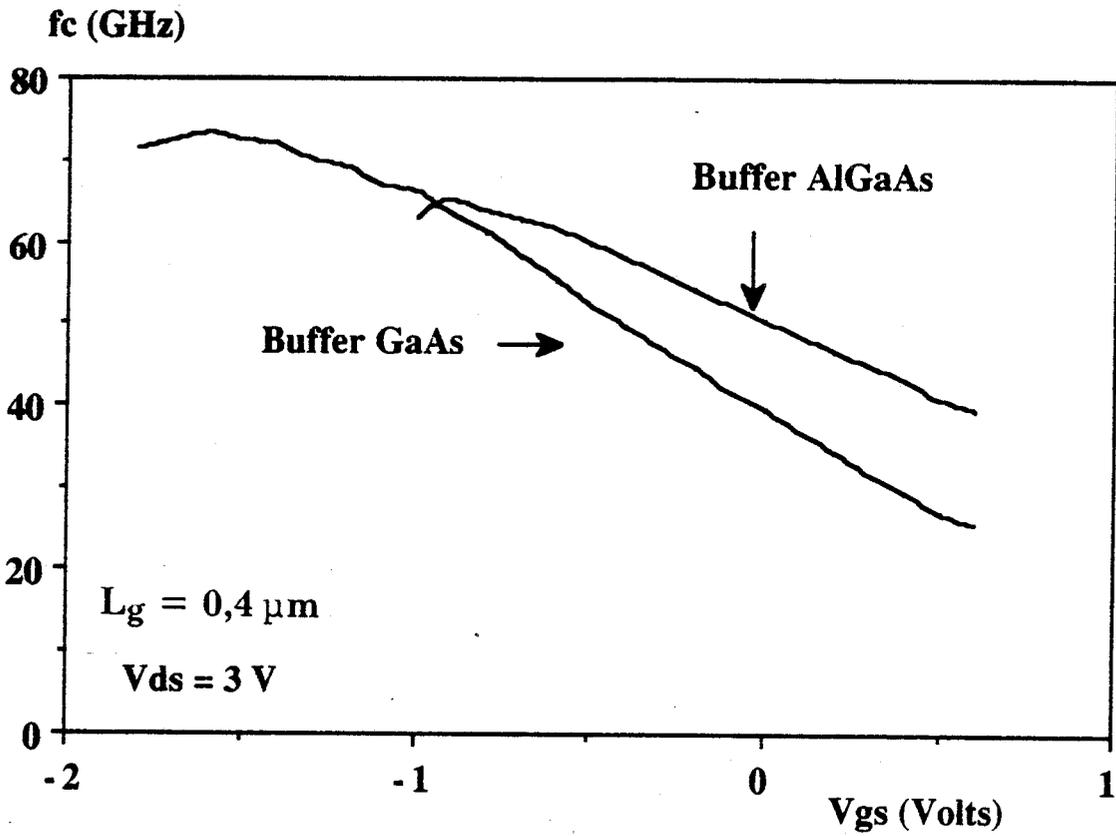


Figure 40 : Evolutions comparées de la fréquence de coupure en courant  $f_c$  en fonction de  $V_{gs}$  avec ou sans prendre en compte les effets d'injection.

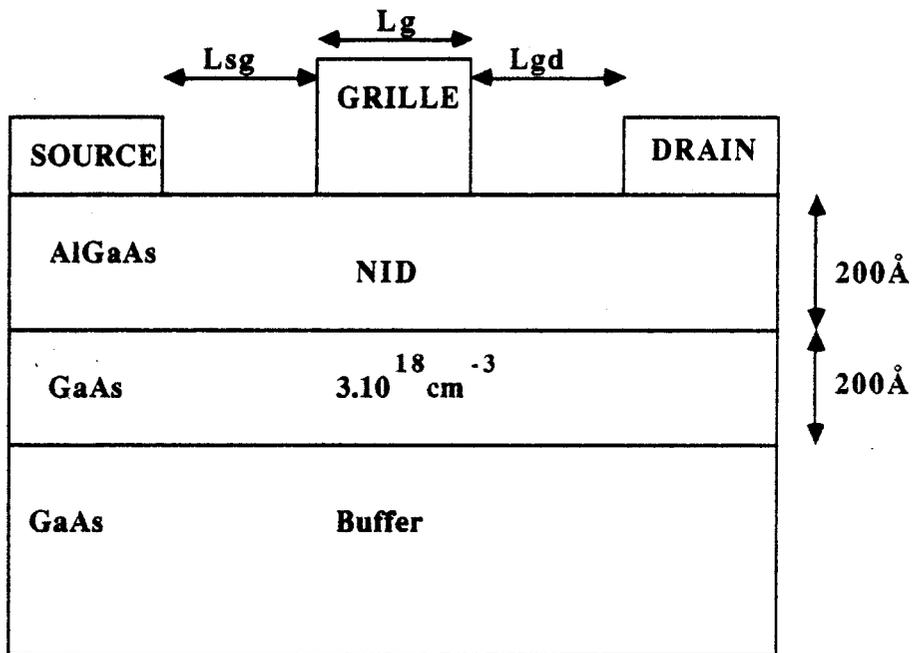


Figure 41 : Structure montrant les variations possibles de la géométrie.

$I_{dss}$  (mA/mm)

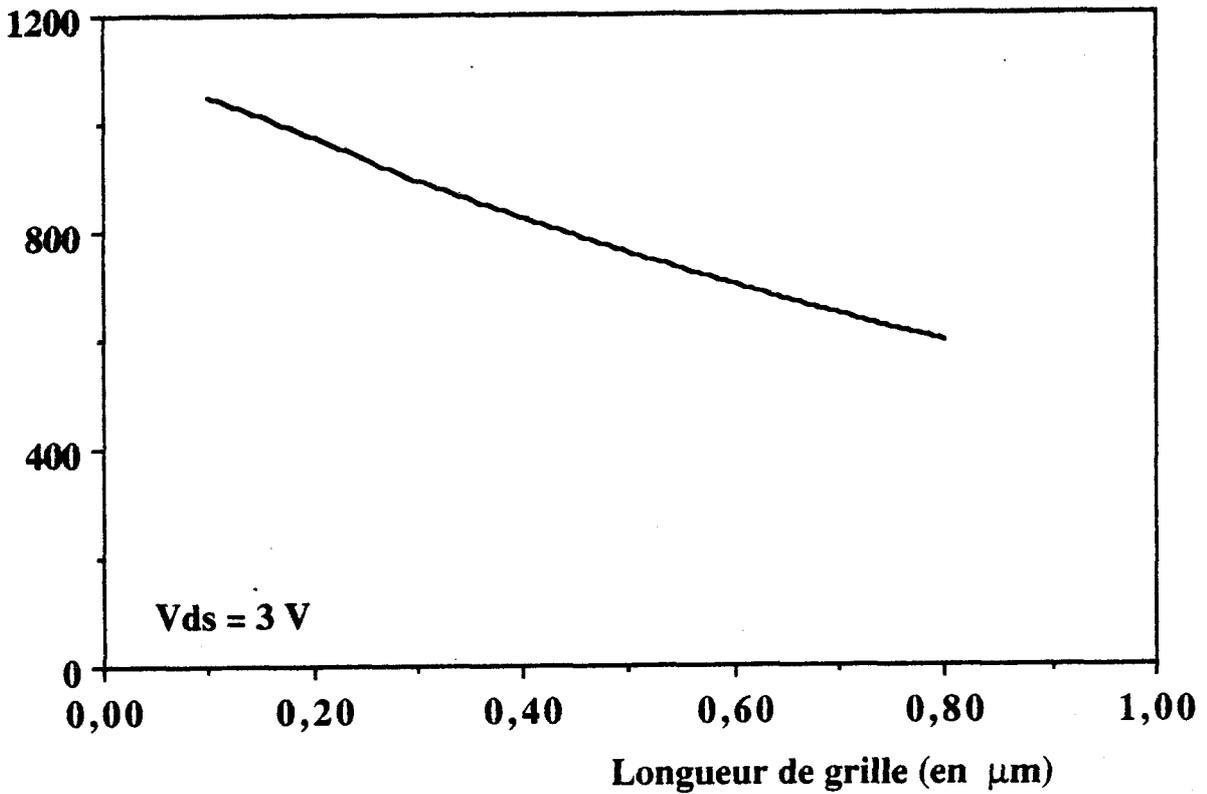


Figure 42 : Evolution du courant drain  $I_{dss}$  en fonction de la longueur de grille. L'épitaxie est celle représentée sur la figure 41.

$g_{m_{max}}$  (mS/mm)

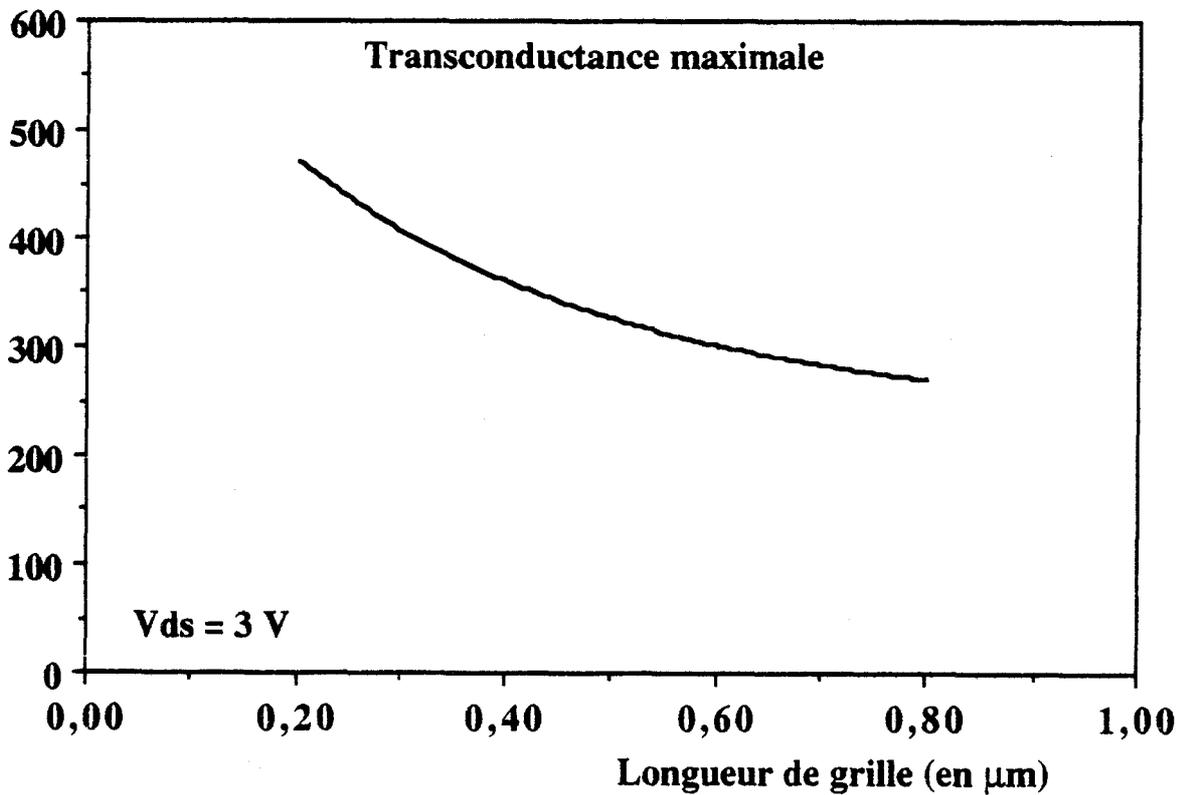


Figure 43 : Evolution de la transconductance maximale  $g_m$  en fonction de la longueur de grille. L'épitaxie est celle représentée sur la figure 41.

### IV.3.1. INFLUENCE DE LA LONGUEUR DE GRILLE

Nous avons, sur chaque figure, reporté les valeurs maximales obtenues et nous avons vérifié qu'un autre critère de représentation (ouverture relative du canal moitié, courant maximum moitié ou tension de pincement moitié) modifiait les valeurs mais ne changeait pas fondamentalement les évolutions et par conséquent les conclusions.

Le courant augmente de manière quasi-linéaire avec la diminution de la longueur de grille (figure 42), conséquence de l'accentuation des effets de survitesse avec des grilles très courtes. Corrélativement, la transconductance (figure 43) double sa valeur lorsque l'on passe d'une grille de  $0,8 \mu\text{m}$  où elle vaut  $260 \text{ mS/mm}$  à une grille de  $0,1 \mu\text{m}$  où elle atteint  $540 \text{ mS/mm}$ .

La conductance de sortie (figure 44) s'accroît avec la réduction de la longueur de grille puisqu'elle varie de  $13,1$  à  $28,7 \text{ mS/mm}$  entre  $0,8$  et  $0,2 \mu\text{m}$  de longueur de grille. On retrouve donc un effet semblable à celui observé pour le MESFET.

L'allure des variations des capacités  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$  sont similaires (figures 45 a.b). Elles varient linéairement pour  $L_g$  supérieure à  $0,4 \mu\text{m}$ , puis les valeurs diminuent fortement entre  $0,1$  et  $0,3 \mu\text{m}$  de longueur de grille. L'extrapolation de la partie linéaire montre la prise en compte des effets de bord dans le calcul des capacités. Les valeurs obtenues pour les très faibles longueurs de grille s'écartent de cette loi de variation. Elles ne peuvent être soumises à interprétation actuellement car la modélisation n'est pas suffisamment fine pour traiter raisonnablement le cas de grilles très submicroniques. Une véritable modélisation 2D serait nécessaire pour approfondir cette question.

### IV.3.2. INFLUENCE DE LA DISTANCE SOURCE-GRILLE

Pour une même structure, nous avons fait varier la distance source-grille afin de connaître l'influence de la résistance d'entrée sur le comportement du transistor. La structure simulée est celle représentée figure 41 et quatre distances  $L_{sg}$  sont retenues :  $0,1$  ;  $0,5$  ;  $1$  et  $2 \mu\text{m}$ . Les deux derniers cas ne sont plus représentatifs des composants actuels mais ils permettent de simuler un composant ayant une résistance d'entrée très importante.

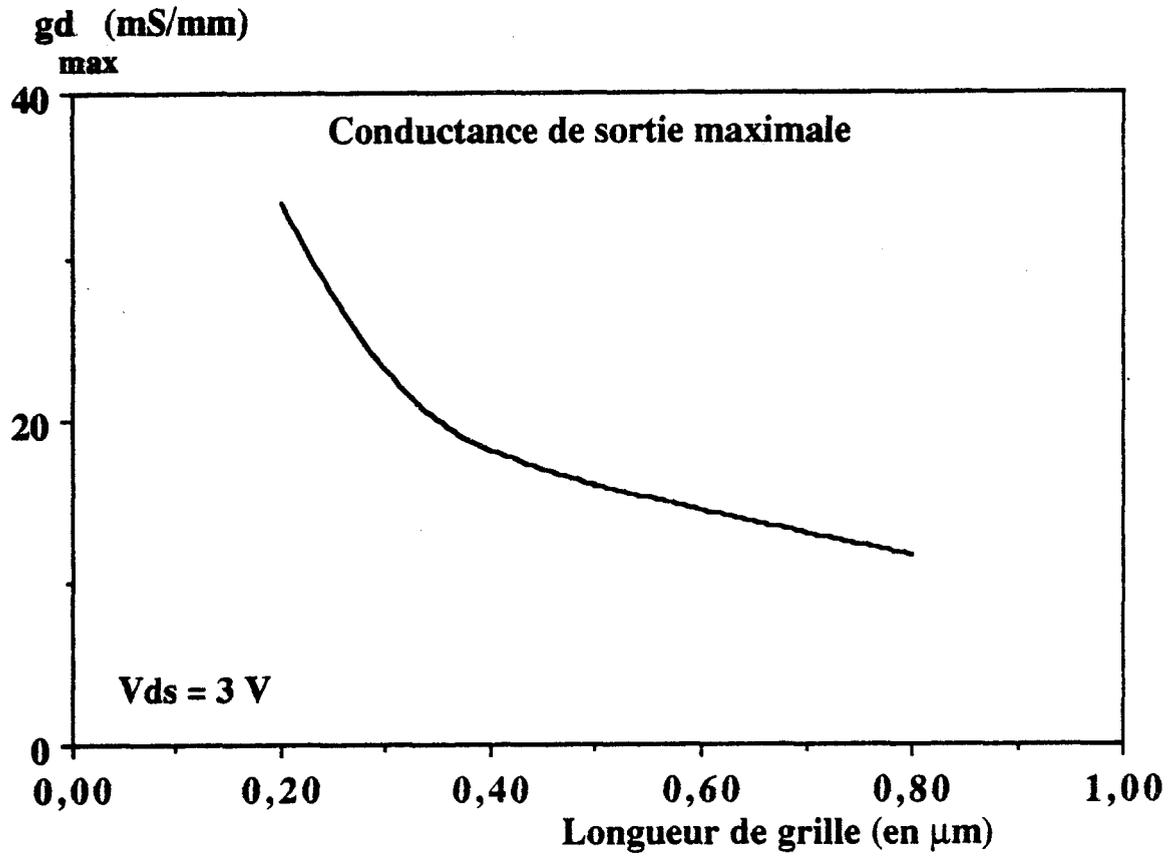


Figure 44 : Evolution de la conductance de sortie maximale  $g_d$  en fonction de la longueur de grille. L'épitaxie est celle représentée sur la figure 41.

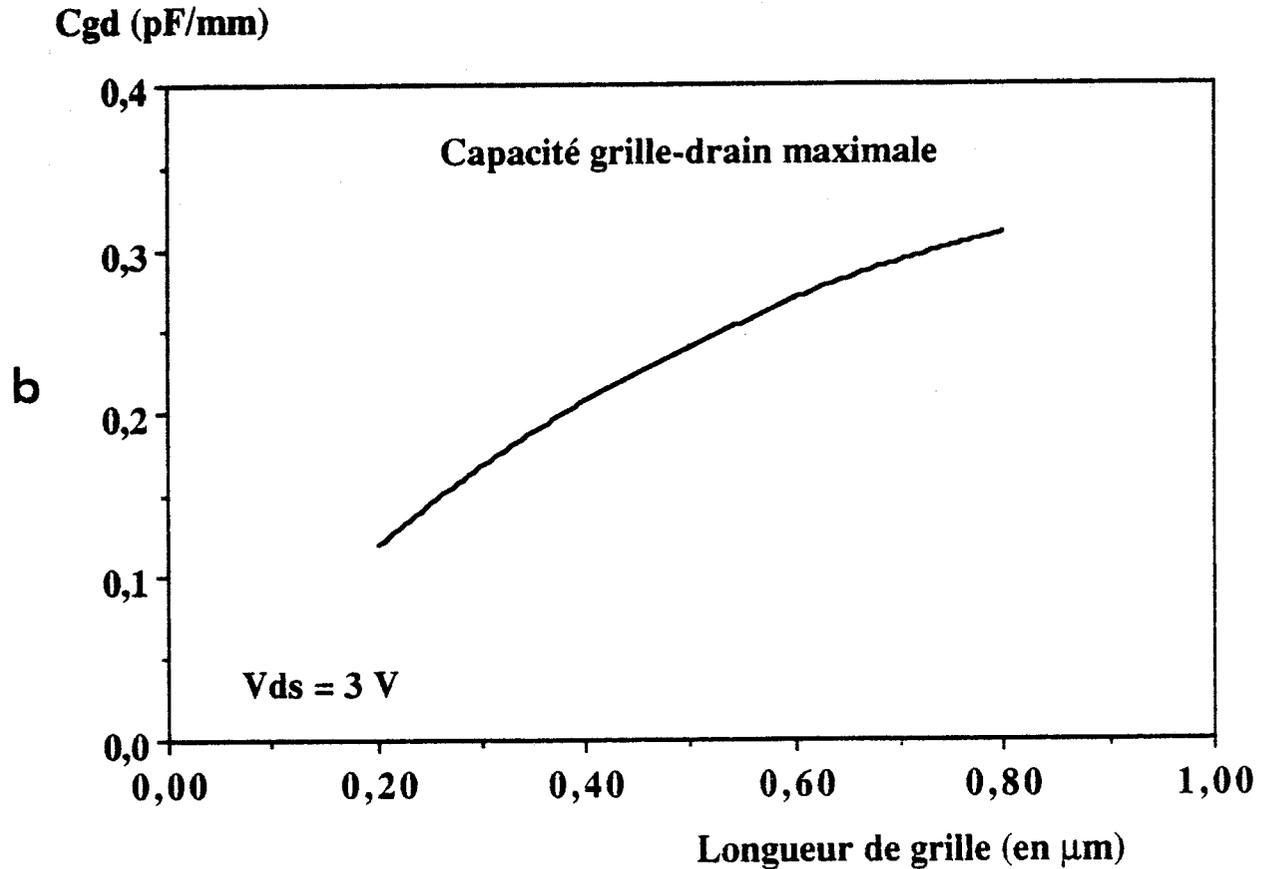
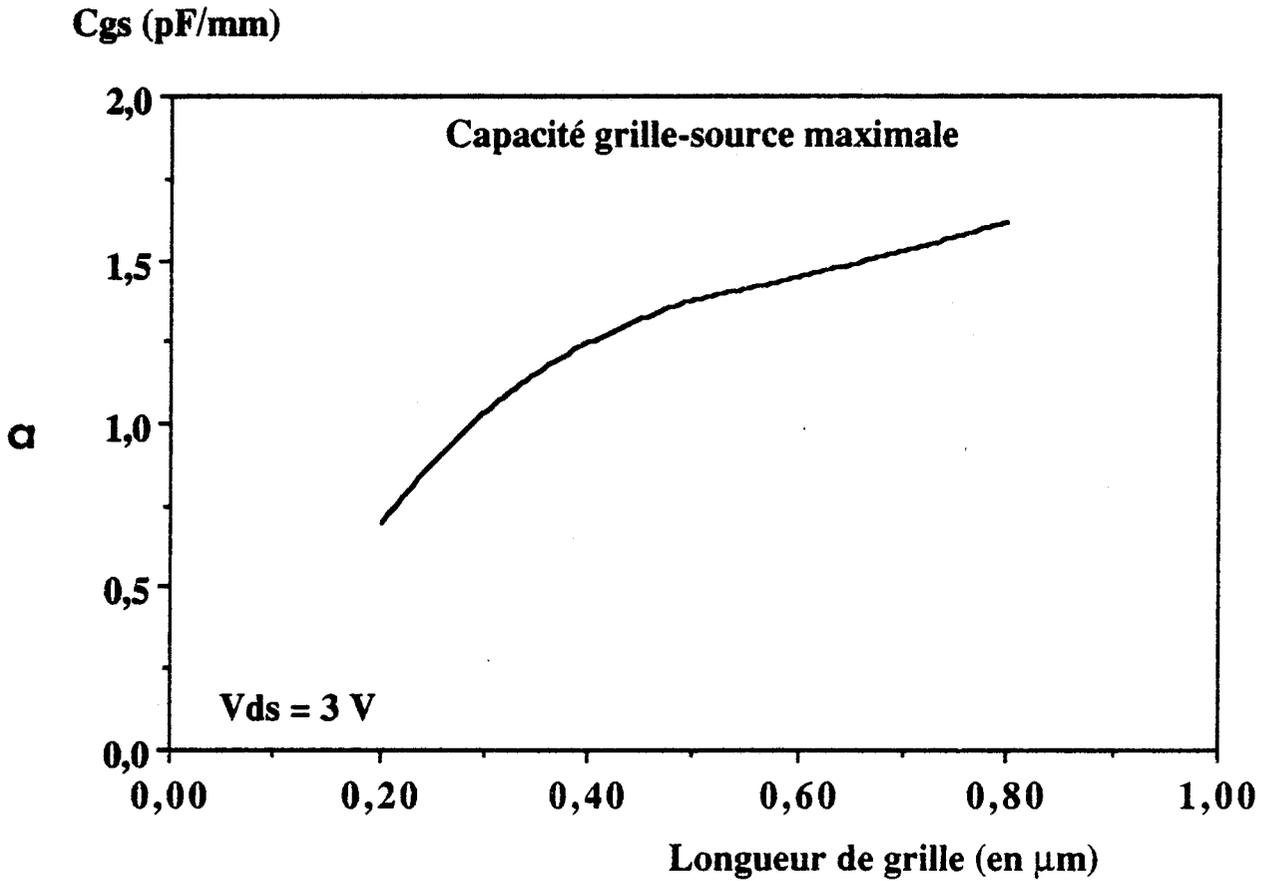


Figure 45 : Evolution des capacités grille-source  $C_{gs}$ (a) et grille-drain  $C_{gd}$  (b) en fonction de la longueur de grille. L'épitaxie est celle représentée sur la figure 41.

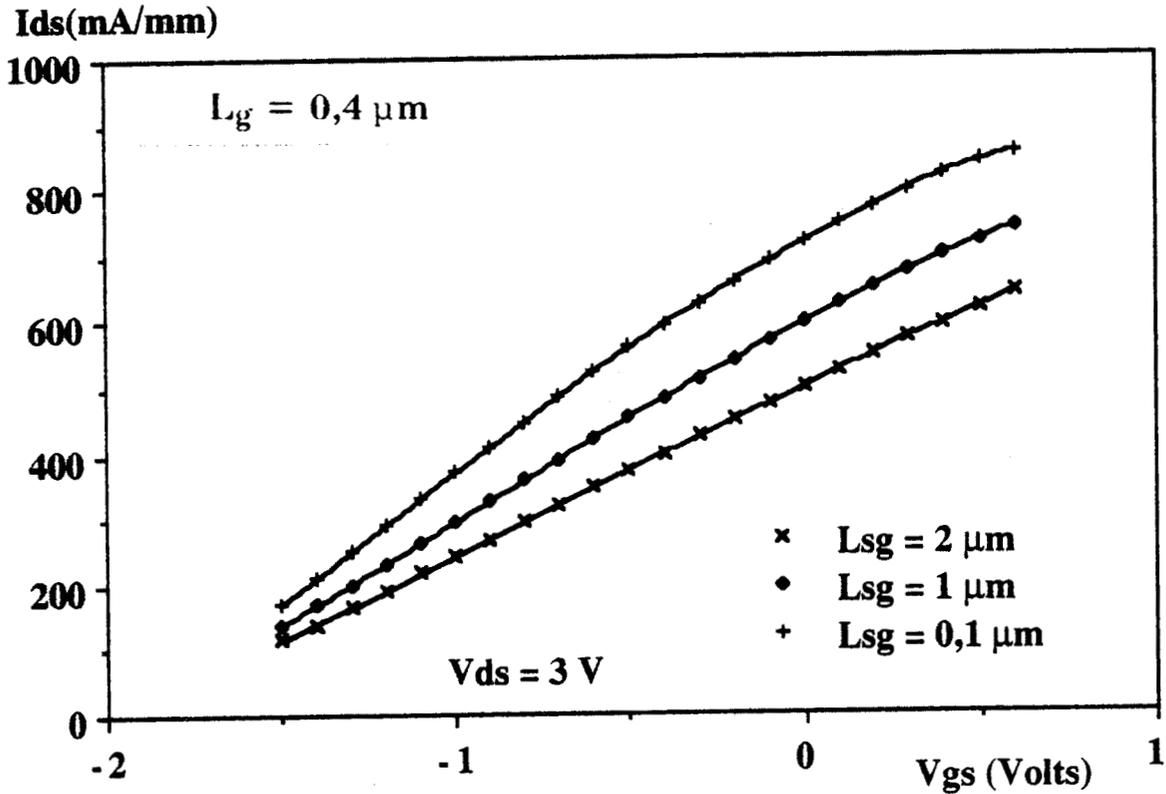


Figure 46 : Evolution du courant drain en fonction de  $V_{gs}$  pour différentes longueurs source-grille. L'épitaxie est celle représentée sur la figure 41.

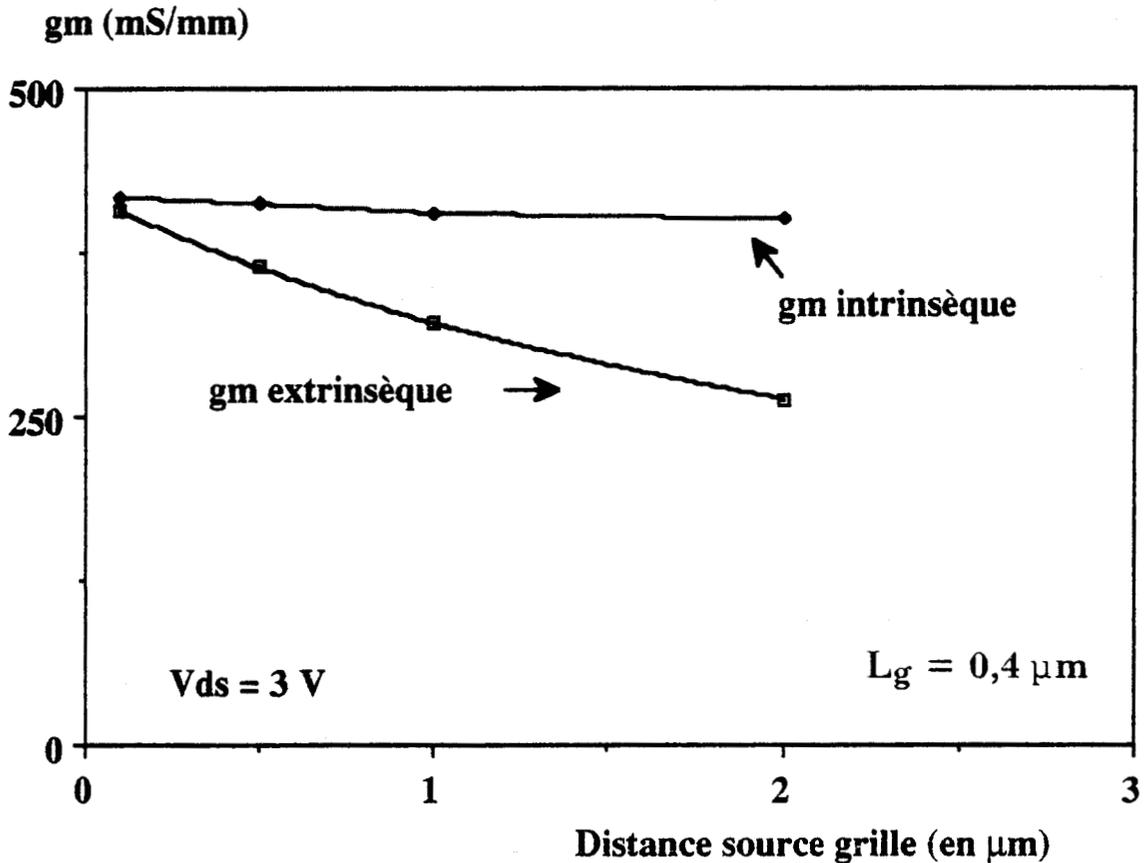


Figure 47 : Evolution de la transconductance en fonction de  $V_{gs}$  pour différentes longueurs source-grille. L'épitaxie est celle représentée sur la figure 41.

Pour un courant  $I_{ds}$  donné, la tension  $V_{gs}$  appliquée sur la grille doit compenser la perte de tension  $V = R_s \cdot I_{ds}$  dans la résistance de source  $R_s$ . La figure 46 permet de le vérifier facilement. Pour un courant drain de 600 mA/mm, il faut appliquer une tension  $V_{gs}$  de - 0,8 volt sur la grille d'un composant ayant une distance  $L_{sg}$  de 1  $\mu\text{m}$  et il faut une tension  $V_{gs}$  de - 0,37 volt pour un composant de distance  $L_{sg}$  de 2  $\mu\text{m}$ . La résistance supplémentaire dans le second cas, calculée par la loi  $R = \rho l/S$  indique une valeur de 0,65  $\Omega \cdot \text{mm}$ . La tension aux bornes de cette résistance lorsque le courant vaut 600 mA/mm est 0,4 V, qui est la différence entre les deux tensions relevées précédemment.

Le courant de saturation  $I_{dss}$  diminue avec l'augmentation de l'espace source-grille. Il en est de même pour la transconductance (figure 47). Cependant, la transconductance intrinsèque  $g_{m0}$ , évaluée dans notre cas par l'expression  $g_{m0} = g_m / (1 - R_s g_m)$  est une constante pour les longueurs source-grille retenues. Les autres paramètres n'évoluent pas de manière significative en fonction de  $L_{sg}$ .

#### IV.3.3. INFLUENCE DE LA DISTANCE GRILLE-DRAIN

Nous avons fait varier la distance grille-drain de 0,5  $\mu\text{m}$  à 1,5  $\mu\text{m}$  sans observer d'effet notable sur le courant drain et les paramètres hyperfréquences du schéma équivalent petit signal. Cette absence d'influence peut s'expliquer par le fait que, en raison du dopage très élevé de la couche active, le champ électrique longitudinal présente une montée et une descente très rapide en sortie de grille. Sa descente s'effectue sur moins de 0,5  $\mu\text{m}$  comme on peut le constater sur la figure 16-a. Il faudrait donc que  $L_{gd}$  soit nettement inférieure à 0,5  $\mu\text{m}$  pour que le comportement électrique du composant soit modifié. Nous n'avons pas effectué cette investigation pour la raison évoquée au IV.3.1., à savoir que la modélisation n'est pas suffisamment fine pour aborder les cas de dimensionnements très submicroniques.

### V. LE COURANT GRILLE

Nous avons, dans ce qui précède, expliqué le fonctionnement du DMT en régime de désertion, c'est-à-dire pour  $V_{gs}$  négatif sous la grille. Nous avons par ailleurs signalé l'avantage du DMT de pouvoir fonctionner en régime

d'accumulation pour des tensions  $V_{gs}$  positives. Nous allons donc étudier les possibilités de modéliser le composant dans ce mode de fonctionnement, avec la prise en compte d'un effet spécifique au DMT : le courant grille.

Notre modélisation utilisée pour le DMT étant pseudo-bidimensionnelle, la première idée venant à l'esprit pour traiter la question d'un courant grille est de s'appuyer sur des modélisations similaires effectuées pour des composants autres que le DMT mais fonctionnant en accumulation. Au laboratoire, deux modélisations de ce type ont été réalisées : l'une par FELLON dans le cas du MISFET InP, l'autre par DEPREEW et GODTS pour le MISFET AlGaAs/GaAs non dopé. Dans ce qui suit, nous allons donc d'abord reprendre les éléments essentiels utilisés dans ces modélisations pour examiner dans quelle mesure il serait possible de les adapter au cas du DMT. Ensuite, nous poursuivrons la discussion avec des éléments d'analyse fournis sur les mécanismes du courant grille par les premiers résultats obtenus à partir de la modélisation Monté-Carlo effectuée au laboratoire par BELLASHNI.

### V.1. PRINCIPE DE MODELISATION DU MISFET InP

En régime d'accumulation, la densité de porteurs et le champ électrique perpendiculaire à la grille sont calculés par intégration de l'équation de Poisson sur toute la couche active. La densité de porteurs accumulés  $n_s(y)$  le long de l'axe Oy normal à la grille est donnée par le système [9] :

$$\begin{cases} \frac{d E_y(y)}{dy} = - \frac{q}{\epsilon} (n_s(y)) \\ \frac{d n_s(y)}{dy} = - \frac{q}{kT} \left| E_y(y) \cdot (n_s(x) + N_D) \right| \end{cases}$$

La seconde relation découle de la nullité de l'équation de conservation du courant sur l'axe Oy due à la présence d'un véritable isolant. Le calcul est alors effectué selon l'axe longitudinal source-drain Ox, en considérant la totalité des porteurs précédemment calculés.

L'application de cette méthodologie au DMT conduirait à utiliser le système d'équations :

$$\begin{cases} \frac{d E_g(y)}{dy} = -\frac{q}{\epsilon} (n_s(y)) \\ J_G(y) = q \mu_n(n) n_s(y) E(y) + q D_n(n) \frac{d n_s(y)}{dy} \end{cases}$$

où  $J_G(y)$  représente la densité de courant grille pour une abscisse  $x$  fixée.

A ces équations, il faudrait ajouter pour le sens longitudinal les mêmes équations que celles utilisées pour le régime de désertion. La densité de porteurs libres  $n(x)$  devant s'écrire  $n(x) = n_s + N_d$  où  $n_s = 1/a \int_0^a n_s(y) dy$ .

Il importe de remarquer que dans ce cas, la relation d'Einstein n'est pas applicable, le système n'étant pas à l'équilibre thermodynamique. Il faudrait donc connaître les variations de  $\mu_n(n)$  et  $D_n(n)$ . De plus, pour résoudre ce système, il serait nécessaire d'introduire une équation supplémentaire reliant la densité de courant grille  $J_G$  et la densité de porteurs, et, enfin, de boucler la modélisation en assurant l'égalité des courants extérieurs totaux :  $I_s = I_g + I_d$ . Il n'est guère possible d'attendre une aide de relevés expérimentaux de la caractéristique de grille  $I_G = f(V_{gs})$  car le courant  $I_G$  est la somme de toutes les densités  $J_G$  collectées par la grille et ne renseigne pas sur leur répartition.

Finalement, cette méthodologie paraît difficilement applicable car elle nécessiterait beaucoup d'approximations dont la validité serait à vérifier au cas par cas.

## V.2. PRINCIPE DE MODELISATION DU COURANT GRILLE DANS UN MISFET NON DOPE

Pour étudier le courant grille dans le MISFET  $iAlGaAs/iGaAs$ , DEPREUW et GODTS appuient leur raisonnement sur une forme simplifiée de la structure de bande dans ce composant, le champ électrique perpendiculaire à la grille étant supposé garder une valeur constante. La densité de courant est exprimée par [10] :

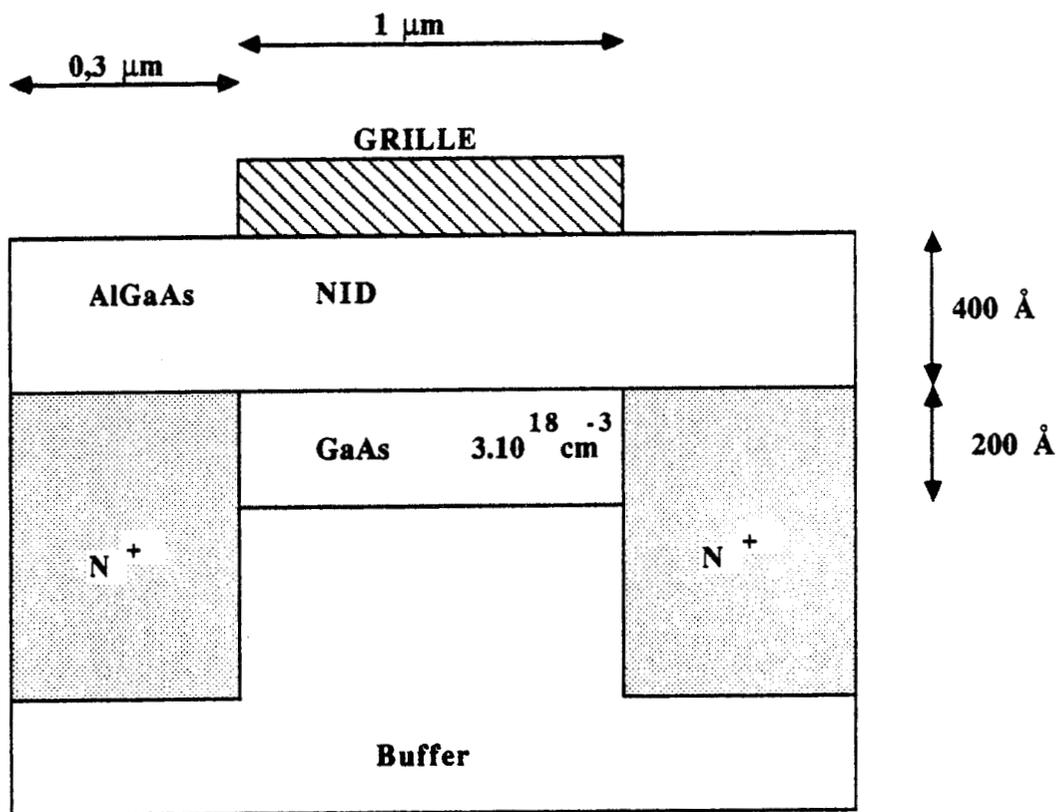


Figure 48 : Structure de DMT modélisée en Monté-Carlo.

$$J_G(N_s) = q N_c \mu \exp\left[-\frac{E_c(y) - E_{Fi}(y)}{kT}\right] \frac{d E_{Fi}(y)}{dy}$$

où :  $N_c$  et  $\mu$  sont les densités d'état et la mobilité dans l'AlGaAs  
 $E_c(y)$  est l'énergie de la bande de conduction à l'abscisse  $y$ .  
 $E_{Fi}(y)$  est le pseudo-niveau de Fermi.

En supposant que l'évolution de  $E_{Fi}$  sur la distance  $a_0$  séparant le plan de l'hétérojonction du plan correspondant au maximum du gaz 2D s'effectue de façon quadratique, la relation finale utilisée est :

$$J_G(N_s) = q N_c \mu \frac{q N_s}{\epsilon} \exp\left[-\frac{\Delta E_c - E_{fp}(N_s) + \frac{q N_s a_0(N_s)}{2\epsilon}}{kT}\right]$$

où  $E_{fp}$  est le niveau de Fermi dans le puits de potentiel.

Il est important de noter que le MISFET non dopé fonctionne uniquement en régime d'accumulation tout au long de la grille alors que le DMT peut présenter simultanément les deux régimes de fonctionnement. La transposition directe de ce formalisme au cas du DMT paraît hasardeuse car la présence d'une couche de GaAs fortement dopée risque de modifier largement les mécanismes physiques de l'interface AlGaAs/GaAs. Ce problème fait actuellement l'objet d'une étude effectuée par J. ZIMMERMANN. Celle-ci, limitée pour le moment au cas unidimensionnel a fait apparaître la nécessité de prendre en compte un phénomène supplémentaire qui est l'effet tunnel. Ce dernier devrait donc être ajouté à l'effet thermoionique pour expliciter le passage des porteurs dans l'espace réel. Il semble donc prématuré d'essayer de traiter le cas du DMT avec une modélisation voisine de celle établie par DEPREEUW et GODTS.

