

N° d'ordre : 332

50376  
1989  
103

50376  
1989  
103

# THÈSE

présentée

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

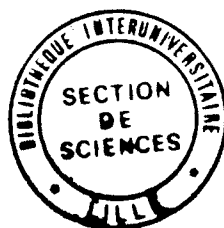
pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

**Spécialité : ELECTRONIQUE**

par

**Areski BELACHE**



## **ETUDE DES PROPRIETES PHYSIQUES ET PERFORMANCES POTENTIELLES EN BASSES TEMPERATURES DU TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A HAUTE MOBILITE ELECTRONIQUE AlGaAs/GaAs**

**Soutenu le 22 Mars 1989 devant la Commission d'Examen**

Membres du Jury :	MM.	E.	CONSTANT	Président
		A.	VANOVERSCHELDE	Directeur de Thèse
		J.M.	DUMAS	Rapporteur
		G.	SALMER	Rapporteur
		J.	GRAFFEUIL	Examineur
		M.	WOLNY	Examineur
		A.	CAPPY	Examineur

A mes parents,  
A toute ma famille.

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université de Lille Flandres Artois, dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER.

Monsieur le Professeur E. CONSTANT a bien voulu juger mon travail de thèse et être le président de la commission d'examen. Je lui en suis reconnaissant et le remercie vivement.

Monsieur le Professeur A. VANOVERSCHELDE, de l'Université de Nancy, a assuré la direction de ce travail. Tout au long de ces années, il a su être de bons conseils tout en me laissant beaucoup d'initiatives. L'aide efficace qu'il m'a apporté, la patience dont il a su faire preuve à mon égard, et ses qualités humaines ont contribué à l'aboutissement de ce travail. Je lui exprime ma plus profonde reconnaissance.

Mes remerciements s'adressent également à Monsieur J. DUMAS, ingénieur au Centre National d'Etudes en Télécommunication de Lannion. Sa présence dans ce jury de thèse, en qualité de rapporteur, m'honore.

Je remercie Monsieur le Professeur G. SALMER, de l'Université de Lille, qui m'a accueilli dans ce laboratoire avec qui, j'ai pu avoir de nombreuses discussions. Il me fait l'honneur d'être l'un des rapporteurs de la commission d'examen, je l'en remercie vivement.

Je suis très reconnaissant envers Monsieur le Professeur J. GRAFFEUIL, de l'Université de Toulouse, d'avoir accepté d'honorer par sa présence la commission d'examen.

J'exprime toute ma gratitude envers Monsieur M. WOLNY, ingénieur dans la Société de Télécommunications Radioélectriques et Téléphoniques, pour nous avoir fourni de nombreux composants réalisés au Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée et pour les fructueuses discussions que nous avons eu au cours de cette collaboration. Je tiens à le remercier d'avoir accepté de juger ce travail.

Que Monsieur A. CAPPY, Maître de Conférences à l'Ecole Universitaire d'Ingénieur de Lille, accepte mes sincères remerciements pour les discussions que nous avons pu avoir et l'honneur qu'il me fait en siégeant à la commission d'examen.

Je voudrais remercier tout particulièrement Messieurs R. KOZLOWSKI et A. KHELIFI pour l'amitié qu'ils m'ont témoignée et pour l'aide essentielle et efficace qu'ils m'ont apportée. Qu'ils trouvent, ici, le témoignage de ma plus profonde estime et qu'ils sachent que le mérite de ces écrits leur revient autant qu'à l'auteur.

Il m'est agréable de citer ici mes frères et soeurs Rachid , Fatima, Naddera, Arsène, Ourdina, Omar, Djika, Amar, Sfyra, Dahbia qui m'ont soutenus et pour toute la patience dont ils ont su faire preuve à mon égard.

Comment pourrais-je oublier dans cet avant propos Mademoiselle V. VEHREYDE auquel je j'associe ses parents, pour la sympathie et les trésors d'indulgence qu'ils m'ont témoignés.

Je tiens à remercier particulièrement Mesdames S. LEPILLIET, E. DELOS et Monsieur E. PLAYEZ - de la Centrale de Caractérisation - ainsi que Messieurs P. ARMANT, A. LEROY et D. VANDERMOERE - de la Centrale de Technologie - pour leur aimable et active participation dans la réalisation de ce travail.

J'aimerais également exprimer les marques de ma plus grande sympathie envers Messieurs F. TEMCAMANI, T. SHAWKI, F. HELIODORE, P. NAIDJI, M. NOUAR, B. BOCQUET, D. MATTON, K. SHERIF.

On ne saurait clore cet avant propos sans évidemment remercier très chaleureusement tous mes amis et membres du laboratoire qui, par leur effort, ont contribué directement ou indirectement à la réalisation de cette étude.

A ce propos, les mots ne pourront jamais exprimer toute la considération et la reconnaissance dont je suis redevable envers Madame J. CHARVET, pour la dactylographie qu'elle a bien voulu réaliser.

Monsieur J.P. DEHORTER a assuré la reproduction de ce manuscrit, qu'il en soit remercié.

Je tiens également à remercier Mesdames J. HIVET et N. WAYOLLE.

Enfin, cette étude a bénéficié du soutien de la Direction des Recherches, Etudes et Techniques (DRET) n°86/167 et, du Ministère de l'Enseignement et de la Recherche Scientifique (MRES), je les en remercie.

## PREMIER CHAPITRE

### ETUDE THEORIQUE DU TRANSISTOR A HETEROJONCTION

### FAITS EXPERIMENTAUX RELEVES A BASSE TEMPERATURE

<u>INTRODUCTION</u> .....	7
<u>I. LE TRANSISTOR A HETEROJONCTION <math>Al_xGa_{1-x}As/GaAs</math></u>	
I.1. PRESENTATION DU COMPOSANT.....	8
I.1.1. Structure de base .....	8
I.1.2. Principe de fonctionnement .....	9
I.1.3. Intérêt des basses températures.....	11
I.2 MODELISATION DE L'HETEROJONCTION.....	12
I.2.1 Charge interfaciale à l'équilibre .....	12
I.2.2 Commande de charges.....	15
<u>II. SIMULATION DU COMPOSANT</u>	
II.1. HETEROJONCTION HORS EQUILIBRE.....	16
II.2. MODELES EXISTANTS.....	16
II.2.1. Modèles analytiques .....	16
II.2.2. Modèles physiques du composant .....	17
II.3. MODELES PSEUDO-BIDIMENSIONNEL DU TEGFET à GRILLE SUBMICRONIQUE [10].....	19
Introduction .....	19
II.3.1. Hypothèses .....	19
II.3.2. Principe de base .....	20
II.3.2.1. Traitement numérique .....	20
II.3.2.2. Exploitation du modèle .....	22
II.3.3. Caractéristiques des matériaux .....	23

II.3.4. Premiers résultats.....	26
II.3.4.1. Définition de la structure simulée.....	26
II.3.4.2. Vitesse moyenne.....	26
II.3.4.3. Schéma équivalent intrinsèque.....	27
II.3.4.4. Fréquence de coupure.....	29
II.4. CONCLUSION.....	30

### III. FAITS EXPERIMENTAUX BRUTS RELEVES A BASSE TEMPERATURE

III.1. COMPOSANTS ETUDIES.....	35
III.2. DISPOSITIF ET PROCEDURE EXPERIMENTALE.....	32
III.3. COMPORTEMENT EN FONCTION DE LA TEMPERATURE.....	33
III.3.1. Caractéristiques de drain $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ .....	33
III.3.2. Transconductance $G_m(V_{gs})$ .....	35
III.3.3. Tension de pincement $V_p$ .....	37
III.3.4. Caractéristiques de grille $I_{gs}(V_{gs})$ et $I_{gd}(V_{gd})$ .....	38
III.3.5. Conclusion.....	39
III.4. MISE EN EVIDENCE ET DEVELOPPEMENT DES DEGRADATIONS DES CARACTERISTIQUES I-V.....	39
III.4.1. Influence des conditions de polarisation du transistor .....	39
III.4.1.1. Contrainte électrique appliquée sur le drain.....	40
III.4.1.2. Contrainte électrique appliquée sur la grille.....	41
III.4.2. Analyse particulière de la résistance d'accès ( $R_d + R_i$ ) aux basses températures.....	42
III.4.3. Sensibilité des caractéristiques I-V à la lumière.....	43
III.5. CONCLUSION.....	43

## DEUXIEME CHAPITRE

### DESCRIPTION DES PHENOMENES PARASITES EN BASSE TEMPERATURE

#### DU TEGFET - ANALYSE PHYSIQUE DE LEUR MECANISME

### I. COMPORTEMENT DU MATERIAU AlGaAs ET MECANISMES DU CENTRE DX

INTRODUCTION.....	48
I.1. PROPRIETES DE BASE DU MATERIAU AlGaAs.....	48
I.1.1. Influence de la composition d'alliage .....	49
I.1.2. Influence de la pression hydrostatique .....	50
I.1.3. Influence de la température thermodynamique .....	51
I.2. TECHNIQUES EXPERIMENTALES.....	51
I.2.1. Mesure par effet Hall .....	52
I.2.2. Méthodes capacitives .....	53
I.2.3. Méthode DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy).....	53
I.3. FAITS EXPERIMENTAUX.....	54
I.3.1. Comportement à température ambiante .....	54
I.3.2. Influence de la technologie .....	55
I.3.2.2.1. Technique de croissance (MBE, MOCVD, LPE).....	56
I.3.2.2.2. Mode de croissance ( $T_{\text{substrat}}$ , rapport III/V) ..	56
I.3.2.2.3. Nature du dopant (Se, Te, Sn, Si).....	56
I.3.3. Comportement en fonction de la température .....	57
I.4. INTERPRETATION SOMMAIRE DES MECANISMES OBSERVES .....	59
I.5. NATURE ET COMPORTEMENT DU CENTRE DX .....	61
I.5.1. Mise en évidence de la nature particulière du niveau donneur.....	61

I.5.2. Les modèles .....	64
I.5.2.1. Modèles comprenant deux niveaux donneurs .....	64
I.5.2.1.1. Exploitation des caractéristiques à basse température .....	64
I.5.2.1.2. Influence du taux d'alliage.....	67
I.5.2.2. Modèle comprenant un niveau donneur unique .....	67

## II. METHODES D'ANALYSE DES EFFETS PARASITES EN REGIME DYNAMIQUE

### A TENSION DRAIN-SOURCE NULLE

INTRODUCTION.....	69
II.1. TECHNIQUES DE MESURE UTILISEES .....	69
II.1.1. Choix de la fréquence .....	69
II.1.2. Capacité de grille $C_g(V_{gs})$ .....	72
II.1.3. Résistance entre drain et source $R_{ds}(V_{gs})$ .....	75
II.1.4. Profil de mobilité électronique .....	76
II.1.5. Conclusion .....	78
II.2. PRINCIPAUX RESULTATS .....	78
II.2.1. Evolutions typiques en fonction de la température ..	78
II.2.1.1. Résistances $R_o$ et $(R_s + R_d)$ .....	78
II.2.1.2. Capacité $C_g(V_{gs})$ .....	79
II.2.1.3. Influence du taux d'alliage .....	80
II.2.2. Influence d'une contrainte électrique .....	83
II.2.2.1. Définition d'un protocole de mesures.....	83
II.2.2.2. Conséquences des conditions de polarisation....	84
II.2.2.2.1. Caractéristiques $C_g(V_{gs})$ et $R_{ds}(V_{gs})$ .....	84
II.2.2.2.2. Caractéristiques $\bar{\mu}(V_{gs})$ et $\mu_{diff}(V_{gs})$ .....	88



### III. MECANISMES DE GENERATION DES EFFETS DE COLLAPSE

INTRODUCTION.....	90
III.1. PREMIERES INTERPRETATIONS DU PHENOMENE DE COLLAPSE.....	90
III.2. INFLUENCE DE LA TECHNOLOGIE DU COMPOSANT .....	93
III.2.1. Etude des composants de la série n°112.....	93
III.2.2. Etude des composants de la série n°188.....	95
III.3. INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	97
IV. <u>CONCLUSION</u> .....	99

## TROISIEME CHAPITRE

### PROPRIETES DU HEMT UTILISABLE A BASSE TEMPERATURE

<u>INTRODUCTION</u> .....	106
<u>I. CARACTERISATION PHYSIQUE DU COMPOSANT</u>	
<u>I.1. TENSION DRAIN-SOURCE NULLE</u> .....	107
I.1.1. Contact métal-semiconducteur .....	107
I.1.2. Résistances parasites de source et de drain.....	110
I.1.2.1. Méthode d'exploitation.....	110
I.1.2.2. Structures des résistances d'accès .....	112
I.1.2.3. Schéma équivalent de la résistance d'accès.....	114
I.1.2.4. Evolution expérimentale avec la température....	117
I.1.2.5. Rôle de la fréquence.....	119
I.1.2.6. Conclusion.....	122
I.1.3. Mobilité électronique en fonction de la température.....	123
Introduction .....	123
I.1.3.1. Analyse de la mobilité électronique dans le gaz.....	124
I.1.3.2. Principaux résultats expérimentaux .....	126
I.1.3.2.1. Comportement typique du transistor à hétéro- jonction .....	126
I.1.3.2.2. Influence des paramètres technologiques....	128
I.1.3.2.2.1. Epaisseur du spacer .....	128
I.1.3.2.2.2. Taux d'aluminium.....	131
I.1.3.2.3. Conclusion .....	133
I.1.4. Obtention des paramètres technologiques du HEMT....	134
I.1.4.1. Méthode classique .....	134
I.1.4.1.1. Présentation de la méthode .....	134
I.1.4.1.2. Principaux résultats expérimentaux .....	137

I.1.4.2. Nouvelle détermination de la résistance (Rs + Rd) et de la longueur de grille Lg....	138
I.1.4.2.1. Présentation de la méthode .....	138
I.1.4.2.2. Principaux résultats expérimentaux.....	138
<b>I.2. CARACTERISATION ELECTRIQUE EN REGIME DE FONCTIONNEMENT....</b>	<b>139</b>
I.2.1. Comportement en fonction de la température.....	140
I.2.2. Amélioration des performances en basse température.	142
I.2.3. Conclusion.....	144

## **II. CARACTERISATION MICROONDE DU TRANSISTOR A HETEROJONCTION**

### **AlGaAs/GaAs**

<b>INTRODUCTION.....</b>	<b>145</b>
<b>II.1. METHODE DE MESURES DES PARAMETRES S DU TRANSISTOR.....</b>	<b>145</b>
II.1.1. Les erreurs de mesure.....	145
II.1.2. Problèmes liés au cryostat.....	147
<b>II.2. DETERMINATION DES ELEMENTS DU SCHEMA EQUIVALENT.....</b>	<b>151</b>
Introduction .....	151
II.2.1. Méthode d'optimisation .....	151
II.2.2. Exploitation immédiate des mesures .....	152
II.2.2.1. Schéma équivalent du transistor.....	152
II.2.2.2. Détermination des éléments parasites.....	153
II.2.2.3. Détermination des éléments intrinsèques.....	157
II.2.2.4. Conclusion.....	159

<b>II.3. COMPORTEMENT DU HEMT AVEC LA TEMPERATURE.....</b>	<b>160</b>
II.3.1. Etude à température ambiante.....	160
II.3.1.1. Evolution des éléments intrinsèques du schéma équivalent.....	160
II.3.1.2. Comparaison avec les mesures basses fréquences.....	162
II.3.1.2.1. La transconductance intrinsèque.....	165
II.3.1.2.2. La résistance parasite de source .....	167
II.3.2. Etude à la température de l'azote liquide.....	172
II.3.2.1. Evolution typique des paramètres du schéma équivalent .....	172
II.3.2.1.1. Cas du transistor MESFET.....	172
II.3.2.1.2. Cas du transistor TEGFET.....	173
II.3.2.1.2.1. Résistance d'accès ( $R_s$ , $R_d$ , $R_g$ ).....	173
II.3.2.1.2.2. Transconductance $G_m$ .....	174
II.3.2.1.2.3. Conductance de sortie $G_d$ .....	177
II.3.2.1.2.4. Capacité grille-source $C_{gs}$ .....	180
II.3.2.1.2.5. Capacité grille-drain $C_{gd}$ .....	181
II.3.2.2. Influence de la polarisation de drain $V_{ds}$ .....	183
II.3.2.2.1. Etude des conductances $G_m$ et $G_d$ .....	183
II.3.2.2.2. Etude des capacités $C_{gs}$ et $C_{gd}$ .....	184
II.3.2.2.3. Conséquence sur la fréquence de coupure...	186
II.3.2.3. Comparaison avec les mesures continues .....	187
II.3.2.4. Influence du piégeage dans la région grille-drain.....	190
II.3.2.4.1. Schéma électrique représentatif du piégeage.....	190
II.3.2.4.2. Influence sur les éléments ( $G_m$ , $G_d$ , $C_{gs}$ , $C_{gd}$ ).....	193
<b>III. CONCLUSION.....</b>	<b>196</b>

## QUATRIEME CHAPITRE

### **NOUVELLES HETEROSTRUCTURES AlGaAs/GaAs FONCTIONNANT EN BASSE TEMPERATURE ET PERFORMANCES HYPERFREQUENCES**

#### **I. STRUCTURES DERIVEES DU TRANSISTOR HEMT CLASSIQUE**

<b>I.1. SITUATION DU PROBLEME.....</b>	<b>204</b>
<b>I.2. PRINCIPAUX RESULTATS EXPERIMENTAUX.....</b>	<b>206</b>
I.2.1. Présentation des structures étudiées.....	206
I.2.2. Caractéristiques statique et dynamique.....	206
I.2.2.1. Profil de mobilité électronique .....	209
I.2.2.2. Résistance de source.....	210
I.2.2.3. Caractéristiques statiques en régime de fonctionnement .....	212
I.2.2.4. Caractéristiques de grille.....	213
I.2.3. Caractéristiques hyperfréquences.....	215
I.2.3.1. Schéma équivalent du transistor.....	215
I.2.3.2. Comparaison $G_m$ statique et dynamique.....	217

#### **II. PERFORMANCES HYPERFREQUENCES EN BASSES TEMPERATURES**

<b>INTRODUCTION.....</b>	<b>218</b>
<b>II.1. FREQUENCE DE COUPURE <math>F_C</math>.....</b>	<b>218</b>
II.1.1. Exploitation des résultats expérimentaux.....	218
II.1.2. Définition d'une structure optimale.....	220
II.1.3. Comparaison théorie-expérience.....	222

II.2. FACTEUR DE BRUIT MINIMUM $F_{min}$ .....	223
II.2.1. Détermination analytique.....	223
II.2.2. Premiers résultats.....	226

## INTRODUCTION

## INTRODUCTION

Le transistor à effet de champ à gaz bidimensionnel d'électrons appelé TEGFET, HEMT ou MODFET est apparu comme un composant de choix dans diverses applications, en particulier en tant qu'élément amplificateur faible bruit en ondes millimétriques.

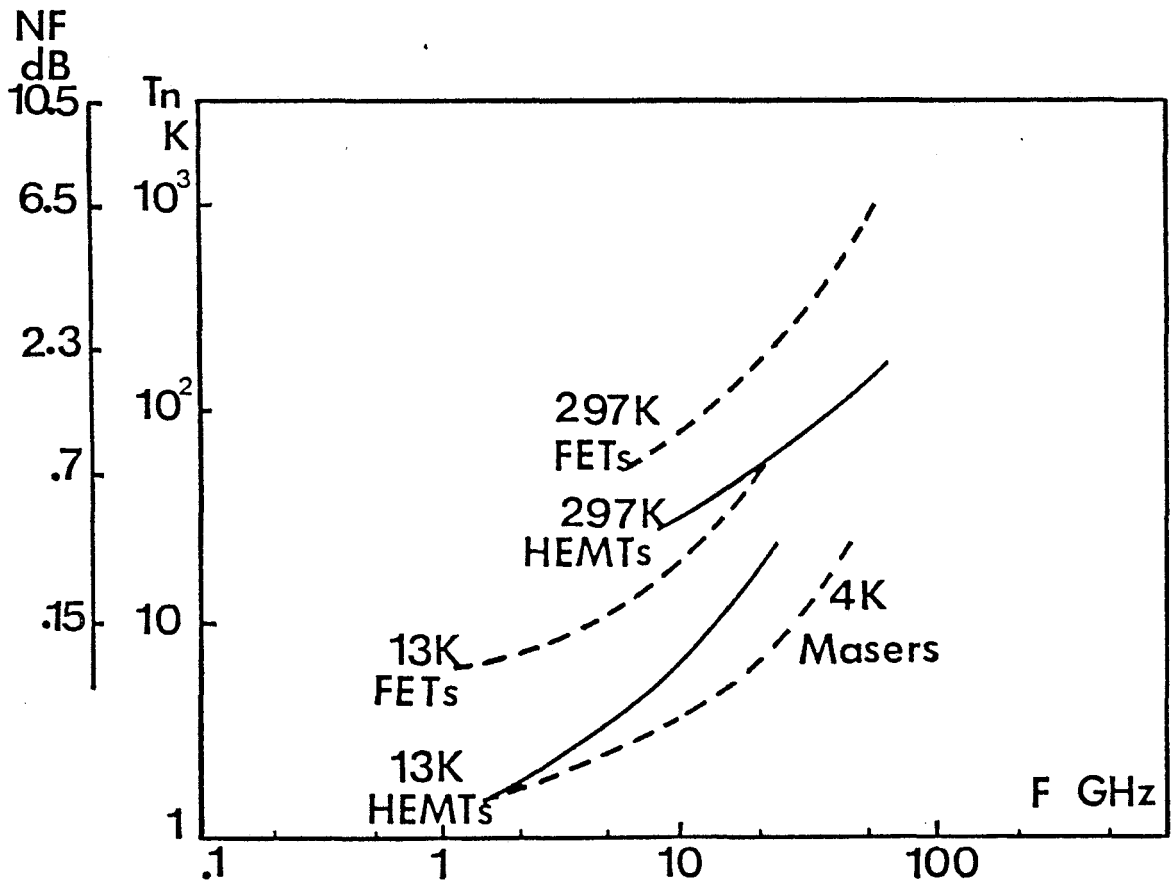
Celui-ci a bénéficié amplement des développements technologiques menés à bien pour la réalisation de composants MESFET en arséniure de gallium à grille ultra-courte et parallèlement, à la maîtrise toujours grandissante des techniques de croissances épitaxiales de structures à hétérojonction associant des couches semiconductrices de natures différentes. Ainsi, les propriétés remarquables du transistor HEMT de type AlGaAs-n<sup>+</sup>/GaAs-nid reposent sur la séparation spatiale des électrons libres de leurs impuretés donatrices et donc sur l'exploitation de la dynamique électronique dans le puits de potentiel à l'interface des deux matériaux. Les interactions avec les impuretés ionisées étant fortement réduites, la mobilité électronique est voisine de celle de l'arséniure de gallium intrinsèque (0,8-0,9 m<sup>2</sup>/Vs) à température ambiante : elle n'est limitée que par les interactions de type phonon optique polaire avec le réseau cristallin. Il en résulte qu'en basse température, la mobilité dans les hétérostructures à gaz 2D s'améliore significativement et tend vers des valeurs supérieures à 10. m<sup>2</sup>/Vs à 77K [1] ; elle peut atteindre 200. m<sup>2</sup>/Vs à 4K [2] sur des structures optimisées.

De ce fait, l'amélioration de la dynamique électronique résultant de l'abaissement de température de l'échantillon, devrait se traduire par une augmentation notable de la transconductance du transistor et par conséquent du gain et de la fréquence de coupure de l'amplificateur associé. Par ailleurs, une diminution de la valeur des résistances d'accès au canal sous la grille est un atout supplémentaire qui préfigure que le transistor à haute mobilité électronique



refroidi est un composant très attractif non seulement en logique rapide, mais aussi en amplification très faible bruit, par exemple en radio-astronomie.

L'état de l'art (voir figure) dans le domaine des faibles températures de bruit des différents composants, aux fréquences inférieures à 50GHz, laisse apparaître clairement la supériorité du HEMT AlGaAs/GaAs comparativement au MESFET AsGa et, dans la bande  $(8 < F < 12\text{GHz})$ , ces performances sont comparables à celles du MASER 4K aux températures cryogéniques, avec des coûts de réalisations très inférieurs. On voit donc à partir de ces résultats, les vastes domaines d'application des transistors à hétérojonction AlGaAs/GaAs pour les applications basses températures et faible bruit en ondes centimétriques et millimétriques.



L'étude des propriétés physiques du transistor à hétéro-jonction AlGaAs/GaAs et de ses potentialités pour une utilisation à basse température, constituent par conséquent l'axe principal de notre travail. La définition d'un modèle de simulation et une étude expérimentale approfondie du fonctionnement du composant dans une large gamme de fréquences sont les deux directions que nous envisagerons dans ce travail.

Dans une première partie, après un bref rappel de la structure et du principe de fonctionnement du transistor HEMT, nous nous sommes attachés à définir les critères de choix à partir d'un modèle de simulation suffisamment simple et précis permettant d'estimer les avantages que l'on peut attendre du fonctionnement du composant à basse température.

La simulation de ces dispositifs à grille submicronique nécessite la prise en compte des effets de dynamique électronique non stationnaire et nous avons opté pour une modélisation numérique pseudo-bidimensionnelle du transistor HEMT. Nous en précisons les principales hypothèses simplificatrices, en particulier la prise en compte de la dynamique de transport à 77K dans la zone d'accumulation et dans la couche d'AlGaAs et en second lieu la mise sous forme analytique de la commande des électrons de la couche d'accumulation par la tension de grille du transistor. L'exploitation de notre modèle permettra de prévoir l'amélioration potentielle des caractéristiques électriques du transistor, ainsi que ses performances à la température de l'azote liquide.

Par le biais d'une première étude expérimentale effectuée en régime statique, nous montrerons l'existence de nombreux phénomènes parasites liés à la diminution de la température qui perturbent le comportement classique du composant à effet de champ.

Le caractère très complexe des évolutions observées en fonction de la température nécessite une étude spécifique de ces phénomènes dont l'origine est liée à la présence au sein de la couche

d'AlGaAs dopée, de centres DX dont le comportement est analogue à celui de pièges à électron.

Aussi, nous efforcerons-nous de décrire la physique de ces phénomènes et d'estimer l'influence des principaux paramètres de la couche épitaxiée sur leur existence. Ceci a constitué la deuxième partie de notre travail et nous a conduit à recenser les phénomènes parasites existants à basse température et à préciser les conditions de développement de ces effets. Dans cette optique, nous avons été amenés à définir des protocoles de mesures très précis qui nous permettent d'analyser les conditions d'existence des effets de piégeage et leur localisation dans la structure. En outre, une étude systématique des composants à basse température nous a amené à envisager tant le rôle de la couche épitaxiée que celui de la structure technologique des transistors en vue de supprimer ces effets parasites.

Dans une troisième partie, nous aborderons l'étude des propriétés des composants HEMT utilisables en basse température, ce qui nous permettra de préciser le comportement de 300K à 77K :

- du contact de grille métal-semiconducteur
- des résistances parasites de source et de drain
- de la mobilité électronique dans la structure même de l'échantillon
- des caractéristiques I-V en fonctionnement.

Parallèlement, après les efforts consentis au développement d'une méthodologie permettant d'évaluer en régime basse température les paramètres hyperfréquences et par conséquent les performances potentielles du transistor HEMT refroidi, nous nous livrerons à une étude très poussée du comportement en régime microondes du transistor à hétérojonction AlGaAs/GaAs.

L'étude comparative de composants similaires réalisés sur des couches élaborées selon les techniques de croissance épitaxiale : MBE et MOCVD et processés par le Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée est présentée dans ce chapitre.

Nous présentons dans la quatrième partie de ce travail de nouvelles structures à hétérojonction AlGaAs/GaAs avec leurs caractéristiques statique et dynamique et analysons leurs avantages et inconvénients par rapport à la structure conventionnelle. L'exploitation des paramètres du schéma équivalent en régime petit-signal nous permettra d'aboutir au calcul de la fréquence de coupure du gain en courant dont on étudiera l'influence des paramètres technologiques de l'épitaxie et plus particulièrement celle de la longueur de grille du composant. Enfin, ces études déboucheront sur une première estimation des performances de bruit du HEMT à basse température.

En conclusion, les différentes données recueillies dans ce travail nous permettront de parvenir à la définition d'une structure HEMT optimale pour un fonctionnement en basse température.

REFERENCES

- [1] J.J. HARRIS et al,  
Scattering Mechanisms in (Al, Ga)As/GaAs 2 DEG structures,  
superlattices and microstructures, vol. 2, n°6, 1986.
  
- [2] W.T. MASSELINK et al,  
Electron velocity and negative differential mobility in  
AlGaAs/GaAs Modulation-Doped Heterostructures, Appl. Phys.  
Lett. 51 (19), 9 nov. 1987.
  
- [3] K.H. George DUH et al,  
Ultra-Low-Noise Cryogenic High-Electron-Mobility Transistors,  
IEEE, vol. ED-35, n°3, March 1988.

**PREMIER CHAPITRE**

**ETUDE THEORIQUE DU TRANSISTOR A HETEROJONCTION - FAITS EXPERIMENTAUX  
BRUTS RELEVES A BASSE TEMPERATURE**

**INTRODUCTION**

La supériorité sur le transistor MESFET du transistor à effet de champ à gaz bidimensionnel d'électrons sur le transistor MESFET repose sur les propriétés de transport des porteurs dans la couche d'accumulation à l'interface AlGaAs/GaAs.

Après avoir rappelé la structure du composant, ainsi que les différents aspects de la dynamique électronique en basses températures, nous nous intéressons à l'étude du comportement du transistor à hétérojonction refroidi à 77K. Nous en préciserons au moyen d'un modèle de simulation numérique les performances potentielles que l'on peut attendre de l'utilisation de ce composant à ces températures.

Dans une seconde partie, nous nous intéresserons, par le biais d'une étude expérimentale effectuée en régime statique, au comportement brut du composant. Ceci nous permettra de poser le problème en vue d'une analyse systématique et approfondie des nombreux mécanismes apparaissant aux températures cryogéniques, phénomènes qui ne peuvent être mis en évidence par le modèle de simulation.

## I. LE TRANSISTOR A HETEROJONCTION $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$

### I.1. PRESENTATION DU COMPOSANT

#### I.1.1. Structure de base

Avant d'aborder l'étude du comportement du transistor TEGFET (Two-Dimensional Electron Gas Field Effect Transistor) fonctionnant à la température de l'azote liquide, rappelons la structure typique du composant.

Celui-ci est obtenu en faisant croître successivement sur un substrat semi-isolant :

- une couche tampon d'arséniure de gallium très pure, d'épaisseur comprise entre 0,5 et  $1\mu\text{m}$ ,

- une couche non intentionnellement dopée d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (ou spacer) dont l'épaisseur est généralement de 0 à  $100\text{\AA}$  avec un taux d'alliage variant typiquement entre 0,2 et 0,3,

- une couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  dopée de type N, d'épaisseur comprise entre 300 et  $500\text{\AA}$  pour une concentration d'impuretés silicium  $\text{Nd}_{\text{Si}}$  de quelques  $10^{18}\text{At}/\text{cm}^3$ ,

- enfin, une couche superficielle d'AsGa très dopée d'épaisseur comprise entre 300 et  $700\text{\AA}$ .

A cette fin, les techniques de croissance épitaxiale les plus utilisées sont l'épitaxie par jet moléculaire, MBE (Molecular Beam Epitaxy) et le dépôt en phase vapeur à partir d'organo-métalliques, MOCVD (Metal-Organic Chemical Vapour Deposition). La mise en oeuvre de ces techniques permet la réalisation d'hétérostructures ayant des profils de composition et/ou de dopage extrêmement abrupts et d'épaisseur très faible, avoisinant quelques mono-couches atomiques.



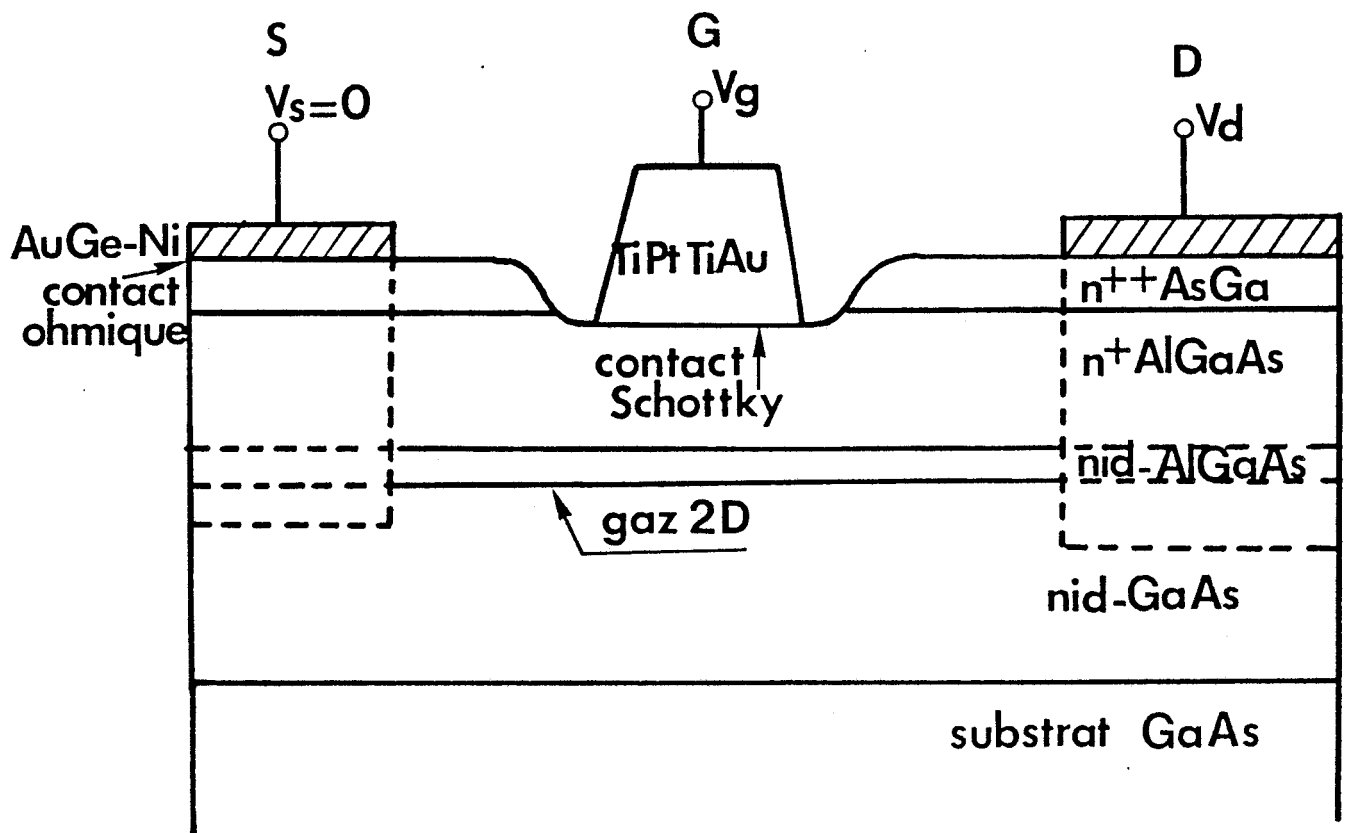


FIGURE I.1 : Structure et schéma de principe du transistor à hétérojonction AlGaAs / GaAs.

Ainsi, la structure de ce transistor à haute mobilité électronique HEMT, (High Electron Mobility Transistor), également connu sous l'appellation MODFET (Modulation-Doped Field-Effect Transistor), à barrière de Schottky est représentée sur la figure I.1.

Le principe de fonctionnement de ce composant, est similaire à celui du transistor à effet de champ à structure conventionnelle MESFET. Le courant de drain  $I_{ds}$  transite dans le canal conducteur, situé sous le contact Schottky, et peut être modulé par l'application d'une tension transversale appliquée sur l'électrode de grille. On obtient ainsi, un réseau de caractéristiques [ $I_{ds} = f(V_{ds}, V_{gs})$ ].

En pratique, le dépôt du contact métallique de grille qui constitue la barrière Schottky du composant, nécessite pour ce faire la réalisation d'une zone creusée (ou recess), destinée à supprimer localement la couche d'AsGa très dopée et par là même, à obtenir la tension de seuil souhaitée. A l'opposé, les contacts de source et de drain sont déposés sur la couche superficielle AsGa-N<sup>+</sup>(cap-layer) ce qui permet l'amélioration technologique des contacts ohmiques et contribue ainsi à réduire fortement les résistances des zones d'accès au canal du composant.

### I.1.2. Principe de fonctionnement

Le principe caractéristique du transistor TEGFET repose sur l'hétérostructure constituée de l'alliage dopé  $((AlAs)_x, (GaAs)_{1-x})$  sur une couche d'arséniure de gallium quasiment pure. Celle-ci est rendue possible par le fait que les paramètres de maille diffèrent peu entre les deux matériaux et par la maîtrise technologique des techniques de croissance épitaxiale.

Classiquement, le modèle d'ANDERSON [1] permet la construction du diagramme de bandes des matériaux AsGa et AlGaAs, ainsi que de

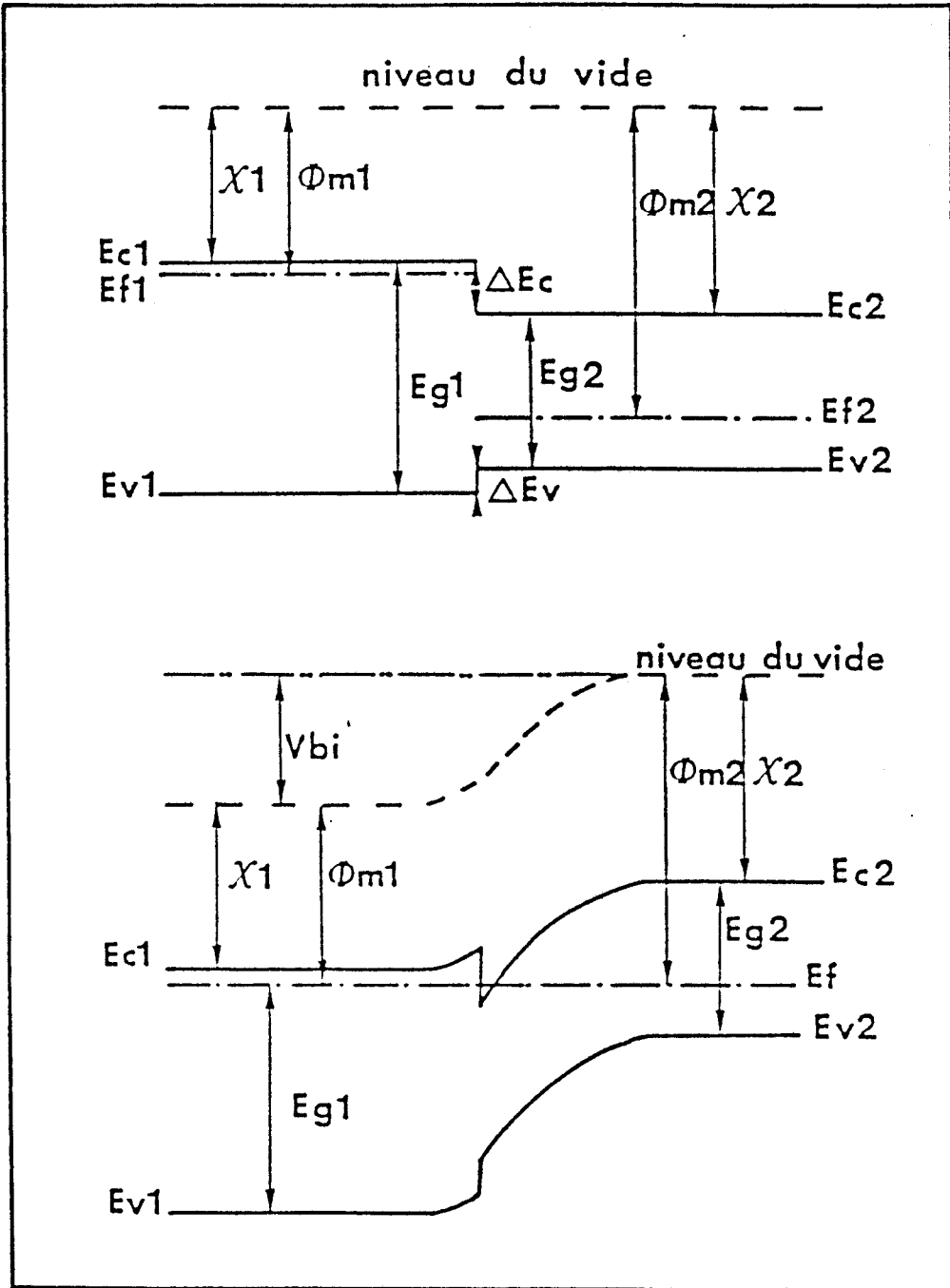


FIGURE I.2 : Diagramme de bandes des matériaux AsGa et AlGaAs et de l'hétérostructure AlGaAs( $n^+$ )/GaAs( $p^-$ ). D'après [17].

l'hétérojonction correspondante (fig. I.2). A l'équilibre thermodynamique, il y a continuité du niveau du vide et les niveaux de Fermi sont alignés. Il apparaît une discontinuité des bandes de conduction ( $\Delta E_C$ ) et de valence ( $\Delta E_V$ ) à l'interface qui s'exprime sous la forme :

$$(1) \quad \Delta E_C = \Delta \chi$$

$$(2) \quad \Delta E_V = \Delta \chi - \Delta E_g$$

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

Ces expressions, couplées aux résultats expérimentaux de WATANABE et al [2], permettent d'aboutir à la dépendance reliant les discontinuités  $\Delta E_C$  et  $\Delta E_V$  au pourcentage d'aluminium (pour le matériau à gap-direct où  $x < 0,44$ ) :

$$(3) \quad \Delta E_C = 0,62 \Delta E_g = 0,67x + 0,27x^2$$

$$(4) \quad \Delta E_V = 0,38 \Delta E_g = 0,413x + 0,166x^2$$

Il en découle la formation d'une couche d'accumulation d'électrons localisés à l'interface de l'hétérojonction, dans le matériau de plus faible "gap" dont le contrôle de la densité ou commande de charges s'opérera par la tension appliquée sur la grille du transistor.

L'idée de base de ces structures à modulation de dopage est de permettre la séparation spatiale de leurs impuretés incorporées dans la couche de plus large "gap", des électrons qui diffusent vers l'arséniure de gallium (fig. I.3). Cette séparation spatiale des impuretés ionisées et des électrons se traduit par une diminution des interactions et par conséquent une amélioration des propriétés de transport électronique à l'interface. Dans la situation idéale, pour laquelle on réunit simultanément une densité d'électrons élevée et l'absence de toute interaction avec les impuretés ionisées, la mobilité électronique n'est limitée que par les interactions avec le

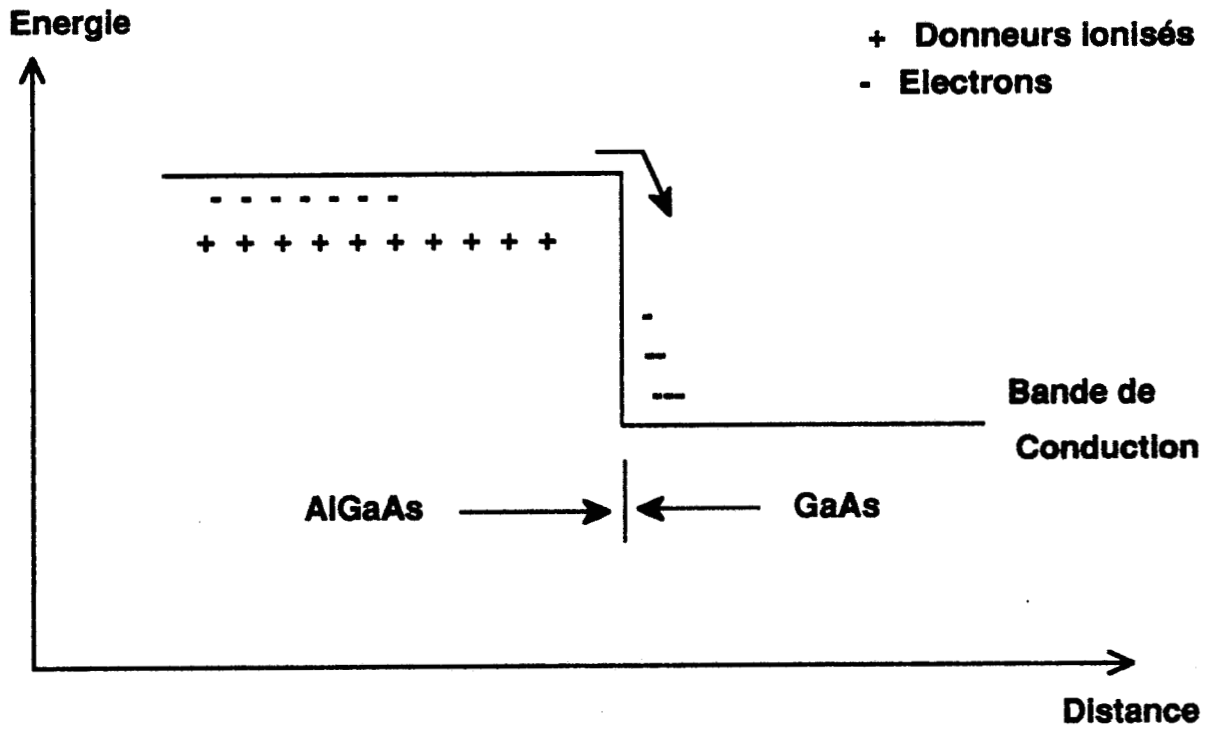


FIGURE I.3 : Diagramme simplifié d'un interface (AlGaAs) sur (GaAs).

réseau cristallin, sous la forme de phonon optique. Celles-ci peuvent être notablement réduites en diminuant la température de l'échantillon. Ainsi, des mobilités électroniques aussi élevées que  $8000-9000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , à température ambiante ont été relevées expérimentalement.

Une autre propriété remarquable des hétérojonctions résulte du confinement des électrons lorsque l'équilibre électrostatique est établi et de la formation d'un puits de potentiel à l'interface de très faible largeur effective pour lequel les niveaux énergétiques sont quantifiés dans des plans parallèles à l'hétérojonction.

Cependant, du fait de la pénétration de la fonction d'onde des électrons libres de la première sous-bande excitée, dans le matériau dopé, il est nécessaire de disposer d'une couche d'AlGaAs supplémentaire non intentionnellement dopée près de l'interface, dont le rôle est d'accroître davantage la séparation spatiale électrons/impuretés et de ce fait, de limiter les interactions Coulombiennes. Il en résulte une amélioration de la dynamique électronique dans le gaz bidimensionnel.

### I.1.3. Intérêt des basses températures

La supériorité du transistor HEMT comparativement au MESFET, notamment en ce qui concerne la dynamique électronique, laisse supposer une amélioration des performances d'autant plus importante que la température est faible.

A titre d'illustration, une mobilité électronique en champ faible aussi élevée que  $1,9 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  à 77K, a pu être obtenue expérimentalement par MASSELINK et al [3], le taux d'alliage étant égal à 0,5. Notons comme nous le verrons dans la suite de ce travail que la mobilité dans la couche d'accumulation dépend de nombreux paramètres notamment l'épaisseur du spacer [4] et la composition d'alliage [5,6].

Cependant, le comportement de la dynamique électronique dans les systèmes à deux dimensions est rendu extrêmement complexe à 77K,

comme on pourrait le constater à partir des caractéristiques  $v(E)$  des hétérojonctions. En effet, on assiste à une diminution de la vitesse pic et du champ de seuil comparativement à la caractéristique  $v(E)$  du matériau AsGa en volume. Ceci est dû à une diminution de l'écart énergétique  $\Delta\varepsilon_{\Gamma L}$  dans le puits de potentiel et aux possibilités de transfert dans l'espace réel des porteurs du GaAs vers l'AlGaAs. Une autre conséquence est la forte dégradation de la mobilité dans la couche d'accumulation lorsqu'un champ électrique est appliqué parallèlement à l'interface et ceci est d'autant plus notable que la température est faible [7]. Ce mécanisme a également été étudié par MASSELINK et al [8]. Ils ont ainsi pu mettre en évidence une valeur commune de la vitesse de saturation ( $v_s = 1,4 \cdot 10^5 \text{m/s}$  à 77K) lorsque le champ électrique appliqué est supérieur à 3KV/cm, ceci à partir de l'étude d'un très grand nombre d'échantillons, la mobilité en champ faible pouvant être très différente d'un échantillon à l'autre. Ce résultat pouvant s'expliquer par l'influence croissante de la dynamique électronique à l'interface lorsque les électrons sont accélérés.

Par conséquent, l'intérêt d'une utilisation en basse température du transistor TEGFET, peut se résumer par une amélioration globale de la dynamique électronique dans le puits de potentiel de l'hétérojonction, tant au niveau de la mobilité en champ faible, mais également pour la vitesse de saturation.

## **I.2. MODELISATION DE L'HETEROJONCTION**

### **I.2.1. Charge interfaciale à l'équilibre**

Un de nos objectifs étant la détermination des paramètres du schéma équivalent petit signal du transistor TEGFET en fonction de la température, il nous paraît important de disposer d'une expression

analytique simple, permettant de relier la charge électronique accumulée dans le puits aux caractéristiques du composant. Ainsi, le modèle simplifié de l'hétérojonction à l'équilibre hors de toute influence extérieure, proposé par DELAGEBEAUDEUF et LINH [9], suppose une répartition linéaire du potentiel à l'intérieur du puits quantique. Dans cette modélisation, seules les deux premières sous-bandes ( $E_0$ ) et ( $E_1$ ) sont prises en compte, cette hypothèse étant particulièrement bien vérifiée en très basse température où 90% des porteurs occupent le premier niveau [10].

A partir de ces premières hypothèses, les niveaux énergétiques des sous-bandes ( $E_0$ ) et ( $E_1$ ) sont exprimés en fonction de la charge surfacique ( $n_s$ ) de façon semi-empirique :

$$(5) \quad E_0 = \gamma_0 (n_s)^{2/3}$$

$$(6) \quad E_1 = \gamma_1 (n_s)^{2/3}$$

où  $\gamma_0$  et  $\gamma_1$  sont deux constantes qui peuvent être déduites expérimentalement.

La densité électronique dans le gaz 2D est alors donnée par l'expression :

$$n_s = D \frac{kT}{q} \text{Log} \left[ \left( 1 + \exp \frac{q}{kT} (E_F - E_0) \right) \left( 1 + \exp \frac{q}{kT} (E_F - E_1) \right) \right] \quad (7)$$

où  $D = qm^*/\pi\hbar^2$  représente la densité effective d'états dans le gaz 2D.

En combinant ces équations, il est alors aisé d'obtenir la variation de la densité surfacique ( $n_s$ ) avec le niveau de Fermi ( $E_F$ ) dans le puits, ceci pour toute température (fig. I.4). Ces caractéristiques peuvent être ensuite assimilées en première approximation à des droites [11, 12] :

$$(8) \quad E_F (n_s, T) \sim 1,21 \cdot 10^{-17} n_s + E_{F0} (T)$$



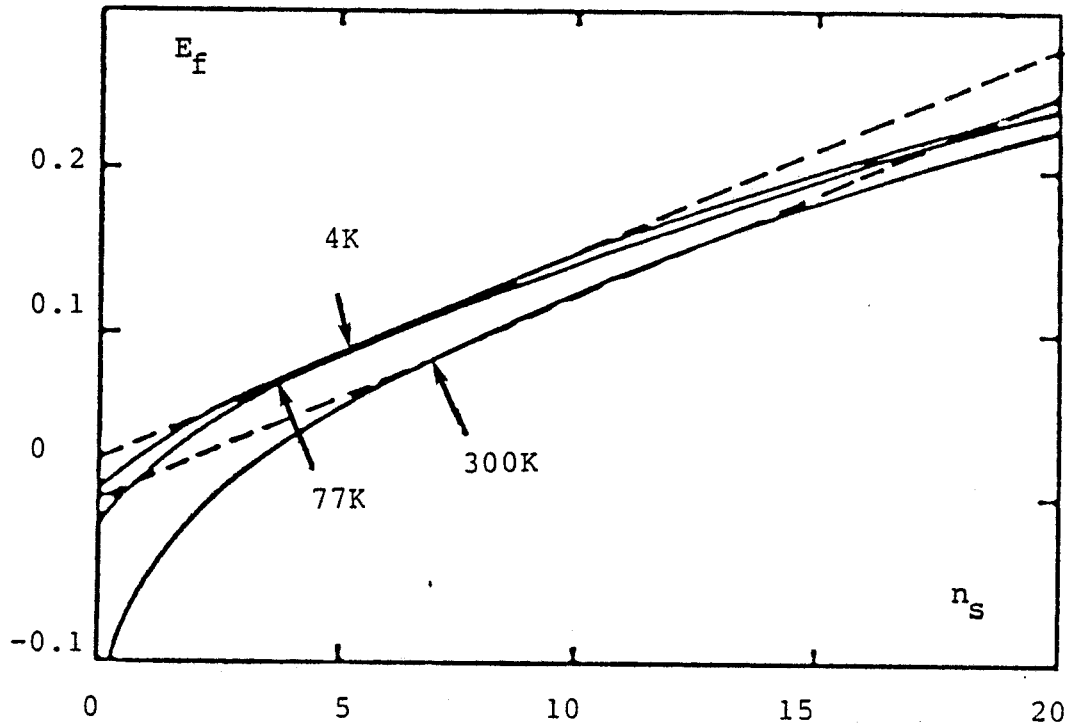


FIGURE I. 4 : Evolution de la profondeur du puits de potentiel  $E_f$  en fonction de la concentration superficielle  $n_s$  ( $10^{11}$  At/cm<sup>2</sup>) à différentes températures. Les approximations linéaires correspondantes sont également représentées.

$$\text{avec } E_{F0}(T) = 3,3 \cdot 10^{-2} \left(1 - \frac{T}{280}\right) \quad (9)$$

évolutions vérifiées pour les valeurs pas trop faibles de la charge surfacique  $n_s$  et pour des tensions suffisantes appliquées sur la grille telles que la couche d'AlGaAs soit totalement désertée [13].

Couplée à l'équation de Poisson appliquée à la couche d'AlGaAs, on peut alors exprimer sous forme analytique la charge d'accumulation à l'équilibre en fonction des paramètres caractérisant le transistor à hétérojonction [9] :

$$(10) \quad n_{s0} = \left[ \frac{2\epsilon_2 Nd_2}{q} (\Delta E'_c - E_{F0}(T) + Nd_2^2 (e + \Delta d)^2) \right]^{1/2}$$

$$- Nd_2 (e + \Delta d)$$

où  $\Delta E'_c$  représente la discontinuité de bande effective et tient compte de la composition d'alliage, ainsi que de la concentration de dopants  $Nd_2$  lorsque celle-ci est très importante.

$e$  traduit l'épaisseur du spacer

$$(11) \quad \text{et } \Delta d = \frac{\epsilon_{AlGaAs} \cdot 1,21 \cdot 10^{17}}{q} \sim 80 \text{ \AA}$$

représente une distance phénoménologique supplémentaire [11] qui s'ajoute à l'épaisseur totale de la couche d'AlGaAs. Elle traduit le fait que le niveau de Fermi dans le puits de potentiel varie linéairement avec la tension appliquée sur la grille.

La comparaison entre ce modèle et une modélisation rigoureuse incluant les équations de POISSON et de SCHRODINGER a été menée au laboratoire par CAPPY [10]. Elle montre un écart qui avoisine au plus 10%. L'influence de la température a également été étudiée et comme nous le verrons par la suite, la charge  $n_s$  évolue peu quand la température décroît.

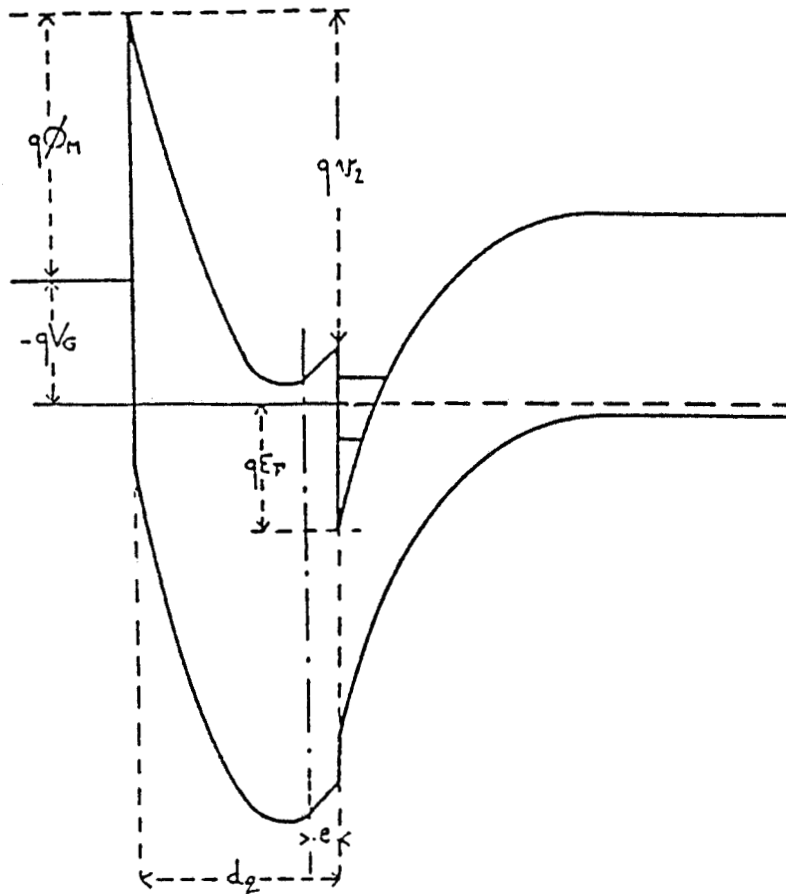


FIGURE I.5 : Diagramme de bande d'une hétérostructure contrôlée par un contact Schottky. D'après (97).

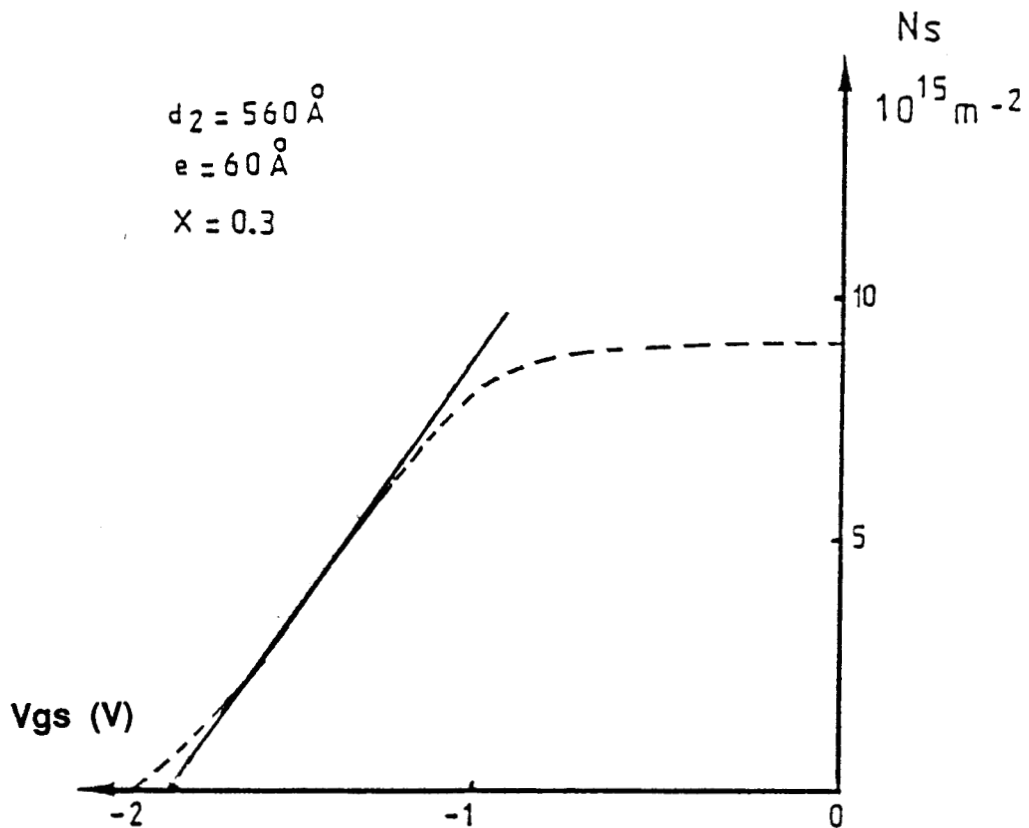


FIGURE I.6 : Commande de charges linéaire en fonction d'un potentiel de grille  $V_g$ . En comparaison, nous donnons un exemple  $n_s(V_g)$  calculé à partir d'un modèle plus élaboré (-----).

### I.2.2. Commande de charges

Nous avons vu précédemment qu'il est possible d'accéder au calcul analytique de la charge d'accumulation disponible à la surface d'une hétérojonction, décrivons à présent les différentes étapes qui permettent d'obtenir l'évolution de cette charge en fonction de la tension appliquée sur le contact Schottky (fig. I.5).

Celle-ci peut s'établir à partir de l'équation de POISSON et du théorème de GAUSS qui conduisent à la relation très simple [9,11] :

$$(12) \quad n_s = \frac{\epsilon_{\text{AlGaAs}} (V_g - V_{\text{off}})}{q(d_2 + \Delta d)}$$

$$\text{où } V_{\text{off}} = \phi_M - \Delta E_c - \frac{q N d_2 (d_2 - e)^2}{2\epsilon_{\text{AlGaAs}}} + E_{F0}(T) \quad (13)$$

Dans cette expression,  $\phi_M$  représente la hauteur de barrière effective du contact métal-semiconducteur et  $d_2$  l'épaisseur totale de la couche d'AlGaAs dans la structure. On constate que la commande de charges s'effectue linéairement en fonction de la tension appliquée sur la grille  $V_g$  jusqu'à la tension de pincement ( $V_{\text{off}}$ ) qui annule la charge accumulée dans le gaz 2D (fig. I.6).

L'intérêt de cette modélisation du contrôle de charges sous la grille est d'être formulé sous forme analytique en fonction des paramètres technologiques, ce qui la rend précieuse pour tout modèle de simulation simple du composant TEGFET.

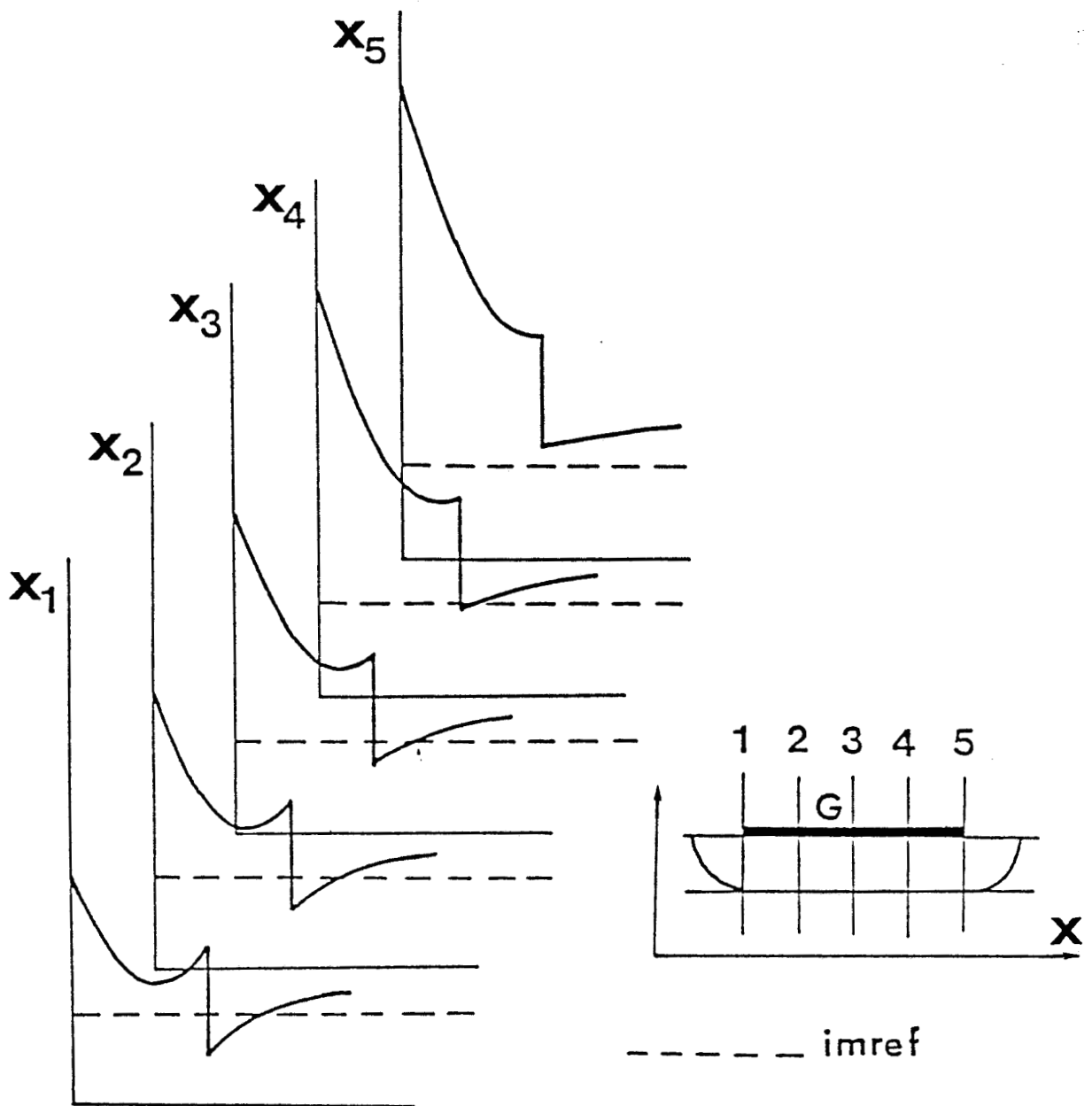


FIGURE 1.7 : Répartition des potentiels en différentes abscisses dans le canal sous la grille en régime hors équilibre.  
D'après [101].