### V.3. LA MODELISATION MONTE CARLO

La formulation du courant grille requiert donc une analyse extrêmement poussée des différents phénomènes en cause et seule une véritable modélisation bidimensionnelle peut amener une meilleure compréhension de ce mécanisme. Pour cela, deux orientations sont possibles, la modélisation bidimensionnelle basée sur la résolution des équations hydrodynamiques dans les structures et la méthode de Monté-Carlo. C'est ce second type de modélisation qui

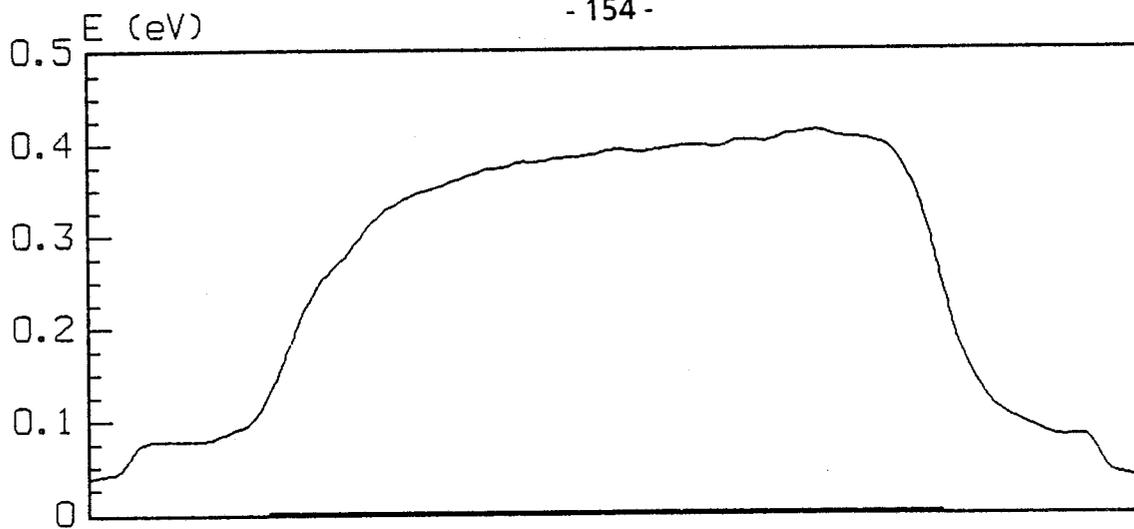


Figure 49 : Evolution de l'énergie des porteurs à l'interface AlGaAs/GaAs.

$V_{gs} = 1.5 \text{ V}$   $V_{ds} = 1.0 \text{ V}$

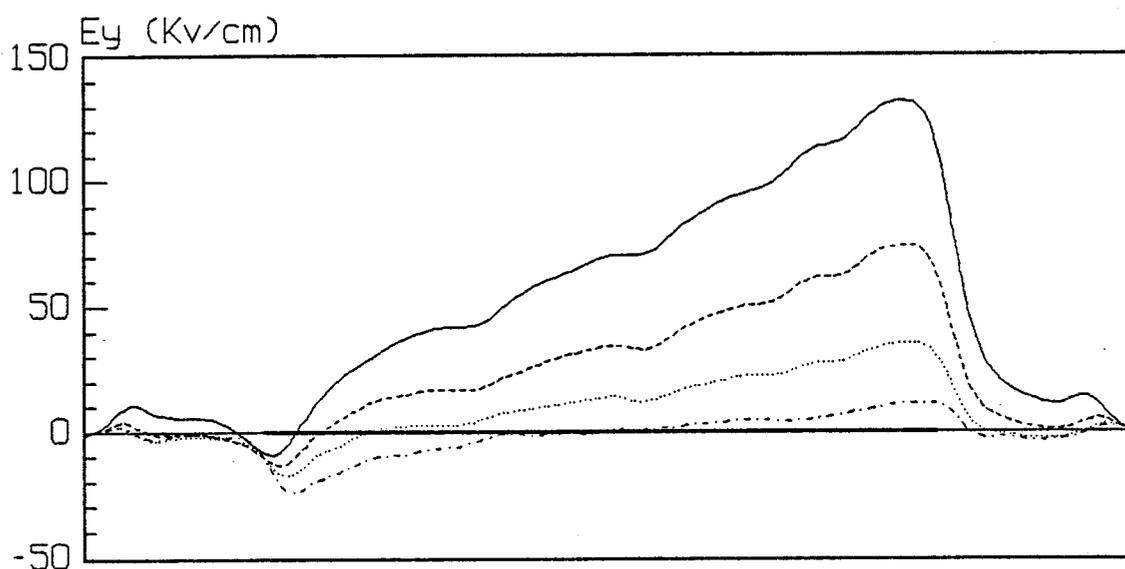


Figure 50 : Représentation du champ transversal dans le GaAs, pour différentes profondeurs dans celui-ci, mais proches de l'interface AlGaAs/GaAs.

$V_{gs} = 1.5 \text{ V}$   $V_{ds} = 1.0 \text{ V}$

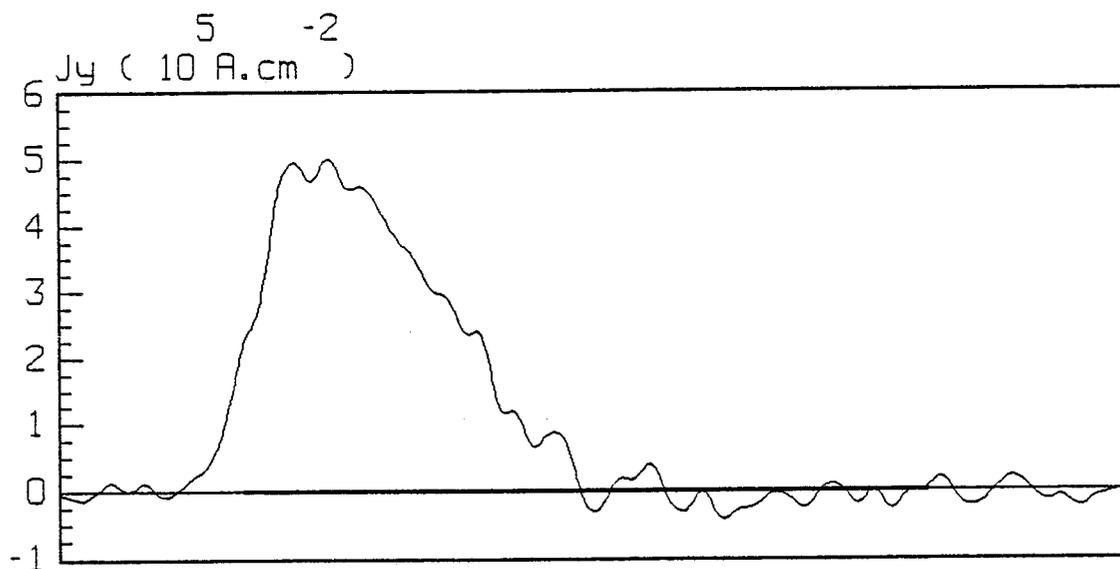


Figure 51 : Evolution en fonction de la position sous la grille de la densité de courant grille.

est développé par l'équipe de R. FAUQUEMBERGUE et dont nous allons analyser un cas typique de simulation, à partir de résultats fournis par K. BELLASHNI.

Le principe du composant modélisé diffère sensiblement des réalisations technologiques, en particulier par l'emplacement des contacts ohmiques verticaux au lieu d'horizontaux et aux extrémités de la couche active de GaAs (figure 48).

Nous avons retenu comme cas représentatif d'un fonctionnement avec présence d'accumulation une polarisation où la tension grille est à 1,5 volt (soit 0,4 volt sous la grille), la tension drain-source n'étant que de 1 V, de manière à ce que l'effet du courant grille puisse apparaître clairement. Le relevé, dans ces conditions opératoires, de l'énergie des porteurs à l'interface entre la couche pseudo-isolante d'AlGaAs et la couche active de GaAs (figure 49) fait apparaître que celle-ci est supérieure à 0,27 eV sur la presque totalité de la longueur de grille, ce qui implique la possibilité d'un franchissement aisé de la barrière de potentiel de l'hétérojonction. Par ailleurs, l'examen du champ électrique transversal  $E_y$  dans la moitié supérieure de la couche active GaAs (figure 50) montre que celui-ci est dirigé vers le substrat sous la partie de la grille la plus proche de la source, puis diminue et change d'orientation au fur et à mesure que l'on se rapproche du drain. Donc, si à peu près tous les porteurs ont une énergie suffisante pour franchir la barrière de l'hétérojonction, seuls ceux d'entre eux pour lesquels le champ électrique est dirigé vers le substrat en ont effectivement la possibilité, conformément à la loi  $f = qE$ . Suite à cette remarque, il est donc compréhensible que la densité de courant grille calculée par le produit  $n \times V_y$  ait une répartition non uniforme (figure 51). Le courant grille est en effet essentiellement concentré sur la première moitié de la longueur de la grille.

Le résultat global de cette simulation pour  $V_{ds} = 1$  volt conduit à un bilan des courants extérieurs source, drain et grille, de respectivement : 610, 170 et 440 mA, pour une largeur de grille de 300  $\mu\text{m}$ . La même simulation effectuée en faisant largement varier la tension  $V_{ds}$  de 0 à 2 V, toujours pour la même tension grille-source de + 1,5 V externe montre qu'un courant drain négatif très important peut exister pour les très faibles valeurs de  $V_{ds}$ . Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, nous avons pu effectivement constater expérimentalement la présence d'un tel phénomène. Cependant, en aucun cas de réalisation, nous n'avons observé une telle ampleur de courant drain négatif. Il

semble donc que la modélisation Monté-Carlo, dans sa configuration actuelle, surestime l'effet de courant grille. Deux raisons principales peuvent être avancées à ce sujet. La première est la minimisation de la résistance d'accès de source, et surtout l'absence totale de résistance de grille. En ce qui concerne ce second point, un calcul simple montre qu'avec une résistance de grille de  $100 \Omega$ .mm, la chute de tension aux bornes de cette résistance avoisine le volt. Il est clair que la prise en compte de ces effets limitatifs devraient minimiser très fortement l'ampleur du courant grille et ramener celui-ci dans des proportions raisonnables et proches de celles observées expérimentalement.

L'introduction de ces effets limitatifs dans le DMT est en cours [11]. Nous savons cependant que la prise en compte de ces effets sur le MISFET non dopé a donné des premiers résultats allant tout à fait dans ce sens. Donc, à plus forte raison pour le MISFET à canal dopé, on peut penser que l'effet du courant grille sera effectivement très limité.

## CONCLUSION

Nous avons développé une modélisation qui permet d'obtenir, en des temps calculs raisonnables, la caractéristique courant-tension du transistor, ainsi que l'ensemble des paramètres du schéma équivalent.

Cette modélisation a permis d'analyser les principaux aspects physiques du DMT, et de mettre en évidence l'originalité qu'apporte le DMT vis à vis des autres composants à effet de champ. Les principaux enseignements tirés de cette modélisation sont la possibilité d'obtenir un courant drain élevé, une bonne transconductance et une fréquence de coupure du gain en courant élevée.

L'utilisation d'une hétérojonction AlGaAs/GaAs permet un début de fonctionnement en régime d'accumulation, mais limité par l'apparition du courant grille.

A partir des enseignements tirés de cette modélisation, nous avons pu optimiser des structures de DMT. Le prochain chapitre concernera la réalisation et la caractérisation de ces structures effectuées au laboratoire.

## REFERENCES

- [1] "Sur un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille submicronique"  
A. CAPPY  
Thèse de 3e cycle, Lille, 1981.
- [2] "Prebreakdown phenomena in GaAs epitaxial layers and FET's"  
C. TSIRONIS  
IEEE Trans. on Elec. Dev., Vol. ED-27, n° 1, January 1980.
- [3] "A Two-dimensional numerical FET model for DC, AC and large-signal analysis"  
M. REISER  
IEEE Trans. on Elec. Dev., Vol. ED-20, n° 1, January 1973.
- [4] "Etude des phénomènes de transport dans les matériaux semiconducteurs par les méthodes de Monté-Carlo : application à l'arséniure de gallium de type N"  
A. KASZYNSKI  
Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, 1979.
- [5] "Simulation Monté-Carlo de composants submicroniques à effet de champ et à hétérojonctions. Application au TEGFET et à ses structures dérivées"  
J.L. THOBEL  
Thèse de Doctorat, Lille, 1988.
- [6] Y. DRUELLE  
Communication interne.
- [7] "An investigation of i-AlGaAs/n-GaAs doped channel MIS-Like FET's (DMT's). Properties and performance potentialities"  
H. HIDA, A. OKAMOTO, H. TOYOSHIMA, K. OHATA  
IEEE Trans. on Elec. Dev., Vol. ED-34, n° 7, July 1987.

- [8] "Analyse bidimensionnelle du fonctionnement du MIS-Like FET par simulation Monté-Carlo"  
K. BELLASHNI  
DEA, Lille, 1988.
- [9] "Etude théorique et expérimentale de composants MISFET au phosphore d'Indium pour l'amplification de puissance hyperfréquence"  
P. FELLON  
Thèse de Doctorat, Lille, 1990.
- [10] "Méthode générale de modélisation du transistor à effet de champ à hétérojonction"  
P. GODTS, D. DEPREEUW, E. CONSTANT, J. ZIMMERMANN  
Revue de Physique Appliquée (24) 1989, pp. 151-170.
- [11] K. BELLASHNI  
Thèse à paraître.

## **CHAPITRE IV**

# **ETUDE EXPERIMENTALE DU DMT : REALISATIONS ET CARACTERISATIONS DE COMPOSANTS**

## INTRODUCTION

Ce chapitre traite la partie expérimentale de l'étude du DMT, à partir de six opérations technologiques entièrement réalisées au CHS.

Nous décrivons, dans une première partie, les différentes réalisations technologiques et analysons les caractéristiques statiques des composants.

La seconde partie concerne le comportement hyperfréquence en petits signaux du composant, en étudiant particulièrement les aspects primordiaux pour un bon fonctionnement en puissance.

Enfin, nous montrons comment se comporte effectivement le composant en régime d'amplification de puissance, en effectuant des mesures de puissance sur bancs classique et à charge active.

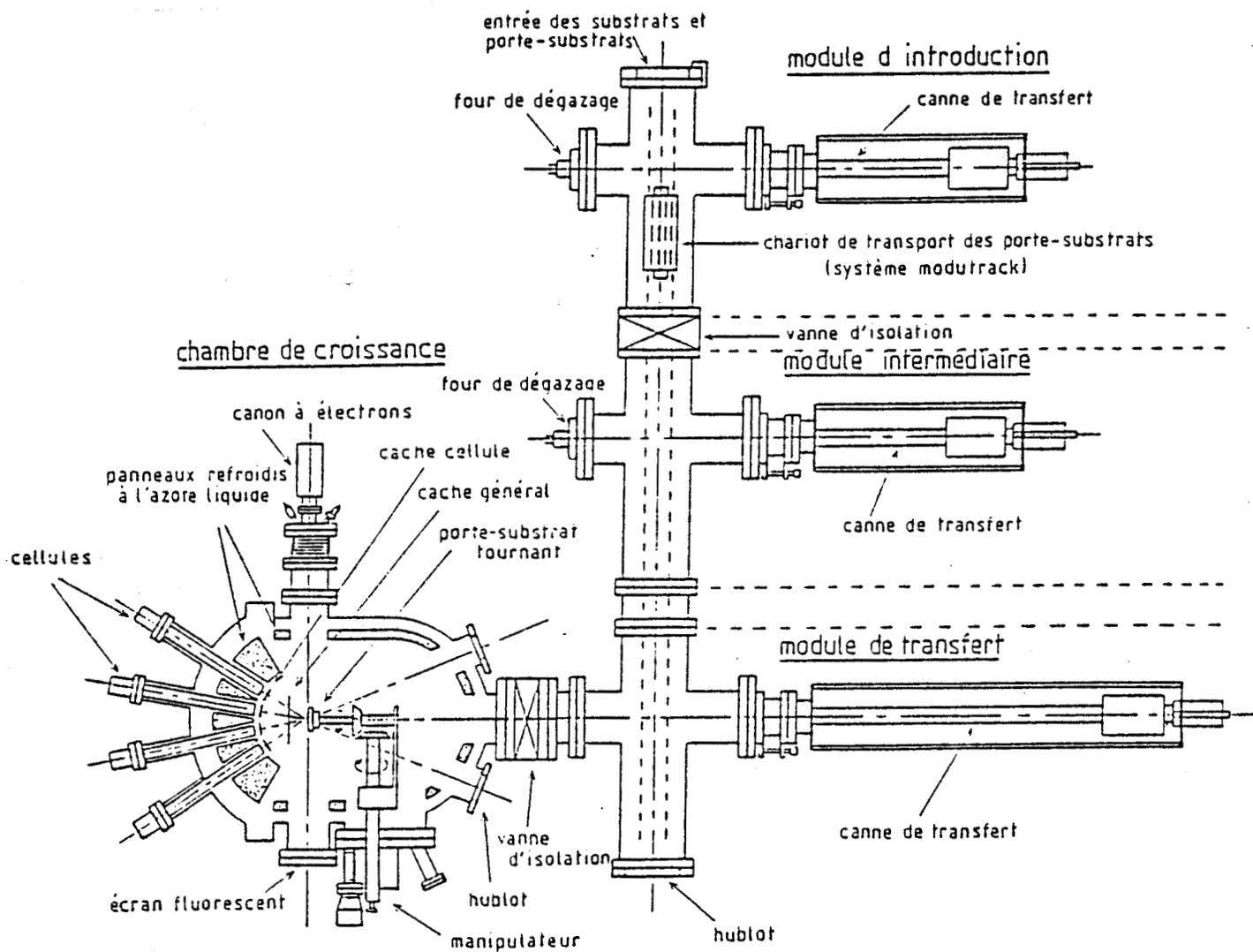


Figure 1: Représentation d'un bâti d'épitaxie par jets moléculaires.

## **I. LA TECHNOLOGIE DES COMPOSANTS**

### **I.1. L'EPITAXIE**

#### **I.1.1. DESCRIPTION DU BÂTI**

Le laboratoire dispose d'un bâti d'EJM (épitaxie par jets moléculaires) du type RIBER 32 P. Le schéma de principe de ce bâti est représenté sur la figure 1, où l'on distingue la chambre de croissance sous ultra-vide avec les cellules d'effusion contenant les matériaux de base nécessaires à l'élaboration du DMT (aluminium, arsenic, gallium, silicium).

Les jets moléculaires sont obtenus en chauffant les produits sources dans des creusets en nitrure de bore pyrolytique. L'arsenic et le silicium se subliment alors que les autres matériaux s'évaporent. Chaque cellule est munie d'un cache pour stopper brutalement le flux émis.

#### **I.1.2. LES EPITAXIES REALISEES AU LABORATOIRE**

Nous présentons les quatre épitaxies qui ont été réalisées au CHS sur les figures 2-a à 2-d. Nous développerons au cours de ce chapitre les raisons qui nous ont conduit aux modifications successives de ces épitaxies. Dans la suite du travail, nous indiquerons le numéro de l'épitaxie, et renverrons le lecteur aux figures 2a-d.

## **I.2. LA REALISATION DES COMPOSANTS**

### **I.2.1. LES DIFFERENTES ETAPES TECHNOLOGIQUES**

Nous ne donnons ici qu'une liste successive des différentes étapes à suivre pour fabriquer un composant à partir de la plaquette épitaxiée. Le détail de ces étapes est développé en annexe. Nous reviendrons sur le contact ohmique, aspect primordial pour la réalisation de bons composants. Ces étapes successives sont :

**a**

- 164 -

GaAs	$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	600 Å
GaAs	$2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	150 Å
AlGaAs	N.I.D. (x=0.27)	200 Å
GaAs	$3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	200 Å
GaAs	N.I.D.	0.8 μm
SUBSTRAT S.I.		

Epitaxie N°881021

**b**

GaAs	$3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	900 Å
GaAs	$5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	150 Å
AlGaAs	N.I.D. (x=0.3)	200 Å
GaAs	$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	270 Å
AlGaAs	N.I.D. (x=0.3)	0.8 μm
GaAs	N.I.D.	200 Å
SUBSTRAT S.I.		

Epitaxie N°890402

**c**

GaAs	$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	1000 Å
AlGaAs	N.I.D. (x=0.4)	400 Å
GaAs	$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	300 Å
AlGaAs	N.I.D. (x=0.4)	200 Å
GaAs	N.I.D.	0.8 μm
SUBTRAT S.I.		

Epitaxie N°890423

**d**

GaAs	$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	600 Å
AlGaAs	$x \rightarrow 0,4$ $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	300 Å
AlGaAs	N.I.D. (x=0.4)	400 Å
GaAs	$3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	250 Å
AlGaAs	N.I.D. (x=0.4)	200 Å
GaAs	N.I.D.	7300 Å
SUBSTRAT S.I.		

Epitaxie N°891101

Figure 2a-d: Structure des quatre épitaxies réalisées au CHS sur lesquelles seront fabriqués les composants.

- nettoyage de la plaquette
- isolation de la partie active des composants sur la plaquette :  
opération MESA
- dépôt des contacts ohmiques
- creusement de grille
- dépôt de la grille
- dépôt et gravure du diélectrique de passivation
- dépôt et épaissement des métallisations.

### **I.2.2. LA SPECIFICITE DES MASQUES "CASCADES"**

Toutes les réalisations technologiques seront effectuées avec la série de masques appelée "JTC". Cette série de masques a la particularité de dessiner des transistors qui sont testables "in situ", sous pointes de type "CASCAD MICROTECH". L'avantage est de s'affranchir des éléments parasites introduits par un boîtier de mesure et des pertes liées aux connexions avec l'extérieur. Cette méthode présente également l'avantage d'éviter des opérations mécaniques telles que la découpe de la plaquette ou électriques telles que la connexion du transistor au boîtier.

Pour cette série de masques, la largeur totale des transistors est de 90  $\mu\text{m}$  avec deux doigts de grille en T (figure 3). Les résultats seront donc présentés pour cette largeur de grille, ou seront ramenés à une largeur de grille équivalente d'un millimètre, afin de posséder un élément de comparaison rapide.

### **I.3. LE CONTACT OHMIQUE**

La plupart des contacts ohmiques actuels se font soit par implantation ionique, soit par diffusion d'un eutectique au travers d'une couche superficielle très dopée de l'épitaxie : le cap layer. C'est cette seconde solution qui est utilisée au laboratoire et que nous analysons ci-dessous.

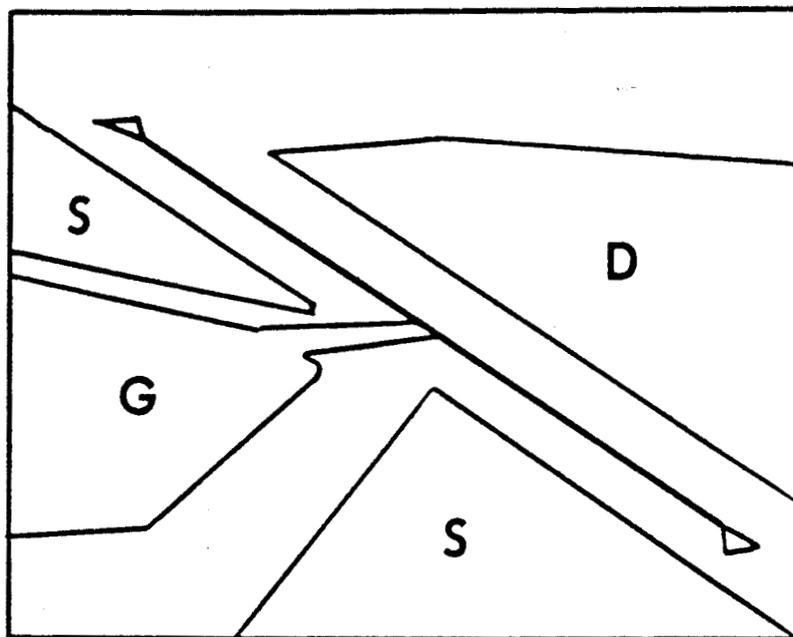
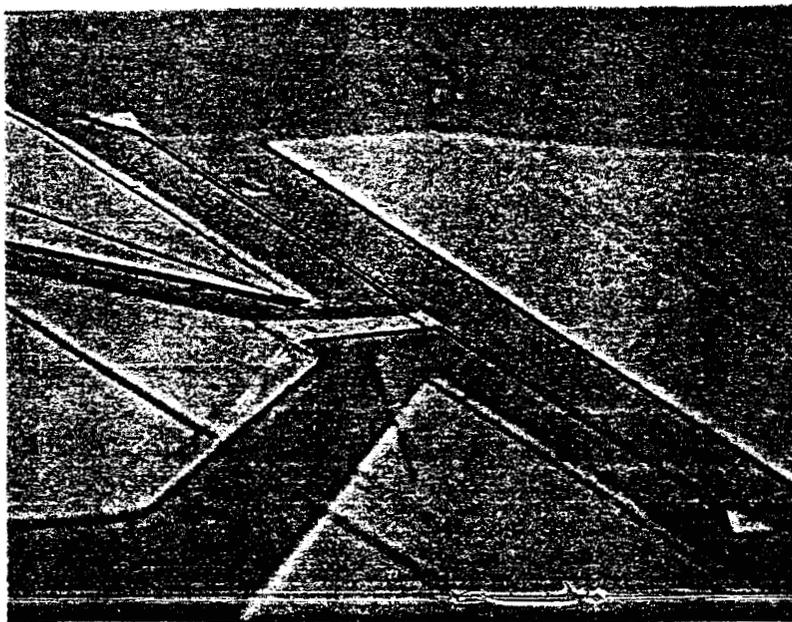


Figure 3 : Vue d'un composant réalisé avec la série de masques "JTC", faisant apparaître les deux doigts de grille et les plots de métallisation.

### I.3.1. LA DESCRIPTION DU PHENOMENE

Le contact ohmique a pour but la diminution des résistances d'accès au canal du transistor. YU [1] a l'un des premiers montré l'intérêt de réaliser le contact métal-semiconducteur en dopant très fortement le semiconducteur pour réduire le plus possible la partie désertée du contact et permettre ainsi le passage des électrons par effet tunnel.

L'eutectique le plus utilisé actuellement est l'AuGeNi, où l'or est le métal de faible résistivité, beaucoup plus stable que l'argent en fonction du temps, le germanium est l'impureté de type donneur pour le GaAs, et le nickel un matériau supplémentaire qui active la diffusion. Lorsque les matériaux sont déposés (dans l'ordre Ni-Au-Ge-Ni) sur le cap layer, un recuit est nécessaire afin de permettre au germanium de diffuser dans la structure. PIOTROWSKA propose une analyse complète du phénomène [2], et suggère un recuit rapide du contact ohmique afin d'éviter la pénétration des atomes de nickel dans le substrat. Les ajustements du pourcentage des matériaux, de la température et du temps de recuit sont loin d'être complètement résolus, et chaque laboratoire possède son savoir faire particulier. Au CHS, les études effectuées par I. VALIN [3] ont amené à retenir pour le matériau GaAs le contact ohmique suivant :

20 Å de Nickel  
1500 Å d'AuGe  
520 Å de Nickel

avec une température de recuit proche de 400°C pendant environ 40 secondes.

Ce contact ohmique, idéal pour le MESFET, n'a pas donné satisfaction dans le cas du DMT. Le paragraphe suivant tente donc d'en déterminer la raison : le choix de l'eutectique n'est-il pas idéal ou l'épitaxie du DMT est-elle en cause ?

**a**

GaAs	$3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	1000 Å
GaAs	$8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	800 Å
GaAs	N.I.D.	8000 Å
SUBSTRAT S.I.		

Epitaxie de l'opération N°245

**b**

GaAs	$2,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	700 Å
AlGaAs	$1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (x=0.22)	700 Å
AlGaAs	N.I.D. (x=0.22)	20 Å
GaAs	N.I.D.	8000 Å
SUBSTRAT S.I.		

Epitaxie de l'opération N°235

**c**

GaAs	$3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	800 Å
AlGaAs	N.I.D. (x=0.25)	400 Å
AlGaAs	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (x=0,25)	50 Å
AlGaAs	N.I.D. (x=0.25)	30 Å
GaAs	N.I.D.	180 Å
AlGaAs	N.I.D. (x=0.25)	30 Å
AlGaAs	$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (x=0,25)	120 Å
AlGaAs	N.I.D. (x=0.25)	30 Å
GaAs	N.I.D.	1 µm
SUBSTRAT S.I.		

Epitaxie de l'opération N°233

Figures 4 a-c : Epitaxies réalisées au CHS pour l'élaboration de MESFET (a) ou TEGFET (b-c).

### I.3.2. COMPARAISON DU CONTACT OHMIQUE POUR DIFFERENTS TYPES DE TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP

En effectuant des dépôts identiques de matériaux pour le contact ohmique, et en respectant les mêmes conditions de recuit, nous comparons les résistances d'accès de MESFET, TEGFET et DMT réalisés au laboratoire. Les contacts ohmiques sont dessinés au masqueur optique (distance source drain d'environ 2,5  $\mu\text{m}$ ) ou au masqueur électronique (distance source-drain  $\approx$  1,5  $\mu\text{m}$ ). Nous indiquons dans le tableau I les principales caractéristiques nécessaires à une analyse détaillée du contact ohmique.

Trois critères sont utilisés pour évaluer la qualité des contacts ohmiques réalisés :

- le courant à saturation entre les deux contacts ohmiques de source et de drain du FET sans grille ;
- la résistance totale à faible courant entre les contacts ohmiques du FET sans grille ;
- la résistance d'accès du contact de source du FET complètement réalisé (mesurée à canal ouvert).

Les valeurs inscrites sont une moyenne sur un certain nombre de composants et les épitaxies des réalisations MESFET et TEGFETs sont représentées figures 4a-c, celles du DMT sur les figures 2a-d.

L'interprétation des résultats du tableau I montre que le contact ohmique du MESFET présenté n'a pas posé de problèmes. La couche n'est composée que de GaAs, très dopé pour le cap layer et dopé à  $8.10^{17} \text{ cm}^{-3}$  pour le canal du composant. Il n'y a qu'une homojonction, et une faible barrière à traverser pour les électrons. Ceci se traduit par une résistance qui ne se dégrade pas au fur et à mesure de l'attaque recess et donc des résistances d'accès de source et de drain faibles pour le composant complet.

L'analyse du contact ohmique pour le TEGFET doit être distinguée selon le type d'application envisagée pour le transistor. La série 235, conçue pour

N° Opération	Type de composant	Distance source drain ( $\mu\text{m}$ )	Epaisseur du cap layer	Dopage du cap layer ( $\text{cm}^{-3}$ )	Courant à saturation après $C\Omega$	Résistance après dépôt du $C\Omega$	Résistance d'accès $R_s$ du composant complet
245	MESFET	1,5	1 000 Å	$3.10^{18}$	300 mA/100 $\mu\text{m}$	0,5 $\Omega.\text{mm}$	0,18
235	TEGFET	1,5	700 Å	$2.5.10^{18}$	240 mA/100 $\mu\text{m}$	0,7 $\Omega.\text{mm}$	0.33 $\Omega.\text{mm}$
244	DMT	2,5	900 Å	$3.10^{18}$	200 mA/100 $\mu\text{m}$	1,1 $\Omega.\text{mm}$	1,5 $\Omega.\text{mm}$
250	DMT	2,5	1 000 Å	$2.10^{18}$	180 mA/100 $\mu\text{m}$	1,2 $\Omega.\text{mm}$	1,4 $\Omega.\text{mm}$
260	DMT	1,5	1 000 Å	$2.10^{18}$	250 mA/100 $\mu\text{m}$	0,7 $\Omega.\text{mm}$	1,4 $\Omega.\text{mm}$
294	DMT	1,5	600 Å	$2.10^{18}$	190 mA/100 $\mu\text{m}$	1,6 $\Omega.\text{mm}$	1,4 $\Omega.\text{mm}$
226	TEGFET	2,5	800 Å	$3.10^{18}$	300 mA/150 $\mu\text{m}$	1,12 $\Omega.\text{mm}$	1,35 $\Omega.\text{mm}$
233	TEGFET	2,5	800 Å	$3.10^{18}$	320 mA/150 $\mu\text{m}$	0,95 $\Omega.\text{mm}$	0,42 $\Omega.\text{mm}$

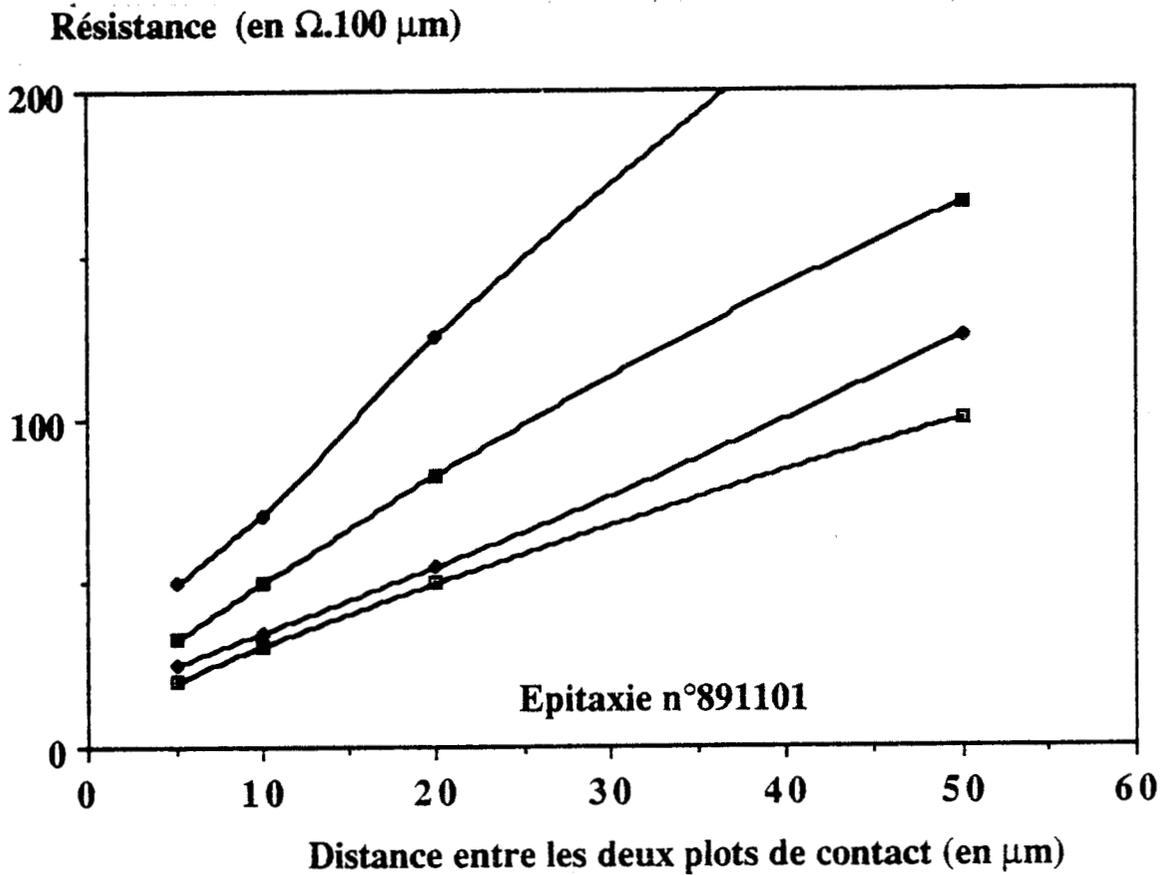
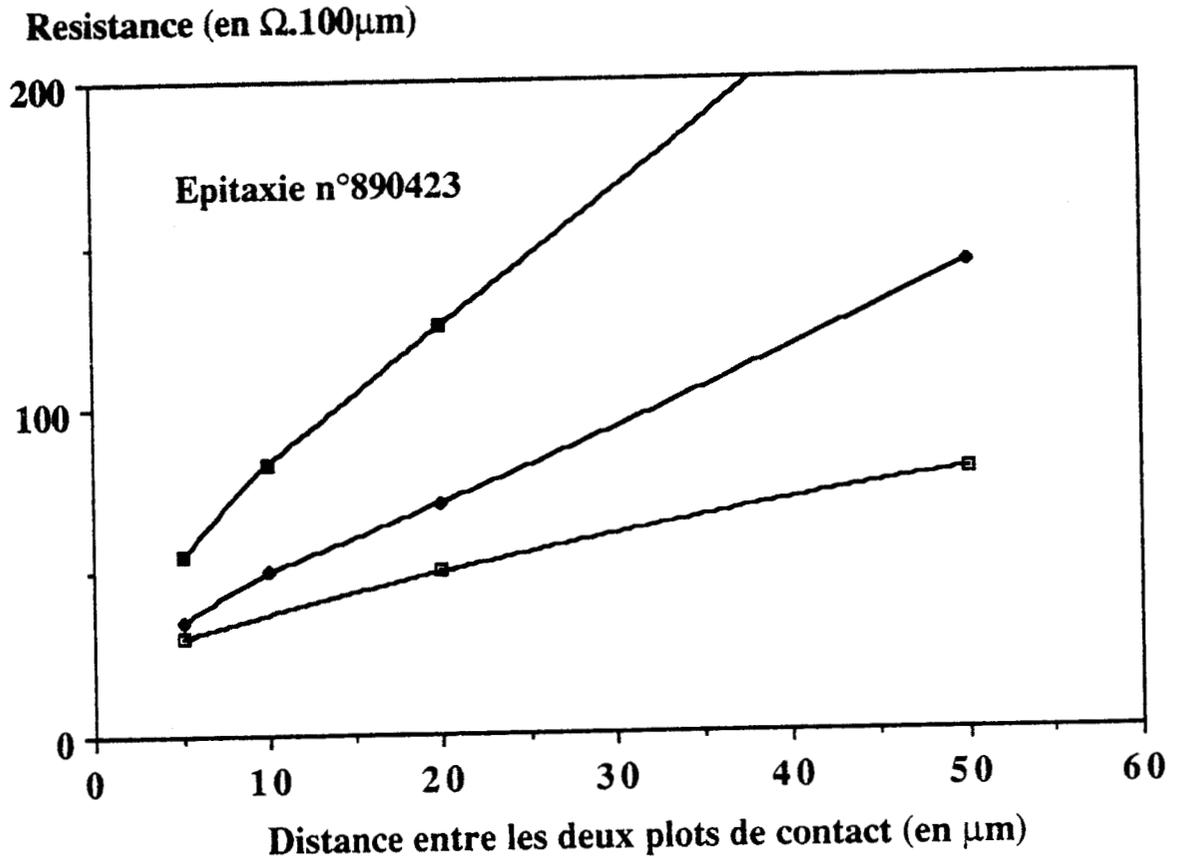
Tableau I: Comparaison des caractéristiques de contacts ohmiques de plusieurs opérations technologiques.

des applications faible bruit est composée d'un cap layer de 700 Å de GaAs dopé à  $2.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  sur une couche d'AlGaAs dopée à  $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . La résistance mesurée après le dépôt du contact ohmique est faible (0,7  $\Omega \cdot \text{mm}$ ), et l'ordre de grandeur respecté vis à vis de la composition de la couche cap layer et par comparaison avec la valeur de résistance mesurée pour le MESFET précédent. Les valeurs des éléments d'accès après creusement du canal sont très faibles (0,4  $\Omega \cdot \text{mm}$ ) et indiquent que le contact a diffusé correctement jusqu'au buffer GaAs. Le passage des électrons par effet tunnel à travers l'AlGaAs est facilité puisque le matériau est très dopé, d'où une courbure importante des bandes d'énergie, et le taux d'alliage faible ( $x = 0,22$ ) entraîne une barrière peu élevée.

Par contre, la série 233 (TEGFET multipuits), prévue pour des applications de puissance, présente sous le cap layer de 800 Å dopé à  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  une couche pseudo-isolante d'AlGaAs dont le taux d'Aluminium est de 0,25. La courbure de bande ne favorise pas, dans ce cas, l'injection d'électrons par effet tunnel, mais la hauteur de barrière reste relativement faible si bien que les résistances d'accès du composant présentent des valeurs très acceptables (de l'ordre de 0,4  $\Omega \cdot \text{mm}$ ). Ce bon résultat est aussi à relier au fait que ce composant a été réalisé avec un recess très étroit (0,8  $\mu\text{m}$ ) qui a permis de diminuer les résistances d'accès, alors qu'un recess large sur la même couche entraînait des valeurs de résistances plus importantes (1  $\Omega \cdot \text{mm}$ ).

Les opérations D.M.T. 244 et 250 présentent des courants et des résistances après dépôt du contact ohmique comparables, et leurs valeurs sont en cohérence avec celles des MESFET et TEGFETs précédents puisque la distance source drain est plus élevée. Par contre, les deux composants donnent des résistances d'accès élevées après le dépôt de grille. L'opération 250, malgré une couche d'AlGaAs plus épaisse (400 Å) et un taux d'alliage plus important (0,4), deux conditions qui ne favorisent pas le passage des électrons jusqu'au canal, présente des éléments d'accès un peu plus faibles que ceux de la série 244. Cette contradiction peut s'expliquer par la différence de recess de grille entre les deux séries : la série 250 comporte un double recess, le second étant de 0,8  $\mu\text{m}$ , alors que la série 244 présente un recess unique de 2,5  $\mu\text{m}$ .

Réalisée sur la même épitaxie que l'opération 250, la série de transistors 260 comporte elle aussi un double recess. Elle est dessinée au masqueur électronique permettant ainsi d'atteindre de meilleures valeurs en courant et des résistances plus faibles après le contact ohmique, valeurs



Figures 5 a-b : Evolution de la résistance entre deux plots de contact pour deux épitaxies de DMT.

comparables au MESFET et TEGFETs de même distance source-drain. Il est cependant clair que le contact ohmique n'a pas diffusé assez loin dans la structure puisque les résistances d'accès finales sont de l'ordre de  $1,4 \Omega \cdot \text{mm}$ . De plus, le premier recess est plus profond que dans le cas des transistors de la série 250, si bien que l'on profite insuffisamment du rapprochement de la distance source-drain.

Enfin, l'opération 294 voulait favoriser la diffusion du contact ohmique par l'adjonction, entre le GaAs du cap layer et la couche pseudo-isolante d'AlGaAs, d'une couche d'AlGaAs dopée, de taux d'aluminium variable. Par rapport aux autres séries de DMT, la résistance après le contact ohmique est plus importante ( $1,6 \Omega \cdot \text{mm}$ ), mais la valeur de la résistance d'accès après creusement de la couche et dépôt de grille est du même ordre de grandeur. Par ailleurs, la caractéristique  $I(V)$  du composant entre source et drain qui présentait pour les séries précédentes, un point d'inflexion de plus en plus marqué au fur et à mesure du creusement de la couche, indiquant une zone non parfaitement ohmique, est beaucoup plus linéaire, montrant ainsi une meilleure diffusion du contact à travers l'épithaxie. Nous avons donc partiellement atteint le but fixé par l'adjonction de cette couche d'AlGaAs dopée, mais il semble que l'épaisseur du GaAs superficiel ne soit pas suffisante ou pas assez dopée, les valeurs obtenues n'étant cependant pas favorables pour un excellent comportement en fréquence.

### 1.3.3. ETUDE EXPERIMENTALE COMPLEMENTAIRE

Pour mieux appréhender la difficulté de réaliser de bons contacts sur les épithaxies, nous avons fabriqué des échelles de résistance. Après le dépôt et le recuit des contacts ohmiques, des mesures effectuées en fonction de l'écartement des plots et en fonction du creusement entre ces plots permettent de constituer un graphique donnant un faisceau de droites (application de la loi  $R = \rho l/S$ ).

L'ordonnée à l'origine de ces droites, c'est-à-dire lorsque la distance entre les plots est nulle, donne dans chaque cas le double de la résistance de contact  $R_c$ . Nous représentons figures 5a-b les résultats obtenus pour les deux épithaxies correspondant respectivement aux séries 260 et 294.

Nous remarquons d'une part les valeurs importantes des résistances de contact avant attaque de la couche pour les deux épithaxies considérées, et

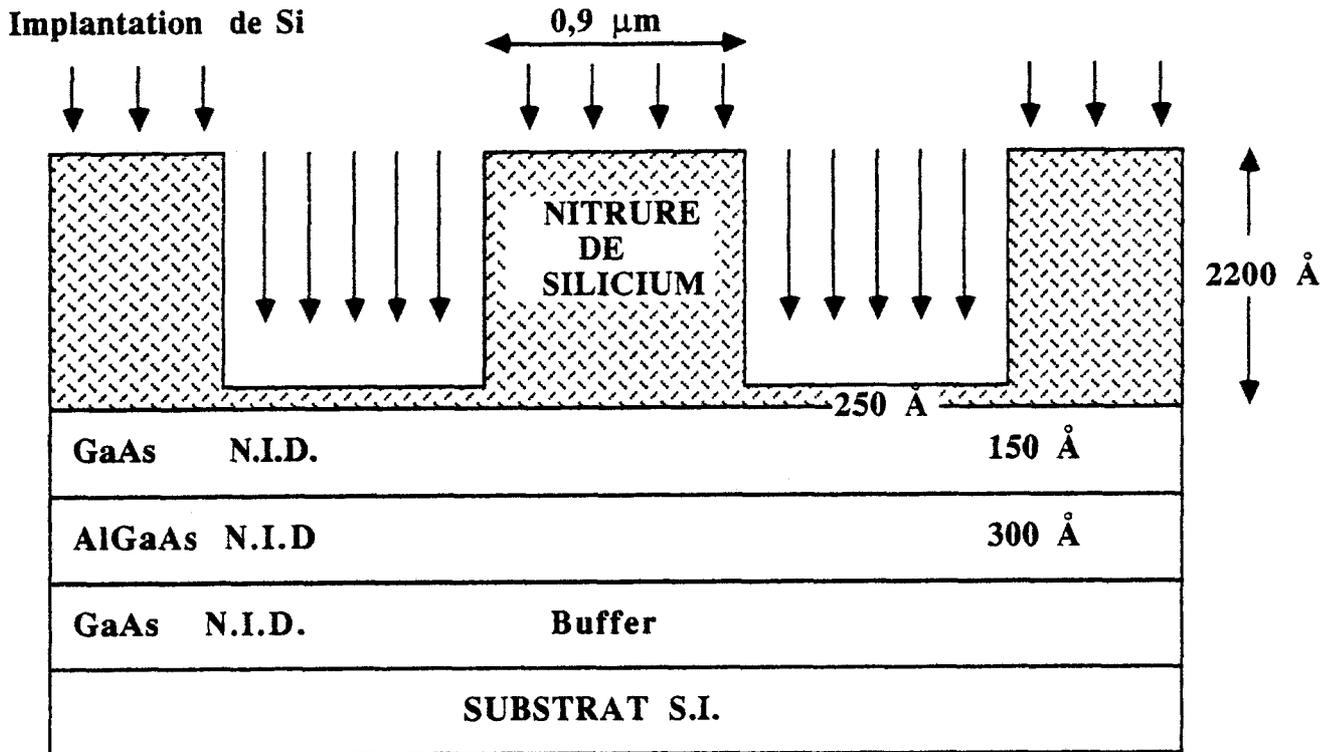


Figure 6 : Principe de réalisation d'une structure à contacts ohmiques réalisés par implantation ionique.

GaAs	N.I.D.	150 Å
AlGaAs	N.I.D. (x=0.4)	200 Å
GaAs	$3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	200 Å
AlGaAs	N.I.D. (x=0.4)	200 Å
GaAs	N.I.D.	0.8 μm
SUBTRAT S.I.		

Figure 7 : Descriptif de l'épitaxie sur laquelle doit être réalisée un DMT avec implantation ionique des contacts ohmiques.

d'autre part, l'augmentation de cette valeur de  $R_c$  après creusement du cap layer. Il s'avère donc que la réalisation de bons contacts ohmiques à travers une couche d'AlGaAs non intentionnellement dopée est un problème difficile à résoudre par la méthode, habituellement utilisée pour des MESFET's, de diffusion d'un eutectique (Ni-AuGe-Ni) à partir d'un cap layer GaAs N<sup>+</sup>.

### I.3.4. LES CONTACTS IMPLANTES

La technologie des contacts implantés doit permettre de diminuer les résistances d'accès du composant. Effectuée par J. ZIMMERMANN pour un MISFET à canal non dopé [4], cette solution est envisageable pour le DMT à canal dopé. Le principe de cette réalisation mise au point par J. ZIMMERMANN au CHS et B. DESCOUTS au CNET Bagneux est décrit ci-dessous et est représenté par la figure 6.

L'épitaxie requise ne diffère que par la couche supérieure, qui est épaisse et très dopée pour des contacts ohmiques diffusés, et qui ici est peu épaisse (150 Å) et non dopée, dont le rôle est de protéger de l'oxydation la couche d'AlGaAs non dopée. Des marques sont réalisées par creusement chimique pour le masquage électronique, et la qualité de ces repères conditionne la qualité de l'alignement de la grille.

Une couche de nitrure de 2 200 Å est déposée sur toute la plaquette puis attaquée au GIR CF<sub>4</sub> pour dégager les marques et les fenêtres d'implantation, mais pour protéger la surface et limiter les défauts, 250 Å de nitrure sont laissés au fond des fenêtres. Après l'implantation des ions silicium (opération effectuée au CNET Bagneux), la couche protectrice de nitrure est retirée, puis une nouvelle épaisseur (300 Å) de nitrure est déposée pour l'opération de recuit. Après recuit, le nitrure est retiré, et le processus technologique se poursuit par le dépôt du contact ohmique, dépôt de grille précédé éventuellement d'une légère attaque du GaAs superficiel, et passivation du composant.

Les meilleurs MISFET's à canal non dopé réalisés ont une grille de 0,5 µm de longueur dans un espace source-drain de 0,9 µm. Cette technique a l'avantage d'utiliser des grilles métalliques TiPtAu, et non des grilles réfractaires

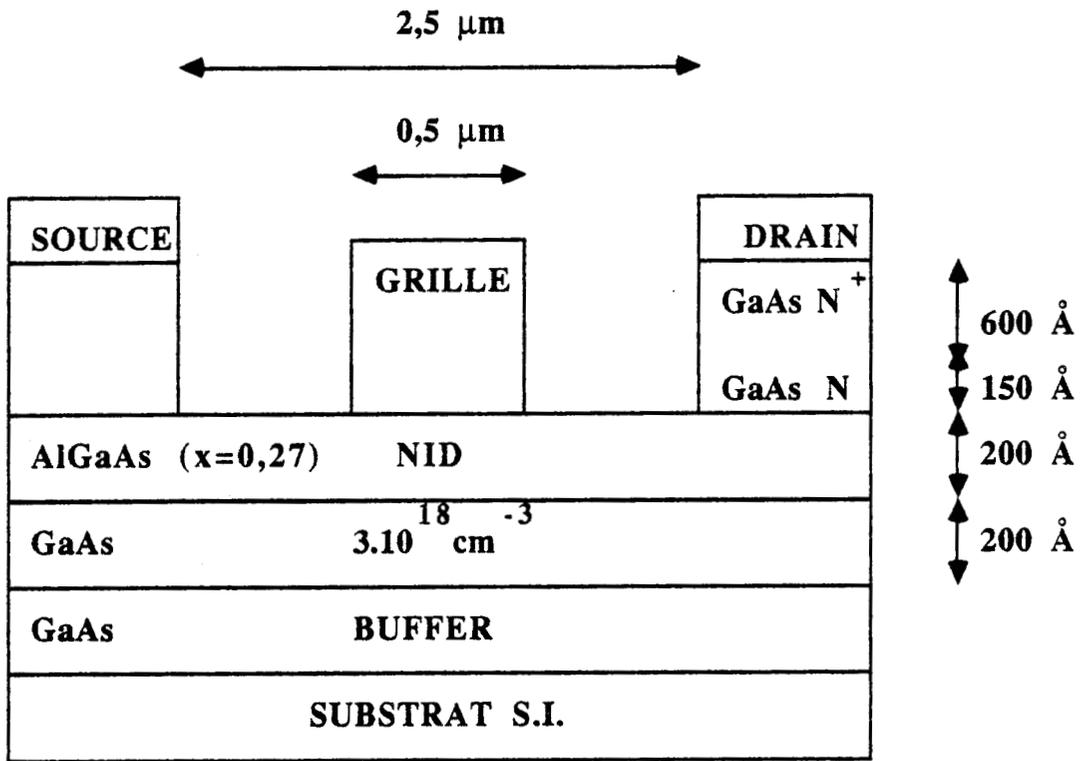


Figure 8 : Structure de l'opération technologique n° 211

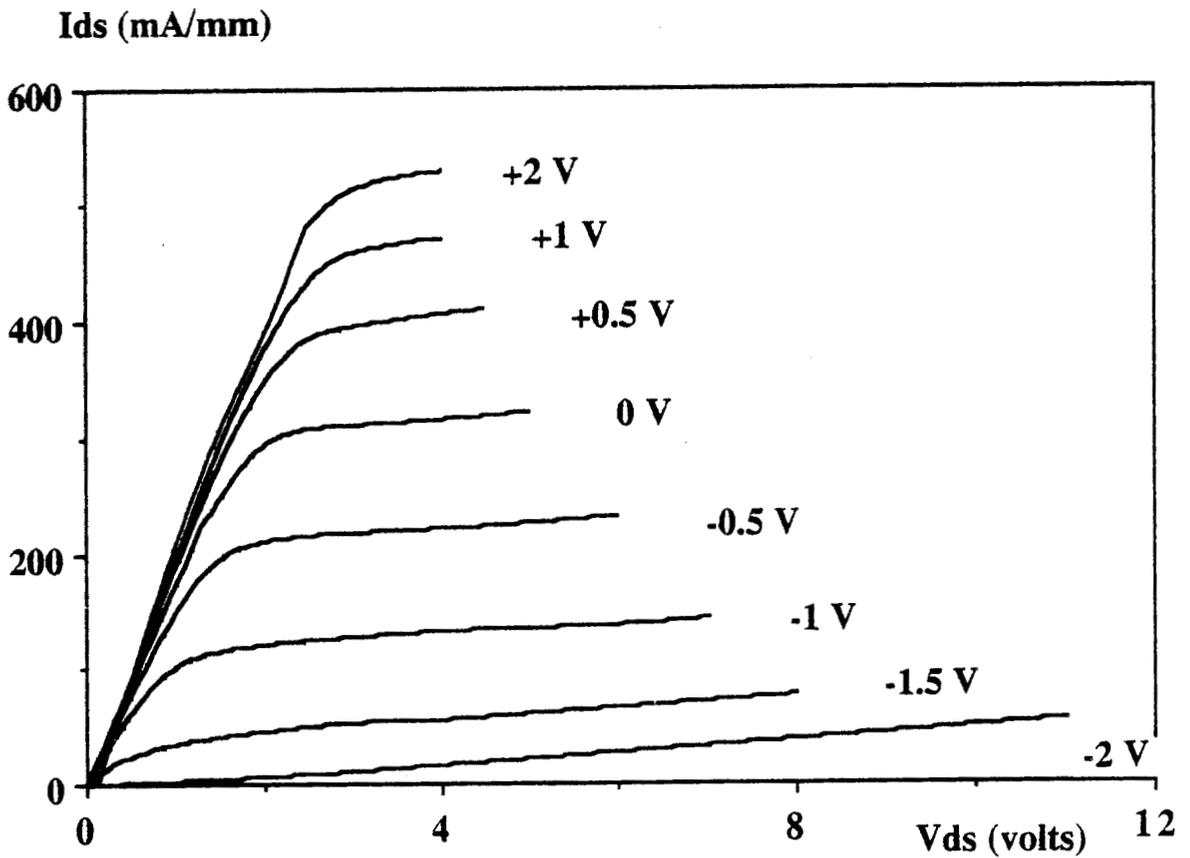


Figure 9 : Caractéristique I(V) d'un composant de la série 211.

(WSi), si bien que la résistance  $R_g$  est plus faible, d'où un meilleur comportement en fréquence.

L'application de cette technique d'implantation au DMT apparaît donc comme une possibilité d'améliorer de manière importante les contacts ohmiques de source et de drain. Dans cette perspective, un processus technologique particulier, basé sur l'épitaxie représentée sur la figure 7, est actuellement en cours de réalisation.

## II. DESCRIPTION ET CARACTERISTIQUES STATIQUES DES REALISATIONS TECHNOLOGIQUES

Tous les process de DMT effectués au laboratoire sont exposés dans ce paragraphe. Ceux qui n'ont pas donnés de bons résultats sont également indiqués puisqu'ils permettent de fournir des renseignements utiles. Nous joignons aux descriptions géométriques des composants les caractéristiques statiques, premiers éléments de comparaison avec la modélisation décrite au chapitre précédent.

### II.1. OPERATION TECHNOLOGIQUE N° 211

Réalisée sur l'épitaxie n° 88 1021 (figure 2-a), les composants ont une grille de  $0,5 \mu\text{m}$  de longueur dans un espace source-drain de  $2,5 \mu\text{m}$ , et comme le montre la figure 8, la métallisation de contact ohmique a servi de masque pour l'unique recess du composant.

Cette épitaxie est constituée de  $200 \text{ \AA}$  de GaAs dopé à  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et de  $200 \text{ \AA}$  d'AlGaAs non dopé, couches qui correspondent aux résultats optimum du modèle proposé au chapitre précédent. Le cap layer a une épaisseur de  $750 \text{ \AA}$ , la partie supérieure est dopée à  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et la partie inférieure n'est dopée qu'à  $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Cette particularité qui a été appliquée dans les premières séries de DMT, avait pour objectif de limiter les problèmes de claquage et de fuite de courant grille en cas d'attaque pas tout à fait suffisamment profonde du cap layer, lors du creusement de grille.

gm (mS/mm)

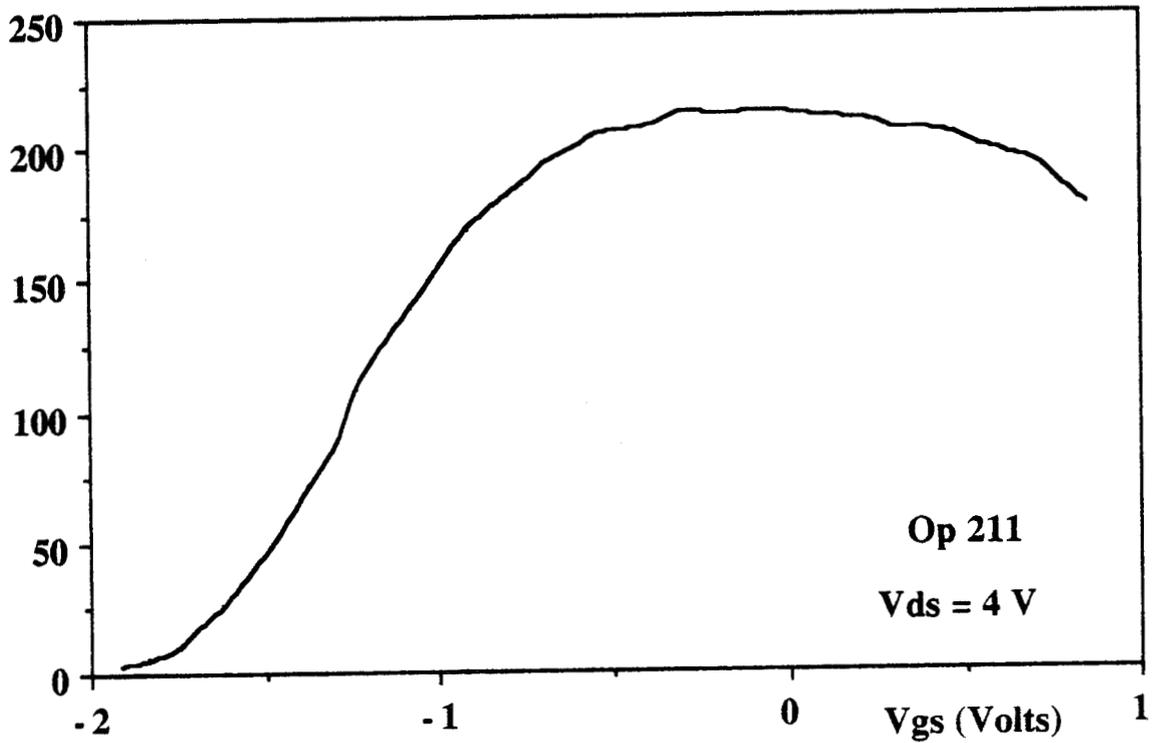


Figure 10: Evolution de la transconductance extrinsèque en fonction de  $V_{gs}$  pour un composant de la série 211.

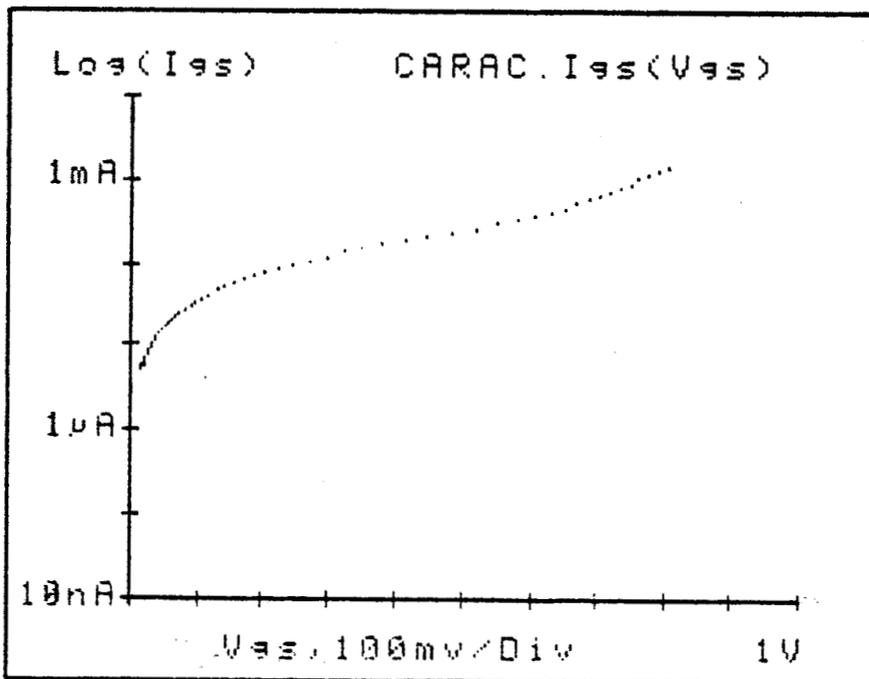


Figure 11: Evolution de la quantité  $\text{Log } I_{gs} = f(V_{gs})$  pour un composant de la série 211.

La caractéristique  $I(V)$  de la série 211 présentée sur la figure 9 montre une bonne linéarité en fonction de  $V_{gs}$ . La transconductance correspondante présente une valeur élevée (220 mS/mm) et quasiment plate en fonction de  $V_{gs}$  (figure 10). Par contre, la tension de déchet est importante, défaut corrélé avec les valeurs élevées des résistances d'accès (de l'ordre de 2  $\Omega$ .mm), tant pour  $R_s$  que pour  $R_d$ . La détermination de la tension de built-in  $V_b$  et du facteur d'idéalité  $\eta$  de la Schottky se sont avérés impraticables, la caractéristique  $\text{Log } I_{gs} = f(V_{gs})$  ne laissant pas apparaître de partie linéaire (figure 11). Ce problème de Schottky n'a été rencontré que pour la série 211. Les progrès dans la réalisation technologique des séries suivantes ont permis de l'éliminer en grande partie.

En ce qui concerne les valeurs élevées des résistances d'accès, il semble que le problème se situe plus au niveau de la diffusion du contact ohmique que de la distance source-drain. Il est à noter que ces résistances d'accès élevées pénalisent le courant maximum qui de ce fait ne peut être aussi élevé qu'en théorie.

Pour savoir si le transistor peut fonctionner en accumulation, nous avons, à  $V_{ds}$  fixé, relevé les courants drain et grille en fonction de  $V_{gs}$  (figure 12). Ces deux évolutions montrent la réelle possibilité d'appliquer des tensions grilles positives, mais deux remarques s'imposent :

- à partir de  $V_{gs} = 1,8$  volt, le courant drain n'augmente plus, alors que le courant grille croît sensiblement. L'éventuelle accumulation de porteurs ne permet pas d'augmenter le courant drain. Ceci est probablement imputable au transfert des porteurs dans l'espace réel (naissance du courant grille), et dans une certaine mesure à une diminution de la mobilité dans le canal.

- la chute de tension dans la résistance d'accès de source n'est pas négligeable puisqu'elle est de l'ordre de 0,8 volt. Déduction faite de cette chute de tension et de la tension de built-in de la grille, la tension interne grille-canal réellement présente est alors d'environ 0 volt, pour 1,8 volt appliqué extérieurement.

Il apparaît donc qu'au-dessus de cette tension extérieure de 1,8 volt, le composant a effectivement la possibilité de fonctionner en accumulation mais il

Courant (mA/mm)

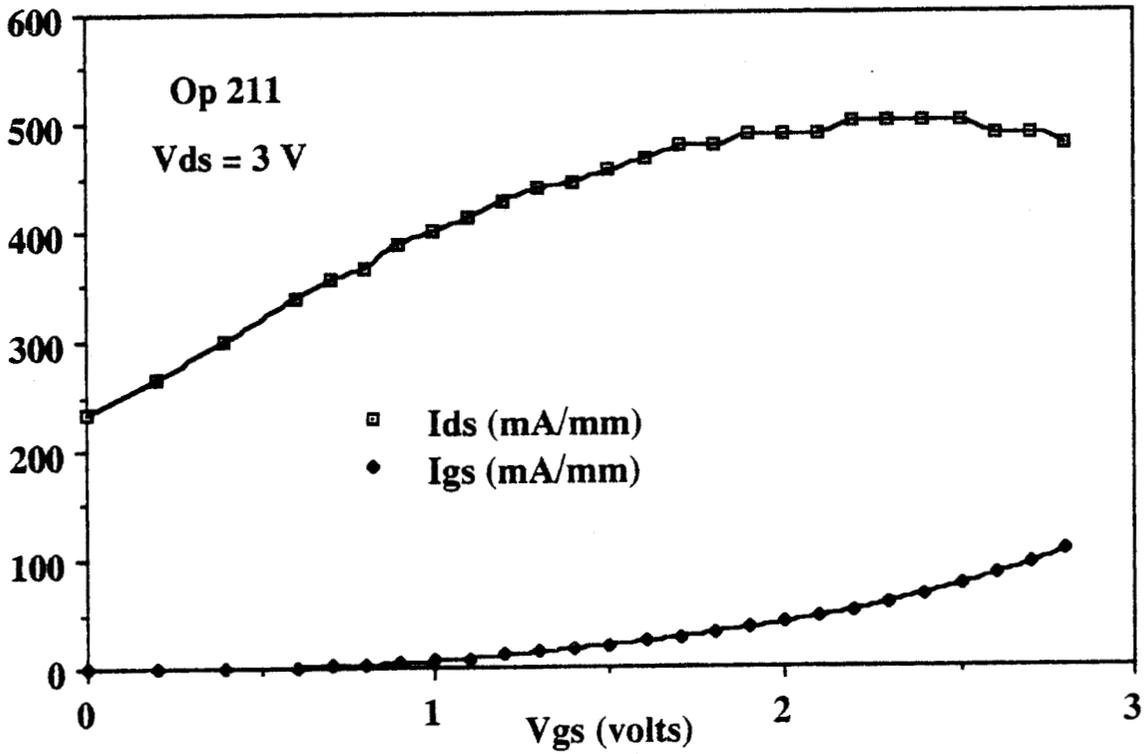


Figure 12 : Evolution comparée du courant drain et du courant grille en fonction de  $V_{gs}$  pour un composant de la série 211.

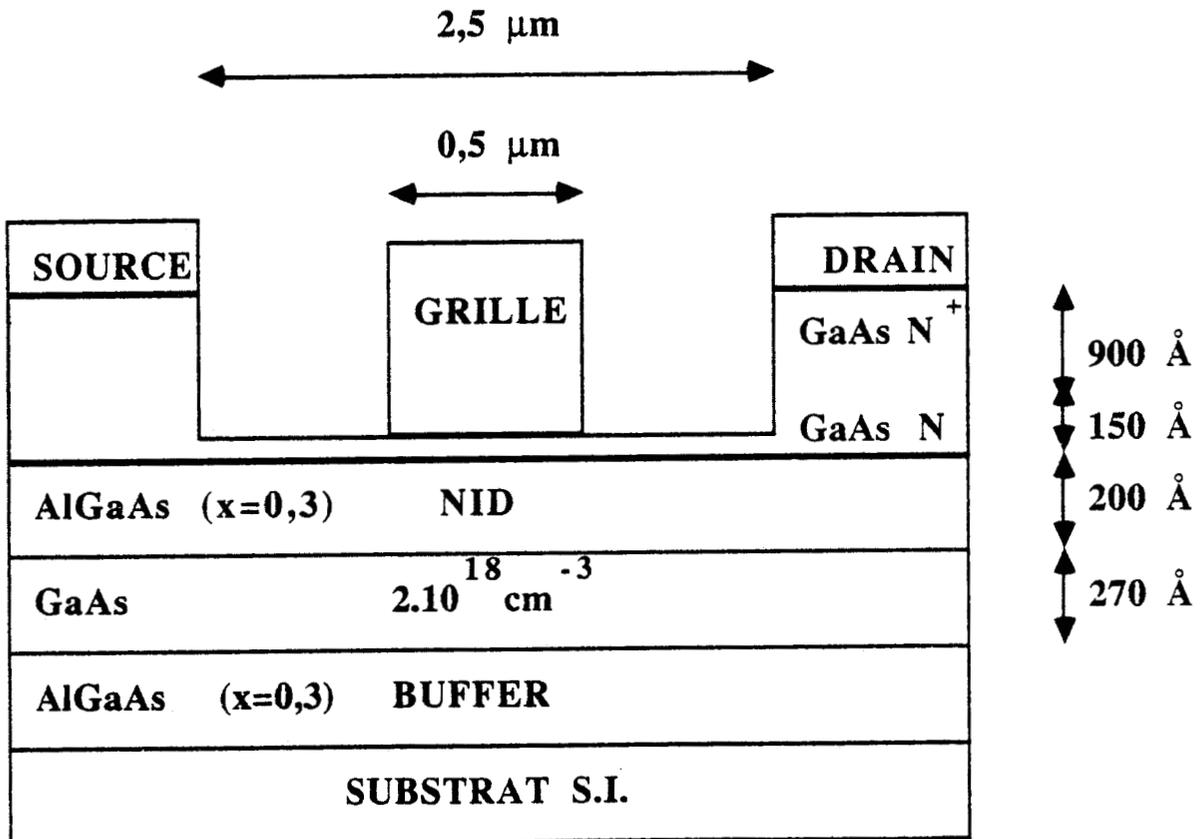


Figure 13 : Structure de l'opération technologique n° 244.

est clair que l'augmentation du courant grille empêche rapidement de profiter de ce mode de fonctionnement.

## II.2. OPERATION TECHNOLOGIQUE N° 244

Cette série de composants a subi les mêmes opérations technologiques que la série 211, mais l'épitaxie est différente. Elle se distingue par : (figures 2-a-b).

- un cap layer plus épais (900 Å contre 600 Å) et plus dopé ( $3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$  contre  $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) pour favoriser le contact ohmique ;

- une transition, entre la partie fortement dopée du cap layer et la couche pseudo-isolante, plus dopée ( $5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$  contre  $2.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), toujours dans le même souci d'amélioration du contact ohmique ;

- une couche active plus épaisse (270 Å) mais moins dopée ( $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$  au lieu de  $3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), qui donne une même tension de pincement théorique ;

- un buffer en AlGaAs, pour diminuer les effets d'injection dans le buffer et améliorer la linéarité du composant.

La caractéristique  $I_{gs}(V_{gs})$  de la Schottky de cette structure représentée figure 13 s'est révélée meilleure que pour la série précédente avec un coefficient d'idéalité de 1,8 et une tension de built-in de 0,5 V. En ce qui concerne la caractéristique  $I_{ds} = f(V_{gs}, V_{ds})$ , il apparaît (figure 14) qu'aussitôt les tensions  $V_{gs}$  positives atteintes, le courant drain n'augmente plus contrairement à ce qui a été observé dans le cas de la série 211.

Le courant maximum susceptible d'être délivré par la série 244 est donc moins élevé que pour les composants de la série précédente. Néanmoins, la transconductance présente une bonne valeur (220 mS/mm).

Le contact ohmique a été amélioré, avec des résistances d'accès de 1,5  $\Omega$ .mm contre 2  $\Omega$ .mm dans le cas précédent. Cette amélioration peut être attribuée d'une part à l'augmentation du dopage et de l'épaisseur du cap layer, et

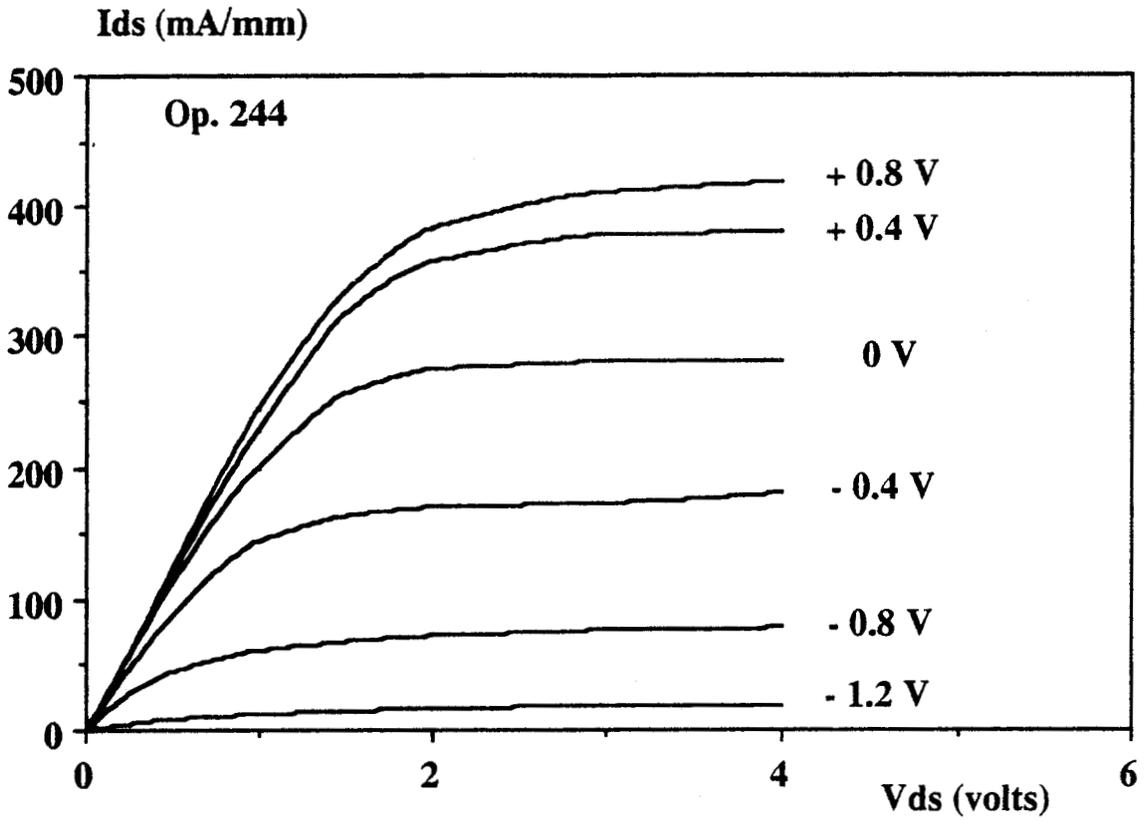


Figure 14 : Caractéristique I(V) d'un composant de la série 244.

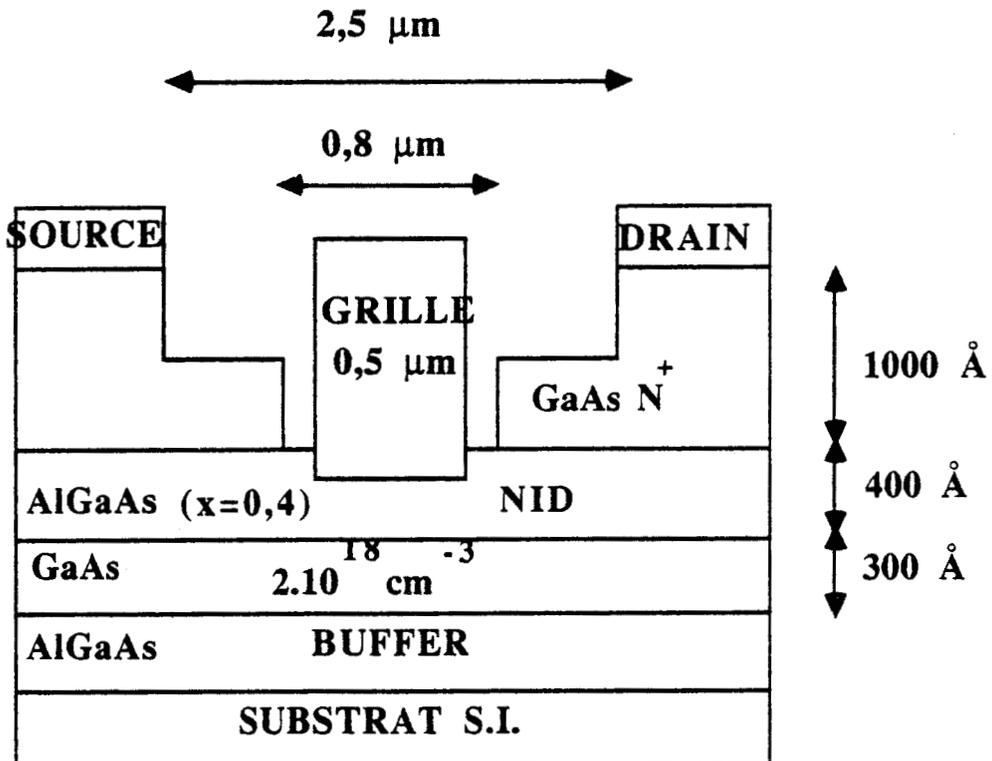


Figure 15 : Structure de l'opération technologie n° 250.

d'autre part, à une modification des proportions des matériaux ayant servi au contact ohmique (Ni, AuGe, Ni).

Cette série de composants a montré que le dépôt de la grille sur une couche superficielle de GaAs de type N est une opération délicate qui, si elle est mal réalisée, risque de compromettre l'avantage offert par le DMT d'un fonctionnement en légère accumulation pour les polarisations positives de grille.

### II.3. OPERATION TECHNOLOGIQUE N° 250

Pour ce nouvel essai technologique, l'objectif est :

- d'obtenir des résistances d'accès plus faibles ;
- de réaliser un bon contact Schottky sur l'AlGaAs
- d'obtenir un courant grille aussi faible que possible.

Dans ce but, l'épithaxie a été modifiée en :

- augmentant l'épaisseur de la couche d'AlGaAs pour permettre une légère attaque de cette couche et y déposer la grille ;
- accroissant le pourcentage d'aluminium pour augmenter la hauteur de la barrière de l'hétérojonction.

Parallèlement, une technologie à double recess, dont le second très étroit (figure 15), a été mise en oeuvre pour diminuer les résistances d'accès.

Cette opération technologique a donné des résultats intéressants. Elle a permis à nouveau le fonctionnement avec des tensions grilles-sources positives (2 volts) (figure 16).

La Schottky est apparue également correcte, en directe (figure 17) comme en inverse, avec une tension de built-in et un coefficient d'idéalité respectivement de 0,65 V et 1,7.

Par contre, les résistances d'accès se sont avérées encore trop élevées (1,4  $\Omega$ .mm typiquement). Une raison probable en est la configuration de

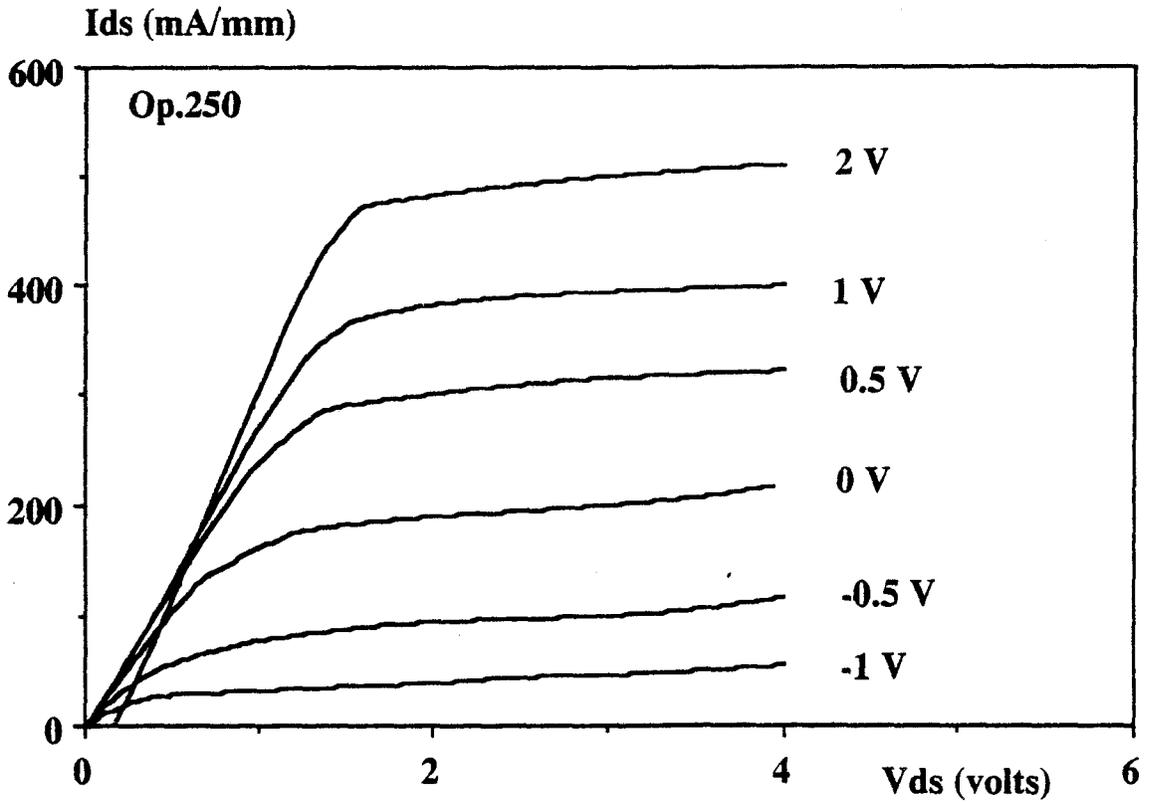


Figure 16: Caractéristique I(V) d'un composant de la série 250 montrant à nouveau la possibilité d'appliquer des tensions grilles largement positives.

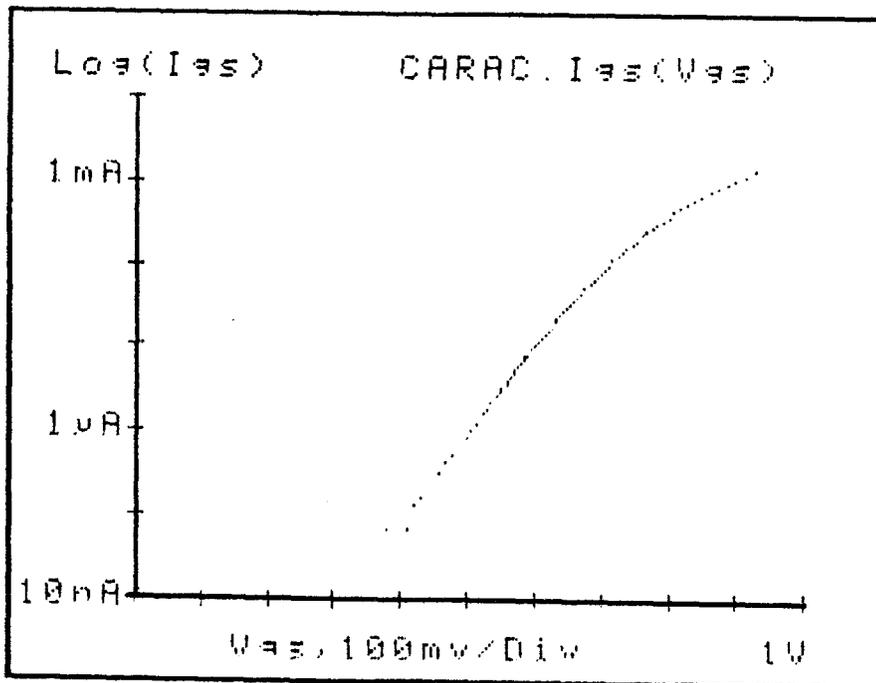


Figure 17: Evolution de la quantité  $\text{Log } I_{gs} = f(V_{gs})$  pour un composant de la série 250.

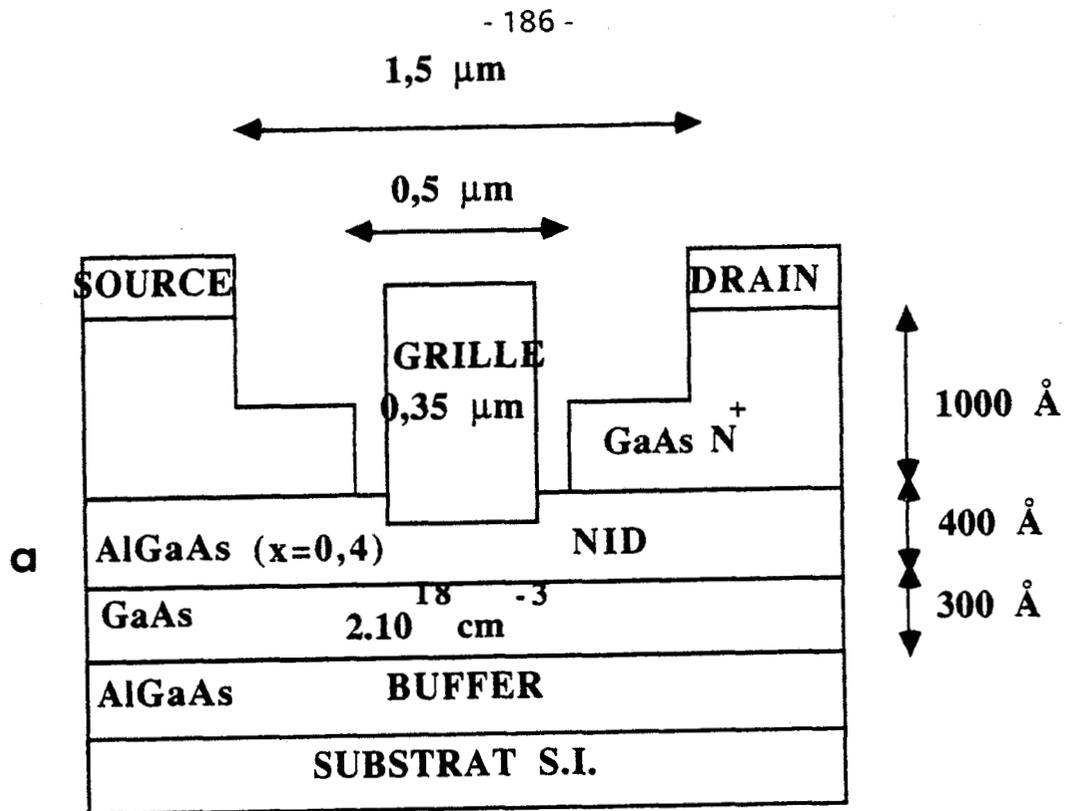
l'épitaxie, moins favorable que dans le cas précédent puisque la diffusion du contact ohmique doit traverser l'épaisseur d'AlGaAs de 400 Å au lieu de 200 Å, avec un pourcentage d'aluminium plus important (0,4 contre 0,3).