## II. SIMULATION DU COMPOSANT

### II.1. HETEROJONCTION HORS EQUILIBRE

Dans l'étude précédente, nous avons analysé le comportement de l'hétérojonction à l'équilibre et en présence d'un champ perpendiculaire à l'interface qui résulterait d'une tension appliquée sur la grille. En régime de fonctionnement, un champ électrique parallèle à l'interface, résultant de la tension appliquée entre drain et source, a pour conséquence d'introduire une forte dissymétrie dans la répartition des potentiels dans le canal. Celle-ci se traduit par une représentation que nous donnons sur la figure I.7 de l'évolution de la forme du puits de potentiel en présence d'une tension  $V_{ds}$  pour différentes abscisses sous la grille.

Dans ce régime hors équilibre thermodynamique, la modification de la forme du puits de potentiel est liée à une diffusion de la charge surfacique dans la couche tampon [10] et à un transfert des électrons dans leur matériau d'origine pour les valeurs du champ les plus élevées [14, 15]. Ces phénomènes sont à relier à l'évolution de l'énergie moyenne des porteurs dans le canal qui constituera dans la mise en oeuvre d'un modèle de simulation numérique du transistor à hétérojonction, le paramètre prépondérant.

### II.2. MODELES EXISTANTS

#### II.2.1. Modèles analytiques

Les premiers modèles de simulation du transistor à hétérojonction [9, 11, 12] développés à la température ambiante, ont permis l'évaluation des performances potentielles qu'offre ce composant.

Cependant, la mise en oeuvre de ces modèles analytiques se révèle souvent délicate, ne serait-ce que par la nécessité de prendre en considération un certain nombre d'hypothèses. L'une d'entre elles concerne l'évolution de la vitesse électronique en fonction de la variation du champ électrique dans le canal. L'introduction de cette dépendance n'est pas simple lorsqu'il s'agit de composants à grille submicronique, pour lesquels il est nécessaire de prendre en compte des effets physiques importants tels que les phénomènes de dynamique électronique non-stationnaire [16]. Ces modèles analytiques sont bâtis à partir de caractéristiques  $v(E)$  dont la particularité est la valeur de la vitesse de saturation extrêmement élevée. Dans la plupart des cas, celle-ci coïncide avec la vitesse pic du GaAs non dopé ( $v_{\text{sat}} = v_{\text{pic}} \sim 2 \cdot 10^5 \text{m/s}$ ) [12, 17], mais  $v_{\text{sat}}$  ne revêt plus alors aucune réalité physique.

En basse température, la connaissance de la dynamique dans le gaz 2D est beaucoup plus délicate et les valeurs recueillies dans la littérature restent dispersées. Ceci découle des propriétés de transport des porteurs dans le matériau dont nous avons vu l'extrême complexité et notamment à 77K dans ces modélisations. Notons cependant que ces modèles ont eu les premiers le mérite d'évaluer le comportement des caractéristiques I-V du transistor TEGFET à 300 et 77K et ceci résulte alors en grande partie de l'augmentation de la vitesse de saturation introduite dans les calculs [18].

### II.2.2. Modèles physiques du composant

Outre ces modèles analytiques pour lesquels les limitations fondamentales sont rapidement mises en évidence dans le cas du TEGFET à grille submicronique, d'autres travaux apparaissent dans la littérature pour lesquels une modélisation bidimensionnelle du composant à hétérojonction est mise en oeuvre. Bien que difficiles, ces modèles qui dérivent des études effectuées sur les structures TEC permettent

mettent l'étude de l'influence des mécanismes fortement bidimensionnels intervenant dans le fonctionnement des composants à grille ultra-courte (0,1 - 0,3 $\mu$ m).

La résolution de l'équation de POISSON et de l'équation de transport de BOLTZMANN peut être menée de différentes manières, parmi lesquelles on en distingue deux principalement :

- la procédure de MONTE CARLO [19, 20]. L'idée de cette simulation est de suivre l'histoire d'un ou plusieurs porteurs soumis aux interactions intervenant dans le composant.

- un second type de modèles basé essentiellement sur la résolution des équations de conservation du moment et de l'énergie [21, 22].

En réalité, une modélisation aussi rigoureuse soit-elle, nécessite la concession d'un certain nombre d'hypothèses simplificatrices qui permettent entre autres de réduire les temps calculs. Dans le cas particulier des composants à hétérojonction, la prise en compte des phénomènes de quantifications dans le puits de potentiel est une étape particulièrement difficile.

Enfin, un dernier type de modélisation du transistor est basé sur la résolution des équations du moment et de l'énergie à partir d'un modèle pseudo-bidimensionnel dans la direction parallèle à l'interface AlGaAs/GaAs. Il découle des études effectuées sur le transistor à effet de champ classique [23] et vise au cours de sa réalisation à concilier la "simplicité" et la prise en compte des mécanismes physiques des composants actuels. Modèle que nous avons utilisé dans la suite de ce travail pour l'analyse du comportement du transistor TEGFET à basse température.



## II.3. MODELE PSEUDO-BIDIMENSIONNEL DU TEGFET A GRILLE SUBMICRONIQUE

[10]

### INTRODUCTION

Après avoir rappelé les principes essentiels de la modélisation pseudo-bidimensionnelle développée dans notre laboratoire pour l'étude du transistor à hétérojonction, nous nous attacherons à définir les caractéristiques intervenant à basse température. Puis, nous envisagerons l'amélioration qu'entraîne ce mode de fonctionnement tant en ce qui concerne l'évolution des grandeurs physiques sous la grille, que pour l'évolution des principaux paramètres du schéma équivalent petit signal du transistor TEGFET et notamment la fréquence de coupure du gain en courant, caractéristique très démonstrative des performances potentielles du composant.

#### II.3.1. Hypothèses

Le modèle de simulation utilisé repose sur une approche quasi-unidimensionnelle du transistor TEGFET, approximation d'autant plus justifiée que le rapport de la longueur de grille ( $L_g$ ) sur l'épaisseur de la couche active ( $A$ ) des structures étudiée est nettement supérieur à un.

Les autres hypothèses centrales sont telles que [24] :

- la zone désertée sous la grille est totalement vide de porteurs et la transition avec la région non désertée est supposée abrupte.

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

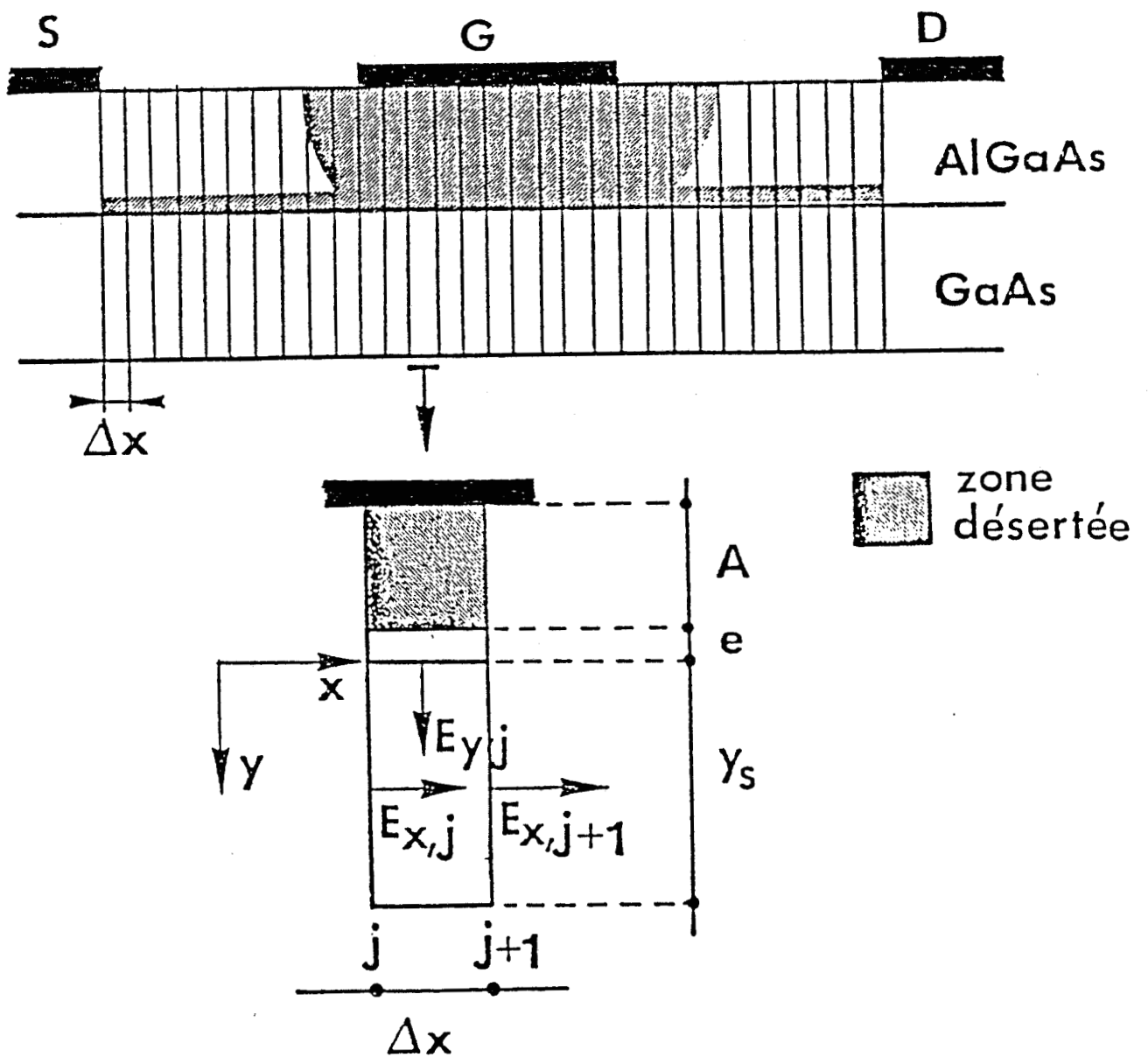


FIGURE 1.8 : Principe de la modélisation du TEGFET. D'après [107].

- la loi de commande de charges, lorsque la couche d'accumulation est sous le contrôle de la grille, est décrite par l'expression analytique de DELAGEBEAUDEUF et LINH [9] que nous venons d'établir, ainsi que les conditions de validité.

La composante de champ  $E_y$ , perpendiculaire à l'interface, peut alors être déterminée à l'interface AlGaAs/GaAs ( $y = 0$ ), tandis que cette composante disparaît au point :  $y = y_S$ .

- cette épaisseur  $y_S$  représente une épaisseur équivalente qui traduit l'injection des porteurs dans la couche tampon.

- les effets de bord de grille sont décrits par des zones elliptiques déduites des travaux de WASSERSTROM et MAC-KENNA [25].

Le modèle permet, rappelons-le, de tenir compte des effets de dynamique non stationnaire dans la couche semiconductrice d'arséniure de gallium à partir des équations phénoménologiques de relaxation du moment et de l'énergie des transistors à effet de champ. La dynamique électronique dans le gaz équivaut à celle du matériau en volume.

Le matériau AlGaAs est décrit, comme nous le verrons, par une simple loi analytique  $v(E)$ .

### **II.3.2. Principe de base**

#### **II.3.2.1. Traitement numérique**

Une représentation de la structure du composant est donnée sur la figure I.8 pour laquelle l'axe source-drain est discrétisé en tranches d'épaisseur  $\Delta x$ . Pour une valeur fixée du courant drain, du potentiel de grille et dans la gamme des tensions  $V_{gs}$  telles que la

couche d'AsGa est effectivement sous le contrôle de la grille, le modèle repose alors sur la résolution, en tout point d'abscisse  $x = j.\Delta x$ , des quatre équations mises sous une forme discrétisée :

$$\frac{\epsilon_{j+1} - \epsilon_j}{\Delta x} = q.E_{x,j} - \frac{\epsilon_j - \epsilon_0}{v_j \cdot \tau_\epsilon(\epsilon_j)} \quad (14)$$

$$m^*(\epsilon_j) \cdot v_j \cdot \frac{v_{j+1} - v_j}{\Delta x} = q.E_{x,j} - \frac{m^*(\epsilon_j) \cdot v_j}{\tau_m(\epsilon_j)} \quad (15)$$

$$I_{ds} = q.Z.N_j \cdot v_j \quad (16)$$

$$y_s \cdot (E_{x,j+1} - E_{x,j}) - E_{y,j} \cdot \Delta x = q.N_j \cdot \Delta x / \epsilon \quad (17)$$

$$\text{avec } E_{y,j} = \frac{1}{A + e + 80\text{\AA}} (V_{gs} - V_{cj} - v_T) \quad (18)$$

$$\text{et } V_T = \phi_M - \Delta E_C - \frac{qNdA^2}{2\epsilon} + E_{FO}(T) \quad (19)$$

Dans ces expressions,  $V_{cj}$  représente le potentiel local dans le canal et  $N_j$  la quantité de porteurs contenus dans la couche d'AsGa en un point d'abscisse  $x$ . Cette dernière est déterminée en prenant en compte dans la résolution de l'équation de POISSON, l'influence du champ électrique  $E_y$  en tout point du canal et par conséquent traduit dans notre modèle le comportement de l'hétérojonction hors équilibre.

La méthode de résolution numérique de ces équations découle de celle mise au point pour le TEC classique et repose sur la résolution de proche en proche de la source au drain, d'une équation du second degré en  $E_x$  :

$$(20) \quad A_j E_{x,j}^2 + B_j E_{x,j} + C_j = 0$$

où les coefficients  $A_j$ ,  $B_j$  et  $C_j$  résultent de l'identification à une équation du second degré des équations fondamentales du TEGFET. Le champ électrique  $E_x$  étant déterminé, l'évaluation de la vitesse  $v_x$  et de l'énergie moyenne  $\epsilon_x$  en tout point du canal est alors immédiate. Une intégration numérique du champ le long de l'axe source-drain permet alors le calcul de la tension  $V_{ds}$ .

### II.3.2.2. Exploitation du modèle

La mise en oeuvre et l'exploitation du modèle de simulation du transistor à hétérojonction AlGaAs/GaAs permet d'accéder à deux types d'information :

- l'évolution des grandeurs physiques moyennes tels que le champ électrique  $E_x$ , la vitesse  $V_x$  et l'énergie  $\epsilon_x$  des porteurs en fonction de l'abscisse  $x$  dans la structure TEGFET.

- le réseau de caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  du transistor.

De légères variations  $\Delta I_{ds}$  et  $\Delta V_{gs}$ , autour du point de polarisation statique, permettent d'obtenir les paramètres intrinsèques du schéma équivalent petit-signal du transistor :

- la transconductance,  $G_m = (\Delta I_{ds} / \Delta V_{gs})$   $V_{ds}$  fixé

- la conductance de sortie,  $G_d = (\Delta I_{ds} / \Delta V_{ds})$   $V_{gs}$  fixé

- la capacité grille-source,  $C_{gs} = (\Delta Q / \Delta V_{gs})$   $V_{gd}$  fixé

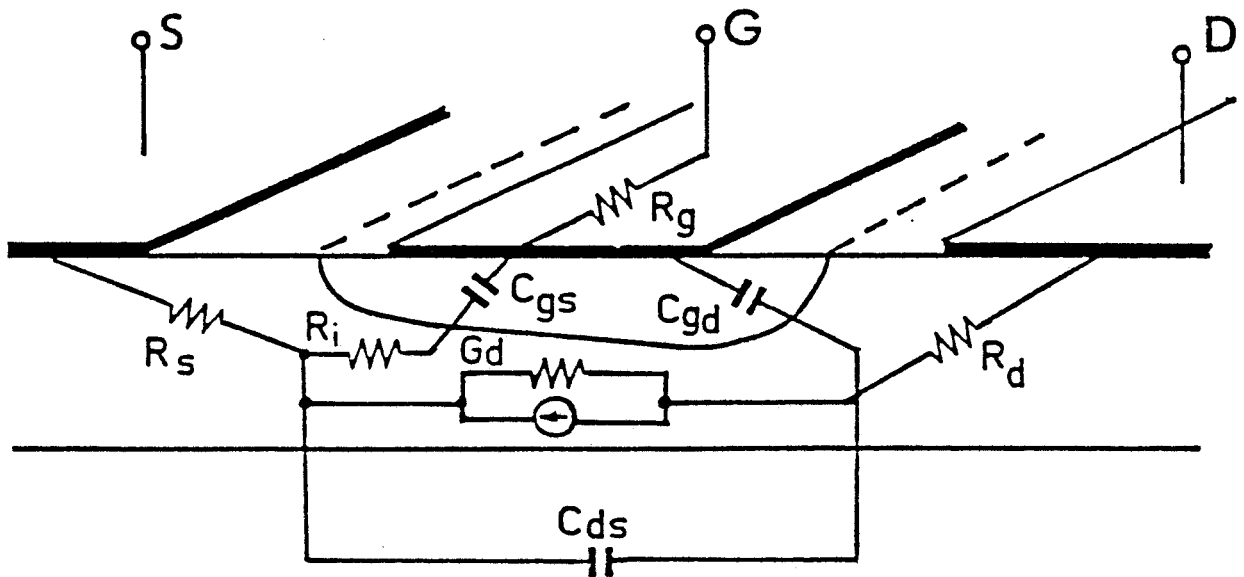


FIGURE 1.9 : Schéma équivalent petit signal. Localisation des divers éléments dans la structure.

- la capacité grille-drain,  $C_{gd} = (\Delta Q / \Delta V_{gd})$   $V_{gs}$  fixé

On peut en déduire immédiatement la fréquence de coupure  $F_c$  du gain en courant :

$$(21) \quad F_c = \frac{G_m}{2 \pi C_{gs}}$$

Le schéma équivalent représentatif du comportement fréquentiel des composants à effet de champ, ainsi que la localisation des divers éléments dans la structure, sont représentés sur la figure I.9.

### II.3.3. Caractéristiques des matériaux

L'étude du comportement théorique du TEGFET en fonction de la température nécessite, comme pour les modèles bidimensionnels, l'introduction d'un certain nombre de paramètres des matériaux et plus précisément : la dynamique électronique dans la couche semiconductrice d'AsGa, mais également, dans notre modèle, la dynamique de la couche d'AlGaAs. Nous nous intéresserons plus spécialement dans ce travail aux deux températures représentatives 300 et 77K.

La dynamique électronique dans la couche d'AlGaAs caractérise le comportement du transistor TEGFET à canal ouvert d'autant plus que l'alliage est non totalement déplété par le potentiel de grille. La prise en compte de ce matériau est effectuée en représentant la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique parallèle à l'interface par l'expression :

$$(22) \quad v(E) = \frac{\mu_0 E}{1 + \frac{\mu_0 E}{v_s}}$$

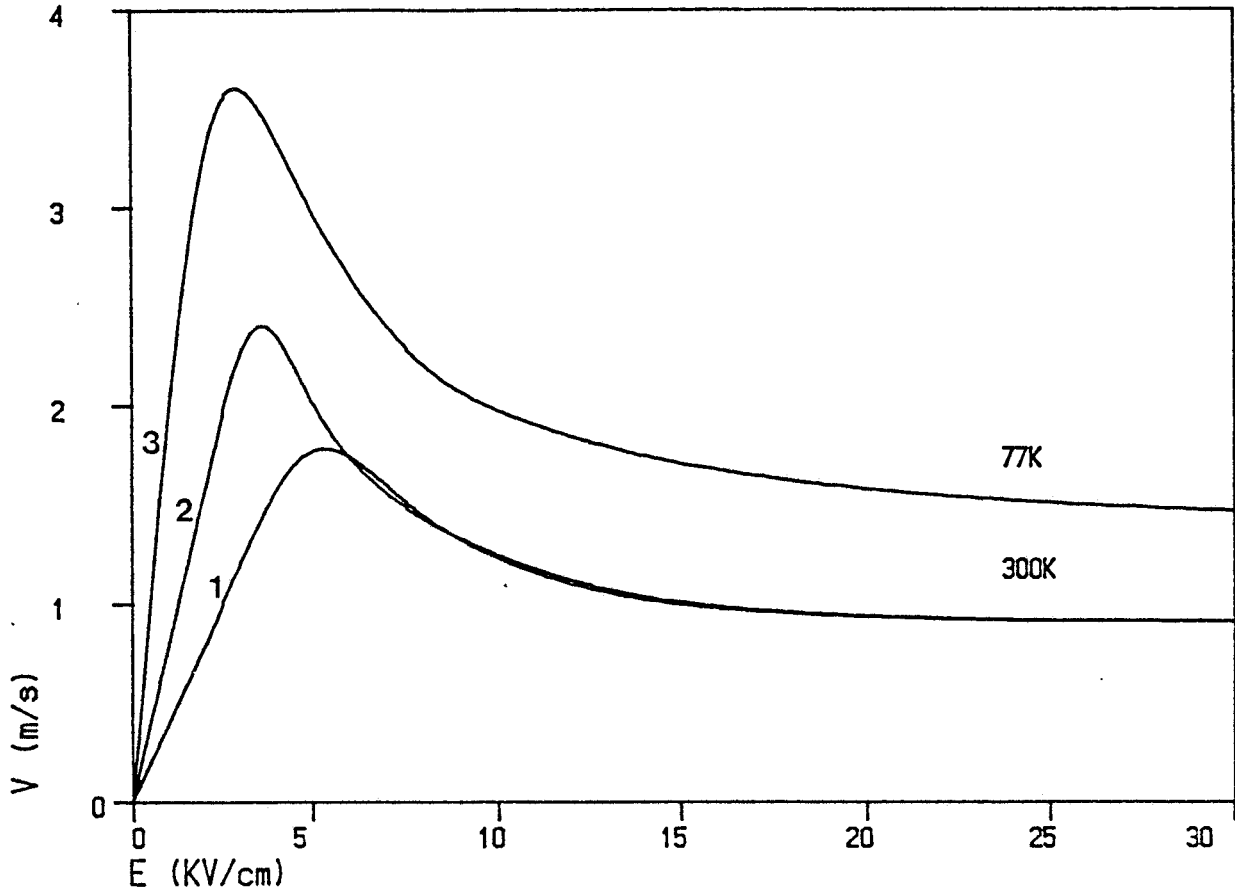


FIGURE I.10 : Caractéristiques vitesse-champ dans un matériau GaAs dans les différents cas :

- 1)  $T = 300K$   $\mu_0 = 0.4 \text{ m}^2 \text{ Vs}$  et  $V_s = 0.9 \cdot 10^5 \text{ m/s}$
- 2)     300     0.8                             0.9
- 3)     77     2.0                             1.35



où  $\mu_0$  et  $v_s$  représentent respectivement la mobilité en champ faible et la vitesse de saturation. Le choix de ces paramètres n'est, à priori, pas évident pour traduire au mieux l'influence de la conduction parallèle dans l'alliage. Cependant, notre but n'est pas de nous livrer à une étude systématique en fonction des caractéristiques de la couche d'AlGaAs et  $\mu_0$  et  $v_s$  ont été fixés indépendamment de la concentration d'impuretés et du taux d'alliage. En réalité, une augmentation du pourcentage d'aluminium se traduit par une répartition différente des porteurs sur les vallées  $\Gamma$ , L et X se traduisant par une diminution de la vitesse de saturation [26], dépendance dont nous ne tenons pas compte ici. En ce qui concerne l'influence de la température, les études théoriques [19] menées sur ce point montrent que dans la gamme de composition  $0,2 < x < 0,3$  et pour une concentration de dopants  $N_{dSi} = 10^{18} \text{At/cm}^3$ , mobilité  $\mu_0$  et vitesse  $v_s$  varient respectivement de 100 et 50% entre 300 et 77K. Les valeurs adoptées pour la suite de l'étude figurent dans le tableau 1.

T (K)	$\mu_0$ ( $\text{m}^2/\text{Vs}$ )	$v_s$ ( $10^5 \text{m/s}$ )
300	0,05	0,5
77	0,1	0,75

**TABLEAU 1 : Données AlGaAs**

En ce qui concerne les caractéristiques dans le matériau GaAs, nous donnons sur la figure I.10 les évolutions de la vitesse en fonction du champ électrique à 300 et 77K.

A température ambiante, nous envisageons plus particulièrement deux cas pour lesquels la mobilité électronique vaut 0,4 et  $0,8 \text{m}^2/\text{Vs}$ , la vitesse de saturation étant dans les deux cas égale à  $0,9 \cdot 10^5 \text{m/s}$ . Les valeurs extrêmes de  $\mu_0$  qui encadrent les mesures expérimentales de la mobilité, illustrent notamment l'influence des interactions plus ou moins importantes avec les impuretés.

A la température de l'azote liquide, la vitesse  $v_s$  et la mobilité  $\mu_0$  sont respectivement de  $1,35 \cdot 10^5 \text{m/s}$  et  $2,0 \text{m}^2/\text{Vs}$ .

L'ensemble de ces valeurs sont résumées dans le tableau 2.

T (K)	$\mu_0$ ( $m^2/Vs$ )	$v_s$ ( $10^5 m/s$ )
300	0,4 et 0,8	0,9
77	2,0	1,35

**TABLEAU 2 : Données GaAs**

Nous pouvons à présent comparer les paramètres mobilité et vitesse de saturation ainsi définis aux résultats expérimentaux de la littérature ou ceux issus de nos propres expérimentations.

Les caractéristiques de transport électronique tiennent compte des paramètres technologiques : concentration d'impuretés silicium, taux d'alliage et épaisseur du spacer. La valeur de la mobilité en champ faible que nous avons mesurée par magnétorésistance sur les échantillons dont nous avons pu disposer, s'établit autour de  $2.m^2/Vs$  à 77K. Cette valeur relativement faible traduit, à notre avis, le fait que celle-ci est fortement affectée par l'application d'un champ électrique parallèlement à l'interface AlGaAs/GaAs [7]. En ce qui concerne la vitesse de saturation en champ fort (figure I.10), obtenue dans l'arséniure de gallium intrinsèque, nous avons pu vérifier que celle-ci coïncide avec les résultats expérimentaux de MASSELINK et al [3].

Le but de la simulation que nous développons ici, est de prospecter le comportement théorique du transistor HEMT à 77K, tant en ce qui concerne l'évolution des grandeurs physiques que l'estimation des améliorations potentielles des performances du composant.

En ce qui concerne les temps de relaxation du moment  $\tau_m(\epsilon_j)$  et de l'énergie  $\tau_e(\epsilon_j)$ , ils sont déduits d'un calcul Monte Carlo en régime stationnaire et mis sous une forme analytique en fonction de l'énergie moyenne, formulations qui permettent de tenir compte des effets de dynamique électronique en régime non stationnaire. La

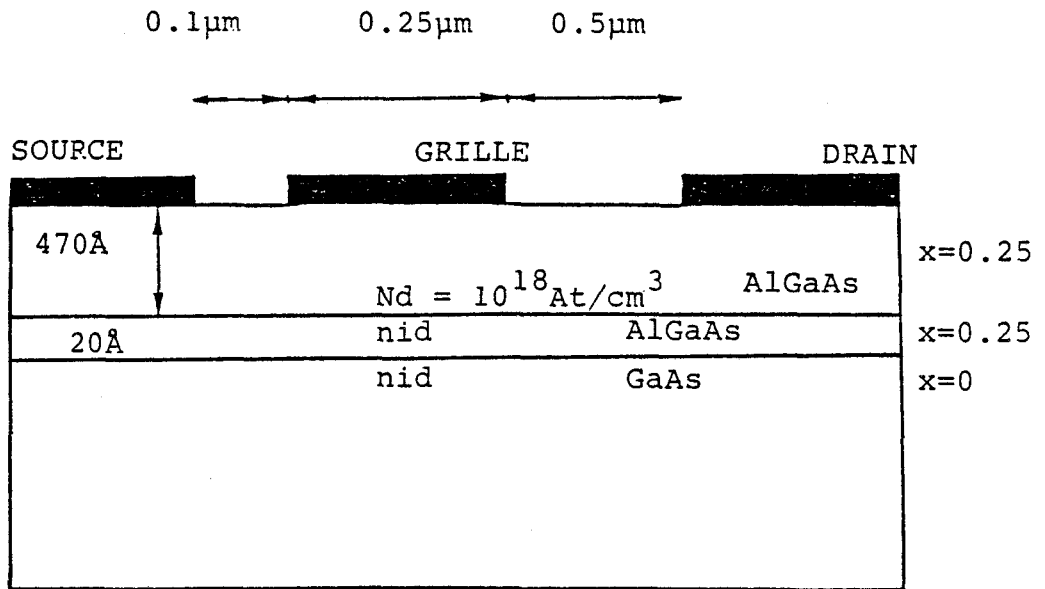


FIGURE I.11 : Paramètres technologique et géométrique de la structure étudiée.

variation de la masse effective moyenne  $m^*(\epsilon_j)$  en fonction de l'énergie est de la même manière prise en compte.

#### II.3.4. PREMIERS RESULTATS

##### II.3.4.1. Définition de la structure simulée

Nous présentons ci-dessous les paramètres technologiques et géométriques d'un composant type que nous avons simulé dans cette étude afin de traduire l'évolution avec la température du comportement du transistor à hétérojonction (fig. I.11).

- une longueur de grille,  $L_g = 0,25\mu\text{m}$  ( $Z = 1\text{mm}$ )
- un taux d'alliage,  $x = 0,25$
- une couche d'AlGaAs dopée  $N_d = 10^{18}\text{At/cm}^3$  d'épaisseur  $A = 470\text{\AA}$  (la tension de seuil  $W_{00} = q N_d A^2 / 2 \epsilon_{\text{AlGaAs}} = 1,5\text{V}$ )
- une couche spacer,  $e = 20\text{\AA}$
- et enfin, des distances inter-électrodes entre grille et source,  $L_{sg} = 0,1\mu\text{m}$  et entre grille et drain,  $L_{gd} = 0,5\mu\text{m}$ .

##### II.3.4.2. Vitesse moyenne

Nous avons représenté, sur la figure I.12a, les caractéristiques donnant le profil théorique de la vitesse moyenne des porteurs

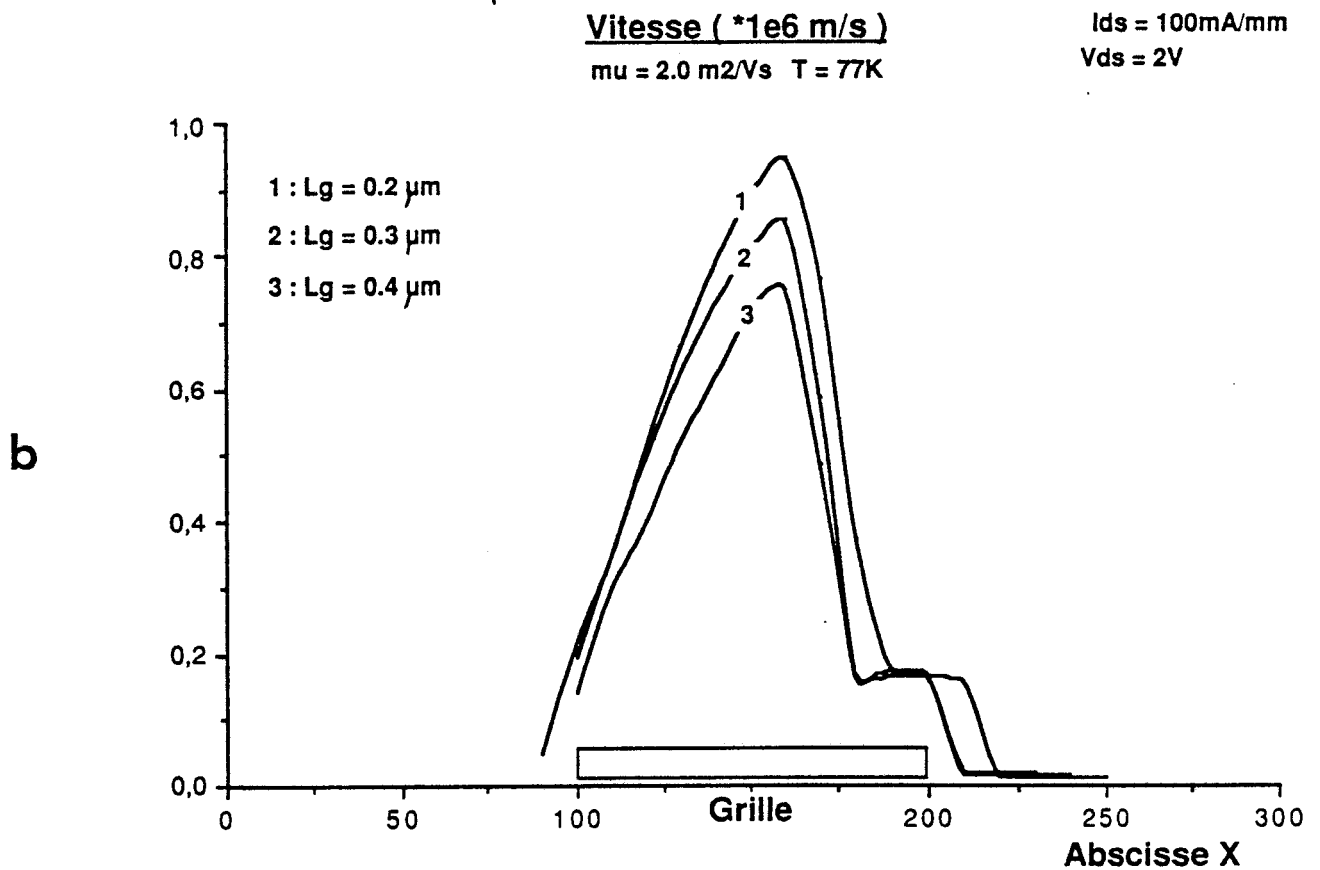
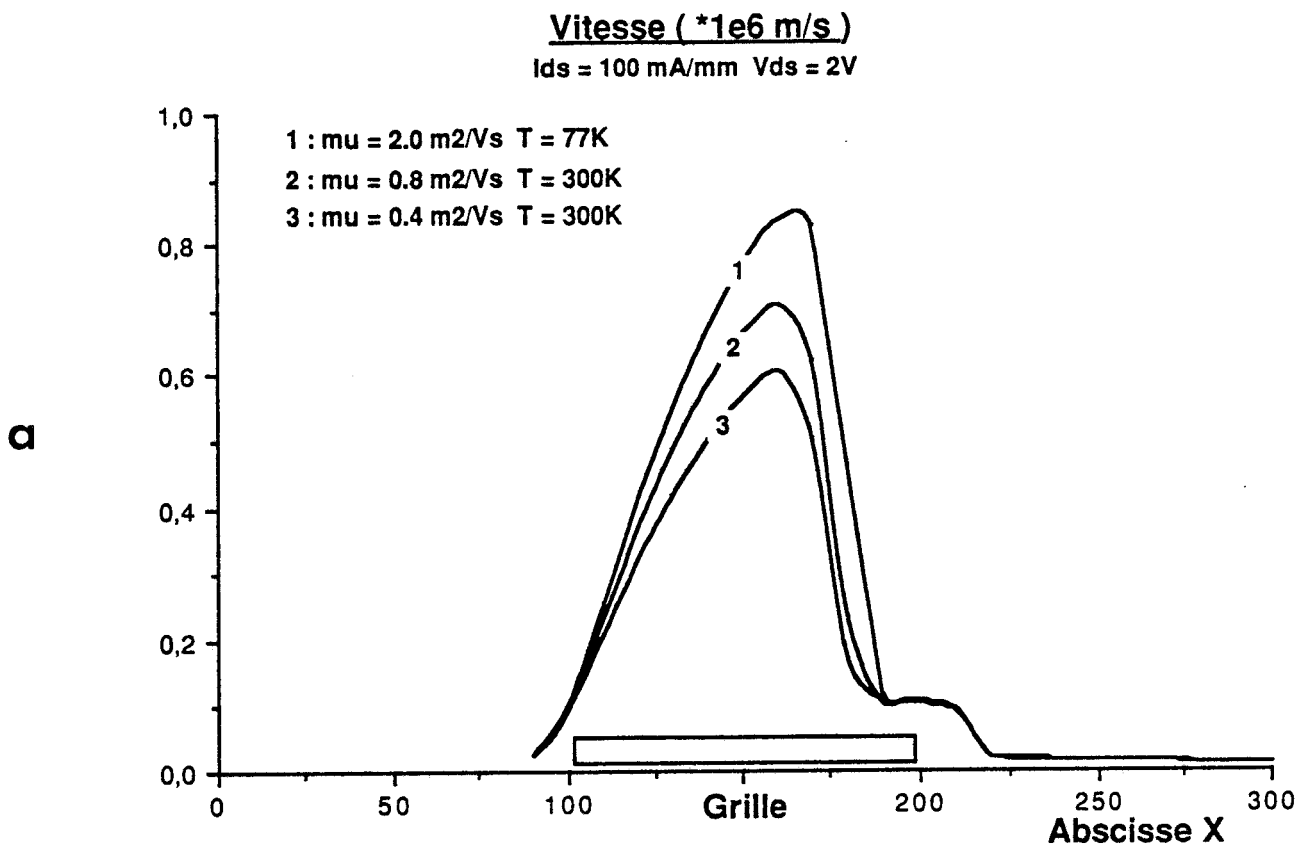


FIGURE I. 12 : Evolution de la vitesse moyenne des porteurs sous la grille pour les trois cas typiques envisagés (a) et pour différentes longueurs de grille fixées à basse température (b).

sous la grille en fonction de l'abscisse  $x$  dans la structure. Ceci pour une densité de courant de drain fixé à de 100mA/mm et une tension  $V_{ds}$  de 2V qui correspondent à la commande des charges de la couche d'accumulation dans le GaAs. Les trois cas typiques caractérisant la dynamique électronique dans ce matériau, énoncés dans le tableau 2, sont envisagés.

On peut remarquer à partir de ces évolutions que la vitesse des porteurs passe par des valeurs maximales très importantes, effet caractéristique du phénomène de survitesse pour des composants à grille courte. Celui-ci est exalté aux températures cryogéniques par l'amélioration de la dynamique électronique dans le transistor à hétérojonction et globalement  $v_{Max}$  s'améliore de 20 à 30% à 77K, comparativement à 300K. On peut donc à partir de ces résultats envisager une amélioration notable de la transconductance intrinsèque. En effet, ces deux paramètres : vitesse moyenne et transconductance peuvent être reliés par l'expression simplifiée suivante [23] :

$$(23) \quad G_m = \frac{\epsilon_{AlGaAs} Z v_0}{A}$$

où  $v_0$  représente une vitesse phénoménologique moyenne qui traduit la distribution de la vitesse des porteurs sous la grille.

Par ailleurs, cette amélioration de la vitesse moyenne est exaltée par la diminution de la longueur de grille du composant comme on peut le constater sur la figure I.12b.

#### II.3.4.3. Schéma équivalent intrinsèque

Intéressons-nous à présent au comportement des quatre principaux paramètres :  $G_m$ ,  $G_d$ ,  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$  du transistor en régime petit-signal, la tension de drain est fixée ici à 2V. L'évolution de chacun de ces paramètres est donnée respectivement sur les figures I.13 (a, b, c et d) en fonction du potentiel de grille interne ( $V_{g \text{ int.}}$ ), à 300

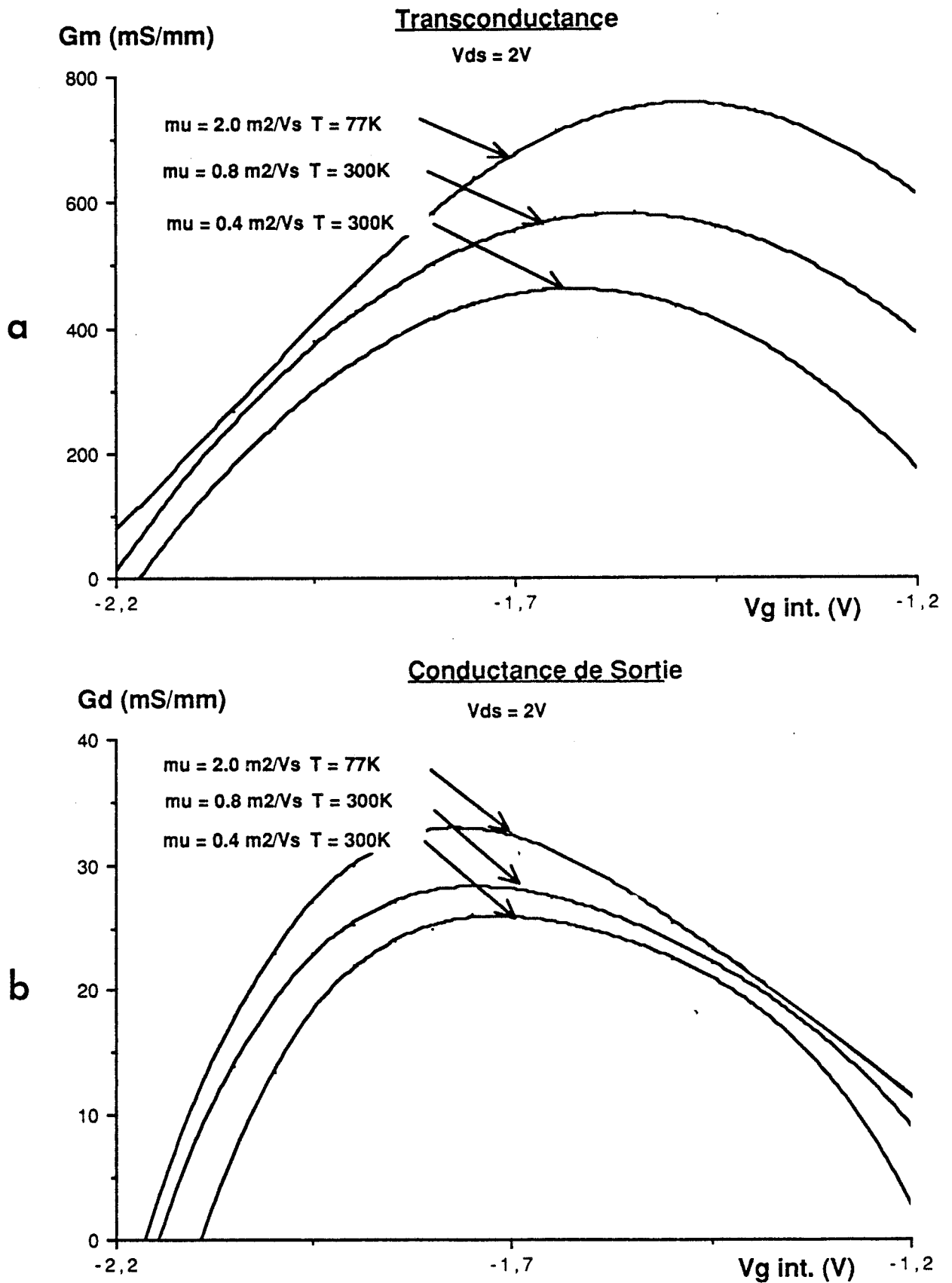


FIGURE I. 13 : Evolution des conductances théoriques Gm (a) et Gd (b) en fonction du potentiel interne dans le canal pour deux températures fixées.

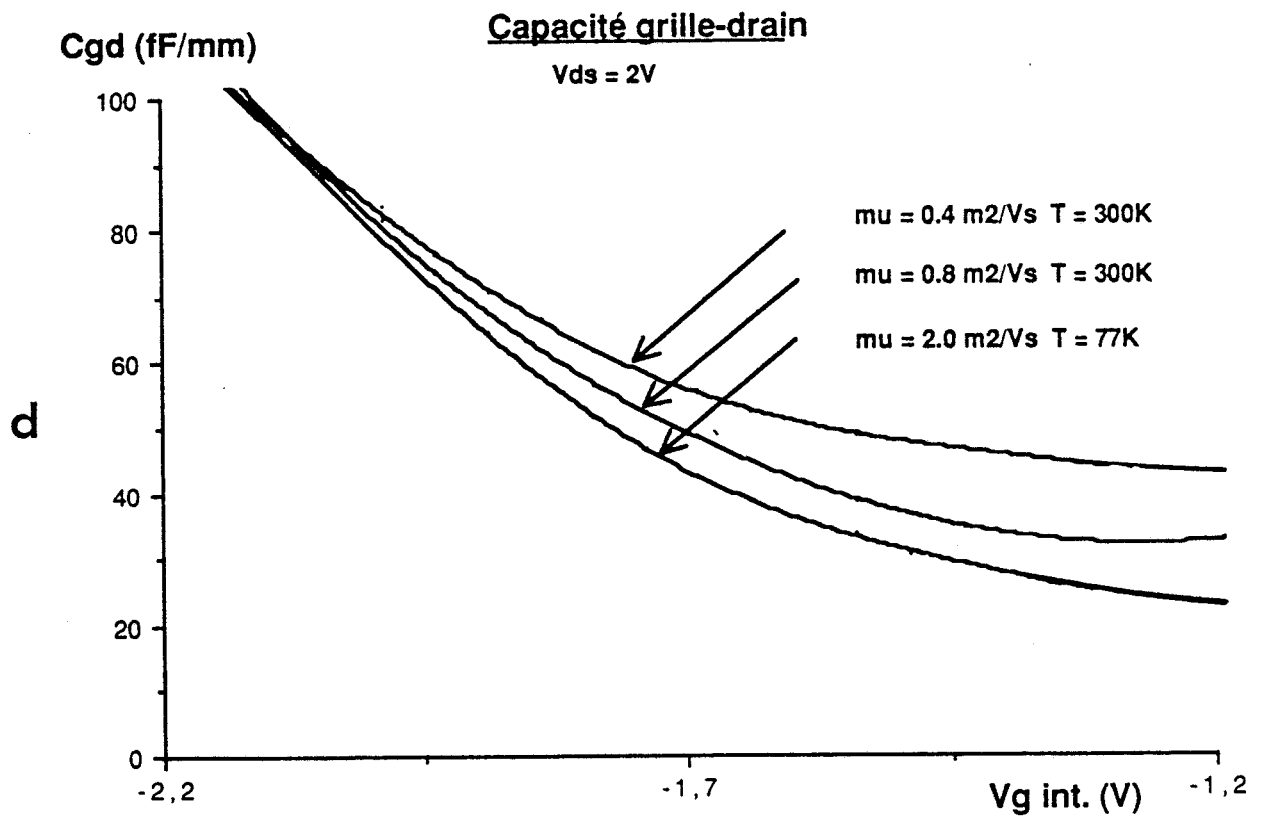
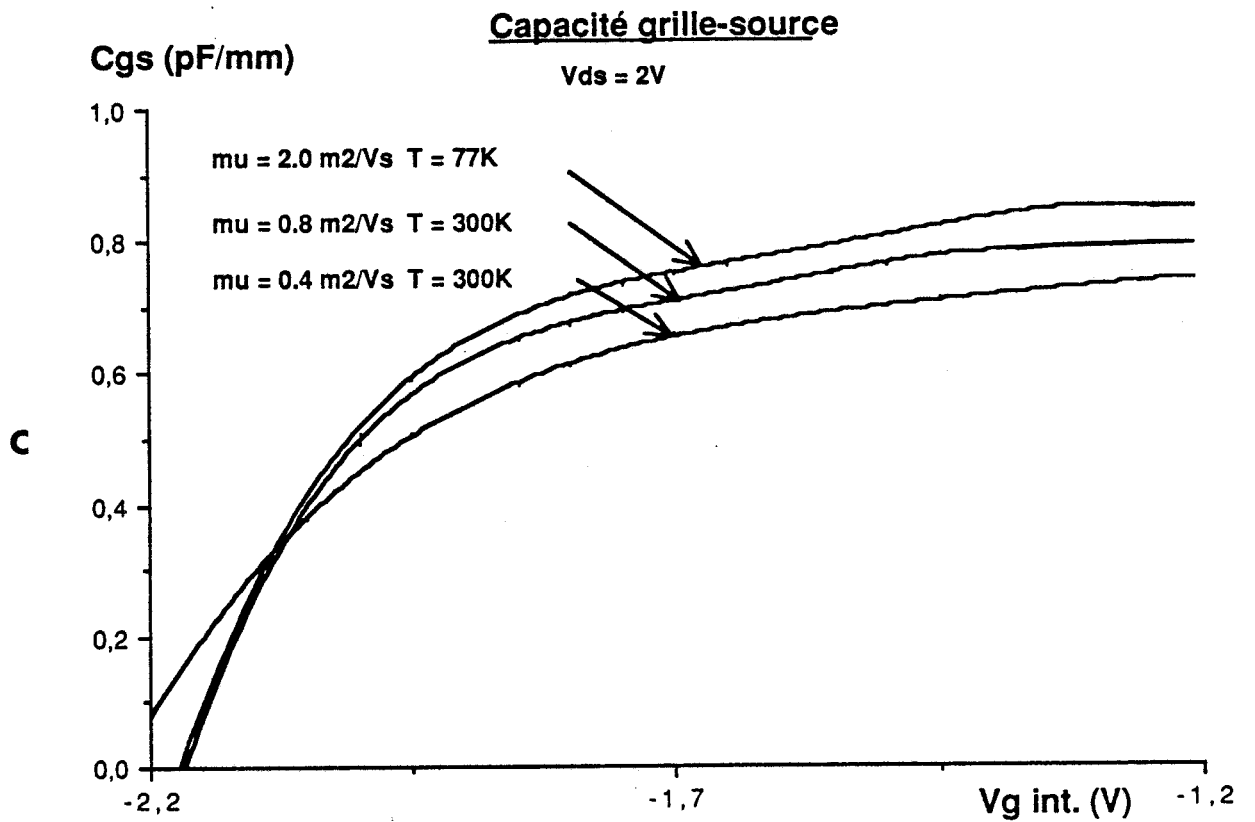


FIGURE I. 13 : Evolution des capacités théoriques  $C_{gs}$  (a) et  $C_{gd}$  (b) en fonction du potentiel interne dans le canal pour deux températures fixées.

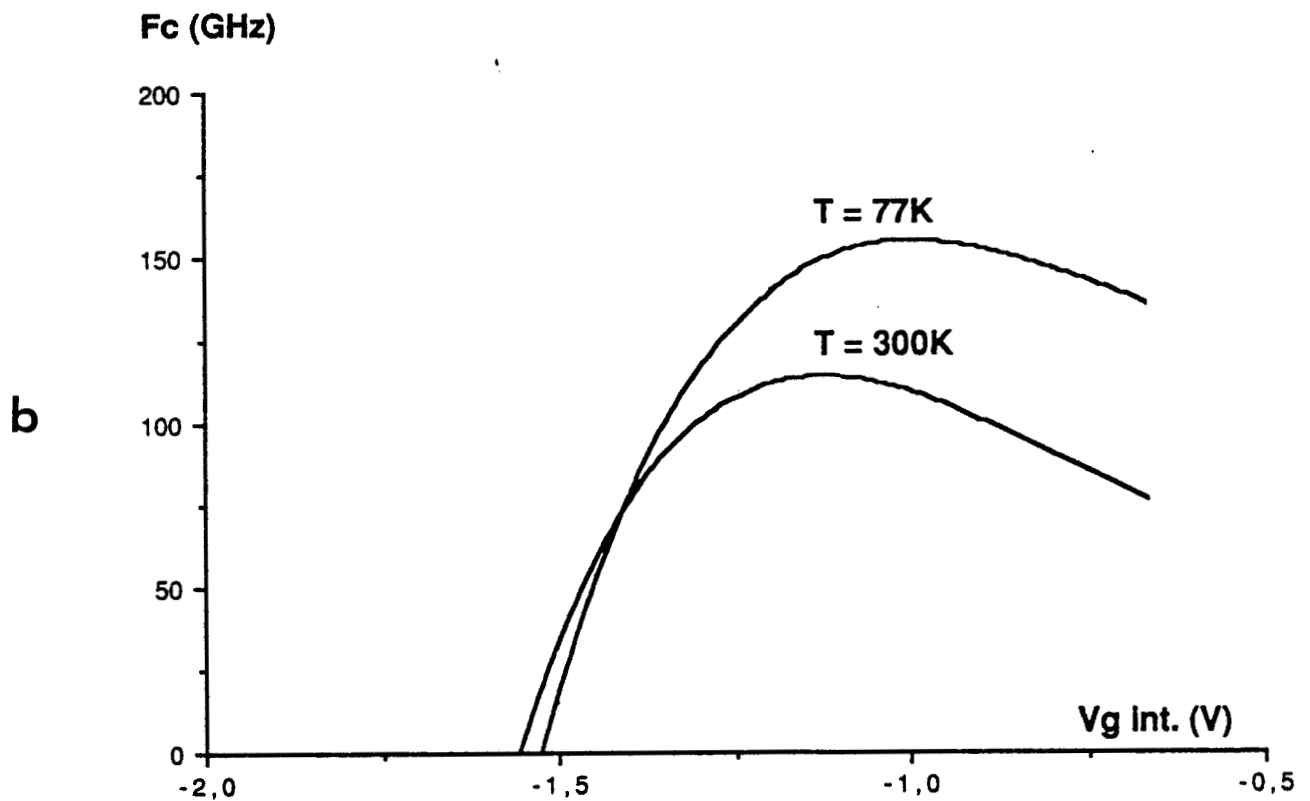
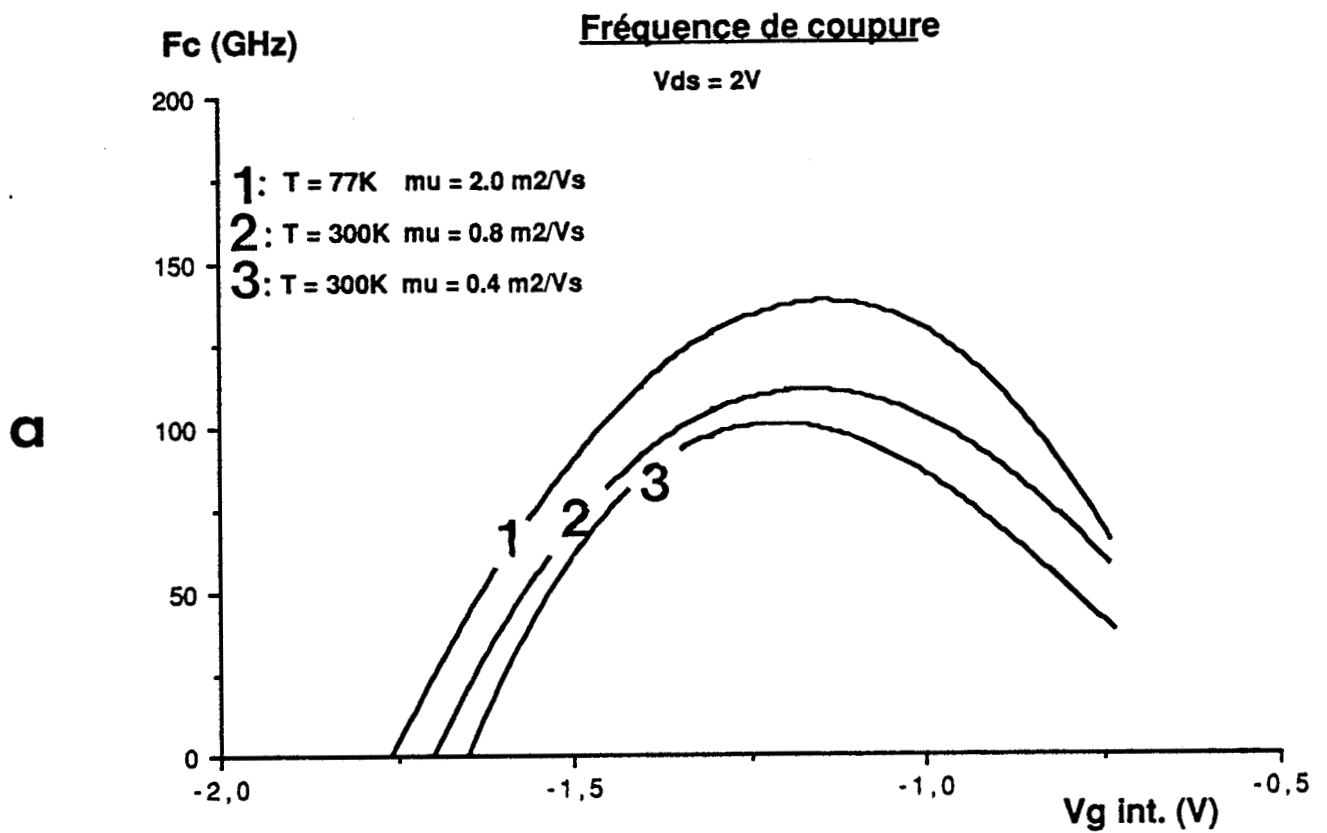


et 77K. De la même manière que précédemment, deux cas sont envisagés à 300K ( $\mu = 0,4$  et  $0,8 \text{ m}^2/\text{Vs}$ ) et le cas représentatif du comportement à 77K ( $\mu = 2. \text{ m}^2/\text{Vs}$ ).

Dans un premier temps, on peut remarquer une augmentation de la transconductance ainsi que de la conductance de sortie du transistor lorsque la température diminue, évolution liée à l'amélioration de la dynamique électronique dans le matériau. Pour les tensions appliquées sur la grille faibles,  $G_m$  tend à décroître. Cet effet de compression de la transconductance s'interprète par l'influence des porteurs de faible dynamique électronique dans la couche d'AlGaAs. Cette diminution à canal ouvert est plus significative sur la conductance de sortie  $G_d$  et ceci est d'autant plus notable que la dynamique dans l'AsGa est importante.

Quantitativement, l'amélioration de la transconductance  $G_m$  peut atteindre 50% de 300 à 77K, tandis que celle-ci est de l'ordre de 20% pour la conductance de sortie  $G_d$ .

En ce qui concerne l'évolution de la capacité grille-source (fig. I.13c), celle-ci augmente lorsque la température diminue d'une quantité constante qui peut atteindre 10 à 15%. Bien que ce sens d'évolution de la capacité  $C_{gs}$  soit en partie observé par des simulations plus rigoureuses du transistor HEMT [15], la variation  $\Delta C_{gs}$  observée avec la température peut-être liée à la loi de commande de charges linéaire introduite dans la simulation de l'hétérojonction hors-équilibre et à la prise en compte de la zone d'AlGaAs dans le modèle lorsque la couche d'accumulation n'est plus en commande. Cette conclusion est très démonstrative si on s'intéresse à l'évolution de la capacité grille-drain selon la dynamique électronique envisagée (fig. I.13d). En effet, si au pincement la capacité



**FIGURE I.14** : Evolution de la fréquence de coupure théorique  $F_c$  en fonction du potentiel interne dans le canal  $V_{g, \text{int}}$  pour différentes températures. Dédite de notre simulation (a) et en comparaison d'une simulation Monte Carlo (b) d'après I151.

Cgd coïncide approximativement dans les trois cas, à canal ouvert, on observe une variation relative sur ce paramètre qui peut atteindre 50% lorsque la couche d'AlGaAs joue un rôle important.

#### II.3.4.4. Fréquence de coupure

Une autre façon d'appréhender l'étude du comportement du transistor HEMT en fonction de la température est de nous intéresser à la fréquence de coupure du gain en courant  $F_c = G_m/2\pi C_{gs}$ . En effet, ce paramètre intervient dans toutes les expressions donnant les performances hyperfréquences du composant, notamment en amplification faible bruit.

Sur la figure I.14a, nous avons représenté l'évolution de la fréquence de coupure  $F_c$  obtenue à partir de notre simulation en fonction du potentiel interne dans le canal, à 300 et 77K. La tension de drain  $V_{ds}$  est fixée à 2V et les principaux paramètres technologiques du composant sont présentés ci-dessous. De plus, nous donnons les résultats théoriques obtenus à partir d'une simulation Monte Carlo effectuée par THOBEL [15] (fig. I.14b).

$L_g = 0,3 \mu\text{m}$   
 $L_{sg} = L_{gd} = 0,31 \mu\text{m}$   
 $N_d = 10^{18} \text{ At/cm}^3$   
 $x = 0,3$   
 $A = 400 \text{ \AA}$

Sur ces figures, on peut constater que les évolutions en fonction du potentiel de grille  $V_g$  int. sont similaires exceptées à canal ouvert. Ceci peut être lié à une prise en compte différente

selon le modèle de la dynamique électronique dans le matériau AlGaAs, en particulier en ce qui concerne la mobilité en champ faible. De plus, ce matériau est "idéalisé" par la procédure de Monte Carlo ce qui conduit à une transconductance élevée à canal ouvert pour ce type de modélisation.

Néanmoins, comme on peut le constater, les valeurs maximales de la fréquence de coupure données par les deux modèles sont sensiblement voisines.

A température ambiante,  $f_{C_{Max}}$  s'échelonne entre 100 et 110 GHz pour des mobilités respectivement de 0,4 et 0,8  $m^2/Vs$ . A la température de l'azote liquide, celle-ci est comprise entre 140 et 150GHz, soit une amélioration de 40 à 50%.

#### II.4. CONCLUSION

En conclusion, nous pouvons dès à présent apporter quelques éléments de précision concernant l'amélioration potentielle qu'entraîne une utilisation en basse température du transistor à hétérojonction. Celle-ci, par le biais d'une analyse quantitative de la fréquence de coupure théorique du composant, est supérieure à 40%. Cette augmentation trouve son origine dans l'amélioration de la dynamique électronique du gaz d'électrons localisé à l'interface de l'hétérojonction dans le matériau pur AsGa.

Néanmoins, il est nécessaire à présent de mettre en évidence les potentialités du HEMT en premier lieu à partir d'une étude expérimentale en régime statique de l'échantillon placé à basse température .

Echantillon n°	X (%AlAs)	AlGaAs (n)			AsGa (n <sup>+</sup> )		Lg x Z (µm)
		Nd (10 <sup>18</sup> At/cm <sup>3</sup> )	A (Å)	e (Å)	(10 <sup>18</sup> At/cm <sup>3</sup> )	t (Å)	
502*	0.28	0.9	380	20	1	250	0.55 x 200
516*	0.28	1	500	0	1	250	
518*	0.28	1	500	0	1	500	
521	0.25	3	400	10	4	300	
522	0.22	1	1000	20	2.7	800	
526*	0.28	2.5	400	0	2	400	

TABLEAU 3.

3497	0.21	0.7	700	80	0	0	0.8 x 300
3590	0.19	0.8	1200	80	0	0	0.6 x 300
4105	0.24	0.64	1000	80	2	580	0.5 x 300
4270	0.21	7	1000	20	-	560	0.5 x 300
4289	-	7	-	-	-	-	0.5 x 4 x 31
3588	0.19	7	1000	80	1	200	0.5 x 300

TABLEAU 4.

63	0.30	1	1000	50	2	2000	1.3 x 300
83	0.25	2	500	30	2.5	1000	1.3 x 300
112	0.25	2	600	30	2.5	1000	1 x 300
141		2	300		5	500	0.3 x 150
188	0.22	1	700	20	2.5	700	0.5 x 150

TABLEAU 5.

\* épitaxie MOCVD  
 (-) non précisé.

### III . FAITS EXPERIMENTAUX BRUTS RELEVES A BASSE TEMPERATURE

#### III.1. COMPOSANTS ETUDIES

Au cours de notre travail, nous avons pu disposer d'un nombre important de composants, d'origines diverses et réalisés soit à partir de couches épitaxiées par jet moléculaire (EJM ou MBE), soit à partir de la méthode des organo-métalliques en phase vapeur (MOVPE ou MOCVD) :

- plusieurs séries de transistors, provenant du Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée (LEP), avec des structures technologiques semblables, sont réalisés à partir de couches épitaxiées MOCVD, ou de couches commerciales épitaxiées MBE. Le taux d'alliage varie de 0,22 à 0,28 (Tableau 3).

- nous avons pu disposer également des composants provenant du laboratoire LCR de Thomson CSF, dont le taux d'aluminium est compris entre 0,19 et 0,24 (Tableau 4).

- nous avons fait l'acquisition de composants HEMT commerciaux, NEC et SONY, épitaxiés MBE et MOCVD respectivement ( $L_g = 0,3\mu\text{m}$  et  $Z = 200\mu\text{m}$ ).

- enfin, des échantillons ont été réalisés spécialement pour cette étude par la centrale de technologie du laboratoire par MBE (Tableau 5).

### III.2. DISPOSITIF ET PROCEDURE EXPERIMENTALE

La caractérisation continue du transistor à effet de champ est réalisée à partir d'un banc de mesures automatiques couplé à un calculateur HP85.