De la caractéristique  $I(V)$ , nous pouvons constater, en plus de la possibilité d'appliquer des tensions positives, une tension de pincement de 1,5 V, qui ne peut s'expliquer qu'avec une épaisseur d'AlGaAs de 100 Å. Ceci confirme que la grille est effectivement déposée sur ce matériau. Pour éviter une oxydation superficielle de ce matériau, nous avons avant le dépôt de grille, procédé à une désoxydation de la plaquette par etching, plus importante que pour les séries précédentes. Cette caractéristique montre également, lorsque  $V_{gs} = + 2V$ , un courant grille non négligeable à  $V_{ds}$  faible. La présence de ce courant grille est mise en évidence par le passage en négatif du courant drain au voisinage de l'origine du réseau.

Physiquement, ce phénomène peut s'expliquer par le fait que, dans ces conditions opératoires, le champ longitudinal dans le canal est beaucoup plus faible que le champ transversal (axe vertical passant par le milieu de grille), si bien que les porteurs sont dominés par l'influence du champ transversal et sont transférés dans l'espace réel où ils participent alors au courant grille.

La tension de claquage de cette série atteint 10-12 volts, ce qui confirme les résultats de la modélisation du claquage par avalanche qui avaient montré que la largeur du recess n'avait qu'une faible incidence sur la tension de claquage. Ici, le masque de dépôt de grille a servi pour creuser le second recess, si bien que la distance grille zone  $N^+$  du cap layer est très faible (0,1  $\mu m$  typiquement), mais non préjudiciable à la tenue en tension.

Le courant de saturation n'atteint pas les valeurs espérées. La structure délivre environ 500 mA/mm alors que le courant estimé par la modélisation atteignait 680 mA/mm. Nous pouvons attribuer une part de cet écart aux résistances d'accès qui diminuent le courant maximum. La transconductance extrinsèque (220 mS/mm) n'est pas plus élevée que pour les opérations précédentes, pénalisée également par les résistances d'accès.



Figures 18 a-b : Structure de l'opération technologique n° 260 (a) et photo mettant en évidence le double recess et la descente de métallisation de grille.

#### II.4. OPERATION TECHNOLOGIQUE N° 260

Effectuée sur la même épitaxie que la série précédente, l'opération 260 a été dessinée avec le masqueur électronique pour la détermination des zones de contact ohmique et de grille, permettant ainsi de réduire la distance source-drain à  $1,5 \mu\text{m}$  et la longueur de grille à  $0,35 \mu\text{m}$  (figure 18-a).

La photo prise au microscope électronique permet de distinguer les différentes zones sur le composant, et permet de déterminer plus précisément les distances (figure 18-b).

La diminution de la longueur de grille autorise un courant plus important, au moins  $550 \text{ mA/mm}$  (figure 19) sans manifestation de la présence de courant grille. De plus la caractéristique présente une grande linéarité depuis le pincement jusqu'à  $V_{gs} = + 1 \text{ volt}$ . La transconductance extrinsèque a une valeur maximale de  $220 \text{ mS/mm}$  identique à l'opération 250, mais sa valeur est supérieure à  $200 \text{ mS/mm}$  pour une large variation de  $V_{gs}$  (figure 20). D'autre part, la tension de claquage mesurée est de 10 volts au pincement et à canal ouvert (figure 21). Ces propriétés laissent entrevoir un bon comportement en puissance pour cette série de composants. Cette aptitude au fonctionnement de puissance devra être confirmée par les caractérisations dynamiques.

Malgré la réduction de l'espace source-drain, la résistance d'accès reste élevée, de  $1,2$  à  $1,5 \Omega.\text{mm}$ , ce qui pénalise le composant.

#### II.5. OPERATIONS TECHNOLOGIQUES 294-1 ET 294-2

L'épitaxie de ces deux opérations présente quelques modifications par rapport aux précédentes, en particulier pour diminuer la valeur des résistances d'accès. Le cap layer a une épaisseur de  $900 \text{ \AA}$ , dont  $600 \text{ \AA}$  de GaAs dopé à  $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$  pour la partie supérieure et  $300 \text{ \AA}$  d'AlGaAs également dopé à  $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , mais avec un taux d'alliage qui débute à 0,4 près de la couche pseudo-isolante et qui diminue au fur et à mesure de la croissance de l'épitaxie pour atteindre 0 près du GaAs.

Pour augmenter le courant de saturation du transistor, nous avons augmenté le dopage et l'épaisseur de la couche active ( $250 \text{ \AA}$  dopé à  $3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ),

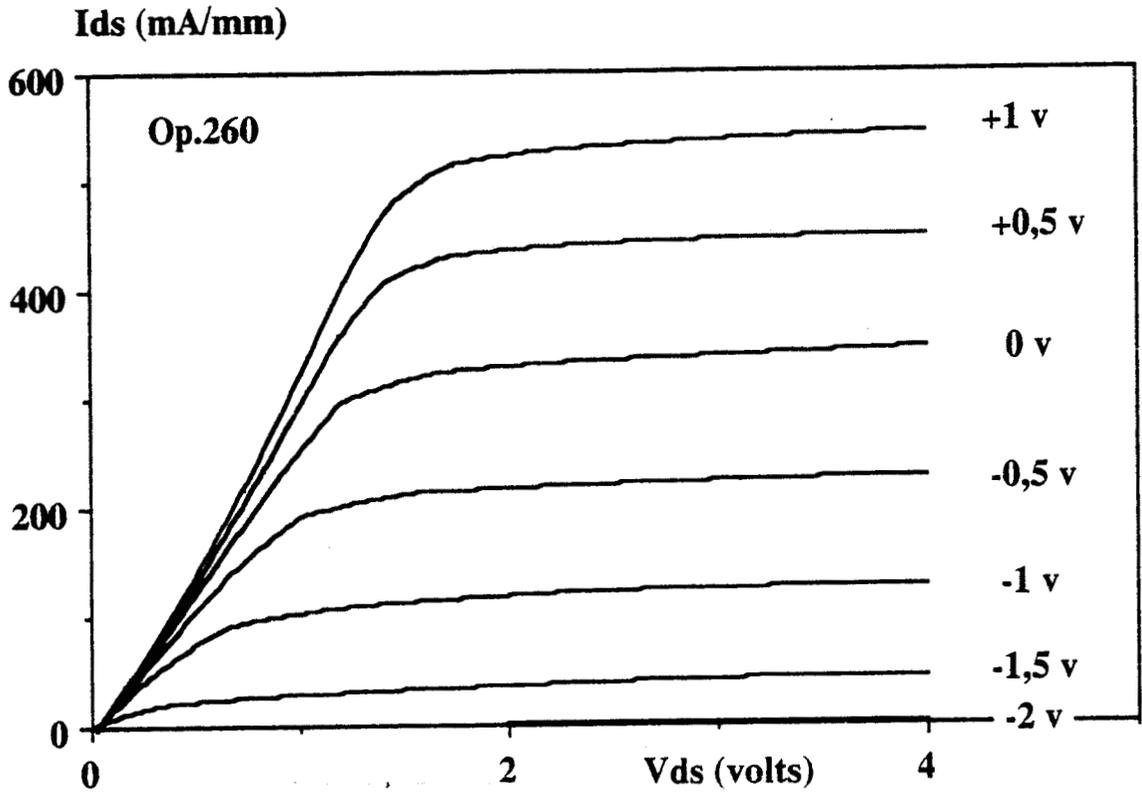


Figure 19 : Caractéristique I(V) d'un composant de la série 260.

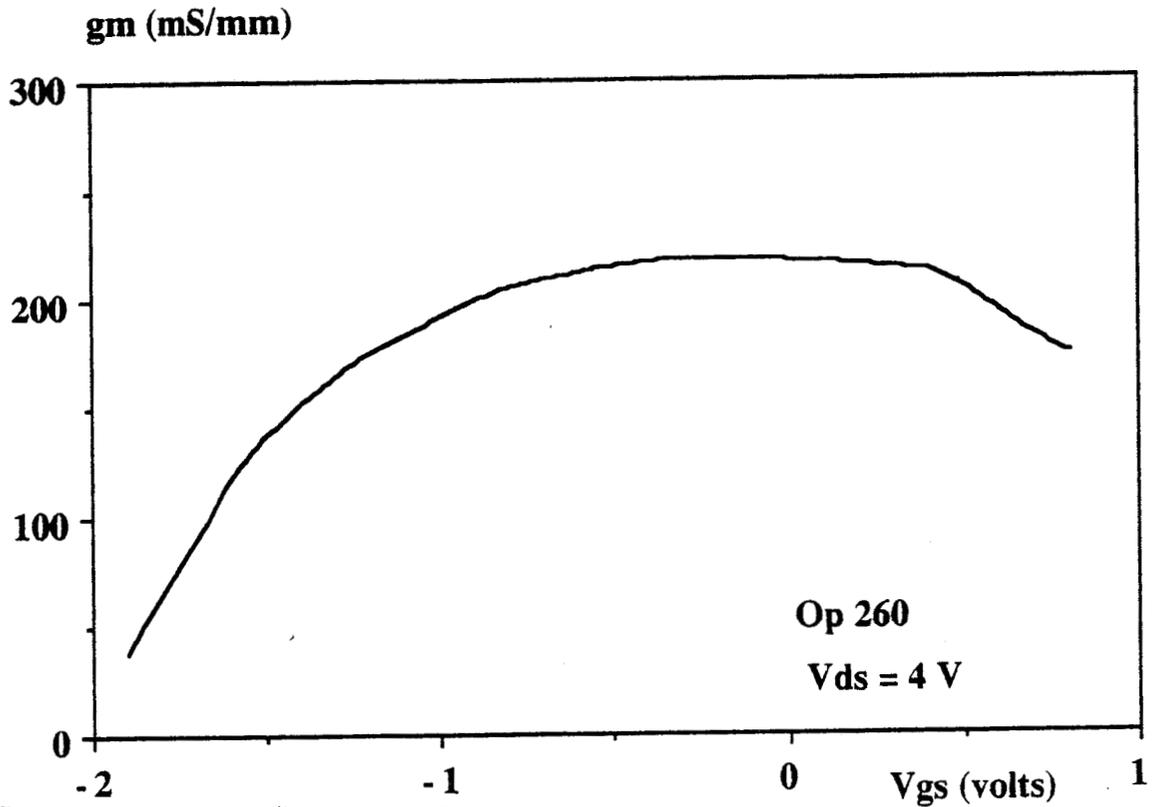


Figure 20 : Evolution de la transconductance extrinsèque en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour un composant de la série 260.

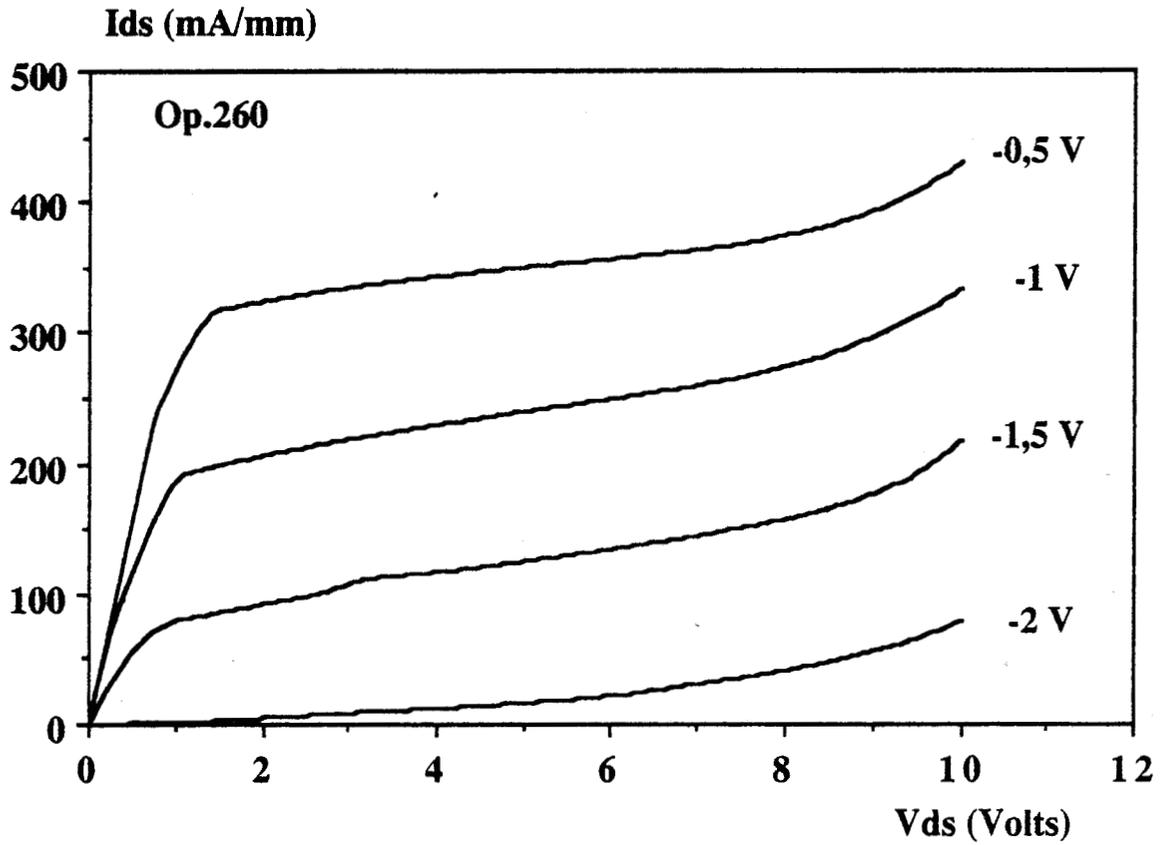


Figure 21 : Evolution du courant drain en fonction de  $V_{gs}$  qui montre la bonne tenue en tension du composant.

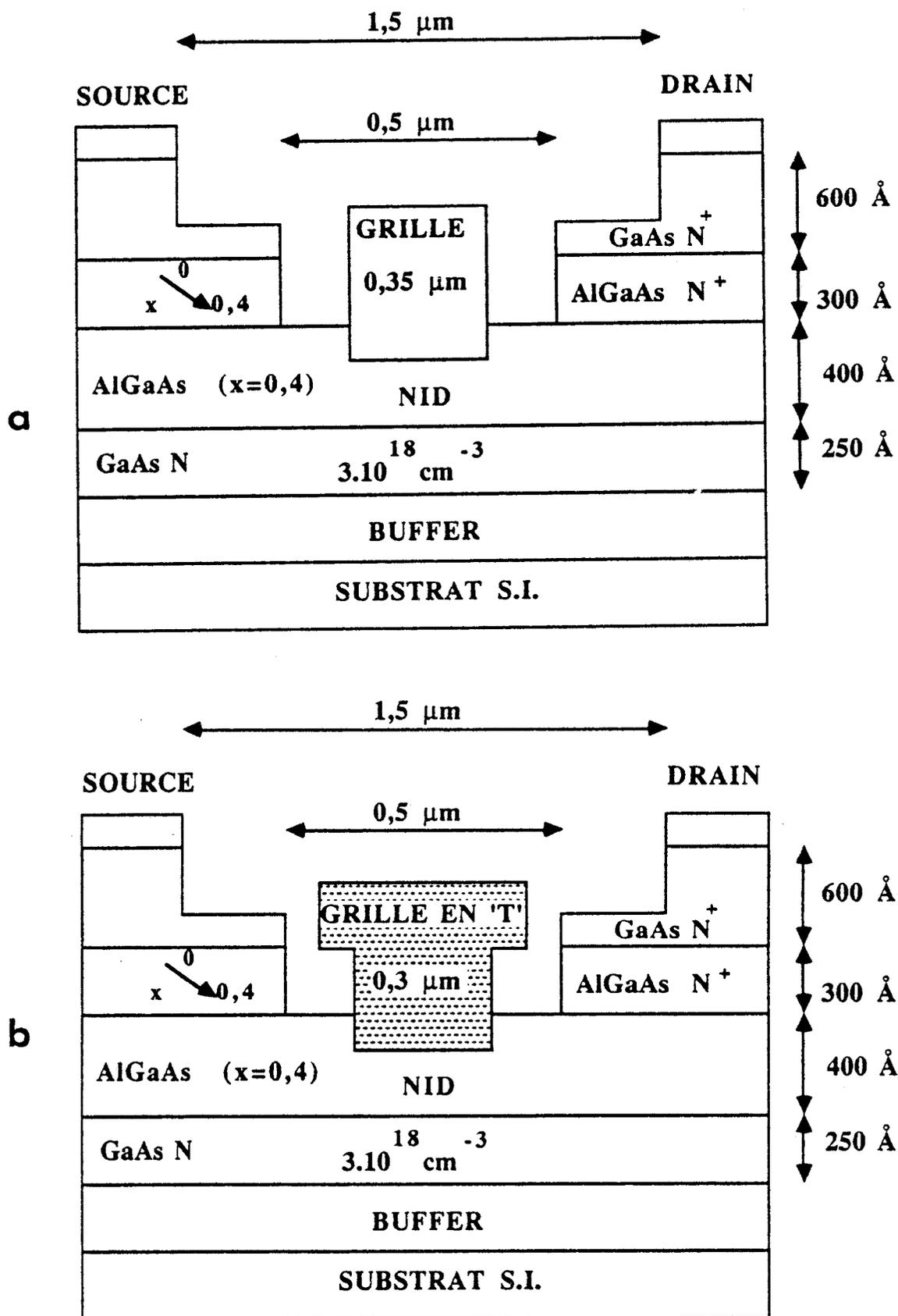


Figure 22 a-b : Structure des opérations technologiques 294-1 (a) et 294-2 (b).

et pour assurer le dépôt de la grille sur de l'AlGaAs non dopé, l'épaisseur de la couche pseudo-isolante a été maintenue à 400 Å, avec un taux d'aluminium de 0,4 pour retarder le courant grille.

Les premières étapes technologiques ont été les mêmes pour les deux opérations puisqu'il s'agissait d'une unique plaquette, mais elle a été clivée après le creusement du 1er recess, pour effectuer deux métallisations de grille différentes. Nous avons déposé, sur le premier morceau (Op294-1), figure 22-a, une grille fine (0,35 µm), mais selon la méthode usuellement pratiquée alors que nous avons, sur le second morceau (op 294-2) figure 22-b réalisé une grille fine, mais en forme de "T" ou "champignon", afin de diminuer la résistance de grille  $R_g$ . On trouvera en annexe la méthode de réalisation de ce type de grille. Nous développons maintenant les résultats statiques respectifs de ces deux opérations.

#### \* Op 294-1

La caractéristique  $I(V)$  du composant (figure 23) montre un courant de saturation  $I_{dss}$  élevé (670 mA/mm), associé à une bonne linéarité, depuis le pincement jusqu'à  $V_{gs} = + 0,5$  V. Cette linéarité se confirme par l'allure de la transconductance en fonction de  $V_{gs}$  (figure 24), et il est à remarquer que la valeur maximale de  $g_m$  n'est pas aussi élevée que pour les opérations précédentes. En effet, la tension de pincement plus importante révèle qu'il reste une couche d'AlGaAs plus épaisse. La modélisation du composant a montré effectivement une diminution de la transconductance avec l'augmentation de l'épaisseur d'AlGaAs.

Les autres principales caractéristiques statiques sont une bonne barrière Schottky ( $V_b = 0,75$  V ;  $\eta = 1,4$ ), une tension de claquage de l'ordre de 10 volts mais des résistances d'accès encore trop élevées (1,4 Ω.mm).

#### \* Op 294-2

Le comportement de ces transistors est très différent des transistors à grille classique de la série 294-1. La raison en est l'attaque de la couche d'AlGaAs dont l'arrêt n'a pas été assez rapide, entraînant de ce fait une plus grande proximité de la grille par rapport à la couche active de GaAs, et en conséquence :

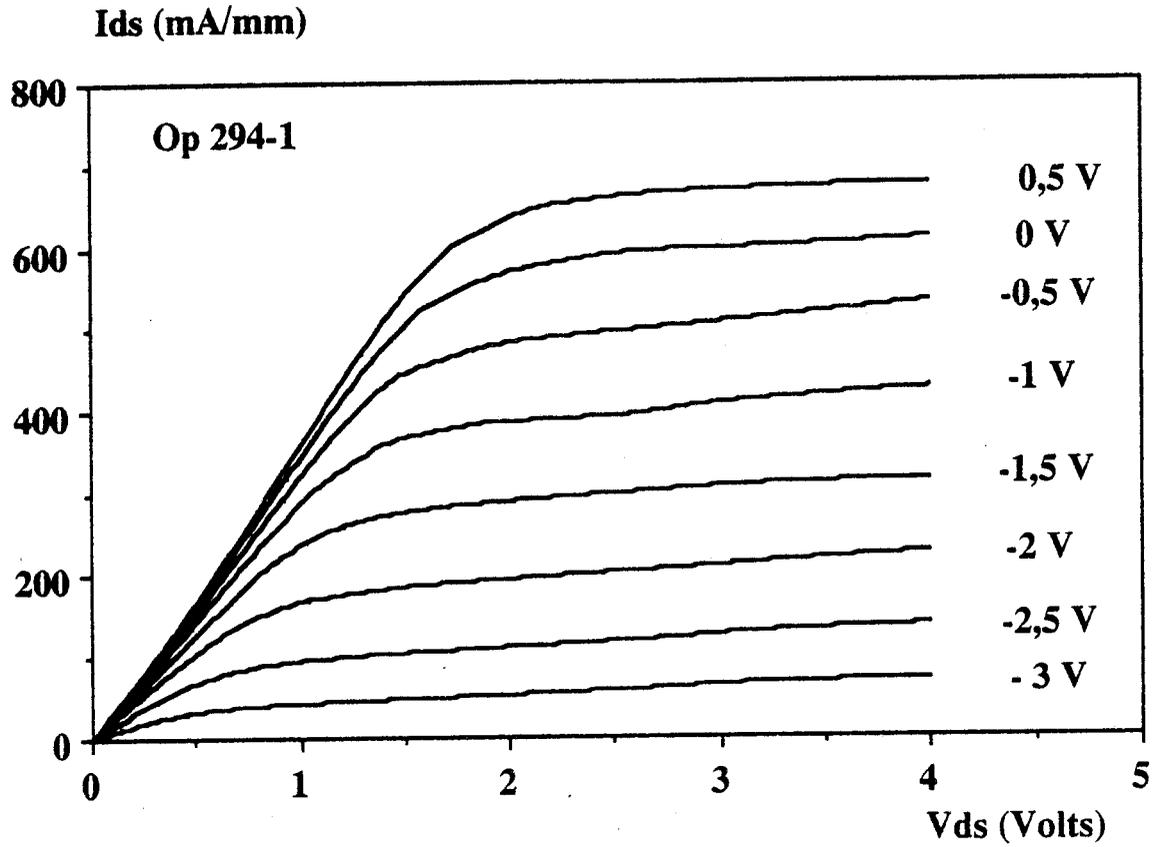


Figure 23 : Caractéristique I(V) d'un composant de la série 294-1.

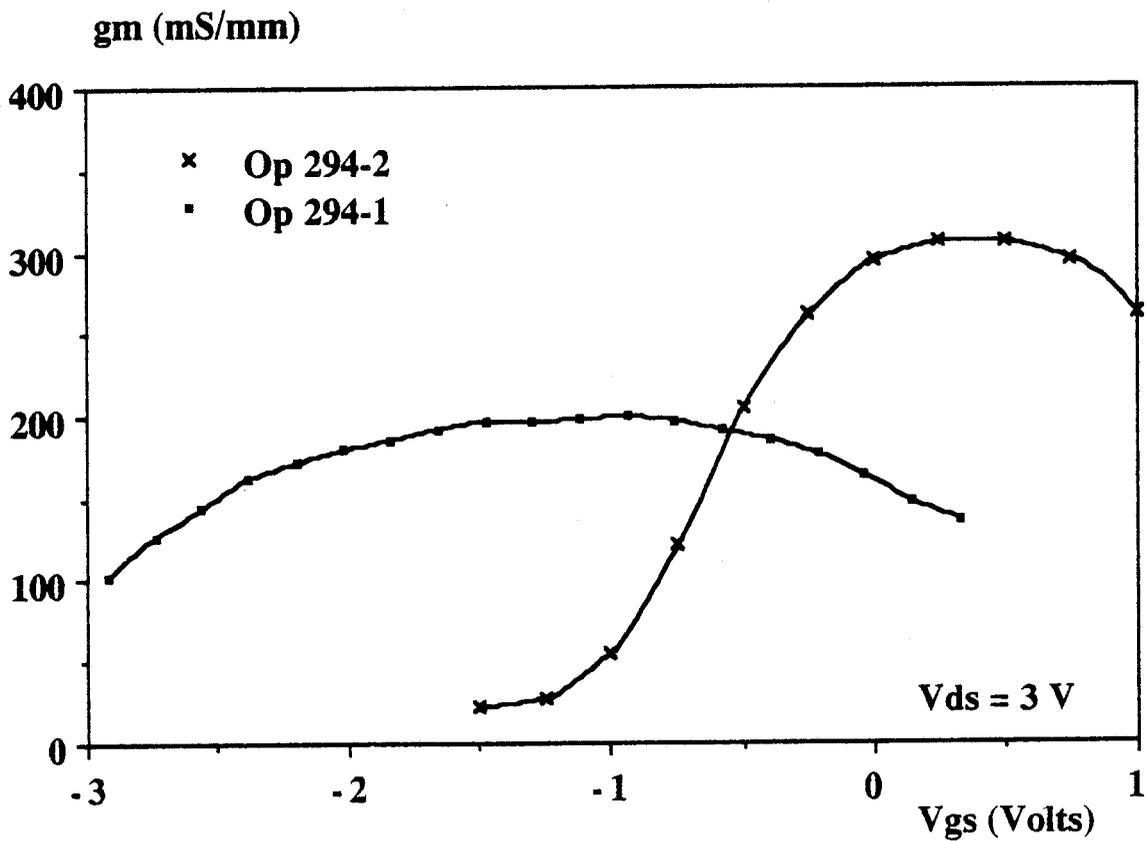


Figure 24 : Evolution comparée de la transconductance extrinsèque en fonction de  $V_{gs}$  pour un composant des séries 294-1 et 294-2.

- un courant plus faible à  $V_{gs} = 0$  volt
- une transconductance plus élevée :  $g_{m_{max}} = 300$  mS/mm
- une tension de pincement plus faible.

Ces composants ont été caractérisés jusqu'à  $V_{gs} = + 2V$ , mais nous avons retrouvé le même problème de limitation du fonctionnement en accumulation que pour la série 250 avec manifestation prématurée d'un courant grille.

L'allure de la caractéristique  $I(V)$  est linéaire (figure 25) comme les transistors de l'opération 294-1, mais la plage de linéarité est décalée puisqu'elle se situe entre -1 et + 1,5 volt.

La confrontation des figures 24 et 26 montre les différences de comportement des deux composants :

- le courant maximum  $I_{dss}$  est identique dans les deux cas, mais obtenu pour deux tensions grilles différentes ;
- la caractéristique de la transconductance extrinsèque en fonction de  $V_{gs}$  montre les décalages en amplitude maximum et en tension de commande dus à l'attaque différente de la couche d'AlGaAs.

Les relevés des tensions de claquage effectués sur ces transistors ont montré une excellente tenue en tension, d'environ 10 volts (figure 27), au pincement ou à canal ouvert.

## II.6 RECAPITULATIF DES PARAMETRES STATIQUES

A titre de résumé de cette étude en statique des différentes séries réalisées, le tableau II donne, dans chaque cas les aspects essentiels mis en évidence par l'analyse. Nous donnons, aux vues des variations observées concernant les grandeurs statiques : courant drain et transconductance extrinsèque, une première indication sur la linéarité du composant.

Pour chaque série, le courant drain maximum est indiqué avec, entre les parenthèses, la tension  $V_{gs}$  correspondante. Nous signalons également

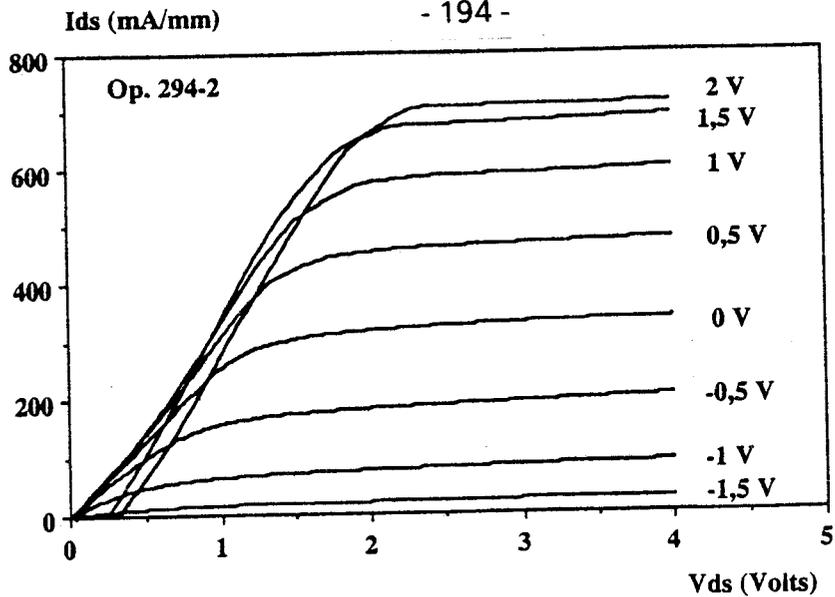


Figure 25 : Caractéristique I(V) d'un composant de la série 294-2.

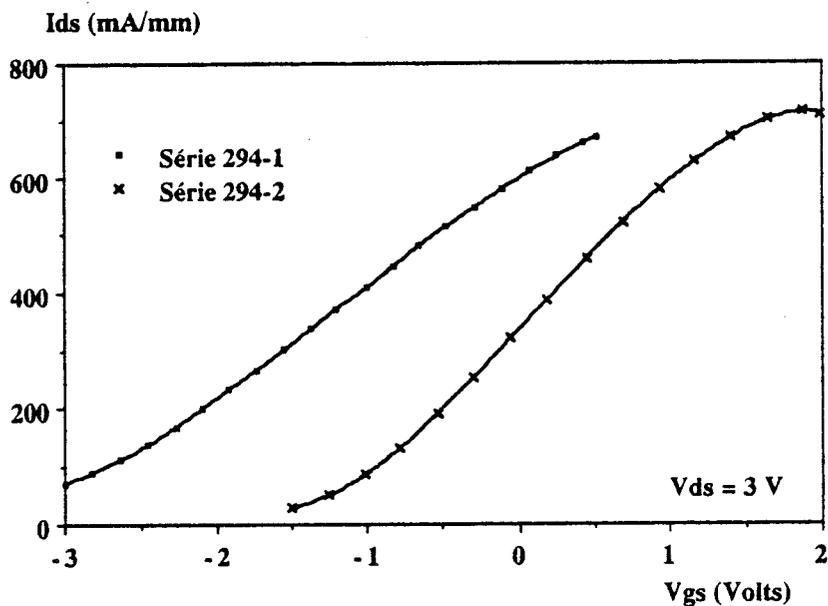


Figure 26 : Evolution comparée du courant drain en fonction de  $V_{gs}$  pour un composant des séries 294-1 et 294-2.

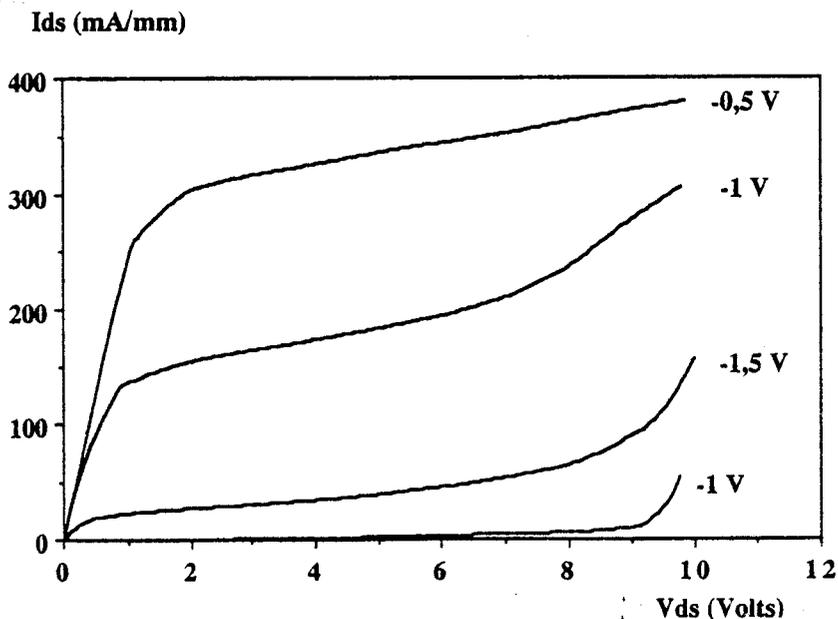


Figure 27 : Evolution du courant drain en fonction de  $V_{ds}$  qui montre la bonne tenue en tension des composants de la série 294-2.

N° Série	Courant maximum (mA/mm)	Résistance d'accès (Rsource) $\Omega$ .mm	Transconductance extrinsèque maximale (mS/mm)	Existence d'un courant grille à $V_{gs}$ max.	Remarque sur la linéarité
211	520 (2 volts)	2	220	OUI	Bonne (large plage)
244	420 (0,8 volts)	1.5	250	NON	Bonne (plage faible)
250	500 (2 volts)	1.4	220	OUI	Bonne
260	550 (1 volt)	1.4	220	NON	Très Bonne (plage large)
294-1	680 (0,5 volt)	1.4	200	NON	Bonne (plage très large)
294-2	700 (2 volts)	1.4	310	OUI	Bonne (large plage)

Tableau II: Tableau récapitulatif des principales caractéristiques statiques des composants réalisés.

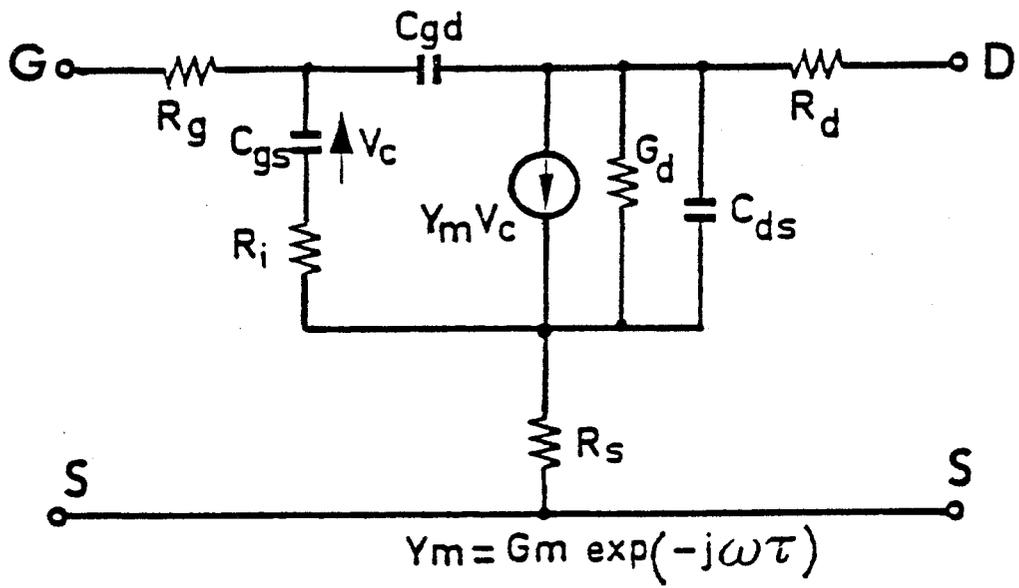


Figure 28 : Représentation du schéma équivalent petit signal du DMT.

si le transistor a donné, à cette tension grille-source, un courant grille perceptible.

De ce tableau se dégage la première conclusion que ce sont les deux dernières séries qui apparaissent les plus intéressantes pour la valeur du courant maximum, mais sur l'ensemble des cinq critères utilisés, c'est la série 260 qui, a priori, réalise le meilleur compromis pour la puissance.

### III. LA CARACTERISATION HYPERFREQUENCE

#### III.1. DETERMINATION DU SCHEMA EQUIVALENT

Le schéma équivalent petit signal du transistor à effet de champ usuellement retenu [4] est présenté sur la figure 28. Il se compose d'une partie extrinsèque qui contient l'ensemble des éléments d'accès :  $L_g$ ,  $L_s$ ,  $R_g$ ,  $R_d$ ,  $R_s$ ,  $C_{pg}$ ,  $C_{pd}$  et de la partie intrinsèque qui représente la zone utile du transistor. La totalité de ces éléments est déterminée à partir de la mesure des paramètres  $S_{ij}$  du transistor, mais s'effectue en deux étapes que nous décrivons succinctement.

##### III.1.1. DETERMINATION DES ELEMENTS D'ACCES

En polarisation drain source nulle, et en appliquant de fortes tensions inverses sur la grille, la zone active est complètement désertée et le schéma équivalent se simplifie notablement dans sa partie intrinsèque qui ne contient plus alors que des capacités de bord dues à l'extension de la zone désertée. La matrice admittance calculée dans ces conditions permet d'obtenir les capacités parasites selon les relations :

$$I_m(Y_{11}) = j\omega (C_{pg} + C_{bg} + C_{bd}) = j\omega (C_{pg} + 2C_b)$$

$$I_m(Y_{12}) = I_m(Y_{21}) = -j\omega C_{bd}$$

$$I_m(Y_{22}) = j\omega (C_{pd} + C_{bd}) = j\omega (C_{pd} + C_b)$$

où  $C_{pg}$  et  $C_{pd}$  sont les capacités des plots de métallisation de grille et de drain et  $C_{bg}$  et  $C_{bd}$  les capacités de bords de la zone désertée, côté grille et côté drain.

En supposant que la zone désertée est symétrique, on a :  $C_{bg} = C_{bd} = C_b$ . Ces trois équations donnent rapidement les valeurs des trois capacités.

En polarisant la grille en direct ( $V_{gs} > 0$ ), et en conservant une tension nulle entre source et drain, il est possible d'extraire les autres éléments d'accès. Le but est de court-circuiter la résistance dynamique de la jonction par injection d'un courant à travers la grille. Dans ces conditions, la matrice impédance du transistor s'écrit :

$$Z_{11} = R_s + R_g + R_c/3 + \frac{\eta R_T}{q I_g} + j\omega (L_g + L_s)$$

$$Z_{12} = Z_{21} = R_s + R_c/2 + j\omega L_s$$

$$Z_{22} = R_s + R_d + R_c + j\omega (L_s + L_d)$$

où  $R_c$  est la résistance du canal ouvert sous la grille et  $R_g$  la résistance de grille.

L'exploitation de  $\text{Re}(Z_{12})$ ,  $\text{Re}(Z_{22})$  et l'extrapolation de la courbe  $\text{Re}(Z_{11}) = f(1/I_G)$  donnent accès aux grandeurs  $R_s$ ,  $R_g$ ,  $R_d$ ,  $R_c$  à condition d'ajouter une relation supplémentaire sur les résistances (les mesures statiques autorisent une première estimation des résistances d'accès de source et de drain). Les trois selfs d'accès  $L_s$ ,  $L_g$  et  $L_d$  sont calculées par les trois relations qui les relient à  $\text{Im}(Z_{ij})$ .

Dans le cas du DMT, ces mesures doivent être effectuées avec précaution puisque l'hétérojonction AlGaAs/GaAs ne favorise pas l'injection du courant, et un courant grille trop important pour court-circuiter la résistance de la jonction peut être préjudiciable pour le composant.

L'utilisation, pour toutes les opérations technologiques, de masques compatibles pour les mesures sous pointes (CASCAD-MICROTECH) a permis de simplifier la détermination des éléments d'accès. Les selfs de connexion n'existent plus, et les seules selfs qui interviennent sont celles des pointes, qui ont une valeur extrêmement faible (10 pHenry). L'influence de la valeur de ces selfs sur les paramètres du schéma équivalent intrinsèque est alors négligeable.

### III.1.2. DETERMINATION DES ELEMENTS INTRINSEQUES DU SCHEMA EQUIVALENT

La partie intrinsèque du schéma équivalent s'exprime facilement en fonction de la matrice admittance [4] de la manière suivante :

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

$$Y_{12} = j \omega C_{gd}$$

$$Y_{21} = \frac{g_m \exp(-j \omega \tau)}{1 + R_i C_{gs} \omega} - j \omega C_{gd}$$

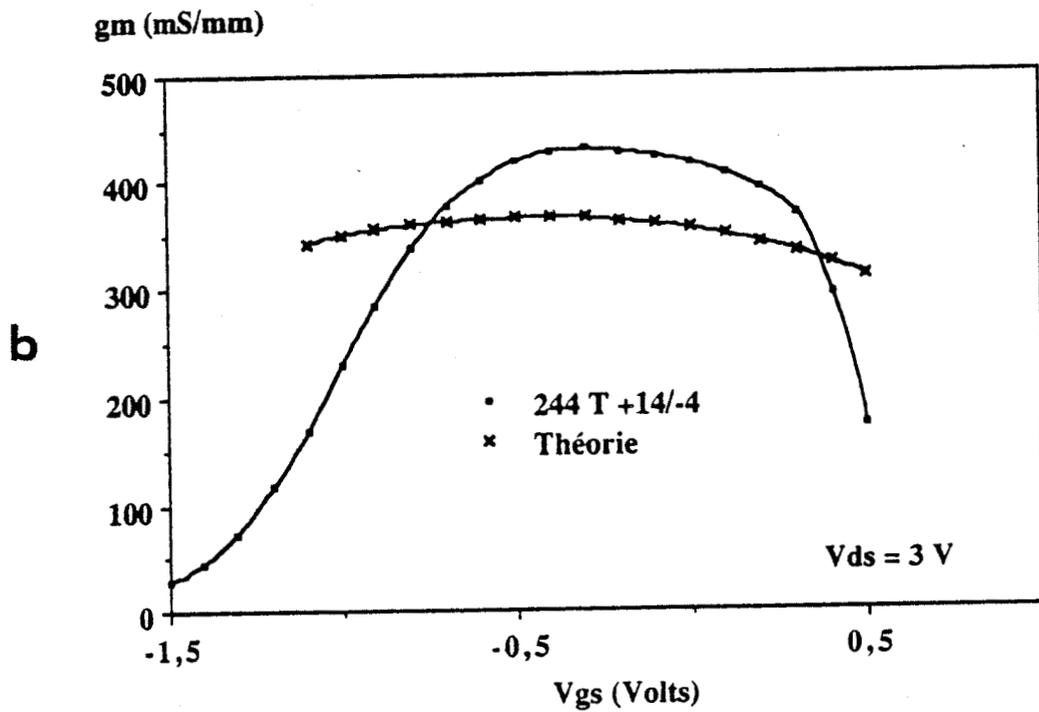
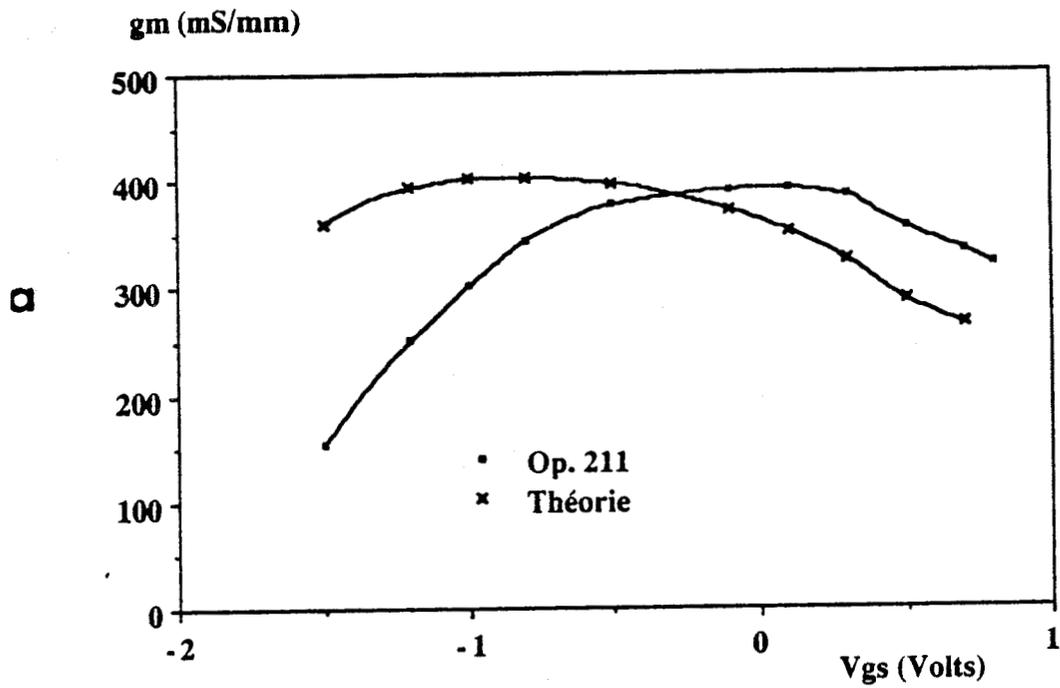
$$Y_{22} = g_d + j \omega (C_{gd} + C_{ds})$$

avec  $D = 1 + R_i^2 C_{gs}^2 \omega^2$

Entre la mesure de la matrice de répartition à l'analyseur de réseau et la détermination des paramètres électriques, la matrice [S] est successivement transformée :

- en matrice [Z] de laquelle il est possible de soustraire les éléments selfiques ;
- en matrice [Y] pour soustraire les capacités  $C_{pg}$  et  $C_{pd}$
- en matrice [Z] pour retirer les éléments d'accès résistifs  $R_s$ ,  $R_d$ ,  $R_g$
- et enfin, en matrice admittance [Y] à partir de laquelle il est possible d'extraire les éléments électriques selon les équations écrites ci-dessus.

Un avantage supplémentaire de la mesure directe sous pointe est de permettre la mesure des paramètres  $S_{ij}$  jusqu'à 26 GHz et de fournir un schéma équivalent valable dans une très large bande de fréquence (1 → 26,5 GHz), ce qui



Figures 29 a-e : Evolutions comparées de la transconductance intrinsèque théorique et expérimentale pour les séries 211 (a), 244 (b), 250 (c), 260 (d) et 294-1 (e).

n'est pas le cas pour les mesures avec des transistors montés en boîtier BMH, ceux-ci ne fonctionnant correctement que jusqu'à 18 GHz.

## III.2. ANALYSE DES PARAMETRES ELECTRIQUES

Nous analysons dans ce paragraphe, les paramètres du schéma équivalent déduit des paramètres  $S_{ij}$  et le comportement en fréquence des transistors de toutes les opérations technologiques réalisées. Nous comparons les valeurs expérimentales aux valeurs théoriques calculées par le programme décrit dans le 3e chapitre.

### III.2.1. LA TRANSCONDUCTANCE

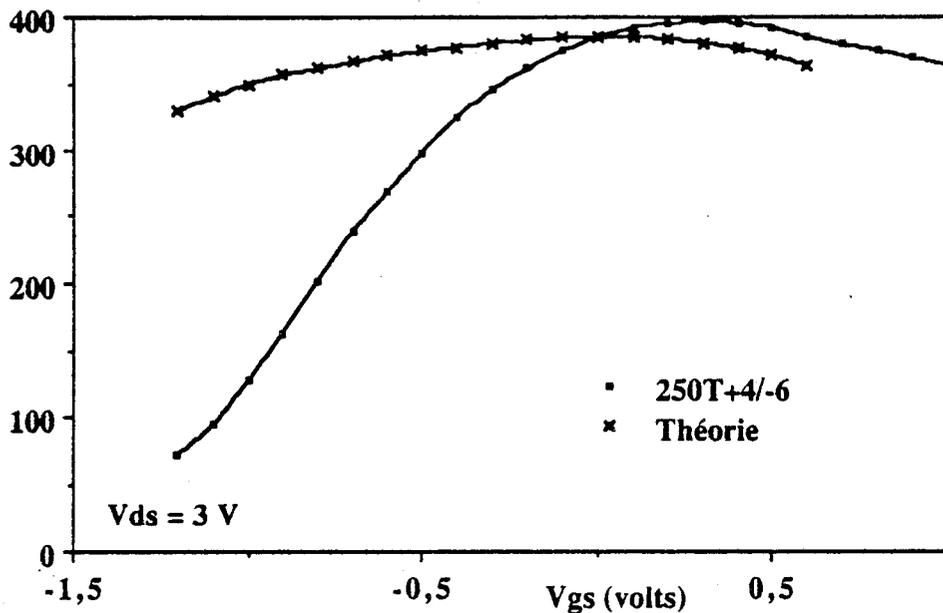
Nous présentons sur les figures 29-a-e la transconductance  $g_m$  pour les séries de DMT réalisées, comparée aux évolutions théoriques. Typiquement, les valeurs maximales sont respectées pour les composants de longueur de grille égale à 0,5  $\mu\text{m}$ , alors que les transconductances des composants à grille très courte sont inférieures aux valeurs théoriques espérées.

La valeur théorique est également plus élevée près du pincement, et la transconductance ne décroît pas assez rapidement vis à vis de l'allure expérimentale. La raison semble provenir de la mobilité en champ faible prise en compte dans le calcul. Celle-ci est considérée comme constante quelque soit la tension  $V_{gs}$ , alors qu'il semble qu'elle diminue vers le pincement comme nous avons pu le constater par des mesures de magnétorésistance (figure 30). Cette évolution serait à attribuer à l'effet d'écran [5].

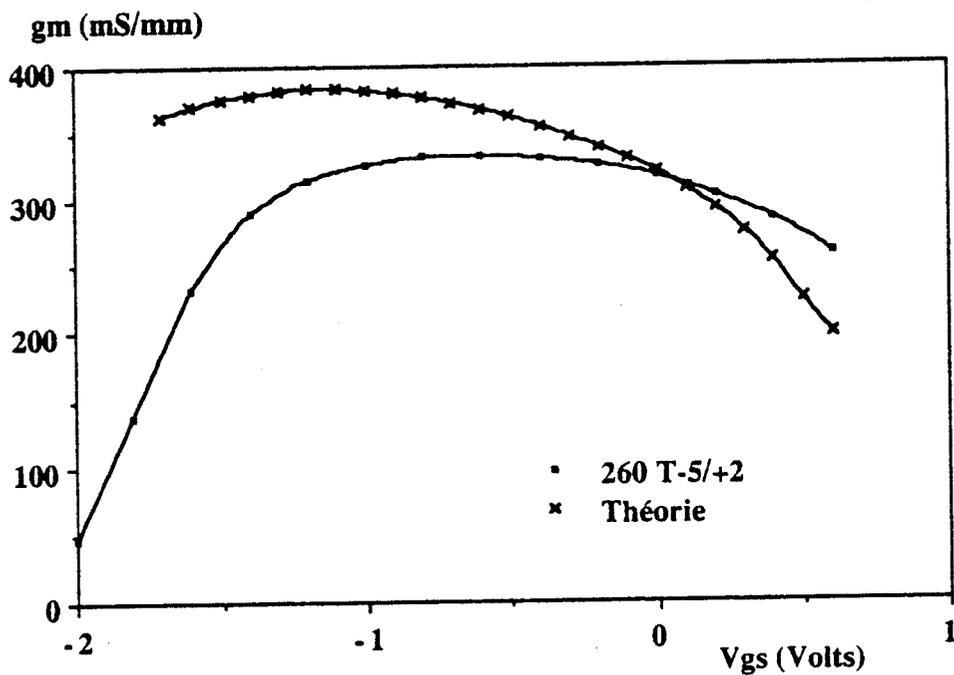
Une raison supplémentaire d'expliquer la différence théorie-expérience est que le régime d'accumulation n'est pas traité par la modélisation, ce qui pénalise le courant du surplus de porteurs lié à ce régime particulier, c'est-à-dire pour les tensions  $V_{gs}$  nettement positives.

De plus, il est très important de remarquer la grande sensibilité du comportement de la transconductance  $g_m$  par rapport à la profondeur d'attaque de la couche pseudo-isolante d'AlGaAs. A titre d'exemple, la figure 31 montre la dispersion des résultats, obtenus expérimentalement pour la série 294-2, suivant

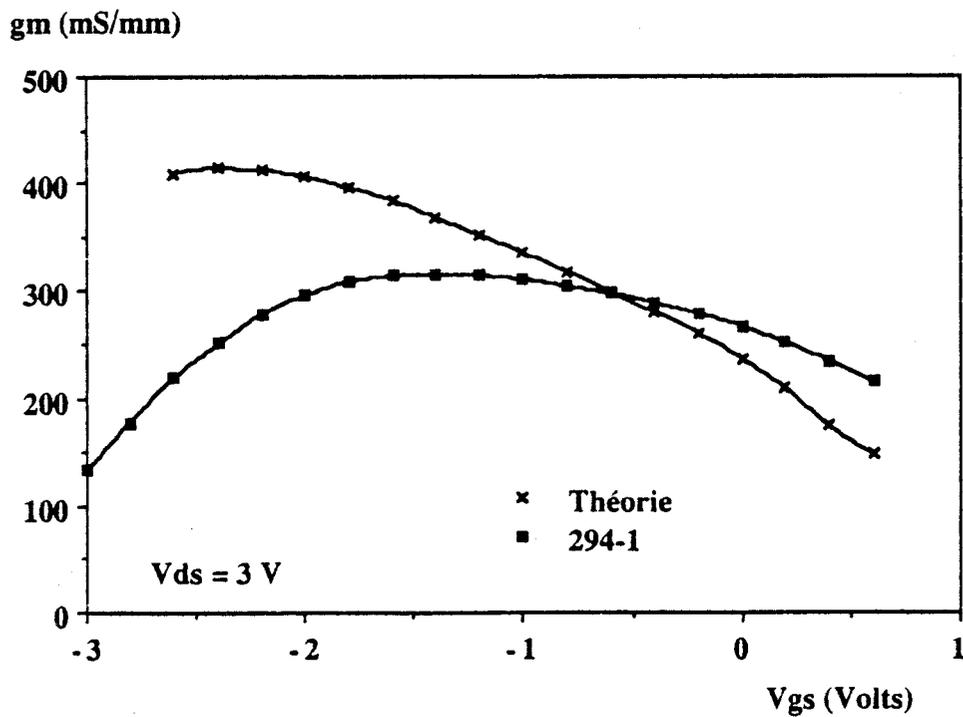
c



d



e



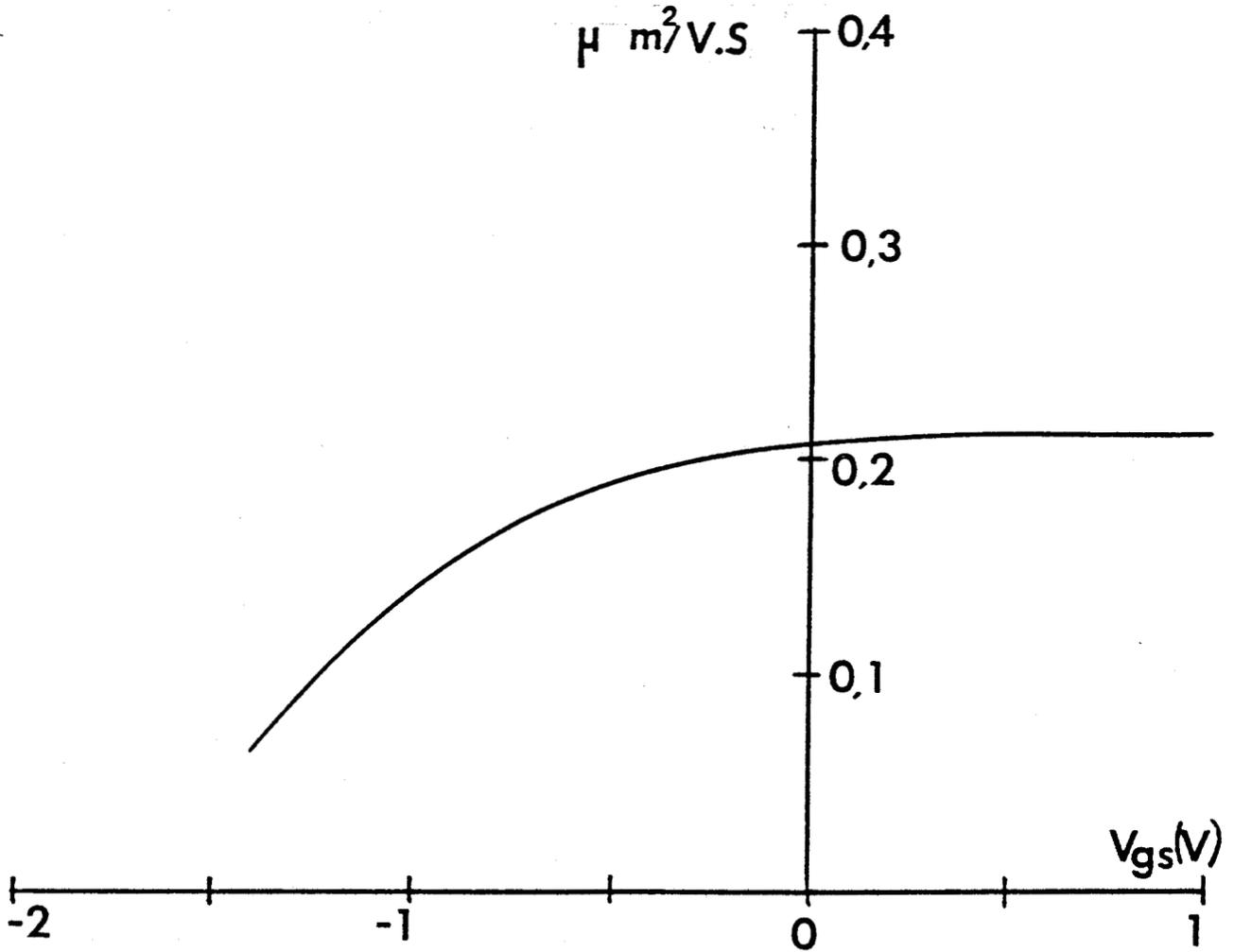


Figure 30 : Evolution expérimentale de la mobilité en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour un composant de la série 250.

gm (mS/mm)

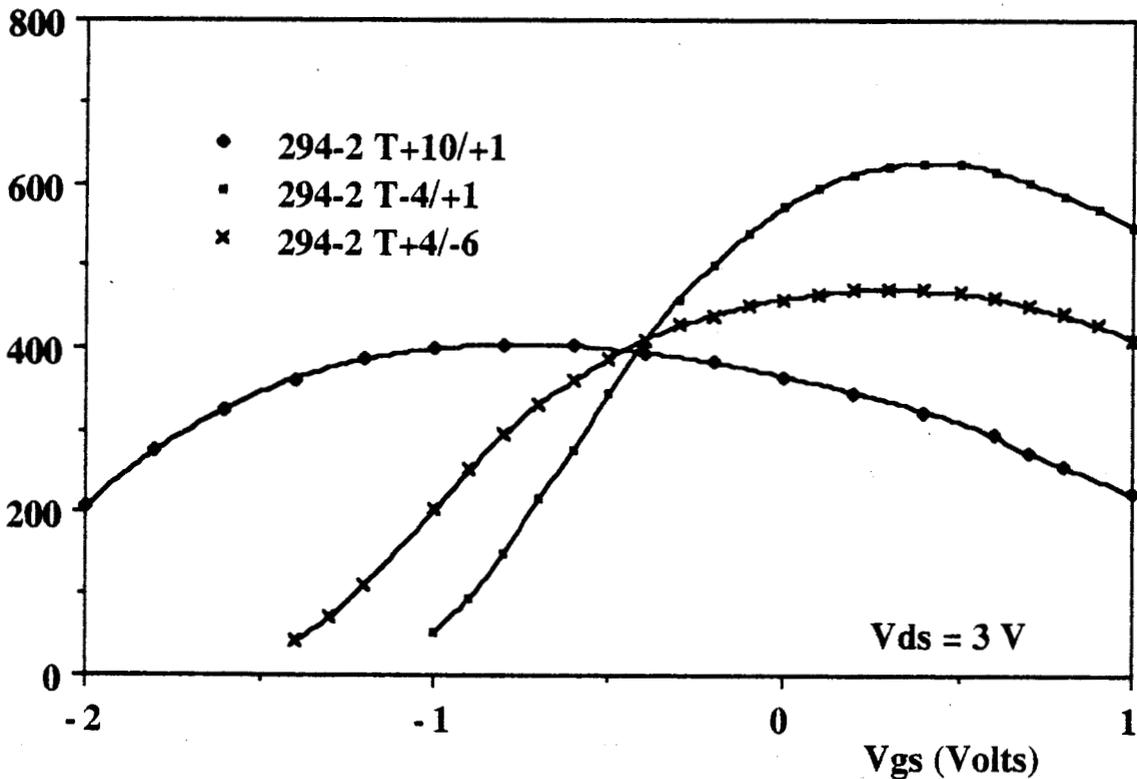


Figure 31 : Variation de la transconductance intrinsèque pour trois épaisseurs de couche d'AlGaAs différentes.

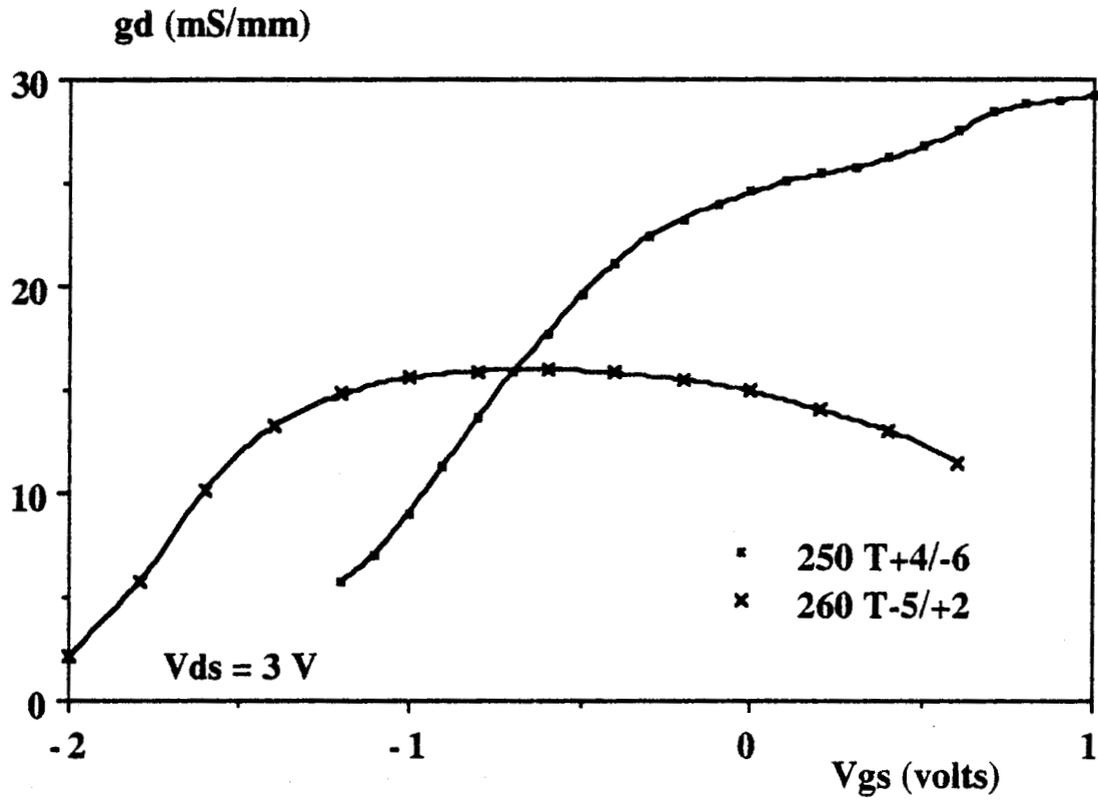


Figure 32 : Evolution comparée de la conductance de sortie pour les séries 250 et 260.

la profondeur de creusement de grille, dans un cas où la délicatesse de la technologie (ouverture d'une fenêtre dans un dépôt de nitrure pour constitution de la grille "champignon") rend particulièrement critique ce paramètre. Les faibles tensions de pincement (donc faible épaisseur de couche NID) sont favorables à la valeur maximale de la transconductance, ce qui a déjà été montré en théorie, mais l'allure de  $g_m$  est un peu moins plate en fonction de  $V_{gs}$ . Il y a donc aussi un compromis à satisfaire entre la valeur de la transconductance et sa linéarité.

### III.2.2. LA CONDUCTANCE DE SORTIE

Ce paramètre dépend des caractéristiques de la couche comme nous l'avons décrit au 3e chapitre, mais dépend fortement de la géométrie du composant, en particulier la forme du recess et la distance grille drain, deux caractéristiques difficiles à contrôler en cours de process lorsque les distances sont très faibles ou les couches à attaquer très minces.

D'autre part, nous avons opté pour un buffer de type AlGaAs, qui implique une barrière entre le canal et le buffer, et retarde ainsi les phénomènes d'injection dans le buffer, responsables en partie de la valeur de la conductance. De ce fait, la valeur de  $g_d$  est faible, et l'extraction de cette grandeur des paramètres  $S_{ij}$  mesurés est entachée d'une plus importante incertitude, puisque les éléments d'accès résistifs ont une valeur élevée.

L'autre phénomène qui intervient dans la valeur de la conductance est la forme du recess, et la figure 32 montre qu'avec une même couche, mais deux attaques recess différentes, la conductance peut varier du simple au double, au fur et à mesure que le canal s'ouvre. Les opérations 250 et 260 ont un second recess très étroit, mais il suffit que la grille soit un peu décalée dans le recess pour que l'on obtienne un comportement très différent.

Nous avons intérêt à minimiser ce paramètre pour améliorer le comportement en fréquence du composant ( $f_{MAG}$ ), et il faut donc apporter un soin particulier à l'emplacement de la grille dans le second recess.

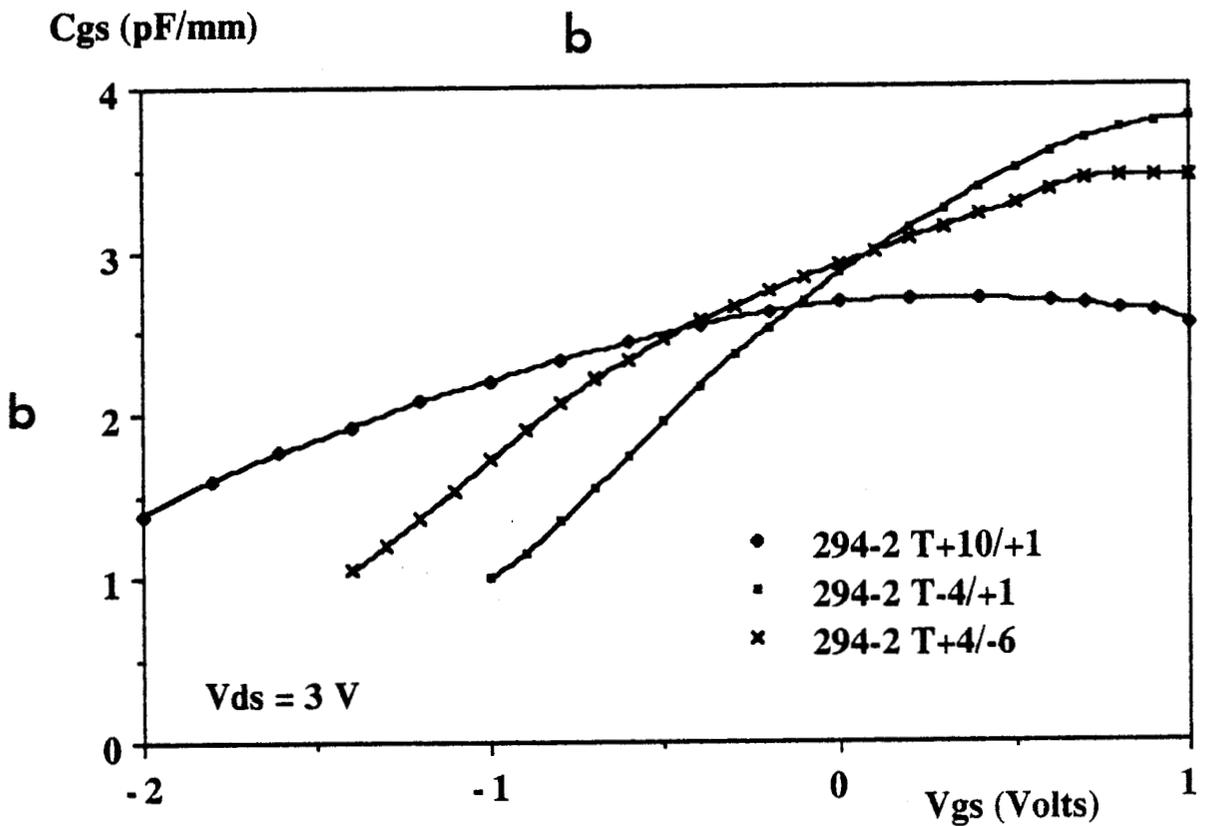
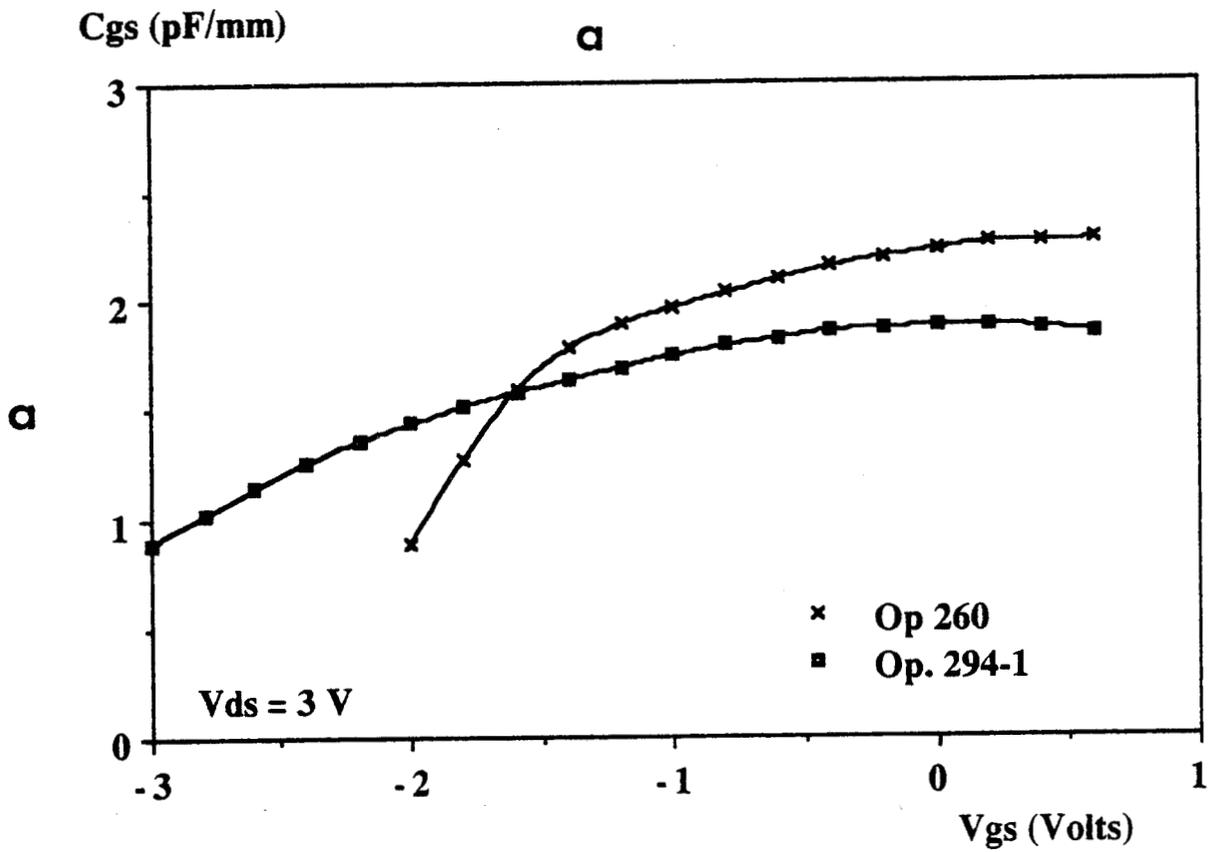


Figure 33 a-b: Evolution comparée de la capacité grille-source  $C_{gs}$  des opérations technologiques 260 et 294-1 (a), et en fonction de la profondeur d'attaque du recess (b).

### III.2.3. LES CAPACITES $C_{gs}$ et $C_{gd}$

La valeur de la capacité d'entrée  $C_{gs}$  intervient au premier ordre sur le comportement en fréquence du composant puisque de son ordre de grandeur dépend la valeur maximale de  $f_c$  ( $f_c = g_m/2\pi C_{gs}$ ), et sa forme de variation caractérise la platitude de  $f_c$  en fonction de  $V_{gs}$ .

L'observation des figures 33a-b montre que l'on obtient une première zone de variation linéaire pour des tensions  $V_{gs}$  proches de la tension de pincement, puis sur une large plage de tension, la capacité n'augmente que très faiblement. La première zone correspond au régime de forte déplétion, puis avec l'augmentation de  $V_{gs}$ , la capacité électrostatique équivalente de la couche pseudo-isolante confère une quasi absence de variation. En effet, la capacité totale  $C_{gs}$  peut être considérée comme résultant de la mise en série de la capacité de la couche pseudo-isolante d'AlGaAs et de la capacité de zone désertée dans la couche de GaAs. La valeur limite vers laquelle tend la capacité  $C_{gs}$  est facilement observable lorsque  $V_{gs}$  atteint +1 volt. Cette valeur limite peut être rapprochée de la valeur donnée par un condensateur plan dont l'épaisseur est celle de la couche pseudo-isolante et la surface donnée par la géométrie de grille.

Avec les caractéristiques des composants de l'opération 260, nous obtenons une quantité  $C = \epsilon.S/e$  égale à 2,33 pF en prenant :

$$\epsilon = 10^{-10} \text{ F/m}$$

$$S = 0,35 \cdot 10^{-6} \times 10^{-3} \text{ m}^2$$

$$e = 150 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

L'épaisseur d'AlGaAs est estimée à 150 Å puisque la tension de pincement de ce composant est de 2,1 volts. Nous obtenons comme valeur limite à  $V_{gs} = +1$  volt une capacité de 2,27 pF par millimètre de développement de grille. Ceci confirme le rôle prépondérant de la couche pseudo-isolante dans la forme de variation de la capacité à canal ouvert. Le caractère MIS de la structure permettra à la fréquence  $f_c$  de conserver une valeur constante sur une plus grande plage de variation de  $V_{gs}$ .

D'autre part, l'allure de  $C_{gs}(V_{gs})$  est comme celle de  $g_m(V_{gs})$  très sensible à l'épaisseur de la couche d'AlGaAs comme le montre la figure 33-b qui en donne un exemple typique, correspondant toujours à l'opération 294-2 et à ses

Cgd (pF/mm)

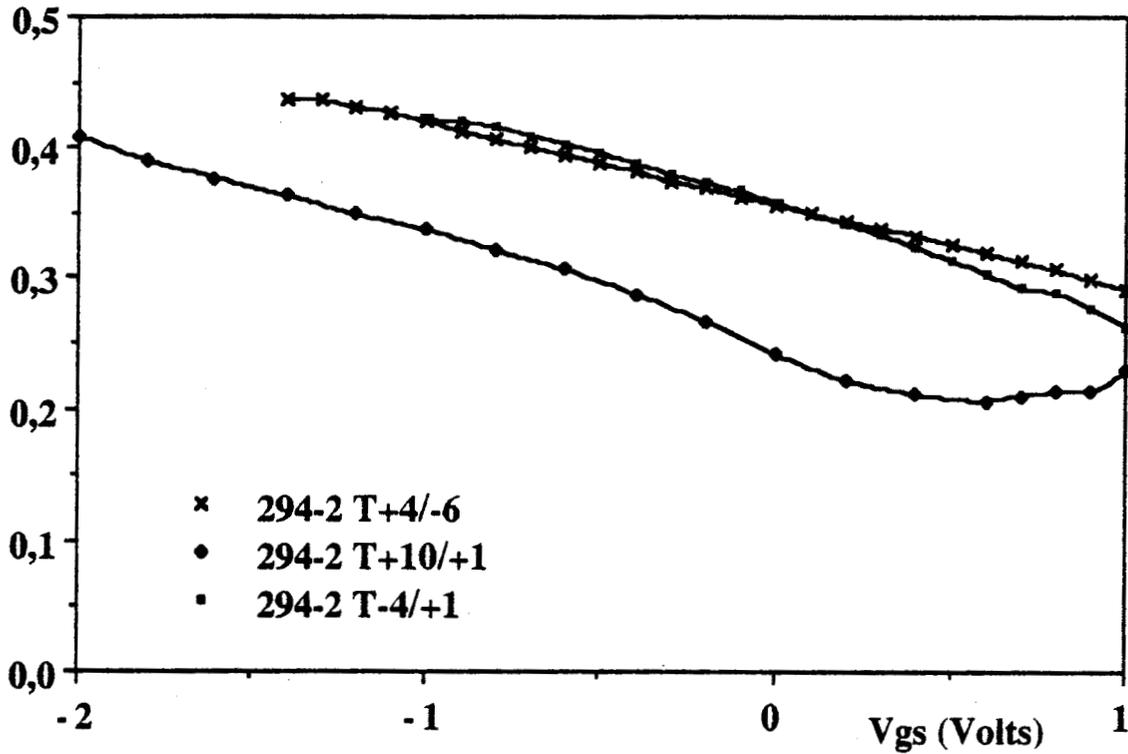


Figure 34 : Evolution de la capacité grille drain en fonction de la profondeur d'attaque du recess.

fc (GHz)

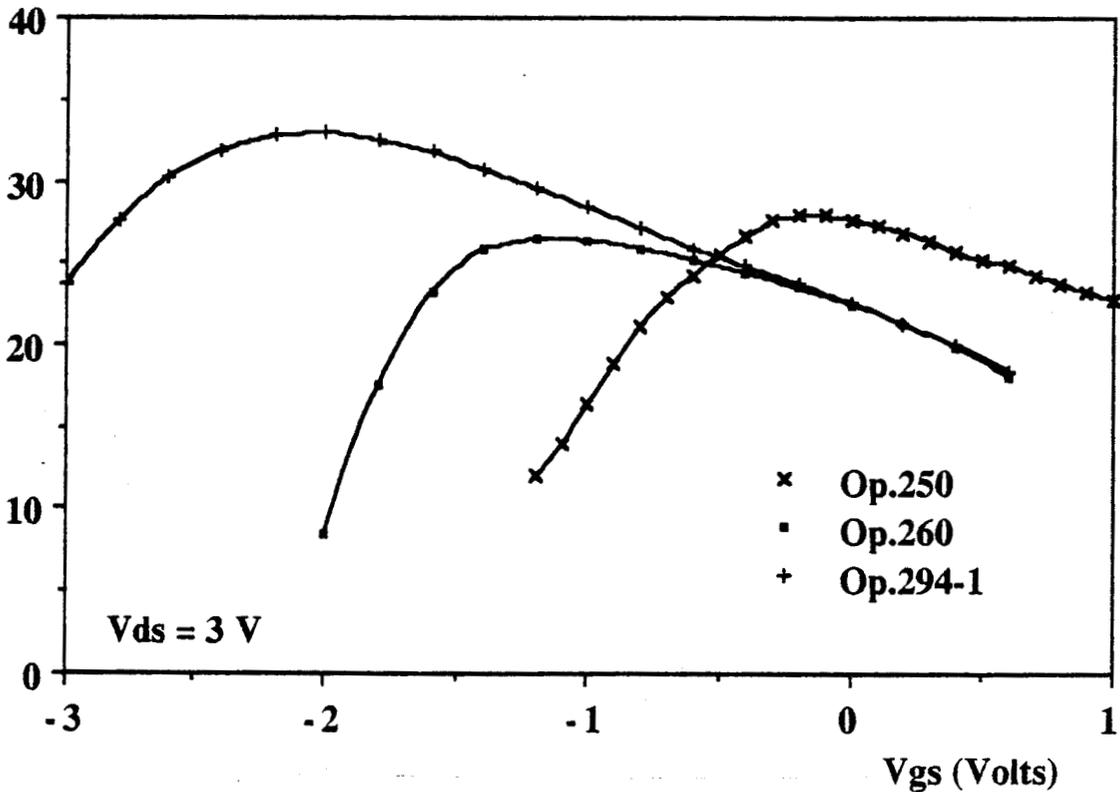


Figure 35 : Evolution comparée de la fréquence de coupure du gain en courant  $f_c$  en fonction de la tension grille-source pour les séries 250, 260 et 294-1.

profondeurs d'attaque différentes. Une tension de pincement plus élevée indique que la couche NID est plus épaisse, ce qui entraîne une capacité électrostatique plus faible, mais également un comportement plus constant en fonction de  $V_{gs}$ .

La capacité grille drain intervient dans l'expression de la fréquence de coupure du MAG (gain maximum disponible) et une valeur faible et constante de  $C_{gd}$  favorise un bon comportement en puissance du composant. Les résultats obtenus pour cette capacité (figure 34) montrent que celle-ci varie très peu sur l'étendue de la plage de variation de  $V_{gs}$ , est assez peu sensible à la profondeur d'attaque de la couche d'AlGaAs, et est environ 10 fois plus faible que la capacité  $C_{gs}$ .

### III.2.4. LES FREQUENCES $f_c$ ET $f_{MAG}$ , LE GAIN MAG

La fréquence de coupure en courant  $f_c$  représentée sur les figures 35 et 36 est une fréquence intrinsèque, calculée par le rapport  $g_m/2\pi C_{gs}$ .

Deux paramètres sont particulièrement déterminants pour la valeur de  $f_c$ . Il s'agit bien sûr de la longueur de grille, dont la réduction permet la montée en fréquence, mais également de l'épaisseur de la couche pseudo-isolante.

L'effet de la longueur de grille, bien que manifeste, est cependant relativement estompé par l'effet de tampon assuré par la couche isolante d'AlGaAs. C'est ce que montre la figure 35 pour les séries 250, 260 et 294-1 ayant respectivement des longueurs de grille de 0,5, 0,35 et 0,35  $\mu\text{m}$ . Le maximum de la fréquence de coupure  $f_c$  varie de 25 à 33 GHz suivant l'arrangement des deux paramètres longueur de grille et épaisseur d'AlGaAs. Dans tous les cas, la variation de  $f_c$  est assez peu marquée sur la presque totalité de la plage de variation de  $V_{gs}$ .

Nous avons montré précédemment qu'une couche mince permettait une valeur élevée de la transconductance, mais augmentait la valeur de  $C_{gs}$  conjointement. Cependant, la figure 36, où l'on a représenté les variations de  $f_c$  pour plusieurs composants de la même opération technologique, mais avec des épaisseurs de couche NID différentes, montre que sur les deux effets précédents, un léger avantage reste à la transconductance. Ainsi, la fréquence de coupure la

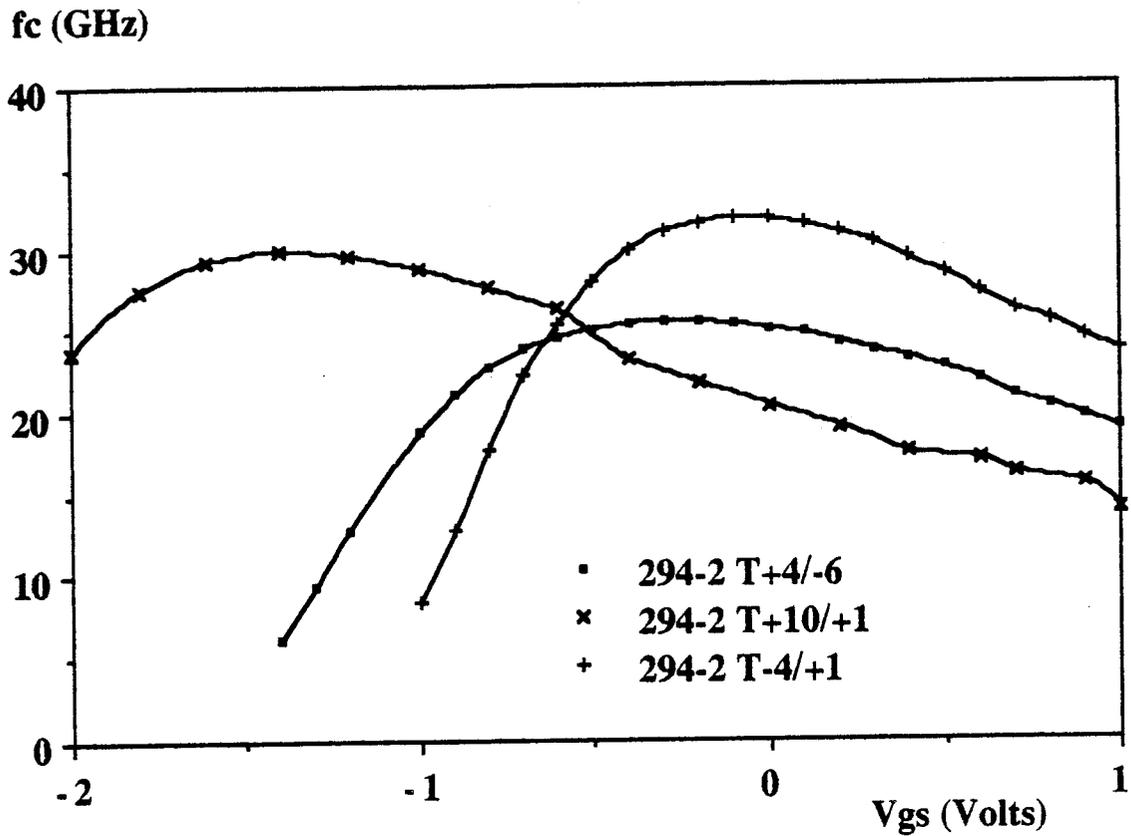


Figure 36 : Evolution de la fréquence  $f_c$  en fonction de la profondeur d'attaque du recess.