Un cryostat à régulation automatique permet l'obtention de températures stables comprises entre l'ambiante et l'azote liquide (77K), le composant étant situé à l'extrémité d'une canne placée dans celui-ci. Classiquement, les mesures effectuées pour une température fixée sont les suivantes :

- la caractéristique de drain  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  faite pour des tensions  $V_{gs}$  variant de la tension de pincement  $V_p$  du transistor vers une tension de polarisation de grille à canal ouvert, fixée à +0,5V. On pourra évaluer la qualité du composant à partir de l'examen des caractéristiques I-V, ainsi que des valeurs plus précises de  $V_p$  et du courant de saturation  $I_{dss}$  ( $V_{gs} = 0$ ).

- la caractéristique de transfert  $I_{ds}(V_{gs})$  est obtenue de façon semblable pour différentes valeurs  $V_{ds}$ . La dérivation numérique entre deux points de mesure permet la détermination de la transconductance statique du transistor.

$$(24) \quad G_m(V_{gs}) = \left( \frac{\Delta I_{ds}}{\Delta V_{gs}} \right)_{V_{ds} = \text{cste}}$$

- la mesure des caractéristiques  $I_{gs}(V_{gs})$  et  $I_{gd}(V_{gd})$  du contact Schottky polarisé en direct est effectuée successivement entre grille et source (drain en l'air), puis entre grille et drain (source en l'air). L'exploitation de ces courbes permet d'en déduire le facteur d'idéalité ( $\eta$ ) et la hauteur de barrière effective ( $\phi_{Bn}$ ), caractérisant le contact de grille. De plus, la tension développée sur

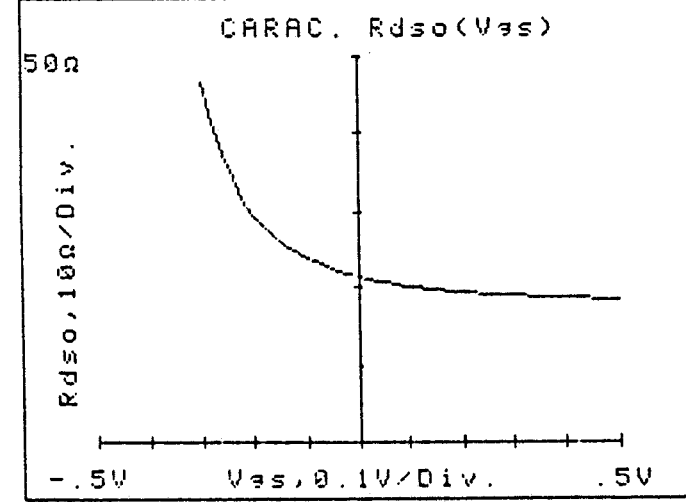
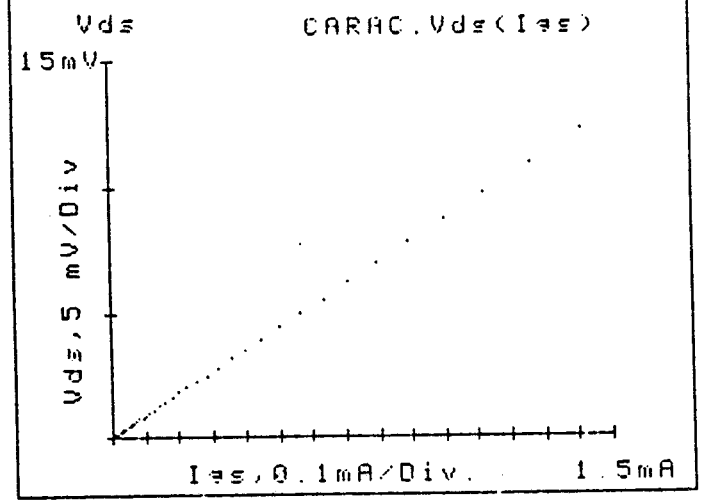
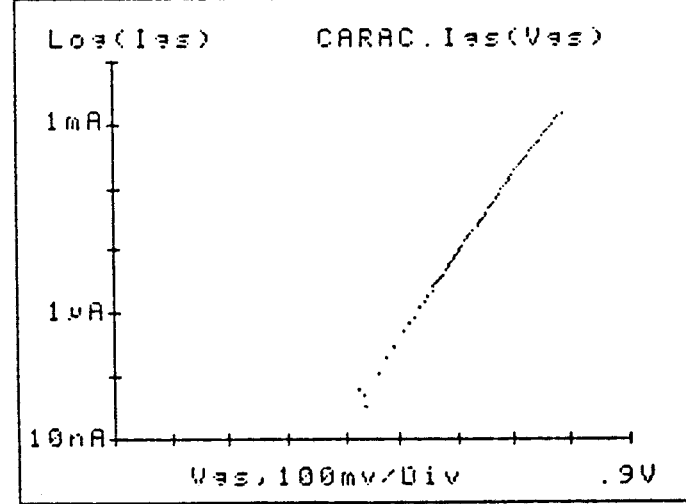
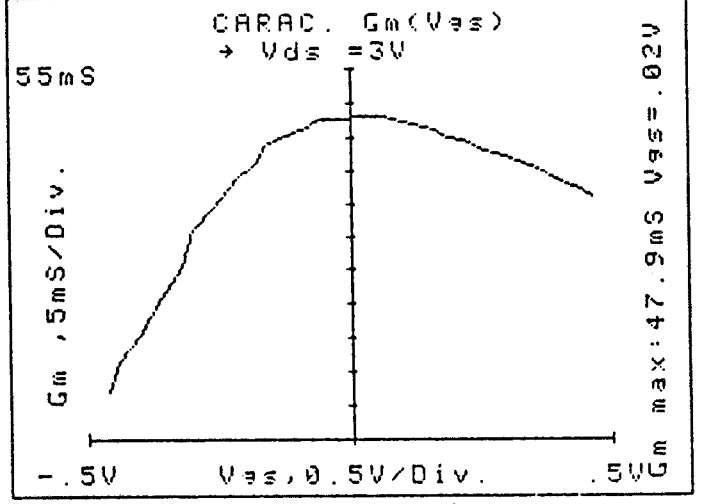
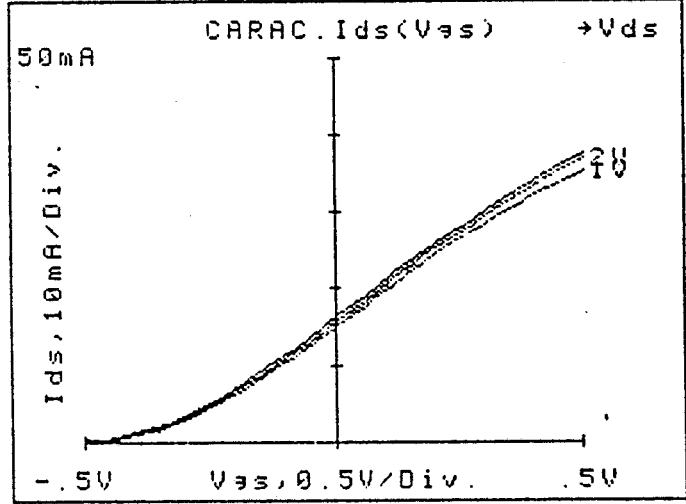
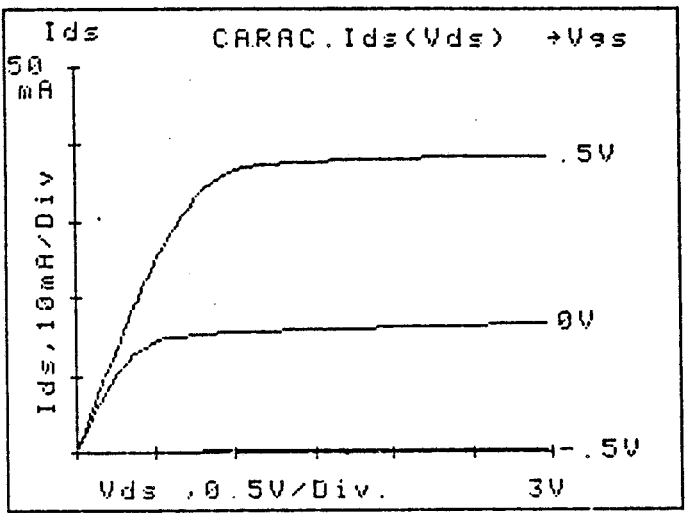


FIGURE I.15 : Procédure de caractérisation continue du transistor à effet de champ.



le drain dans le premier cas et sur la source dans le second cas, permet d'accéder aisément aux valeurs respectives des résistances ( $R_s + R_i$ ) et ( $R_d + R_i$ ) où  $R_i$  représente une partie de la résistance distribuée dans le canal.

- la caractéristique  $R_{ds}(V_{gs})$  relevée dans la région ohmique de la caractéristique I-V, permet d'accéder à la somme des résistances d'accès ( $R_s + R_d$ ) et à la résistance du canal  $R_0$ . Ces résultats pourront être corrélés aux résultats précédents.

A titre d'illustration, les caractéristiques statiques, déduites pour un échantillon TEGFET typique (n°4270), sont regroupées sur la figure I.15 qui résume la chronologie des mesures et l'ensemble de la méthode de caractérisation continue.

La procédure expérimentale est maintenue identique pour toutes les températures, de l'ambiante jusqu'à celle de l'azote liquide, le refroidissement du composant étant effectué à tensions  $V_{gs}$  et  $V_{ds}$  nulles.

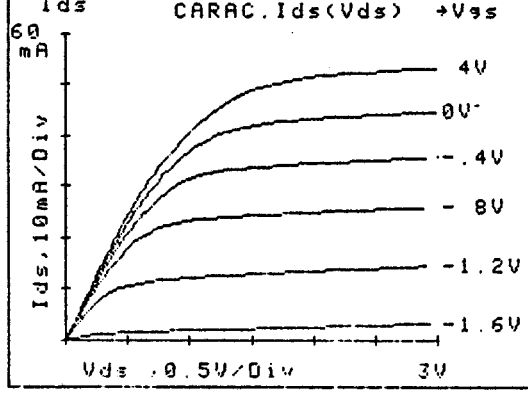
### III.3. COMPORTEMENT EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

#### III.3.1. Caractéristiques de drain $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$

Les caractéristiques du courant de drain  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  ont été relevées systématiquement :

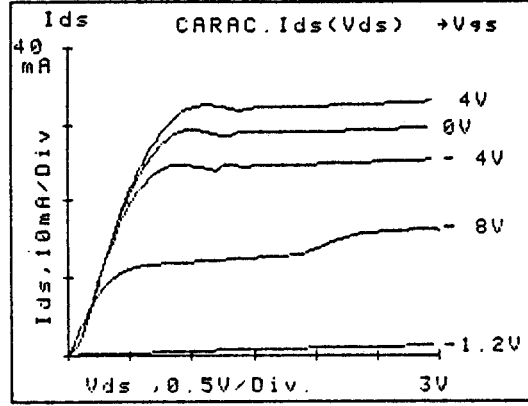
- en fonction de la température thermodynamique
- en fonction de la tension de grille  $V_{gs}$  qui varie progressivement de  $V_p$  à +0,5V.
- en fonction de la tension de drain  $V_{ds}$  qui évolue typiquement de 0 à 3V.

TEC : 3497-N13 T=+20oC  
CARAC. Ids(Vds)



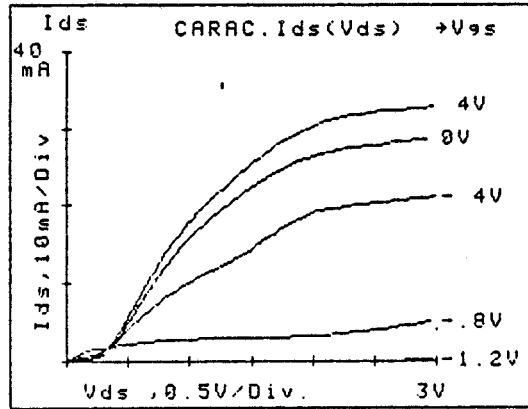
T = 300K

TEC : 3497-N13 T=-100oC  
CARAC. Ids(Vds)



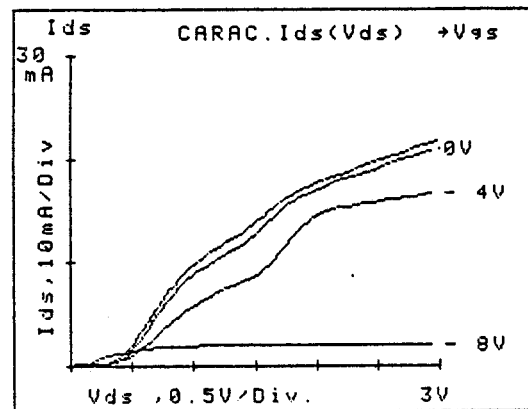
T = 173K

TEC : 3497-N13 T=-120oC  
CARAC. Ids(Vds)



T = 153K

TEC : 3497-N13 T=-196oC  
CARAC. Ids(Vds)



T = 77K

FIGURE I.16 : Evolution des caractéristiques statiques de drain d'un transistor TEGFET n°3497 pour différentes températures fixées.

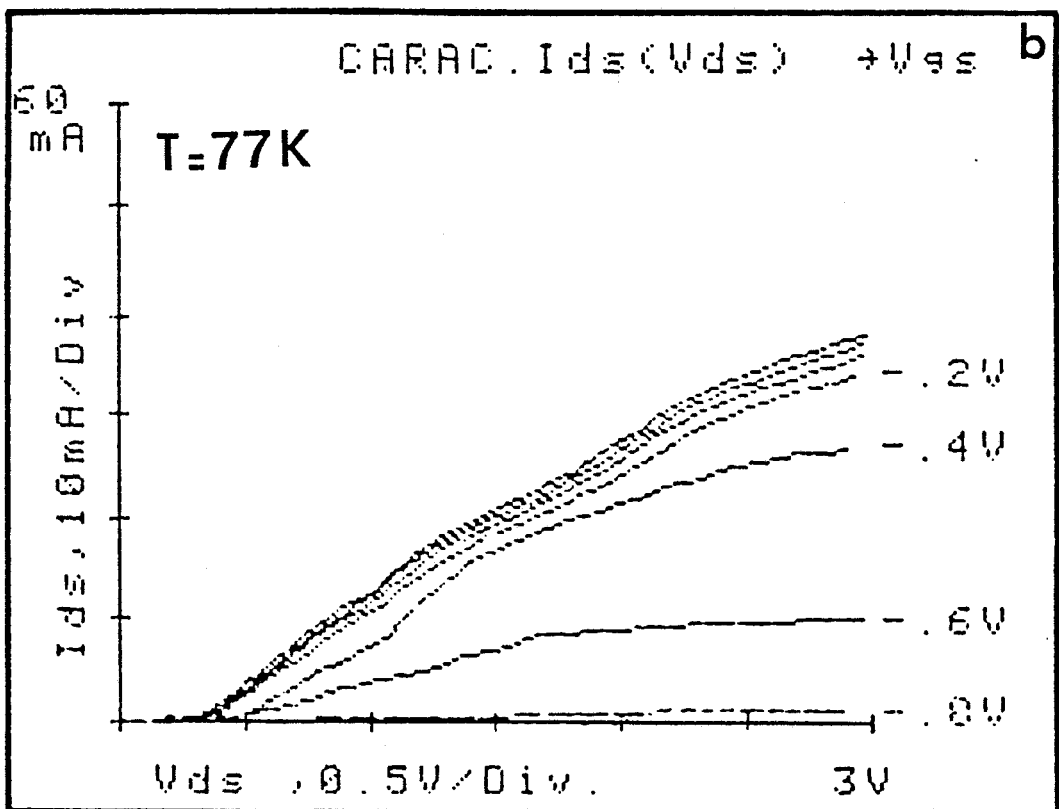
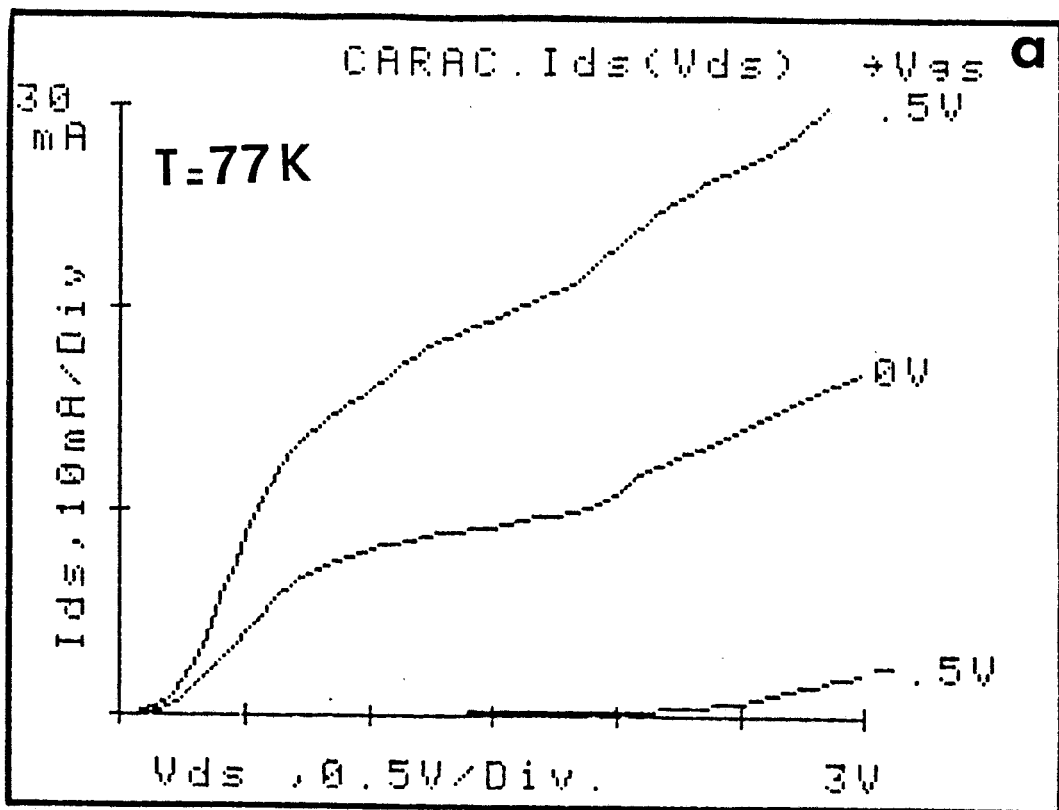


FIGURE I.17 : Caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  en présence des phénomènes parasites à basse température pour deux transistors type épitaxiés par :

- a) MBE (n° 112)
- b) MOCVD (n° 2SK878 SONY).

Nous donnons tout d'abord sur la figure I.16 les résultats obtenus sur le transistor TEGFET n°3497.

Dans une première gamme de températures ( $T_{amb} - 223K$ ), l'allure des caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  reste semblable. On peut signaler toutefois une diminution avec la température de la tension de pincement du composant et un léger tassement du courant de saturation  $I_{dss}$ . Par contre, dans la gamme de température  $173K < T_0 < 193K$ , différentes dégradations viennent affecter la caractéristique de drain. Ces phénomènes d'instabilités à basse température peuvent se résumer de la façon suivante :

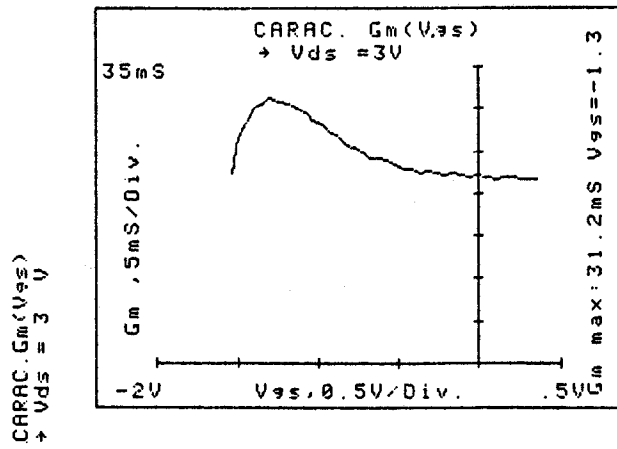
- la zone ohmique de la caractéristique de drain subit globalement un effondrement, phénomène appelé communément "**collapse**" dans la littérature [27, 28]. Puis, on retrouve à nouveau le comportement classique du transistor en régime de saturation lorsque la tension de polarisation de drain devient suffisamment importante.

- on observe alors une diminution de courant  $I_{dss}$ .

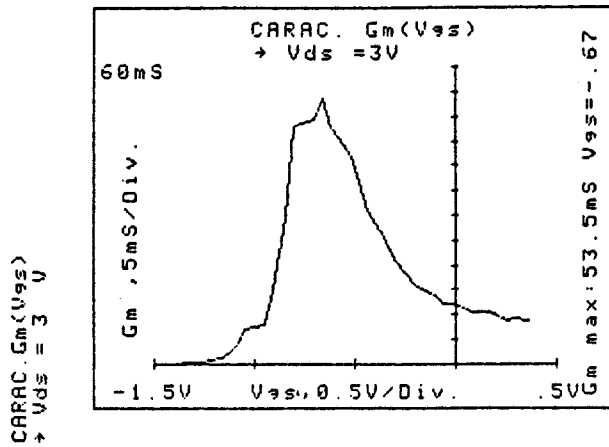
- parallèlement à ce phénomène, la conductance de sortie statique augmente et montre une forte dépendance avec le point de polarisation du transistor et avec la température.

- enfin, on assiste à un décalage sensible de la tension de pincement de plusieurs centaines de mV.

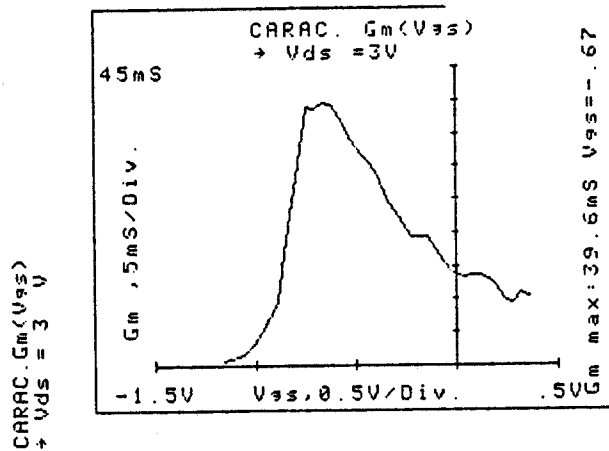
D'autres exemples typiques du comportement à 77K du transistor TEGFET sous l'influence de ces phénomènes parasites sont donnés sur la figure I.17a (épitaxie MBE) et sur la figure I.17b (épitaxie MOCVD).



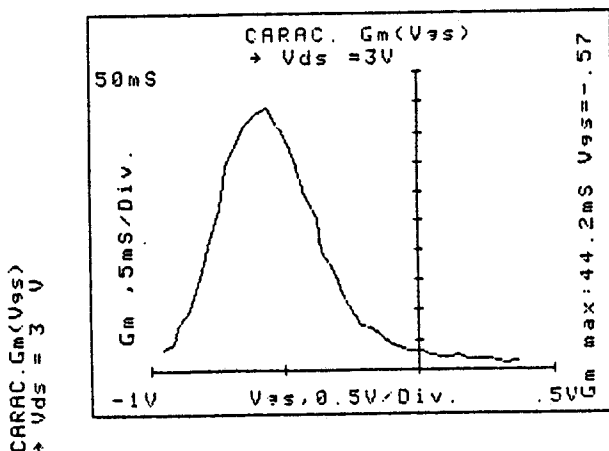
T = 300K



T = 173K



T = 153K



T = 77K

FIGURE I.18 : Evolution de la transconductance statique  $G_m$  pour différentes températures et pour une tension de drain fixée. Echantillon de la série n° 3497.

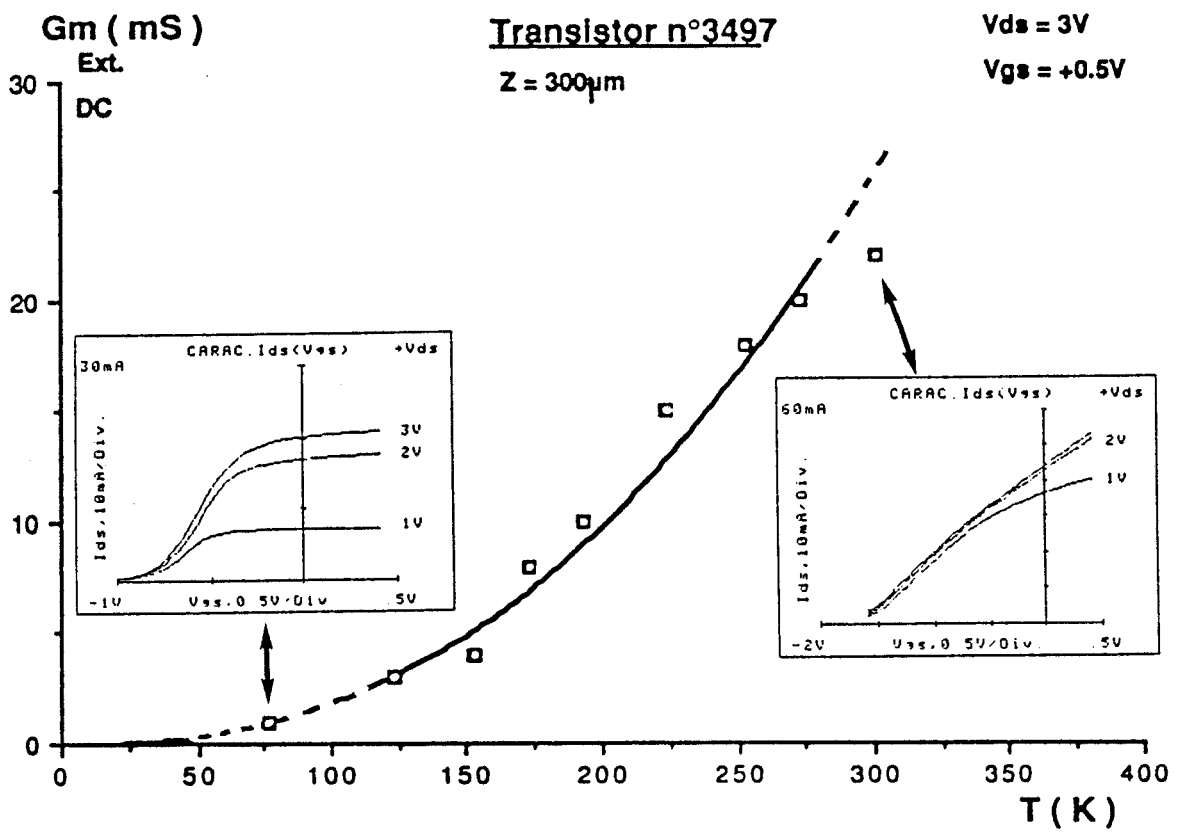
### III.3.2. Transconductance $G_m(V_{gs})$

Outre les dégradations en basse température du courant de drain, nous pouvons de la même manière envisager l'évolution des caractéristiques de transfert et plus particulièrement celles de la transconductance statique  $G_m(V_{gs})$  en fonction de la température. Cette analyse est effectuée à tension drain-source suffisamment élevée ( $V_{ds} = 3V$ ) pour distinguer ces résultats du comportement de la région ohmique du transistor.

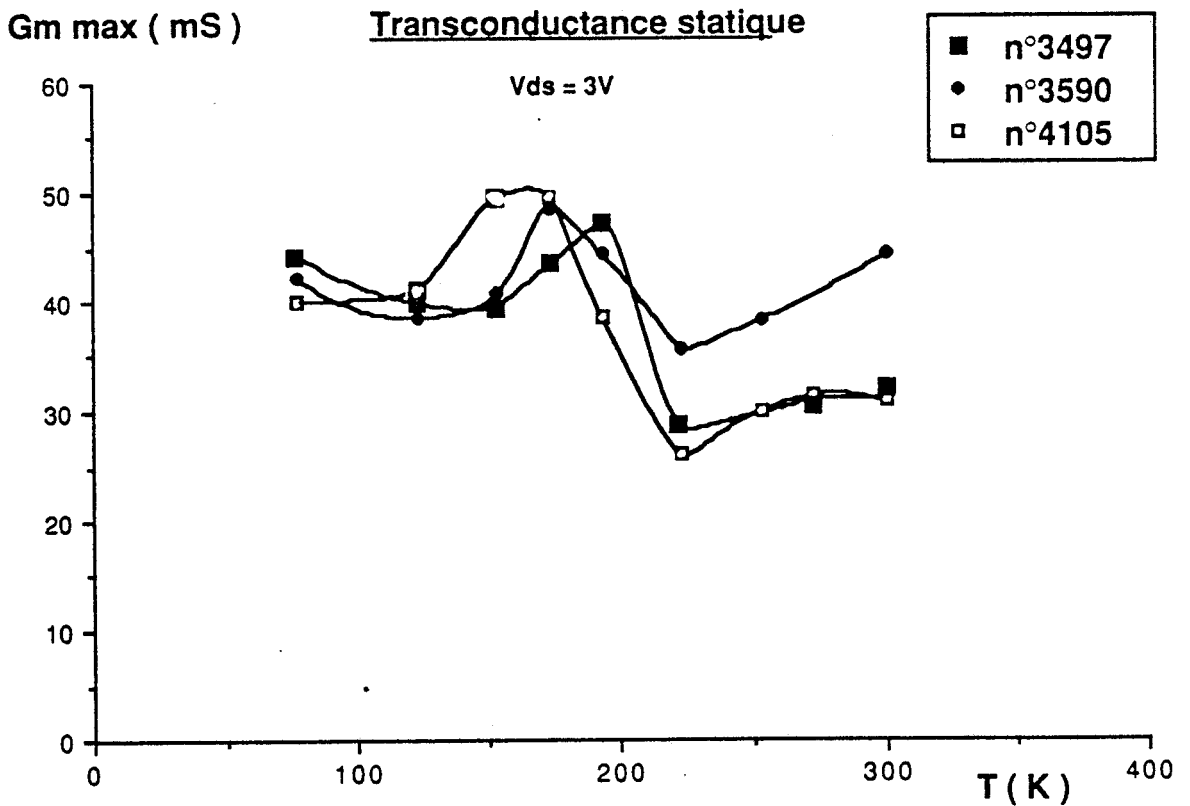
A température ambiante tout d'abord, l'évolution de la courbe  $G_m(V_{gs})$  présente dans le cas du transistor n°3497, deux zones très distinctes (fig. I.18). Une première région où la transconductance est plus faible et montre une faible dépendance avec la tension appliquée sur la grille. Cette zone correspond au cas où la contribution de la couche d'AlGaAs non encore désertée devient prédominante [29] ; dans cette région fortement dopée, la mobilité des électrons est faible. La deuxième partie de la courbe qui précède le pincement correspond au cas où la conduction est issue du gaz d'électrons à l'hétérojonction. On peut, dans la mesure où l'on connaît tous les paramètres technologiques du transistor avec précision, essayer de corrélérer la position du maximum de la transconductance sur l'abscisse  $V_{gs}$  à l'épaisseur de la couche non désertée et à la concentration d'atomes donneurs dans la couche d'AlGaAs.

Si l'on considère l'évolution de la transconductance lorsque la température diminue, on observe un net rétrécissement de la caractéristique  $G_m(V_{gs})$ , ce comportement est d'autant plus marqué que la tension de pincement du transistor est importante. Nous pouvons relier ce mécanisme aux effets combinés suivants :

- un décalage de la tension de seuil du transistor, observé par ailleurs à partir des caractéristiques de drain  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ ,



**FIGURE I.19** : Evolution de la transconductance à canal ouvert en fonction de la température pour un point de polarisation fixée. Echantillon n°3497.



**FIGURE I.20** : Evolution de la transconductance  $G_m \text{ max}$  extrinsèque en fonction de la température pour différents transistors TEGFET à tension de drain fixée.

- mais, également une diminution de la transconductance  $G_m$  à canal ouvert qui est d'autant plus importante que l'on refroidit le composant.

Ainsi, pour une polarisation de grille égale à +0,4V (on s'assure de l'absence d'un courant de grille), on observe (fig. I.19) pratiquement une disparition totale de  $G_m$  à la température de l'azote liquide.

Si à température ambiante, le courant de drain croît continûment avec  $V_{gs}$ , ce qui est l'évolution classique pour le transistor à effet de champ :

$$(25) \quad (I_{ds})_{300K} = I_{GaAs} + I_{AlGaAs}$$

on retrouve à 77K un comportement identique lorsque la couche d'accumulation est efficacement contrôlée par l'électrode de grille. Puis le courant  $I_{ds}(V_{gs})$  amorce une saturation et tend à devenir indépendant de la tension  $V_{gs}$ . Tout se passe alors comme si, la couche d'AlGaAs ne contribue plus au courant total de drain et ne résulte que du courant correspondant au gaz d'électrons.

Ceci nous amène à nous intéresser à l'évolution de la transconductance  $G_{mMax}$  en fonction de la température (fig. I.20) qui traduit essentiellement le comportement de la commande de la couche d'accumulation. Les caractéristiques, obtenues pour trois échantillons typiques, montrent à travers les multiples sens d'évolution de  $G_{mMax}$  la complexité des phénomènes observés qui peuvent être attribués :

- à l'influence des résistances d'accès de source et de drain non extraites dans la transconductance extrinsèque mais qui, nous le verrons par la suite, évoluent fortement avec la température.

- aux effets de dégradation de la zone ohmique de la caractéristique I-V du transistor lorsque la température varie entre 193K et 173K. Simultanément, la transconductance varie alors brutalement.



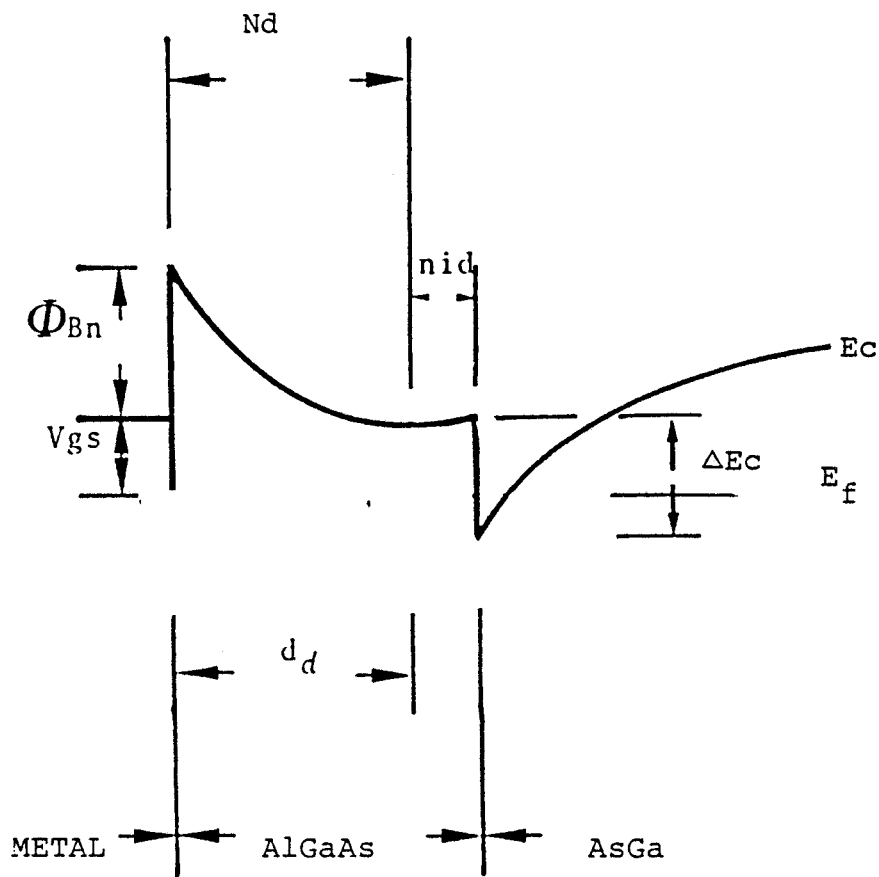


FIGURE I.21 : Représentation de la structure de bande d'un transistor à hétérojonction quand une tension  $V_{gs}$  est appliquée sur la grille.

- enfin, un autre mécanisme concerne l'évolution du courant de drain en régime de saturation lorsque la tension  $V_{gs}$  est maintenue constante. Une augmentation plus ou moins brutale du courant de drain (fig. I.16) se manifeste lorsque la température diminue et pour une tension de polarisation de grille  $V_{gs}$  voisine de celle pour laquelle on obtient  $G_{mMax}$ .

Ce mécanisme, observé sur plusieurs échantillons à basse température, a été relevé également à 300K pour des caractéristiques de drain ne faisant pas apparaître les effets d'instabilités, ce qui permet de dissocier l'origine physique de ces deux mécanismes. C'est pourquoi, nous pourrions étudier plus précisément ce comportement du courant de saturation, en fonction des paramètres du transistor et de la température, dans la troisième partie de ce travail.

### III.3.3. Tension de pincement

L'étude expérimentale, effectuée sur les caractéristiques I-V du transistor à hétérojonction, a permis de mettre en évidence le décalage  $\Delta V_p$  de la tension de pincement lorsque la température diminue. Celle-ci est donnée par l'expression [30] :

$$(26) \quad V_p = \phi_{Bn}(T) - \frac{1}{q} \Delta E_c(T) - \frac{q N_d^+ d_d^2}{2\epsilon_{AlGaAs}}$$

où  $\phi_{Bn}$  représente la hauteur de barrière du contact métal-semiconducteur et  $\Delta E_c$  la hauteur de la discontinuité des bandes de conduction. Toutefois, il s'avère que ces paramètres évoluent dans de très faibles proportions avec la température et ne peuvent ainsi justifier l'écart de  $V_p$ .

$|V_p|$  (V)

Décalage de la tension de pincement

$V_{ds} = 3V$

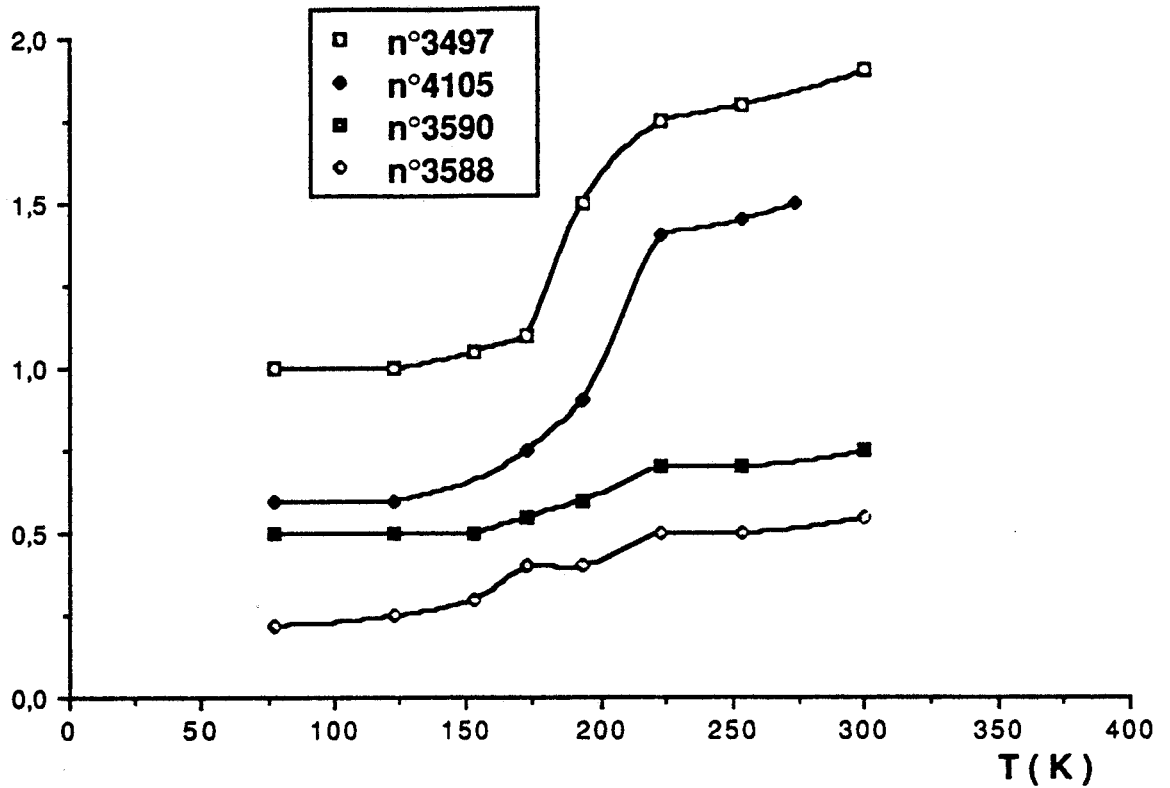


FIGURE I.22 : Evolution de la tension de pincement  $|V_p|$  en fonction de la température pour différents transistors TEGFET.

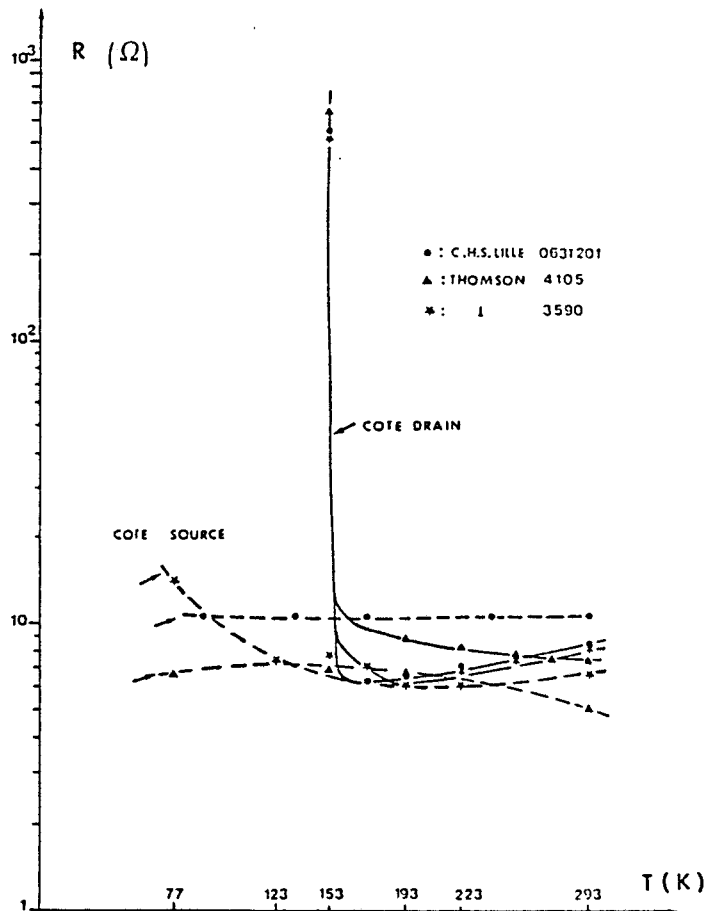


FIGURE I.23 : Evolution des résistances vers la source (-----) et vers le drain (——) en fonction de la température pour différents transistors.

$d_d$  représente l'épaisseur de la couche d'AlGaAs dopée et  $N_d^+$  la concentration d'impuretés ionisées correspondant à la densité d'électrons libres dans le matériau (fig. I.21).

Sur la figure I.22, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus pour quatre échantillons typiques, le décalage  $\Delta V_p$  peut varier de 0,2 à 0,8V entre la température ambiante et celle de l'azote liquide. Cette évolution ainsi que l'amplitude du phénomène observé ne peuvent s'expliquer autrement que par les propriétés physiques propres à la couche semiconductrice d'AlGaAs dopée.

Outre le comportement de la tension de pincement du composant mis en froid, un résultat intéressant concerne la quasi-indépendance du coefficient d'idéalité ( $\eta$ ) et de la hauteur de barrière effective ( $\phi_{Bn}$ ) qui caractérise le contact métal-semiconducteur de grille.

#### III.3.4. Caractéristiques de grille $I_{gs}(V_{gs})$ et $I_{gd}(V_{gd})$

A l'issue de la caractérisation systématique des composants à hétérojonction AlGaAs/GaAs, un résultat remarquable concerne l'évolution des résistances d'accès de source ( $R_s$ ) et de drain ( $R_d$ ), en fonction de la température. Elles sont déduites principalement de l'exploitation des caractéristiques en direct de la diode Schottky polarisée par la source ou par le drain.

Si la valeur de la résistance ( $R_s + R_i$ ) évolue légèrement lorsqu'on refroidit le transistor, il n'en est pas du tout de même pour la somme ( $R_d + R_i$ ). En effet, cette résistance reste sensiblement constante jusque 173K, et évolue très rapidement au-delà de cette valeur pour atteindre plusieurs centaines d'ohms dans certains cas (fig. I.23). Ce résultat est à relier aux dégradations, décrites

précédemment, des caractéristiques I-V dans la région ohmique. En effet, la résistance entre drain et source peut être décomposée en la somme de la résistance du canal sous la grille qui varie avec la tension  $V_{gs}$  et des résistances d'accès de drain et de source. A ce titre, la mesure  $R_{ds}(V_{gs})$  confirme l'ensemble des résultats, cités ci-dessus, obtenus dans les conditions de température telles que l'on observe le collapse.

### III.3.5. Conclusion

Cette étude permet d'effectuer la première constatation qui concerne la dégradation de la transconductance en basse température, résultat qui s'oppose à toute prévision théorique.

Elle a néanmoins permis de relever le comportement typique réel du transistor à hétérojonction AlGaAs/GaAs aux basses températures et de mettre en évidence la complexité des phénomènes observés. Il est nécessaire, à présent, de préciser à l'aide de mesures spécifiques les conditions de développement des phénomènes observés à l'origine des dégradations des caractéristiques I-V, ceci notamment afin de définir, par la suite, les règles ou les structures permettant de limiter ou d'annuler ces effets néfastes.

## III.4. MISE EN EVIDENCE ET DEVELOPPEMENT DES DEGRADATIONS DES CARACTERISTIQUES I-V

### III.4.1. Influence des conditions de polarisation du transistor

Les résultats précédents nous amènent à définir avec précision les conditions de polarisation qui donnent naissance aux effets parasites observés à partir des caractéristiques I-V du transistor.

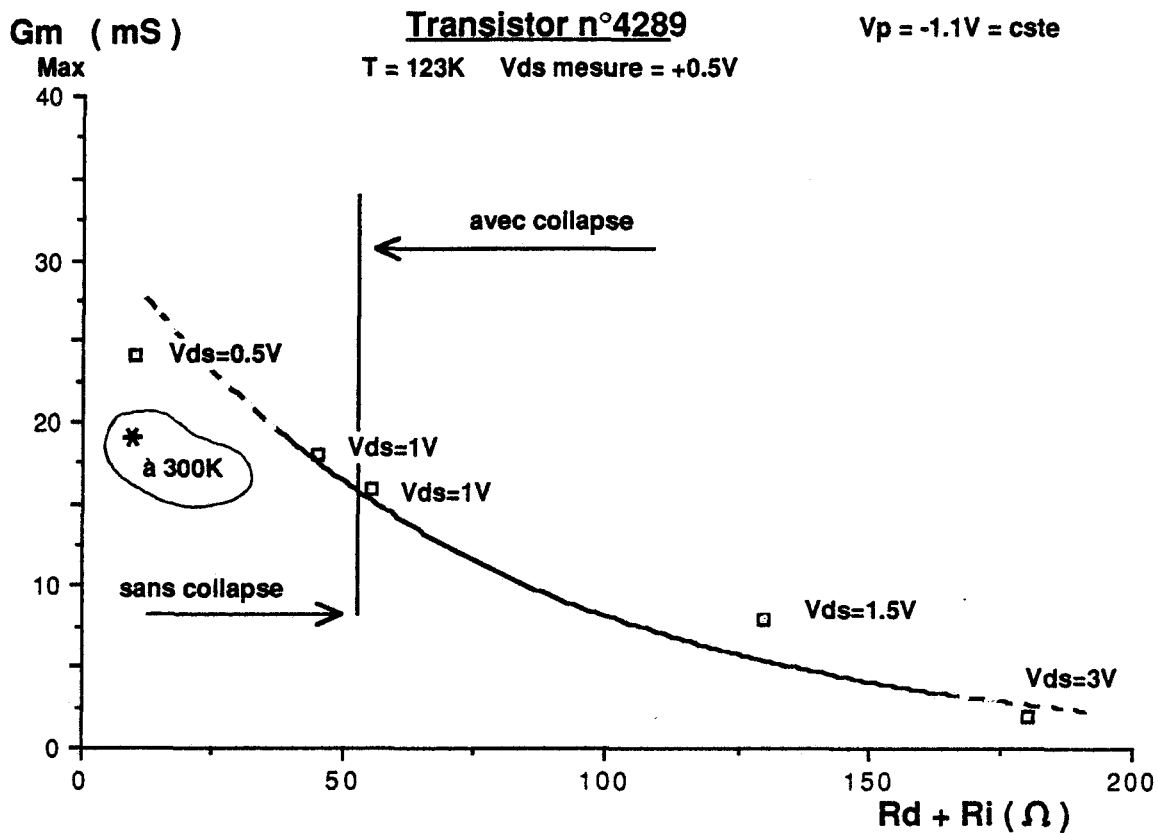


FIGURE I.24 : Evolution de  $G_m$  max en fonction de la résistance ( $R_d + R_i$ ) qui résulte de l'application d'une contrainte électrique au préalable sur le drain. La tension de drain et la température sont fixées. En comparaison la valeur relevée à 300K est indiquée.

### III.4.1.1. Contrainte électrique appliquée sur le drain

Initialement, l'échantillon est refroidi à 123K sans qu'aucun traitement préalable n'ait été appliqué. Pour étudier l'influence d'une contrainte électrique appliquée sur le drain, nous procéderons comme suit :

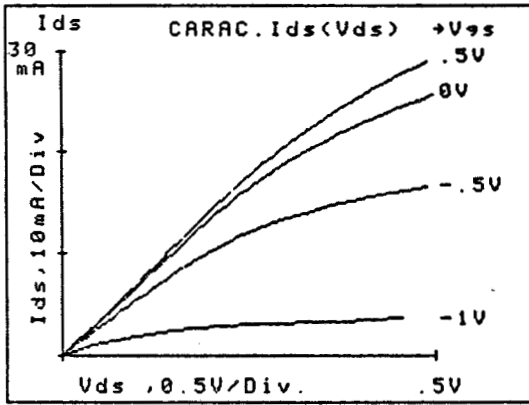
- une tension  $V_{gs}$  nulle couplée à différentes tensions successives  $V_{ds}$ , variant de 0,5 à 3V, est appliquée au transistor préalablement à la mesure. On relève ensuite la résistance totale dans l'espace grille-drain ( $R_d + R_i$ ) ainsi que la caractéristique  $G_m(V_{gs})$  pour une tension  $V_{ds}$  réduite à +0,5V. Sur la figure I.24, nous avons représenté l'influence de la tension  $V_{ds}$  appliquée préalablement. On y distingue deux régions très distinctes :

- une zone où la valeur de  $G_{mMax}$  est importante, supérieure à celle obtenue à  $T_{amb}$ . La valeur de ( $R_d + R_i$ ) reste relativement faible et la caractéristique I-V n'est pas dégradée à faible  $V_{ds}$ .

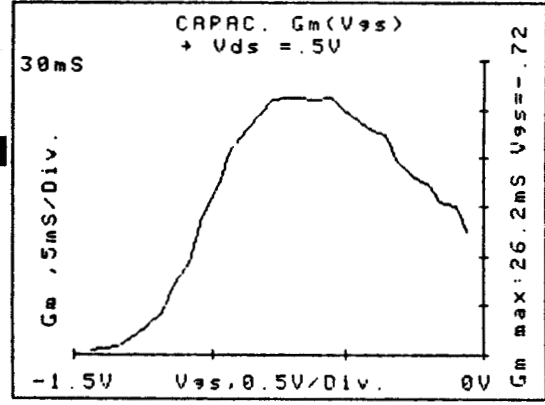
- une seconde zone où apparaît le phénomène de collapse. La tension  $V_{ds}$  nécessaire est supérieure à 1V. Dans ces conditions,  $G_{mMax}$  décroît alors rapidement, tandis que ( $R_d + R_i$ ) augmente corrélativement à une dégradation de plus en plus prononcée de la caractéristique I-V. L'amplitude de cette tension de seuil  $V_{ds_0}$ , au-delà de laquelle le collapse apparaît, est relativement identique quelque soit le composant, résultat déduit tant par notre propre expérience que par comparaison aux résultats de la littérature [29, 31].

Les dégradations, observées en appliquant une tension  $V_{ds}$  supérieure à 1V, sont irréversibles à 150K et un nouveau relevé de la caractéristique, en réduisant  $V_{ds}$  à moins de 1V, laisse désormais apparaître les dégradations. Ce phénomène, irréversible aux températures cryogéniques, ne peut être supprimé qu'en réchauffant le composant au-delà de ( $173K < T_0 < 193K$ ).

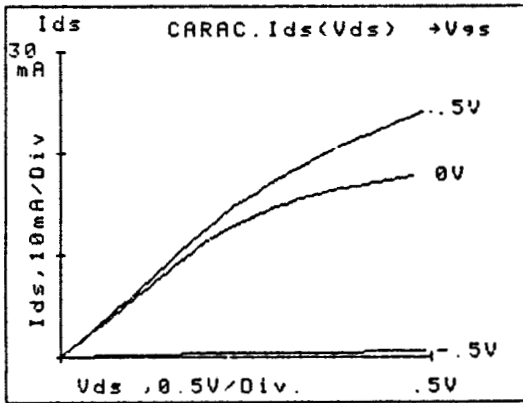
TEC : 4105-3B-N6 -150oC  
 CARAC.  $I_{ds}(V_{ds})$



a



TEC : 415-3B-N6 -150oC  
 CARAC.  $I_{ds}(V_{ds})$



b

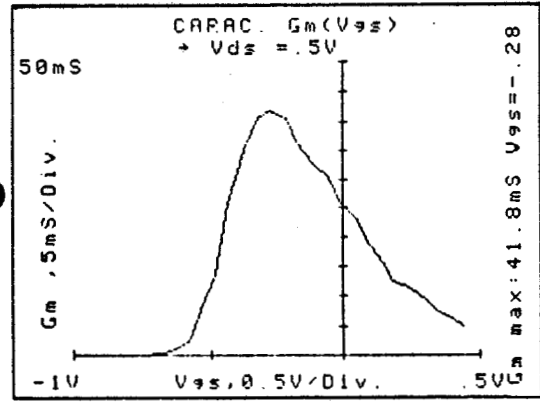


FIGURE 1.25 : Caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  et  $G_m(V_{gs})$  obtenues pour le transistor TEGFET n°4105 pour différentes contraintes électriques appliquées sur la grille durant le refroidissement jusque 123K :

- a)  $V_{ds} = 0$  et  $V_{gs} = 0$
- b)  $V_{ds} = 0$  et  $V_{gs} = 0.5V$  .



Finalement, l'application de la seule contrainte, tension drain-source, se traduit par les constats suivants :

- une dégradation de la caractéristique I-V,
- une diminution importante de  $G_m$ , corrélée à
- une augmentation de la résistance ( $R_d + R_i$ ),
- par contre, la tension de pincement  $V_p$  du composant, estimée à partir de  $G_m(V_{gs})$ , reste constante et égale à  $-1,1V$  pour le transistor n°4289 (fig. I.24).

#### III.4.1.2. Contrainte électrique appliquée sur la grille

De la même manière, on peut étudier l'influence d'une contrainte électrique  $V_{gs}$  appliquée sur la grille. Celle-ci est observée expérimentalement en limitant les caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ , à  $V_{ds} = 0,5V$ , faible valeur qui assure l'absence de dégradation de la zone ohmique tout en conservant une dynamique suffisante de la tension  $V_{gs}$  ( $-1,5V < V_{gs} < +0,5V$ ).

Sur les figures I.25 (a,b), nous présentons les caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  et  $G_m(V_{gs})$  relevées à 123K obtenues pour le transistor TEGFET n°4105. Sur la figure I.25a, l'échantillon est refroidi à tensions  $V_{ds}$  et  $V_{gs}$  nulles. Cette caractéristique constitue la mesure référence pour la contrainte électrique suivante. Sur la figure I.25b une tension positive est appliquée à la grille ( $V_{gs} > 0,5V$ ) durant le refroidissement jusque 123K. Il en résulte une diminution de l'extension de la zone désertée dans la couche dopée d'AlGaAs, ce qui se traduit par un décalage important de la tension de pincement ( $\Delta V_p = 0,8V$ ). Les résistances entre grille et drain sont identiques ( $R_d + R_i \sim 10\Omega$ ) tandis que la valeur de  $G_{mMax}$  à  $V_{ds} = 0,5V$  est améliorée. Enfin, la caractéristique  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  est exempte de toute

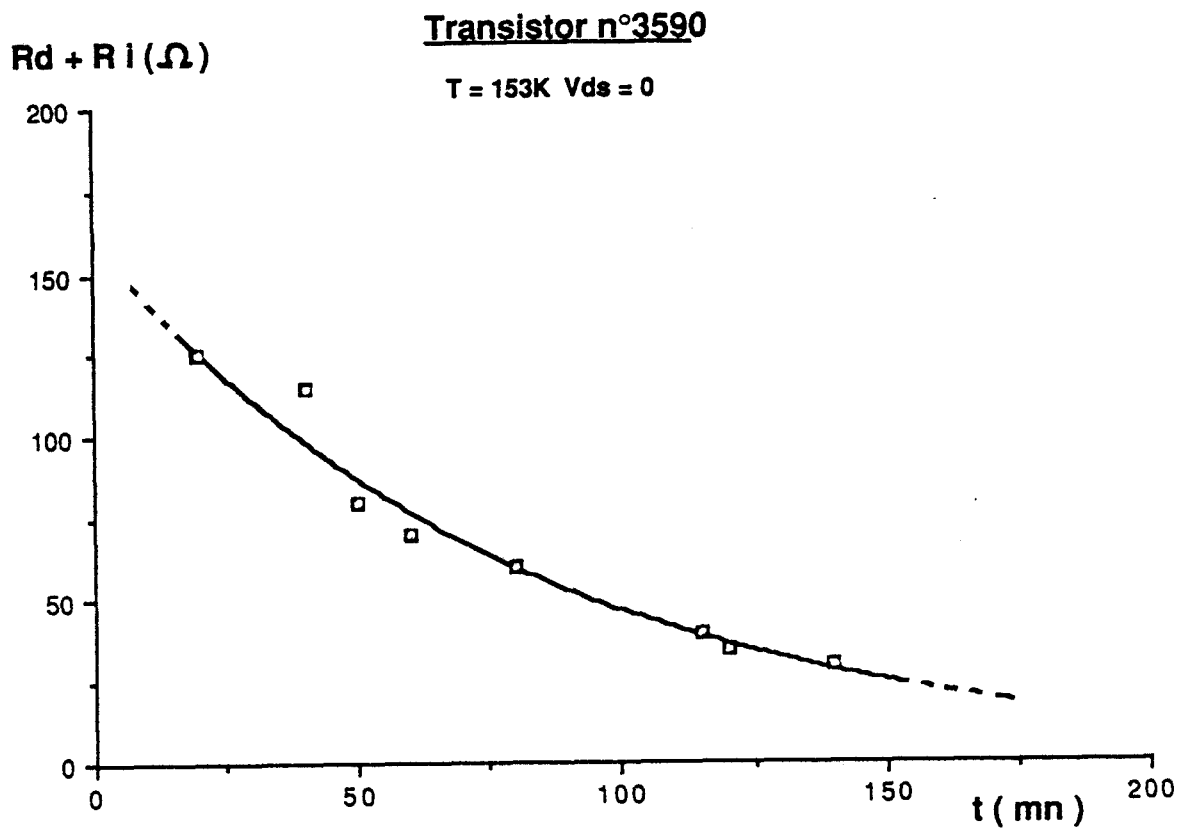


FIGURE I.26 : Evolution de la résistance d'accès ( $R_d + R_i$ ) sans champ électrique important en fonction du temps pour une température fixée. Echantillon n°3590.

dégradation à tension  $V_{ds}$  faible, indépendamment de l'application de la contrainte appliquée sur la grille.

Le décalage  $\Delta V_p$  de la tension de pincement ne peut être supprimé qu'en exerçant, comme précédemment, un cycle thermique destiné à réchauffer le composant ( $T > 173K$ ).

### III.4.2. Analyse particulière de la résistance d'accès ( $R_d + R_i$ ) aux basses températures

La mise en froid des composants à hétérojonction AlGaAs/GaAs, en-dessous de la température critique  $T_0$ , se traduit par une dégradation des caractéristiques électriques accompagnée d'une augmentation importante de la résistance dans l'espace grille-drain ( $R_d + R_i$ ). Celle-ci résulte de l'application d'une tension de drain supérieure à 1V et si l'on intervertit le rôle joué par le drain et la source, les résultats concernant la dégradation électrique du transistor sont identiques. C'est la résistance ( $R_s + R_i$ ) qui croît cette fois pour atteindre plusieurs centaines d'ohms tandis que ( $R_d + R_i$ ) reste faible.

Dans le but de trouver un compromis entre le mécanisme observé et les conditions expérimentales, nous avons représenté l'évolution de ( $R_d + R_i$ ) en fonction du temps à 153K (fig. I.26) sans appliquer de tension drain-source importante ( $V_{ds} < 0,5V$ ) au cours de la mesure. La résistance décroît très lentement en fonction du temps pour retrouver une valeur faible au bout de quelques heures et la région ohmique de la caractéristique I-V se restaure petit à petit. Par contre, ce processus est infiniment plus long à 123K tandis qu'il est instantané si l'on fait la même opération à température ambiante.

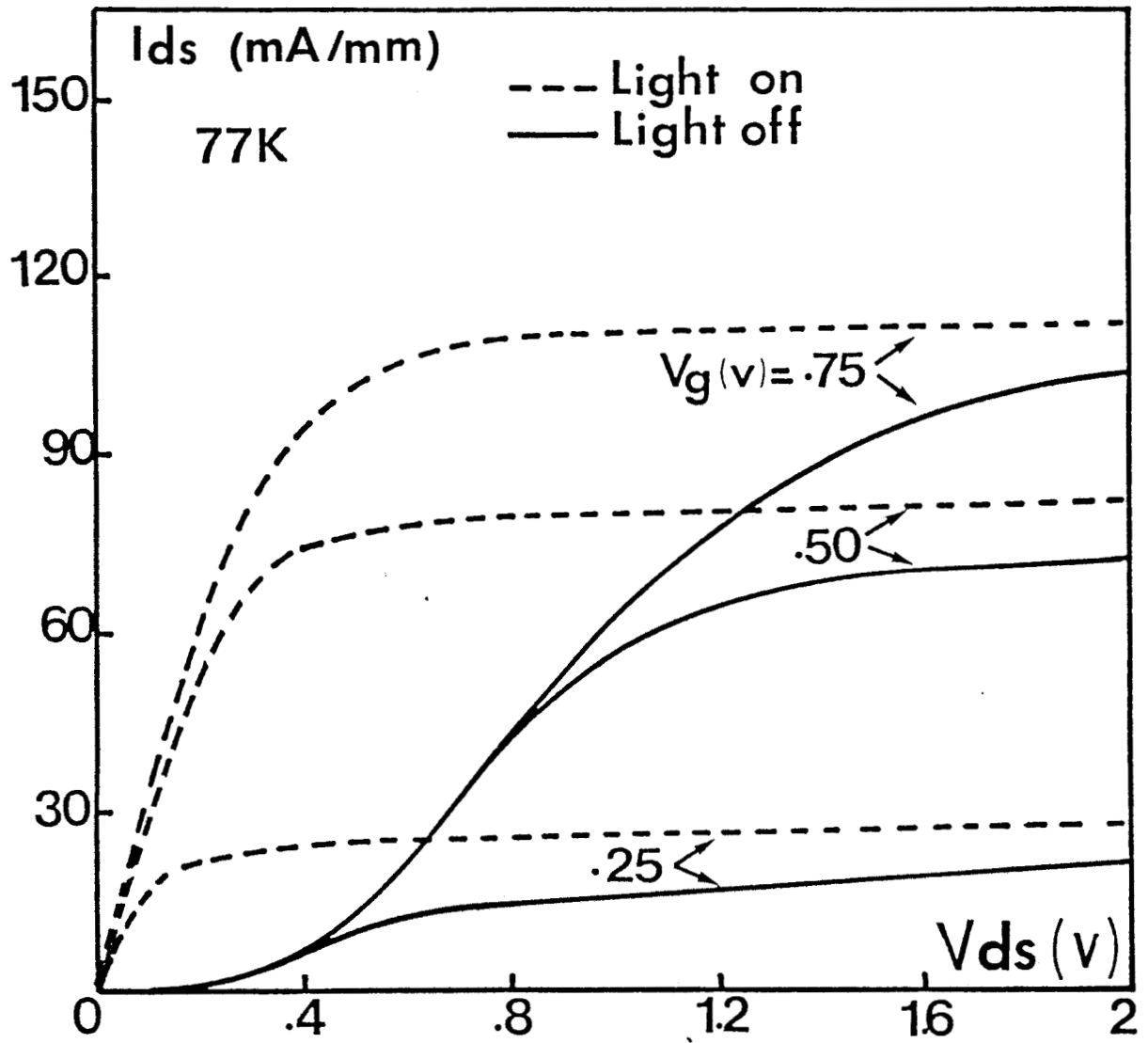


FIGURE 1.27 : Caractéristiques typique de drain d'un échantillon éclairé (-----) ou non éclairé (—) en basse température.