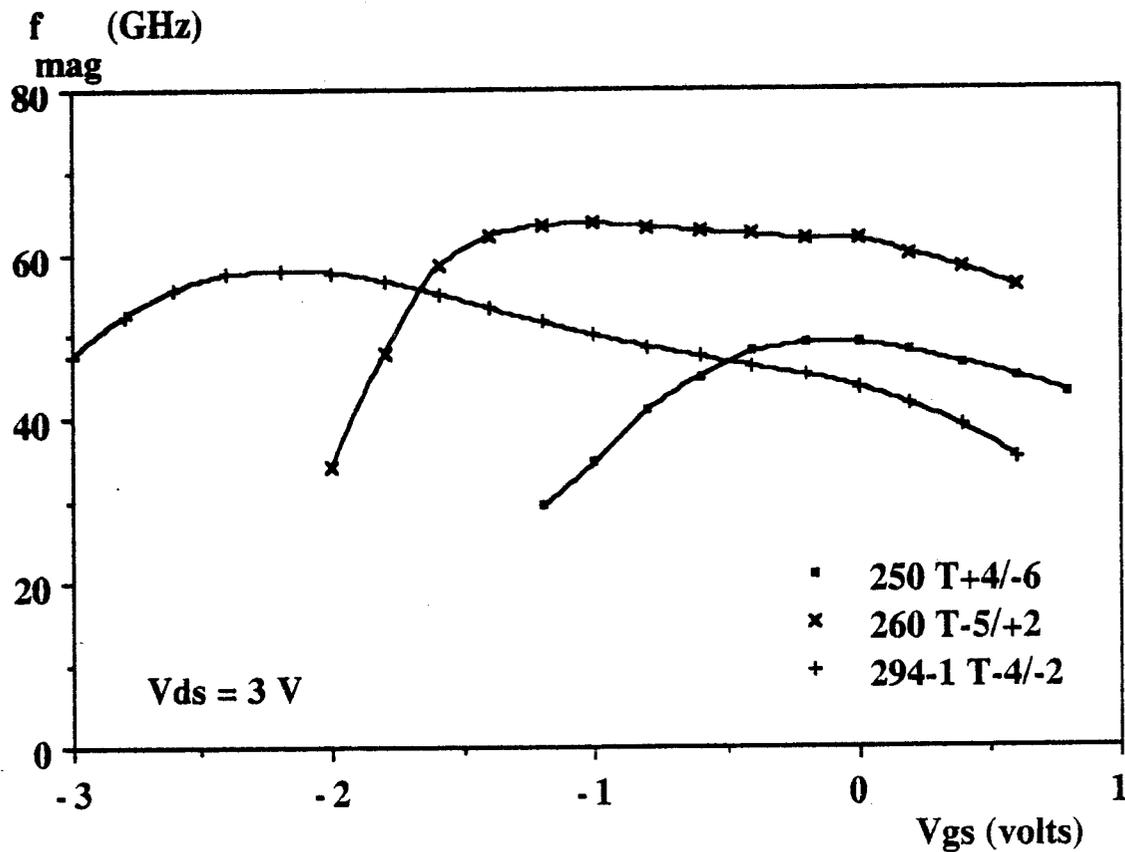


Figure 37 : Evolution comparée de la fréquence de coupure du gain maximum disponible ( $f_{MAG}$ ) pour les opérations 250, 260 et 294-1.

plus élevée est obtenue pour le transistor 294-2 T-4/+1, c'est-à-dire celui qui a la couche NID la plus mince.

La fréquence de coupure du gain maximum disponible ( $f_{MAG}$ ) a été calculée en utilisant l'expression :

$$f_{MAG} = \frac{f_c}{2\sqrt{g_d}} \frac{1}{\left(R_o + \frac{\omega_c L_s}{2} + \frac{f_c}{2f_o} (R_o + R_g + \omega_c L_s)\right)^{1/2}}$$

où

$$R_o = R_s + R_i + R_g$$

$$f_c = g_m / 2\pi C_{gs}$$

$$f_o = g_d / 2\pi C_{gd}$$

Cette manière de procéder présente l'avantage d'être systématiquement exploitable dès lors que le schéma équivalent est déterminé, mais fait intervenir les éléments d'accès dont l'extraction n'est pas toujours aisée. L'autre possibilité est d'extrapoler, en fonction de la fréquence, la valeur du MAG déduite de paramètres  $S_{ij}$ , à condition bien sûr que le transistor soit stable dans la bande de fréquence où il est caractérisé.

L'application de l'expression ci-dessus aux composants réalisés a donné une valeur relativement élevée de 50 GHz pour la série 250 et 60 GHz pour les séries 260 et 294-1 et 2. Mais, c'est surtout la quasi-invariance de  $f_{MAG}$  en fonction de  $V_{gs}$  (figure 37) qui est remarquable et laisse entrevoir un bon fonctionnement en puissance.

Cette remarquable linéarité est mise en évidence sur les figures 38-a-b où sont représentées les évolutions en fonction de  $V_{gs}$  du MAG relatif à l'ensemble des séries réalisées pour une fréquence de 26,5 GHz. La figure 38-a, qui concerne tous les composants ayant une longueur de grille de 0,5  $\mu\text{m}$ , met en évidence la supériorité de la série 250 (6 dB), supériorité due essentiellement à la valeur plus élevée de sa fréquence de coupure  $f_c$ . La figure 38-b concerne les autres composants, à grille de 0,35  $\mu\text{m}$ . Les gains, compris entre 7 et 8 dB, montrent l'intérêt de la grille courte et corrélativement, de la fréquence  $f_c$  plus élevée que pour les autres composants (plus de 30 GHz). La série 260 présente le meilleur comportement du MAG, celui-ci étant quasiment plat sur la totalité de la plage de variation de  $V_{gs}$ .

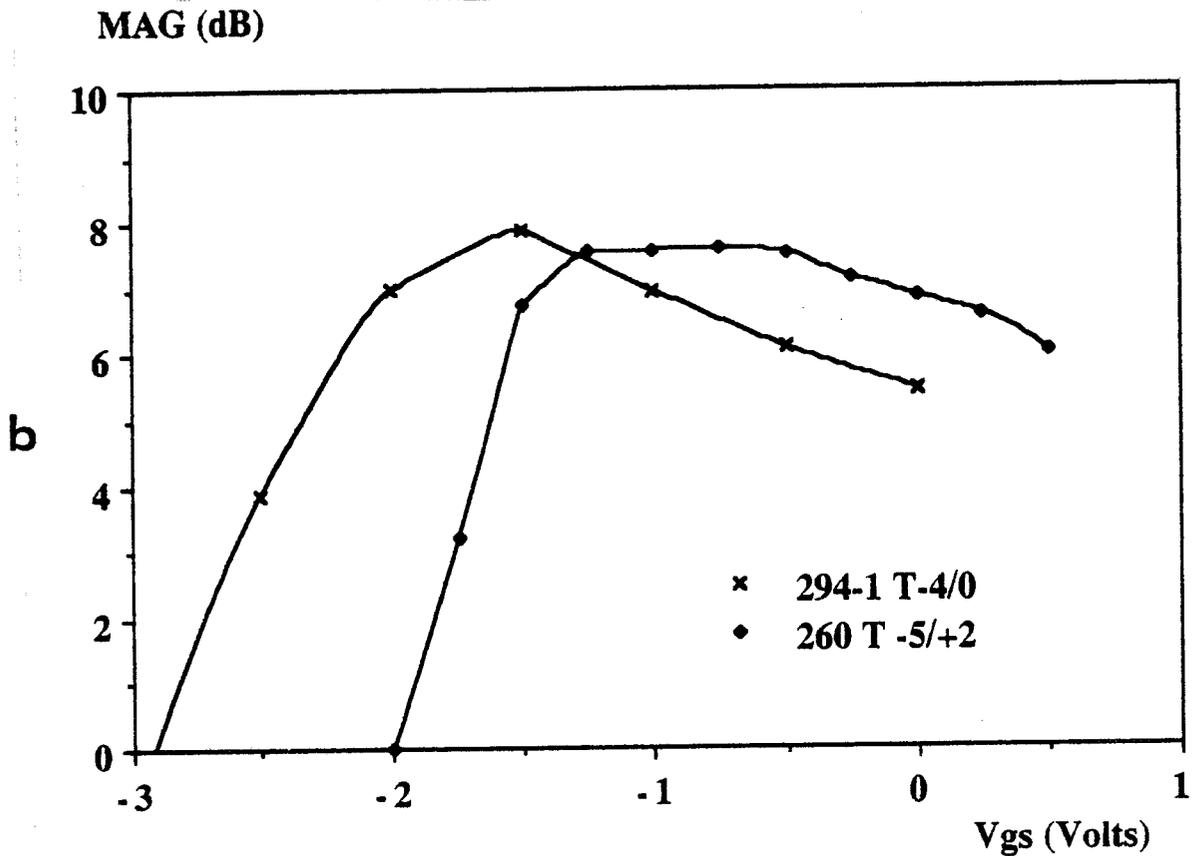
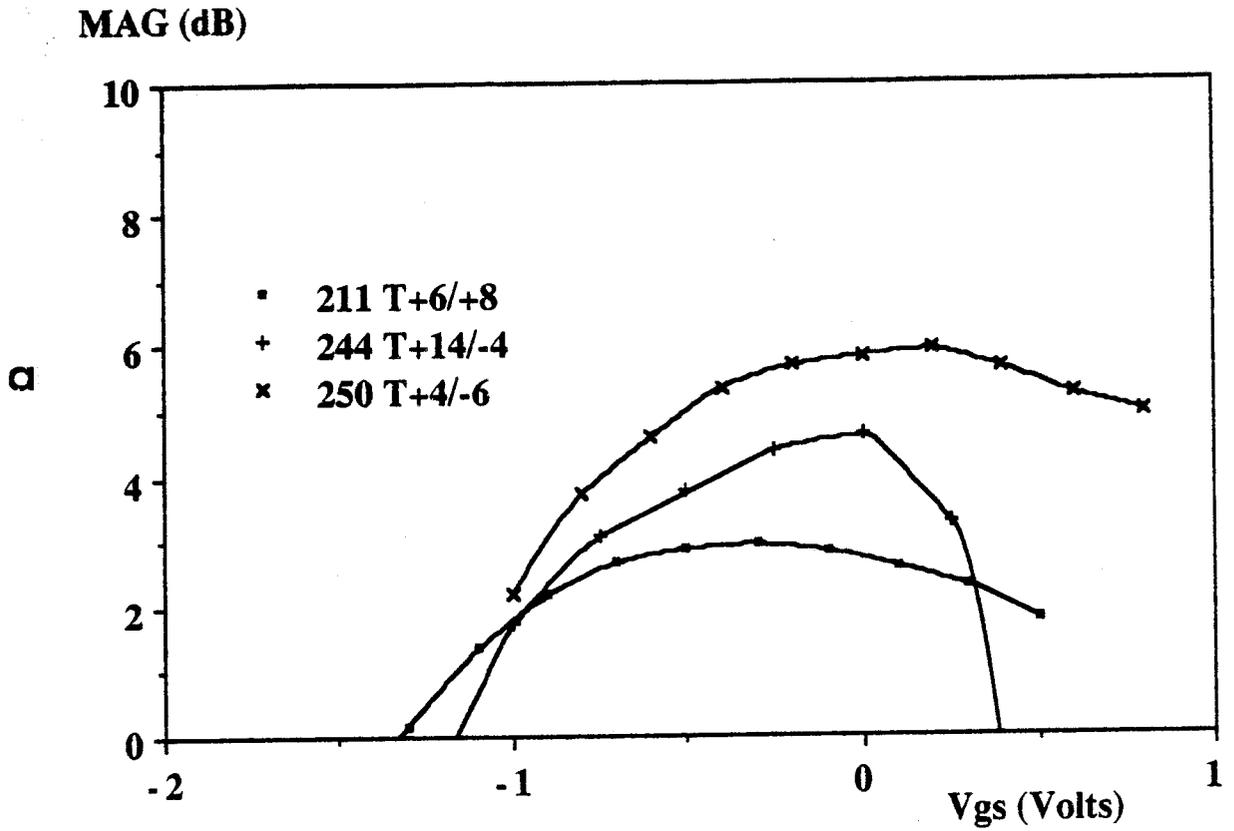


Figure 38 a-b : Evolution du MAG en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour les opérations technologiques 211, 244 et 250 (a), et 260, 294-1 (b) à la fréquence de 26,5 GHz.

### III.3. RECAPITULATIF DES PARAMETRES HYPERFREQUENCES

Nous résumons dans le tableau III les aspects essentiels des paramètres hyperfréquences que nous venons de détailler, en indiquant pour chaque série la valeur maximale obtenue pour le paramètre ou la valeur moyenne lorsqu'elle est plus significative.

Nous mentionnons également, pour chaque paramètre, le degré de linéarité obtenu qui permettra d'apprécier la qualité de chaque paramètre ainsi que la plage utile de fonctionnement du transistor par rapport à sa tension de pincement. Enfin, nous indiquons la valeur maximale du gain à 26,5 GHz.

Les six séries de composants réalisées sont groupées dans un ordre chronologique qui correspond pour les trois premières séries (211-244 et 250) à une longueur de grille de 0,5  $\mu\text{m}$ .

Lors de l'étude statique, les séries 294-1 et 294-2 sont apparues les plus performantes pour la valeur maximale du courant drain. Leurs propriétés hyperfréquences leur confèrent également une supériorité nette pour la montée en fréquence et la valeur du gain. Cependant, la série 260 qui, du point de vue statique a présenté le meilleur compromis, est du point de vue hyperfréquence tout à fait comparable aux séries 294-1 et 294-2, avec l'atout supplémentaire d'une plus grande plage de linéarité en tension  $V_{gs}$ .

Il convient cependant de remarquer que les conclusions extraites de l'analyse des paramètres hyperfréquences de toutes ces séries de composants doivent être considérées avec un certain recul, justifié par le fait qu'il s'agit de comportement petits signaux et que seule la véritable étude en puissance pourra apporter une conclusion complète.

## **IV. FONCTIONNEMENT EN REGIME DE PUISSANCE**

Nous avons montré que le DMT possède d'excellents atouts pour fonctionner en amplification de puissance hyperfréquence, et nous allons vérifier, dans cette partie, ces potentialités en effectuant des mesures sur bancs de puissance.

	$g_m$ max	Linéarité $g_m/V_{gs}$	$C_{gs}$ max pF/mm	Linéarité $C_{gs}/V_{gs}$	$f_c$ max GHz	Linéarité $f_c/V_{gs}$	$g_d$ moyen	Linéarité $g_d$	$C_{gd}$ moyen	Linéarité $C_{gd}$	$f_{mag}$ max GHz	Linéarité $f_{mag}$	MAG max à 26,5 GHz
211	410	Bonne (large plage)	3	Médiocre (valeur élevée)	18	Moyen	6	Bonne	0,2	Bonne	45	"	3 dB
244	430	Bonne (plage faible)	3	Bonne	22	Bonne (plage faible)	10	Bonne	0,17	Moyenne	47	"	4,5 dB
250	400	Moyenne (bonne plage)	2,2	Bonne	28	Bonne (plage moyenne)	20	Moyenne	0,17	Moyenne	50	Bonne	6 dB
260	350	Très bonne (large plage)	2	Très bonne (plage large)	27	Bonne (plage large)	12	Bonne	0,2	Bonne	60	Très bonne	7,5 dB
294-1	330	Bonne (plage importante)	1,7	Moyenne	33	Bonne (plage importante)	20	Bonne	0,17	Moyenne	60	Moyenne	7,8 dB
294-2	450	Bonne (plage importante)	2,4	Moyenne	33	Moyenne (plage importante)	21	Bonne	0,25	Moyenne	63	Moyenne	7,2 dB

Tableau III : Résumé des principales caractéristiques hyperfréquences des opérations technologiques réalisées.

Nous avons d'abord utilisé un banc de mesure à charge active (TAKAYAMA), à une fréquence de 15 GHz, puis un banc de mesure classique dans la bande 26-40 GHz, bancs que nous décrirons succinctement.

Toutes les puissances rapportées sont en fait des densités de puissance par millimètre de développement de grille, les transistors présentés ayant deux doigts de grille de 45  $\mu\text{m}$  de longueur, et n'offrant pas une puissance absolue très élevée.

#### IV.1. LE BANC DE PUISSANCE A CHARGE ACTIVE

L'avantage de cette méthode est de pouvoir adapter la sortie du transistor dans tous les cas, même pour les T.O.S. très élevés. L'adaptation en entrée se fait avec un adaptateur "double slugs" et celle de sortie est réalisée en injectant sur le drain un signal de même fréquence que celui appliqué en entrée, mais dont l'amplitude et la phase sont réglables. Le schéma du banc à charge active que nous avons utilisé est représenté sur la figure 39. L'adaptation est réalisée lorsque la différence entre les puissances relevées sur les wattmètres  $W_s$  et  $W_i$  est maximale. L'analyseur de réseau donne les informations nécessaires à la détermination de l'impédance de charge.

La calibration du banc s'effectue avec une cellule de référence qui présente un court-circuit dans le plan du transistor. Cet étalonnage représente la partie la plus délicate de l'utilisation [6] du banc et doit être effectuée très soigneusement.

Le générateur est réalisé avec une diode IMPATT, à la fréquence fixe de 15 GHz. Seuls les transistors de la série 250 ont été testés sur ce banc puisqu'ils présentent les meilleures caractéristiques des séries ayant une grille de 0,5  $\mu\text{m}$  de longueur, et que, par ailleurs, les transistors à grille plus courte ne sont pas stables à cette fréquence.

Nous présentons, figure 40, la courbe  $P_s = f(P_e)$  pour un composant de cette série. Sur les trois composants mesurés, nous avons obtenu des performances très semblables, nous donnons donc les résultats d'un unique composant.

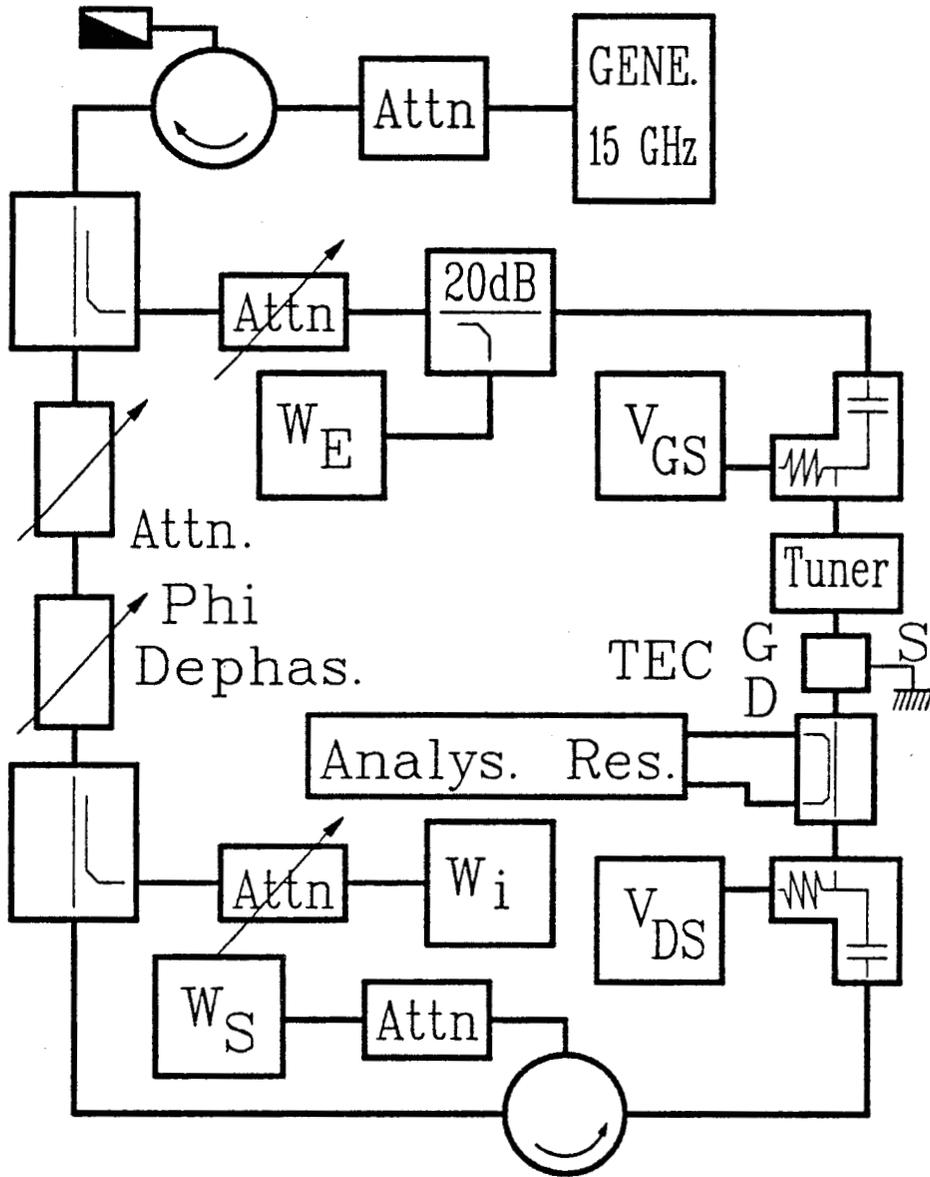


Figure 39 : Description du banc de puissance à charge active.

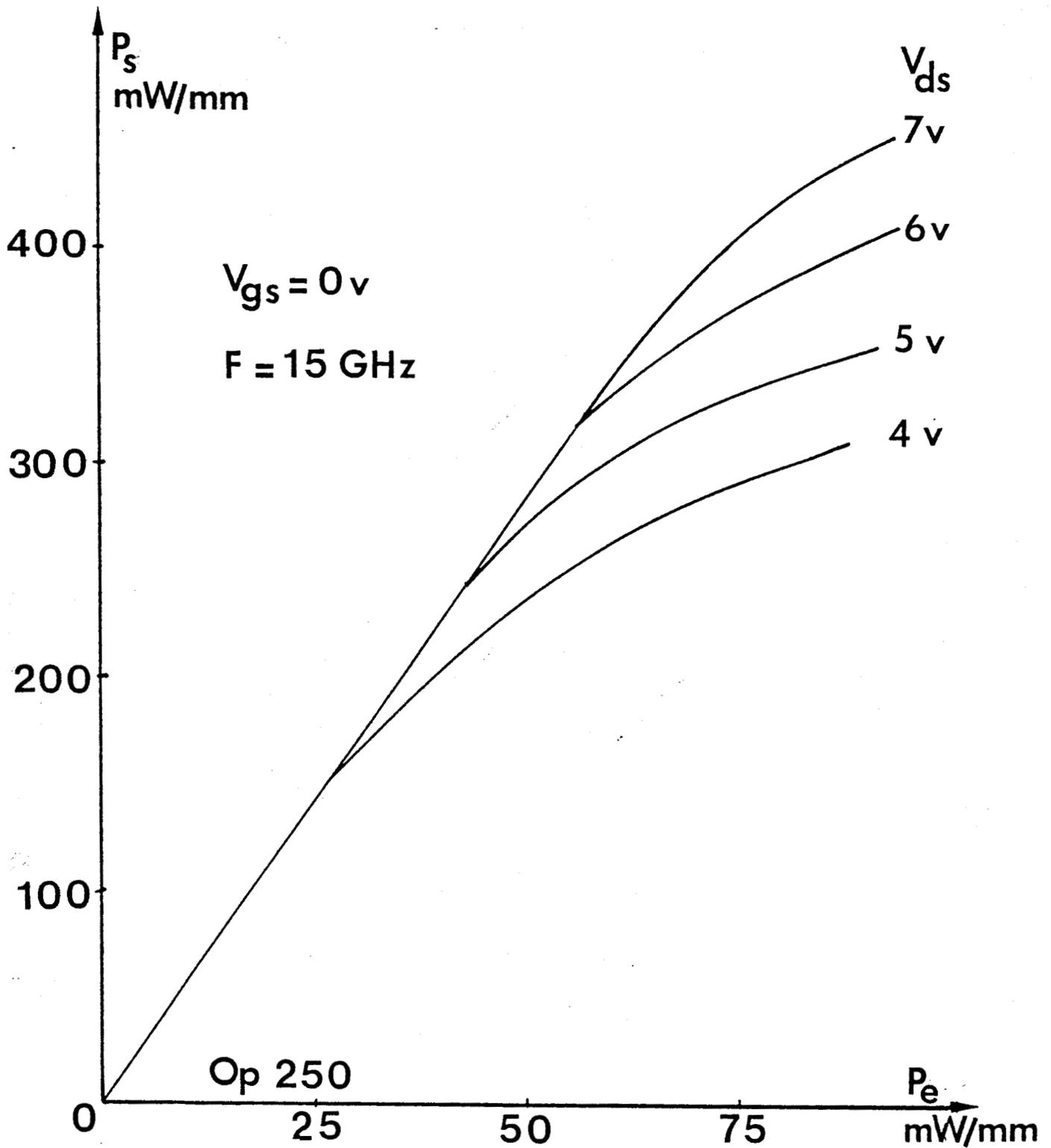
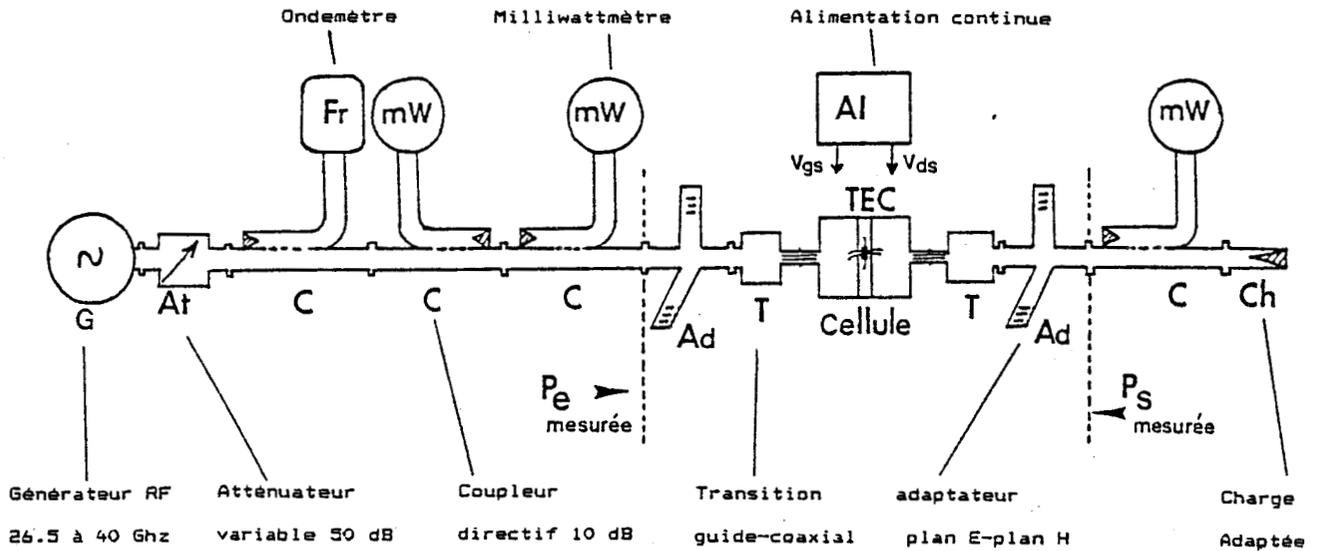


Figure 40 : Evolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée à 15 GHz pour un transistor de la série 250.



**Figure 41:** Description du banc de puissance classique utilisé dans la bande 26-40 GHz.

Les caractéristiques essentielles à retenir sont une densité de puissance d'environ 500 mW/mm à 1 dB de compression, avec un gain de 7,5 dB dans la partie linéaire. Le rendement drain est de 34 %, le rendement en puissance ajoutée de 26 %. L'analyse du faisceau de courbes en fonction de  $V_{ds}$  montre que les tensions drains optimales sont 6-7 volts, c'est-à-dire lorsque le fonctionnement du transistor est moins pénalisé par l'importante tension de déchet due aux résistances d'accès élevées.

Ces premiers résultats sont encourageants et montrent la possibilité du DMT de fonctionner en régime d'amplification de puissance, mais notre but est de connaître dans quelle mesure le DMT pourrait concurrencer le MESFET dans les applications de puissance dans la gamme du millimétrique. Pour cela, nous avons effectué des mesures à des fréquences supérieures, mais sur un banc de puissance classique. Ces mesures sont l'objet du prochain paragraphe.

#### IV.2. LE BANC DE PUISSANCE CLASSIQUE

Ce banc de mesure, mis au point par A. AMAIRI [7], est réalisé en structure guide d'onde et permet d'effectuer des mesures dans la bande 26-40 GHz. L'adaptation est réalisée par les 2 tuners et la cellule de mesure contient les circuits de polarisation du transistor (figure 41).

Nous avons choisi de tester un transistor de la série 260, série qui présente le double avantage d'une bonne montée en fréquence et de la meilleure linéarité. Le composant, monté dans sa cellule de mesure a d'abord été testé à l'analyseur de réseau dans la bande de fréquence 1 → 40 GHz, ce qui a permis d'obtenir la variation de son MAG en fonction de  $V_{gs}$  à différentes fréquences. Nous avons représenté ce MAG pour deux tensions  $V_{ds}$  de 4 et 6 volts (figures 42.a-b) et nous remarquons une invariance de ce gain avec  $V_{ds}$ .

Les premières mesures en puissance ont été effectuées à 28 GHz, et les résultats  $P_s = f(P_e)$  sont présentés sur la figure 43. Seules les caractéristiques à  $V_{ds}$  de 5 et 6 volts sont représentées, la polarisation à  $V_{ds} = 4$  volts ne permet pas d'obtenir un gain satisfaisant, due à la tension de déchet trop importante. Les mesures sont effectuées en prenant comme critère limite un courant grille de 100  $\mu$ A, afin de ne pas dégrader la Schottky et de préserver le transistor. Les

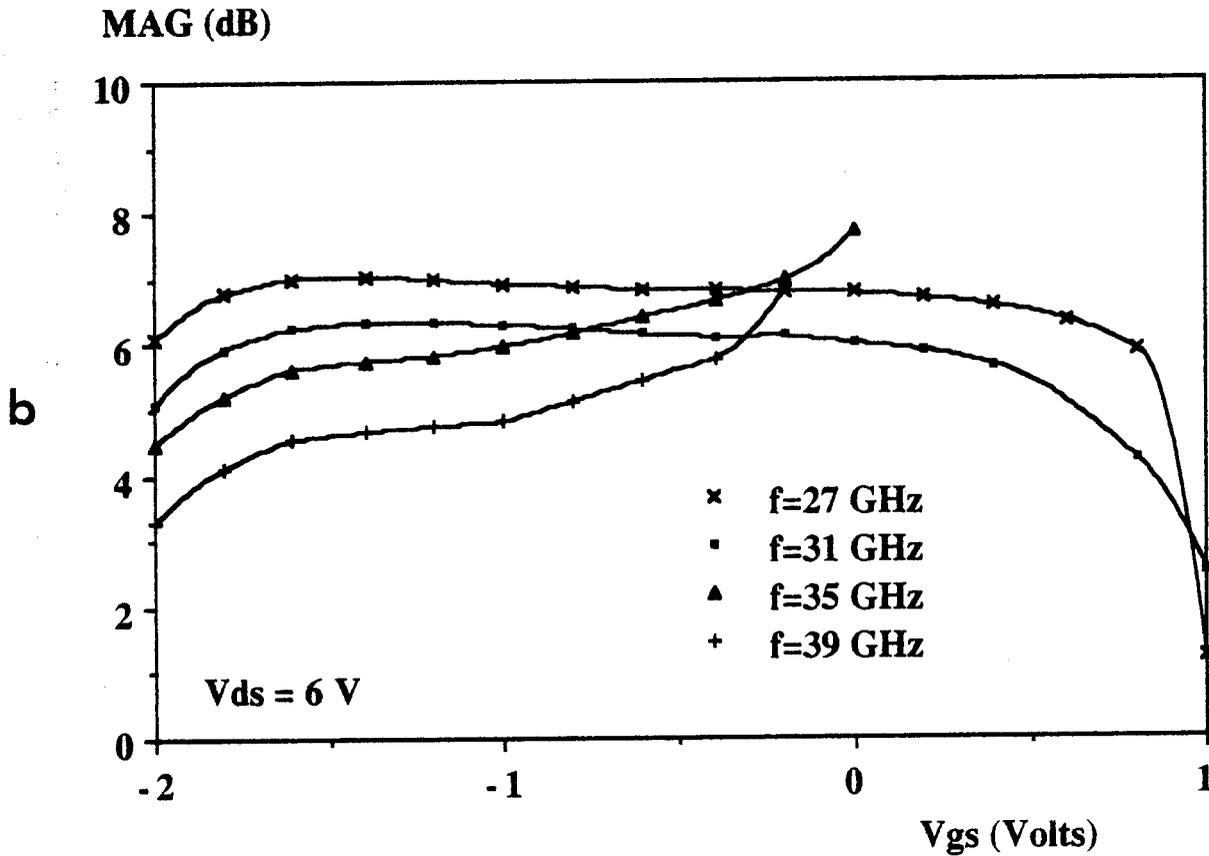
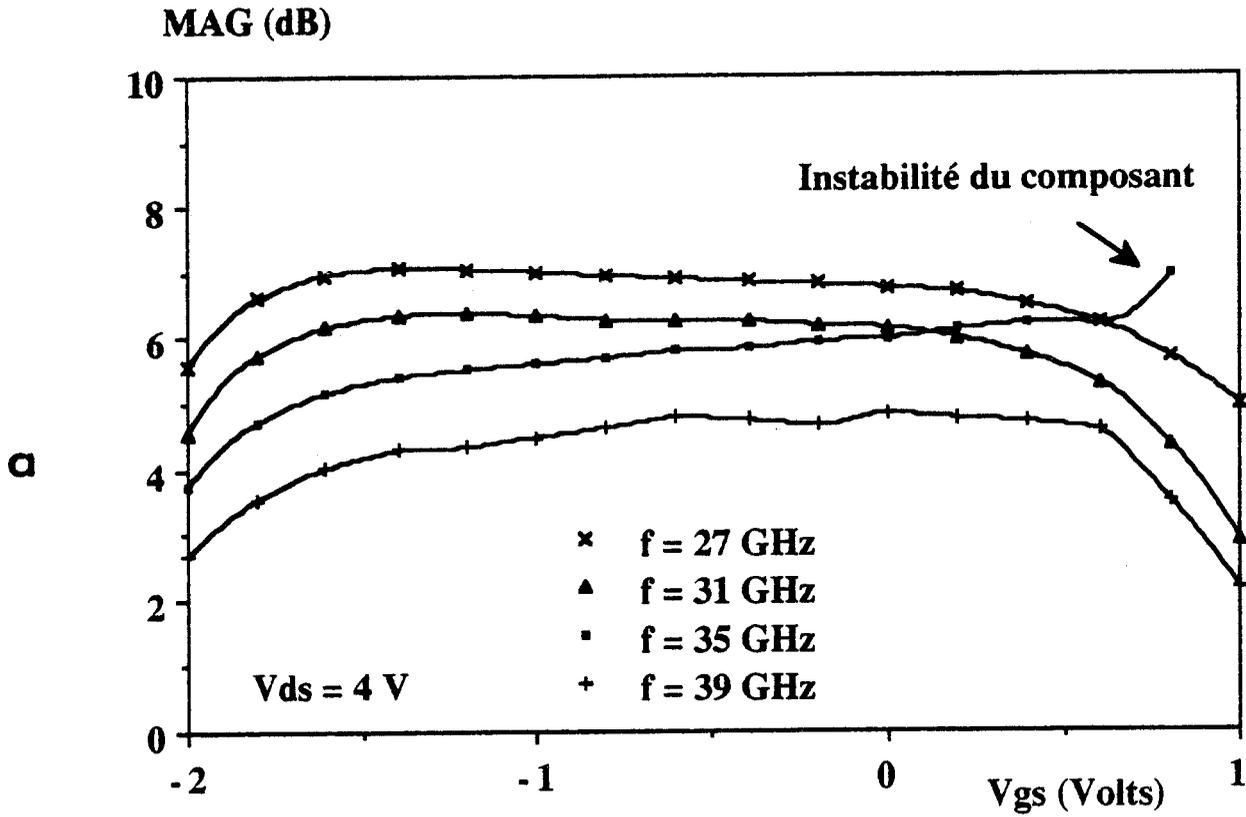


Figure 42 a-b: Evolution du MAG en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour un composant de la série 260 pour différentes fréquences, à  $V_{ds} = 4 \text{ V}$  (a) et  $V_{ds} = 6 \text{ V}$  (b).

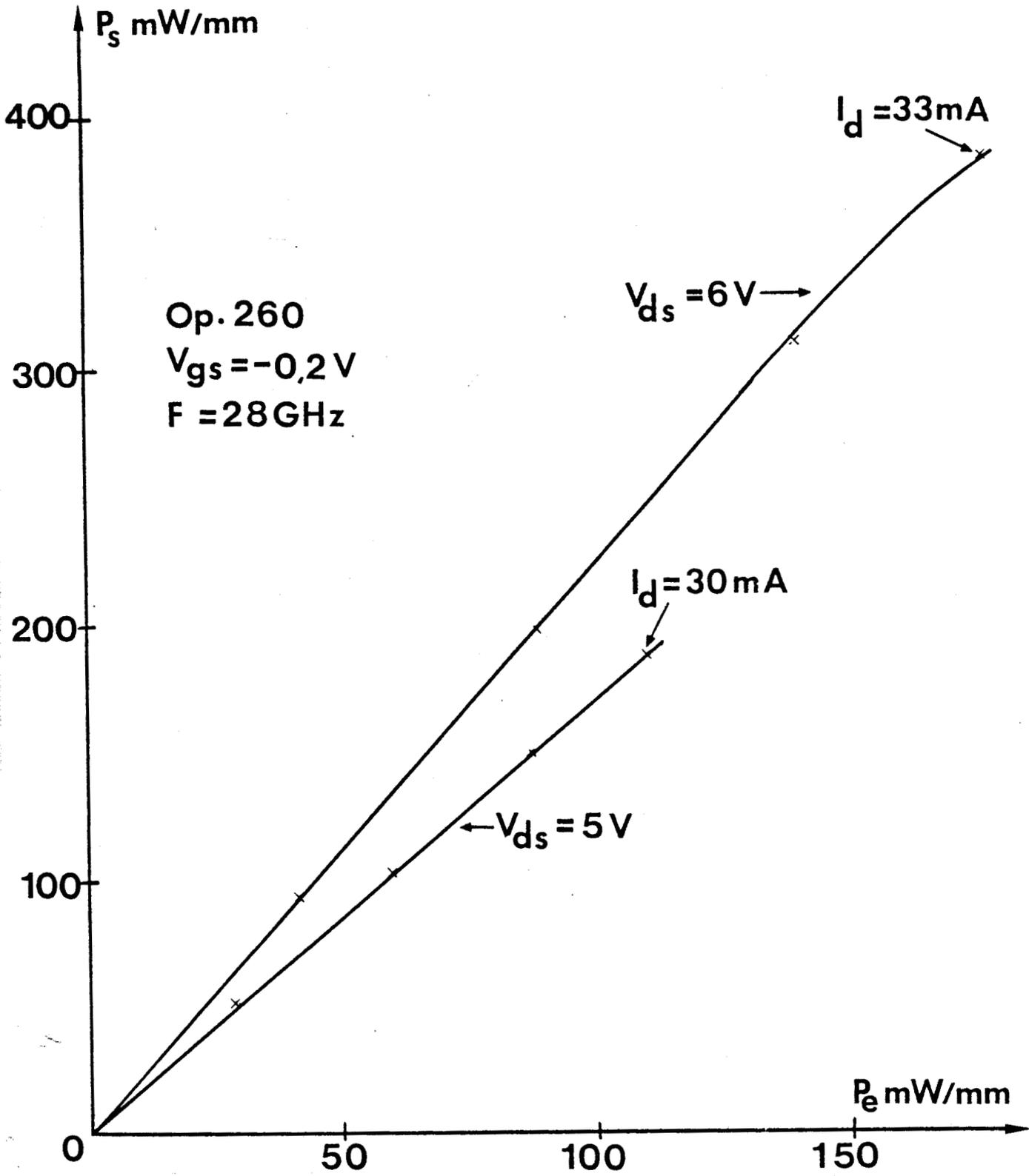


Figure 43 : Courbe  $P_s = f(P_e)$  à 28 GHz pour un composant de la série 260.

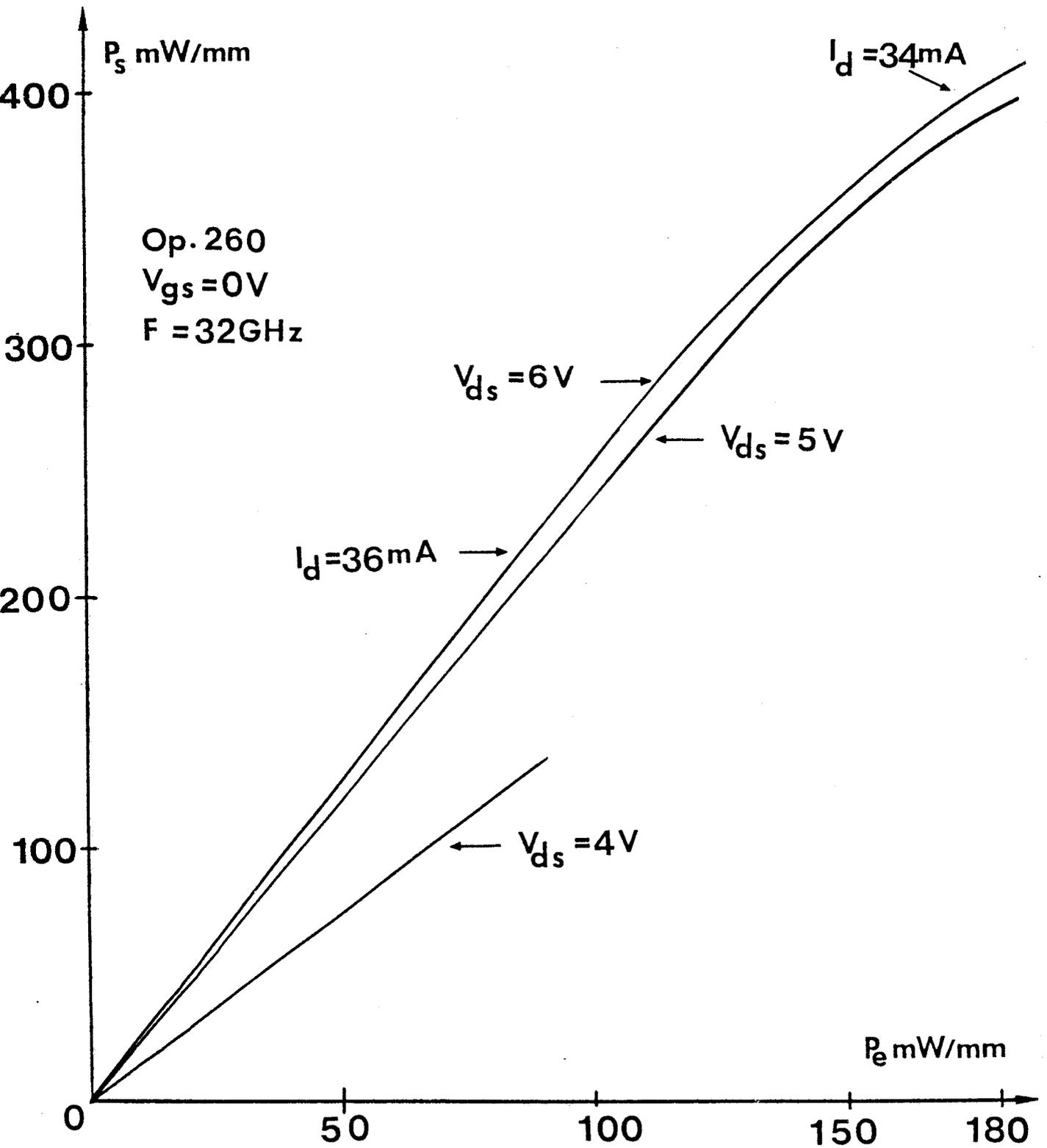


Figure 44 : Courbe  $P_s = f(P_e)$  à 32 GHz pour un composant de la série 260.

variations sont remarquablement linéaires ce qui prouve que la saturation se situe à un niveau supérieur à 400 mW/mm.

A cette densité de puissance de 400 mW/mm correspond un rendement drain de 17 % et un rendement en puissance ajoutée de 10 %. Il apparaît clairement que la tension de déchet pénalise fortement le composant puisque le gain passe de 2,3 dB à 3,4 dB lorsque  $V_{ds}$  augmente de 5 à 6 volts.

D'autres mesures ont été effectuées à 32 GHz (figure 44), et donnent des résultats proches des précédents : une densité de puissance de 370 mW/mm et un gain en régime linéaire de 3,5 dB, avec des rendements drain et en puissance ajoutée de 16 et 9 % respectivement.

## CONCLUSION

Nous avons au cours de cette étude mis en évidence un nombre important de points forts acquis au DMT. En premier lieu, une densité de courant élevée (700 mA/mm) avec la possibilité d'un fonctionnement en légère accumulation. En second lieu, une tension de claquage pouvant atteindre 12 à 15 volts. Par ailleurs, les mesures de caractérisation hyperfréquence ont montré une assez remarquable linéarité liée essentiellement à la présence de la couche d'AlGaAs non dopée et ont montré la possibilité, pour des composants non encore complètement satisfaisant, de présenter des gains de plus de 5 dB dans la bande 26-40 GHz, avec des densités de puissance avoisinant 400 mW/mm.

Un problème important reste cependant à résoudre pour obtenir des performances supérieures. En effet, la présence de résistances d'accès de valeurs élevées entraîne une tension de déchet importante pour l'excursion de  $V_{ds}$  et donc une perte de puissance en régime de forte amplification. La solution de ce problème devrait être trouvée dans l'utilisation d'une technologie où les contacts ohmiques seraient implantés. L'opération actuellement en cours, faisant appel aux possibilités d'implantation du CNET, apportera à bref délai une réponse définitive à ce sujet.

Néanmoins, les performances que nous avons d'ores et déjà obtenues sont très prometteuses et concurrentielles à l'égard des meilleures réalisations de MESFET's et TEGFET's multipuits publiées. Ainsi, KIM [8] a obtenu, avec un MESFET de 0,25  $\mu\text{m}$  de longueur de grille, 0,71 W/mm avec un gain de 5,2 dB et un rendement de 34 % à 35 GHz et SAUNIER [9] a présenté un TEGFET multipuits délivrant 0,6 W/mm avec un gain de 5,4 dB et un rendement de 30 % à 32,5 GHz.

Nous pensons, aux vues des résultats sans cesse améliorés lors de nos différentes réalisations technologiques et lorsque le problème de la résistance d'accès sera résolu, que les performances du DMT égaleront, voire dépasseront les meilleurs MESFET's et TEGFET's multipuits.

## REFERENCES

- [1] "Electron tunneling and contact resistance of metal-silicon contact barriers"  
A. YU  
Solid-State Electronics, Vol. 13, pp. 239-247, 1970.
  
- [2] "Ohmic contacts to III-V compound semiconductors : a review of fabrication techniques"  
A. PIOTROWSKA, A. GUIVARC'H, G. PELOUS  
Solid-State Electronics, Vol. 26, n° 3, pp. 179-197, 1983.
  
- [3] "Optimisation de la technologie du transistor à effet de champ AsGa"  
I. VALIN  
DEA, Lille, 1989.
  
- [4] "Caractérisation des transistors à effet de champ : mesure précise de la matrice de répartition et détermination directe du schéma équivalent"  
G. DAMBRINE  
Thèse de l'Université, Lille, 1989.
  
- [5] "An investigation of i-AlGaAs/n-GaAs doped channel MIS-Like FET's (DMT's). Properties and performance potentialities".  
H. HIDA, A. OKAMOTO, H. TOYOSHIMA, K. OHATA  
IEEE Trans. on Elec. Dev., Vol. ED-34, n° 7, July 1987.
  
- [6] "Modélisation et analyse physique du fonctionnement en amplification hyperfréquence du transistor à effet de champ à arséniure de gallium".  
G. HALKIAS  
Thèse de 3e cycle, Lille, 1985.
  
- [7] "Mesure de puissance des transistors à effet de champ dans la bande Ka : 26,5 - 40 GHz"  
A. AMAIRI  
DEA, Lille, 1988.

- [8] "GaAs Power MESFET with 41-percent power added efficiency at 35 GHz"  
B. KIM, M. WURTELE, H. SHIH, H. TSERNG  
IEEE Elect. Dev. Letters, Vol. 9, n° 2, February 1988.
- [9] "High efficiency millimeter wave GaAs/GaAlAs Power HEMT's"  
P. SAUNIER, J. LEE  
IEEE Elect. Dev. Letters, Vol. EDL-7, n° 9, September 1986.

## CHAPITRE V

# ETUDE PROSPECTIVE DU DMT A CANAL GaInAs.

## INTRODUCTION

Toute l'étude qui précède a montré que le DMT réalisé dans le système AlGaAs/GaAs présente des aspects prometteurs et des performances telles qu'il apparaît effectivement comme un concurrent du MESFET pour la puissance. En substituant au GaAs du GaInAs pour le canal du composant, il est a priori envisageable d'obtenir des avantages supplémentaires en raison de la supériorité des propriétés de transport de ce matériau.

Technologiquement, deux options sont possibles : la première est le DMT pseudomorphique basé sur le système AlGaAs/GaInAs/GaAs, la seconde est le DMT adapté en maille cristalline utilisant le système AlInAs/GaInAs sur substrat InP.

Nous allons dans ce chapitre, discuter des avantages et des problèmes que peuvent présenter ces deux technologies, en considérant les critères généraux du courant drain maximum, de la tenue en tension de claquage et des caractéristiques hyperfréquences. Mais, comme les données physiques sur l'ionisation dans les matériaux GaInAs et AlInAs sont actuellement très fragmentaires, nous envisageons essentiellement quelques aspects relatifs au courant et au comportement hyperfréquence. Ce chapitre constitue donc une toute première approche de la filiaire DMT utilisant le GaInAs dans le canal.

	$\mu_0$ cm <sup>2</sup> /V/s	$\Delta E_{FL}$ (en eV)	V <sub>pic</sub> 10 <sup>5</sup> cm/s
GaInAs	12 500	0,61	2,4
GaAs	7 500	0,33	2,1
InP	5 000	0,60	2,5

Tableau I : Propriétés des matériaux GaInAs, InP et GaAs

## I. LE MATERIAU GaInAs ET SON INTERET POUR LES STRUCTURES DMT

Le matériau GaInAs appartient à la famille des composés III-V  $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$  où le paramètre  $y$  vaut 1 et  $x$  variable selon l'application. Les propriétés physiques du matériau intrinsèque sont excellentes (Tableau I) pour le transport des porteurs, en particulier une mobilité de  $12\,500\text{ cm}^2/V/S$  contre  $7\,800$  pour le GaAs, et la différence de hauteur des bandes  $\Gamma$  et L de  $0,61\text{ eV}$  largement supérieure à celle du GaAs, permet aux électrons de rester plus longtemps en bande inférieure et donc de garder une excellente mobilité. Bien sûr, les propriétés du matériau changent à fort dopage, mais nous l'évoquons ci-dessous.

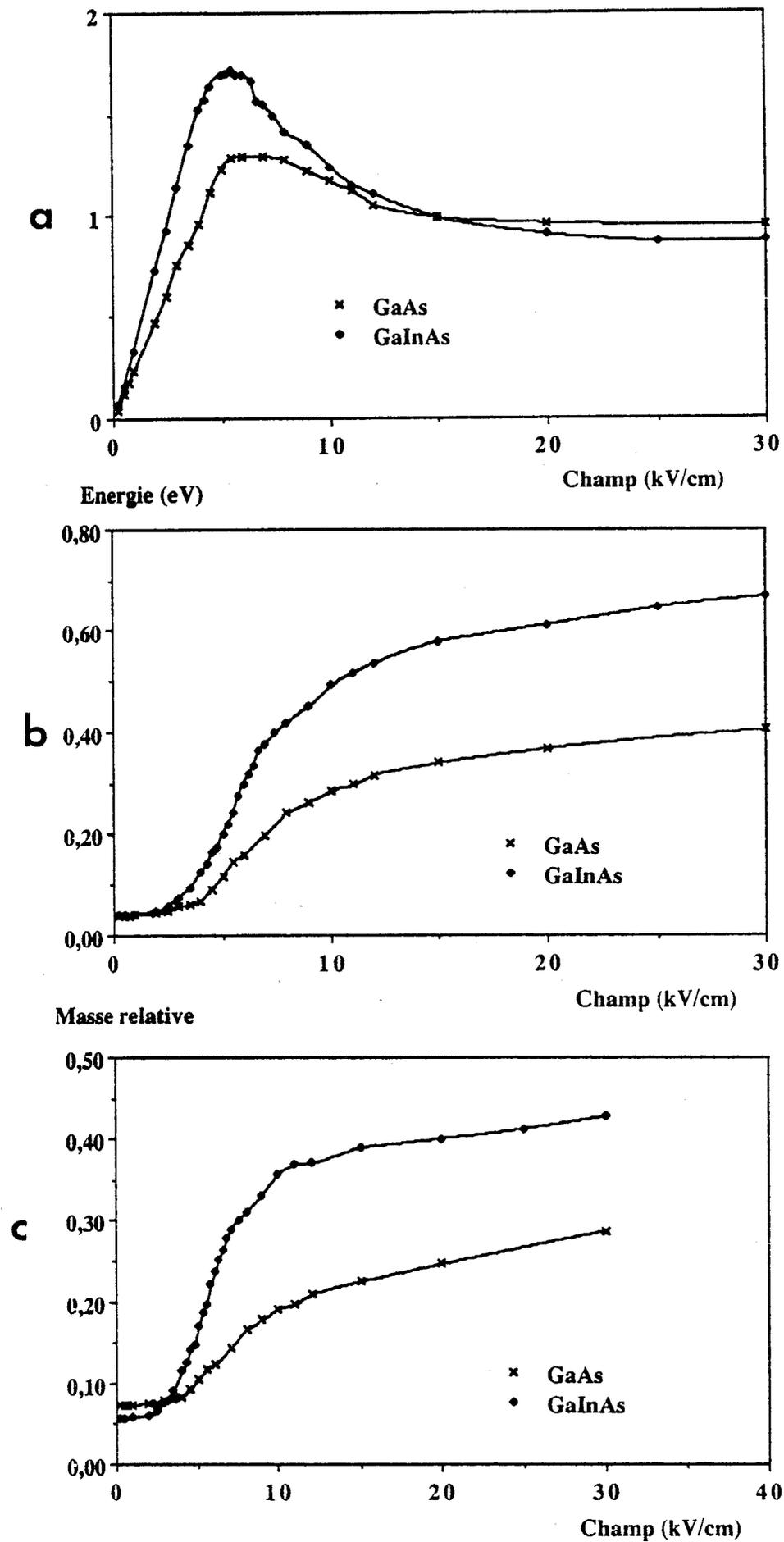
La principale difficulté d'utilisation du GaInAs réside dans la grandeur de son paramètre cristallin qui s'écarte de celui du GaAs lorsque le pourcentage d'Indium augmente. Ce phénomène implique donc une contrainte mécanique de la structure, et peut provoquer des dislocations.

Nous distinguons donc deux cas selon les épitaxies susceptibles d'être réalisées.

Si l'on suppose un substrat d'InP, la seule solution pour obtenir des paramètres cristallins identiques est de faire croître du GaInAs dont le taux d'Indium est de 0,53. Il est possible de se rapprocher du matériau InAs en augmentant encore le pourcentage d'Indium, mais l'on désadapte alors le système.

Nous disposons au laboratoire des paramètres physiques de ce matériau tirés des calculs Monté-Carlo de P. BOUREL, dans le cas des dopages élevés. Notons que ce type de programme ne prend pas en compte les effets de dégénérescence du matériau dus aux forts dopages ( $3 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ ). La figure 1.a-b-c met en évidence la supériorité des propriétés de transport du GaInAs vis à vis du GaAs. Les forts taux d'indium permettent une meilleure mobilité à champ faible ( $3\,500\text{ cm}^2/V/S$  contre  $1\,800$  pour le GaAs), et une vitesse pic plus élevée.

L'utilisation de cette épitaxie pour la réalisation de transistors de type DMT laisse donc entrevoir d'excellentes potentialités que nous détaillerons dans un prochain paragraphe. Ce système, à substrat InP, peut être largement utilisé en optoélectronique, ce qui le rend a priori encore plus attractif.



**Figure 1 :** Comparaison des variations de la vitesse (a), de l'énergie (b) et de la masse relative (c) en fonction du champ électrique pour le GaAs et le GaInAs ( $x = 0,53$ ) dopés à  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

La seconde épitaxie envisageable consiste à faire croître le GaInAs sur un buffer en GaAs. Pour ne pas trop écarter les paramètres cristallins des deux matériaux et réduire les effets de contrainte, il est nécessaire d'utiliser des taux réduits d'Indium. En fait, pour chaque pourcentage d'indium, il existe une épaisseur critique de couche à ne pas dépasser pour éviter les dislocations [2]. Actuellement, les pourcentages d'indium les plus élevés sont de l'ordre de 20 à 25 %, impliquant une épaisseur critique de 100 Å. Cette épaisseur de canal, dans une structure typique de DMT où l'on considère une longueur de grille de 0,5 µm, ne peut fournir qu'une densité de courant de 250 mA/mm d'après notre modélisation. Cette densité de courant est inférieure à celle obtenue avec le système AlGaAs/GaAs et nous impose de considérer des épitaxies où le canal peut être plus épais.

Pour obtenir une couche de GaInAs de 200 Å, il ne faut pas que le taux d'indium excède 0,15. Les propriétés en volume du matériau sont alors fort proches de celles du GaAs à dopage égal [1]. La différence fondamentale se situe au niveau de la valeur  $\Delta E_{cFL}$  puisque l'écart entre les deux vallées est de 0,33 eV pour le GaAs et de 0,40 eV pour le GaInAs.

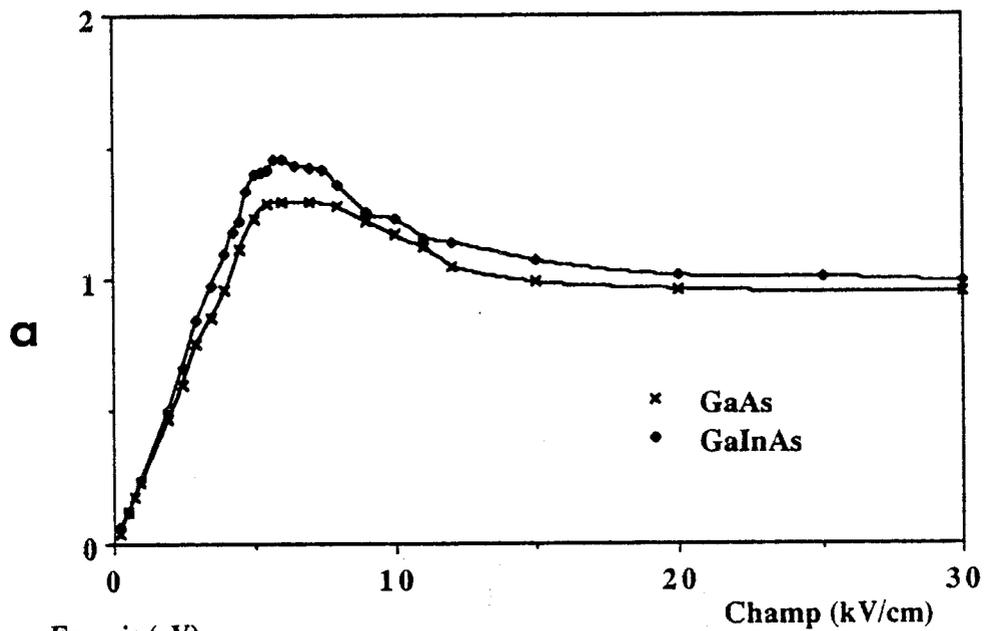
Les paragraphes suivants montrent quels sont les principaux avantages apportés par le matériau GaInAs dans l'élaboration d'un composant de puissance à canal très dopé et grille isolée, en envisageant les deux cas possibles : soit le système AlGaAs/GaAs sur substrat GaAs, soit le système AlInAs/GaInAs sur substrat d'InP.

## II. LE DMT PSEUDOMORPHIQUE AlGaAs/GaInAs/GaAs

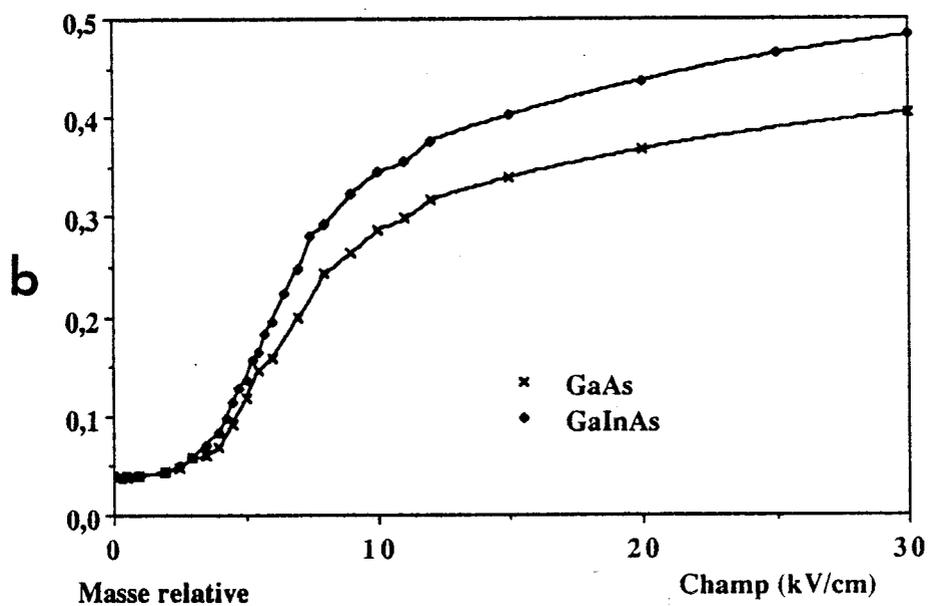
### II.1. COMPORTEMENT DYNAMIQUE

Nous allons, dans ce paragraphe, analyser les avantages que l'on peut obtenir en remplaçant, dans le DMT, le matériau GaAs fortement dopé par du GaInAs, avec un taux d'Indium de 0,15.

Les propriétés de transport dans le matériau GaInAs avec  $x = 0,15$  ne sont pas très éloignées de celles du GaAs, et les simulations Monte-Carlo permettent de chiffrer cet écart (figures 2.a-b-c). Nous remarquons une sensible augmentation de la mobilité à champ faible et de la vitesse pic, mais la principale



Energie (eV)



Masse relative

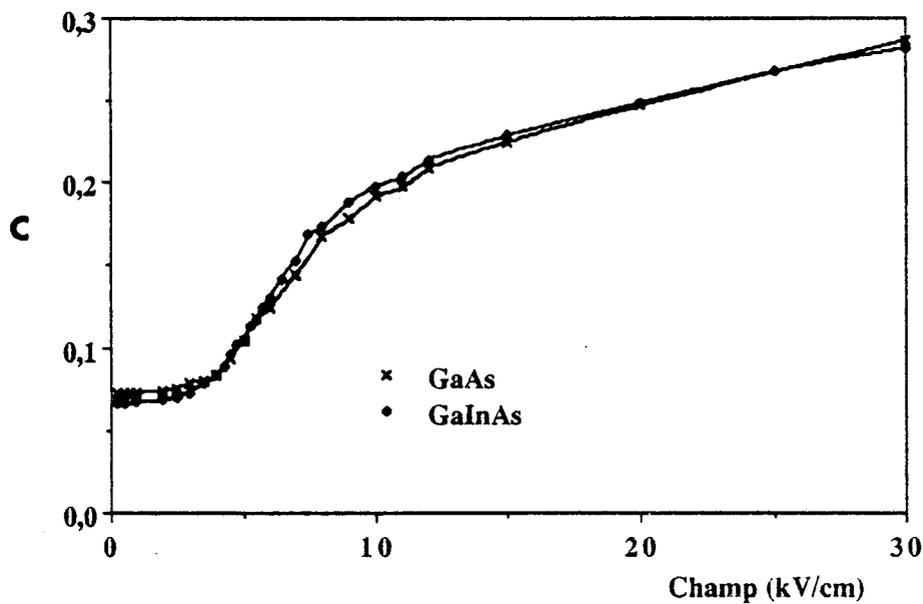


Figure 2 : Comparaison des variations de la vitesse (a), de l'énergie (b) et de la masse relative (c) en fonction du champ électrique pour le GaAs et le GaInAs ( $x = 0,15$ ) dopés à  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

différence réside dans l'allure de la variation de l'énergie en fonction du champ. L'écart énergétique entre les vallées  $\Gamma$  et L est plus important puisque l'on passe de 0,33 eV à 0,40 eV. Ceci signifie que les électrons resteront plus longtemps en vallée inférieure, donc garderont une meilleure mobilité.

Les caractéristiques des composants sont comparées pour les deux matériaux utilisés à partir de simulations sur une structure identique représentée figure 3. L'ensemble des résultats est reporté sur les figures 4a-f. Le courant est environ 5 % plus élevé pour la structure à canal GaInAs. Cet écart montre qu'à topologie identique, le matériau GaInAs offre de meilleures potentialités mais l'écart relatif est faible, corrélativement au taux d'indium faible.

L'analyse de l'ensemble des paramètres hyperfréquences confirme le faible écart entre les deux types de canaux, avec cependant, un léger avantage au matériau GaInAs qui permet une meilleure transconductance (360 mS/mm contre 333 mS/mm).

Il semble donc que les deux matériaux aient des propriétés de transport trop proches les unes des autres pour que l'on puisse attendre une nette supériorité du DMT AlGaAs/GaInAs. Par ailleurs, la contrainte mécanique entre GaAs et GaInAs est un inconvénient qui doit peser dans le choix du système de matériaux utilisé.

On retrouve ici des conclusions similaires à celles obtenues pour le TEGFET pseudomorphique AlGaAs/GaInAs vis à vis du TEGFET AlGaAs/GaAs à savoir que l'intérêt du système AlGaAs/GaInAs réside plus dans l'augmentation de la hauteur de barrière du puits de potentiel que dans l'amélioration des propriétés de transport. Pour 15 % d'indium, la hauteur de barrière  $\Delta E_c$  est de 0,4 V contre 0,3 V pour le système AlGaAs/GaAs. Cette barrière permet dans le cas du TEGFET une plus grande densité de porteurs dans le gaz. Elle doit autoriser, dans le cas du DMT, un meilleur fonctionnement en régime d'accumulation en retardant l'apparition du courant grille.

La supériorité du système AlGaAs/GaInAs est cependant acquise lorsqu'il est utilisé dans une structure à la frontière des filières TEGFET et DMT. Ainsi, le composant réalisé par KIM [3], utilisant un système où GaInAs et GaAs sont l'un et l'autre fortement dopés (figure 5) présente des performances

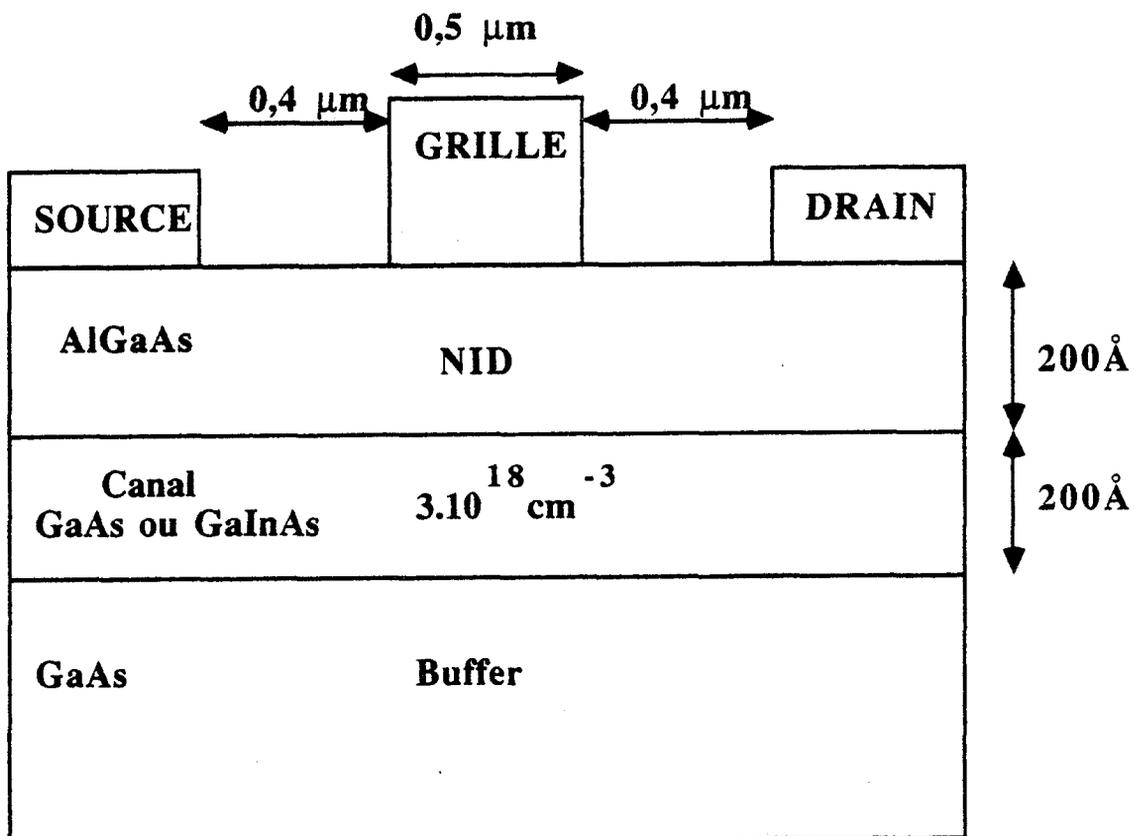
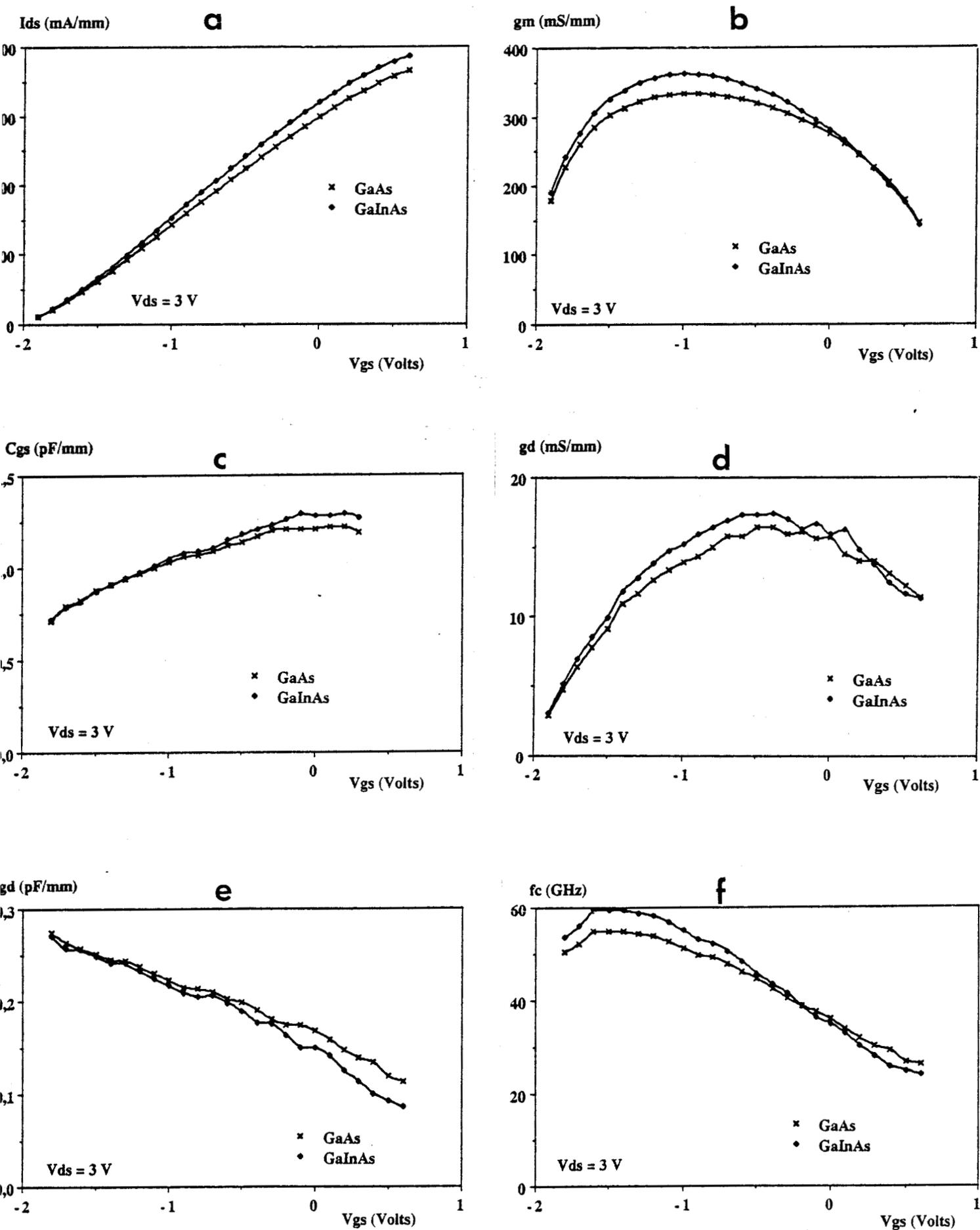


Figure 3 : Structure type de DMT modélisée.



**Figure 4(a-f):** Evolutions comparées du courant (a) et des paramètres hyperfréquences (b-f) pour le DMT à canal GaInAs et à canal GaAs.

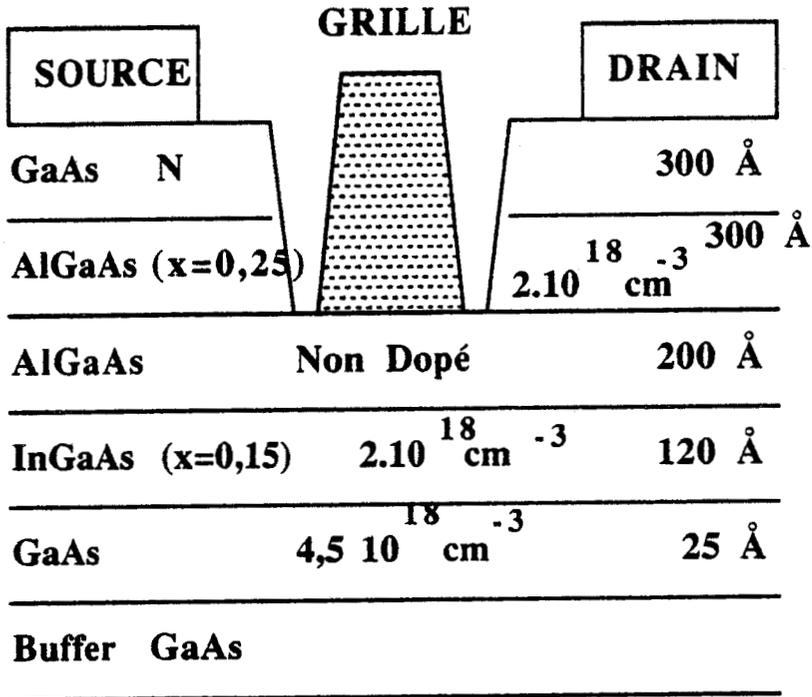


Figure 5 : Structure réalisée par KIM [3] à la frontière des filières TEGFET et DMT.

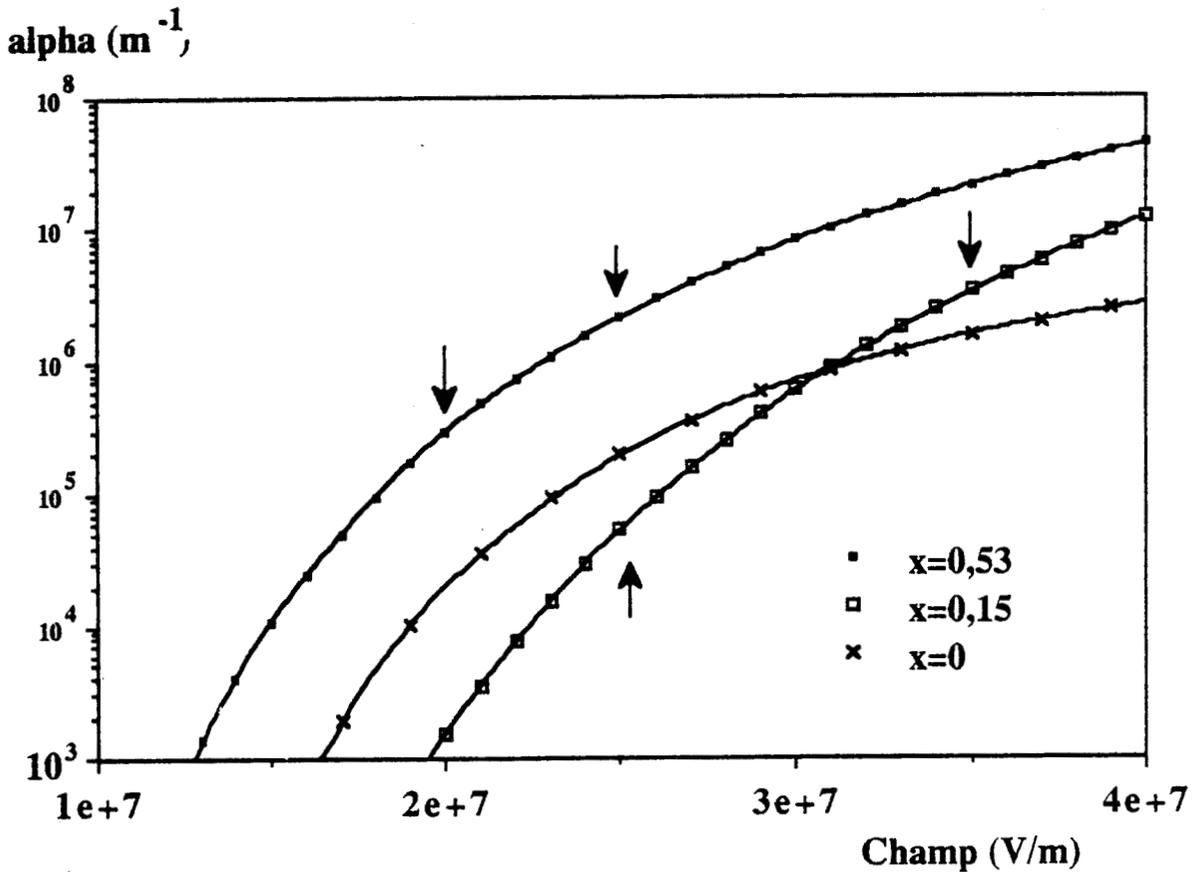


Figure 6 : Evolution des coefficients d'ionisation pour le GaAs, le GaInAs (x = 0,15) et le GaInAs (x = 0,53).

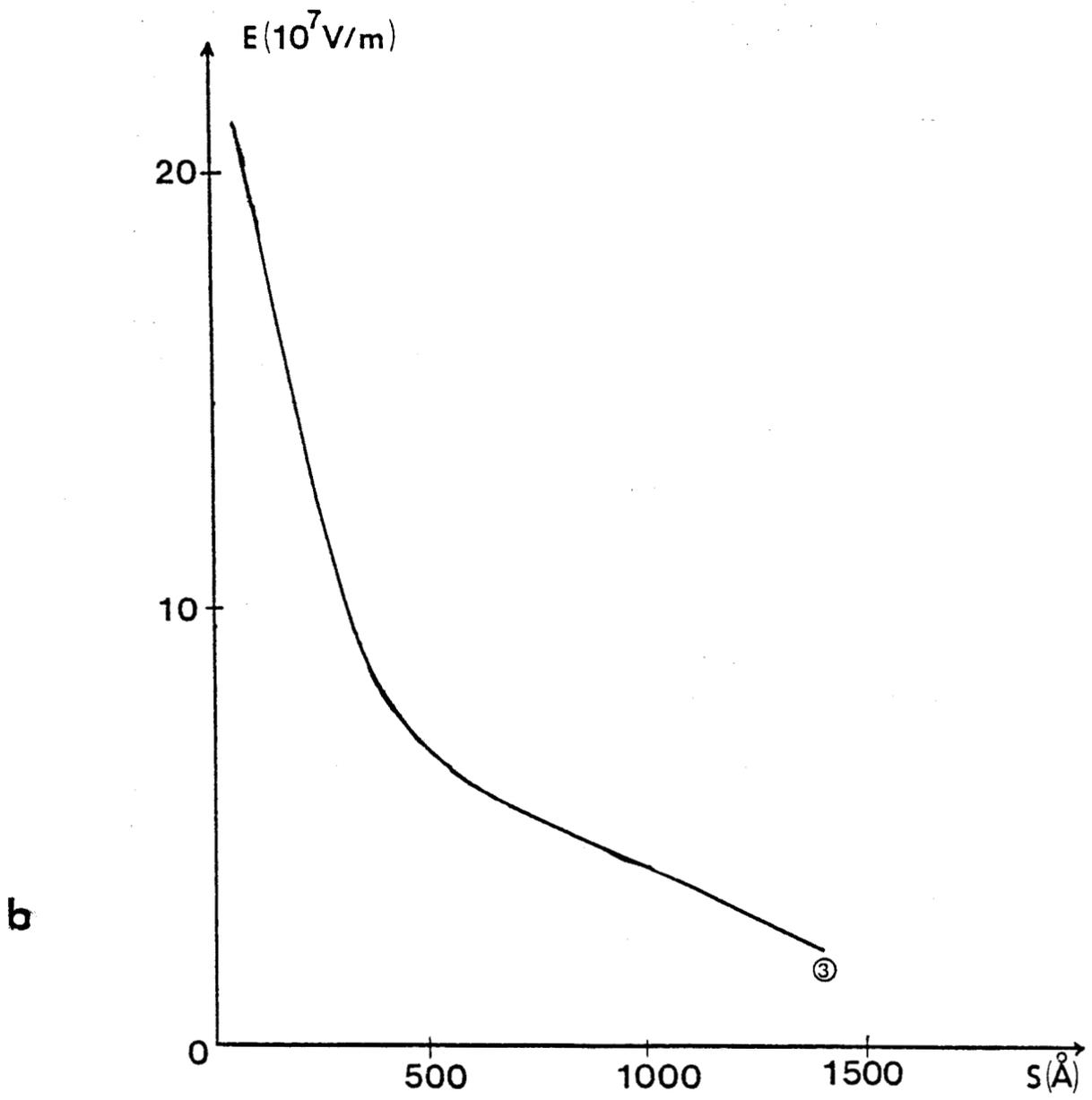
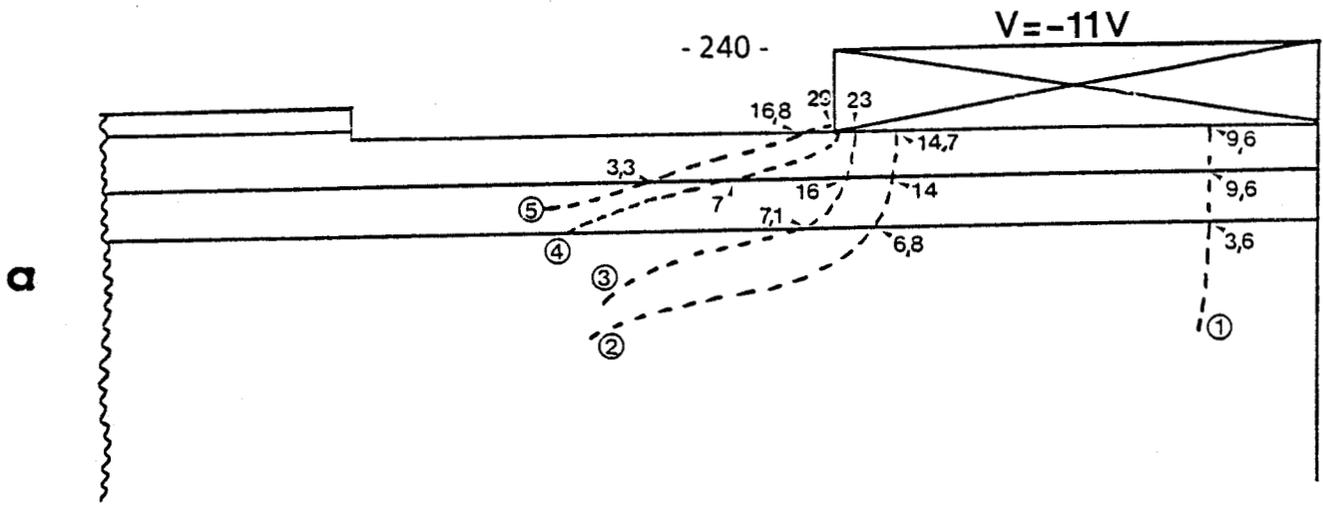
excellentes avec une densité de courant de 700 mA/mm et une transconductance de 480 mS/mm. Cette structure délivre 0,76 W/mm avec 3,6 dB de gain et 19 % de rendement à 60 GHz pour 0,25  $\mu\text{m}$  de longueur de grille.