### III.4.3. Sensibilité des caractéristiques I-V à la lumière

Aux températures cryogéniques, le transistor TEGFET montre non seulement une forte sensibilité aux conditions de polarisation durant la mise en froid (effectuée dans l'obscurité) mais dépend aussi fortement de la présence d'une source lumineuse lors de la mesure [28]. En effet, la figure I.27 illustre le comportement typique à 77K d'un échantillon refroidi dans l'obscurité ou éclairé par l'intermédiaire d'une lumière blanche, d'après KASTALSKY et KIEHL [31]. Dans ce dernier cas, l'allure de la caractéristique  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  du composant éclairé à 77K est quasiment idéale. La source lumineuse étant supprimée, le collapse réapparaît progressivement (20-30s) et en éclairant de nouveau l'échantillon, la caractéristique I-V est alors parfaitement restaurée.

### III.5. CONCLUSION

L'application de contraintes électriques  $V_{ds}$  ou  $V_{gs}$ , met en évidence de façon distincte les 3 formes de mécanismes parasites observées sur le comportement du transistor à hétérojonction AlGaAs/GaAs à basses températures :

- l'effet de collapse des caractéristiques I-V, lié à l'existence d'une tension de seuil,  $V_{ds} = 1V$ , qui développe ce mécanisme.

- le décalage de la tension de pincement,  $\Delta V_p$  modulé par l'application d'une tension sur la grille.

- des effets de photosensibilité persistante.

Compte tenu de ces aspects, on peut penser que ces effets parasites ont pour origine les propriétés physiques du matériau AlGaAs, auquel nous allons nous intéresser par là même.

REFERENCES CHAPITRE I

- [1] R. L. ANDERSON,  
Experiment on Ge-GaAs heterojunctions,  
Solid State Electron. 5, p. 341 (1962).
  
- [2] M. WATANABE et al,  
C-V profiling studies on MBE-grown GaAs/AlGaAs heterojunction  
Proc. 16th Conference on Solid State Devices and Materials,  
pp. 181-184, 1984.
  
- [3] W.T. MASSELINK et al,  
Electron velocity and Negative Differential Mobility in  
AlGaAs/GaAs Modulation-Doped Heterostructures,  
Appl. Phys. Lett. 51 (19), 9 nov. 1987.
  
- [4] H.L. STORMER et al,  
Influence of an Undoped (AlGa)As spacer on Mobility Enhancement  
in GaAs-(AlGa)As Superlattices,  
Appl. Phys. Letters 38 (9), pp. 691-693, 1 May 1981.
  
- [5] T.J. DRUMMOND et al,  
Influence of AlAs mole fraction on the electron mobility of  
(Al, Ga)As/GaAs heterostructures,  
J. Appl. Phys. 53 (2), February 1982.
  
- [6] J. SAITO et al,  
Dependance of the Mobility and the Concentration of  
Two-Dimensional Electron Gas in selectively Doped  
GaAs/N-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As Heterostructure on the AlAs Mole Fraction,  
Jap. Journ. Appl. Phys., vol. 22, February, pp. L79-81, 1983.
  
- [7] T.J. DRUMMOND et al,  
Field Dependence of Mobility in Al<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>As/GaAs heterojunctions  
at very low fields,  
Electronics Letters, 23rd July 1981, vol. 17, n°15.
  
- [8] W.T. MASSELINK et al,  
The dependance of 77K Electron Velocity-Field Characteristics on  
Low-Field Mobility in AlGaAs-GaAs Modulation-Doped Structures,  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-33, n°5, pp.639-645,  
May 1986.

- [9] D. DELAGEBEAUDEUF et N. LINH,  
Metal-(n)AlGaAs-GaAs two dimensional Electron gas FET,  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-29, n°6, pp. 955-960,  
June 1982.
- [10] A. CAPPY,  
Propriétés physiques et performances potentielles des composants  
submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et  
à gaz d'électrons bidimensionnel,  
Thèse d'Etat, Lille, 1986.
- [11] T.J. DRUMMOND et al,  
Model for Modulation Doped Field Effect Transistor,  
IEEE Electron Device Letters, vol. EDL-3, n°11, pp. 338-341  
Nov. 1982.
- [12] K. LEE et al,  
Current voltage and capacitance voltage characteristics of  
modulation doped field effect transistors,  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-30, n°3, pp. 207-212.
- [13] N.T. LINH,  
Two-Dimensional Electron Gas FETs : Microwave Application,  
Semiconductor and Semimetal, W. and B. Ed, n°24 (1986).
- [14] M. KEEVER et al,  
Measurements of hot-electron conduction and real-space transfert  
in GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterojunction layers,  
Appl. Phys. Lett. 38(1), 1 Januray 1981.
- [15] J.L. THOBEL,  
Simulation Monte Carlo de composants submicroniques à effet de  
champ et à hétérojonctions. Application au TEGFET et à ses  
structures dérivées,  
Thèse de Doctorat, Lille, 1988.
- [16] B. CARNEZ et al,  
Modélisation de transistors à effet de champ à grille  
ultra-courte,  
Acta Electronica, (23) 2, pp. 165-183, 1980.
- [17] C.Z. CIL et al,  
A new model for Modulation-Doped FET's,  
IEEE Electron Device Letters, vol. EDL-6, n°8, August 1985.

- [18] M.B. DAS et al,  
Determination of Carrier Saturation Velocity in Short-Gate-  
Length Modulation-Doped FET's,  
IEEE Electron Device Letters, vol. EDL-5, n°11, pp. 446-449,  
1984.
- [19] J.L. THOBEL,  
Simulation Monte-Carlo de composants submicroniques à Effet  
de Champ et à hétérojonctions. Application au TEGFET et à ses  
Structures dérivées,  
Thèse de Doctorat, Lille, 1988.
- [20] Y. AWANO,  
New Transverse-Domain Formation Mechanism in a Quarter-  
Micrometer-Gate-HEMT,  
Electronics Letters, 13th October 1988, vol. 24, n°21.
- [21] T.A. SHAWKI,  
Thèse de doctorat, Lille, à paraître.
- [22] D. WIDIGER et al,  
Two-Dimensional Numerical Analysis of the High Electron  
Mobility Transistor,  
IEEE Electron Device Letters, vol. EDL-5, n°7, pp. 266-269,  
July 1984.
- [23] A. CAPPY,  
Sur un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille  
submicronique,  
Thèse de 3ème cycle, Lille, 1981.
- [24] A. CAPPY et al,  
Noise Modeling in Submicrometer-Gate Two-Dimensional  
Electron-Gas Field-Effect Transistors,  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-32, n°12, pp. 2877-2895,  
Déc. 1985.
- [25] E. WASSERSTROM et J. MAC-KENNA,  
The Potential due to a Charged Metallic Strip on a Semiconductor  
Surface,  
Bell System. Tech. Journal, May 1970, pp. 853-877.



- [26] M. TOMIZAWA et al,  
Hot-Electron Velocity characteristics at AlGaAs/GaAs  
Heterostructures,  
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-5, n°11, pp. 464-466,  
Nov. 1984.
- [27] R. FISCHER et al,  
Instabilities in Modulation Doped Field-Effect  
Transistors (MODFETs) at 77K,  
E.L., 15th September 1983, Vol. 19, n°19.
- [28] T.J. DRUMMOND et al,  
Bias Dependence and Light Sensitivity of (Al,Ga)As/GaAs  
MODFET's at 77K,  
IEEE, Vol. ED-30, n°12, December 1983.
- [29] R. FISCHER et al,  
On the collapse of drain I/V Characteristics in  
Modulation-Doped Fet's at Cryogenic Temperatures,  
IEEE, Vol. ED-31, n°8, August 1984.
- [30] A.J. VALOIS et G.Y. ROBINSON,  
Characterization of Deep Levels in Modulation-Doped  
AlGaAs/GaAs FET's,  
IEEE, Vol. EDL-4, n°10, October 1983.
- [31] A. KASTALSKY et R.A. KIEHL,  
On the low temperature degradation of  
(Al, Ga)As/GaAs Modulation-Doped Field-Effect Transistors,  
IEEE, Vol. ED-33, n°3, March 1986.

## DEUXIEME CHAPITRE

DESCRIPTION DES PHENOMENES PARASITES EN BASSE TEMPERATURE  
DU TEGFET - ANALYSE PHYSIQUE DE LEUR MECANISME

I. COMPORTEMENT DU MATERIAU AlGaAs ET MECANISMES DU CENTRE DX

INTRODUCTION

L'alliage AlGaAs dopé au silicium est réalisé classiquement par épitaxie par jet moléculaire (EJM) ou par la méthode des organométalliques (MOVPE). Il a conduit au développement d'un grand nombre de techniques de caractérisation qui permettent de mieux contrôler les propriétés du matériau en fonction des paramètres technologiques et de tenter d'améliorer ainsi les performances des composants électroniques réalisés.

Une description sommaire des techniques de caractérisation utilisées est effectuée. Celles-ci ont permis, depuis les premières observations de NELSON [1] et de LANG et LOGAN [2,3], de mieux cerner les anomalies de comportement du ternaire AlGaAs et d'en réduire les effets néfastes sur le fonctionnement des composants réalisés.

I.1. PROPRIETES DE BASE DU MATERIAU AlGaAs

Dans le matériau ternaire  $Al_xGa_{1-x}As$  obtenu en associant les composés binaires (AlAs) et (GaAs), le taux d'aluminium donné par la concentration relative d'AlAs constitue un paramètre technologique important. La faible dispersion des paramètres de maille [4] de l'AsGa et de l'AlAs permet l'obtention d'un matériau cristallin très homogène dans toute la gamme de composition d'alliage (Table 1).

Matériau	x	$\chi$ (eV)	$m_1/m_0$	Vallée inférieure	$E_g$ (eV)	Constante de maille (Å)
GaAs	0	4,07	0,07	$\Gamma$	1,43	5,653
AlAs	1	3,50	0,50	X	2,16	5,611

Tableau 1

I.1.1. Influence de la composition d'alliage

La structure de bande associée de l'alliage AlGaAs et sa dépendance avec le taux d'aluminium x est une caractéristique fondamentale et les expressions analytiques suivantes relient les bandes d'énergie  $E_g$  pour chacune des trois vallées  $\Gamma$ , L et X, à la composition d'alliage x [5] :

$$(1) \quad E_{g\Gamma}(x) = 1,424 + 1,247 x \quad \text{en eV, } x < 0,45$$

$$= 1,424 + 1,247x + 1,147(x-0,45)^2 \quad \text{en eV, } x > 0,45$$

$$(2) \quad E_{gL}(x) = 1,708 + 0,642x \quad \text{en eV}$$

$$(3) \quad E_{gX}(x) = 1,900 + 0,125x + 0,143 x^2 \quad \text{en eV}$$

Ainsi, l'incorporation d'une fraction d'AlAs élevée, entraîne des variations importantes des propriétés du matériau notamment l'évolution de la structure de bande du matériau à gap-direct pour lequel la vallée  $\Gamma$  est la vallée inférieure, vers un

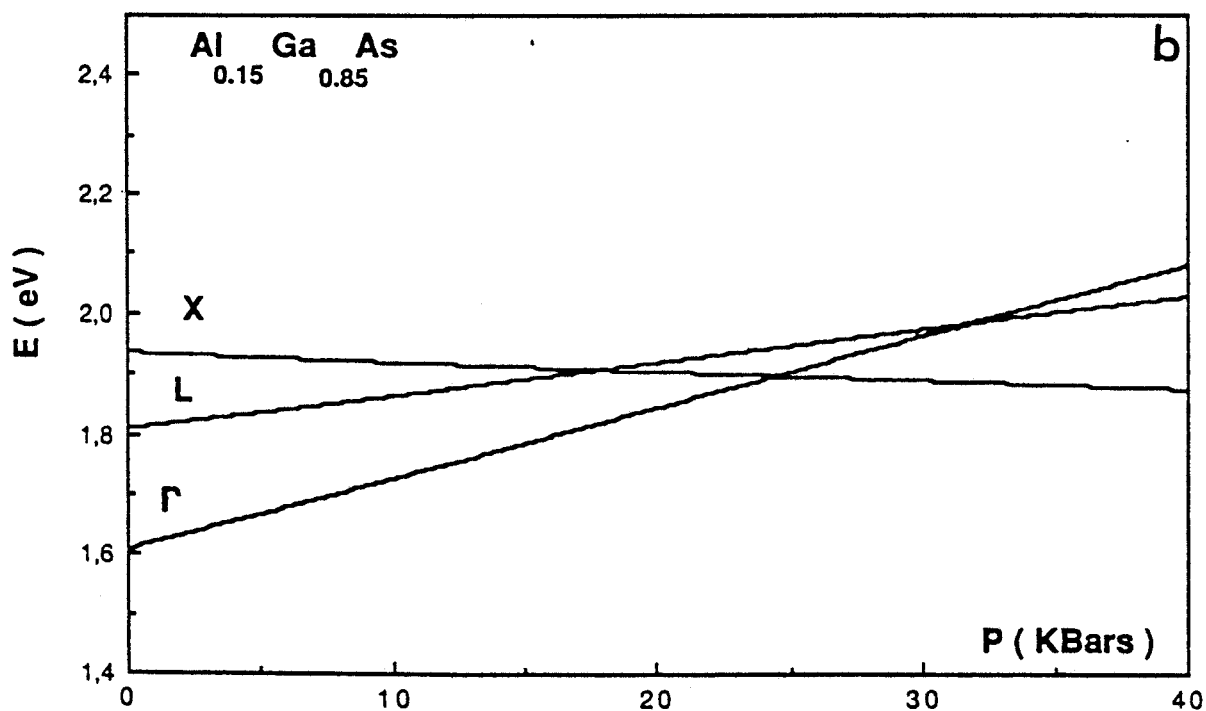
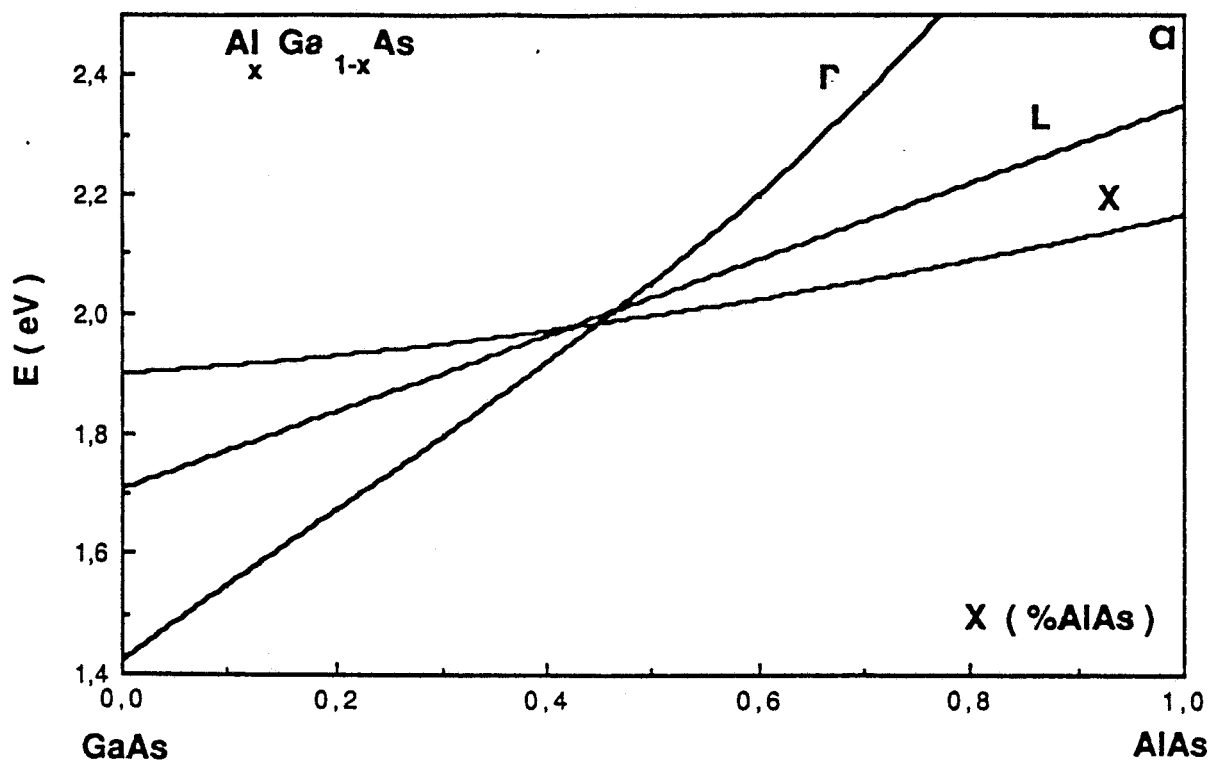


FIGURE II.1 : Evolution de la structure de bande de conduction en fonction

a) de la composition d'alliage (AlAs)

b) de la pression hydrostatique

Le haut de la bande de valence est pris comme référence des énergies.

matériau à gap-indirect pour lequel la vallée inférieure est la vallée X. La région intermédiaire où les bandes de conduction ( $\Gamma$ , L, X) sont très proches est appelée " $\Gamma$ -X crossover" et se situe autour de  $x=0,4$ .

### I.1.2. Influence de la pression hydrostatique

On peut obtenir une évolution identique de la structure de bande électronique d'un matériau homogène AlGaAs à taux d'alliage constant, en appliquant une forte pression hydrostatique à température ambiante. La structure de bande de l' $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ , évolue alors avec la pression P [5] :

$$(4) \quad E_{g\Gamma}(P) = 1,61 + 0,0118 P \quad \text{en eV}$$

$$(5) \quad E_{gL}(P) = 1,81 + 0,0055 P \quad \text{en eV}$$

$$(6) \quad E_{gX}(P) = 1,935 - 0,0015 P \quad \text{en eV}$$

où la pression exercée s'exprime en Kbars.

L'application d'une forte pression conduit (fig. II.1a et b) à une modification de la structure de bande électronique de la même manière que si l'on accroît la composition d'alliage. Pour cette valeur particulière du taux d'aluminium ( $x = 0,15$ ), la transition gap direct-indirect peut être déterminée avec précision et apparaît à 24,5 Kbars. Une forte pression hydrostatique a le même effet sur l'évolution de la structure de bande du matériau que la substitution des atomes de gallium par des atomes d'aluminium.

### I.1.3. Influence de la température thermodynamique

En ce qui concerne l'influence de la température sur l'évolution de la structure de bande, les études expérimentales effectuées sur le matériau d'arséniure de gallium intrinsèque, montrent une légère diminution avec la température, de la largeur de bande interdite. Ainsi, la dépendance obtenue peut se mettre sous une forme universelle [6] :

$$(7) \quad E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}$$

avec  $E_g(0) = 1,519 \text{ eV}$

$$\alpha = 5,405 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}\text{eV}$$

$$\beta = 204\text{K}$$

Pour ce matériau AsGa, la largeur de bande  $E_g$  varie de 1,422 à 1,507eV, de 300 à 77K, soit une variation maximale inférieure à 0,1eV.

## I.2. TECHNIQUES EXPERIMENTALES

De nombreuses techniques de mesures permettent d'accéder aux caractéristiques du matériau ternaire. Parmi celles-ci, nous ne citerons que les méthodes les plus simples à mettre en oeuvre et les plus répandues.

### I.2.1. Mesure par effet Hall

La mesure de la tension de Hall et du courant développé par l'application d'un champ magnétique perpendiculaire au barreau semi-conducteur permet d'accéder rapidement à la concentration de porteurs libres  $n_H$  et la mobilité  $\mu_H$  par la méthode de Van der Pauw [7] :

$$(8) \quad n_H = \frac{1}{q |R_H|}$$

$$(9) \quad \mu_H = \frac{R_H}{\rho}$$

où la résistance du barreau  $\rho$  et la constante de Hall  $R_H$  sont déterminées préalablement.

Cependant, des précautions doivent être prises quant à l'interprétation des résultats dans le cas des composés ternaires AlGaAs et un terme correctif  $R_H^*$  peut être introduit [5] dans ces expressions afin de tenir compte de la distribution moyenne des porteurs ( $\alpha_V$ ,  $\alpha_L$ ,  $\alpha_X$ ) dans chacune des bandes de conduction et des mobilités associées ( $\mu_{HV}$ ,  $\mu_{HL}$  et  $\mu_{HX}$ ). En effet, nous avons vu que la structure de l'AlGaAs présente une forte dépendance avec la composition d'alliage ou la pression hydrostatique appliquée, ce qui peut conduire à des anomalies dans la relation reliant la constante de Hall à la résistivité du barreau [8] et donner par exemple des valeurs erronées de la mobilité Hall à 77K pour x voisin de 0,5 ou 0,34. Cependant, dans la pratique, l'appréciation exacte de chacun de ces paramètres est difficile et la correction de la constante de Hall est peu effectuée.



### I.2.2. Méthodes capacitives

Différentes techniques de mesure sont disponibles afin de relever l'évolution de la capacité d'un échantillon lorsqu'on applique une tension sur l'électrode de contact.

L'exploitation des mesures  $C(V)$  en hautes fréquences permet alors d'accéder à la concentration de dopants dans une large gamme de températures (5-400K) et constitue une des méthodes les plus riches en résultats expérimentaux.

Il convient, cependant de prendre des précautions dans l'analyse et l'interprétation physique des exploitations [8], mais ces méthodes ont permis tout au long de leur mise au point l'étude d'effets physiques particuliers, comme par exemple les défauts d'interface dans les structures MOS ou encore l'étude des pièges (ou centres profonds) contenus en volume dans les couches semiconductrices.

### I.2.3. Méthode DLTS

#### (Deep Level Transient Spectroscopie)

La technique DLTS, ou spectroscopie en régime transitoire de centres profonds proposée par LANG [9], permet la caractérisation de la densité de niveaux en volume (ou pièges) dans un matériau semiconducteur. Le principe de cette méthode repose sur la cinétique de retour à l'équilibre d'une capacité  $C_m$ , lorsque l'on applique au préalable sur l'échantillon, un échelon de tension. L'étude de ce processus de retour à l'équilibre, entre deux instants donnés, permet de tirer des informations sur les mécanismes relatifs à l'émission thermique et la capture d'un électron, dans un niveau piège.

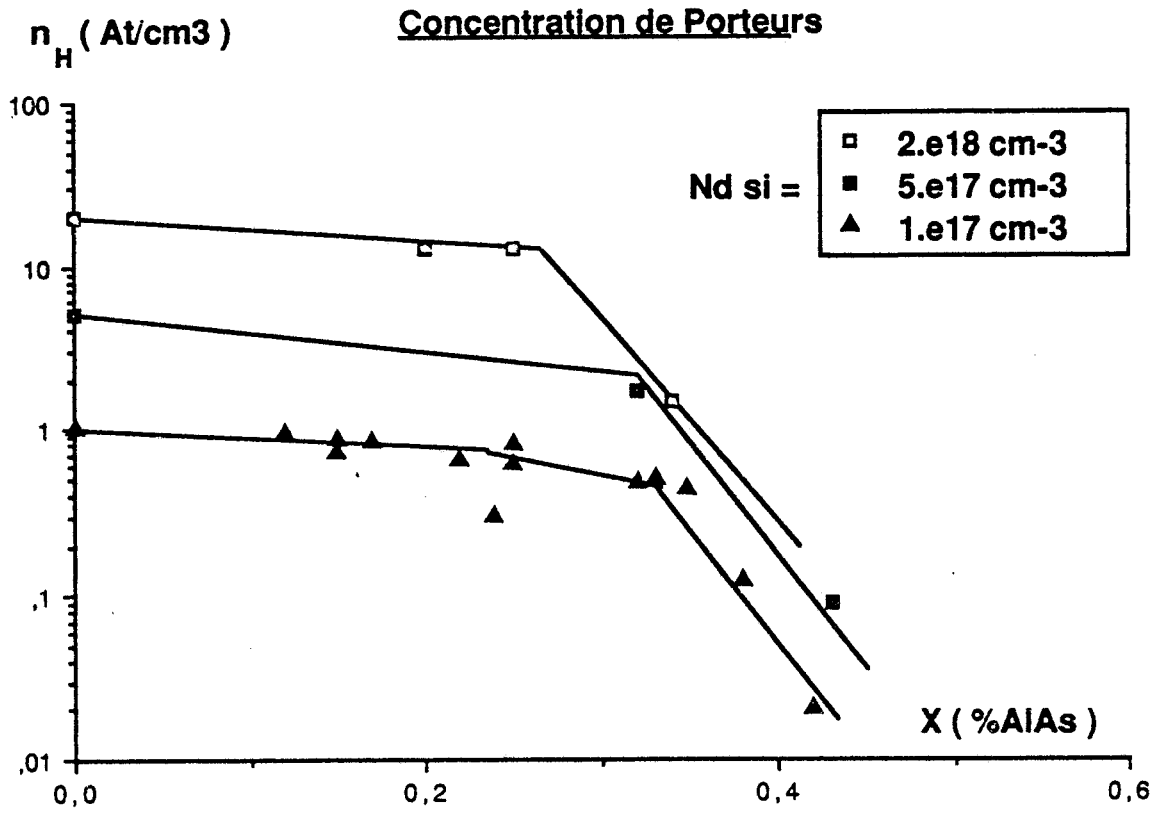


FIGURE II.2 : Concentration de porteurs libres  $n_H$  en fonction de la composition d'alliage dans un matériau AlGaAs et pour différents dopages équivalents GaAs constants.

Dans la pratique, la technique de mesure DLTS se révèle moins directe que la mesure par effet Hall, mais sa mise en oeuvre ne pose pas de difficultés majeures moyennant une automatisation.

### I.3. FAITS EXPERIMENTAUX

#### I.3.1. Comportement à température ambiante

Afin de cerner le comportement typique des couches AlGaAs notamment en fonction de la composition d'alliage et de la concentration de dopants Silicium, nous avons pu bénéficier des études menées dans notre laboratoire par DRUELLE et LORRIAUX [10] sur le matériau AlGaAs. L'évolution de la concentration de porteurs libres  $n_H$  mesurée par effet Hall en fonction du taux d'alliage  $x$  pour des matériaux AlGaAs à gap-direct est présentée sur la figure II.2. La méthode de croissance utilisée est l'épitaxie par jet moléculaire et le dopant incorporé, le silicium.

Trois cas sont envisagés sur cette figure pour lesquels la concentration de dopage équivalent GaAs est égale à  $10^{17}$  et  $5 \cdot 10^{17}$  At/cm<sup>3</sup>, résultats complétés par ceux de ISHIBASHI et al [11] avec une concentration  $N_{Si}$  de  $2 \cdot 10^{18}$  At/cm<sup>3</sup>.

On s'aperçoit que chacune des caractéristiques présentent deux régions distinctes :

- dans la gamme de composition  $0 < x < 0,15$ , la valeur expérimentale mesurée pour la concentration  $n_H$  est égale à la concentration de dopants  $N_{Si}$  ; tous les atomes dopants sont électriquement actifs et contribuent à fournir des porteurs libres au réseau cristallin.

- la gamme de composition d'alliage supérieur à 0,2 où l'on assiste à une diminution des charges  $n_H$  lorsque le taux d'aluminium croît jusqu'à la région de crossover. La valeur  $n_H$  mesurée peut diminuer dans un rapport 10, lorsque le taux  $x$  croît de 0,15 à 0,35. Contrairement au cas précédent, tous les atomes dopants ne contribuent pas à fournir un électron.

De plus, pour une valeur élevée du taux d'aluminium ( $x > 0,35$ ), la concentration relative de porteurs libres  $n_H$  normalisée par rapport à la concentration  $N_{Si}$ , décroît à 40% et 10% de la valeur initiale quand la concentration de dopants vaut  $10^{17}$  et  $2 \cdot 10^{18} \text{At/cm}^3$  respectivement. Ceci démontre le rôle également joué par la concentration d'atomes de silicium.

Ainsi, cette étude effectuée dans un premier temps à température ambiante, fait apparaître la présence de mécanismes physiques (inhabituels au sens du binaire GaAs) qui se manifestent lorsque le taux d'aluminium  $x$  est supérieure à 0,2 et ceci d'autant plus que la concentration de dopant  $N_{Si}$  est élevée.

Nous allons à présent envisager l'influence des paramètres technologiques, qui interviennent lors de la conception de l'épitaxie, afin de cerner davantage les propriétés spécifiques aux couches AlGaAs.

### I.3.2. Influence de la technologie

A la suite des premières observations effectuées par LANG et LOGAN [2] concernant la présence de centres profonds dans la couche d'AlGaAs à l'origine de ces mécanismes, une structure microscopique est proposée, basée sur la formation d'un complexe formé par un atome donneur couplé à un défaut tel que la présence d'un site vacant d'arsenic  $V_{As}$ . C'est de ce modèle qu'est issue l'appellation "DX Center".

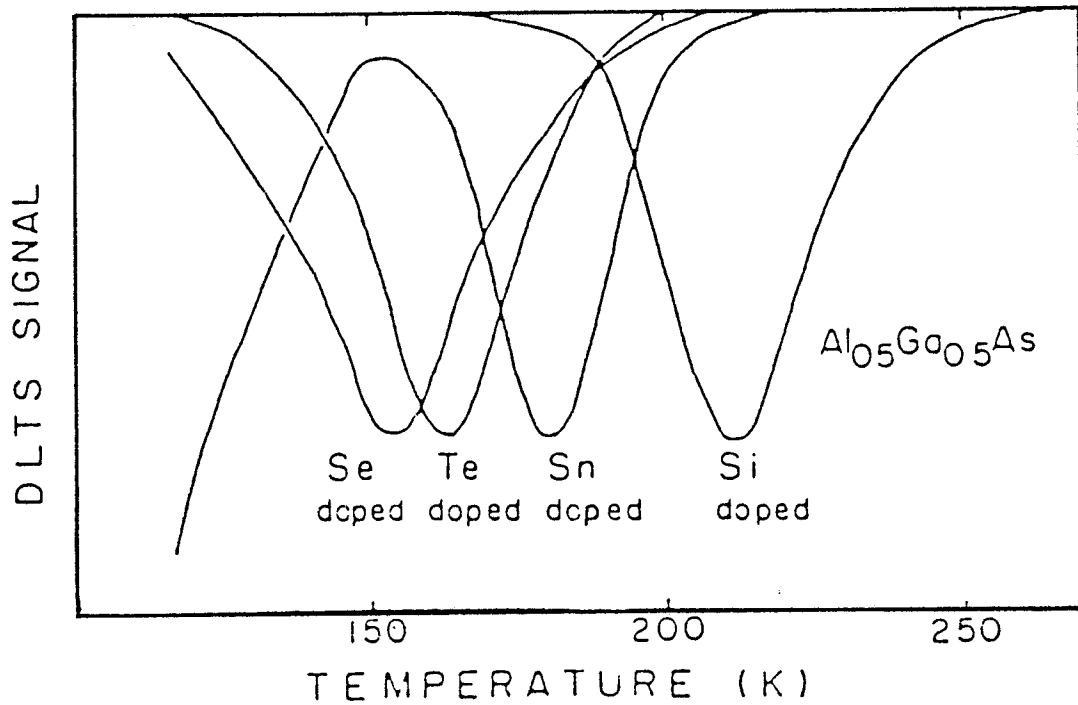


FIGURE II.3 : Spectres de DLTS dans un matériau  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  pour les atomes dopants Si, Sn, Te et Se. D'après [161].

### I.3.2.1. Technique de croissance (MBE, MOCVD, LPE)

Pour préciser davantage ce point, on peut s'apercevoir à partir des nombreuses observations relevées dans la littérature que l'ensemble de ces phénomènes ne sont pas spécifiques au processus technologique mis en oeuvre. En effet, des résultats similaires ont été relevés sur des couches AlGaAs réalisées par épitaxie en phase liquide (EPL) [2,3] ou encore à l'aide de technologies opérant à sursaturation d'arsenic telles que dans la méthode des organo-métalliques (MOVPE) [12] ou l'épitaxie par jet moléculaire (EJM) [13,14].

### I.3.2.2. Mode de croissance

( $T_{\text{Substrat}}$ , rapport III/V)

La concentration des centres DX déduits systématiquement de l'exploitation de mesures capacitives [14] ou par effet Hall [15], a été étudiée également en considérant les deux paramètres technologiques les plus critiques dans la croissance de couches tels que la température du substrat  $T_S$  et le rapport des flux III/V.

Les résultats obtenus [14,15] montrent que la concentration et la formation du complexe D- $V_{As}$  sont indépendantes du processus technologique dans la mesure où l'on s'assure que le taux d'aluminium et la concentration en impuretés Si sont effectivement maintenus constants.

### I.3.2.3. Nature du dopant (Se, Te, Sn, Si)

Envisageons maintenant l'influence de la nature du dopant incorporé lors de la conception de l'épitaxie. Les études expérimentales menées sur ce point par TACHIKAWA et al [16] ont montré que des évolutions similaires sont obtenues pour différents atomes d'impuretés (fig. II.3). Citons, en particulier le silicium (Si) et l'étain (Sn)

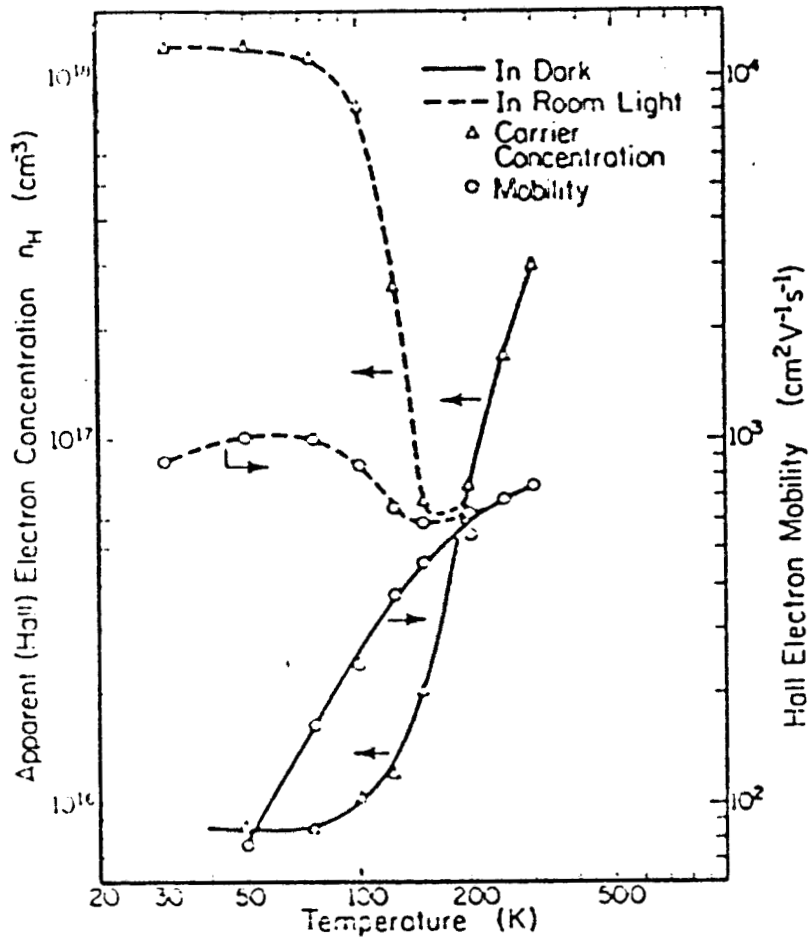


FIGURE II.4 : Evolution de la concentration de porteurs libres  $n_H$  et de la mobilité  $\mu_H$  en fonction de la température. Mesures effectuées dans le noir (—) ou en éclairant l'échantillon (----). D'après [177].

qui se substituent aux atomes de gallium dans le réseau cristallin ou encore le tellure (Te) et le sélénium (Se), qui occupent le site des atomes d'arsenic. Notons que la faible diffusion dans le matériau du silicium en fait un atome dopant de choix, en particulier pour la réalisation d'hétérostructures à profil de dopage abrupt.

Par conséquent, la formation des centres DX dans l'alliage AlGaAs ne requiert pas nécessairement la présence d'un défaut quelconque comme la vacance d'atome d'arsenic proposé par LANG et LOGAN [2]. Néanmoins, l'appellation de centres DX est conservée pour désigner celui-ci.

### I.3.3. COMPORTEMENT EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

Considérons maintenant l'influence de la température sur l'échantillon, qui constitue l'objectif essentiel de notre étude.

Dans la gamme de composition d'alliage  $0 < x < 0,20$ , la concentration de charges  $n_H$  est très voisine de la concentration d'atomes de Si et ne présente aucune dépendance avec la température ; de ce fait, on s'intéressera essentiellement à la gamme  $0,20 < x < 0,40$  pour laquelle on peut envisager l'utilisation de l'alliage AlGaAs dans la réalisation de transistors à hétérojonction AlGaAs/-GaAs.

L'examen de la dépendance de la concentration de porteurs libres  $n_H$  et de la mobilité électronique  $\mu_H$  avec la température, d'une couche semiconductrice d' $Al_{0,29}Ga_{0,71}As$  peut être effectué à partir de l'exemple typique relevé par CHAND et al [17], représenté sur la figure II.4. La concentration électronique de Hall et la mobilité sont déduites de la mesure effectuée dans le noir ou en éclairant



l'échantillon à l'aide d'un rayonnement monochromatique ou tout autre source lumineuse dont l'énergie est inférieure à la largeur de bande interdite du matériau AlGaAs.

Les variations importantes de  $n_H$  et  $\mu_H$  avec la température et avec l'éclairement permettent d'en tirer les remarques suivantes :

- à température ambiante, on retrouve une forte disparité entre la concentration de Hall et la concentration d'impuretés Si introduites dans la couche ; ce mécanisme est très prononcé lorsque le taux d'aluminium est supérieur à 0,20.

- la concentration  $n_H$  diminue très rapidement dans l'obscurité jusque 125K, puis  $n_H$  tend vers une valeur minimale autour de  $8 \cdot 10^{15}$  At/cm<sup>3</sup>. La mobilité des électrons diminue dans toute la gamme de température, des valeurs aussi faibles que 100 cm<sup>2</sup>/Vs à une température voisine de 50K sont relevées.

- sous éclairage, la concentration  $n_H$  mesurée suit la même évolution que celle de l'échantillon non éclairé pour les températures comprises entre 300K et 200K. Au-dessous de cette valeur,  $n_H$  croît très rapidement vers une valeur maximale sensiblement plus grande que la concentration  $n_H$  déduite à température ambiante et voisine de  $N_{dSi}$ . La mobilité  $\mu_H$  suit approximativement la même évolution que la concentration  $n_H$  et à basse température, elle est supérieure de 25% environ à sa valeur à 300K.

En conséquence, ces résultats montrent le comportement très variable et très complexe des caractéristiques électriques du matériau AlGaAs en fonction de la température et de l'éclairement. Globalement, la couche peut se comporter comme un matériau très résistif (échantillon non éclairé) ou comme un matériau ayant une forte photoconductivité aux températures cryogéniques.

Ce mécanisme peut subsister durant quelques heures, voire quelques jours, après avoir supprimé l'excitation lumineuse [2]. la concentration de charges observée dans ces conditions notée  $n_{ppc}$  est sensiblement égale à la concentration d'impuretés Si.

CHAND et al [17] ont étudié précisément les effets de photoconductivité persistante à 77K en fonction de la composition d'alliage et de la concentration d'impuretés Si. Ce mécanisme dominant dans la gamme  $0,20 < x < 0,40$  passe par un maximum pour  $x \sim 0,32$ , il est d'autant plus prononcé que la concentration d'impuretés  $N_{dSi}$  est élevée.

#### I.4. INTERPRETATION SOMMAIRE DES MECANISMES OBSERVES

L'ensemble de ces résultats expérimentaux montrent la complexité du comportement des caractéristiques électriques de l'alliage AlGaAs, notamment en fonction du taux d'aluminium et de la concentration d'atomes dopants Si.

A température ambiante, la concentration de Hall à dopage équivalent GaAs constant est d'autant plus faible que le taux d'alliage est supérieur à 0,20, ce qui laisse présager que tous les centres donneurs ne sont pas ionisés et qu'il existe un niveau donneur profond, dont la concentration varie avec celle d'atomes de silicium. De plus, dans la gamme de composition  $0 < x < 0,15$  (en particulier dans le cas de l'AsGa), on sait que l'introduction d'une impureté tétravalente de Si provoque l'apparition d'un niveau donneur peu profond,  $E_{SD}$  lié au bas de la bande conduction  $\Gamma$  et situé classiquement à quelques meV dans la bande interdite. Ce niveau tend vers une valeur proche de zéro lorsque la concentration de dopants est supérieure à quelques  $10^{16} \text{At/cm}^3$ .

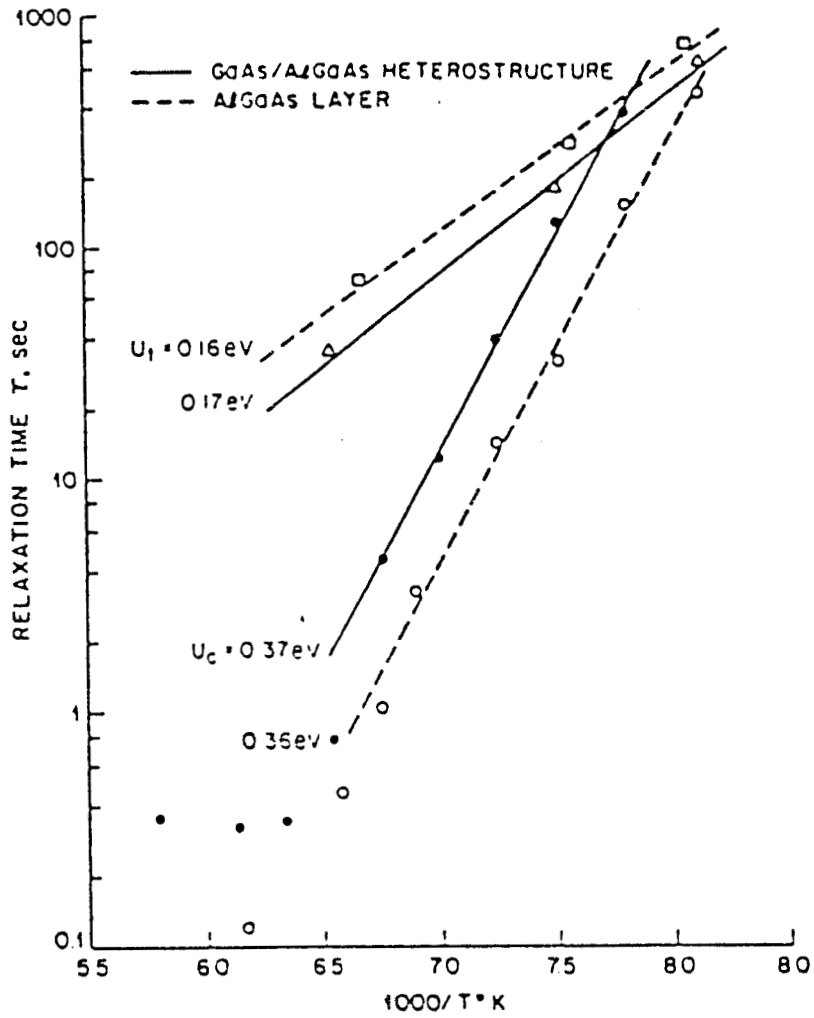


FIGURE II.5 : Diagrammes d'Arrhénus construits à partir des mesures de DLTS et valeurs des énergies d'activation  $E_e$  et  $E_c$ . D'après [191].

Globalement, on s'achemine donc vers la possibilité d'un comportement à deux niveaux donneurs : un niveau donneur léger et un niveau donneur profond dont l'existence est mise en évidence lors des études en fonction du taux d'alliage, de la concentration de dopants et plus particulièrement lorsque la température diminue.

Aux températures cryogéniques, l'agitation thermique n'est pas suffisante pour permettre l'émission d'un électron du niveau profond et le taux d'émission résultant s'exprime alors de la manière suivante [18] :

$$(10) \quad \tau_e \sim T^{-2} \exp (E_e/kT)$$

où  $E_e$  est l'énergie d'activation thermique d'émission d'un électron hors du centre profond. Le taux de capture a une expression de forme identique :

$$(11) \quad \tau_c \sim T^{-2} \exp (E_c/kT)$$

où  $E_c$  représente l'énergie que doit acquérir un électron pour occuper le niveau DX.

Les valeurs des énergies d'activation  $E_e$  et  $E_c$  sont déduites expérimentalement de l'exploitation des diagrammes d'Arrhénius, en fonction de l'inverse de la température, construits à partir des mesures de DLTS [19] (fig. II.5).

Il découle de ces expressions, que la diminution de la température a pour conséquence un allongement des taux d'émission et de capture vers des valeurs extrêmement grandes, inaccessibles à toute expérimentation aux températures cryogéniques. Ceci explique d'une part, la diminution de la concentration de porteurs  $n_H$  avec la température et d'autre part, le fait qu'aux températures cryogéniques, le système ne sera jamais à l'équilibre thermo dynamique (E.T.), ce qui peut permettre d'expliquer la non dépendance avec la température

de la concentration de porteurs libres ( $T < 100K$ ) relevée expérimentalement (fig. II.4).

Une énergie d'ionisation optique  $E_0$  suffisante, a pour conséquence de vider totalement le niveau donneur profond des porteurs capturés et provoque le remplissage du niveau hydrogénéoïde (niveau donneur léger) situé à proximité du minimum énergétique  $\Gamma$ . Ce mécanisme est maintenu dans l'état lorsque le matériau AlGaAs est hors équilibre et ne peut être contrebalancé qu'à la condition où l'on réchauffe à nouveau l'échantillon au-delà d'une température critique, proche de 100K, à partir de laquelle le processus de piégeage des porteurs vers le centre DX pourra de nouveau avoir lieu. Dans cette gamme de températures, l'équilibre thermodynamique est rétabli, ce qui se traduit par des caractéristiques éclairées et non éclairées qui coïncident alors parfaitement (fig. II.4).

## I.5. NATURE ET COMPORTEMENT DU CENTRE DX

### I.5.1. Mise en évidence de la nature particulière du niveau donneur

Les évolutions de la structure des bandes d'énergie  $\Gamma$ , L et X, avec la composition d'alliage (AlAs) et la pression hydrostatique, ont fait apparaître dans chacun des cas, l'existence d'une région de crossover du matériau à gap-direct vers le matériau à gap-indirect [20].

L'intérêt de ce type d'expérience étant la possibilité d'étude de la structure de bande multivallées du GaAs, sans pour

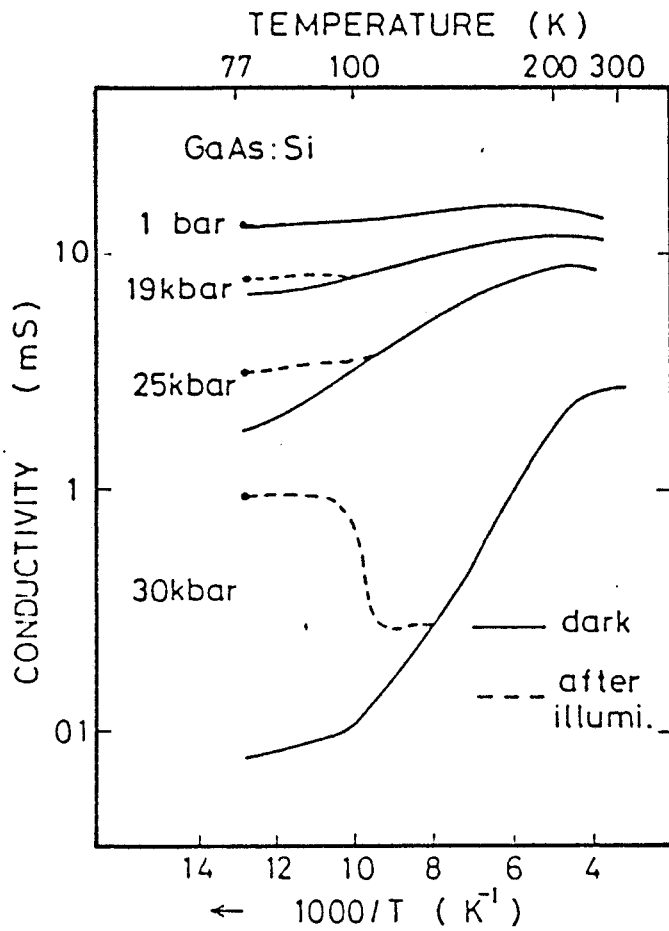


FIGURE II.6 : Evolution de la conductivité du GaAs:Si en fonction de l'inverse de la température, dans l'obscurité (—) ou après avoir éclairé l'échantillon (----), pour différentes valeurs de la pression appliquée. D'après [22].

autant que l'application d'une forte pression hydrostatique (P.H.) ne fasse apparaître les défauts de l'alliage AlGaAs.

Ce type d'expérimentation a permis à MIZUTA et al [21] de mettre en évidence le résultat remarquable concernant l'apparition d'un niveau donneur profond dont les caractéristiques, fonction de la concentration de dopant ou de la température, sont en tous points analogues à celles du centre DX. A titre d'illustration, nous donnons sur la figure II.6, la dépendance qui lie la conductivité du GaAs:Si ( $N_{dSi} = 2 \cdot 10^{17} \text{ At/cm}^3$ ) avec l'inverse de la température dans l'obscurité ou après avoir éclairé l'échantillon, les caractéristiques sont reproduites sous différentes valeurs de la pression appliquée sur l'échantillon [22].

Sous une contrainte supérieure à  $\sim 24$  KBars, les résultats expérimentaux déduits des mesures de DLTS ou plus précisément les effets de photoconductivité persistante aux températures cryogéniques sont similaires à ceux obtenus pour l'alliage  $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$  ; c'est approximativement pour une composition d'alliage identique que le niveau DX apparaît dans le ternaire.

En conséquence, l'application d'une forte P.H. sur le matériau binaire GaAs a pour effet de changer les propriétés électroniques de l'atome dopant de Si, d'un niveau donneur léger pour lequel toutes les impuretés sont ionisées vers un niveau donneur profond qui présente toutes les propriétés des centres DX. Ceci est dû essentiellement à la variation de la structure de bandes de conduction. Ces expérimentations permettant à MIZUTA et al [21] de conclure quant à l'origine des centres DX dans l'AlGaAs qui l'attribue à l'incorporation de l'atome dopant de silicium dans la couche.

De la même manière que le niveau hydrogénéide est référencé par rapport au bas de la bande de conduction de la vallée  $\Gamma$ , le niveau donneur profond est habituellement référencé par rapport aux minima énergétiques de la structure de bande de conduction. Il peut

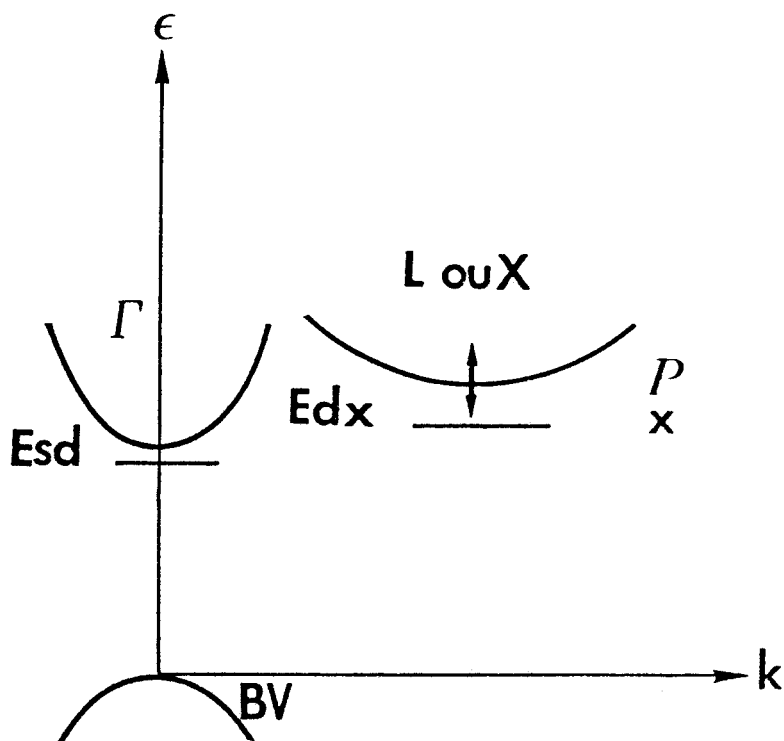


FIGURE II.7 : Représentation simplifiée de la structure de bande du matériau.  
 Influence de la composition d'alliage et de la pression hydrostatique sur "l'enfoncement" de la vallée supérieure L ou X.



s'agir selon les modèles, d'un couplage entre le centre DX et le minimum de la vallée X [23, 24] ou avec le minimum L [25] ou encore avec les deux [26]. La figure II.7 met en évidence l'influence relative des niveaux donneurs léger  $E_{SD}$  et profond  $E_{DX}$  par rapport à la position de la vallée supérieure. Une augmentation du taux d'alliage ou de la pression entraîne un enfoncement de la vallée supérieure (L ou X) et provoque un taux de remplissage plus important du niveau  $E_{DX}$ .

Ainsi, il paraît de plus en plus clair si l'on considère l'ensemble des résultats et des études effectuées quant à la nature et l'origine des instabilités des propriétés du ternaire AlGaAs, que le centre DX n'est autre que le donneur substitutionnel. Plusieurs modèles microscopiques proposent une interprétation à ces mécanismes dans l'AlGaAs [25] ; citons simplement le modèle pour lequel l'atome donneur est décalé de son site substitutionnel, dans le réseau cristallin [23,24].

Notons par ailleurs que des effets de photoconductivité persistante identiques, ont été obtenus expérimentalement pour d'autres alliages tels le GaInP [27,28] et le GaPAs [29] pour lesquels des niveaux donneurs profonds (DX-like centers) sont détectés. L'existence de ce type de mécanismes est également prévue pour d'autres alliages [30].

...

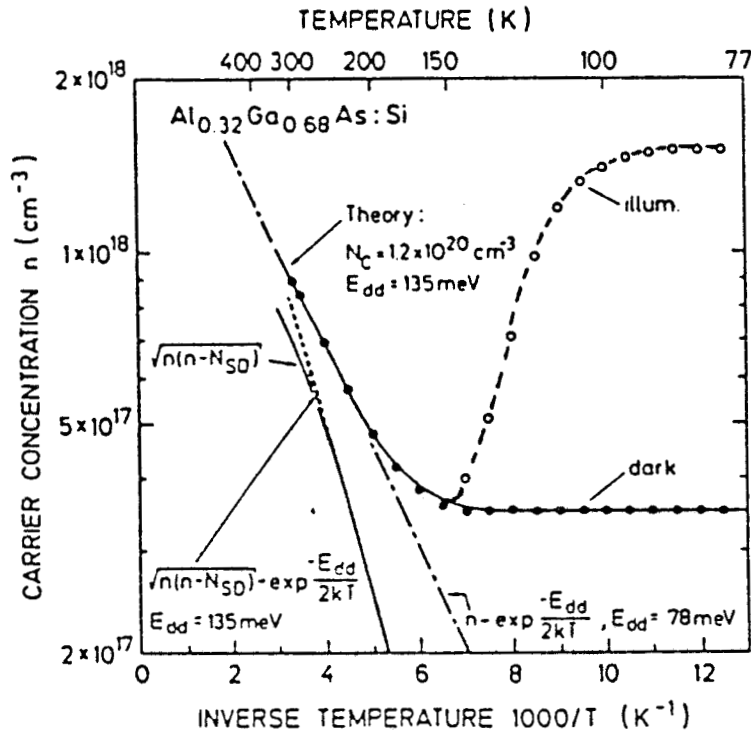


FIGURE II. 8 : Evolution de la concentration de porteurs libres  $n_H$  en fonction de l'inverse de la température, mesurée dans le noir (—) ou en éclairant l'échantillon (-----).  
D'après [311].

## I.5.2. Les modèles

### I.5.2.1. Modèles comprenant deux niveaux donneurs

#### I.5.2.1.1. Exploitation des caractéristiques à basse température

A titre d'illustration, nous donnons sur la figure II.8 l'évolution typique de la concentration de porteurs libres  $n_H$  relevée par SCHUBERT et PLOOG [31] en fonction de l'inverse de la température. La couche d' $Al_{0,32}Ga_{0,68}As:Si$  est réalisée par épitaxie par jet moléculaire et la concentration d'atomes dopants vaut  $1,5 \cdot 10^{18}$  At/cm<sup>3</sup>. Cette caractéristique met en évidence clairement deux sens d'évolution très distincts.

Dans la gamme de températures voisines de 300K, la charge  $n_H$  décroît exponentiellement en fonction de  $(1/T)$ . Dans cette région, on peut évaluer l'énergie d'activation thermique  $E_d$  des porteurs à partir de la relation simplifiée [31] :

$$(12) \quad n_H \sim \exp(-E_d/2kT)$$

Dans la seconde gamme de températures, l'agitation thermique n'est plus suffisante pour permettre au réseau d'être à l'équilibre thermodynamique et la concentration de porteurs mesurée sans éclaircissement préalable tend vers une valeur limite inférieure. On retrouve pour ces porteurs, le comportement d'un niveau donneur léger lié au minimum de la bande  $\Gamma$  :

$$(13) \quad n_{77K} = N_{SD}$$

L'échantillon étant préalablement éclairé, on retrouve alors les effets de PPC et la concentration  $n_{PPC}$  coïncide avec la concentration des atomes dopants de silicium incorporés dans la couche

$$(14) \quad n_{PPC} = N_{Si}$$

Ainsi, à partir de ces deux expérimentations effectuées à basse température, il est possible d'accéder à la concentration totale du niveau donneur profond :

$$(15) \quad N_{DD} = n_{PPC} - N_{SD}$$

L'examen de ces expressions permet d'attribuer à la concentration de donneur profond  $N_{DD}$  les différences obtenues expérimentalement entre la concentration de Hall et la concentration de dopants à la température ambiante, lorsque le taux d'alliage croît de 0,20 à 0,40, ou lorsque la température diminue. En particulier, à 300K, tous les atomes donneurs profonds ne sont pas ionisés lorsque l'énergie d'activation thermique ( $kT$ ) du réseau cristallin est inférieure à l'énergie d'ionisation du niveau donneur profond ; c'est pourquoi il est plus juste d'écrire l'expression qui lie la concentration de Hall aux concentrations  $N_{SD}$  et  $N_{DD}$ , de la manière suivante :

$$(16) \quad n_H = N_{SD} + N_{DD}^+(T)$$

où  $N_{DD}^+(T)$  représente la concentration de donneurs profonds ionisés et dépend essentiellement de l'énergie d'activation du donneur et de la température.

La coexistence d'un niveau donneur léger  $N_{SD}$  et d'un niveau donneur profond  $N_{DD}$ , a également été mise en évidence expérimentalement par WATANABE et al [14, 32] au moyen de mesures capacitives. La méthode de caractérisation de chacune de ces deux composantes est la suivante :

- à température ambiante, la concentration totale des porteurs libres dans l'épitaxie équivaut à la somme des charges ionisées qui occupent les niveaux donneurs légers et profonds et peut être déduite de l'exploitation de la caractéristique  $C(V)$ . La constante de temps d'émission d'un électron du centre DX est suffisamment courte pour que l'occupation des niveaux donneurs varie avec l'oscillation du champ électrique, à la fréquence de 1MHz.

- à l'inverse, la constante de temps d'émission d'un électron du centre DX est excessivement importante à 77K [18] et dans ce cas, l'exploitation des mesures capacitives permet d'accéder uniquement à la concentration de porteurs légers  $N_{SD}$ .

La concentration des donneurs profonds à  $T_{amb}$  est alors déterminée à partir des conditions expérimentales ci-dessus.

En outre, l'existence de deux types de donneurs  $N_{SD}$  et  $N_{DD}$  dans la gamme de composition d'alliage  $0,20 < x < 0,40$  ne permet pas d'accéder à l'énergie d'activation thermique  $E_{DD}$  du donneur profond seul. En effet, le niveau donneur apparent  $E_d$  déduit à partir de la relation simplifiée ( $n_H \sim \exp(-E_d/2kT)$ ) tient compte en fait de la contribution des concentrations  $N_{SD}$  et  $N_{DD}$ , associés aux niveaux  $E_{SD}$  et  $E_{DD}$ . Cependant, l'énergie  $E_{DD}$  pourra être déterminée en prenant en compte la présence, quelle que soit la température, d'une charge  $N_{SD}$  à partir de la relation donnée par SCHUBERT et PLOOG [31] :

$$(17) \quad (n^2 - n N_{SD})^{1/2} \sim \exp(-E_{DD}/2kT)$$

A titre de comparaison, on obtient (fig. II.8) pour l'énergie d'activation apparente  $E_d$  et l'énergie d'activation propre

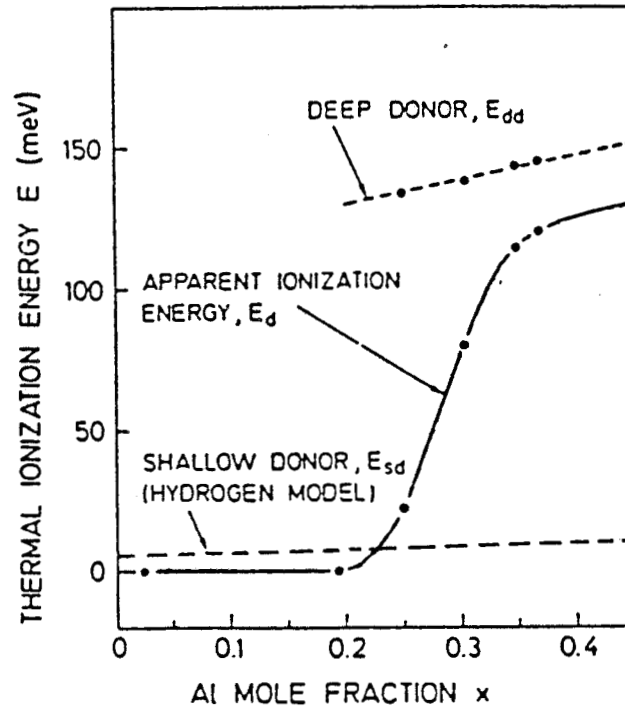


FIGURE II.9 : Evolution des énergies d'activation apparente et du niveau donneur profond en fonction de la composition d'alliage. D'après I311.

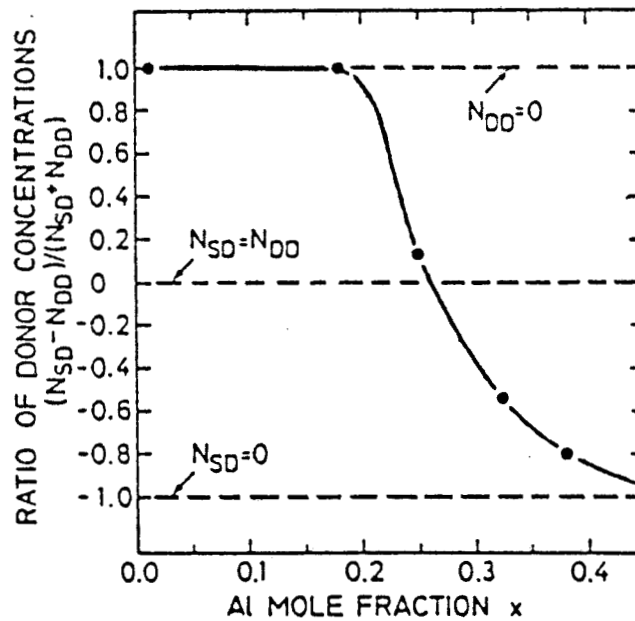


FIGURE II.10 : Evolution de la concentration relative  $(N_{SD} - N_{DD}) / (N_{SD} + N_{DD})$  en fonction de la composition d'alliage. D'après I311.

au niveau profond  $E_{DD}$ , les valeurs respectives 78 et 135meV.

Ces résultats concernent le matériau  $Al_{0,32}Ga_{0,68}As$ . Nous allons nous intéresser à présent à l'influence de la concentration d'alliage sur les propriétés du matériau AlGaAs à gap-direct.

#### I.5.2.1.2. Influence du taux d'alliage

Sur la figure II.9, nous donnons l'évolution des énergies d'activation apparente  $E_d$  et du niveau donneur profond déduits expérimentalement en fonction du taux d'alliage [31].

L'évolution importante de l'énergie d'ionisation apparente dans la gamme  $0,20 < x < 0,40$ , résultat confirmé par ailleurs [11, 14, 33], peut s'expliquer par l'évolution combinée de la concentration de porteurs dans les deux niveaux donneurs. En effet, la concentration du niveau donneur profond  $N_{DD}$  croît avec  $x$  tandis que simultanément celle des donneurs légers  $N_{SD}$  décroît (fig. II.10). Dans la gamme de composition  $0,20 < x < 0,40$ , l'énergie d'activation du niveau donneur profond présente une faible dépendance avec le taux d'alliage et sa valeur avoisine  $E_{DD} = (140 \pm 10)\text{meV}$ . Ce niveau donneur est à opposer au niveau donneur hydrogénoïde de faible énergie d'activation thermique.

Ces résultats expérimentaux, donnant l'évolution de l'énergie d'activation thermique, peuvent également être obtenus à partir de mesures capacitives [32].

#### I.5.2.2. Modèle comprenant un niveau donneur unique

L'ensemble des résultats expérimentaux présentés précédemment décrivent le comportement des caractéristiques électriques de

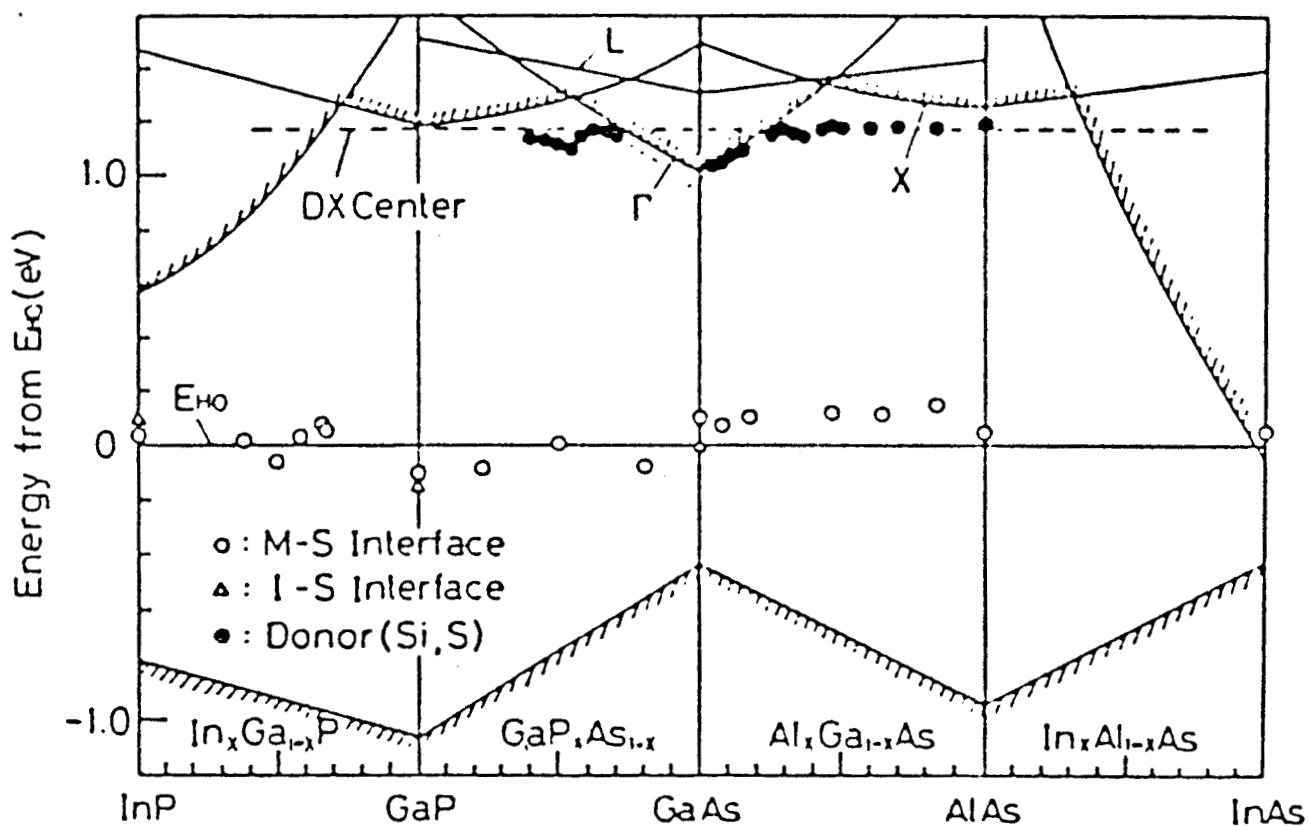


FIGURE II.11 : Evolution du niveau donneur profond dans différents alliages ternaires. Mise en évidence d'un niveau de référence  $E_{H0}$  en fonction des compositions d'alliage. D'après [357].



l'alliage AlGaAs en fonction de la température. Ceux-ci peuvent s'expliquer à partir d'un modèle à deux niveaux donneurs d'énergie  $E_{SD}$  et  $E_{DD}$ .

Cependant, il est nécessaire de prendre en compte l'existence d'une barrière énergétique qui s'oppose à la capture des électrons dans le centre DX. La constante de temps de capture croît rapidement lorsque la température décroît ( $\sim 10^{10}$  s à 77K pour  $Al_{0,27}Ga_{0,75}As$  [34]) ce qui rend impossible le maintien de l'équilibre thermodynamique durant le refroidissement de l'échantillon. Aux températures cryogéniques, les centres DX qui demeurent ionisés dans l'échantillon se comportent alors exactement comme les donneurs légers  $N_{SD}$  classiques, ce qui les rend indiscernables les uns des autres.

HASEGAWA et OHNO [35] ont proposé un modèle unique du centre DX pour lequel le niveau de référence du centre profond n'est pas associé à l'une ou l'autre des vallées supérieures L ou X, mais évolue parallèlement à une énergie de référence  $E_{HO}$  lorsque la composition d'aluminium varie et ceci pour différents alliages ternaires. Les niveaux  $E_{DX}$  et  $E_{HO}$ , ainsi que des résultats expérimentaux tirés de la littérature sont illustrés sur la figure II.11.

Nous venons de préciser les conditions d'existence, ainsi que les mécanismes du centre DX incorporé dans la couche d'AlGaAs, en fonction des paramètres technologiques et de la température. Intéressons nous à présent à l'étude de leur influence sur le comportement du composant.

## II. METHODES D'ANALYSE DES EFFETS PARASITES EN REGIME DYNAMIQUE A TENSION DRAIN-SOURCE NULLE

### INTRODUCTION

L'objectif de cette étude est de réaliser un ensemble d'expérimentations permettant de préciser les mécanismes responsables du fonctionnement des composants à hétérojonction AlGaAs/GaAs en basse température. Pour compléter les informations issues des premières mesures effectuées en régime statique, il est fondamental d'analyser les principaux paramètres HF ; en particulier la capacité de grille, la résistance drain-source en régime petit-signal et le profil de mobilité électronique dans la structure même du composant.

### II.1. TECHNIQUES DE MESURE UTILISEES

#### II.1.1. Choix de la fréquence

Le choix de la fréquence d'expérimentation est guidé par l'intérêt d'une caractérisation à des fréquences où le comportement serait similaire à celui attendu aux fréquences d'utilisation (10 à 30GHz), et par la prise en considération des temps caractéristiques d'émission thermique  $\tau_e$  et de capture  $\tau_c$ , sur les niveaux donneurs profonds.

Des expériences en régime impulsionnel ont permis d'évaluer

les temps caractéristiques de piégeage et de dépiégeage des électrons à la température ambiante, dans les centres profonds [36, 37, 38]. Des constantes d'émission thermique  $\tau_e$ , de l'ordre de 10 $\mu$ s, sont déduites pour l'Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As de l'étude des régimes transitoires du courant de drain d'un transistor polarisé dans la région linéaire de la caractéristique I-V, lorsqu'on applique une impulsion négative sur la grille. Cette grandeur peut néanmoins varier dans de fortes proportions, à taux d'aluminium constant, selon le processus de croissance de la couche épitaxiée [36]. L'énergie d'activation thermique, déduite de ce type d'expérimentation, se situe à une valeur voisine de l'énergie  $E_e$  du centre DX dans l'AlGaAs obtenue à partir de l'exploitation de mesures de DLTS. Par ailleurs, la constante d'émission  $\tau_e$ , relevée expérimentalement, montre une forte dépendance avec la température et peut atteindre 175mS à 200K [36]. Par extrapolation, à partir de l'expression :

$$(18) \quad \tau_e = C T^{-2} \exp (E_e/kT)$$

où C est une constante indépendante de la température, on obtient des valeurs de la constante d'émission rapidement inaccessibles à la mesure ( $\tau_e > 10^{10}$ s) à 77K.

En conséquence, tant en basse température qu'à la température ambiante, ces effets pourront être négligés si la fréquence de mesures est supérieure à  $1/\tau_e$ , soit à quelques MHz. Afin de satisfaire aux critères énoncés précédemment, tout en ayant en vue le souci de réaliser facilement des mesures aussi précises que possible, la fréquence est fixée dans la gamme des 10 à 500 MHz.

Remarques :

1 - Mesures à basse température.

Les constantes de temps d'émission ou de capture des électrons des niveaux profonds étant supérieures à la durée de la mesure,

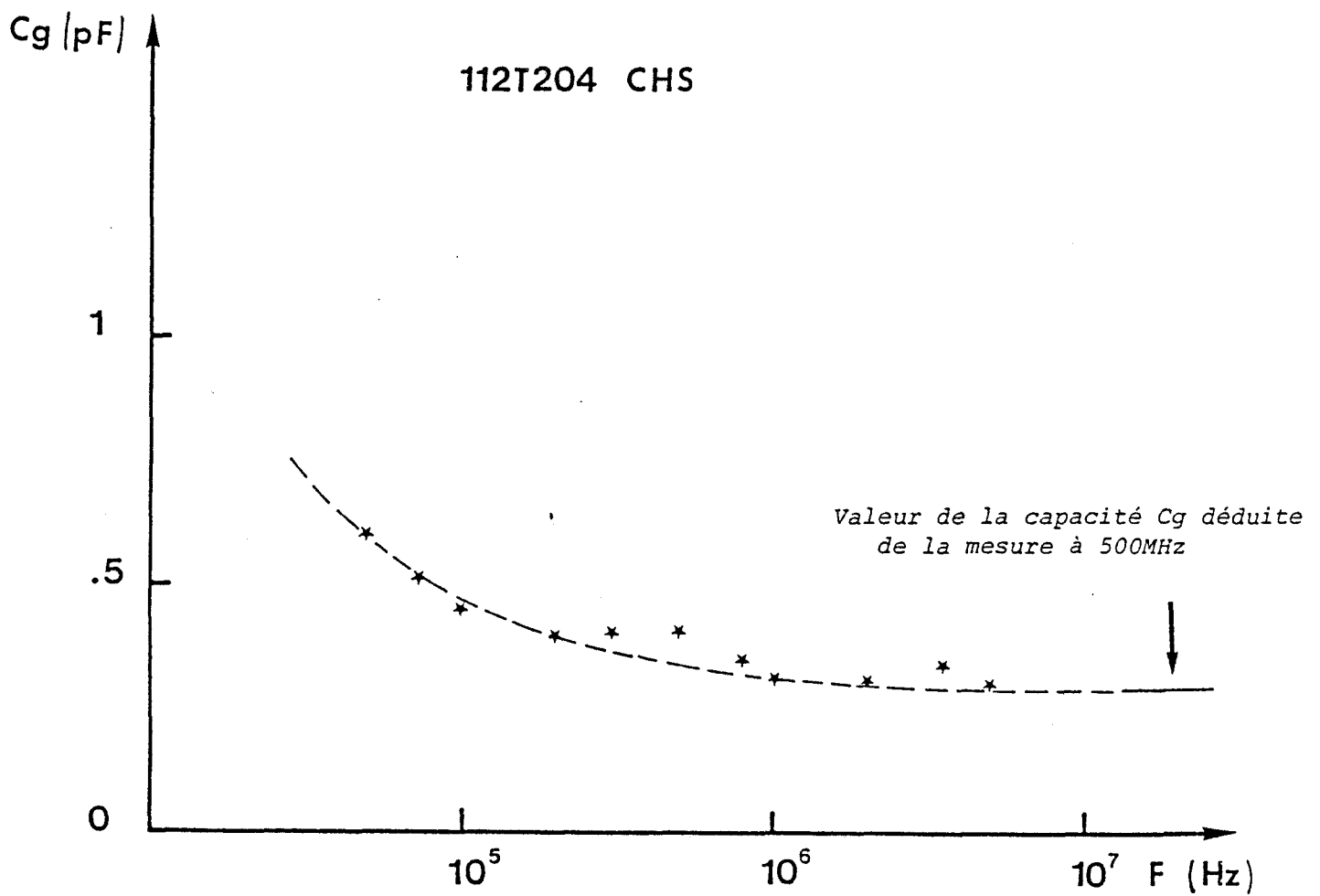


FIGURE II.12 : Evolution de la capacité de grille  $C_g$  en fonction de la fréquence de mesure et pour une tension de grille fixée ( $V_{gs} = +0.4V$ ). Transistor de la série n°112.

l'équilibre thermodynamique n'est alors jamais observé. Les résultats des mesures seront donc différents selon la procédure adoptée lors de la mise en froid de l'échantillon et notamment, selon qu'elle s'effectue après application d'une contrainte électrique (ou stress) sur la grille inférieure à la tension de pincement  $V_p$  ou, bien sûr, à  $V_{gs}$  positif.

## 2 - Mesures en fonction de la fréquence.

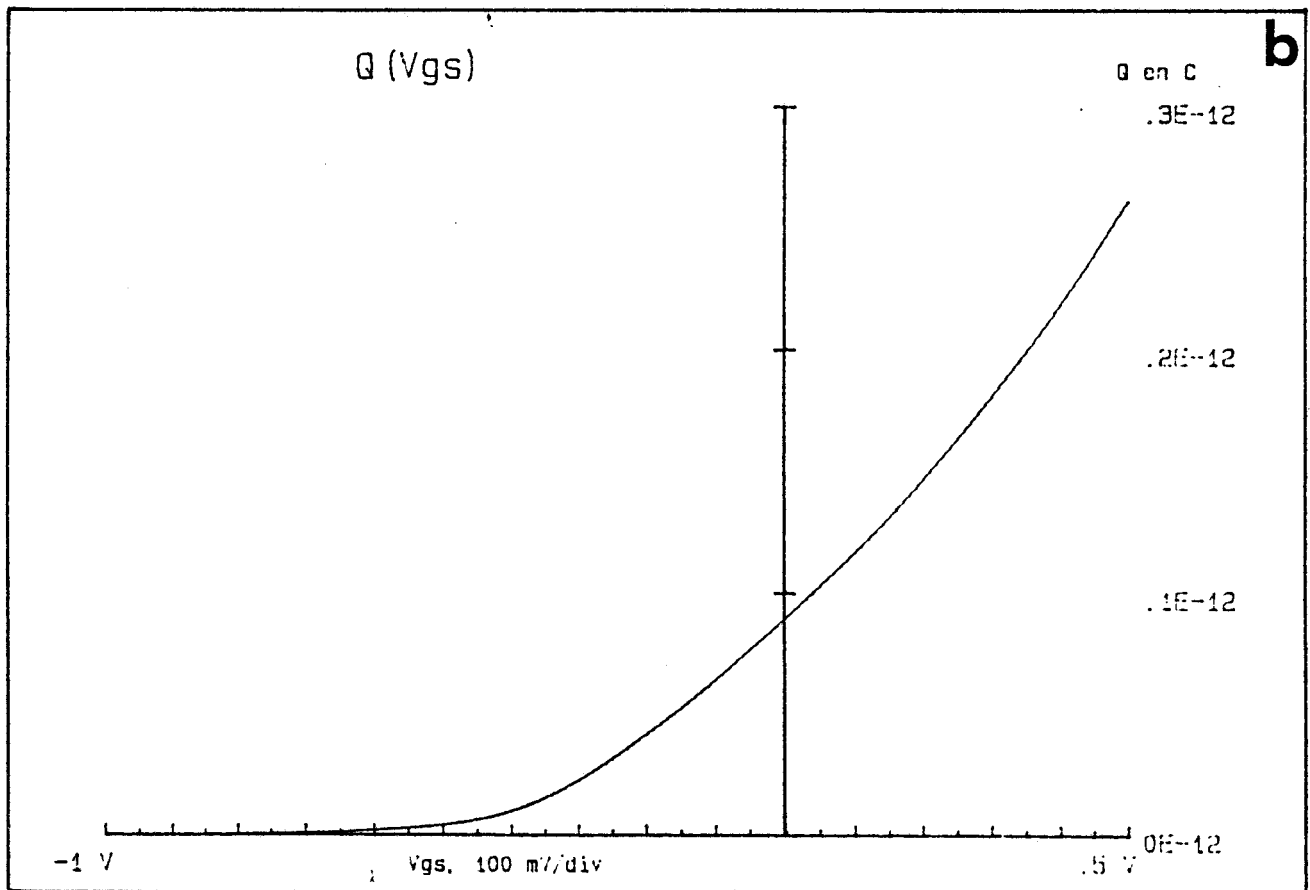
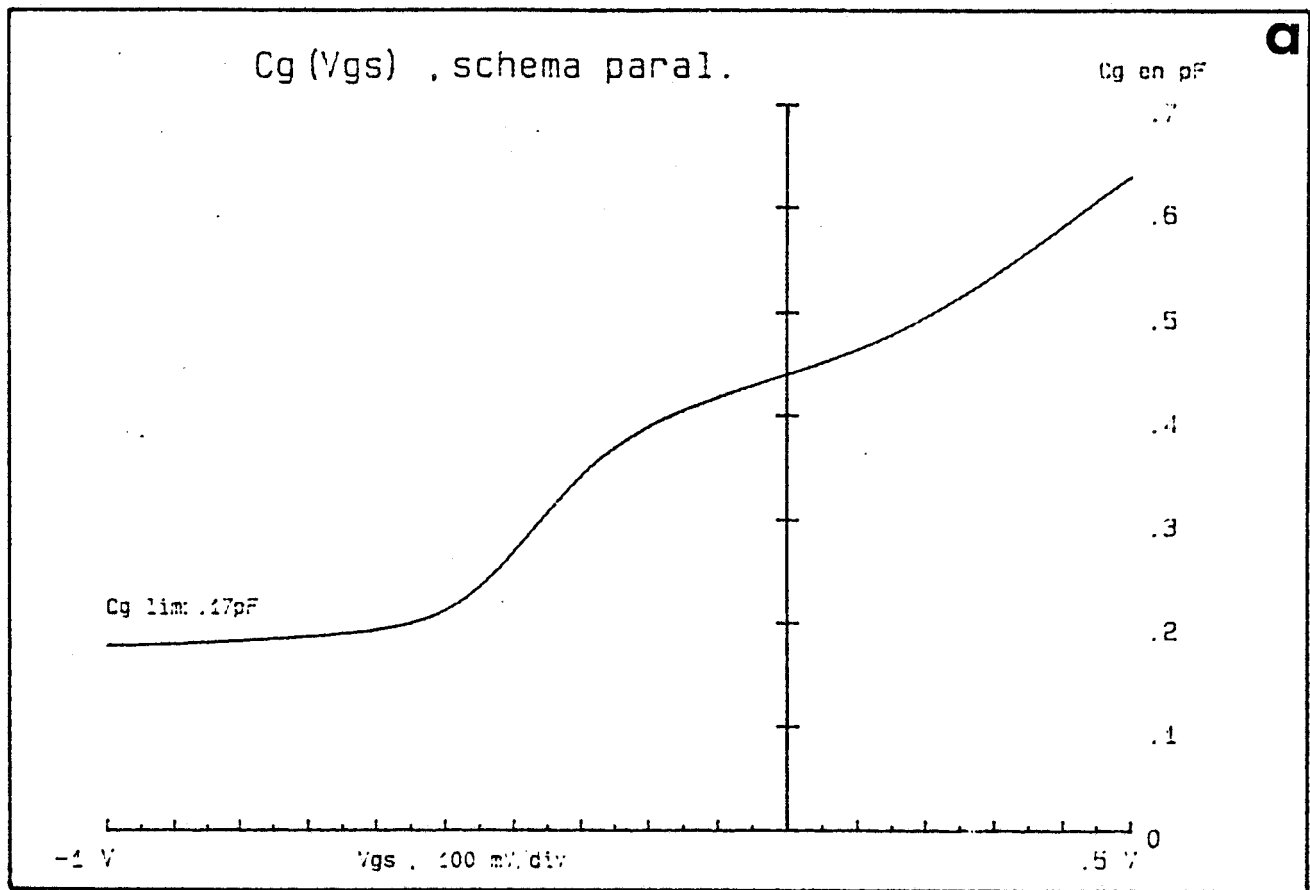
Afin de valider le choix de la fréquence de mesure, nous avons étudié à température ambiante l'influence de la fréquence d'opération sur la valeur de la capacité présentée par un composant. Cette manipulation a été effectuée dans la bande 50KHz - 13MHz à l'aide de l'analyseur HP4192A. Notons que la procédure expérimentale est rendue délicate par :

- l'ordre de grandeur de la capacité à mesurer ( $< 1pF$ ) résultant de la faible surface de la grille du composant.

- l'influence des capacités parasites de la cellule de mesure et du boîtier BMH60, dans lequel est inséré l'échantillon, qui sont grandes devant la capacité du composant à mesurer.

Toutefois, nous sommes parvenus à résoudre ce problème en prenant pour référence non plus un circuit ouvert, mais la capacité du composant pour des valeurs  $V_{gs}$  très inférieures à la tension de pincement  $V_p$ .

Un exemple de comportement de la capacité de grille  $C_g$  en fonction de la fréquence est présenté sur la figure II.12, l'échantillon (série n°112) étant polarisé à  $V_{gs} = +0,4V$ . En basse fréquence ( $F \sim 100KHz$ ), il apparaît une augmentation sensible de la capacité  $C_g$ , liée sans doute aux mécanismes d'émission thermique et de capture des électrons, tandis que cette grandeur tend rapidement vers une valeur limite minimale aux fréquences plus élevées ( $F > 1MHz$ ). Cette valeur



516 T2 01 06/03/87 Freq= 500 MHz Temp=20 oC (293K)

FIGURE II.13 : Evolution de la capacité de grille (a) et de la charge électronique sous la grille (b) en fonction de la tension Vgs pour un transistor de la série n 516.

de la capacité de grille peut être comparée à celle obtenue par une méthode haute fréquence exposée ci-dessous.

L'élément essentiel est donc que la capacité est indépendante de la fréquence, dans la gamme d'exploitation des mesures.

### II.1.2. Capacité de grille Cg (Vgs)

La capacité de grille Cg(Vgs) d'un composant, est mesurée à la fréquence de 500MHz à partir de l'analyseur HP4191 et, est déduite de l'exploitation du coefficient de réflexion, présent dans le plan de référence d'entrée du transistor. La calibration dans ce plan prend en compte les diverses connexions (APC7,OSM) et les longueurs de lignes importantes dues au cryostat.

Le relevé de la caractéristique de grille, effectué à 500MHz, permet de s'affranchir des effets parasites liés aux phénomènes de surface ou aux pièges en volume intervenant à plus basse fréquence. Pour prendre en compte la capacité limite, liée à la présence de capacités électrostatiques et des effets de bord de grille [39], l'évolution de Cg est relevée pour des tension Vgs supérieures à la tension de pincement (Vp). La variation de la capacité, par rapport à cette valeur limite, constituera le paramètre significatif de l'étude (fig. II.13a).

Par intégration numérique, nous obtenons la quantité de charges d'électrons libres Q(Vgs) sous la grille (fig. II.13b) :

$$(19) \quad Q(Vgs) = \int_{Vp}^{Vgs} (Cg(Vgs) - Cg_{lim}) dVgs$$

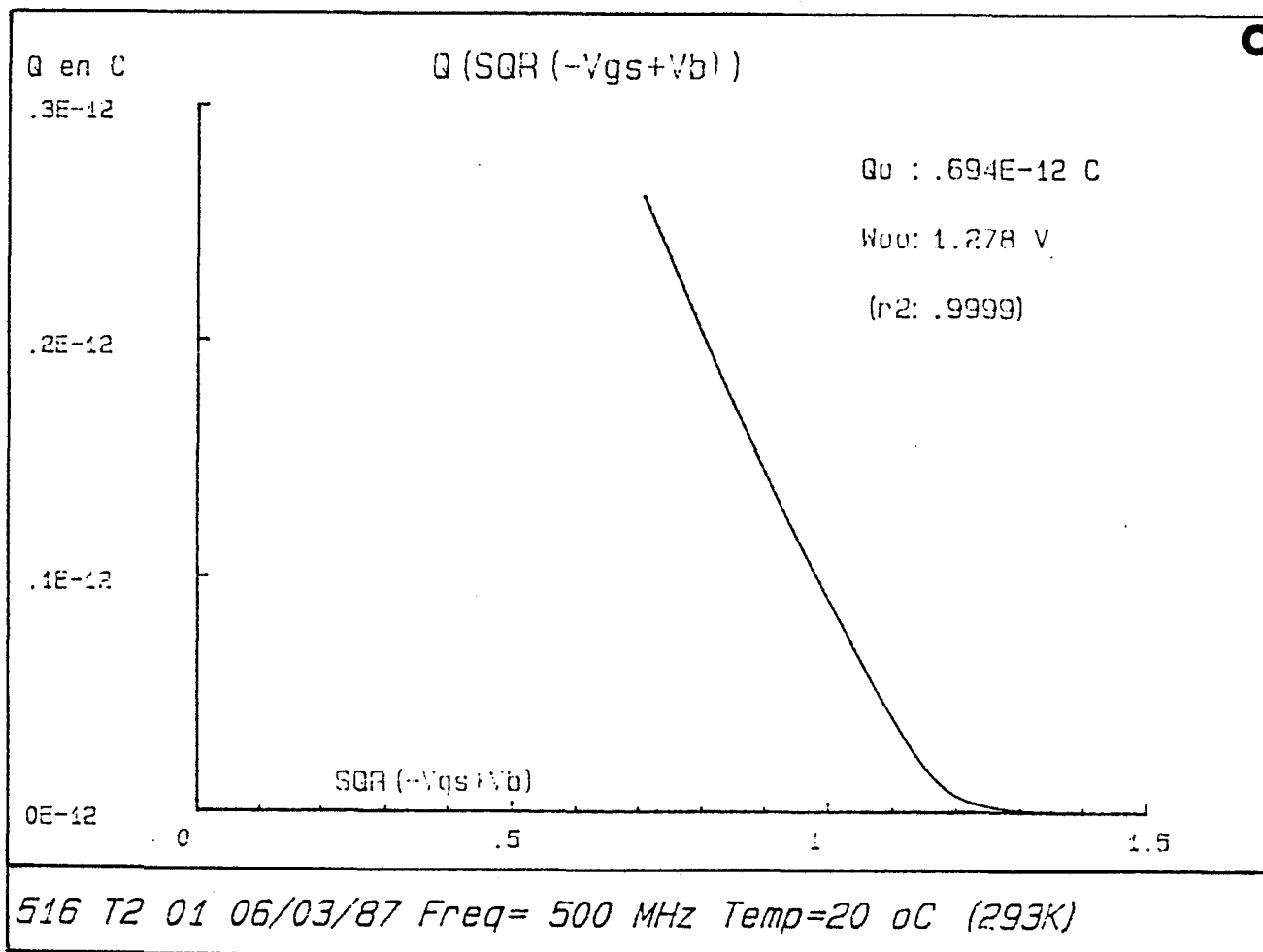


FIGURE II.13c : Evolution de la charge électronique sous la grille en fonction de  $(Vb - Vgs)^{1/2}$  pour un transistor de la série n°516.



La variation de cette quantité au voisinage du pincement, la couche d'AlGaAs étant totalement désertée, traduit uniquement la commande du gaz bidimensionnel d'électrons. A l'opposé, lorsque la zone désertée n'atteint pas la couche d'accumulation, les variations de charges libres résultent de l'extension de la zone désertée dans la couche d'AlGaAs. C'est dans cette dernière gamme de polarisation que l'on effectue la détermination des paramètres géométriques et technologiques ( $L_g$ ,  $N_d$ ,  $a$ ) du transistor à effet de champ. Aussi, constate t-on expérimentalement que l'évolution de la charge  $Q$  en fonction de  $(\phi_{Bn} - V_{gs})^{1/2}$  fait apparaître une partie linéaire vérifiant les conditions de SCHOCKLEY [40] et une partie non linéaire pour les tensions  $V_{gs}$  importantes, due principalement aux effets bidimensionnels et à la commande de l'hétérojonction par le contact de grille (fig. II.13c). La partie linéaire de l'évolution, décrite par l'expression :

$$(20) \quad Q(V_{gs}) = Q_0 \left[ 1 - \left( \frac{\phi_{Bn} - V_{gs}}{W_{00}} \right)^{1/2} \right]$$

permet de déduire par extrapolation :

. la quantité totale de charges sous la grille

$$(21) \quad Q_0 = q Z L_g N_d a$$

. la tension de seuil de la couche dopée d'AlGaAs

$$(22) \quad W_{00} = \frac{q N_d a^2}{2 \epsilon_{AlGaAs}}$$

En réalité, ces expressions supposent que la densité d'électrons libres est égale au niveau d'atomes dopants  $N_{d_i}$  introduits dans la couche. Or, nous avons vu qu'il existe dans le matériau ternaire AlGaAs, pour une gamme de composition d'alliage ( $0,20 < x < 0,40$ ), deux niveaux d'énergies possibles pour les électrons résultant de la

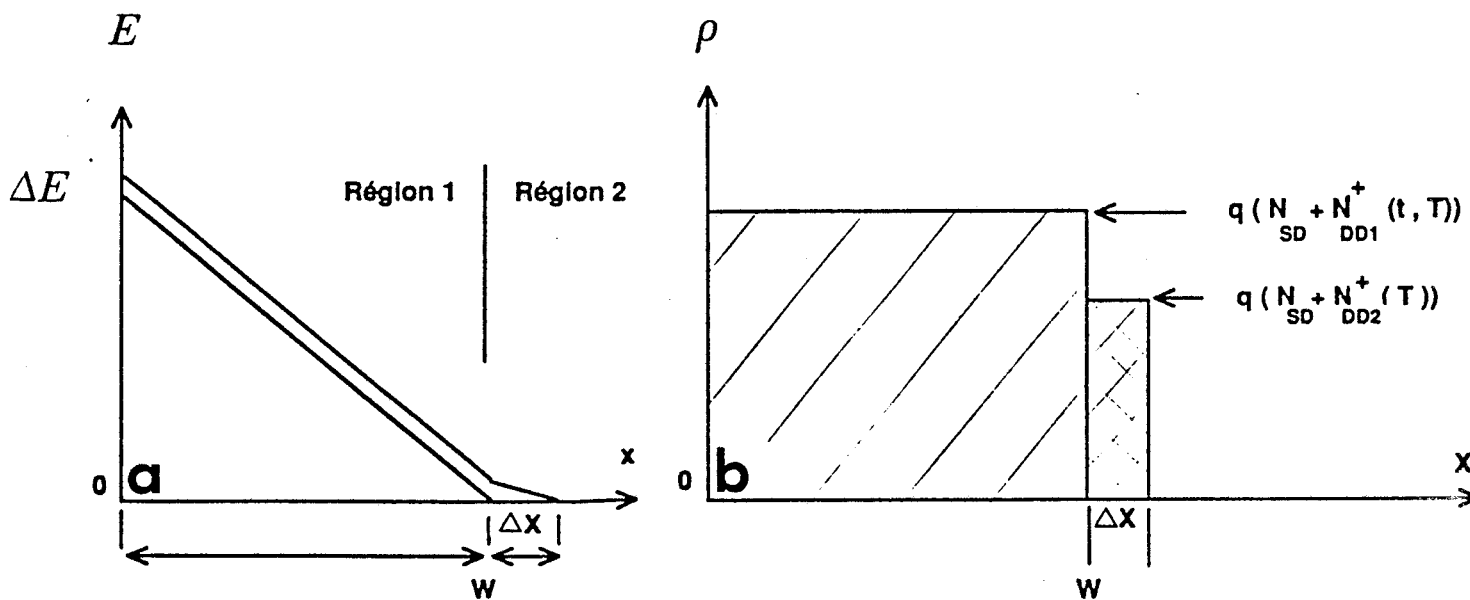


FIGURE II.14 : Représentation du champ électrique (a) et de la concentration de donneurs légers et profonds (b) autour d'un point de polarisation  $W$  dans la couche de GaAlAs.

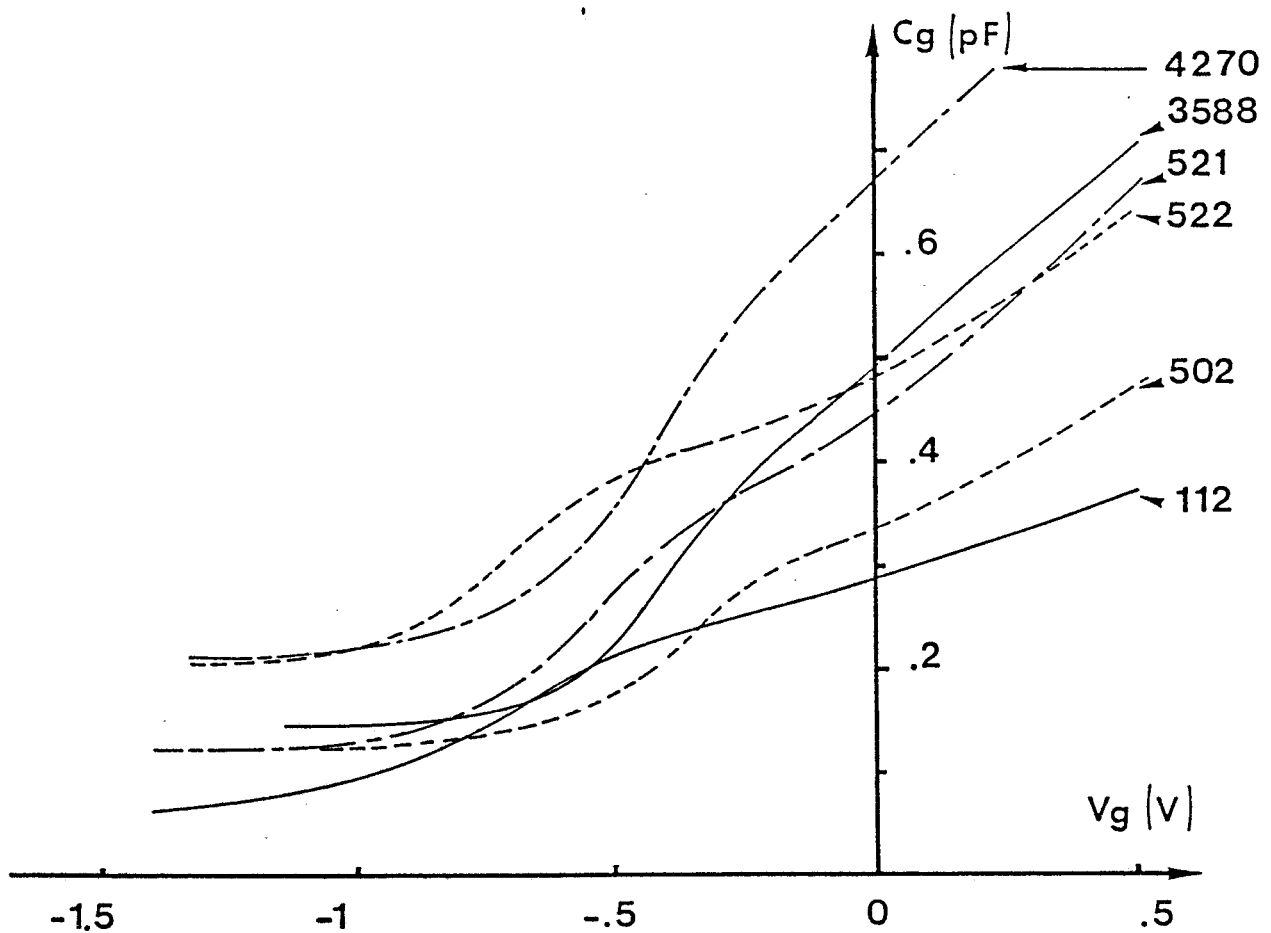


FIGURE II.15 : Evolutions typiques de la capacité de grille en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour différents transistors à hétéro-jonction et à tension drain-source nulle.

nature particulière du dopant substitutionnel de silicium dans l'AlGaAs : un niveau donneur hydrogénoïde  $E_{SD}$  et un niveau donneur profond  $E_{DD}$ . Les temps d'émission thermique et de capture pour les électrons, qui occupent les centres profonds, étant relativement longs (de l'ordre de  $10\mu s$  à  $T_{amb}$ ), ceux-ci ont une faible probabilité pour que l'occupation des niveaux donneurs profonds suivent l'oscillation du champ électrique de la seule composante HF à la fréquence de 500MHz ( $2nS$ ) du signal de mesure de la capacité.

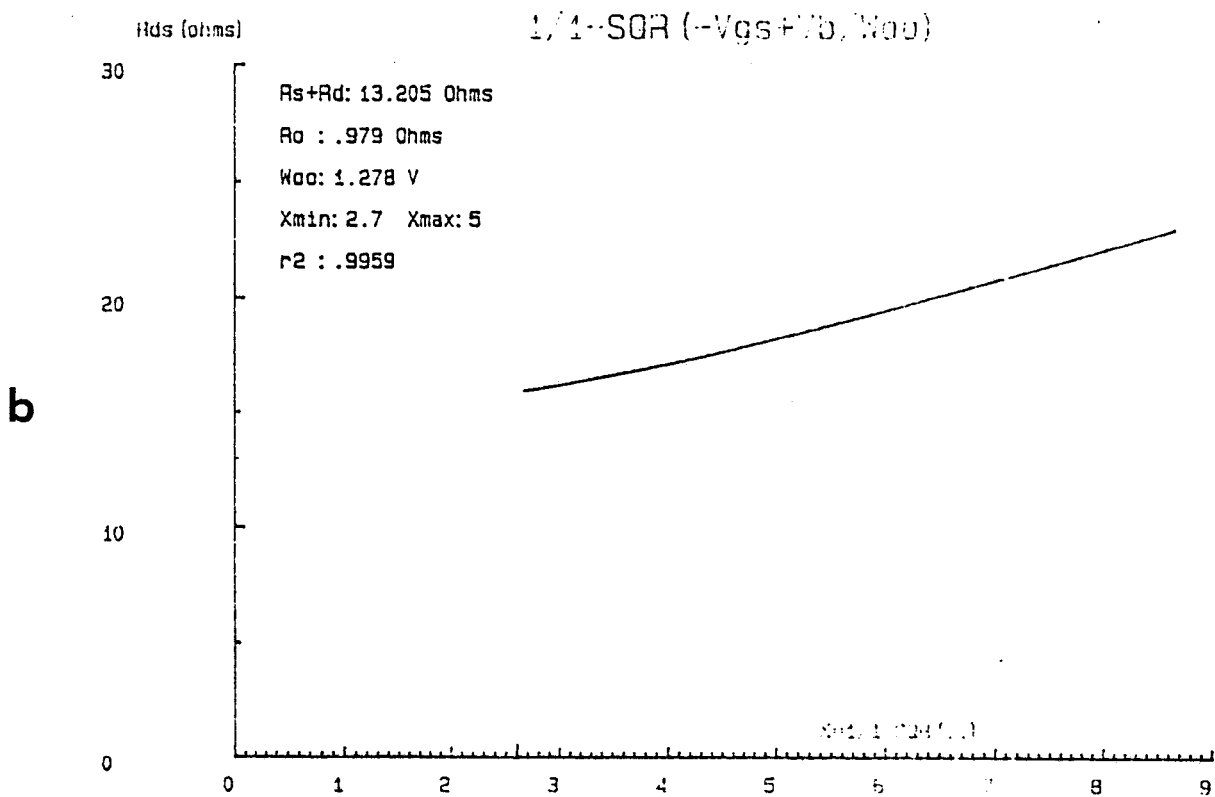
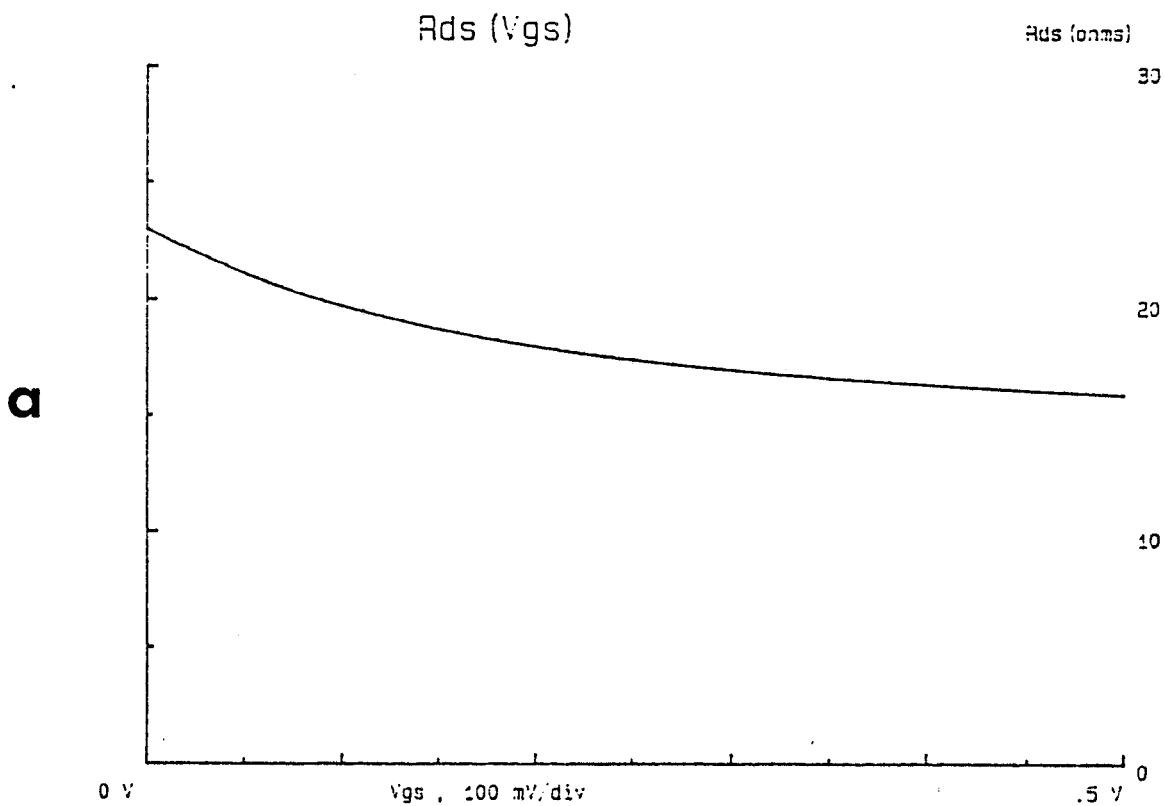
Ainsi, on peut représenter schématiquement cette application du signal et la zone désertée qui en résulte, comme l'indique la figure II.14. On y remarque deux régions distinctes :

**Région 1** :  $0 < x < W$ , où  $N_{SD}$  représente la concentration des atomes donneurs légers (existant quelque soit la température) et  $N_{DD1}^+(t,T)$ , la concentration de charges correspondant aux atomes donneurs profonds ionisés qui résulte de l'extension de la zone désertée, liée au point de polarisation  $W$ . Celle-ci varie avec la température et le temps d'acquisition du système de mesure.

**Région 2** :  $W < x < W+\Delta x$ , où  $N_{DD2}^+(T)$  représente la concentration des atomes donneurs profonds due à l'extension  $\Delta x$  de la zone désertée qui résulte de l'application du signal HF et ne dépend que de la température.

Autour d'un point de polarisation, la variation de charges supplémentaires  $\Delta Q$ , issue uniquement de l'application de la composante HF, provoque une extension  $\Delta x$  et n'est liée qu'à la concentration totale ( $N_{SD} + N_{DD2}^+(T)$ ) des donneurs actifs dans la région 2, soit une fraction des atomes dopants incorporés dans la structure.

Sur la figure II.15 sont représentées les évolutions typiques, à température ambiante, de la capacité de grille  $C_g(V_{gs})$ , pour différents transistors TEGFET, dont les taux d'aluminium  $x$  sont compris entre 0,21 et 0,28.



516 T2 01 06/03/87 Freq= 10 Mhz Temp=20 oC (293K)

**FIGURE II.16** : Evolution de la résistance drain-source à faible  $V_{ds}$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  (a) et exploitation de celle-ci (b) pour un transistor de la série n°516.

Compte tenu de la très grande diversité des paramètres technologiques, ces évolutions ne présentent pas de corrélation évidente. Cependant, les variations de  $C_g(V_{gs})$  ne présentent pas de palier lorsque la couche d'accumulation est effectivement commandée par la grille, comme le prévoient les modèles simplifiés [41, 42, 43].

La concentration totale de charges ( $Q_0 = q N_D L_g Z a$ ), la tension de seuil ( $W_{00} = q N_D a^2 / 2\epsilon$ ) sont liées à la concentration d'atomes donneurs dans la structure.

Mais ces deux expressions ne sont pas suffisantes pour aboutir à la détermination des paramètres  $N_D$ ,  $L_g$  et  $a$  du transistor. Une équation supplémentaire nous sera fournie par la mesure de la résistance entre drain et source  $R_{ds}(V_{gs})$ .

### II.1.3. Résistance entre drain et source $R_{ds}(V_{gs})$

Mesurée à faible tension  $V_{ds}$ , la résistance  $R_{ds}$  est obtenue à partir de l'analyseur HP4191, à la fréquence de 10MHz (fig. II.16a).

La tension de seuil  $W_{00}$  étant déterminée, nous pouvons tracer (fig. II.16b) l'évolution de la résistance  $R_{ds}$  comme l'indique son expression :

$$(23) \quad R_{ds}(V_{gs}) = R_s + R_d + \frac{R_0}{1 - \left( \frac{\phi_{Bn} - V_{gs}}{W_{00}} \right)^{1/2}}$$

où  $R_0$  représente la résistance du canal

$$(24) \quad \text{et } R_0 = \frac{L_g}{q N_D a Z \bar{\mu}}$$

Bien que cette expression soit bien adaptée aux composants à profil constant de dopage et de mobilité [44], elle donne cependant des résultats tout à fait corrects dans le cas du TEGFET mesuré à canal ouvert, ceci conduisant à une influence croissante du MESFET parasite  $Al_xGa_{1-x}As$ . L'exploitation de cette caractéristique permet d'accéder, par extrapolation de l'ordonnée à l'origine, à la somme des résistances d'accès ( $R_s + R_d$ ), la pente étant égale à la résistance du canal  $R_0$ .

Pour les mêmes raisons que précédemment, la valeur de la résistance  $R_{ds}$ , pour un point de polarisation, correspond à la concentration d'atomes dopants actifs dans la couche.

#### II.1.4. Profil de mobilité électronique

La mesure du profil de mobilité, effectuée par SITES et WIEDER [45] dans le cas du transistor à effet de champ, repose sur l'exploitation du principe de la magnétorésistance dans les semi-conducteurs.

La relation, qui lie la résistance drain-source  $R_{ds}(V_{gs}, B)$  en présence d'un champ magnétique  $B$  appliqué perpendiculairement à la structure du transistor, à la résistance  $R_{ds}(V_{gs}, 0)$  sans champ, s'exprime comme suit :

$$(25) \quad R_{ds}(V_{gs}, B) = R_{ds}(V_{gs}, 0) [1 + \bar{\mu}^2 (V_{gs}) B^2]$$

La mobilité moyenne  $\bar{\mu}$  représente l'influence simultanée des mobilités électroniques des couches d'AlGaAs et d'accumulation, pondérées par les concentrations de charges respectives.

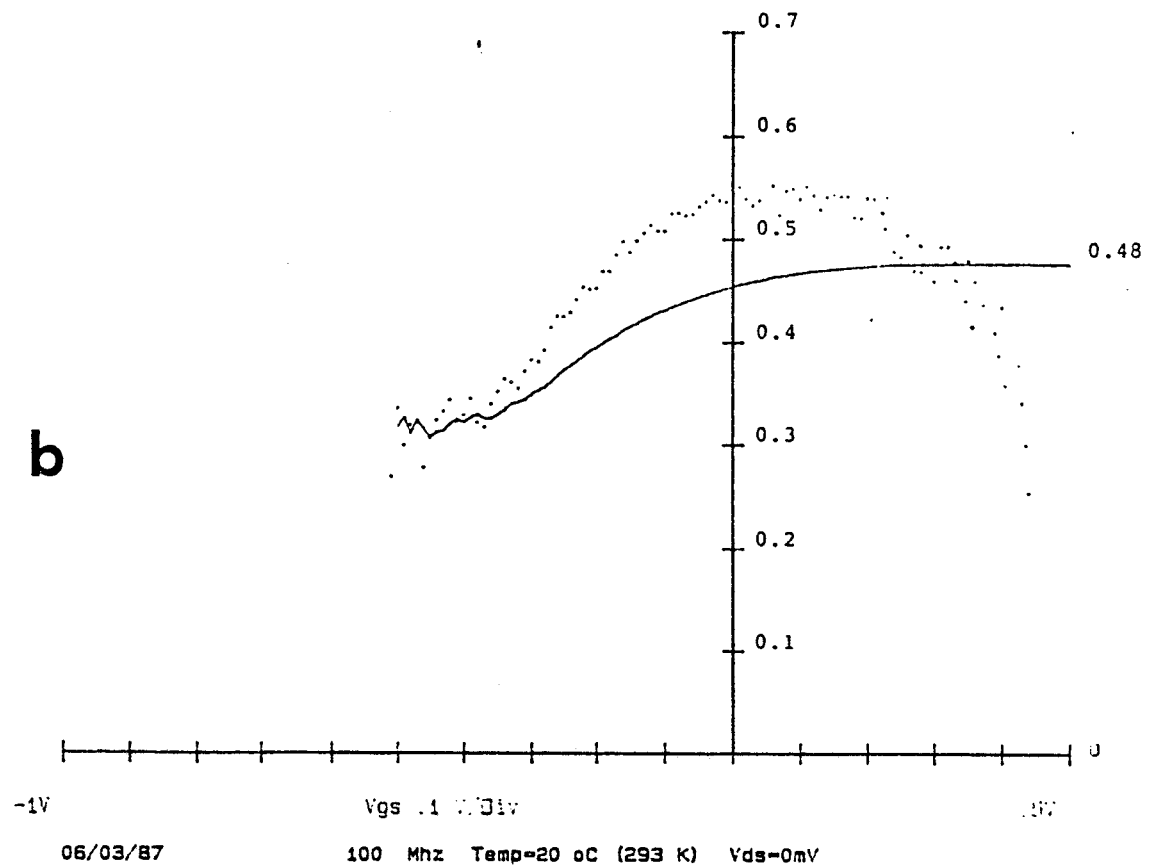
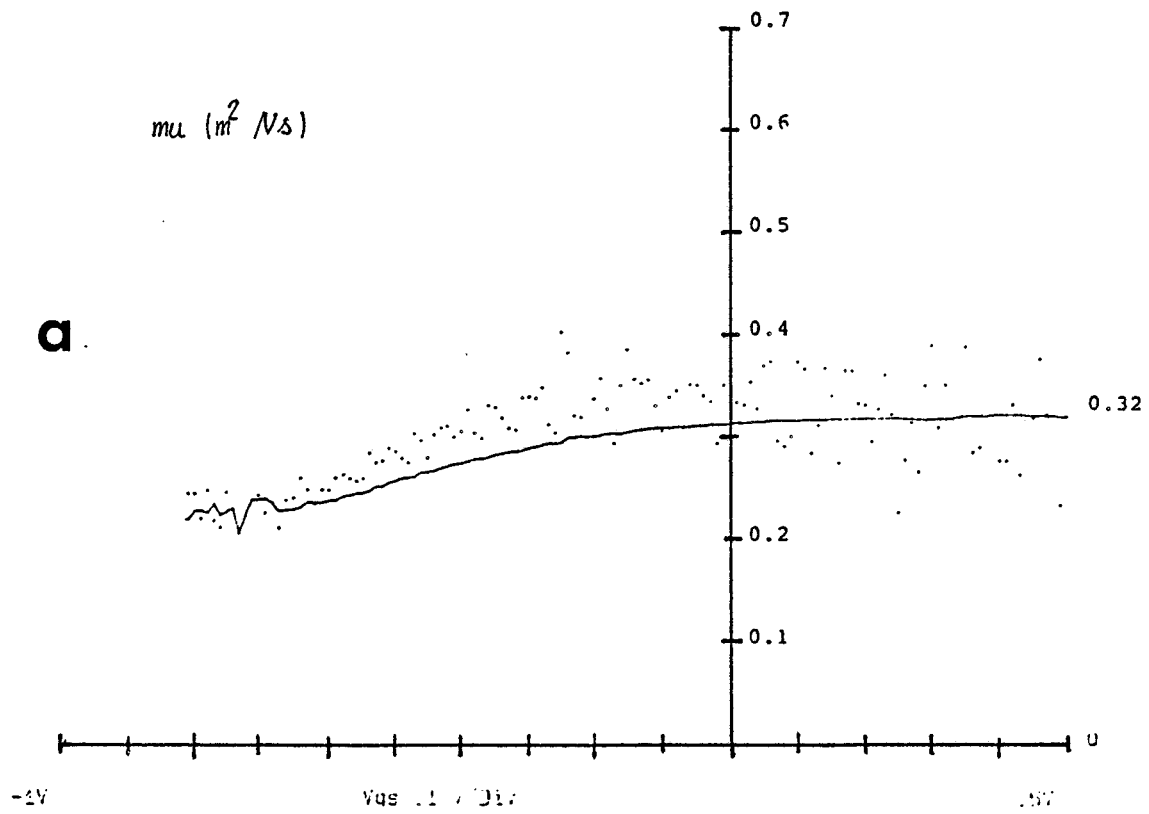


FIGURE II.17 : Evolution des mobilités moyenne (—) et différentielle (.....) en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour les échantillons typiques :

- a) MESFET (NEC 031)
- b) HEMT (n°516).

A l'opposé, une mobilité locale  $\mu_d(V_{gs})$  peut être définie à partir d'une mesure différentielle de la conductance dans le canal  $G_C(V_{gs})$ , avec ou sans champ magnétique, pour une variation suffisamment faible de la tension appliquée sur la grille  $\Delta V_{gs}$ , et ne correspond qu'à la variation seule de la conductance dans le gaz 2D :

$$(26) \quad \Delta G_C(V_{gs}, B) = \Delta G_C(V_{gs}, 0) / (1 + \mu_d^2(V_{gs}) B^2)$$

L'expression de la conductance du canal a encore pour forme

$$(27) \quad G_C(V_{gs}, B) = 1 / [R_{ds}(V_{gs}, B) - (R_s + R_d)(B)]$$

et sa différenciation  $\Delta G_C(V_{gs}, B)$  par rapport à la variation  $\Delta V_{gs}$ , permet d'obtenir :

$$(28) \quad \frac{\Delta R_{ds}(V_{gs}, 0)}{\Delta R_{ds}(V_{gs}, B)} (1 + \bar{\mu}^2(V_{gs}) B^2) = (1 + \mu_d^2(V_{gs}) B^2)$$

Cependant, ces expressions ne sont correctes que dans la mesure où la mobilité dans les zones d'accès diffère peu de celle dans le canal (ce qui se justifie à canal ouvert), et que la résistance  $R_c(V_{gs})$  est très supérieure à la somme  $(R_s + R_d)$  proche du pincement.

Les figures II.17 (a, b) présentent les évolutions des profils de mobilité relevées à Tamb ( $F = 100\text{MHz}$ ) pour :

- un transistor MESFET typique (NEC 031), où les caractéristiques  $\bar{\mu}(V_{gs})$  et  $\mu_d(V_{gs})$  diffèrent peu,

- un transistor TEGFET typique (n°516), pour lequel la mobilité moyenne  $\bar{\mu}$  varie peu pour les tensions  $V_{gs}$  les plus faibles, et la mobilité  $\mu_d$  qui passe par une valeur maximale pour les tensions  $V_{gs}$  telles que le gaz 2D est efficacement contrôlé par la grille.



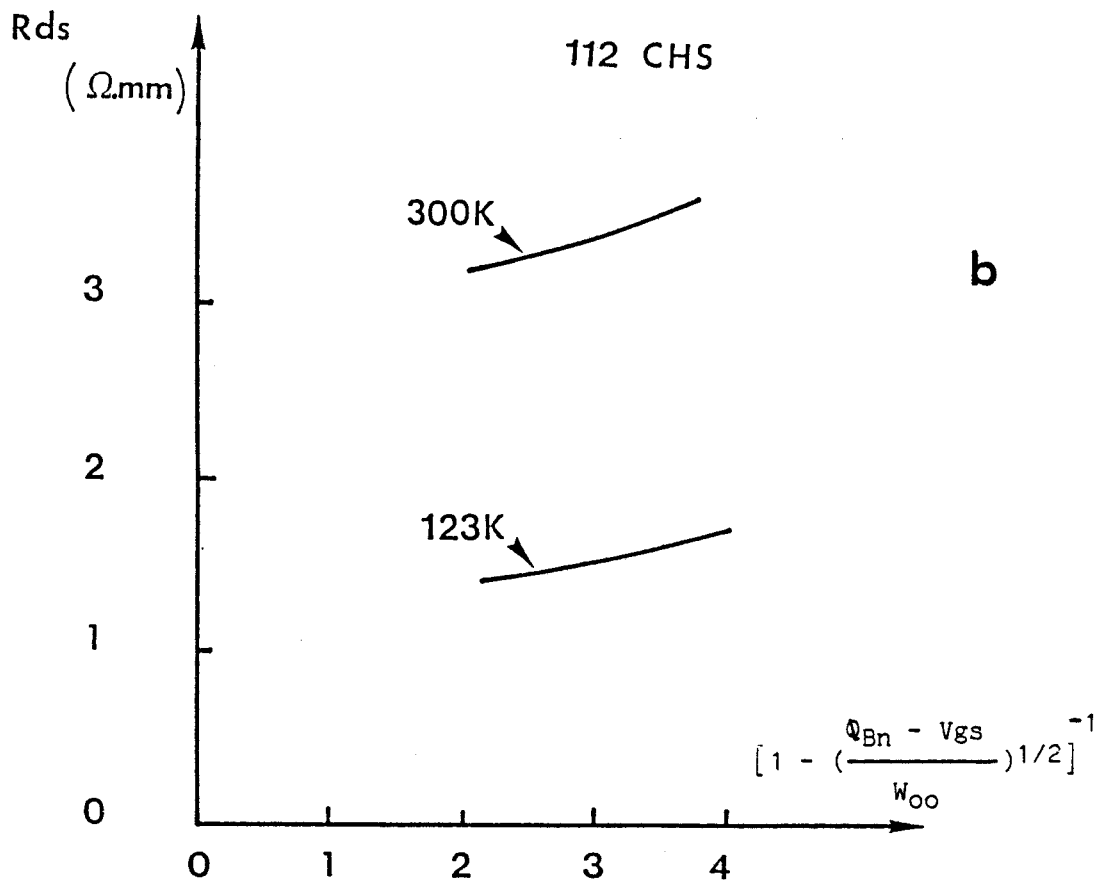
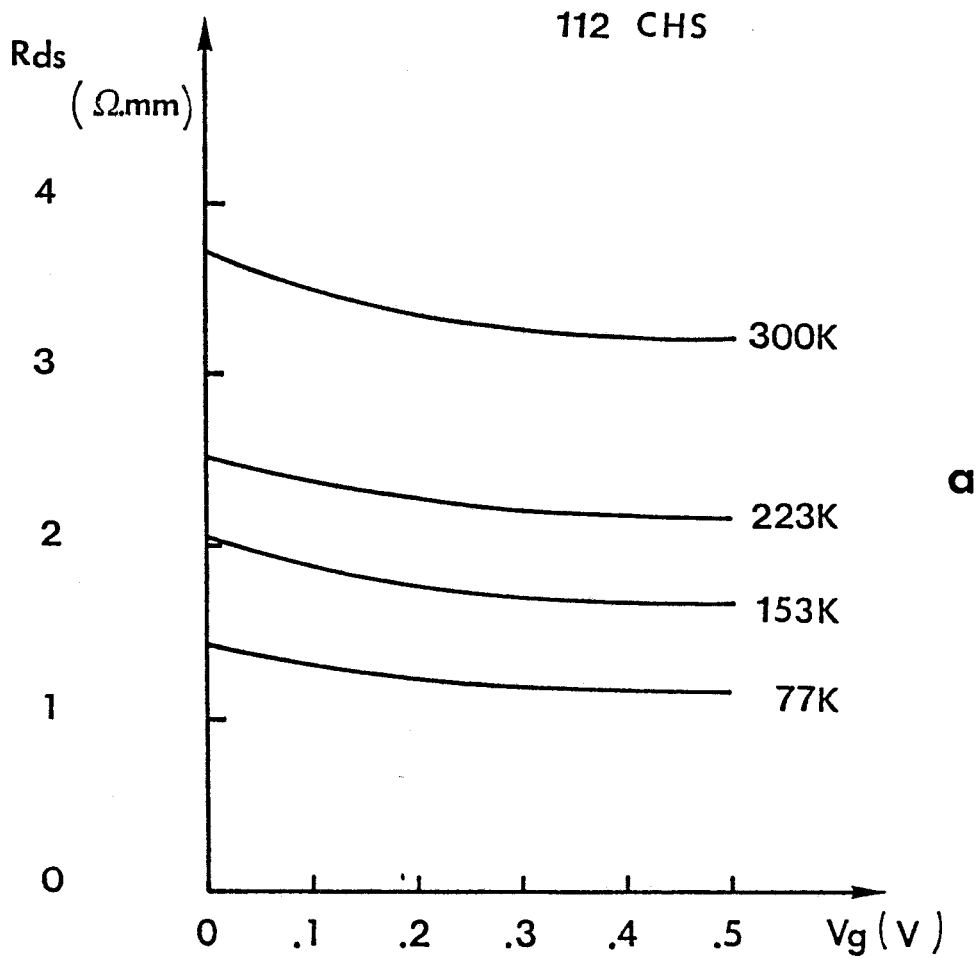


FIGURE II.18 : Evolution de la résistance  $R_{ds}$  pour différentes températures fixées (a) et exemple d'exploitation de cette caractéristique (b). Transistor n°112 ( $Z = 75\mu\text{m}$ ).

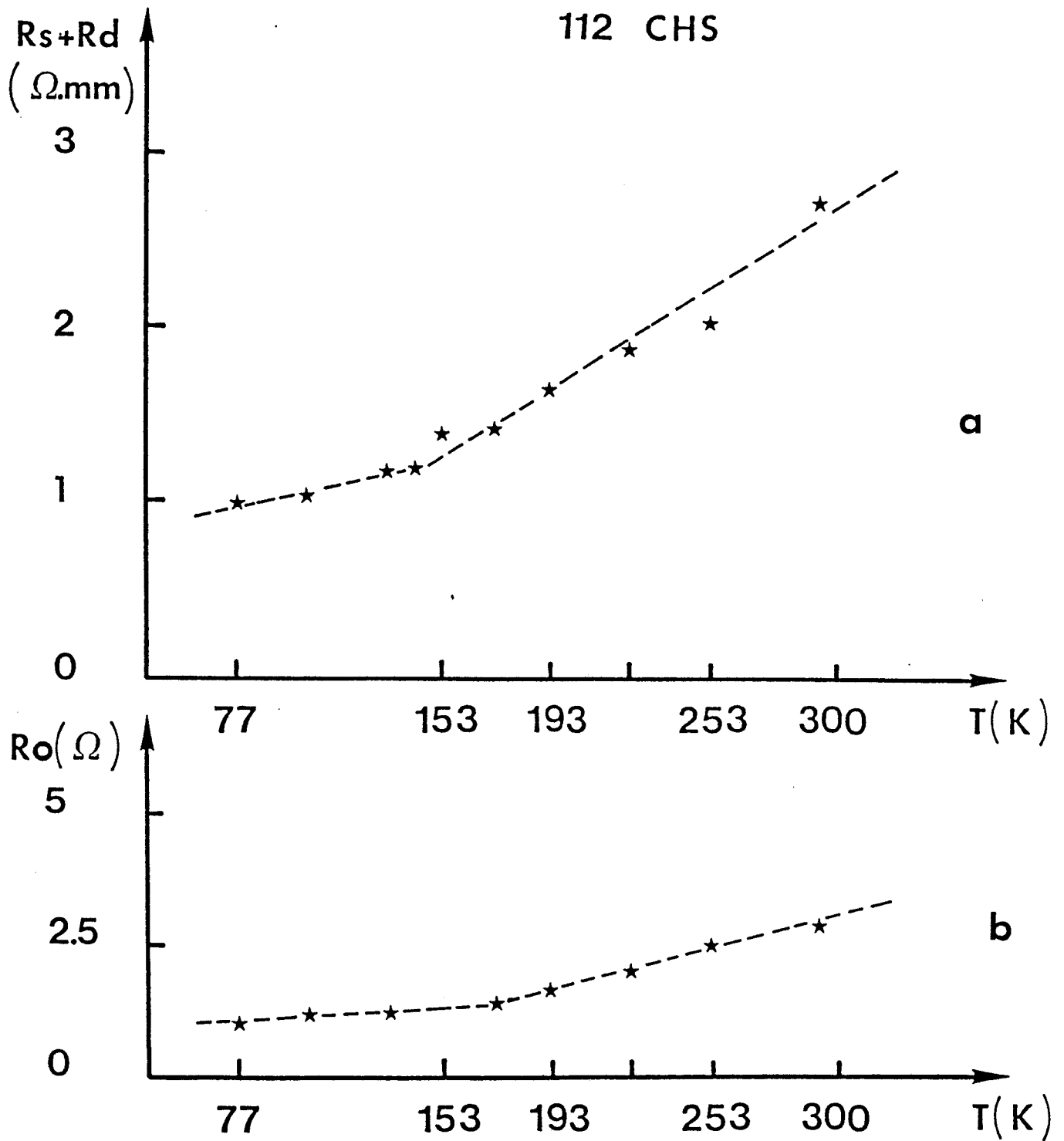


FIGURE II.19 : Evolution de la résistance d'accès ( $R_s + R_d$ ) (a) et de la résistance du canal  $R_o$  (b) en fonction de la température pour un transistor de la série n  112.

### II.1.5. Conclusion

Nous avons rappelé brièvement, l'ensemble des méthodes de caractérisation basse fréquence effectuées pour la détermination des résistances d'accès ( $R_s + R_d$ ), du profil de mobilité dans la structure et des paramètres  $N_d$ ,  $L_g$  et  $a$  inhérents au composant.