### III.2. SENSIBILITE A LA TENUE AU CLAQUAGE DU DMT AlGaAs/GaInAs

Une étude de l'influence du matériau GaInAs sur la tension de claquage n'a pu être menée dans des conditions satisfaisantes puisque, à notre connaissance, les seuls travaux sur la détermination des coefficients d'ionisation sont basés sur des mesures d'ionisation à des champs relativement faibles [4] [5].

Les expressions tirées de ces mesures conduisent aux évolutions fonction du champ électrique représentées figure 6. On y constate qu'à l'augmentation du taux d'indium correspond une augmentation de l'ionisation, que l'on peut corrélérer à la diminution de la bande interdite. Il est clair que la zone de champ électrique très restreinte où ont été pratiquées ces mesures rend incertaine l'extrapolation des expressions obtenues au cas des champs très élevés tels qu'on les rencontre dans les transistors à effet de champ au voisinage du coin de grille côté drain. Ainsi, pour un champ électrique de  $15 \cdot 10^7$  V/m, valeur courante dans la pratique, la quantité  $\int \alpha(E) \cdot dS$  serait égale à 17 pour une longueur de 10 Å dans le calcul.

En fait, le calcul du terme  $\int \alpha(E) \cdot dS$  ne comprend qu'une partie relativement faible dans le canal. Ainsi, pour une structure typique de DMT AlGaAs/GaAs, sur la ligne de champ pour laquelle a lieu le claquage (figure 7.a-b), les contributions à l'intégrale d'ionisation des trois parties AlGaAs, canal GaAs et buffer GaAs sont respectivement de 23, 27 et 50 %. Il en résulte que même si le GaInAs ionise plus que le GaAs, sa contribution relativement à l'intégrale d'ionisation ne devrait pas diminuer de manière très sensible la valeur de la tension de claquage. C'est ce qui semble être effectivement montré dans le cas de la structure de KIM pour laquelle une tension de claquage de 12 V a été obtenue. Or, cette valeur est typiquement celle que nous avons établie théoriquement avec notre programme (chapitre II) dans le cas d'une structure de DMT avec 200 Å d'AlGaAs et 200 Å de GaAs de couche active.



**Figure 7 (a-b):** Structure typique de DMT avec la ligne de champ où le claquage a lieu (a), et évolution du champ en fonction de l'abscisse curviligne pour cette ligne de champ (b).

### III. LE DMT AlInAs/GaInAs/InP

Nous conservons, pour cette étude, la même topologie de structure que celle étudiée au paragraphe II, mais en supposant un buffer en InP ou en AlInAs, et un taux d'indium de 0,53 pour obtenir l'adaptation cristalline. Les deux matériaux sont en théorie envisageables, mais seul le buffer InAlAs est utilisé puisque l'InP, avec un nombre de défauts trop important, ne donne pas satisfaction.

A ce système correspond une barrière Schottky de 0,7 V contre 1,1 V pour une barrière AlGaAs-métal, et une hauteur de barrière de l'hétérojonction AlInAs/GaInAs de 0,52 V.

Ce système présente de meilleurs paramètres de transport dans le matériau et la possibilité d'améliorer encore le régime d'accumulation grâce à la quantité  $\Delta E_c$  de l'hétérojonction. La présence du buffer en AlInAs impose une nouvelle barrière canal-buffer qui limite les effets d'injection et donne la forme d'un puits.

Nous reportons, dans le tableau ci-dessous, le courant maximum et les valeurs maximales des principaux paramètres hyperfréquences obtenus par notre modélisation pour le système AlInAs/GaInAs/AlInAs et leur comparaison aux deux autres systèmes étudiés.

	$I_{dss}$ mA/mm	$g_m$ mS/mm	$g_d$ mS/mm	$C_{gd}$ mS/mm	$C_{gs}$ mS/mm	$f_{cmax}$ GHz
AlInAs/GaInAs/ AlInAs	1280	600	19	0,268	1,83	86
AlGaAs/GaInAs	800	362	17,4	0,271	1,29	60
AlGaAs/GaAs	760	333	16,4	0,274	1,22	55

Le système AlInAs/GaInAs apparaît donc comme celui qui présente potentiellement les meilleures caractéristiques avec un courant très élevé et une transconductance presque doublée par rapport aux DMT des deux autres systèmes. Le fait que le courant soit très élevé peut poser un délicat problème

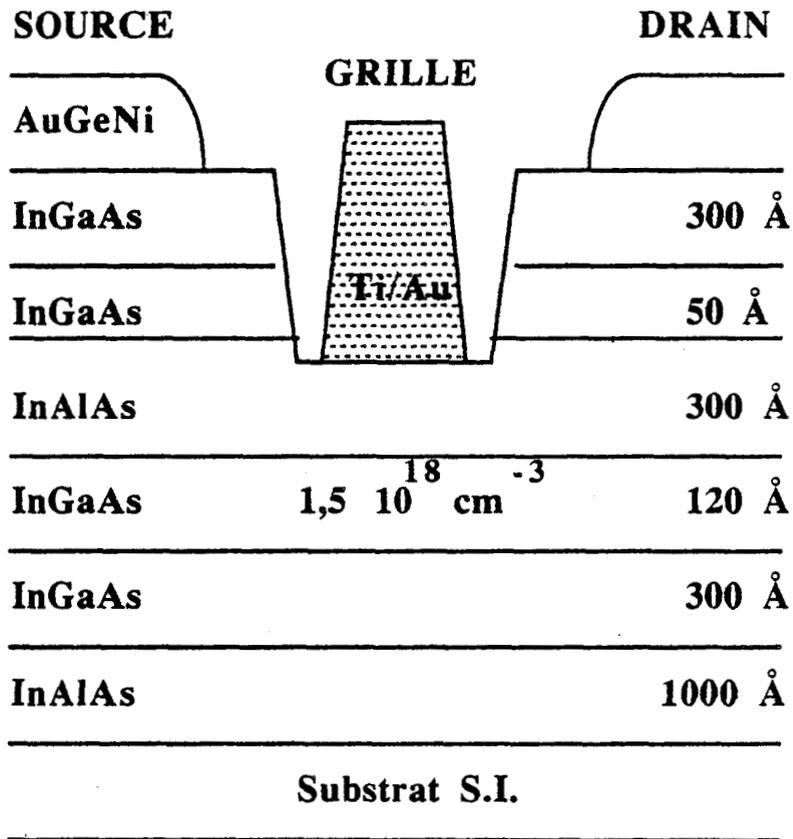


Figure 8 : DMT AlInAs/GaInAs sur InP réalisé par DEL ALAMO [6].

thermique. Toutefois, la présence d'un substrat InP dont la conductivité thermique est supérieure à celle du GaAs constitue un élément favorable à l'évacuation thermique et devrait résoudre en grande partie ce problème.

Cependant, il n'a pas encore donné lieu, à notre connaissance, à des réalisations très poussées. A ce jour, un seul exemple existe, réalisé par DEL ALAMO [6], avec un canal constitué de 120 Å de GaInAs dopé à  $1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , sous une couche de 150 Å d'AlInAs et surmontant un buffer GaInAs/AlInAs (figure 8). La grille, en titane-or a une longueur de 1,5 µm. La densité de courant obtenue est alors de 240 mA/mm associée à une transconductance de 285 mS/mm. Ces résultats peuvent paraître modestes, ils sont pourtant très honorables au regard des valeurs des paramètres utilisés.

Nous ne pouvons pas, actuellement, donner des indications quantitatives théoriques sur la tension de claquage dans ces structures puisque nous ne disposons pas des expressions des coefficients d'ionisation dans l'AlInAs et que ceux du GaInAs sont, comme nous l'avons vu, très approximatifs. Cependant, le matériau InAlAs possède une hauteur de bande interdite de 1,45 eV contre 0,8 eV pour le GaInAs à 53 % d'indium. Si l'on suit la loi selon laquelle un matériau ionise d'autant plus que sa hauteur de bande interdite est faible, il apparaît donc que le DMT AlInAs/GaInAs devrait pouvoir supporter des tensions du même ordre de grandeur que le DMT AlGaAs/GaAs.

## CONCLUSION

Nous avons mis en évidence l'intérêt du matériau GaInAs par rapport au GaAs pour réaliser le canal du DMT. Comme on pouvait s'y attendre, la supériorité en courant et en montée en fréquence est d'autant plus nette que le taux d'indium est important. De ce point de vue, le système AlInAs/GaInAs sur substrat InP semble le plus prometteur.

L'aspect tenue en tension n'a pu être traité systématiquement par manque d'informations sur l'ionisation dans les matériaux GaInAs et AlInAs et demande à être approfondi ultérieurement. Actuellement, une certaine circonspection doit être conservée à cet égard et quelques réserves doivent être faites quant à l'étendue réelle de la supériorité en puissance de la filière GaInAs sur la filière GaAs.

Les réalisations les plus performantes publiées à ce jour dans la littérature ne sont pas encore clairement démonstratives de la supériorité de la filière GaInAs dans la configuration purement DMT car elles reposent sur des structures hybrides mi-TEGFET, mi-DMT, en combinant les avantages des deux types de composants. Il n'en demeure pas moins qu'une sérieuse étude dans ce domaine présente suffisamment d'intérêt potentiel pour être poursuivie.

## REFERENCES

- [1] "Electron transport properties of strained  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ "  
J.L. THOBEL, L. BAUDRY, A. CAPPY, P. BOUREL, R. FAUQUEMBERGUE  
Appl. Phys. Lett. 56 (4), 22 January 1990.
- [2] "Band structure and charge control studies of n-and-p-type pseudomorphic modulation-doped field effect transistor"  
M. JAFFE, J. SINGH  
J. Appl. Phys. 65(1), 1 January 1989.
- [3] "AlGaAs/InGaAs/GaAs quantum-well power MISFET at millimeter wave frequencies"  
B. KIM, R. MATYI, M. WURTELE, H. TSERNG  
IEEE Electron Device Letters, Vol. 9, n° 11, November 1988.
- [4] "Impact ionization coefficients for electrons and holes in  $\text{In}_{0,14}\text{Ga}_{0,86}\text{As}$ "  
T. PEARSALL, R. NAHORY, M. POLLACK  
Appl. Phys. Lett., Vol. 27, n° 6, September 1975.
- [5] "Impact ionization rates for electrons and holes in  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ "  
T. PEARSALL  
Appl. Phys. Lett. 36 (3), 1 February 1980.
- [6] "A recessed-Gate  $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{n} + \text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,48}\text{As}$  MIS-type FET"  
J. DEL ALAMO, T. MIZUTANI  
IEEE Trans. on electron devices, Vol. 36, n° 4, April 1989.

## CONCLUSION

A partir d'une étude alternant approches théoriques et approches expérimentales, nous nous sommes efforcés de mettre en évidence, par rapport aux autres composants à effet de champ, l'originalité du DMT et ses potentialités pour l'amplification de puissance microonde en gamme millimétrique.

La première modélisation portant sur le claquage a mis en évidence l'intérêt du DMT de pouvoir combiner simultanément les forts dopages de couche active avec une tenue en tension relativement élevée, dépassant 10 volts dans tous les cas de figure. L'étude de sensibilité aux paramètres de l'épitaxie a montré que l'on ne peut pas obtenir d'amélioration très marquée de la tension de claquage en diminuant le dopage de la couche active ou en augmentant l'épaisseur de la couche pseudo-isolante. De même, le claquage a toujours lieu sous la grille et non dans l'espace grille-recess.

La seconde modélisation, de type hydrodynamique et pseudo-bidimensionnel nous a permis de traiter l'optimisation du composant, en étudiant son courant drain et les paramètres du schéma équivalent. Les principaux enseignements tirés de cette modélisation sont la possibilité de disposer à la fois d'un courant drain élevé, d'une bonne transconductance, et d'une fréquence de coupure du gain en courant très élevée. Par ailleurs, l'étude du comportement de paramètres microondes en fonction de la tension grille a mis en évidence une linéarité assez remarquable qui place le DMT en excellente position pour fonctionner en régime d'amplification de puissance.

La possibilité de mettre à profit la barrière de l'hétérojonction GaAs/AlGaAs pour avoir un fonctionnement en régime d'accumulation et augmenter ainsi le courant drain maximum a été analysée. Les limites de ce fonctionnement, imposées par l'apparition du courant grille, ont été estimées à une tension grille-source de l'ordre de + 1,5 V, correspondant à un surplus de courant drain assez modeste (de l'ordre de 10 %), montrant ainsi que si la couche non intentionnellement dopée d'AlGaAs est bénéfique pour la tension de claquage, elle ne remplace pas, à l'égard du courant grille, un véritable isolant.

Pour aborder la partie expérimentale, nous avons réalisé six opérations technologiques. Leur caractérisation complète en fonctionnements

statiques et hyperfréquences a mis en évidence des performances tout à fait intéressantes, avec en particulier un courant drain de l'ordre de 700 mA/mm et une fréquence de coupure du gain en puissance de plus de 60 GHz. La bonne linéarité des composants a été confirmée. La tenue en tension a toujours été mesurée supérieure à 10 volts, corroborant les prévisions de la modélisation du claquage.

L'ensemble de ces caractéristiques est apparu suffisamment favorable pour autoriser des essais en puissance, dans la bande 26-40 GHz où une puissance de sortie de 400 mW/mm avec un gain substantiel a été obtenue. Il importe cependant de remarquer que ces performances auraient sans doute pu être encore meilleures si les composants avaient présenté des résistances d'accès moins élevées. En effet, malgré la progression constante de la technologie, au cours de nos six réalisations de composants, il n'a pas été possible de descendre la valeur de la résistance de source en dessous de 1,4  $\Omega$ .mm. Ce problème constitue actuellement pour le DMT une limitation importante qui devrait pouvoir trouver une solution avec l'utilisation de la technique d'implantation des contacts ohmiques.

Il s'avère donc que le DMT se positionne comme un composant de choix pour l'amplification de puissance hyperfréquence et notamment dans la bande 26-40 GHz. Nous avons, à ce stade de l'étude atteint les performances des meilleures réalisations de MESFET et TEGFET multipuits de la filière AlGaAs/GaAs. Il apparaît donc que, lorsque le problème des contacts ohmiques sera résolu, le DMT dépassera probablement les performances de ces composants.

Enfin, comme l'a montrée notre étude prospective du dernier chapitre, le passage aux filières de matériaux basées autour de GaInAs devrait permettre d'obtenir des performances plus élevées qu'avec la filière AlGaAs/GaAs dans la mesure où les meilleures propriétés de transport électronique, et par conséquent les potentialités supérieures en courant et en montée en fréquence, ne sont pas contre balancées par une moins bonne tenue au claquage. Compte tenu du manque de données sur les propriétés d'ionisation de ces matériaux, il ne nous a pas été permis d'apporter dans ce travail une réponse nette à cette question. L'investigation des filières basées sur GaInAs constitue donc un domaine de développement ultérieur du DMT probablement intéressant, mais nécessitant encore de nombreuses études d'approfondissement.

# ANNEXES

## ANNEXE DU CHAPITRE II

### Passage de ① à ③

L'équation:  $\text{div } \vec{D} = \text{div } \epsilon \vec{E} = \rho$

s'écrit:  $\frac{\partial(\epsilon E)}{\partial x} + \frac{\partial(\epsilon E)}{\partial y} = \rho$  dans un système à deux dimensions.

comme  $\epsilon$  est constant, on a:  $\frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial E}{\partial y} = \rho/\epsilon$

D'autre part, on a  $\vec{E} = -\text{grad } V$ ,

d'où  $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = -\rho/\epsilon$

### Passage de ② à ④

L'équation:  $J = -qn \mu_n \vec{\text{grad}} V + q D_n \vec{\text{grad}} n = 0$

s'écrit:  $\vec{\text{grad}} V = \frac{D_n}{\mu_n} \frac{\vec{\text{grad}} n}{n} = \frac{kT}{q} \frac{\vec{\text{grad}} n}{n}$

soit, en intégrant:  $V = \frac{kT}{q} \text{Log } n + K$

Pour déterminer K, on se place en fonctionnement normal, où le potentiel est nul après la zone désertée, la densité de porteurs libres est alors égale à  $N_d$ , dopage de la couche active.

donc  $V = \frac{kT}{q} \text{Log } n - \frac{kT}{q} \text{Log } N_d$

soit  $n = N_d \exp \frac{qV}{kT}$

Passage de ⑥ à ⑧

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = -\frac{q N_i}{\epsilon(x,y)} - \frac{1}{\epsilon(x,y)} \left\{ \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \frac{\partial V}{\partial y} \right\}$$

en posant

$$X = \frac{x}{d_d \times R}$$

$$R^2 = -2 V_0$$

$$\phi = \frac{q}{kT} \cdot \frac{V}{V_0}$$

$$Y = \frac{y}{d_d \times R}$$

$$d_d = \sqrt{\frac{\epsilon kT}{q^2 N_d}}$$

on a :

$$\frac{\partial^2 (\phi kT V_0 / q)}{\partial (d_d^2 R^2 X^2)} + \frac{\partial^2 (\phi kT V_0 / q)}{\partial (d_d^2 R^2 Y^2)} =$$

$$-\frac{q N_i}{\epsilon(x,y)} - \frac{1}{\epsilon(x,y)} \left\{ \frac{\partial \epsilon}{\partial (d_d R X)} \times \frac{\partial (\phi kT V_0 / q)}{\partial (d_d R X)} + \frac{\partial \epsilon}{\partial (d_d R Y)} \times \frac{\partial (\phi kT V_0 / q)}{\partial (d_d R Y)} \right\}$$

En posant :

$$\frac{-q^2 N_i d_d^2 R^2}{\epsilon(x,y) kT V_0} = \frac{2 N_i \epsilon}{N_d \times \epsilon(x,y)} = 2 \cdot \beta(x,y)$$

L'équation devient :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial Y^2} = 2 \beta(x,y) - \frac{1}{\epsilon(x,y)} \left\{ \frac{\partial \epsilon}{\partial X} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial X} + \frac{\partial \epsilon}{\partial Y} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial Y} \right\}$$

Discrétisation de l'équation dans le semi-conducteur

Cette équation est de la forme :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 2 \left( \alpha(x, y) - \exp V \cdot V_0 \right)$$

En appliquant un développement de Taylor au 2nd ordre, on peut écrire :

$$V(x_0 + h_1, y_0) = V(x_0, y_0) + h_1 \frac{\partial V}{\partial x_0} + \frac{h_1^2}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial x_0^2}$$

$$V(x_0 - h_2, y_0) = V(x_0, y_0) - h_2 \frac{\partial V}{\partial x_0} + \frac{h_2^2}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial x_0^2}$$

$$V(x_0, y_0 + h_1) = V(x_0, y_0) + h_1 \frac{\partial V}{\partial y_0} + \frac{h_1^2}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial y_0^2}$$

$$V(x_0, y_0 - h_2) = V(x_0, y_0) - h_2 \frac{\partial V}{\partial y_0} + \frac{h_2^2}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial y_0^2}$$

Ce système peut s'écrire :

$$\frac{1}{h_1(h_1+h_2)} \left\{ V(x_0+h_1, y_0) - V(x_0, y_0) - h_1 \frac{\partial V}{\partial x_0} \right\} = \frac{h_1}{2(h_1+h_2)} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial x_0^2}$$

$$\frac{1}{h_2(h_1+h_2)} \left\{ V(x_0-h_2, y_0) - V(x_0, y_0) + h_2 \frac{\partial V}{\partial x_0} \right\} = \frac{h_2}{2(h_1+h_2)} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial x_0^2}$$

$$\frac{1}{h_1(h_1+h_2)} \left\{ V(x_0, y_0+h_1) - V(x_0, y_0) - h_1 \frac{\partial V}{\partial y_0} \right\} = \frac{h_1}{2(h_1+h_2)} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial y_0^2}$$

$$\frac{1}{h_2(h_1+h_2)} \left\{ V(x_0, y_0-h_2) - V(x_0, y_0) + h_2 \frac{\partial V}{\partial y_0} \right\} = \frac{h_2}{2(h_1+h_2)} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial y_0^2}$$

En additionnant et en arrangeant les termes, on obtient :

$$V(x_0, y_0) = \frac{h_1 h_2 \times h_1 h_2}{h_1 h_2 + h_1 h_2} \left\{ \frac{1}{h_1 + h_2} \frac{h_2 V_0(x_0 + h_1, y_0) - h_1 V_0(x_0 - h_2, y_0)}{h_1 h_2} \right. \\ + \frac{1}{h_1 + h_2} \frac{h_2 V_0(x_0, y_0 + h_1) - h_1 V_0(x_0, y_0 - h_2)}{h_1 h_2} \\ \left. - \alpha(x_0, y_0) + \exp(V(x, y) V_0) \right\}$$

soit en discrétisant :

$$V(i, j) = (h_i h_{i-1} \times h_j h_{j-1}) \left\{ \frac{h_j h_{j-1}}{h_i + h_{i-1}} (h_{i-1} V(i+1, j) - h_i V(i-1, j)) \right. \\ + \frac{h_i h_{i-1}}{h_j h_{j-1}} (h_{j-1} V(i, j+1) - h_j V(i, j-1)) \\ \left. - \alpha(i, j) + \exp V(i, j) V_0 \right\}$$

Discrétisation de l'équation dans l'isolant :

Cette équation est de la forme :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial V}{\partial x} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial V}{\partial y} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = 2\beta$$

où  $V$ ,  $\varepsilon$  et  $\beta$  sont fonction des coordonnées  $x$  et  $y$ .

En posant : 
$$\frac{\partial V(x_0, y_0)}{\partial x} = \frac{V(x_0 + h_1, y_0) - V(x_0 - h_2, y_0)}{h_1 + h_2}$$

$$\frac{\partial V(x_0, y_0)}{\partial y} = \frac{V(x_0, y_0 + k_1) - V(x_0, y_0 - k_2)}{k_1 + k_2}$$

$$\frac{\partial \varepsilon(x_0, y_0)}{\partial x} = \frac{\varepsilon(x_0 + h_1, y_0) - \varepsilon(x_0 - h_2, y_0)}{h_1 + h_2}$$

$$\frac{\partial \varepsilon(x_0, y_0)}{\partial y} = \frac{\varepsilon(x_0, y_0 + k_1) - \varepsilon(x_0, y_0 - k_2)}{k_1 + k_2}$$

et en utilisant les résultats précédents, on obtient :

$$\begin{aligned} & \frac{2}{h_1 + h_2} \left\{ \frac{V(x_0 + h_1, y_0) - V(x_0 - h_2, y_0)}{h_1} \right\} + \frac{2}{k_1 + k_2} \left\{ \frac{V(x_0, y_0 + k_1) - V(x_0, y_0 - k_2)}{k_2} \right\} \\ & - 2 \frac{k_1 k_2 + h_1 h_2}{h_1 h_2 k_1 k_2} V(x_0, y_0) \\ & + \frac{1}{\varepsilon(x_0, y_0)} \left\{ \frac{1}{(h_1 + h_2)^2} (V(x_0 + h_1, y_0) - V(x_0 - h_2, y_0)) (\varepsilon(x_0 + h_1, y_0) - \varepsilon(x_0 - h_2, y_0)) \right\} \\ & + \frac{1}{\varepsilon(x_0, y_0)} \left\{ \frac{1}{(k_1 + k_2)^2} (V(x_0, y_0 + k_1) - V(x_0, y_0 - k_2)) (\varepsilon(x_0, y_0 + k_1) - \varepsilon(x_0, y_0 - k_2)) \right\} \\ & = 2 \beta(x_0, y_0) \end{aligned}$$

posons

$$V'(x_0) = V(x_0 + h_1, y_0) - V(x_0 - h_2, y_0)$$

$$V'(y_0) = V(x_0, y_0 + h_1) - V(x_0, y_0 - h_2)$$

$$E'(x_0) = E(x_0 + h_1, y_0) - E(x_0 - h_2, y_0)$$

$$E'(y_0) = E(x_0, y_0 + h_1) - E(x_0, y_0 - h_2)$$

L'équation s'écrit alors :

$$V(x_0, y_0) = \frac{h_1 h_2 h_1 h_2}{2(h_1 h_2 + h_1 h_2)} \frac{2}{h_1 + h_2} \frac{1}{h_1 h_2} (h_2 V(x_0 + h_1, y_0) - h_1 V(x_0 - h_2, y_0))$$

$$+ \frac{h_1 h_2 h_1 h_2}{2(h_1 h_2 + h_1 h_2)} \frac{2}{h_1 + h_2} \frac{1}{h_1 h_2} (h_2 V(x_0, y_0 + h_1) - h_1 V(x_0, y_0 - h_2))$$

$$+ \frac{h_1 h_2 h_1 h_2}{2(h_1 h_2 + h_1 h_2)} \frac{1}{E(x_0, y_0)} \frac{1}{(h_1 h_2)^2} (V'(x_0) \times E'(x_0))$$

$$+ \frac{h_1 h_2 h_1 h_2}{2(h_1 h_2 + h_1 h_2)} \frac{1}{E(x_0, y_0)} \frac{1}{(h_1 + h_2)^2} (V'(y_0) \times E'(y_0))$$

$$- \frac{2 h_1 h_2 h_1 h_2}{h_1 h_2 + h_1 h_2} \beta(x_0, y_0)$$

Soit, en discrétisant :

$$V(i, j) = \frac{1}{h_i h_{i-1} + h_j h_{j-1}} \left\{ \frac{h_j h_{j-1}}{h_i + h_{i-1}} (h_{i-1} V(i+1, j) - h_i V(i-1, j)) \right.$$

$$+ \frac{h_i h_{i-1}}{h_j + h_{j-1}} (h_{j-1} V(i, j+1) - h_j V(i, j-1))$$

$$+ \frac{h_i h_{i-1} h_j h_{j-1}}{2 E(i, j) (h_i + h_{i-1})^2} ((V(i+1, j) - V(i, j)) (E(i+1, j) - E(i-1, j)))$$

$$+ \frac{h_j h_{j-1} h_i h_{i-1}}{2 E(i, j) (h_j + h_{j-1})^2} ((V(i, j+1) - V(i, j-1)) (E(i, j+1) - E(i, j-1)))$$

$$\left. - h_i h_{i-1} h_j h_{j-1} \beta(i, j) \right\}$$

posons

$$a_p = \frac{1}{h_i h_{i-1} + k_j k_{j-1}}$$

$$b_1 = \frac{k_j k_{j-1}}{h_i + h_{i-1}}$$

$$c_1 = h_i h_{i-1} k_j k_{j-1}$$

$$b_2 = \frac{h_i h_{i-1}}{k_j + k_{j-1}}$$

le potentiel s'écrit :

$$\begin{aligned}
 V(i,j) = a_p \left\{ & b_1 (h_{i-1} V(i+1,j) - h_i V(i-1,j)) + b_2 (k_{j-1} V(i,j+1) - k_j V(i,j-1)) \right. \\
 & + b_1 \left( (\varepsilon(i+1,j) - \varepsilon(i-1,j)) (V(i+1,j) - V(i-1,j)) \right) \times \frac{1}{\varepsilon(i,j)} \times \frac{h_i h_{i-1}}{2(h_i + h_{i-1})} \\
 & + b_2 \left( (\varepsilon(i,j+1) - \varepsilon(i,j-1)) (V(i,j+1) - V(i,j-1)) \right) \times \frac{1}{\varepsilon(i,j)} \times \frac{k_j k_{j-1}}{2(k_j + k_{j-1})} \\
 & \left. - c_1 \beta(i,j) \right\}
 \end{aligned}$$

## ANNEXE DU CHAPITRE IV

Nous détaillons ici les principaux aspects de la réalisation des DMT qui ont été élaborés au C.H.S.

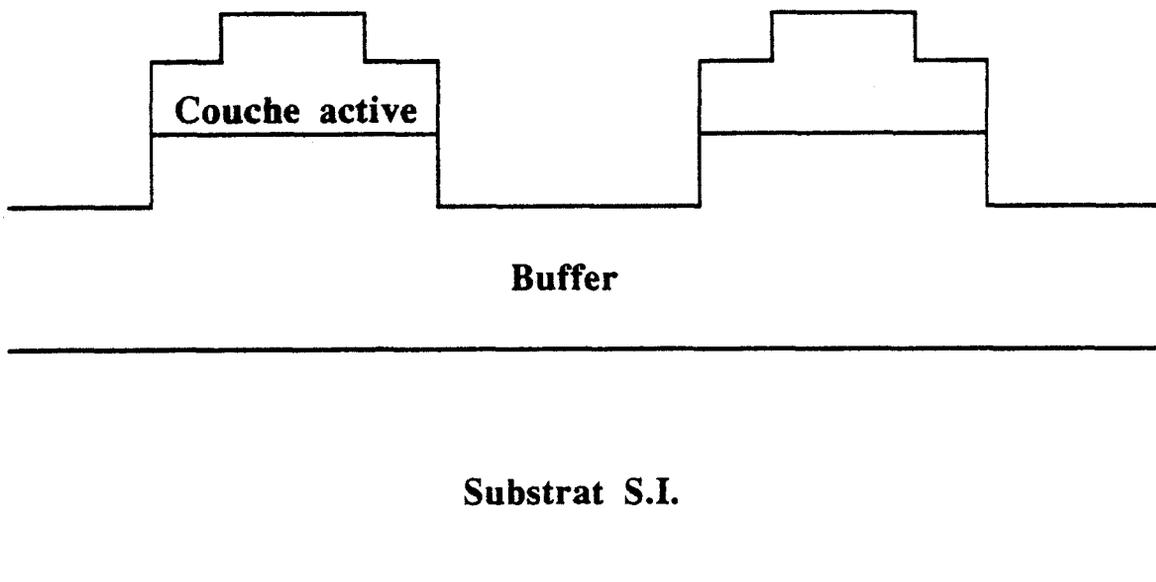
### NETTOYAGE DE LA PLAQUETTE

La plaquette est trempée dans une solution d'acétone et d'alcool pour être nettoyée en surface.

### REALISATION DES MESAS

Le principe du MESA est nécessaire pour isoler électriquement les composants. Pour cela, la plaquette est attaquée chimiquement, excepté aux endroits où seront réalisés les transistors. La partie non attaquée est protégée par une résine positive (résine 1 400-27), c'est-à-dire que la zone insolée est dissoute dans le révélateur. La solution chimique utilisée contient de l'ammoniaque ( $\text{NH}_4\text{OH}$ ), du peroxyde d'hydrogène ( $\text{H}_2\text{O}_2$ ) et de l'eau ( $\text{H}_2\text{O}$ ).

Lorsque la profondeur d'attaque à obtenir est trop importante, le méso est réalisé par un double masquage, et prend la forme ci-dessous :



Le second masquage délimite une hauteur beaucoup moins importante pour éviter les coupures de métallisation de la descente de grille.

## DEPOT DE METALLISATION

Lorsque des opérations au masqueur électronique sont envisagées, il est nécessaire de prévoir des repères sur la plaquette. Ces repères sont des plots métalliques de 4  $\mu\text{m}$  de côté, et de 2 000 Å d'épaisseur d'or. Il n'y a pas de recuit après ce dépôt pour conserver un bel aspect à ces marques.

## LE CONTACT OHMIQUE

Dans le cas d'un masquage optique, les opérations de dépôt de résine, insolation et révélation sont identiques à l'opération du MESA.

Le masquage électronique nécessite une résine sensible aux électrons (PMMA : polyméthyl métacrylate)

L'épaisseur déposée est alors de 4 200 Å (contre 1,5  $\mu\text{m}$  dans l'autre cas) et un recuit est nécessaire (170° pendant 30 minutes). A la révélation, la partie de la résine bombardée par les électrons est dissoute. La plaquette est alors déposée dans le bâti, dont le vide est supérieur à  $10^{-8}$  Torr, et subit une désoxydation par etching (un plasma d'Argon vient bombarder la couche superficielle d'oxyde qui a pu se former). Le dépôt de matériau qui fait suite comporte les couches suivantes :

20 Å de Nickel  
1 500 Å d'AuGe  
524 Å de Nickel.

La phase suivante est le lift-off, opération qui consiste à tremper la plaquette dans de l'acétone pour dissoudre la résine et ainsi décoller le dépôt de métallisation sur la résine. Ce décollement peut être facilité par une activation aux ultrasons. Un recuit à 400°C pendant 40 secondes dans un four "Heatpulse" est nécessaire pour diffuser le contact ohmique dans la structure.

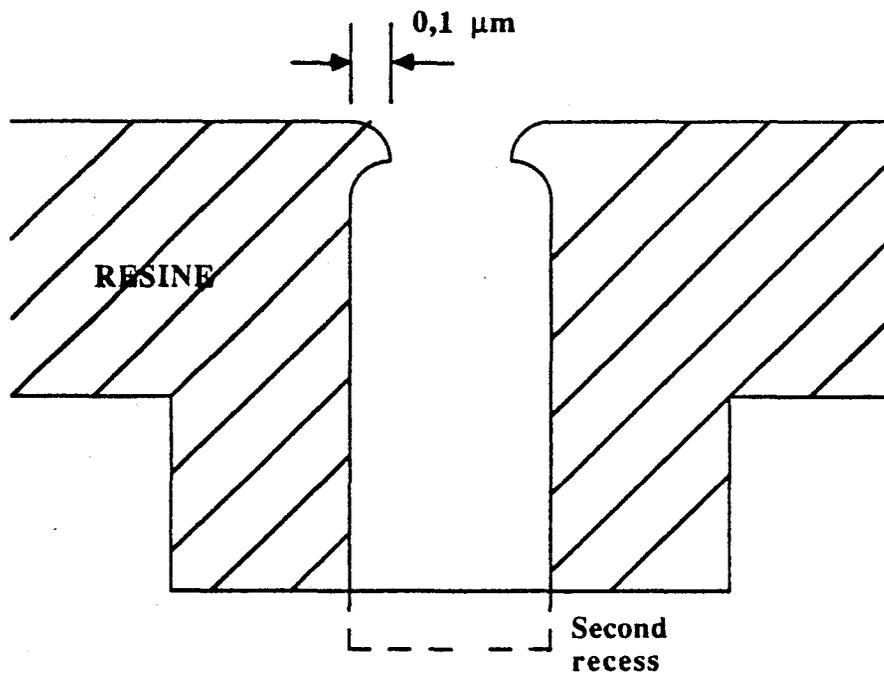
## OPERATION DE CREUSEMENT OU RECESS

L'opération de recess de la structure est effectuée par une attaque chimique identique à celle utilisée pour le MESA. La vitesse d'attaque est estimée à 1 200 Å/minute, mais c'est la valeur du courant qui sera le seul moyen de contrôle.

## OPERATION DE DEPOT DE GRILLE

Nous détaillons l'opération de dépôt d'une grille "classique" et la méthode d'élaboration de grille dite en "T" ou "Y" sera expliquée plus loin dans cette annexe.

Après le dépôt de résine, la zone de grille est délimitée au masqueur (optique ou électronique selon la longueur de grille désirée). La révélation de la grille dessine un profil en forme de "casquette" et un second recess peut être envisagé.



Le dépôt de grille peut alors s'effectuer. Le profil en casquette de la résine limite la largeur de la grille et évite, dans le cas d'un second recess, que la paroi latérale de la grille ne colle au semiconducteur. La composition de la grille est :

Titane : 400 Å

Platine : 250 Å

Or : 3150 Å

Après l'opération de lift-off, un recuit de grille est effectué pendant 20 minutes à 300°C pour fixer la grille sur la structure.

## DEPOT DE DIELECTRIQUE

La passivation du transistor permet de protéger celui-ci de son environnement (la grille surtout). Les diélectriques utilisés sont le polyimide déposé à la tournette ou le nitrure déposé par plasma.

L'épaisseur de nitrure est de 2 000 Å, alors que celle du polyimide est de 4 600 Å.

## GRAVURE DU DIELECTRIQUE

La gravure du nitrure est effectuée par un plasma de tétrafluorure de carbone ( $CF_4$ ), et celle du polyimide par un plasma d'air. La profondeur de gravure doit permettre d'obtenir l'accès aux différentes zones de métallisation.

## DEPOT DES CONTACTS

La plaquette est à nouveau couverte de résine avant cette ultime étape de dépôt de métallisation (plots d'épaississement) avec le même masque que celui utilisé à l'opération précédente. Cette opération a pour but de reconstituer la couche de résine d'épaisseur relativement faible qui a été en partie attaquée par le plasma lors de la gravure du diélectrique. Les matériaux déposés sont :

Titane : 400 Å

Platine : 250 Å

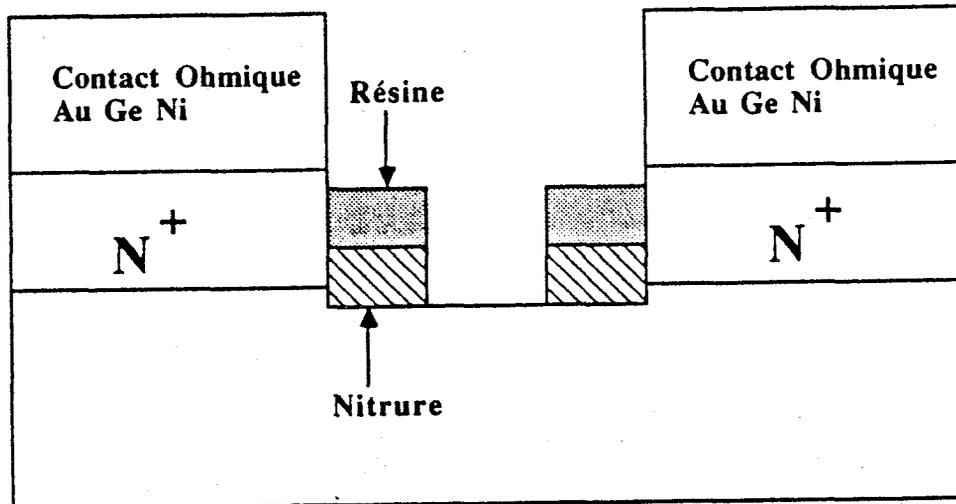
Or : 6 000 Å

Le recuit des plots d'épaississement se fait à 300°C pendant 20 minutes.

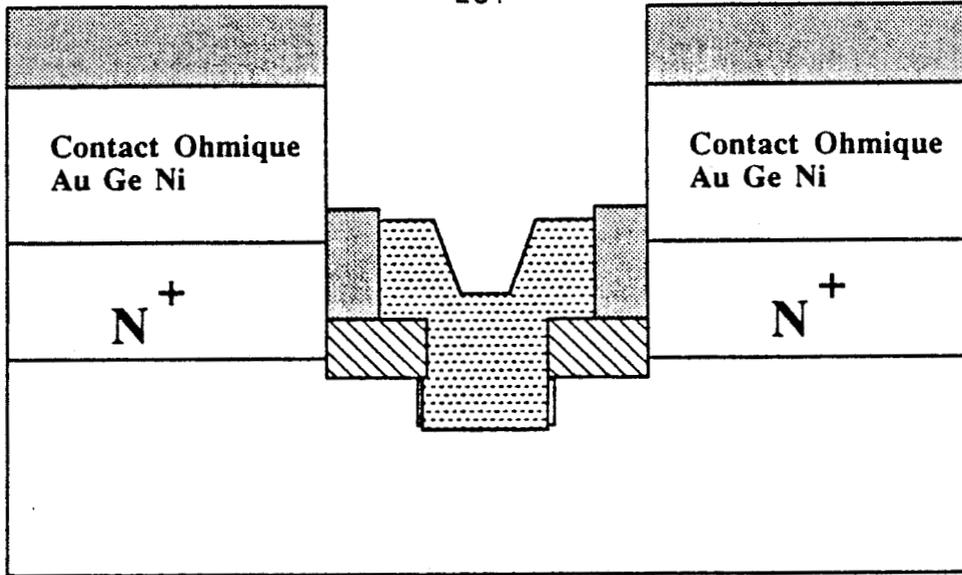
## REALISATION D'UNE GRILLE EN "T"

La réduction de la longueur de grille implique une augmentation de la résistance électrique de grille  $R_g$ , défavorable à la valeur du MAG. Réaliser une grille dont la base est courte et le sommet épaissi permet de réduire cette résistance. Nous présentons les différentes étapes qui permettent de réaliser ce type de grille.

Après le premier recess, 1 500 Å de nitrure sont déposés et un masquage optique est réalisé pour graver le nitrure aux endroits où se trouvent les repères indispensables au masqueur électronique. La résine, de type PMMA, est déposée sur la plaquette et le faisceau d'électrons dessine la grille de longueur typique 0,1 à 0,3  $\mu\text{m}$ , et des ouvertures au-dessus des contacts ohmiques. La révélation de la résine est délicate car l'espace de grille est très fin. L'attaque du nitrure qui suit permet de dégager l'emplacement de la grille et d'avoir accès aux contacts ohmiques. Le transistor se présente alors selon le schéma ci-dessous :



Comme le  $\text{CF}_4$  attaque également le semiconducteur, un contrôle du courant dans la structure est indispensable. Après dissolution de cette résine, un nouveau dépôt de résine PMMA est nécessaire, et le masqueur électronique dessine alors l'ouverture de la grille (0,5  $\mu\text{m}$  environ). La structure prend la forme suivante :



Le dépôt de grille peut alors s'effectuer dans des conditions similaires à celles d'une grille classique, la disposition de la résine donne une forme en Y (ou T) à cette grille. Après la dissolution de la résine, le process continue comme précédemment.



## RESUME

Les progrès actuels de la technologie microélectronique des semiconducteurs III-V permettent le développement de nouveaux types de transistors à effet de champ faisant un large usage d'hétérojonctions et atteignant des performances records.

Ce travail concerne le DMT (Doped Channel MIS-Like Transistor) qui est basé sur le système d'hétérojonction  $iAlGaAs/n+GaAs$  avec substrat de GaAs. Ce composant s'apparente à un MISFET à canal dopé et, grâce à cette particularité, présente le double avantage d'une bonne tenue en tension et d'un courant élevé et en conséquence, la potentialité d'une utilisation en amplification de puissance hyperfréquence.

Dans une première partie, nous développons une étude du claquage au pincement avec une modélisation bidimensionnelle basée sur la résolution de l'équation de Poisson en absence de courant. L'optimisation théorique complète du composant est ensuite traitée à l'aide d'une modélisation pseudo bidimensionnelle, permettant de prévoir le comportement statique et hyperfréquence, et l'aptitude à un fonctionnement en amplification de puissance. La possibilité d'un fonctionnement en régime d'accumulation et sa limitation par le courant grille sont aussi discutés.

Dans la seconde partie, expérimentale, sont présentés les composants que nous avons réalisés pour cette étude. A partir des caractérisations électriques et des performances en amplification, nous montrons que les prédictions théoriques concernant la linéarité, la tenue en tension, la possibilité d'un régime d'accumulation et la montée en fréquence sont globalement vérifiées. Nous montrons que la supériorité du DMT sur le MESFET GaAs pour l'amplification de puissance est conditionnée par la réalisation de bons contacts ohmiques, à travers la couche d'AlGaAs non dopée.

Les meilleures performances que nous avons atteintes sont, avec un composant de 0,35 micron de longueur de grille : une tension de claquage supérieure à 12 volts avec un courant maximum de 700 mA/mm et une puissance de sortie de 0,5 Watt/mm, et un gain de 6 dB à 30 GHz.

MOTS CLES : Transistor à effet de champ (à grille isolée) - Hétérojonction - Amplification de puissance - Caractérisation - Modélisation - Millimétrique.