Ces méthodes vont être mises en oeuvre dans le cadre de l'étude du comportement du TEGFET aux basses températures.

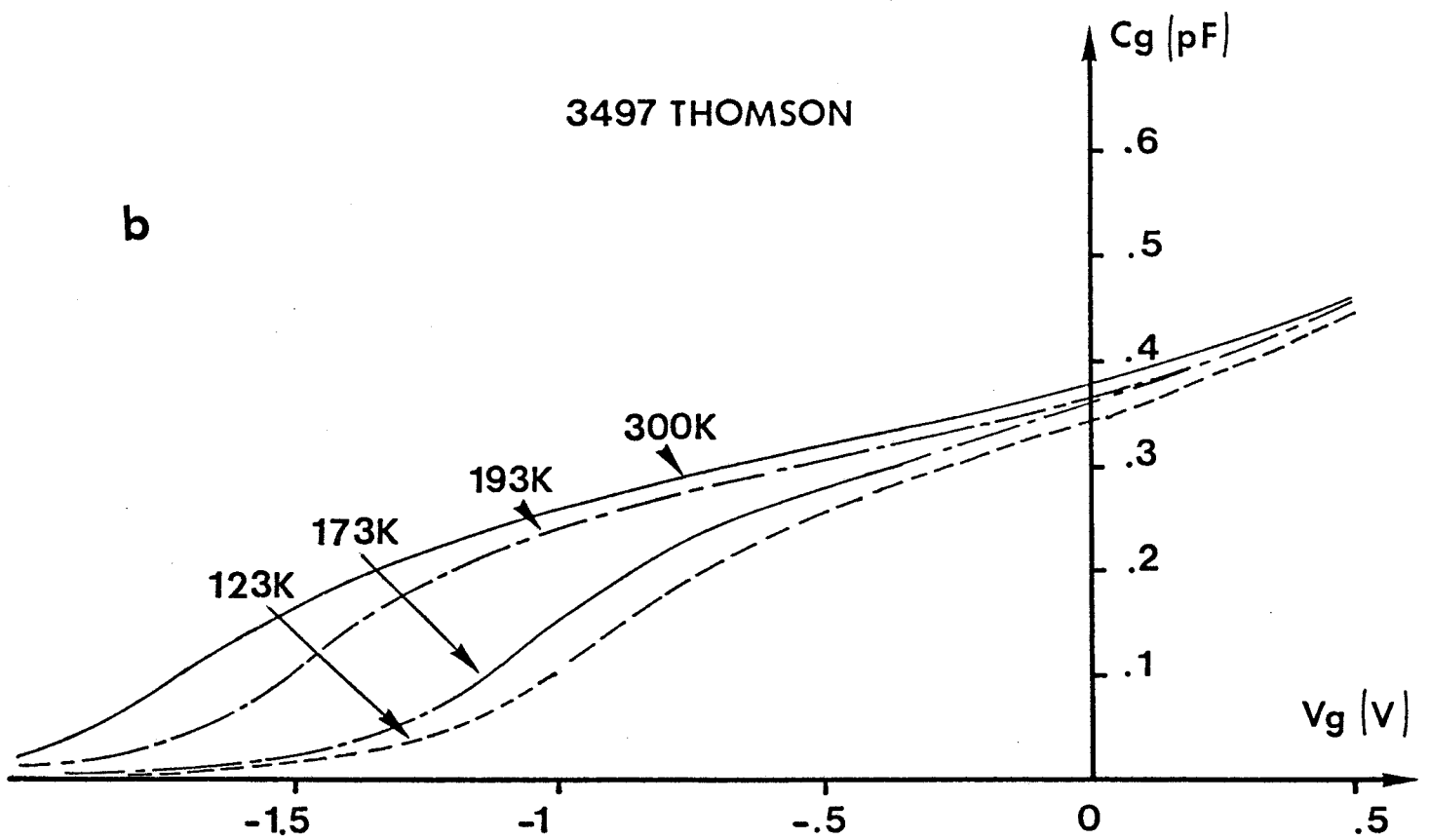
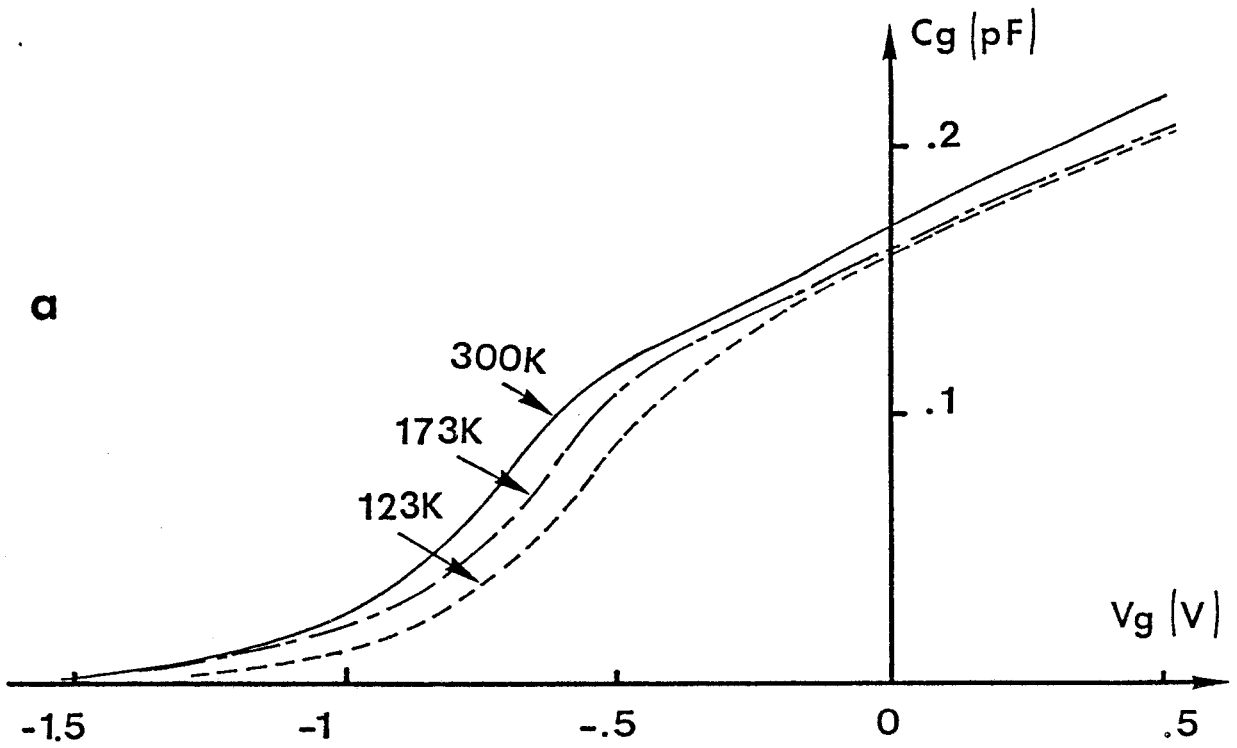
## II.2. PRINCIPAUX RESULTATS

### II.2.1. Evolutions typiques en fonction de la température

#### II.2.1.1. Résistances $R_0$ et ( $R_s + R_d$ )

Le comportement typique de la résistance drain-source à  $V_{ds} = 0$ , est présenté à canal ouvert pour le transistor n°112 dans la gamme des températures 300K à 77K (fig. II.18a), et un exemple d'exploitation est donné sur la figure II.18b où est tracée la caractéristique  $R_{ds} [f(V_{gs})]$ .

Les évolutions des résistances  $R_0$  et ( $R_s + R_d$ ), données sur les figures II.19 (a,b), montrent que la somme des résistances d'accès ( $R_s + R_d$ ) décroît rapidement avec la température jusque 153K puis évolue peu au-delà de cette valeur, tandis que la résistance du canal ( $R_0$ ) diminue également jusque 77K.



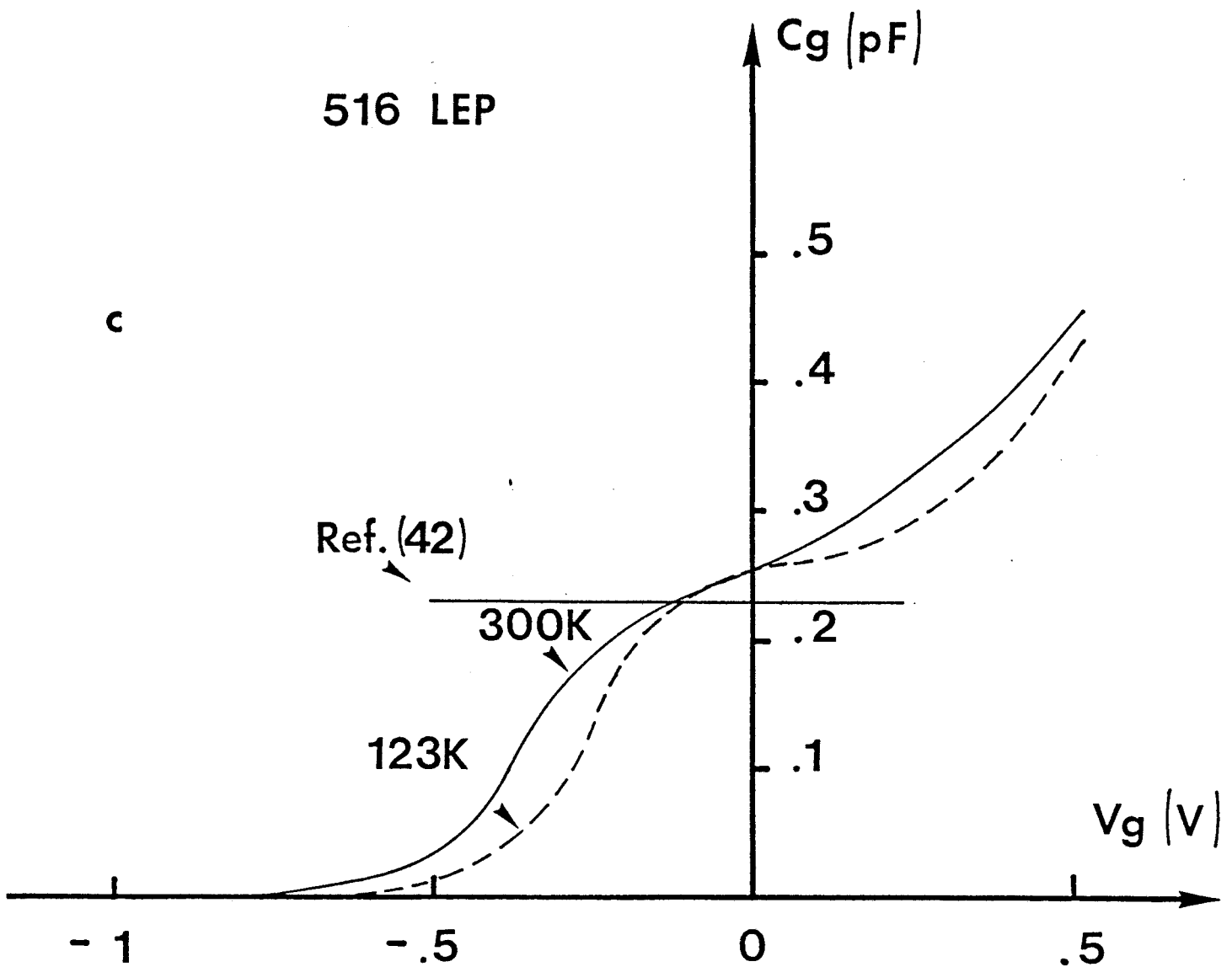


FIGURE II.20 : Evolution de la capacité de grille pour différentes températures fixées et pour les transistors des séries :

- a) n°112 (X = 0.25 et MBE)
- b) n°3497 (X = 0.21 et MBE)
- c) n°516 (X = 0.28 et MOCVD) .

La conduction dans les résistances d'accès résulte en première approximation de deux contributions :

- une résistance ohmique qui varie fortement avec la température,

- une résistance de contact qui varie peu avec celle-ci et qui constituera la valeur limite minimale des résistances parasites aux basses températures.

L'évolution de la résistance  $R_0$  résulte quant à elle, en première approximation, de l'augmentation de la mobilité électronique dans la couche d'accumulation lorsque l'on refroidit l'échantillon.

Le rôle essentiel joué par les résistances d'accès dans la définition des critères de qualité du transistor TEGFET et son comportement à basse température, nous conduirons à préciser dans la troisième partie de ce travail, l'influence des paramètres technologiques et des conditions de fonctionnement sur la valeur de ces grandeurs, ceci dans le but de définir une structure optimale en basse température.

#### II.2.1.2. Capacité $C_g(V_{gs})$

Des exemples de comportement de la capacité de grille  $C_g(V_{gs})$ , avec la température, sont illustrés sur les figures II.20(a, b et c) pour des transistors TEGFET dont les paramètres technologiques diffèrent (notamment le taux d'aluminium  $x$ ), le processus de mise en froid étant conservé identique.

On remarque que la capacité de grille peut évoluer dans de fortes proportions lorsque le composant est en régime de commande et

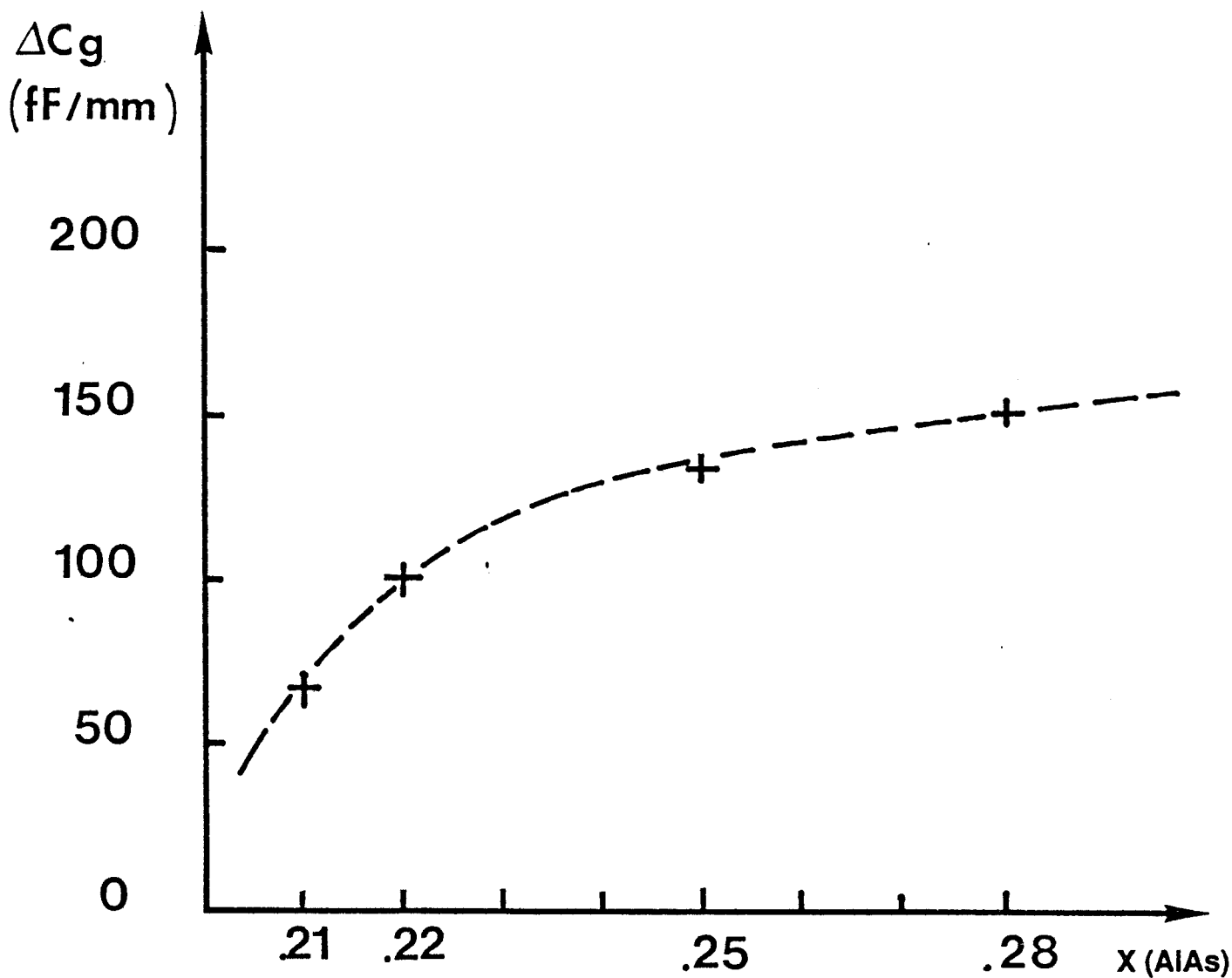


FIGURE II.21 : Evolution de la variation de capacité différentielle  $\Delta C_g = \delta C_g (300K) - \delta C_g (77K)$  en fonction de la composition d'alliage.

on observe un décalage plus ou moins important de la tension de pincement avec la température. Dans le cas particulier du composant n°516, une région, où la capacité de grille évolue peu avec  $V_{gs}$ , s'établit lorsque la température diminue. La valeur théorique correspondante, obtenue à partir d'une modélisation simplifiée [42], est proche des mesures expérimentales :

$$(29) \quad \frac{C}{S} = \frac{\delta N_s}{\delta V_{gs}} = \frac{\epsilon_{AlGaAs}}{A + e + 80\text{\AA}}$$

où A représente l'épaisseur de la couche dopée d'AlGaAs et e l'épaisseur du spacer.

Ce type de comportement n'est pas observé systématiquement, mais peut s'expliquer par une influence moindre de la variation de charges dans l'AlGaAs pour les tensions  $V_{gs}$  faibles, notamment lorsque le taux d'alliage est élevé (n°516).

### II.2.1.3. Influence du taux d'alliage

En effet, l'influence du taux d'aluminium sur l'évolution de la capacité de grille, aux faibles températures, est étudiée en analysant (fig. II.21) l'évolution de sa variation relative  $\Delta C_g$  pour différentes compositions d'alliage (x) :

$$(30) \quad \Delta C_g = \delta C_g (300K) - \delta C_g (77K)$$

avec  $\delta C_g = C_g (+0,3V) - C_g (V_p)$

La différence  $\Delta C_g$  croît tout d'abord rapidement avec x. Elle traduit l'augmentation de la concentration de porteurs gelés sur le



a

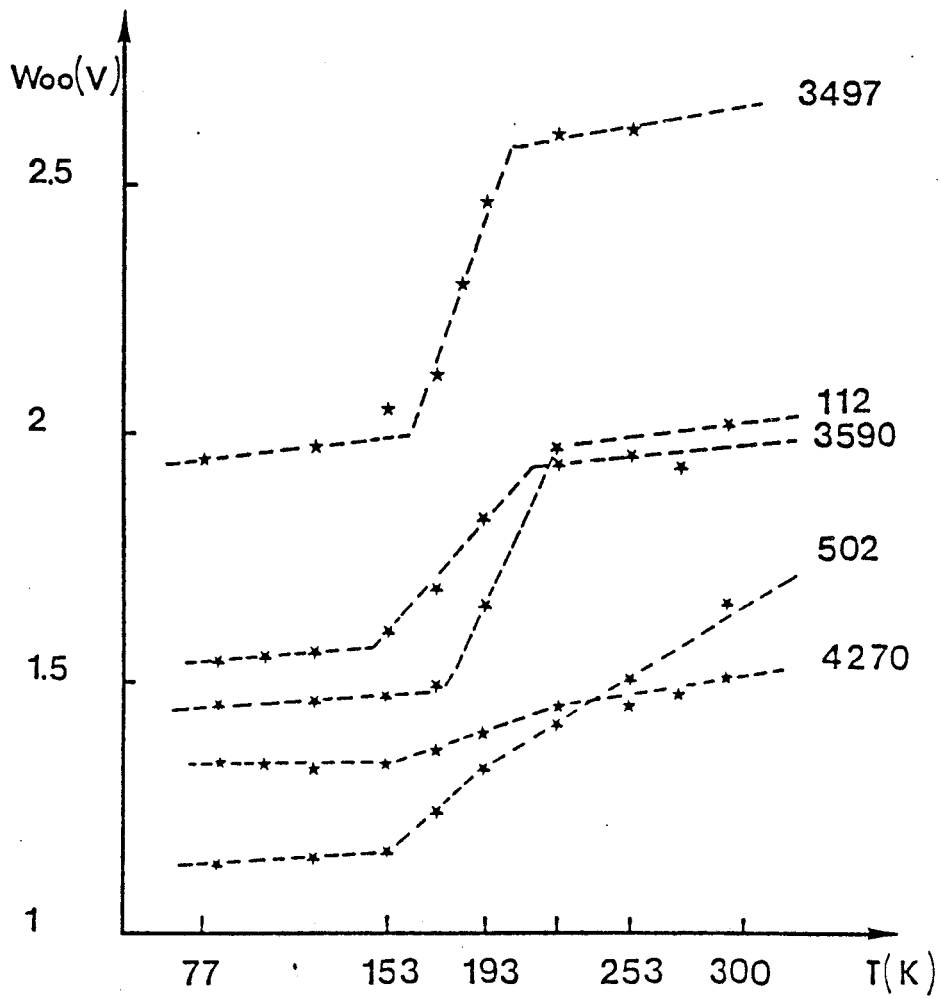


FIGURE 11.22a : Evolution de la tension de seuil ( $W_{oo}$ ) en fonction de la température pour différents transistors.

b

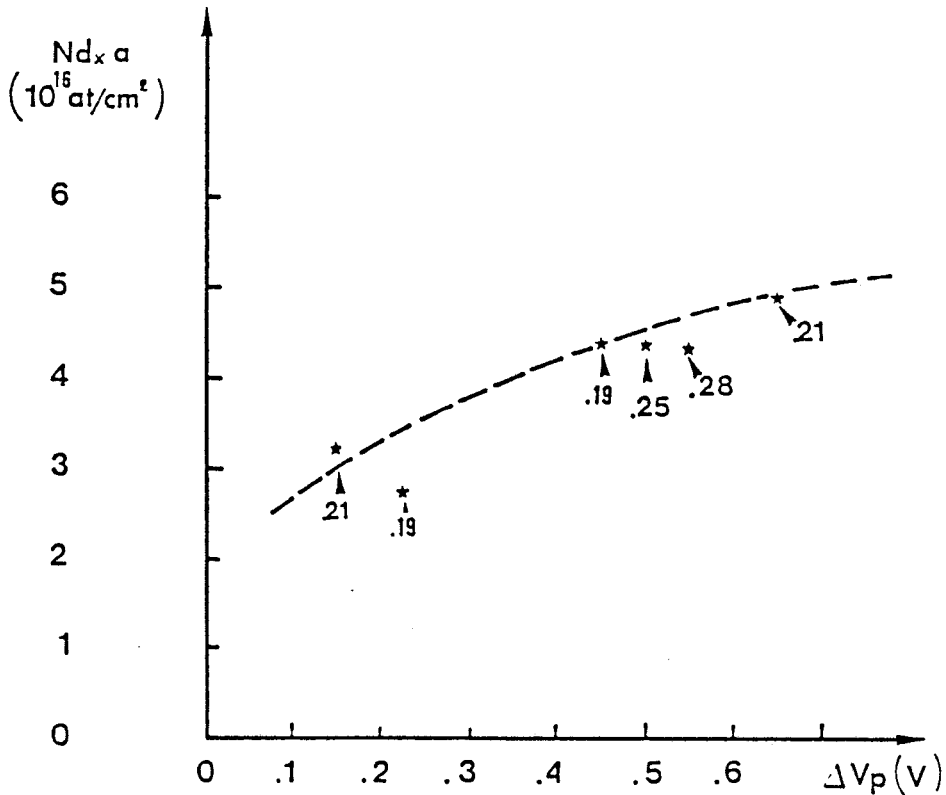


FIGURE 11.22b : Dépendance de la quantité de charges ( $Nd \times a$ ) et du décalage de la tension de pincement \* composition d'alliage du transistor correspondant.

niveau profond, concentration qui augmente avec le taux d'aluminium [31].

La tension de seuil ( $W_{00}$ ), quant à elle, varie tout aussi brutalement entre 193K et 153K et ce quelque soit le taux d'aluminium (fig. II.22a). La corrélation effectuée entre le décalage de la tension de pincement et la quantité de charges ( $N_d a$ ) contenues dans la couche d'AlGaAs (fig. II.22b), amène les remarques suivantes :

- des composants, ayant un taux d'aluminium faible ( $x = 0,19$ ), peuvent présenter des variations importantes de la tension de pincement à basse température.

- le décalage de la tension de seuil sera d'autant plus grand que la charge surfacique dans la couche dopée sera élevée. Ce qui confirme, d'une certaine manière, les observations effectuées par CHAND et al [17] concernant l'influence de la concentration d'atomes dopants et de l'épaisseur de la couche d'AlGaAs, sur l'amplitude des effets de photoconductivité persistante à basse température.

Par ailleurs, nous avons représenté sur la figure II.23 l'évolution des quantités de charges totales sous la grille ( $Q_0$ ), en fonction de  $(1/T)$ , pour les échantillons n°4270 ( $x = 0,21$ ) et n°112 ( $x = 0,25$ ).

Dans la gamme de température proche de  $T_{amb}$ , on retrouve une décroissance linéaire de la charge  $Q_0$  analogue au comportement de la concentration de Hall  $n_H(1/T)$ . En-dessous d'une température critique  $T_0$ , la couche d'AlGaAs n'est plus à l'équilibre thermodynamique et la charge  $Q_0$  tend vers une valeur limite inférieure. L'exploitation de la région linéaire permet d'estimer l'énergie des donneurs en identifiant la pente à  $(-Ed/2k)$  et nous comparons dans le tableau 2 nos résultats aux valeurs expérimentales publiées par SCHUBERT et PLOOG [31].

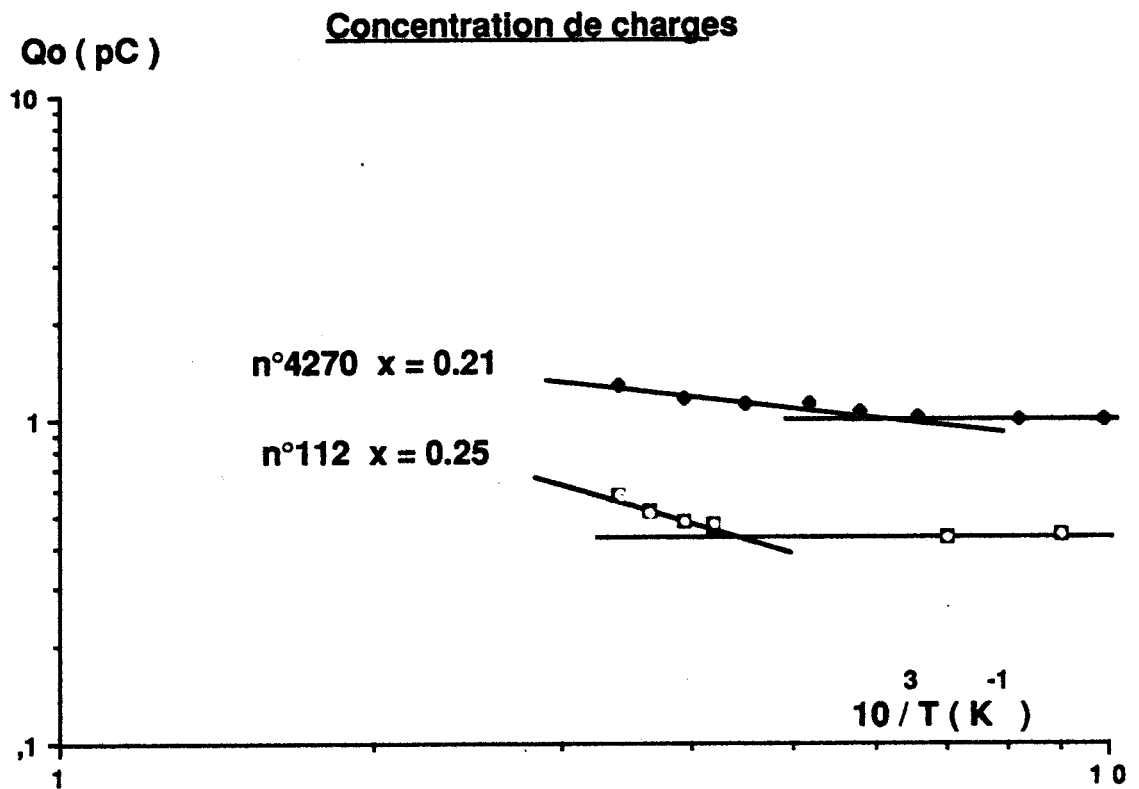


FIGURE II.23 : Evolution de la charge électronique ( $Q_0$ ) en fonction de l'inverse de la température pour les transistors des séries n°4270 et n°112.

Série n°	x(%AlAs)	Ed(meV)	Ed(meV)[ 31 ]
4270	0,21	9	~ 12
112	0,25	20	18

TABLEAU 2

L'énergie d'activation thermique du niveau donneur, déduite de la charge sous la grille du transistor, est voisine du niveau donneur  $E_d$  obtenue par effet Hall et varie dans un rapport 2 lorsque le taux d'aluminium ( $x$ ) passe de 0,21 à 0,25.

La caractéristique de grille  $C_g(V_{gs})$  fait apparaître pour différents composants, dont le transistor n°516, une région où  $C_g$  varie peu lorsque la température diminue et qui correspond en grande partie à la commande par la grille de la couche d'accumulation. La charge d'accumulation à l'équilibre  $N_{s_0}$  peut alors être simplement calculée, à partir de la variation de la tension  $\Delta V_{gs}$  pour laquelle la capacité  $C_g$  demeure constante [41, 42, 43].

$$(31) \quad N_{s_0} \sim \frac{\Delta C_g \Delta V_{gs}}{q S}$$

avec une incertitude relative que nous estimons à  $0,5 \cdot 10^{11}$  At/cm<sup>2</sup>.

On constate sur la caractéristique  $N_{s_0}(T)$  du transistor n°516 (fig. II.24a), une faible dépendance de la charge avec la température et celle-ci diminue de  $6 \cdot 10^{11}$  At/cm<sup>2</sup> à 253K vers  $5 \cdot 10^{11}$  At/cm<sup>2</sup> à 93K. Cette faible dépendance est confirmée par une résolution auto-cohérente des équations de POISSON et SCHRODINGER [46], donnant la charge accumulée dans une hétérostructure représentative du transistor n°516 (fig. II.24b), en supposant un seul niveau donneur,  $E_d = 40$ meV.

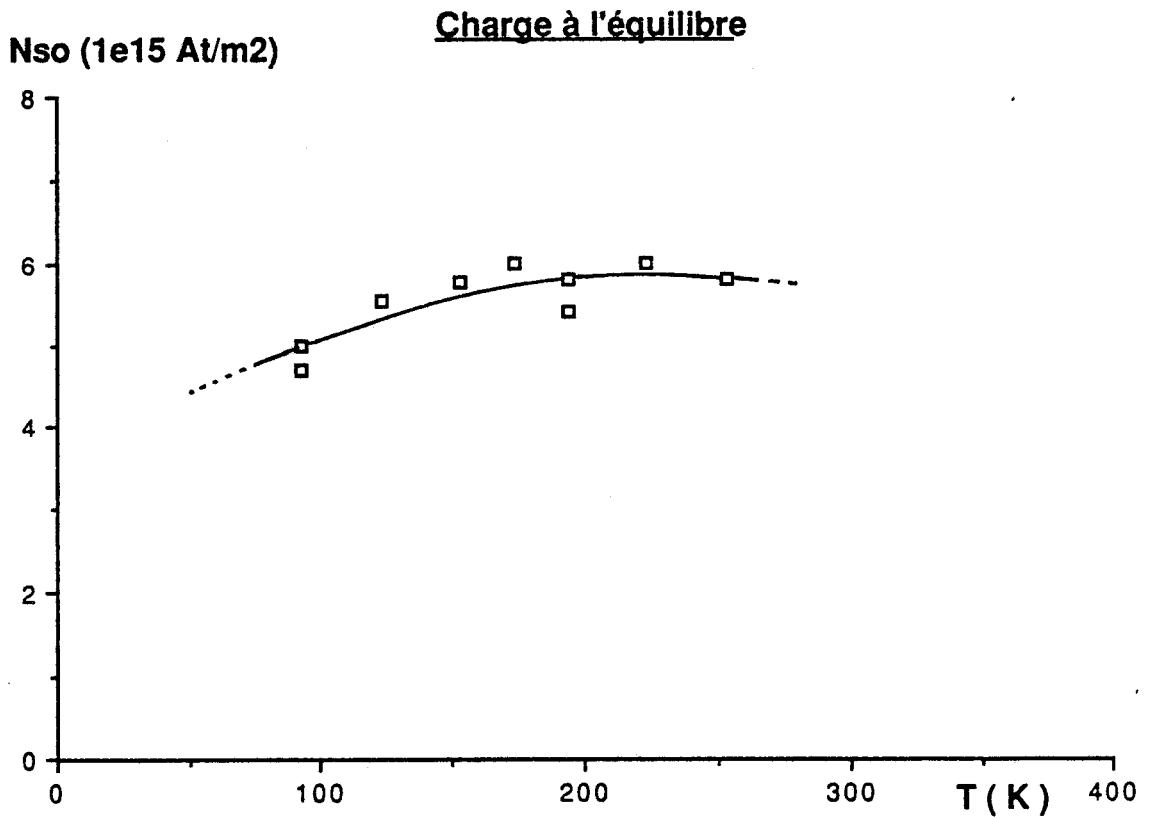


FIGURE II.24a : Evolution de la charge d'accumulation à l'équilibre ( $N_{so}$ ) en fonction de la température. Celle-ci est obtenue à partir de l'exploitation des caractéristiques  $C_g(V_g)$  d'un transistor de la série n°516.

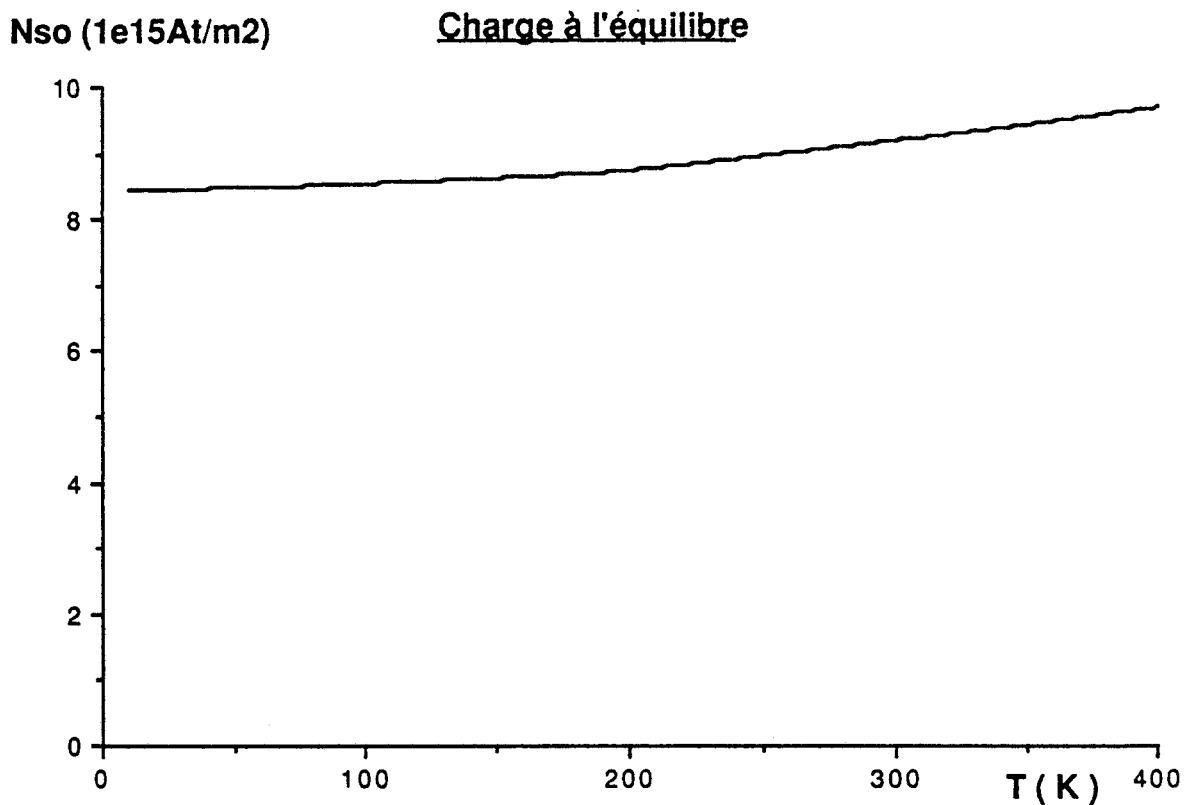


FIGURE II.24b : Evolution théorique de la caractéristique  $N_{so}(T)$  pour une structure représentative du transistor n°516. Le niveau donneur profond est fixée à 40meV.

Les résultats font apparaître une décroissance de la charge  $N_{s0}$  de 10% entre 300 et 77K. Ceux-ci sont confirmés, dans une certaine mesure, par des résultats expérimentaux, déduits de mesures par effet Hall, publiés dans la littérature [47].

## II.2.2. Influence d'une contrainte électrique

### II.2.2.1. Définition d'un protocole de mesures

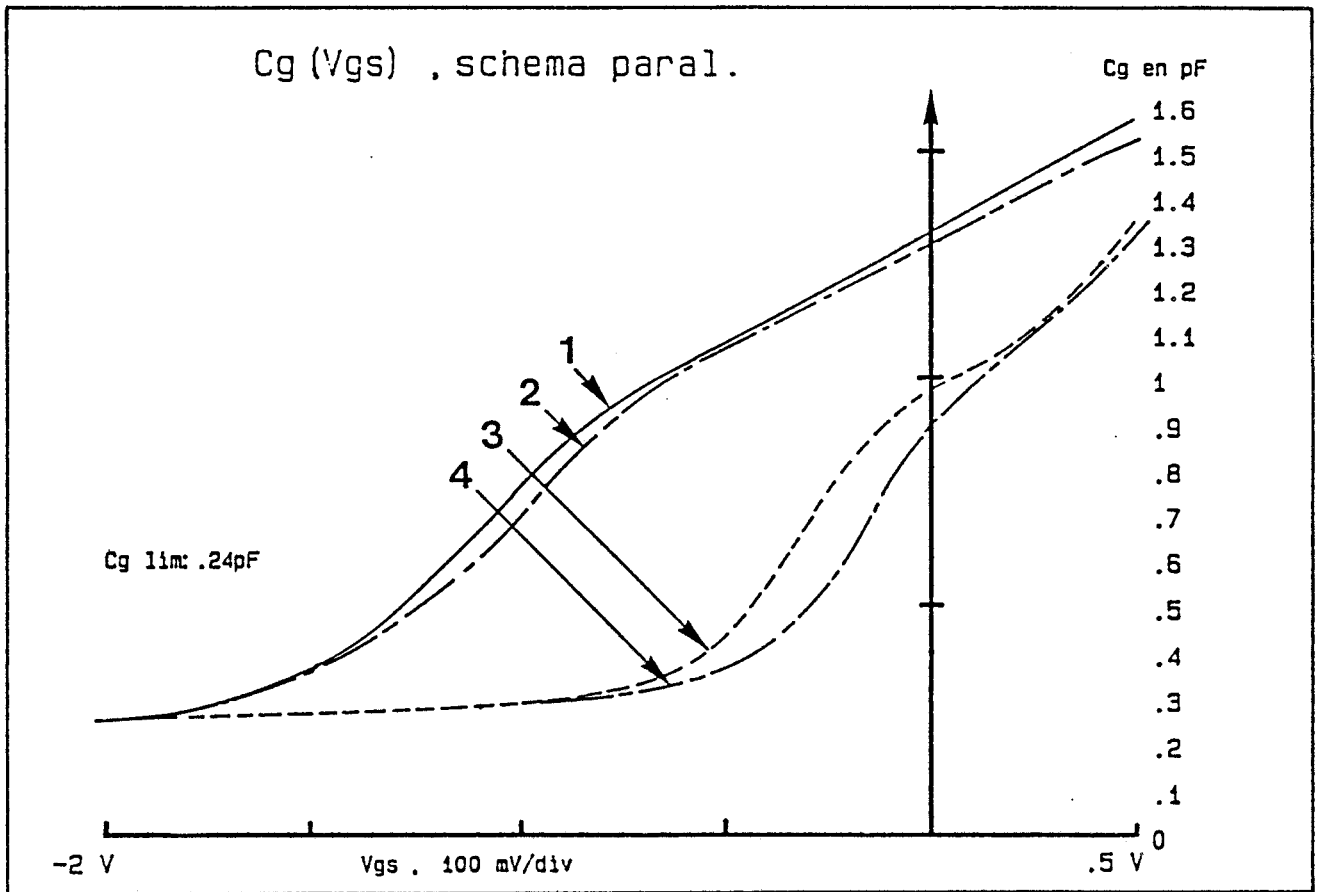
Les résultats, donnés ci-dessus, ont été obtenus en maintenant la tension nulle durant le refroidissement du composant. Etudions à présent l'influence de différentes contraintes électriques appliquées sur la grille et/ou sur le drain du transistor, durant la descente en température jusque 77K.

L'objectif de chacune de ces procédures est de rendre les expérimentations reproductibles et de permettre la séparation des effets parasites influençant le transistor HEMT. Ainsi, trois processus différents seront considérés :

1 - une tension fortement négative, supérieure à la tension de pincement ( $V_{gs} \gg V_p$ ), est appliquée au transistor de telle sorte que la couche d'AlGaAs soit entièrement déplétée.

2 - on applique une tension positive sur la grille ( $V_{gs} = +0,6V$ ) lors de la mise en froid et la région désertée sous la grille est réduite.

3 - une dernière séquence consiste à appliquer au transistor une tension de drain suffisante ( $V_{ds} > 1V$ ), de façon à provoquer la



112 CHS Freq= 500 MHz

FIGURE II.25 : Evolutions de la caractéristique  $C_g(V_{gs})$  après les différentes contraintes électriques appliquées durant le refroidissement d'un transistor de la série n°112

- |             |                                  |
|-------------|----------------------------------|
| 1) T = 300K | Mesure référence                 |
| 2) T = 77K  | $V_{gs} = V_p$ $V_{ds} = 0$      |
| 3) T = 77K  | $V_{gs} = +0.6V$ $V_{ds} = 0$    |
| 4) T = 77K  | $V_{gs} = +0.4V$ $V_{ds} = 3V$ . |

Z = 300 $\mu$ m		$Q_0$ (10 <sup>-12</sup> C)	$W_{00}$ (V)	$R_0$ ( $\Omega$ )	$R_s+R_d$ ( $\Omega$ )
1	T = 300K	3,08	2,15	0,68	10,8
2	(T = 77K ; $V_g = V_p$ ) $V_{ds} = 0$	2,92	2,15	0,21	3,9
3	(T = 77K ; $V_g = +0,6V$ ) $V_{ds} = 0$	1,76	1,44	0,10	4,7
4	(T = 77K ; $V_g = +0,4V$ ) $V_{ds} = 3V$	1,59	1,30	collapse	collapse

TABLEAU 3.

dégradation de la région ohmique (collapse) de la caractéristique I-V.

Les évolutions de la capacité  $C_g(V_{gs})$ , de la résistance de drain  $R_{ds}(V_{gs})$  et du profil de mobilité sont alors déterminées dans chacun des cas.

#### II.2.2.2. Conséquences des conditions de polarisation

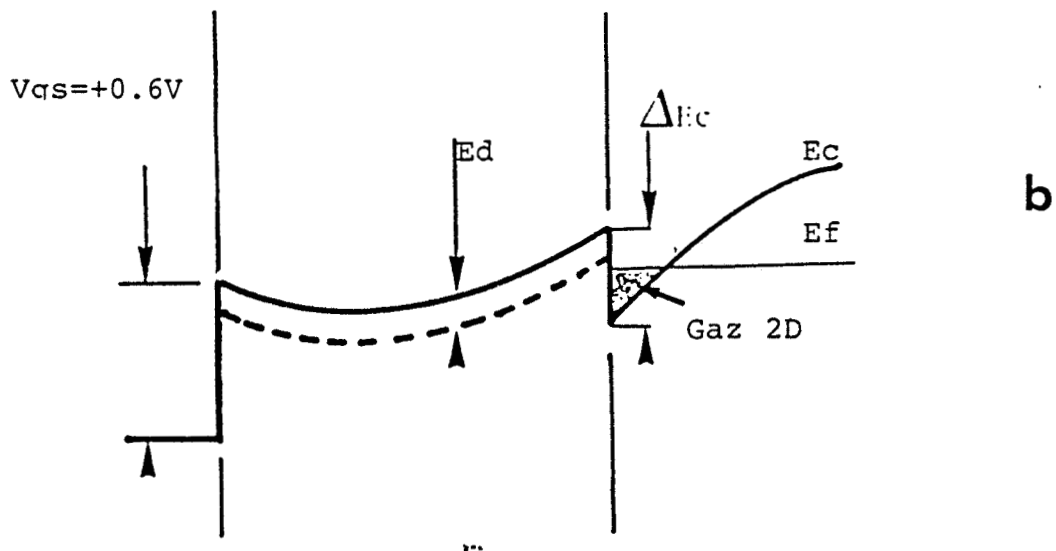
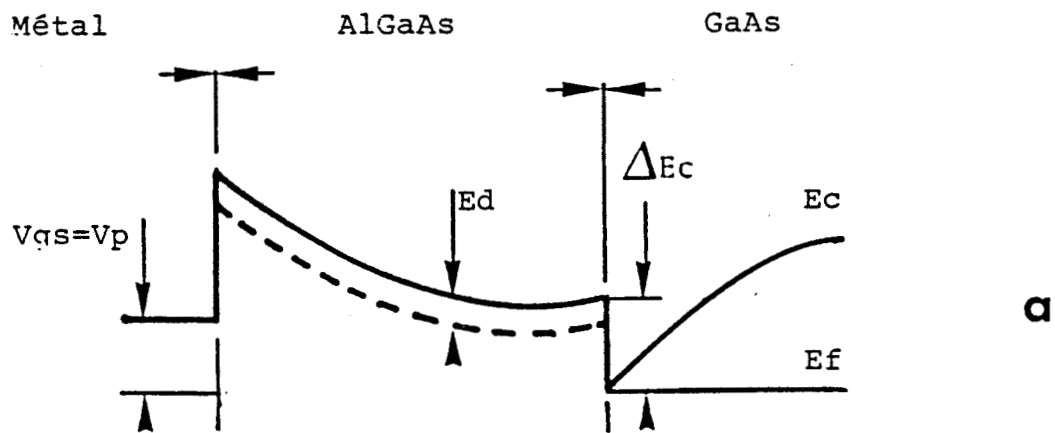
##### II.2.2.2.1. Caractéristiques $C_g(V_{gs})$ et $R_{ds}(V_{gs})$

Nous avons reporté, sur la figure II.25, les évolutions de la capacité  $C_g$  relevée à 77K après les différentes contraintes électriques (cas 2, 3 et 4) et pour référence, celle obtenue à 300K (cas 1). Les paramètres  $Q_0$  et  $W_{00}$  déduits de ces exploitations, ainsi que les résistances  $R_0$  et  $(R_s + R_d)$ , sont rassemblés dans le tableau 3 pour l'échantillon n°112 ( $x = 0,25$ ).

1 - On constate sur cette figure que les évolutions de  $C_g$  sont similaires dans les cas 1 et 2, ainsi que les paramètres déduits  $Q_0$  et  $W_{00}$ . Ceux-ci peuvent s'expliquer à partir de la représentation de la structure de bande du TEGFET (fig. II.26a) polarisé à  $V_{gs} = V_p$ , pour laquelle les électrons associés au niveau donneur profond dans la couche d'AlGaAs ont été ionisés à 300K. Aux températures cryogéniques, les constantes de temps étant excessivement longues, les électrons ne peuvent être capturés dans les centres profonds ; la réponse de la charge électronique au signal sinusoïdal peut alors être considérée comme instantanée au fur et à mesure de la manipulation. L'évolution de la capacité de grille reste donc identique à celle relevée à  $T_{amb}$ , et il en est de même pour les valeurs calculées  $Q_0$  et  $W_{00}$ .

Par ailleurs, la résistance  $R_0$  et les résistances d'accès





**FIGURE 11.26** : Représentation de la structure de bande d'une hétérostructure Métal / AlGaAs / GaAs :

a) polarisée à  $V_{gs} = V_p$

b) polarisée à  $V_{gs} = +0.6V$

Le niveau profond  $E_d$  est référencé par rapport au niveau de Fermi  $E_f$  .

(Rs + Rd) diminuent lors de la descente en température et bénéficient de l'amélioration significative de la mobilité électronique dans la couche d'accumulation.

2 - Lorsque la tension appliquée sur le contact Schottky est positive lors du refroidissement, le niveau profond Ed est situé sous le niveau de Fermi (fig. II.26b). Aux températures cryogéniques, les électrons gelés dans les centres profonds, lors de la mise en froid, ne peuvent participer aux variations de charges, le composant étant en effet hors équilibre thermodynamique. La concentration d'impuretés déduite, diminue alors vers une valeur limite associée à la concentration des donneurs légers ( $N_{SD}$ ), qui seuls restent ionisés à ces températures. Les valeurs déduites, de la charge  $Q_0$  et de la tension de seuil  $W_{00}$ , diminuent fortement comparées à celles mesurées à  $T_{amb}$  (Tableau 3), résultats visualisés par le décalage notable de la capacité  $C_g$  (cas 3) comparativement aux mesures précédentes (cas 1 et 2). En conséquence, la tension de seuil de la couche d'AlGaAs est associée à la concentration de donneurs  $N_{SD}$  et nous pourrions l'exprimer :

$$(32) \quad [W_{00}]_{\text{Cas 3}} = \frac{q N_{SD} a^2}{2\epsilon_{\text{AlGaAs}}}$$

En ce qui concerne l'évolution des résistances (Rs + Rd) et  $R_0$ , entre les cas 2 et 3, elle est peu significative et se situe dans l'imprécision de la méthode d'exploitation.

3 - Considérons la séquence suivante où une tension  $V_{ds}$  suffisante ( $V_{ds} > 1V$ ) est appliquée au transistor pour provoquer le collapse (cas 4).

En premier lieu, nous avons pu vérifier que l'application, durant la descente en température, de tensions  $V_{gs}$  qui ouvrent progressivement le canal, provoque une dégradation de plus en plus accentuée de la caractéristique I-V. Ce phénomène est corroboré par une valeur de la résistance de drain qui devient de plus en plus

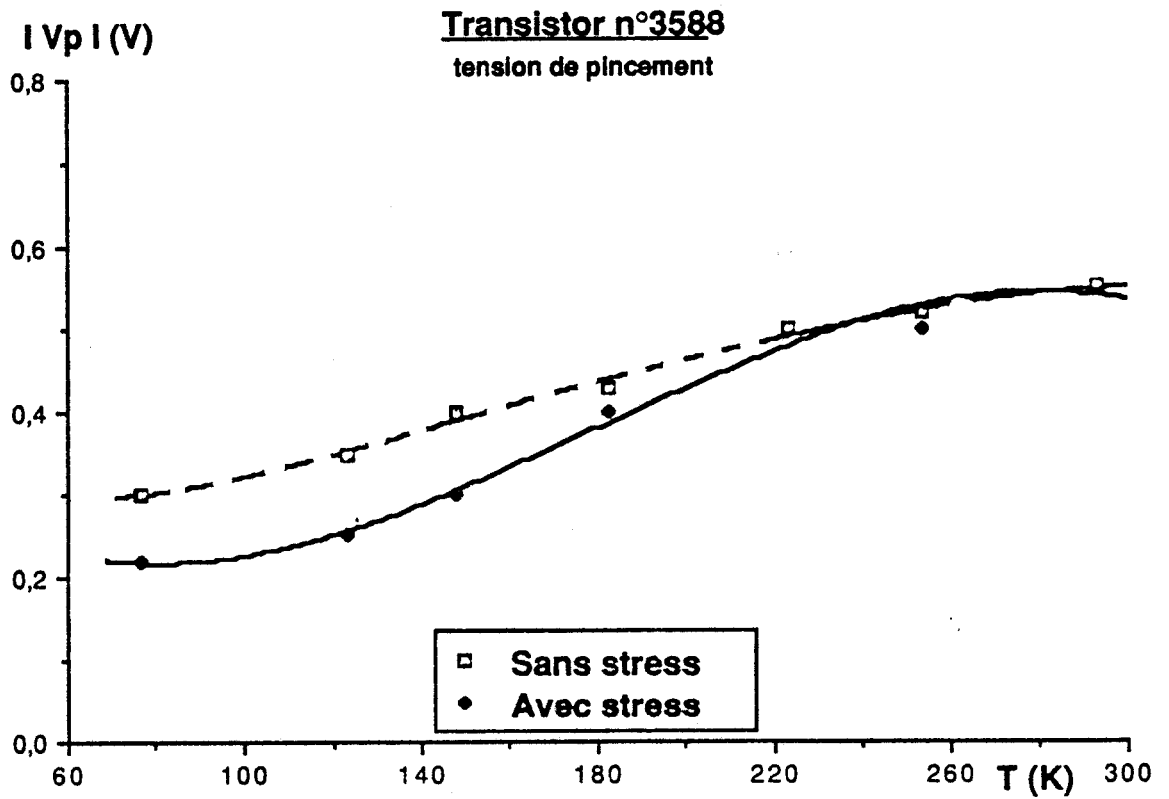


FIGURE II.27 : Comparaison entre la tension de pincement d'un composant mesuré avec (—) ou sans (---) l'application d'une contrainte électrique entre drain et source élevée pour différentes températures fixées.

importante. La forte augmentation de la résistance ( $R_s + R_d$ ), ne permet pas alors la détermination de la résistance du canal  $R_0$ . La tension de seuil ( $W_{00}$ ) et la charge ( $Q_0$ ) ont diminué dans de fortes proportions, par le fait que la couche d'AlGaAs sous la grille n'est pas désertée, pour le point de polarisation considéré.

Toutefois, remarquons l'existence d'un décalage supplémentaire de la tension  $W_{00}$ , de l'ordre de 0,15V (comparativement au cas 3), lié à l'application de la tension de drain ( $V_{ds} = 3V$ ). Pour préciser davantage ce point, nous avons représenté sur la figure II.27, l'évolution de la tension de pincement ( $V_p$ ) en fonction de la température (n°3588), en considérant les contraintes électriques :  $V_{ds} \ll 1V$  et  $V_{ds} \gg 1V$ . Aux températures pour lesquelles les électrons capturés dans la couche d'AlGaAs par les centres DX ne sont pas instantanément réémis, un décalage supplémentaire  $\Delta V_p$  de 0,1V environ apparaît et coïncide avec le développement du collapse. Celui-ci peut être lié à la formation d'une région perturbée dans la couche d'AlGaAs [48, 49].

Ces expérimentations ont permis l'étude de l'influence d'une contrainte électrique (cas 2, 3 et 4) sur les caractéristiques  $C_g(V_{gs})$  d'un échantillon refroidi à 77K, dans l'obscurité.

Envisageons, à présent, l'évolution de la capacité  $C_g(V_{gs})$  dans les conditions expérimentales suivantes :

- à haute température ( $T = 373K$ ) ; cas 5 (fig. II.28),
- à basse température ( $T = 77K$ ), où l'échantillon est soumis à une excitation lumineuse (lumière ambiante), cas 6 (fig. II.29)).

Celles-ci se traduisent, comme on peut l'observer sur les figures II.28 et 29, par une augmentation des caractéristiques relevées, ainsi que des quantités de charges totales ( $Q_0$ ) et des tensions de seuil ( $W_{00}$ ) (Tableaux 4 et 5 respectivement).

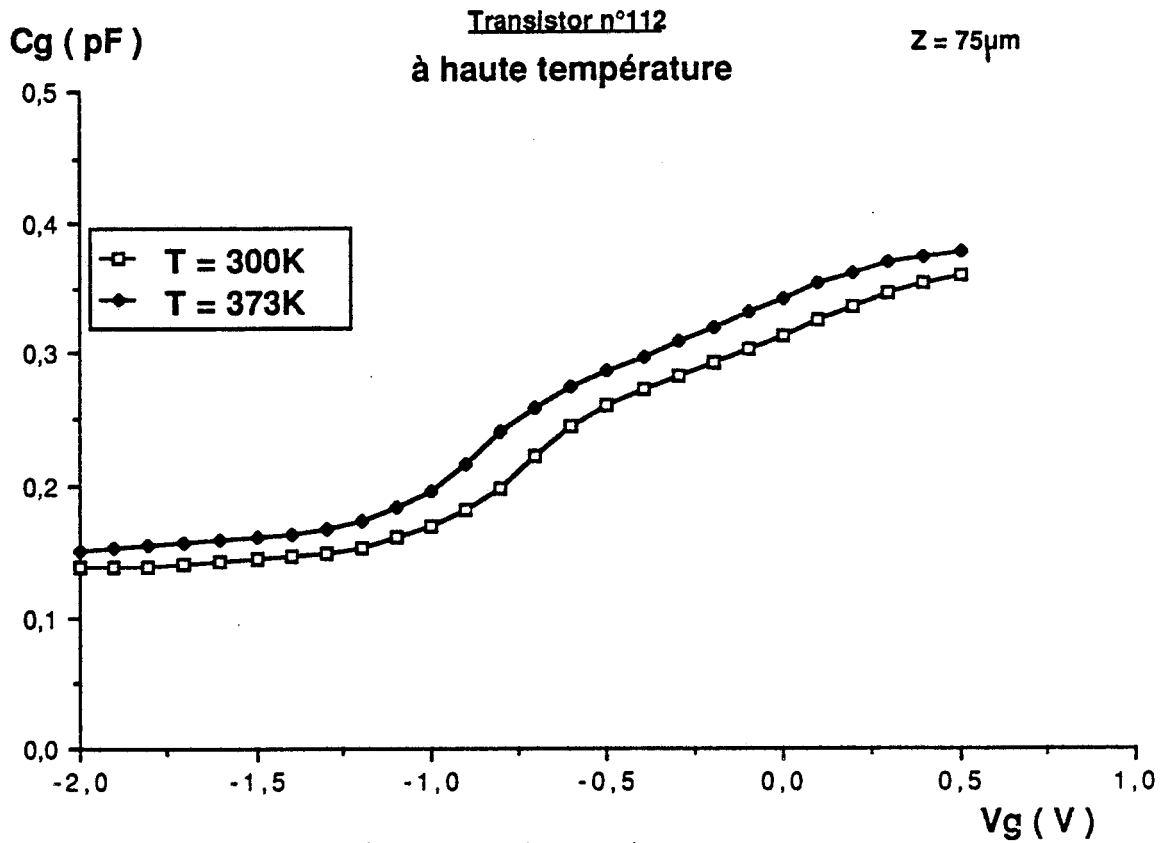


FIGURE II.28 : Caractéristiques de grille d'un échantillon de la série n°112 à température ambiante et élevée à haute température.

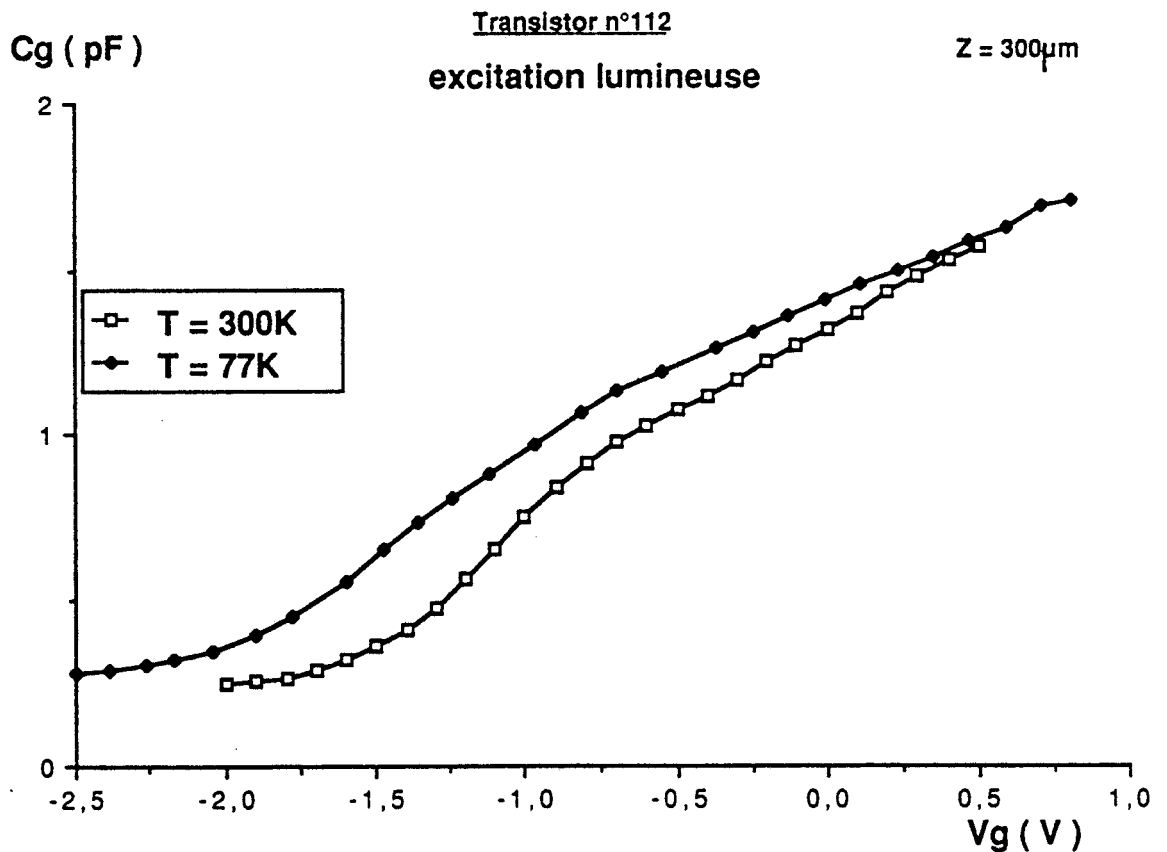


FIGURE II.29: Caractéristiques de grille d'un échantillon de la série n°112 à température ambiante et soumis à une excitation lumineuse à basse température.

	Contrainte ou température	$Q_0$ (pC)	$W_{00}$ (V)	$R_s + R_d$ ( $\Omega$ )	$R_0$ ( $\Omega$ )
CAS 5	300K	0,47	1,81	40,8	3,1
	373K	0,52	1,92	52,5	3,8

**Tableau 4 - Transistor n°112 (Z = 75 $\mu$ m)**

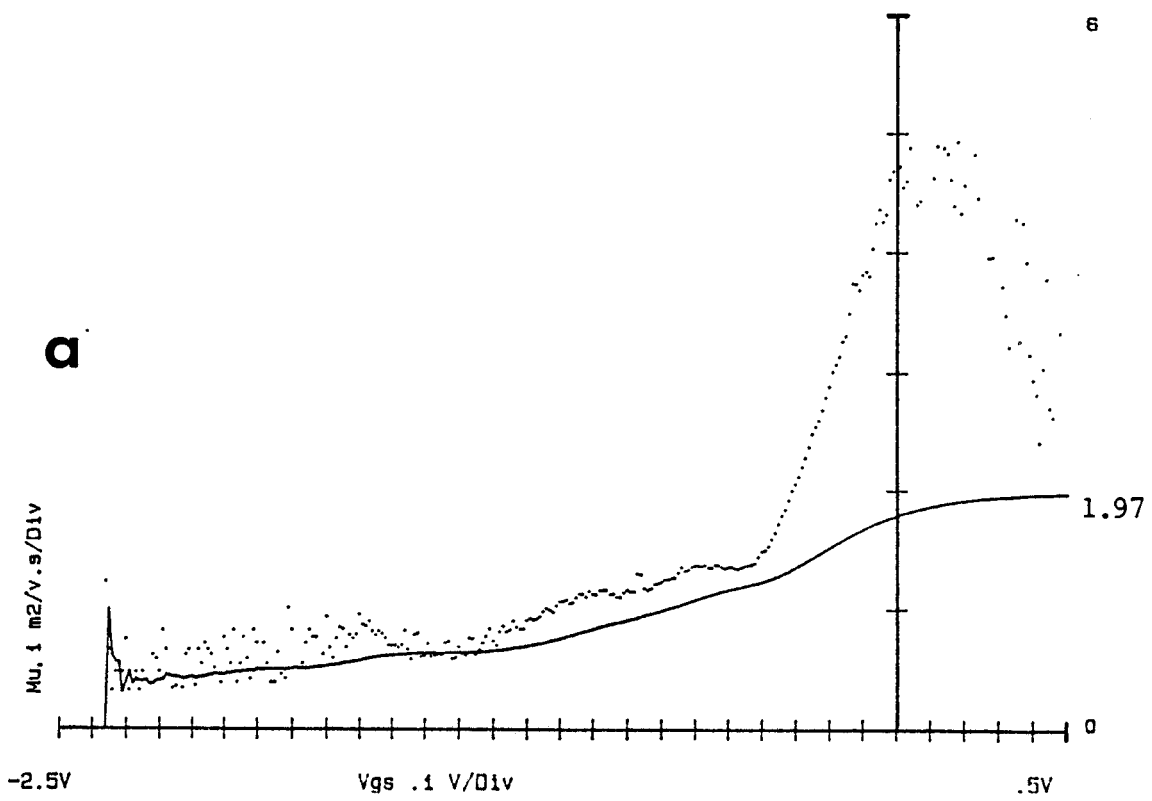
	Contrainte ou température	$Q_0$ (pC)	$W_{00}$ (V)	$R_s + R_d$ ( $\Omega$ )	$R_0$ ( $\Omega$ )
CAS 6	300K	3,09	2,15	-	-
	77K plus lumière	3,50	2,49	-	-

**Tableau 5 - Transistor n°112 (Z = 300 $\mu$ m)**

Les variations obtenues, à température élevée, sont dues au fait que tous les atomes donneurs profonds ne sont pas ionisés à la température ambiante [31]. Ce qui est particulièrement bien vérifié pour l'échantillon n°112, pour lequel le taux d'aluminium et la concentration d'impuretés silicium sont élevés ( $x = 0,25$  et  $N_{dSi} = 2.10^{18}cm^{-3}$ ). A basse température, les électrons photoionisés demeurent libres et n'ont pas suffisamment de temps pour être à nouveau capturés par les centres profonds. La concentration de charges (Cas 6) correspond alors à la somme des concentrations des donneurs légers et profonds. Cette situation est analogue aux résultats obtenus par effet Hall [12, 31], pour lesquels on observe les effets de photoconductivité persistante à 77K, ainsi que l'égalité entre la concentration nppc et celle d'atomes de silicium  $N_{dSi}$  incorporés dans la structure [31, 33]. En conséquence, on peut exprimer la tension de seuil sous la forme :

Mu (Vgs)

Mu en m<sup>2</sup>/v.s



Mu (Vgs)

Mu en m<sup>2</sup>/v.s

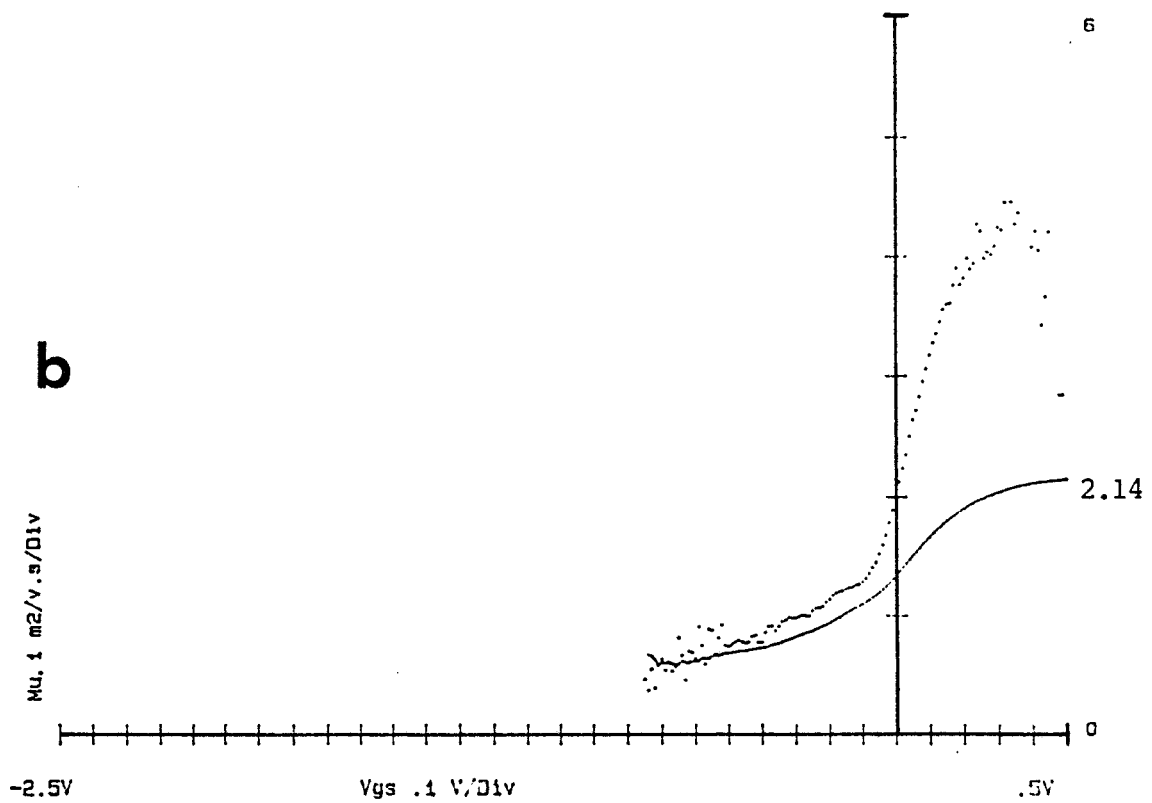


FIGURE II.30 : Profils de mobilité moyenne (—) et différentielle (.....) d'un échantillon de la série n°112 (MBE) soumis aux contraintes électriques (T = 123K)

- a)  $V_{gs} = V_p$  (cas 2)
- b)  $V_{gs} = +0.5V$  (cas 3) .

$$(33) \quad [W_{00}]_{\text{Cas 6}} = \frac{q (N_{SD} + N_{DD}) a^2}{2\epsilon_{\text{AlGaAs}}}$$

Nous pouvons donc, dans les cas 3 et 6, calculer le rapport des concentrations  $(N_{SD} - N_{DD}) / (N_{SD} + N_{DD})$  à partir de l'évolution relative des tensions de seuil, que nous comparons aux résultats expérimentaux de SCHUBERT et PLOOG [33] :

$$(34) \quad \frac{2 [W_{00}]_{\text{Cas 3}} - [W_{00}]_{\text{Cas 6}}}{[W_{00}]_{\text{Cas 6}}} = 0.16$$

Dans le cas particulier de l'échantillon n°112, où le taux d'alliage est de 0,25, on peut noter que cette valeur déduite des expérimentations, coïncide avec les résultats (fig. II.10) de SCHUBERT et PLOOG [33].

#### II.2.2.2.2. Caractéristiques $\bar{\mu}(V_{gs})$ et $\mu_{diff}(V_{gs})$

Nous allons envisager à présent, l'influence des protocoles de mesures sur l'évolution de la mobilité électronique d'un échantillon (série n°112), en considérant les contraintes électriques respectives :  $V_{gs} = V_p$  (Cas 2) et  $V_{gs} = +0,5V$  (cas 3), à tension drain-source nulle (fig. II.30 (a,b)).

En comparant ces deux caractéristiques, on constate que la mobilité  $\mu_{diff}$ , qui traduit celle de la couche d'accumulation, décroît dans le cas où le composant est refroidi à canal ouvert.

Ces variations peuvent être corrélées à la densité totale d'électrons dans le puits de potentiel selon la contrainte électrique



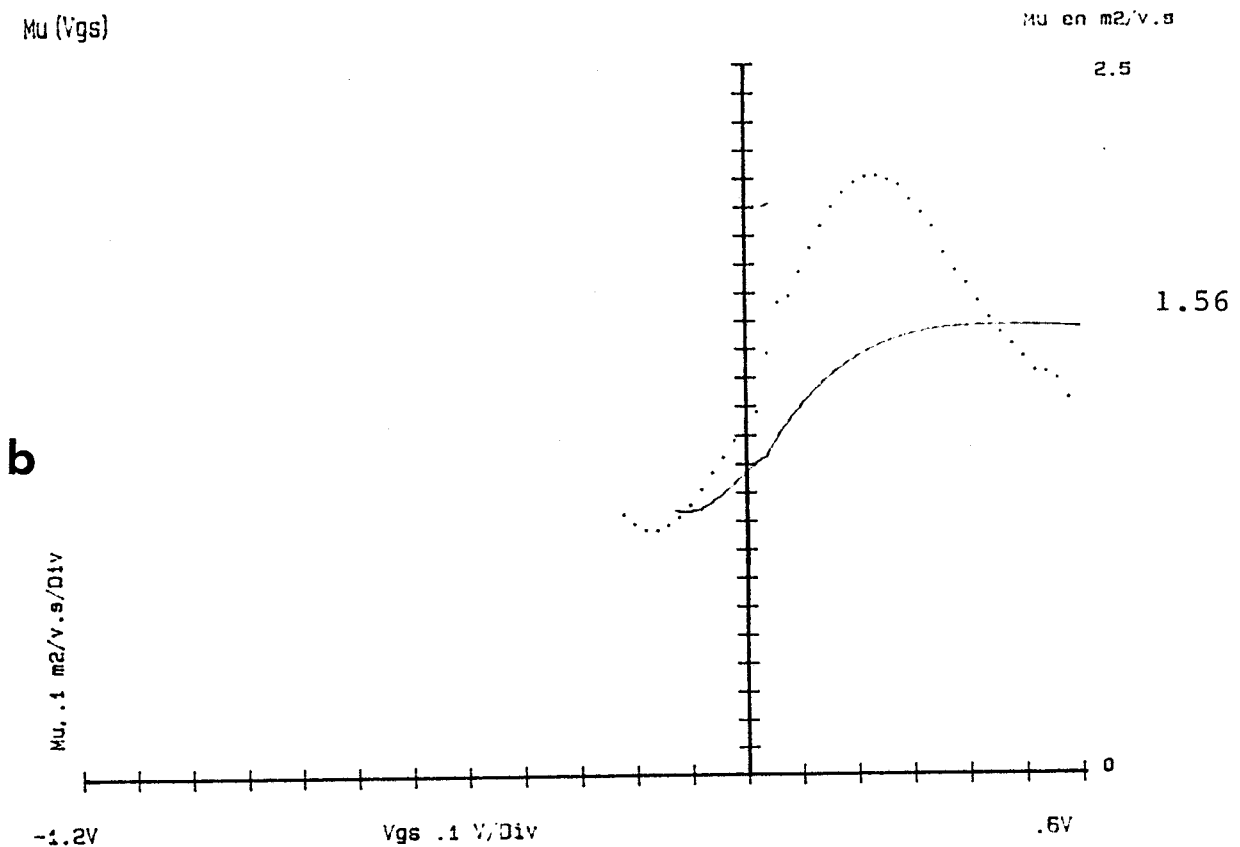
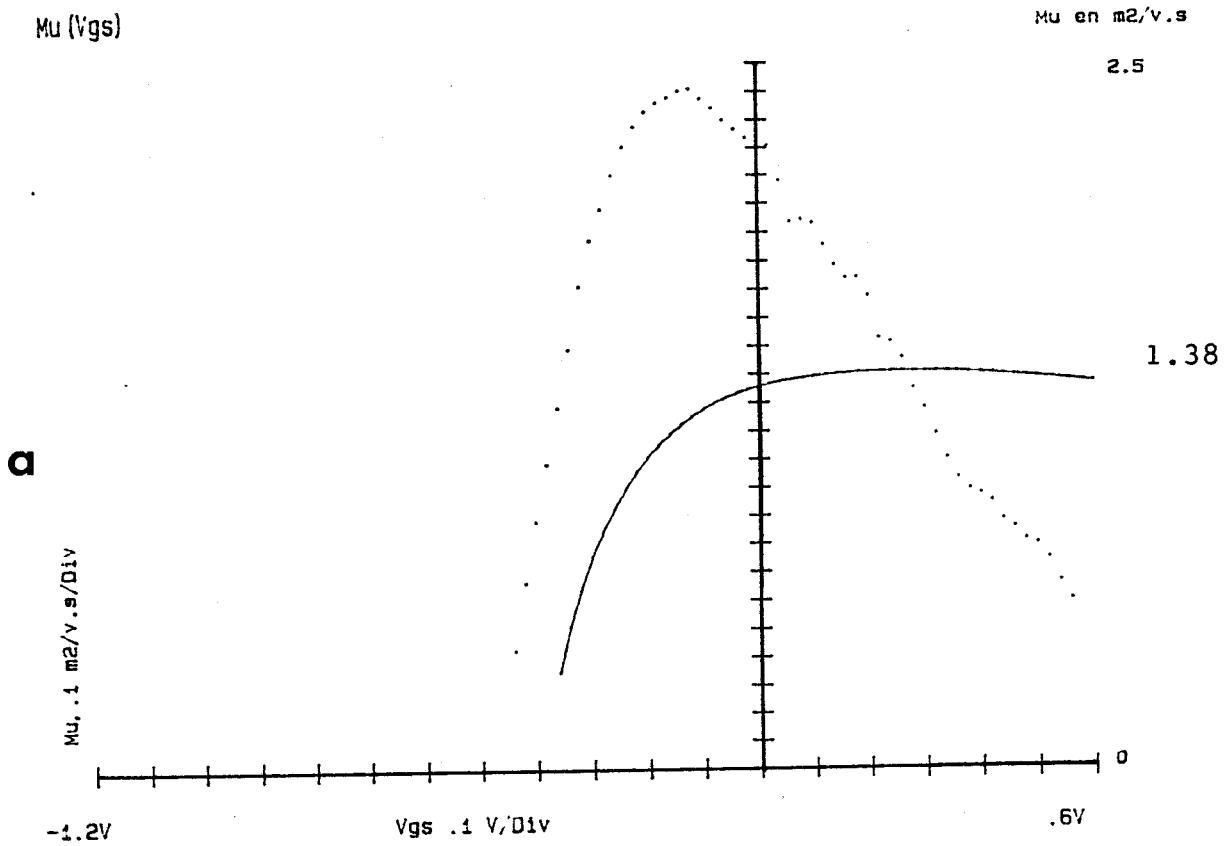


FIGURE II.31 : Profils de mobilité moyenne (—) et différentielle (.....) d'un échantillon de la série n°526 ( MOCVD ) soumis aux contraintes électriques ( $T = 77K$ )

- a)  $V_{gs} = V_p$  (cas 2)
- b)  $V_{gs} = +0.5V$  (cas 3).

appliquée. En effet, nous avons pu étudier l'évolution de la largeur équivalente du gaz 2D ( $N_{s0}/N_d$ ) pour les deux séquences de mise en froid du composant (n°516). L'étalement des électrons, dans la couche d'accumulation, a lieu sur une épaisseur effective de 80 à 90 Å et est peu sensible à la charge dans le puits [50]. Les variations de celle-ci de  $6.10^{11} \text{At/cm}^2$  (Cas 2) à  $4.10^{11} \text{At/cm}^2$  (Cas 3) traduisent une influence moindre de l'effet d'écran dans la couche tampon de GaAs (nid), ce qui permet d'expliquer la diminution de la mobilité dans le gaz 2D lorsque le canal a été maintenu ouvert.

A l'opposé, la mobilité  $\bar{\mu}$  qui représente une contribution de la couche d'AlGaAs et du gaz 2D, augmente dans les mêmes conditions. A titre comparatif, les mobilités  $\bar{\mu}$  et  $\mu_{diff}$ , d'un échantillon n°112 pour les contraintes 2 et 3, sont résumées dans le tableau 6.

Contrainte (T = 123K)	$\bar{\mu}(\text{m}^2/\text{Vs})$	$\mu_{diff}(\text{m}^2/\text{Vs})$
CAS 2	1,97	4,7
CAS 3	2,14	4,1

**Tableau 6 - Transistor n°112**

L'amélioration de la mobilité moyenne, entre les cas 2 et 3 (Tableau 6), est due à la diminution de la concentration de charges ionisées dans la couche d'AlGaAs pondérée par la faible mobilité  $\mu_{AlGaAs}$  [13]. De celle-ci, il s'ensuit une influence supérieure des propriétés électroniques dans le puits ( $N_s$ ,  $\mu_{diff}$ ) et en conséquence, une amélioration de la mobilité  $\bar{\mu}$  de 1,97 à 2,14  $\text{m}^2/\text{Vs}$  à 123K.

Signalons que des résultats semblables ont été obtenus pour le composant n°526 épitaxié par MOCVD (fig. II.31 (a,b)).

Ces résultats, nous permettent de corrélérer le sens d'évolution de la résistance du canal ( $R_0$ ) à la mobilité moyenne ( $\bar{\mu}$ ) (Cas 2 et 3), en fonction des protocoles de mesure. En effet, la résistance  $R_0$  décroît pour la contrainte correspondant au canal ouvert, ce qui se justifie par le sens d'évolution de la mobilité  $\bar{\mu}$  dans le composant (Tableaux 3 et 6).

### III. MECANISMES DE GENERATION DES EFFETS DE COLLAPSE

#### INTRODUCTION

L'étude expérimentale, menée sur le comportement du transistor à hétérojonction AlGaAs/GaAs, a montré le caractère hautement préjudiciable du phénomène parasite de collapse ou de perturbation des caractéristiques I-V du composant. Celui-ci apparaît de façon privilégiée, à canal ouvert, pour une tension de drain supérieure à 1V lorsque le composant est refroidi à une température inférieure à 193-173K. Ces phénomènes sont en relation directe avec la présence au sein de la couche d'AlGaAs des centres DX, dont la nature et les conditions d'existence ont été précisées précédemment.

#### III.1. PREMIERES INTERPRETATIONS DU PHENOMENE DE COLLAPSE

Dans un transistor idéal, le courant dans la structure devrait s'établir uniquement dans la couche d'accumulation, entre les zones ( $N^+$ ) sous les contacts de source et de drain. La hauteur de barrière  $\Delta E_c$  devant s'opposer à l'injection des porteurs dans l'AlGaAs. En pratique, ce n'est pas exactement le cas et aux basses températures, trois aspects d'origine différente peuvent perturber le fonctionnement idéal du transistor :

1 - L'existence d'un potentiel de surface, de l'ordre de 0,6V, dû à la formation d'une couche superficielle d'oxyde au contact air-semiconducteur. Celui-ci se traduit par une zone désertée en surface, de part et d'autre de la grille dans le recess, qui occasionne

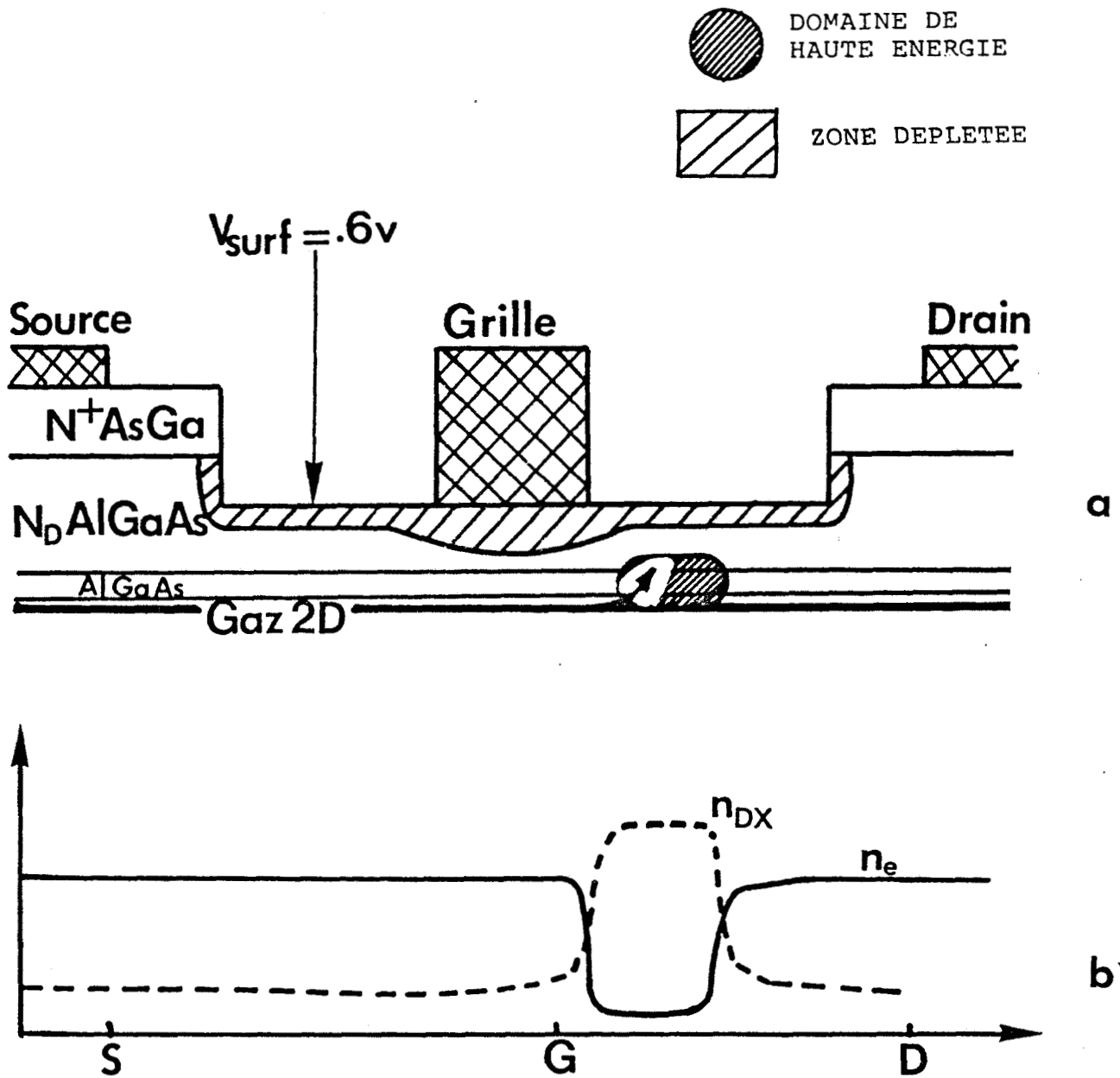


FIGURE 11.32 : a) Mécanismes intervenant dans le fonctionnement en basses températures du transistor à hétérojonction  $n-AlGaAs/nid-GaAs$

b) Répartition spatiale des électrons libres  $n_e$  et piégés  $n_{DX}$  dans la structure.

une augmentation des résistances d'accès, ainsi qu'une diminution de l'épaisseur de la couche conductrice d'AlGaAs dans les espaces inter-électrodes.

2 - L'injection d'électrons de la couche d'accumulation vers la couche d'AlGaAs en sortie de grille, lorsque ceux-ci sont suffisamment accélérés par le champ électrique dans le canal pour acquérir une énergie suffisante et franchir la discontinuité de bandes. Il en résulte dans la région grille-drain, que le courant est alors transporté dans la couche d'AlGaAs [51] et non plus dans le puits de potentiel.

3 - L'existence des centres DX, au sein de la couche d'AlGaAs dopée, dans la gamme de composition d'alliage ( $0,20 < x < 0,40$ ).

Ces mécanismes ont permis à DRUMMOND [49] et à KASTALSKY et al [19] de proposer l'explication au phénomène du collapse. Celle-ci est basée sur la capture des électrons chauds dans l'AlGaAs lorsque leur énergie est suffisante pour surmonter la hauteur de barrière ( $E_C$ ) du centre profond qui s'oppose à la capture. Dans ce processus, la formation du domaine de haute énergie, en sortie de grille, qui s'accompagne d'un transfert dans l'espace réel maximal [51, 52], entraîne la création d'une région perturbée dans la couche d'AlGaAs, entre les contacts de grille et drain. En définitive, lorsque les phénomènes sont stabilisés, tous les porteurs libres sont gelés sur les centres DX pendant une durée suffisamment longue pour donner lieu aux dégradations observées aux températures cryogéniques (la couche d'AlGaAs est hors équilibre thermodynamique). Néanmoins, de part et d'autre du domaine, les électrons demeurent ionisés [19].

Sur la figure II.32 (a,b), nous avons représenté chacun de ces mécanismes, ainsi que la position où ils opèrent. La capture des électrons transférés dans l'AlGaAs apparaît non seulement dans la région située au voisinage du gaz 2D, mais aussi s'étend dans

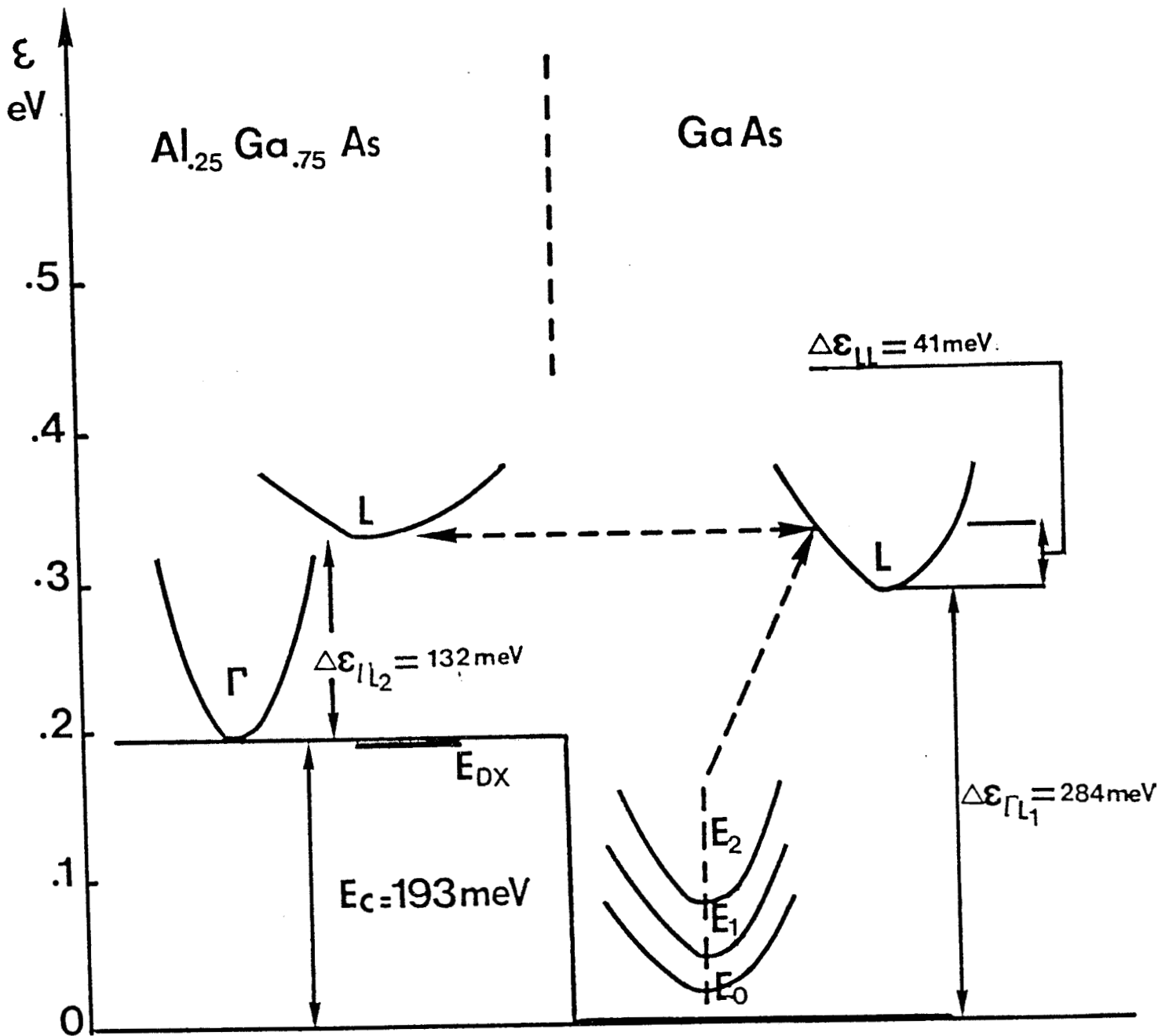


FIGURE II.33 : Représentation simplifiée de la bande de conduction d'une hétérojonction  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}$ .  
 $\Delta E_{LL}$  représente la barrière de potentiel effective qui s'oppose au transfert spatial dans l'espace réel des porteurs.

l'alliage à proximité de la couche désertée par le potentiel de surface. Ceci a deux conséquences : une diminution de la concentration de charges mobiles dans l'AlGaAs et donc de la conductivité de la couche, mais surtout une désertion locale du gaz 2D dans l'AsGa lorsque l'équilibre électrostatique s'établit à nouveau de part et d'autre de l'hétérojonction [49]. En ce qui concerne la tension nécessaire pour provoquer la dégradation des caractéristiques I-V, on peut penser, et cela a été confirmé récemment par différents modèles de simulation du HEMT [51, 52, 53], que le transfert dans l'espace réel est d'autant plus accru que le canal sous la grille est ouvert et la tension drain-source supérieure à  $\sim 1V$ , conditions expérimentales qui développent le collapse.

Plus précisément, les électrons bidimensionnels (2D) accélérés par le champ électrique dans le canal, peuvent acquérir de ce fait, les niveaux énergétiques correspondant aux vallées supérieures tridimensionnelles (fig. II.33). Les caractéristiques du gaz 2D ne peuvent être maintenues et la dynamique électronique est alors identique à celle correspondant au matériau en volume. Le transfert spatial dans l'espace réel s'effectue alors par l'intermédiaire de la vallée satellite, à condition que l'énergie des porteurs soit supérieure à la barrière de potentiel effective, par exemple,  $\Delta\epsilon_{LL}$  (fig. II.33) :

$$(35) \quad \Delta\epsilon_{LL} = \Delta E_C + \Delta\epsilon_{\Gamma L2} - \Delta\epsilon_{\Gamma L1}$$

A ce stade, le mécanisme de capture des électrons chauds par les centres DX [54] peut s'opérer et conduit expérimentalement aux dégradations des caractéristiques I-V en basse température ; ceux-ci n'ont donc pas à franchir la barrière de potentiel des centres profonds, associés rappelons-le à la vallée supérieure L (ou X) [25].

Epitaxie n° 112

GaAs	$2.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 1000Å
GaAlAs	$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 600Å
GaAlAs	30Å nid
GaAs	.8µm nid
Substrat	S.I.

MBE  
X=0.25

**Transistor n°112**

Z = 150 ou 300 µm

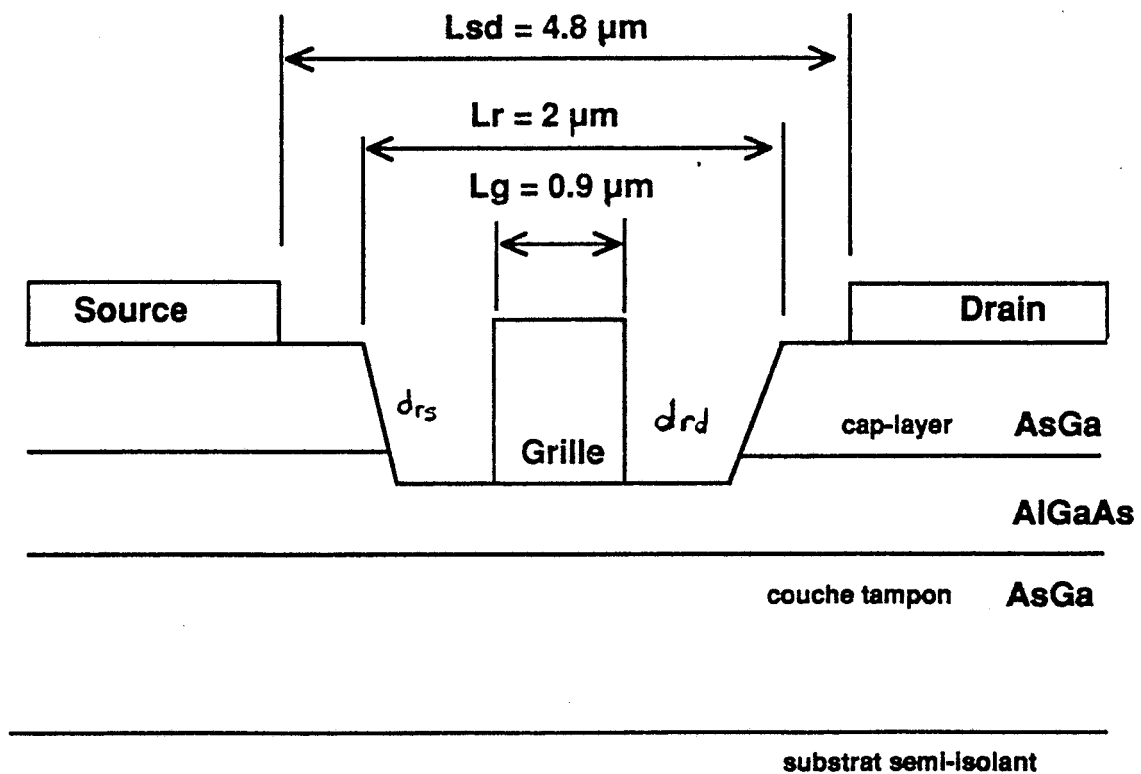


FIGURE II.34 : Caractéristiques de l'épitaxie et paramètres technologiques des transistors de la série n°112.



### III.2. INFLUENCE DE LA TECHNOLOGIE DU COMPOSANT

La plupart des composants dont nous avons pu disposer au début de cette étude, présentaient systématiquement l'effet parasite de collapse. Afin d'étudier l'influence de la technologie sur ce phénomène, une étude systématique a été effectuée pour différentes séries d'échantillons.

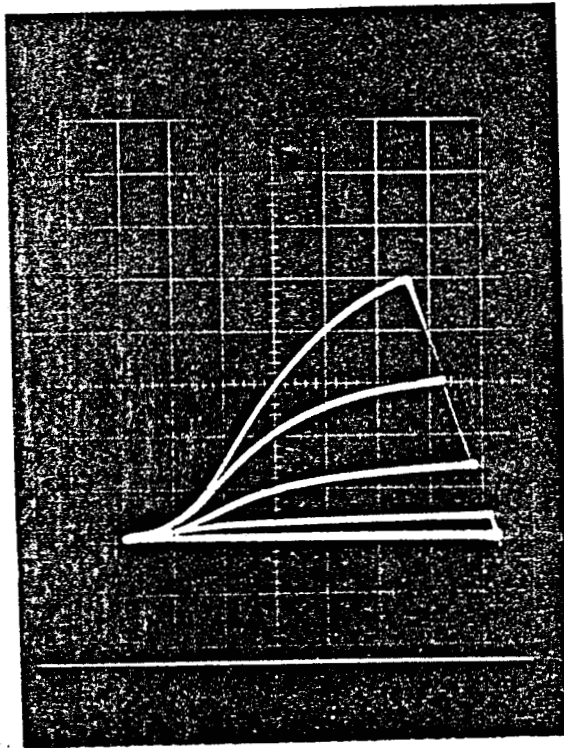
En particulier, nous avons fait réaliser, au laboratoire, différents types de structures dans l'optique de cette étude.

#### III.2.1. Etude des composants de la série n°112

Les caractéristiques de l'épitaxie n°112, ainsi que le schéma du composant sont rassemblés sur la figure II.34. La longueur de la grille  $y$  est de l'ordre de  $0,9\mu\text{m}$ , celle du recess voisine de  $2\mu\text{m}$  avec une distance entre les contacts ohmiques de source et de drain de  $4,8\mu\text{m}$ .

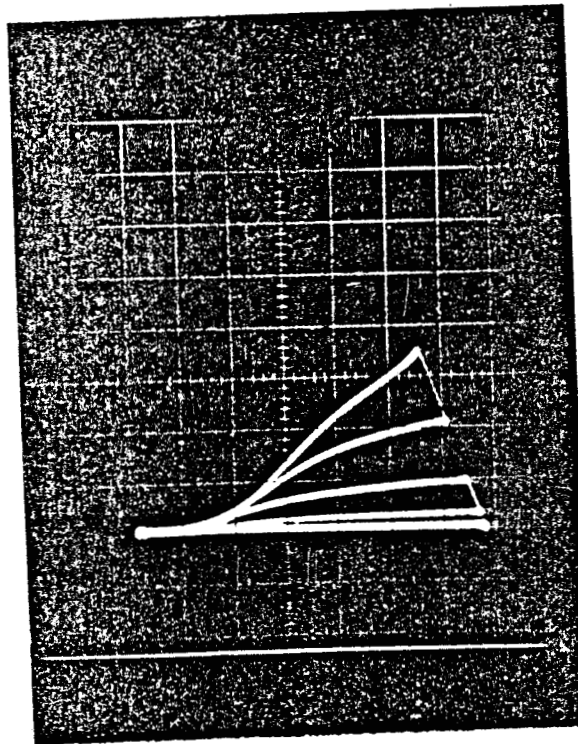
Réalisée initialement à l'aide d'une topologie de masques symétriques (au sens des contacts ohmiques de source et de drain), la grille n'est toutefois pas toujours centrée à l'intérieur du recess. Cette dissymétrie peut être mise en évidence en mesurant les résistances d'accès de source et de drain.

Ainsi, nous avons sélectionné après trioptique des composants présentant des résistances de source et de drain très dissymétriques. C'est notamment le cas du composant n°112 T2 07, dont les résistances  $(R_s + R_i)$  et  $(R_d + R_i)$  sont égales à 2 et  $1,5\Omega$ .mm respectivement.



Polarisation  
directe

$V_{ds} > 0$



Polarisation  
inverse

$V_{ds} < 0$

FIGURE II.35 : Réseau de caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  du transistor n°112 T2 07 à 77K ( $I_{ds}=2\text{mA/div}$  et  $V_{ds}=0.5\text{V/div}$ ).  
LA GRILLE EST DECALEE VERS LE DRAIN

Le comportement de ce transistor à 77K est alors présenté sur la figure II.35, l'extension de la région dégradée est plus prononcée en polarisation Vds inverse ( $R_s + R_i = 2 \Omega \cdot \text{mm}$  et Lgd grand), qu'en polarisation directe ( $R_d + R_i = 1,5 \Omega \cdot \text{mm}$  et Lgd faible).

Il semble par conséquent que les mécanismes qui induisent l'apparition du phénomène de collapse, soient étroitement liés à la technologie et en particulier au centrage de la grille. Dans les zones d'accès, les résistances bénéficient de la présence de la couche superficielle très dopée ou cap-layer [55] ; à l'opposé dans le recess, l'influence de l'effet de surface tend à accroître les résistances parasites proportionnellement aux distances  $d_{rs}$  et  $d_{rd}$  (fig. II.34). A première vue, la position de la grille dans le recess semble donc jouer un rôle essentiel dans le développement du phénomène de collapse.

Corrélativement, les différentes séries de composants réalisés par le LEP, sur des couches épitaxiées par MBE et par MOCVD, ne présentent pas ces effets de collapse à basse température. Les longueurs de grille y sont de l'ordre de  $0,55 \mu\text{m}$  et dans tous les cas, la distance entre les coins de grille et les extrémités des zones de recess est inférieure à  $0,1 - 0,2 \mu\text{m}$ .

Ainsi, il semble bien qu'une distance R suffisamment faible, entre coin de grille et extrémité du recess, garantisse la non-apparition des phénomènes de collapse et l'augmentation excessive de la résistance d'accès grille-drain.

De telles observations ont été confirmées par FISCHER et al [48], qui ont reporté la possibilité de réaliser des transistors HEMT dont les caractéristiques sont non dégradées en basse température. Ceci en supposant le fait que si la distance R devenait inférieure à  $0,4 \mu\text{m}$ , les effets de surface dans la structure sont largement atténués [56].

Epitaxie n° 188

GaAs	700 Å 2.5 10 <sup>18</sup>
AlGaAs	700 Å 10 <sup>18</sup>
AlGaAs	nid 20 Å
GaAs	nid (P <sup>-</sup> ) 0.5 μm buffer
Substrat	S.I.

Epitaxie M.B.E.  
X=0.22

**Transistor n°188**

**Z = 150/300 μm**

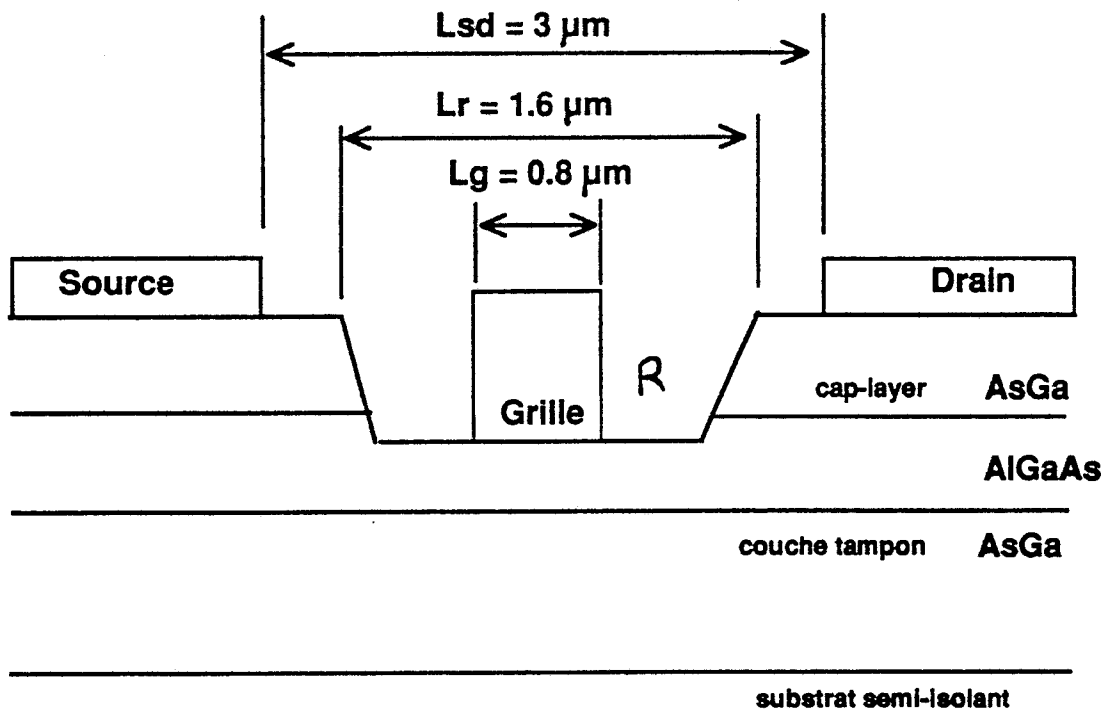


FIGURE II.36 : Caractéristiques de l'epitaxie et paramètres technologiques des transistors de la série n°188.

Enfin, signalons le cas extrême pour lequel le composant est conçu par la technique de grille auto-alignée, les zones d'accès de source et de drain étant réalisées par implantation d'ions Si [57]. Les caractéristiques I-V ne sont alors pas dégradées à basse température.

Afin de confirmer le rôle essentiel joué par la position de la grille dans le recess et la valeur limite de celle-ci, nous avons conçu et réalisé au laboratoire, la série de composants n°188, dont nous présentons les principaux résultats ci-dessous.

### III.2.2. Etude des composants de la série n°188

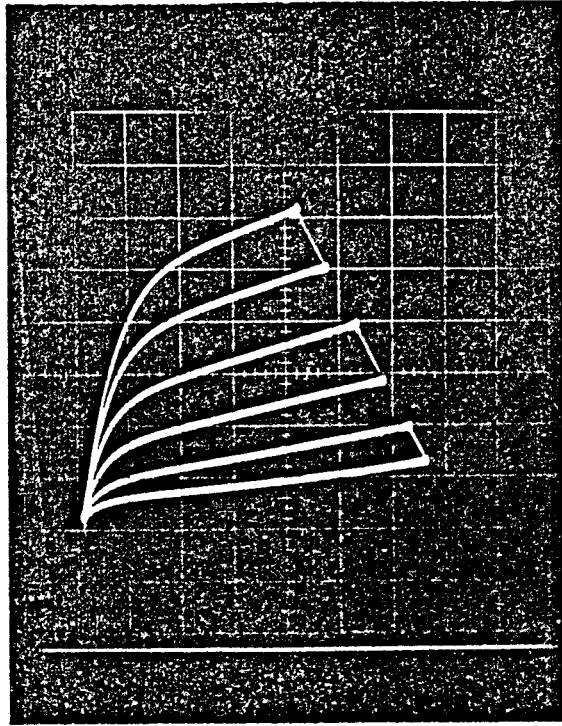
Les caractéristiques essentielles de la couche épitaxiée considérée sont résumées sur la figure II.36. La longueur de la grille vaut  $0,8\mu\text{m}$  pour une largeur de recess de  $1,6\mu\text{m}$  et une distance source-drain égale à  $3\mu\text{m}$ . Dans cette série, nous avons pu disposer de trois types de composants qui diffèrent de la manière suivante :

- la grille est centrée dans le recess : la distance R est de l'ordre de  $0,3 - 0,4\mu\text{m}$

- la grille est décalée vers le drain :  $R \sim 0,1$  à  $0,2\mu\text{m}$

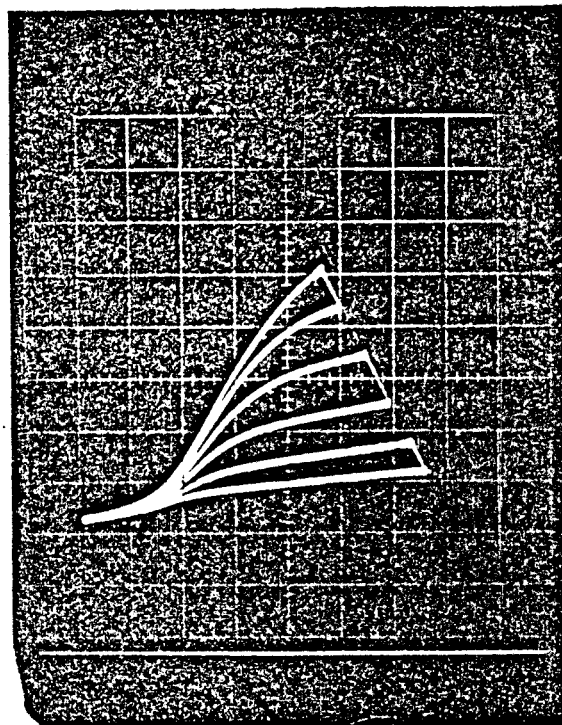
- la grille est décalée vers la source :  $R \sim 0,1$  à  $0,2\mu\text{m}$ .

Une caractérisation à la température ambiante, des résistances d'accès confirme cette distribution, pour les trois types de composants (tableau 7).



Polarisation  
directe

$V_{ds} > 0$

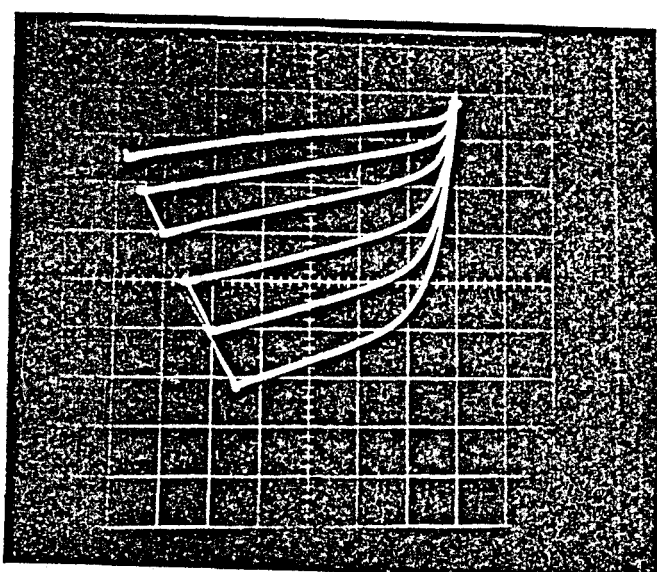


Polarisation  
inverse

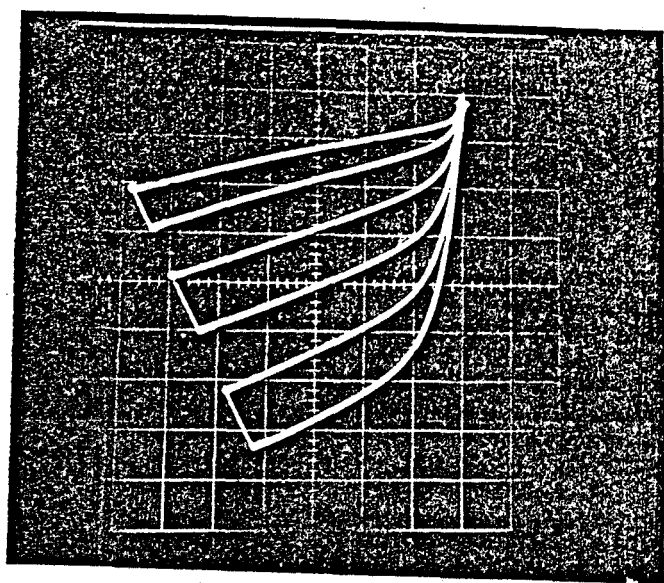
$V_{ds} < 0$

FIGURE II.37 : Réseau de caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  du transistor n°188 T4 02 à 77K ( $I_{ds}=2\text{mA/div}$  et  $V_{ds}=0.5\text{V/div}$ ).  
LA GRILLE EST DECALEE VERS LE DRAIN

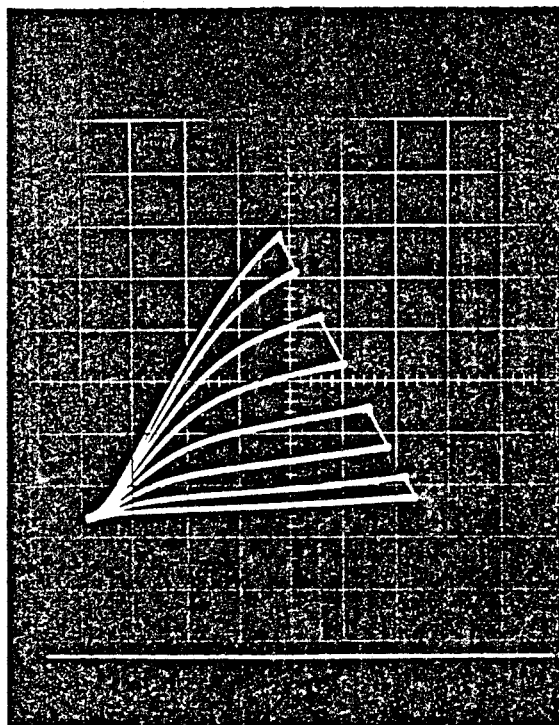
FIGURE 11.38 : Réseau de caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  du transistor n°188T T3 01 à 77K ( $I_{ds}=2mA/div$  et  $V_{ds}=0.5V/div$ ).  
 LA GRILLE EST CENTREE



Polarisation  
 inverse  
 $V_{ds} < 0$

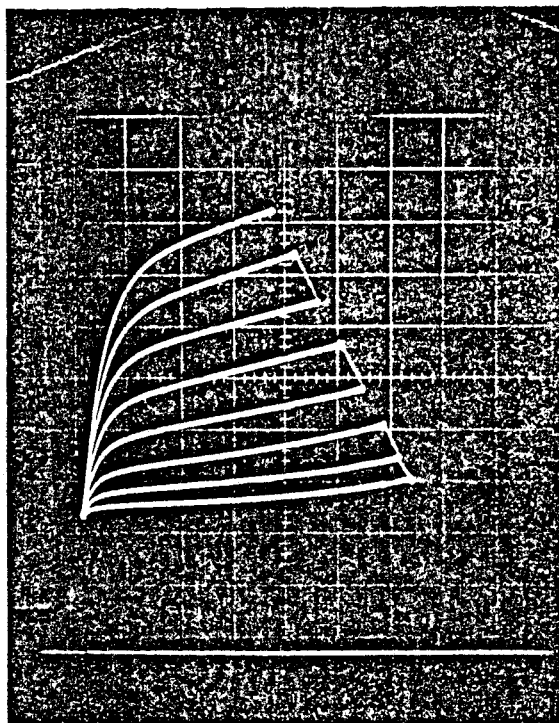


Polarisation  
 directe  
 $V_{ds} > 0$



Polarisation  
directe

$V_{ds} > 0$



Polarisation  
inverse

$V_{ds} < 0$

FIGURE II.39 : Réseau de caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  du transistor n°188 T4 03 à 77K ( $I_{ds}=2\text{mA/div}$  et  $V_{ds}=0.5\text{V/div}$ ).  
LA GRILLE EST DECALEE VERS LA SOURCE

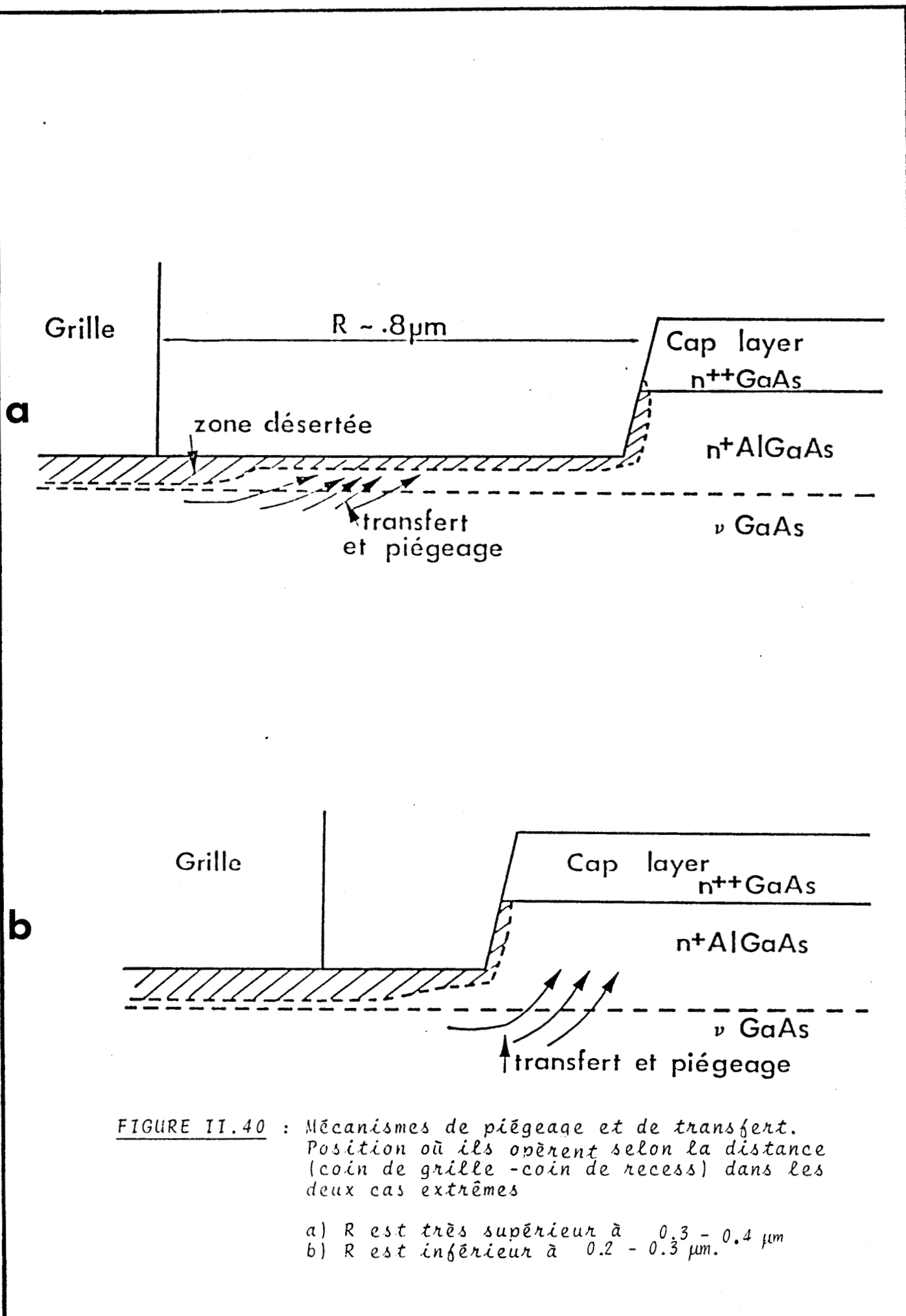


ECHANTILLON n°	PARTICULARITES	Rs + Ri ( $\Omega$ )	Rd + Ri ( $\Omega$ )
188 T4 02	grille décalée vers le drain	16	12
188 T3 01	grille centrée	10,9	10,6
188 T4 03	grille décalée vers la source	9,8	25,1

TABLEAU 7

A basse température, les résultats présentés sur les figures II.37, 38 et 39 mettent clairement en évidence l'influence de la technologie sur le phénomène de collapse. En particulier, les caractéristiques I-V du transistor n°188 T3 01 dont la grille est centrée dans le recess (fig. II.38) sont exemptés de toute dégradation, même si on permute le rôle joué par la source et le drain. Au contraire, les caractéristiques des transistors n°188 T4 02 (fig. II.37) et n°188 T4 03 (fig. II.39) montrent clairement l'apparition du collapse (entre source-grille et grille-drain respectivement), lorsque ceux-ci sont polarisés à tension drain-source directe ou inverse selon le cas. La distance R pour laquelle se développe le collapse, est alors de l'ordre de 0,5 à 0,7  $\mu\text{m}$ .

Les résultats apparaissent comme extrêmement démonstratifs, quant à l'absence de toute dégradation de la région ohmique des caractéristiques I-V du composant. Ils nous permettent de conclure que grâce à une limitation de la distance R à des valeurs inférieures à 0,3 - 0,4  $\mu\text{m}$ , on peut éviter l'apparition du collapse dans les transistors opérant à la température de l'azote liquide. Toutefois, il faut signaler que même en l'absence de ce phénomène, la résistance d'accès vers le drain augmente légèrement dans un rapport 2 après l'application d'une tension importante en basse température, observation faite



par ailleurs sur les séries d'échantillons réalisés par le LEP ( $R = 0,1 - 0,2 \mu\text{m}$ ).

### III.3. INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les mécanismes de capture des électrons chauds sur les centres DX dans l'AlGaAs ont lieu à la fois, dans la zone désertée au voisinage du gaz 2D et dans la région neutre quand la tension  $V_{ds}$  est supérieure à 1V et le canal très ouvert. Les simulations bidimensionnelles d'un transistor HEMT typique effectuées par T. SHAWKI [52], prenant en compte notamment l'influence des effets de surface, montrent que l'emplacement du domaine de haute énergie, où le transfert de charges dans l'espace réel est le plus important, se situe en général à  $0,2 - 0,3 \mu\text{m}$  après la sortie de la grille, dans les conditions de polarisation qui entraînent le collapse. Dans ces conditions et afin de préciser la différence de comportement du composant suivant la valeur  $R$  de la distance coin de grille - coin de recess, nous avons représenté sur les figures II.40 (a,b), deux cas extrêmes pour lesquels le transfert dans l'espace réel et le piégeage s'opèrent directement dans le recess (fig. II.40a) ou encore, à l'extrémité de la région soumise au potentiel de surface (fig. II.40b).

Si la distance  $R$  est très supérieure à  $0,3 - 0,4 \mu\text{m}$ , les phénomènes de capture, et donc de diminution de la conductivité de l'AlGaAs, vont affecter la fine couche d'AlGaAs qui conduit le courant de drain. Rappelons que l'épaisseur de celle-ci est toujours réduite à cause de l'effet du potentiel de surface. On comprend que dans ce cas, la résistance d'accès de drain, qui représente la résistance longitudinale de la zone perturbée, puisse devenir très élevée.

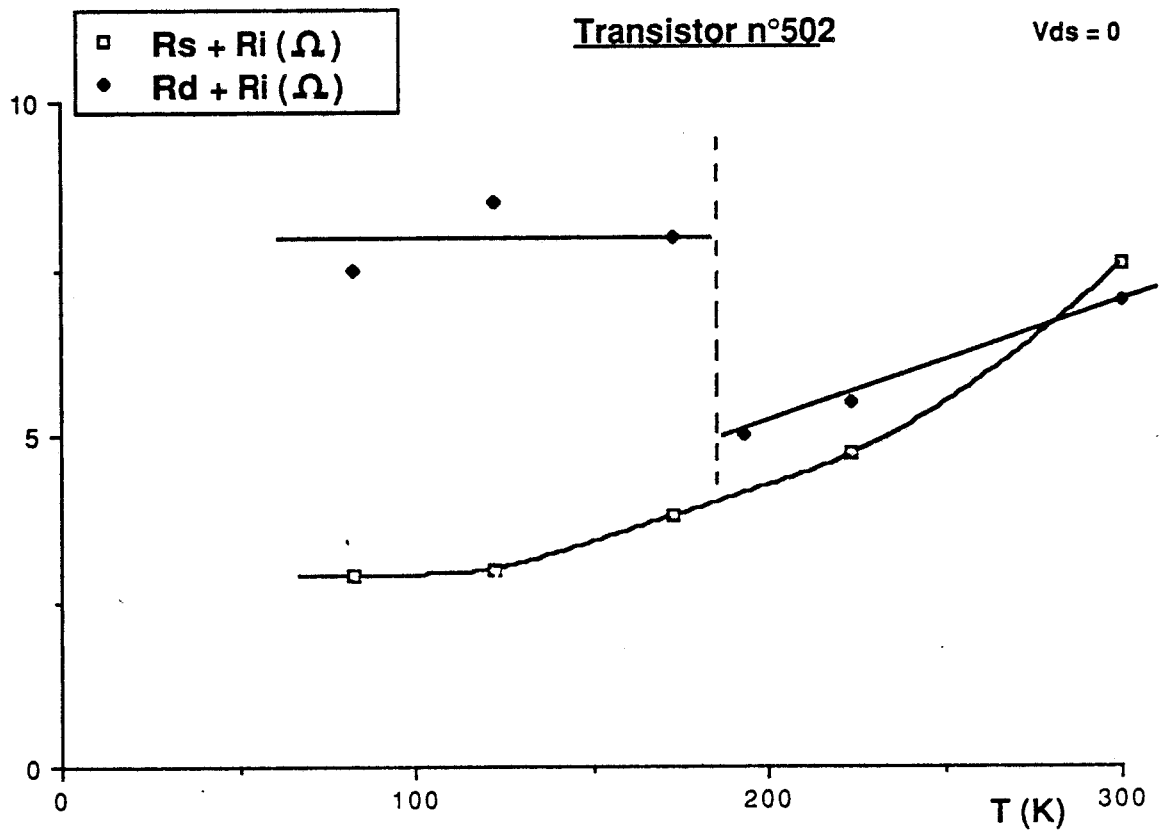


FIGURE II.41 : Evolution des résistances d'accès ( $R_s + R_i$ ) et ( $R_d + R_i$ ) en fonction de la température pour un transistor de la série n°502. Les mécanismes de collapse ne sont pas développés.

A l'opposé, si la distance  $R$  est inférieure à  $0,2 - 0,3\mu\text{m}$ , le phénomène de piégeage est maximal sous la couche surdopée de GaAs. Ces phénomènes vont affecter l'étroite zone comprise entre le gaz bidimensionnel et le cap-layer ( $N^+$ -GaAs) qui présente une résistance peu élevée [58] et une faible dépendance avec la température. Ainsi, compte tenu de la résistance ramenée par le cap-layer sur la résistance du canal (celle-ci pouvant être très importante) à travers la couche d'AlGaAs, la résistance d'accès de drain va rester faible et le phénomène de collapse peu significatif.

Sur la figure II.41, nous présentons l'évolution des résistances d'accès ( $R_s + R_i$ ) et ( $R_d + R_i$ ), en fonction de la température, après avoir appliqué au préalable une tension  $V_{ds}$  importante pour provoquer les phénomènes. La résistance vers la source décroît continûment de 300 à 77K, tandis que la résistance vers le drain décroît tout d'abord jusqu'à une température de 193K. Au-dessous de cette valeur, la conductivité dans le canal diminue fortement à cause du piégeage des électrons et la résistance de drain croît vers une valeur qui se situe entre 7 et 9  $\Omega$ . Celle-ci traduit, à notre avis, uniquement l'influence de la résistance de la couche superficielle de GaAs dans la zone d'accès.

#### IV. CONCLUSION



Nous avons présenté dans ce chapitre les mécanismes physiques et les conditions d'existence au sein de la couche semiconductrice d'AlGaAs de centres profonds encore appelés Centres DX. Ceux-ci sont à l'origine de phénomènes parasites qui perturbent les caractéristiques électriques des composants à hétérojonction lorsque les conditions électriques de fonctionnement, que nous précisons, sont remplies.

D'autre part, la complexité et l'importance des phénomènes qui régissent le comportement du TEGFET en basses températures nous ont conduits à définir, pour l'étude expérimentale, des protocoles particuliers comme des applications successives de contraintes électriques sur la grille et/ou sur le drain. L'ensemble des variations obtenues ont pu être reliées aux paramètres technologiques de l'épitaixie et plus précisément à la composition d'alliage qui joue un rôle déterminant.

En outre, il apparaît que la distance coin de grille-coin de recess dans l'espace grille-drain du composant, conditionne l'apparition du phénomène de collapse dont nous avons expliqué théoriquement les mécanismes essentiels. Une distance  $R$  minimale, inférieure à  $0,4\mu\text{m}$ , est nécessaire pour éviter le développement de ce mécanisme à basse température, indépendamment de la composition d'alliage et de la concentration d'atomes dopants dans le matériau ternaire AlGaAs.

Dans ces conditions, on peut envisager une étude du comportement en régime hyperfréquences du HEMT aux températures cryogéniques.

REFERENCES - CHAPITRE II

- [1] R.J. NELSON,  
A.P.L., 31, 351, 1977.
- [2] D.V. LANG et R.A. LOGAN,  
Trapping characteristics and a Donor-Complex (DX) Model for the  
Persistent-Photoconductivity Trapping Center in Te-doped  
 $Al_xGa_{1-x}As$ ,  
Phys. Rev. B, vol. 19, n°2, 15 January 1979.
- [3] D.V. LANG and R.A. LOGAN,  
Large-Lattice Relaxation Modelle for Persistent Photoconductivity  
in Compound Semiconductors,  
Phys. Rev. Letters, vol. 39, n°10, 5 sept. 1977.
- [4] A. SASAKI,  
Effective mas superlattice,  
Phys. Rev. B, vol. 30, n°12, p. 7016-7020 (1984)
- [5] LIFSHITZ et al,  
Pressure and compositional dependences of the Hall coefficient  
in  $Al_xGa_{1-x}As$  and their significance,  
Phys. Rev. B, vol. 21, n°2, 15 January 1980.
- [6] THURMOND,  
The standard Thermodynamic Fonction of the Formation of  
Electrons and Holes in Ge, Si, GaAs and GaP,  
J. Electrochem. Soc., 122, 1133 (1975)
- [7] VAN DER PAUW,  
A method of measuring specific resistivity and Hall effect of  
discs of arbitrary shape,  
Philips Research Reports, 13, n°1, 1958, pp.1-9.
- [8] AYABE et al,  
An anomaly in the Relation of Hall coefficient to Resistivity  
in n-type  $Al_xGa_{1-x}UAs$ ,  
Jap. Journ. of Appl. Phys., vol. 20, n°1, January 1981,  
pp. L55-L58.
- [9] D.V. LANG,  
Deep Level Transient spectroscopy : a new method to characterize  
traps in semiconductors,  
Journ. Appl. Phys., 45, 1974, 3023-3032.
- [10] Y. DRUELLE et J.L. LORRIAUX,  
Communication privée, C.H.S.

- [11] T. ISHIBASHI et al,  
Si and Sn doping in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  grown by MBE,  
JJAP, vol. 21, n°8, August 1982, pp. L476-L478.
- [12] M. MIZUTA et al,  
JJAP, vol. 23, n°5, L283-286, May 1984
- [13] T. ISHIKAWA et al,  
Electrical properties of Si-Doped  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  layers grown by  
MBE,  
JJAP, vol. 21, n°11, November 1982, pp. L675-L676
- [14] Y. ASHIZAWA et al,  
Growth conditions Independance Observed for DX Center in Si  
doped AlGaAs Grown by Molecular Beam Epitaxy,  
JJAP, vol. 24, n°11, November 1985, pp. L883-L844.
- [15] T. ISHIKAWA et al,  
Influence of MBE Growth Conditions on Persistent Photoconduc-  
tivity. Effects in N-AlGaAs and Selectively Doped GaAs/AlGaAs  
Heterostructures,  
JJAP, vol. 24, n°6, June 1985, pp. L408-L410.
- [16] M. TACHIKAWA et al,  
DX Deep Centers in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  grown by Liquid-Phase Epitaxy,  
JJAP, vol. 23, n°12, December 1984, pp. 1594-1597.
- [17] N. CHAND et al,  
Comprehensive analysis of Si-doped  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0$  to 1) :  
Theory and experiments,  
Phys. Rev. B, vol. 30, Number 8, 15 October 1984.
- [18] T.N. THEIS,  
DX CENTERS IN GAAS AND  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  : Device Instabilities and  
defect physics,  
Proceeding of 14 International Symposium on GaAs and  
Related Compounds,  
Sept. 28 - Oct. 1, Heraklion, Crète, 1987.
- [19] A. KASTALSKY et R.A. KIEHL,  
On the low temperature degradation of (AlGa)As/GaAs Modulation  
Doped Field-Effect Transistors,  
IEEE, vol. ED-33, n°3, March 1986.
- [20] M. KOBAYASHI et al,  
Photoluminescence investigation of Donor-Level Deepening in  
GaAs under hydrostatique pressure,  
JJAP, vol. 22, n°22, October 1983, pp.L612.
- [21] M. MIZUTA et al,  
Direct evidence for the DX center being a substitutional donor  
in AlGaAs Alloy system,  
JJAP, vol. 24, n°2, February 1985, pp. L143-L146.



- [22] M. TACHIKAWA et al,  
Observation of the persistent photoconductivity due to the DX center in GaAs under hydrostatique pressure,  
JJAP, vol. 24, n°11, November 1985, pp. L893-L894.
- [23] K.L.I. KOBAYASHI et al,  
A model for DX centers : bond reconstruction due to local random donor host atom configurations in mixed semiconductor alloys,  
JJAP, vol. 24, n°12, December 1985, pp. L928-L931.
- [24] T.N. MORGAN,  
Theory of the DX Center in  $Al_xGa_{1-x}As$  and GaAs crystals,  
Phys. Rev. B, vol. 24, n°4, 15 August 1986.
- [25] A. OSHIYAMA et S. OHNISHI,  
DX center : crossover of deep and shallow states in Si-doped  $Al_xGa_{1-x}As$ ,  
Phys. Rev. B, vol. 33, n°6, 15 March 1986.
- [26] J. YOSHINO et al,  
Alloy fluctuation in mixed compound semiconductors as studied by deep level transient spectroscopy,  
JJAP, 23 (1984), L 29.
- [27] K. KITAHARA et al,  
Observation of donor-related deep level in  $Ga_xIn_{1-x}P$  ( $0.52 < x < 0.71$ )  
JJAP, vol. 26, n°4, April 1987, pp. L273-L275.
- [28] K. KITAHARA et al,  
Donor-related deep level in S-doped  $Ga_{0.52}In_{0.48}P$  grown by chloride VPE,  
JJAP, vol. 25, n°7, July 1986, pp. L534-L536.
- [29] R.A. CRAVEN et D. FINN,  
JJAP, 50 (1979), 6334
- [30] M. TACHIKAWA et al,  
A simple calculation of the DX center concentration based on an L-Donor Model,  
JJAP, vol. 24, n°10, October 1985, pp. 1821-L825.
- [31] E.F. SCHUBERT and K. PLOOG,  
Shallow and deep donors in direct gap n type  $Al_xGa_{1-x}As$  : Si grown by molecular beam epitaxie,  
Phys. Rev. B, vol. 30, n°12, p. 7021-7029 (1984)
- [32] M.O. WATANABE et al,  
Donor levels in Si-doped AlGaAs Grown by MBE,  
JJAP, vol. 23, n°2, February 1984, pp. L103-L105.
- [33] M.O. WATANABE et al,  
Electron Activation Energie in Si-Doped AlGaAs grown by MBE,  
JJAP, vol. 23, n°9, sept. 1984, pp. 1734-L736.

- [34] P.M. MOONEY et al,  
The role of DX centers in limiting the free carrier density in GaAs, Proceeding of 14th Intern. Symp. on GaAs and Related Compounds,  
Sept. 28 - Oct. 1, Heraklion, Crète, 1987.
- [35] H. HAZEGAWA and H. OHNO,  
A common energy reference for DX centers and EL2 levels in III-V compound semiconductors,  
JJAP, vol. 25, n°4, April 1986, pp. L319-L322.
- [36] M.I. NATHAN et al,  
Room-temperature Electron Trapping in  $Al_{0.35}Ga_{0.65}As/GaAs$  Modulation-Doped Field Effect Transistor,  
A.P.L., 47(6), 15 septembre 1985.
- [37] J.Y. CHI et al,  
AlGaAs Defect Characterization in high electron mobility Transistors by thermally stimulated drain conductance",  
IEEE, vol. EDL-5, n°11, November 1984.
- [38] A.J. VALOIS et G.Y. ROBINSON,  
Characterization of Deep Levels in Modulation-Doped AlGaAs/GaAs FET's,  
IEEE, vol. EDL-4, n°10, October 1983.
- [39] A. CAPPY,  
Sur un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille submicronique,  
Thèse de 3ème cycle, Lille, 1981.
- [40] W. SHOCKLEY,  
A Unipolar Field Effect Transistor,  
Proc. IRE, vol. 40, pp. 1365-1376, nov. 1952.
- [41] D. DELAGEBEAUDEUF et N. LINH,  
Metal-(n)AlGaAs-GaAs two dimensional Electron gas FET,  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-29, n°6, p.955-960, (1982).
- [42] K. LEE et al,  
Current voltage and capacitance voltage characteristics of modulation doped field effect transistors,  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-30, n°3, p. 207-212 (1983).
- [43] C. VERSNAEYEN,  
Etude théorique et expérimentale du transistor à effet de champ à hétérojonction AlGaAs/GaAs,  
Thèse de 3ème cycle, Lille, 1985.
- [44] P.L. HOWER et N.G. BECHTEL,  
Current saturation and small signal characteristics of GaAs field effect transistors,  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-20, n°3, pp. 213-220, 1973.
- [45] J.R. SITES et H.H. WIEDER,  
Magnetoresistance mobility profiling of MESFET channels,  
IEEE Trans. Electron. Devices, vol. ED-27, n°12, p. 2277-2281.

- [46] A. CAPPY,  
Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnel,  
Thèse d'Etat, Lille, 1986.
- [47] T.J. DRUMMOND et al,  
Electron mobility in Single and Multiple Period Modulation-Doped (Al, Ga)As/GaAs heterostructures,  
J. Appl. Phys. 53 (2), February 1982.
- [48] R. FISCHER et al,  
Instabilities in Modulation Doped Field-Effect Transistors (MODFETs) at 77K,  
E.L. , 15th September 1983, vol. 19, n°19.
- [49] T.J. DRUMMOND et al,  
Bias dependance and Light Sensitivity of (Al, Ga)As/GaAs MODFET's at 77K,  
IEEE, vol. ED-30, n°12, December 1983.
- [50] WU YEN,  
Etude des phénomènes de transport dans les gaz d'électrons à deux dimensions dans les hétérojonctions par la méthode de Monte Carlo,  
Thèse de Doctorat, Lille, 1988.
- [51] J.L. THOBEL,  
Simulation Monte Carlo de composants submicroniques à effet de champ et à hétérojonction. Application au TEGFET et à ses structures dérivées,  
Thèse de Doctorat, Lille, 1988.
- [52] T. SHAWKI et al,  
2D Simulation of Degenerate Hot Electron Transport in MODFETs including DX-Center Trapping,  
Simul. of Semiconductor and Processes, vol. 3, Bologna, Italie, SEPT. 26-28, 1988.
- [53] Y. AWANO,  
New Transverse Domain Formation Mechanism in a Quarter-Micrometer Gate HEMT,  
Electronics Letters, 13th Octob. 1988, vol. 24, n°21.
- [54] T.N. THEIS et al,  
Hot-Electron Capture to DX Centers in  $al_xGa_{1-x}As$  at low Al Mole fractions,  
A.P.L., 49 (22), 1 December 1986.
- [55] DAMBKES et al,  
Optimisation of Modulation-doped heterostructure for TEGFET operation at room temperature,  
Electronics Letters, 19th July 1984, vol. 20, n°15.

- [56] T. FURUTSUKA et al,  
Ion-Implanted E/D-Type GaAs IC Technology,  
Electronics Letters, 10th December 1981, vol. 17, n°25.
  
- [57] MIZUTANI et al,  
n<sup>+</sup> self-aligned-gate AlGaAs/GaAs heterostructure FET,  
Electronics Letters, 18th July 1985, vol. 21, n°15.
  
- [58] M. FEUER,  
Two-layer Model for source resistance in selectively doped  
heterojunction transistors,  
IEEE, vol. ED-32, n°1, January 1985.

## TROISIEME CHAPITRE

## PROPRIETES DU HEMT POUR SON UTILISATION A BASSE TEMPERATURE

### INTRODUCTION

L'étude expérimentale, exposée dans le chapitre précédent, a permis de mettre en évidence l'existence de nombreux phénomènes parasites, liés à l'incorporation des Centres DX dans la couche d'AlGaAs. Nous nous sommes attachés à en effectuer une analyse très approfondie afin d'en comprendre les mécanismes et d'en évaluer les influences sur les caractéristiques électriques du composant.

Cette première étape a ainsi pu déboucher sur la réalisation technologique de composants à hétérojonction AlGaAs/GaAs exempts du phénomène de collapse et donc, aptes à être utilisés en basses températures. Ceci, rappelons-le, en influant sur la position de la grille dans le recess.

Il semble maintenant essentiel d'effectuer une étude systématique de ce composant hyperfréquence de façon à mettre en évidence l'amélioration de la dynamique électronique dans le puits de potentiel qui résulte de la mise en froid du transistor HEMT. Celle-ci pourra être étudiée à partir des caractéristiques obtenues en régimes statique puis dynamique du transistor. Par exemple, à partir des éléments d'accès au canal ou de la transconductance, l'influence de ceux-ci sur les performances hyperfréquences étant primordiale, notamment en bruit.

Dans une première partie, les caractéristiques qui permettent de traduire le comportement en fonction de la température du composant, sont déduites et visent à réaliser de façon détaillée la caractérisation de ce composant. Nous pourrions alors discuter des paramètres technologiques les plus significatifs.

Nous développerons ensuite dans la deuxième partie une méthodologie permettant la détermination du schéma équivalent hyperfréquence adaptée aux mesures cryogéniques. Une étude comparative d'un grand nombre de composants ayant des paramètres technologiques variés, est alors menée.

## I. CARACTERISATION PHYSIQUE DU COMPOSANT

### I.1. TENSION DRAIN-SOURCE NULLE

#### I.1.1. Contact métal-semiconducteur

A partir des mesures du courant de grille en polarisation directe, on peut déduire les principaux critères de qualité de la jonction métal-semiconducteur de la grille du transistor :

- le coefficient d'idéalité  $\eta$
- la hauteur de barrière effective  $\phi_{Bn}$

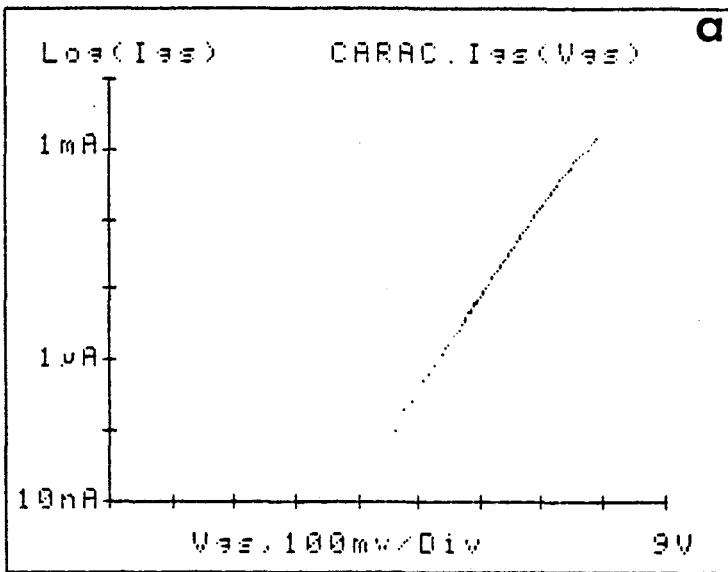
On déterminera par ailleurs les résistances d'accès de source, de drain et la résistance  $R_0$  du canal, dont on étudiera les évolutions en fonction de la température, ainsi que l'influence des principaux paramètres technologiques du transistor.

Le contact Schottky du transistor TEGFET est classiquement réalisé par évaporation d'or ou d'aluminium sur la surface d'AlGaAs lorsqu'il est mis en oeuvre pour réaliser l'électrode de commande des composants à effet de champ.

Cette caractérisation est obtenue en relevant la variation du courant en direct  $I_{gs}$  ( $V_{gs}$ ), le contact de drain étant maintenu en l'air ou la caractéristique  $I_{gd}$  ( $V_{gd}$ ), le contact de source étant maintenu en l'air.

L'étude expérimentale du contact métal-semiconducteur repose alors sur l'utilisation de la relation courant-tension [1] :

$$(1) \quad I_{gs} = A^* T^2 S \exp\left(\frac{-q \phi_{Bn}}{\eta k T}\right) \exp\left(\frac{q V_{gs}}{\eta k T}\right)$$



EXPLOITATION DE LA PARTIE LIN.

T= 300 K S= 150  $\mu\text{m}^2$

Vmin= .480 V

Vmax= .700 V

Correlation dans la partie lin.  
 $\sigma^2 = .99996$  (sur 49 Pts)

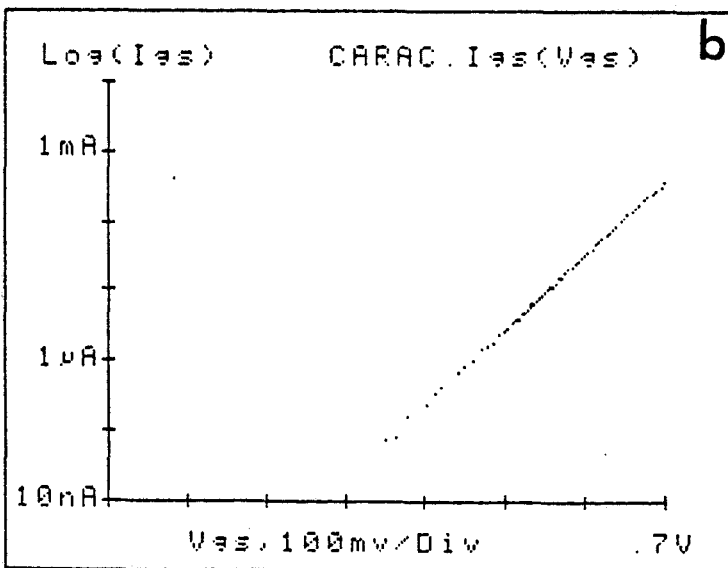
Cour. Lim. I<sub>iso</sub>= 1.03E-001 pA

Coef. Ideal. n= 1.27E+000

Tens. Built. V<sub>b</sub>= .782 V

(eta \* V<sub>b</sub>) n\*V<sub>b</sub>= .995 V

-



EXPLOITATION DE LA PARTIE LIN.

T= 300 K S= 150  $\mu\text{m}^2$

Vmin= .500 V

Vmax= .650 V

Correlation dans la partie lin.  
 $\sigma^2 = .99998$  (sur 37 Pts)

Cour. Lim. I<sub>iso</sub>= 1.12E+001 pA

Coef. Ideal. n= 1.55E+000

Tens. Built. V<sub>b</sub>= .660 V

(eta \* V<sub>b</sub>) n\*V<sub>b</sub>= 1.022 V

-

FIGURE III.1 : Caractéristiques de grille en direct  $I_{gs}$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  et détermination du coefficient d'idéalité et de la hauteur de barrière effective pour les échantillons des séries

- a) n°4270 (  $x=0.21$  et  $N_d=6.6-7.10^{17}$  At/cm<sup>3</sup> )  
 b) n°112 (  $x=0.25$  et  $N_d=2.10^{18}$  At/cm<sup>3</sup> )



où :  $A^*$  représente la constante de Richardson  
 $S$  " la surface de la jonction ;  $S = Lg \times Z$   
 $T$  " la température thermodynamique  
 $\eta$  rend compte de la composante du courant par effet tunnel [2]  
dans le modèle de la théorie par émission thermoionique (TFE)  
 $\phi_{Bn}$  représente la hauteur de barrière effective.

Le coefficient d'idéalité  $\eta$  est déduit de l'exploitation de la région linéaire de la courbe  $\text{Log}(I_{gs})$  en fonction de  $V_{gs}$  :

$$(2) \quad \eta = \frac{q}{kT} \frac{\delta(V_{gs})}{\delta(\text{Log}(I_{gs}))}$$

L'ordonnée à l'origine  $I_{gs\phi}$  permettant d'accéder à la hauteur de barrière par :

$$(3) \quad \phi_{Bn} = \frac{\eta k T}{q} \text{Log} \left( \frac{A^* S T^2}{I_{gs\phi}} \right)$$

Les principaux paramètres technologiques influençant ces grandeurs pourront être le procédé de croissance de l'épitaxie par jet moléculaire ou par la méthode des organo-métalliques en phase vapeur, ou encore la concentration de dopant (silicium) et le taux d'aluminium de la couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  sur laquelle est réalisé le contact de grille.

Deux exemples de caractéristiques  $I_{gs}(V_{gs})$  sont présentés sur les figures III.1a et 1b, à température ambiante. Les valeurs déduites de  $\eta$  et  $\phi_{Bn}$  sont données sur la figure, ainsi que les paramètres  $N_d$  et  $x$  de la couche d' $\text{AlGaAs}$ . Une augmentation du taux d'aluminium auquel vient s'ajouter le niveau de dopage de l'échantillon n°112 se traduit par une augmentation du coefficient d'idéalité de 1,27 à 1,55, ce qui indiquerait que le courant par effet tunnel tend à être prédominant devant le courant thermoionique [3].

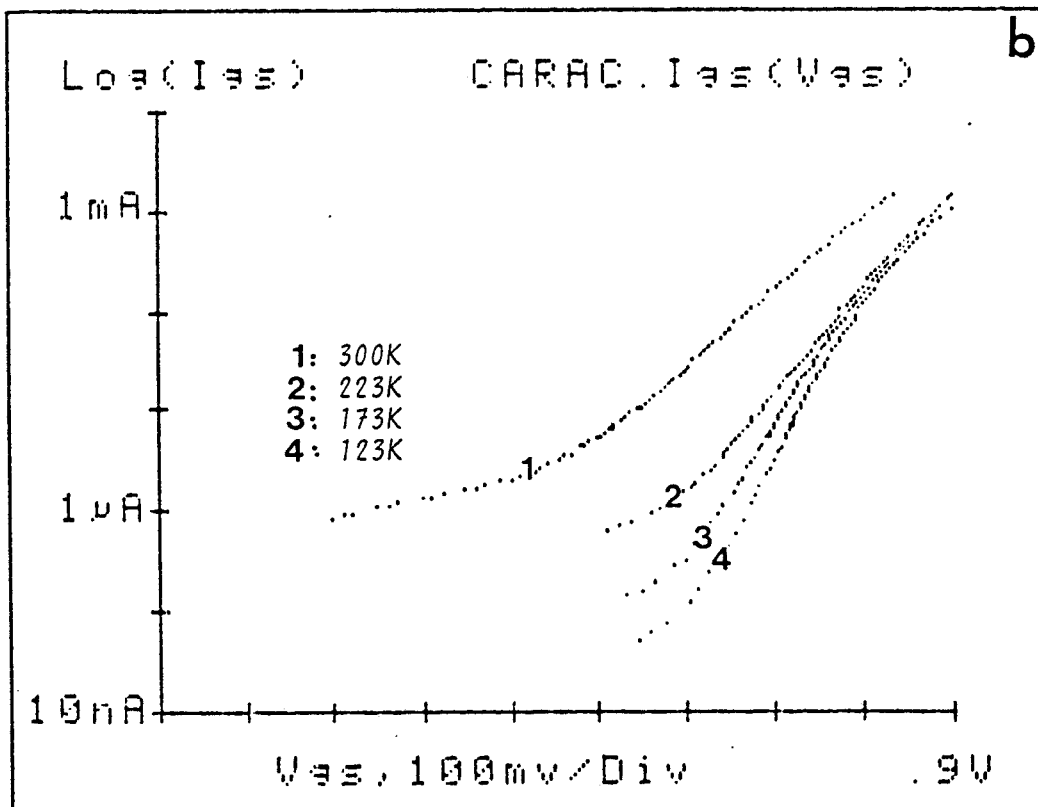
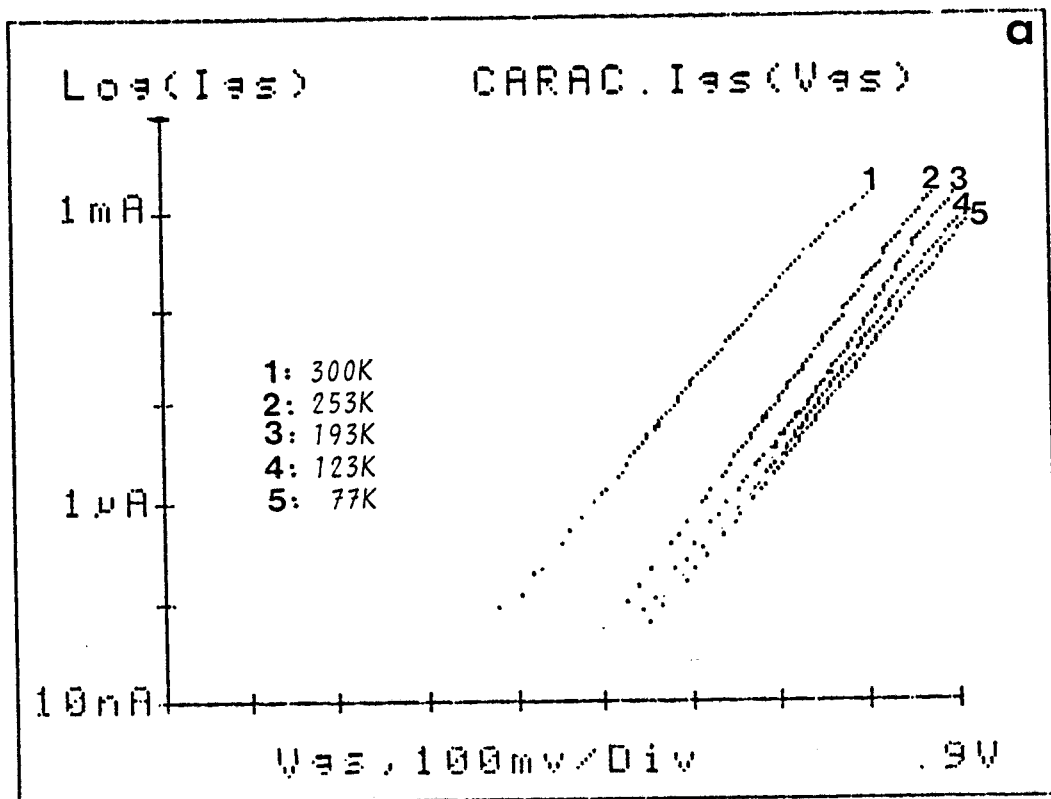


FIGURE III.2 : Caractéristiques directes de la diode Schottky pour différentes températures fixées des échantillons :

- a) n°521 (MBE)
- b) n°502 (MOCVD) .

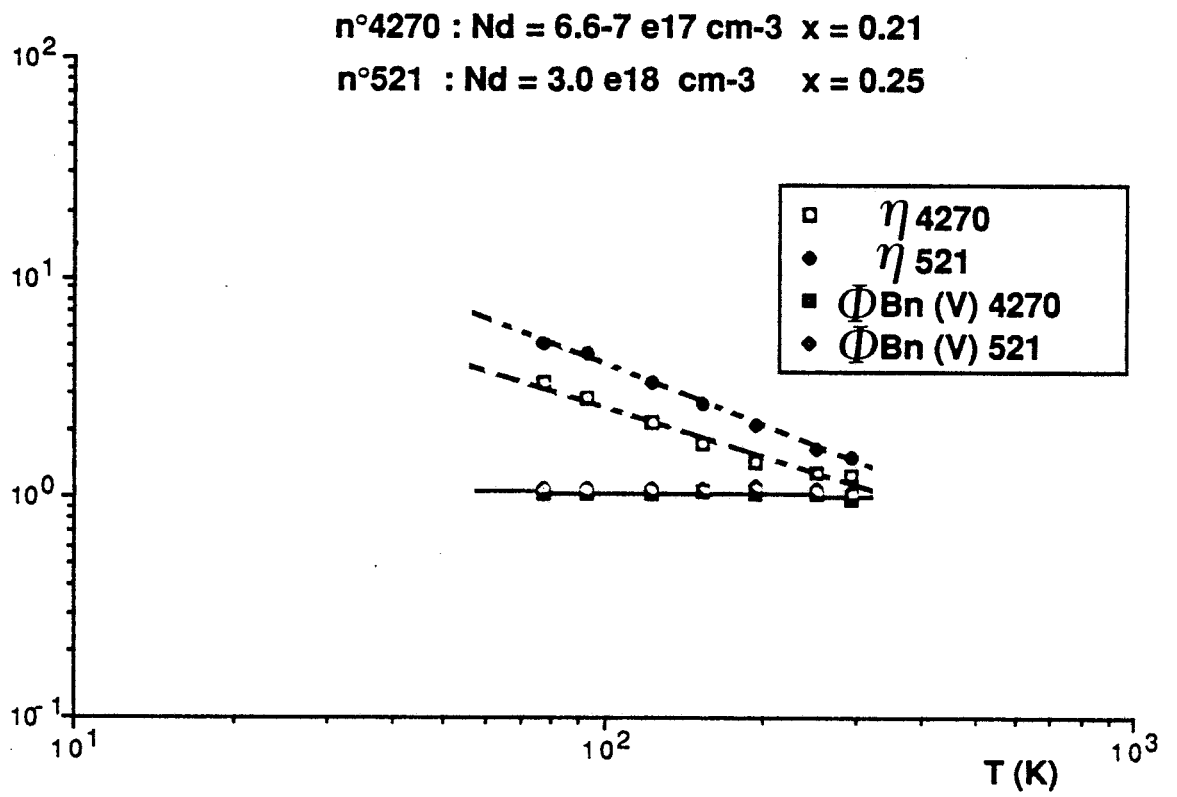


FIGURE III.3 : Evolutions de  $\eta$  (-----) et de  $\phi Bn$  (——) pour deux composants TEGFET types.

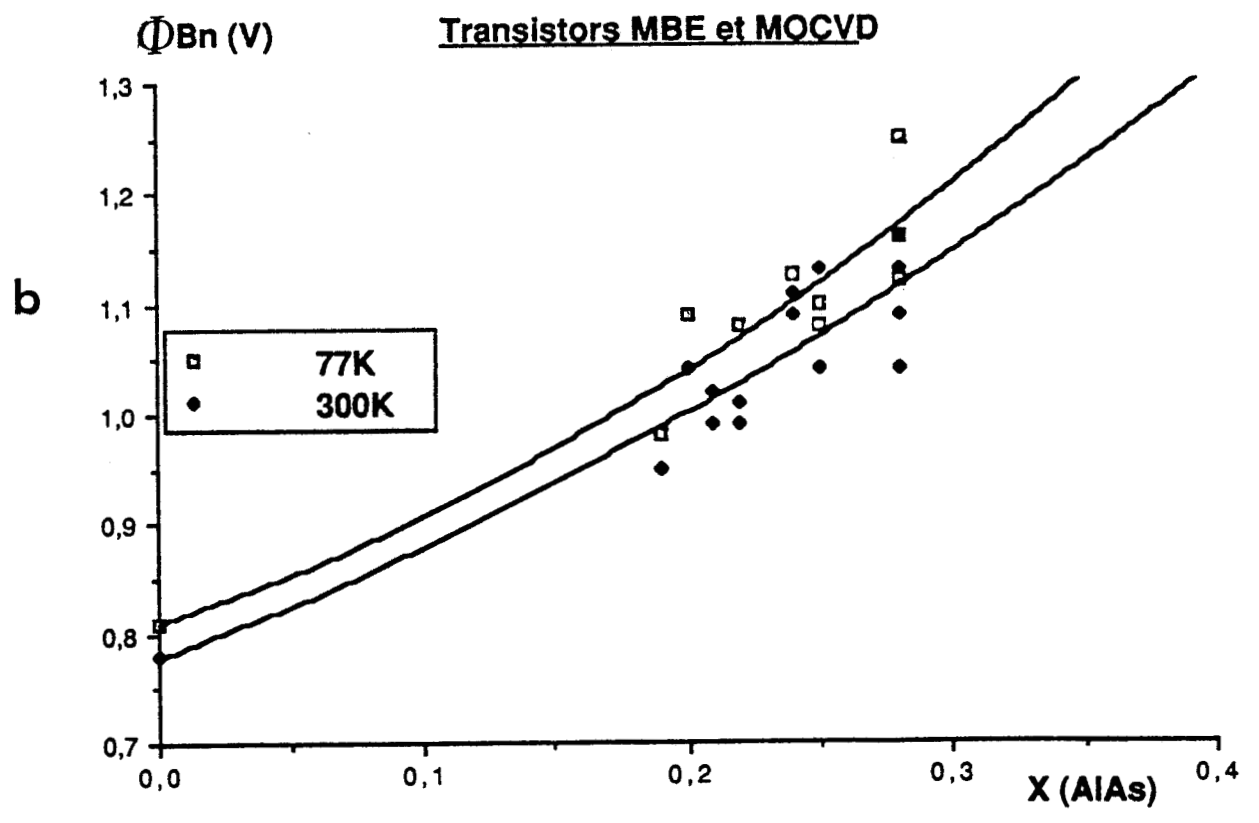
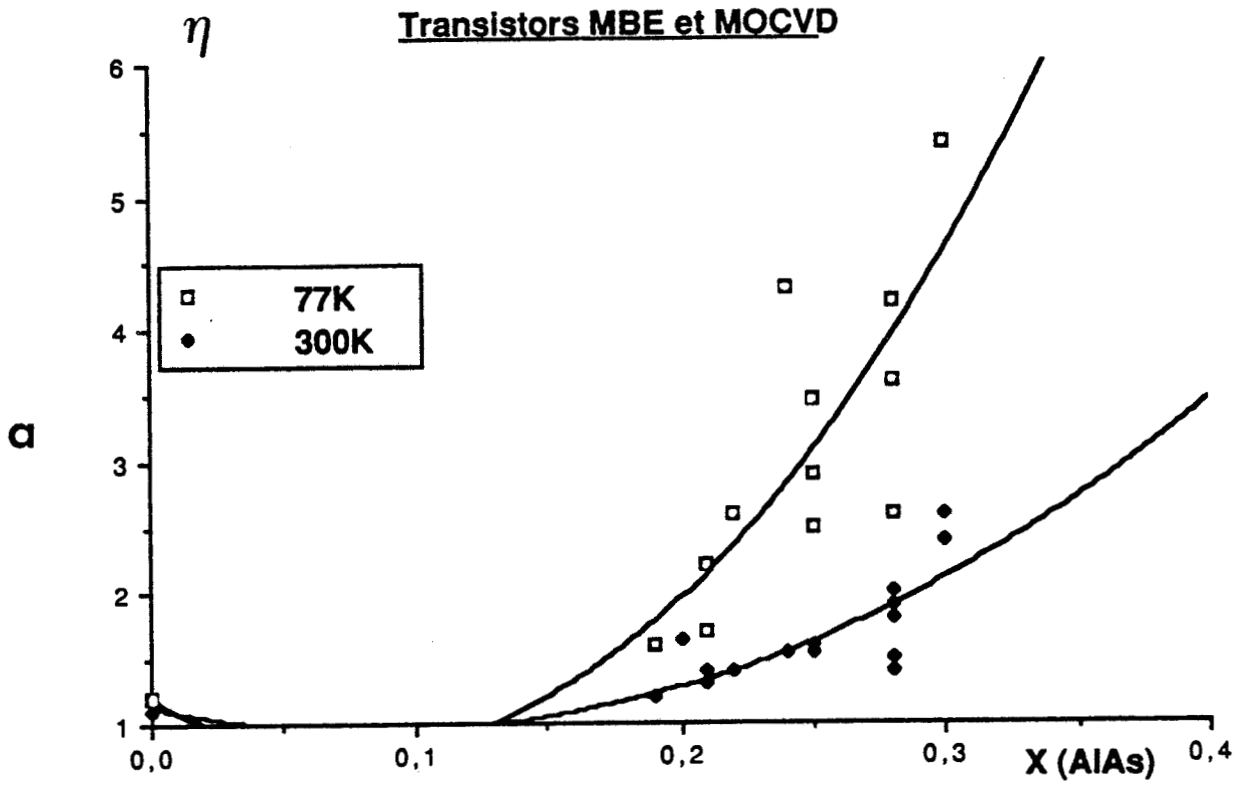


FIGURE III.4 : Evolutions de  $\eta$  (a) et de  $\phi_{Bn}$  (b) en fonction de la composition d'alliage.

Les caractéristiques déduites de l'étude en fonction de la température du contact Schottky sont rassemblées sur les figures III.2a et 2b pour deux transistors HEMT typiques (épitaxies MBE et MOCVD). On constate sur ces figures que les caractéristiques obtenues à basse température ne présentent pas de différences notables ; cependant lorsque la température s'accroît, le composant n°502 montre l'existence d'un courant de surface limite de l'ordre de  $1\mu\text{A}$  à 300K.

Les évolutions du coefficient  $\eta$  et de la hauteur de barrière  $\phi_{\text{Bn}}$  en fonction de la température (fig. III.3), montrent une forte augmentation du coefficient d'idéalité obtenue systématiquement sur tous les composants étudiés ( $0 < x < 0,3$ ). Elle traduit de la même manière, lorsque la température diminue, une augmentation de l'importance du passage d'un courant de type tunnel dans le modèle de la TFE.

Enfin, l'étude précise du contact métal-semiconducteur permet de faire ressortir également une très légère augmentation de la hauteur de barrière effective lorsque la température diminue. Ce résultat est cohérent avec les résultats que nous fournit la littérature [3], et  $\phi_{\text{Bn}}$  croît de 1,09 à 1,14 V entre 280K et 94K ( $x = 0,25$  et  $N_d = 4.10^{16}\text{A/cm}^3$ ). L'écart ainsi obtenu entre ces deux températures est à rapprocher des variations de la largeur de bande interdite de la couche d'AlGaAs avec la température.

Le dernier point de cette étude concerne la dépendance des paramètres  $\eta$  et  $\phi_{\text{Bn}}$  en fonction de la composition d'alliage. Les figures III.4a et 4b résument l'ensemble des résultats expérimentaux sur des épitaxies d'origine différente à 300K et à 77K. A température ambiante, le coefficient d'idéalité augmente rapidement avec le pourcentage d'aluminium, évolution accrue aux basses températures où l'on observe typiquement des valeurs comprises entre 2,5 et 3,5 ( $x = 0,25$ ). La concentration de dopants accentue cette tendance puisque des valeurs de 1,61 et 3,5 sont obtenues à basse température sur des jonctions  $\text{Au-(N)Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$  avec des concentrations de dopage de  $4.10^{16}\text{cm}^{-3}$  [3] et  $2.10^{18}\text{cm}^{-3}$  (transistor n°112). Quant à l'évolution de la hauteur de barrière effective avec  $x$ , à 300K et à 77K, peut être reliée au comportement de la structure de bande interdite du matériau AlGaAs.

En conclusion, la figure III.4b montre essentiellement la tenue du contact métal-semiconducteur, à 300K et à 77K, pour les valeurs de  $x$  et de  $N_d$ , différents selon les transistors TEGFET étudiés dans ce travail. De plus, les épitaxies réalisées indifféremment par MBE ou par MOCVD ne présentent pas de différences notables de comportement des contacts Schottky en fonction de la température.

### I.1.2. Résistances parasites de source et de drain

Un des problèmes dans la réalisation des transistors à effet de champ est l'optimisation des résistances parasites et notamment de la résistance de source puisque c'est une composante qui s'oppose à l'obtention de performances élevées dans toute application hyperfréquence.

#### I.1.2.1. Méthode d'exploitation

Une méthode expérimentale d'extraction des résistances parasites d'accès [4] des transistors à effet de champ, décrite dans la deuxième partie de ce mémoire, repose, rappelons-le sur l'exploitation de la caractéristique statique  $V_{ds}$  ( $I_{gs}$ ). Pour cela, les contacts de grille et de drain sont supposés au même potentiel. La pente de la courbe obtenue représente alors la résistance parasite de source à laquelle s'ajoute une partie  $R_i$  de la résistance distribuée dans le canal sous la grille [5] :

$$(4) \quad R_s + R_i = \frac{\delta V_{ds}}{\delta I_{gs}}$$

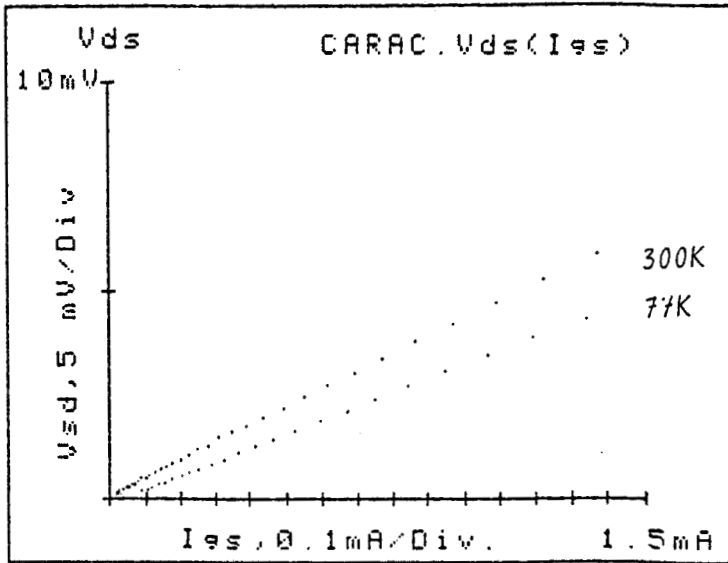


FIGURE III.5 : Evolution de la tension développée entre drain et source en fonction du courant  $I_{gs}$  pour deux températures fixées. Détermination de la résistance ( $R_s + R_i$ ).

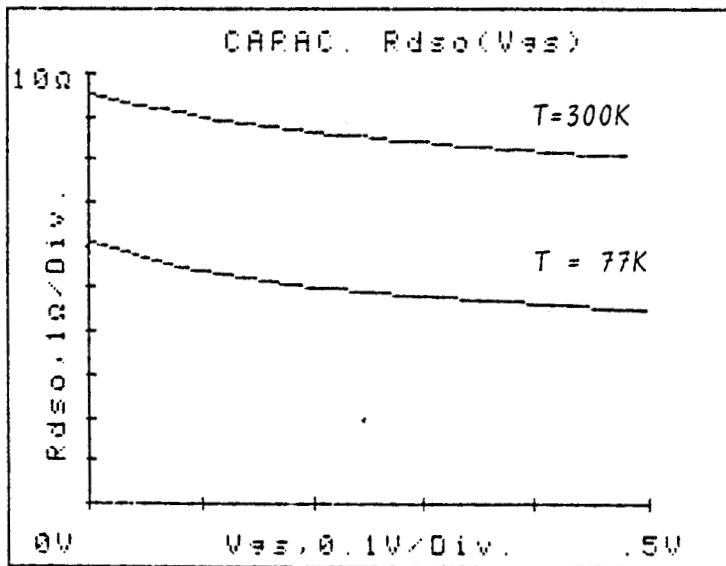


FIGURE III.6 : Evolution de la résistance drain-source en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour deux températures.

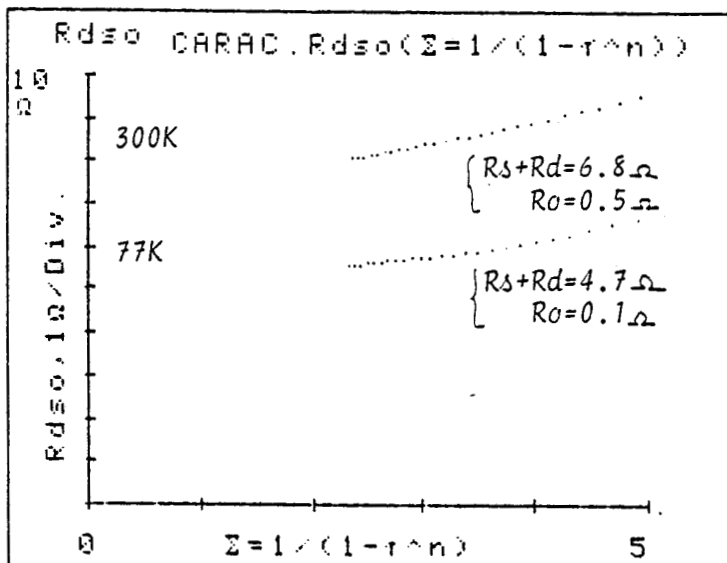


FIGURE III.7 : Evolution de la résistance  $R_{ds}(f(V_{gs}))$  et détermination de la résistance du canal  $R_o$  et de la somme des résistances d'accès ( $R_s + R_d$ ).

De manière tout à fait symétrique, on peut déduire la résistance entre grille et drain :

$$(5) \quad R_d + R_i = \frac{\delta V_{sd}}{\delta I_{gd}}$$

A titre d'exemple, nous avons regroupé sur la figure III.5 les caractéristiques  $V_{ds} (I_{gs})$  d'un transistor à hétérojonction AlGaAs/GaAs pour deux températures. On en déduit une diminution de la résistance ( $R_s + R_i$ ) de  $3,6 \Omega$  à  $2,5 \Omega$  à 300K et 77K pour un composant typique ( $Z = 200\mu\text{m}$ ).

Malheureusement, les deux mesures précédentes ne suffisent pas pour permettre d'extraire séparément les valeurs des résistances de source et de drain. Pour cela, il est nécessaire d'y associer la mesure de la résistance entre drain et source  $R_{ds} (V_{gs})$  à canal ouvert, obtenue en régime statique (Fig. III.6). Puis, l'exploitation de cette caractéristique permet d'en extraire aisément la résistance du canal  $R_o$  et la somme des résistances d'accès  $R_s + R_d$  (Fig. III.7) :

$$(6) \quad R_{ds} (V_{gs}) = R_s + R_d + \frac{R_o}{1 - \left( \frac{\phi_{Bn} - V_{gs}}{W_{00}} \right)^{1/2}}$$

où  $\phi_{Bn}$  représente la hauteur de barrière de la jonction et  $W_{00}$  la tension de seuil du composant.

Les évolutions données par cette expression étant bien vérifiées expérimentalement, cette dernière permet d'accéder, lorsqu'elle est associée aux caractéristiques de la grille polarisée



en direct, aux valeurs des résistances de source et de drain pour toute température, ceci avec une bonne précision.

La réalisation des résistances de source et de drain, à partir d'une même technologie sur des échantillons à structure conventionnelle de type MESFET et HEMT, conduisent aux résultats de caractérisation rassemblés dans le tableau 1. Ils mettent en évidence des valeurs de résistances d'accès nettement supérieures pour les composants à hétérojonction.

Lg = 0,3 $\mu$ m	HEMT	MESFET
	NEC NE 202	NEC 673
Rs + Ri ( $\Omega$ )	0,96	0,87
Rd + Ri ( $\Omega$ )	1,46	0,96
Rs + Rd ( $\Omega$ )	1,96	0,69

**TABLEAU 1**

La résistance de source du transistor à hétérojonction est égale à 0,7 $\Omega$ .mm, tandis que l'on obtient 0,3 $\Omega$ .mm pour la structure MESFET. C'est l'origine de cet écart que nous envisageons d'étudier dans la suite de cette étude.

#### **I.1.2.2. Structure des résistances d'accès**

La résistance de source d'un transistor peut s'exprimer comme étant la contribution d'une résistance de contact ohmique, à laquelle vient s'ajouter celle de la zone d'accès qui relie la source au canal sous la grille.

La résistance de contact  $R_c$  inclut la résistance de métallisation de source, la résistance du semiconducteur sous le contact métallique et enfin la résistance entre le contact et la zone d'accès. Sa valeur dépend fortement de l'état de l'art de la fabrication et les meilleurs résultats obtenus dans ce domaine se situent autour de  $0,035 \Omega \cdot \text{mm}$  [6]. Ainsi, la résistance  $R_c$  ne représente que quelques % de la résistance totale de source.

L'introduction d'une couche superficielle surdopée ou cap-layer de  $N^+$  - GaAs proposée à l'origine par DAMBKES et al [7], améliore la fabrication technologique des composants, notamment en raison d'une plus grande facilité pour réaliser de bons contacts électriques et métallurgiques sur le matériau GaAs que sur l'AlGaAs plus instable. Un procédé technologique utilisé pour la réalisation des contacts ohmiques de source et de drain, consiste à effectuer le dépôt sous vide des métaux Au-Ge-Ni pour les composants de type N, cette opération étant suivie d'un recuit thermique entre  $440^\circ\text{C}$  et  $500^\circ\text{C}$  dans un intervalle de temps compris entre 5 et 30s.

Typiquement, les valeurs obtenues sont inférieures à  $0,2\Omega \cdot \text{mm}$  pour les applications microondes récentes [8, 9, 10].

Notons également que des résultats comparables peuvent être obtenus par la technique de grille auto-alignée pour la réalisation d'un composant à hétérojonction AlGaAs/GaAs où les régions ( $N^+$ ) de source et de drain sont formées par implantation d'ions Si. La résistance de contact pour ce type d'échantillons est de l'ordre de  $0,2\Omega \cdot \text{mm}$  [11].

La réalisation du contact ohmique repose sur la diffusion de l'eutectique AuGe-Ni perpendiculairement à la structure et il peut être alors intéressant de connaître sa profondeur de pénétration dans la structure même du composant. Les résultats concernant l'étude de profils obtenus par Spectroscopie Electronique Auger (AES) sur des contacts alliés, montrent que le profil de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs s'estompe [12]. DRUMMOND et al concluent sur la destruc-

ZONE DESERTEE  
EN SURFACE

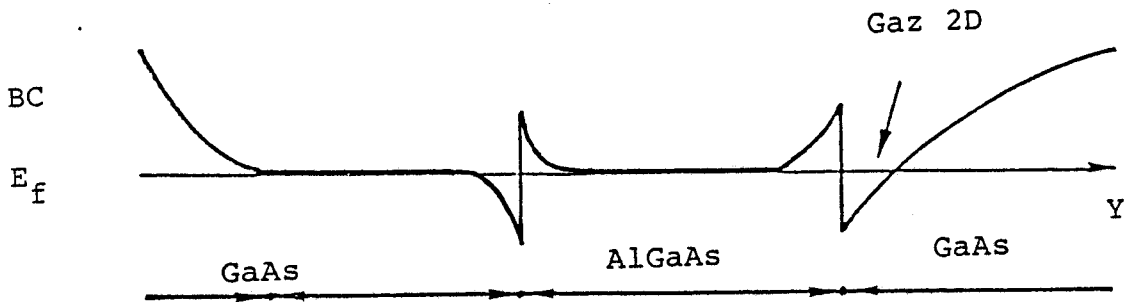


FIGURE III.8 : Evolution de la structure de bande perpendiculairement à l'interface dans les zones d'accès du transistor à hétérojonction et influence du potentiel de surface.

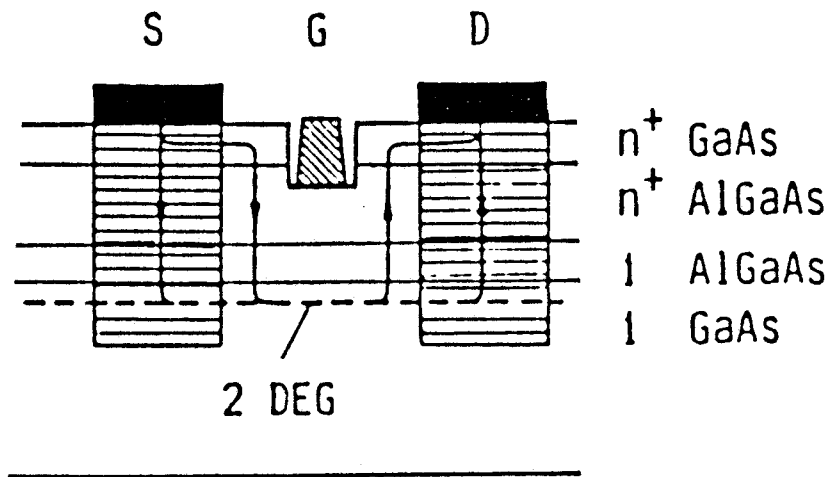


FIGURE III.9 : Structure d'un transistor à hétérojonction et rôle du cap-layer dans les zones d'accès.

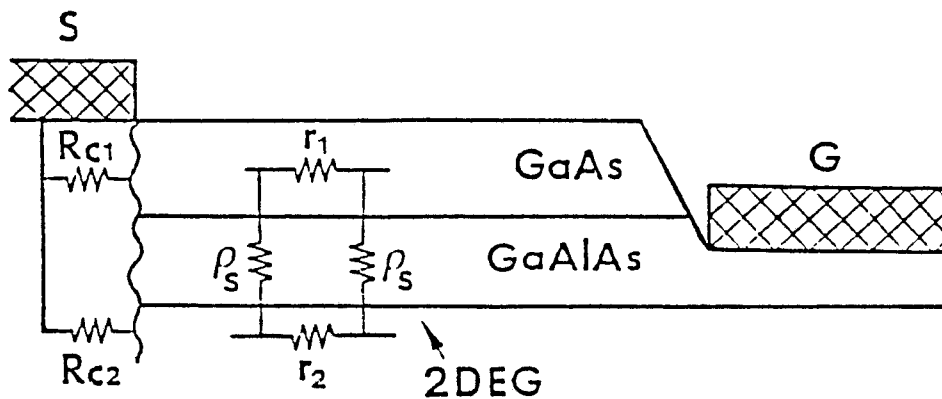


FIGURE III.10 : Représentation schématique de la zone d'accès entre source et grille du HEMT et localisation des principaux paramètres technologiques.

tion totale du gaz d'électrons bidimensionnel sous le contact métallique liée à la présence de l'amalgame formé par le métal déposé AuGe-Ni et la couche semiconductrice.

Les études en température de la résistance de contact montrent une nette dégradation de  $R_c$  [13]. Typiquement, la valeur de la résistance de contact évolue de 0,2 à 0,4  $\Omega$ .mm de 300K à 77K [14].

En conséquence, compte-tenu des valeurs actuelles de la résistance de contact, on s'aperçoit que la contribution majeure à la résistance de source est avant tout, la résistance d'accès qui sépare le contact de source au canal sous la grille. La valeur de cette résistance dépend essentiellement des paramètres de l'épitaxie, à savoir :

- la couche superficielle de GaAs
- la couche dopée d'AlGaAs
- la couche d'accumulation

Ainsi, la réduction des zones d'accès dans la région grille-source Lsg ou la région grille-drain Lgd, contribue à limiter favorablement les résistances d'accès de source et de drain, en particulier pour les composants dont les résistances de contact sont très optimisées.

### I.1.2.3. Schéma équivalent de la résistance d'accès

L'empilement successif des différentes couches qui constituent la structure des zones d'accès du transistor à hétérojonction AlGaAs/GaAs donne l'évolution de la structure de bande perpendiculairement à l'épitaxie représentée sur la figure III.8 où l'influence d'un potentiel de surface sur la couche d'AsGa superficielle peut intervenir.

Le rôle du cap-layer est également la diminution de la résistance d'accès par l'apport d'un courant de conduction supplémentaire proche du canal sous la grille [7], comme cela est montré sur la figure III.9.

Cependant, cet effet est limité par la présence de la zone désertée due aux hétérojonctions GaAs N<sup>+</sup>/AlGaAs et AlGaAs/GaAs nid. LEE et CROWELL ont montré que le passage du courant de la couche surdopée GaAs N<sup>+</sup> vers la couche d'accumulation s'effectue à travers ces régions dépeuplées, essentiellement par effet tunnel [15], ceci en raison des concentrations de dopage extrêmement élevées ( $1-3 \cdot 10^{18} \text{At/cm}^3$ ). Dans ce cas, la couche d'AlGaAs contribue à la résistance d'accès sous la forme d'une conductance perpendiculaire à la structure ; elle relie les éléments distribués de la couche surdopée au gaz d'électrons. L'étude de la conductance transverse effectuée à 300K et à 77K, montre que celle-ci est fortement réduite lorsque la température diminue. Typiquement, la conductance transverse varie de  $1,2 \cdot 10^5$  à  $0,9 \cdot 10^4 \Omega^{-1} \text{cm}^2$  pour une hétérojonction AlGaAs/GaAs.

Un modèle théorique complet de la résistance d'accès de source a été développé par FEUER [16]. Il prend en compte les principaux paramètres déduits de la réalisation technologique de la zone d'accès entre source et grille du HEMT (figure III.10) notamment :

- les résistances carrées de la couche surdopée superficielle et du gaz 2D ( $r_1$  et  $r_2$  en  $\Omega$ )
- les résistances de contact de la couche superficielle et du gaz 2D ( $Rc_1$  et  $Rc_2$  en  $\Omega \cdot \text{mm}$ )
- la distance source-grille  $L_{sg}$  (en  $\mu\text{m}$ )
- la résistivité transverse  $\rho_s$  dans la structure à hétérojonction (en  $\Omega \cdot \text{cm}^2$ )

L'analyse du schéma représentatif permet d'aboutir à l'expression analytique de la résistance de source :

$$R_s = \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} L_{sg} + \frac{1}{(r_1+r_2)} \frac{\alpha + \beta \operatorname{ch}(kL_{sg}) + \gamma k \operatorname{sh}(kL_{sg})}{(r_1+r_2) \operatorname{ch}(kL_{sg}) + (R_{c1}+R_{c2})k \operatorname{sh}(kL_{sg})} \quad (7)$$

$$\text{où } k = \left( \frac{r_1 + r_2}{\rho_s} \right)^{1/2}$$

$$\alpha = 2 r_1 (r_2 R_{c2} - r_2 R_{c1})$$

$$\beta = 2 r_2^2 R_{c1} + (r_1^2 + r_2^2) R_{c2}$$

$$\text{et } \gamma = (r_1 + r_2) R_{c1} R_{c2} + \rho_s r_2^2$$

Nous pouvons alors essayer de prévoir quel sera le comportement de la résistance d'accès aux températures cryogéniques à partir de ce modèle ; pour cela, nous avons vu que la résistivité transverse croît très vite ( $\rho_{s77k} \gg \rho_{s300k}$ ) et l'expression de  $R_s$  peut alors s'écrire plus simplement :

$$(8) \quad (R_s)_{BT} = r_2 L_{sg} + R_{c2}$$

La figure III.10 permet également d'en déduire facilement cette expression lorsque le courant de conduction proche de l'électrode de grille est négligeable.

L'expression simplifiée de la résistance de source dépend directement de la résistance de contact du gaz 2D dont les données expérimentales montrent une tendance à croître, auquel il faut ajouter la résistance carrée du gaz 2D pondérée par la distance source-grille.

### Transistor n°112

Vds = 0

Mobilité (m<sup>2</sup>/Vs)

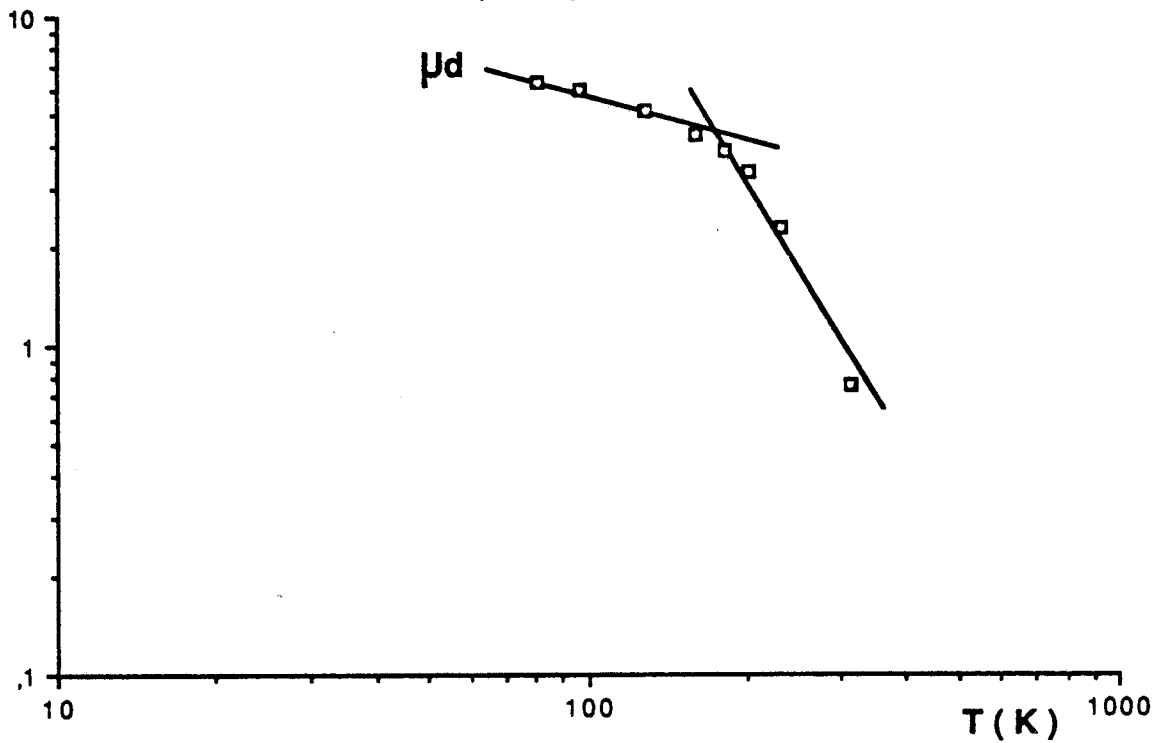


FIGURE III.11 : Evolution de la mobilité électronique dans la couche d'accumulation en fonction de la température d'un transistor de la série n°112.

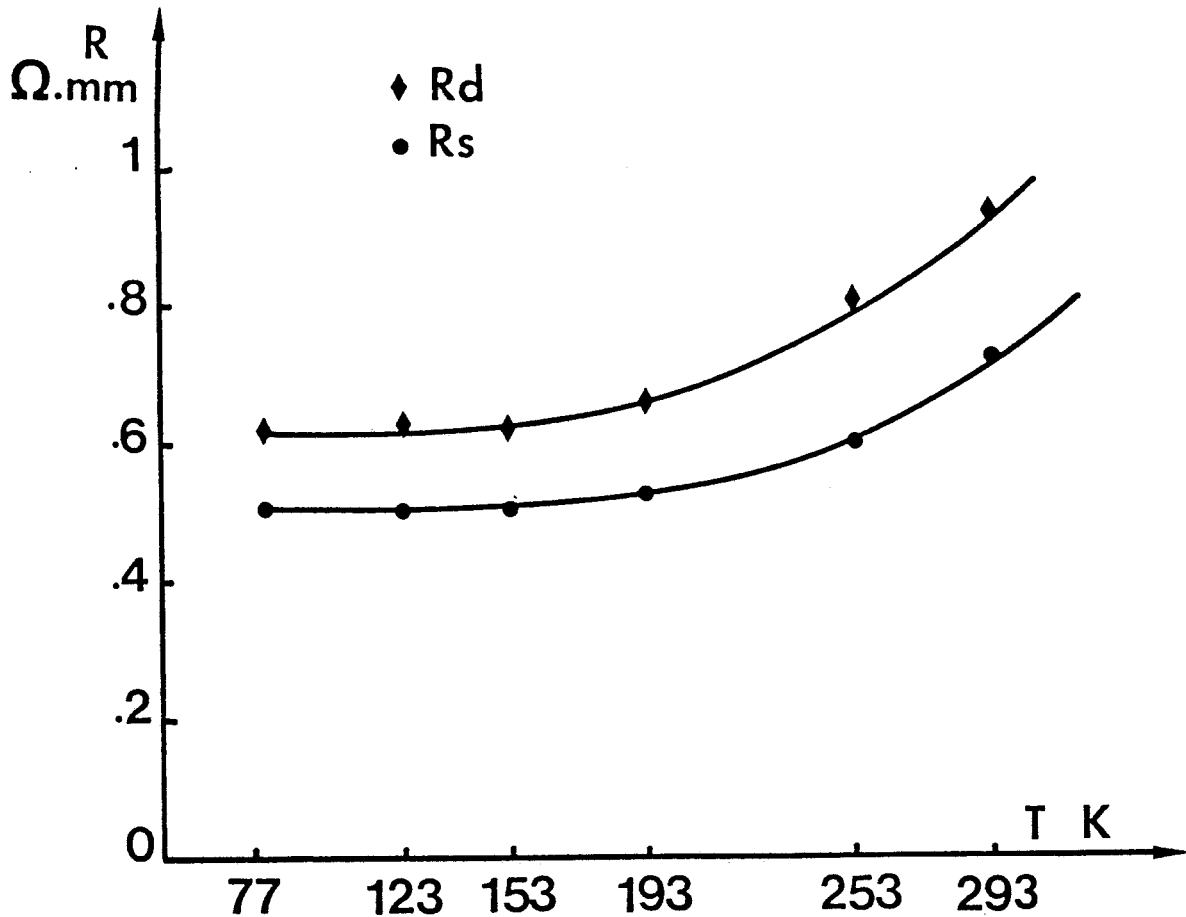


FIGURE III.12 : Evolutions des résistances d'accès de source et de drain avec la température d'un échantillon HEMT représentatif.

La résistance du gaz bénéficie amplement de l'amélioration de la mobilité électronique dans la couche d'accumulation avec la température, amélioration dont un exemple d'évolution expérimentale est présenté sur la figure III.11 et peut s'écrire :

$$(9) \quad r_2 = \frac{L_{sg}}{q N_s \mu_{2d} Z}$$

où  $\mu_{2d}$  représente la mobilité dans le gaz  
et  $N_s$  la densité de porteurs surfacique dans le canal.

Ceci revient à écrire que  $r_2$  diminue approximativement d'une décade en tenant compte uniquement de l'amélioration de la mobilité qui évolue significativement avec la température [17]. Cette expression met en évidence le rôle positif de  $\mu_{2d}$  sur la valeur de la résistance d'accès de source.

#### I.1.2.4. Evolution expérimentale avec la température

Notre étude a bénéficié d'un grand nombre d'échantillons de caractéristiques technologiques très variées et l'évolution des résistances d'accès de source et de drain pour chacun d'entre eux a pu être déduite expérimentalement. La figure III.12 montre pour un échantillon représentatif, la diminution des résistances d'accès et notamment de la résistance de source en fonction de la température. La variation obtenue des résistances d'accès est très importante jusque 193K, puis elle tend à devenir moindre jusque 77K. La diminution obtenue met en évidence pleinement l'intérêt d'une utilisation du composant HEMT à basse température.

Dans les composants récents, pour lesquels une couche superficielle de GaAs est systématiquement utilisée pour réduire la résistance d'accès de source, il est nécessaire de faire une étude en



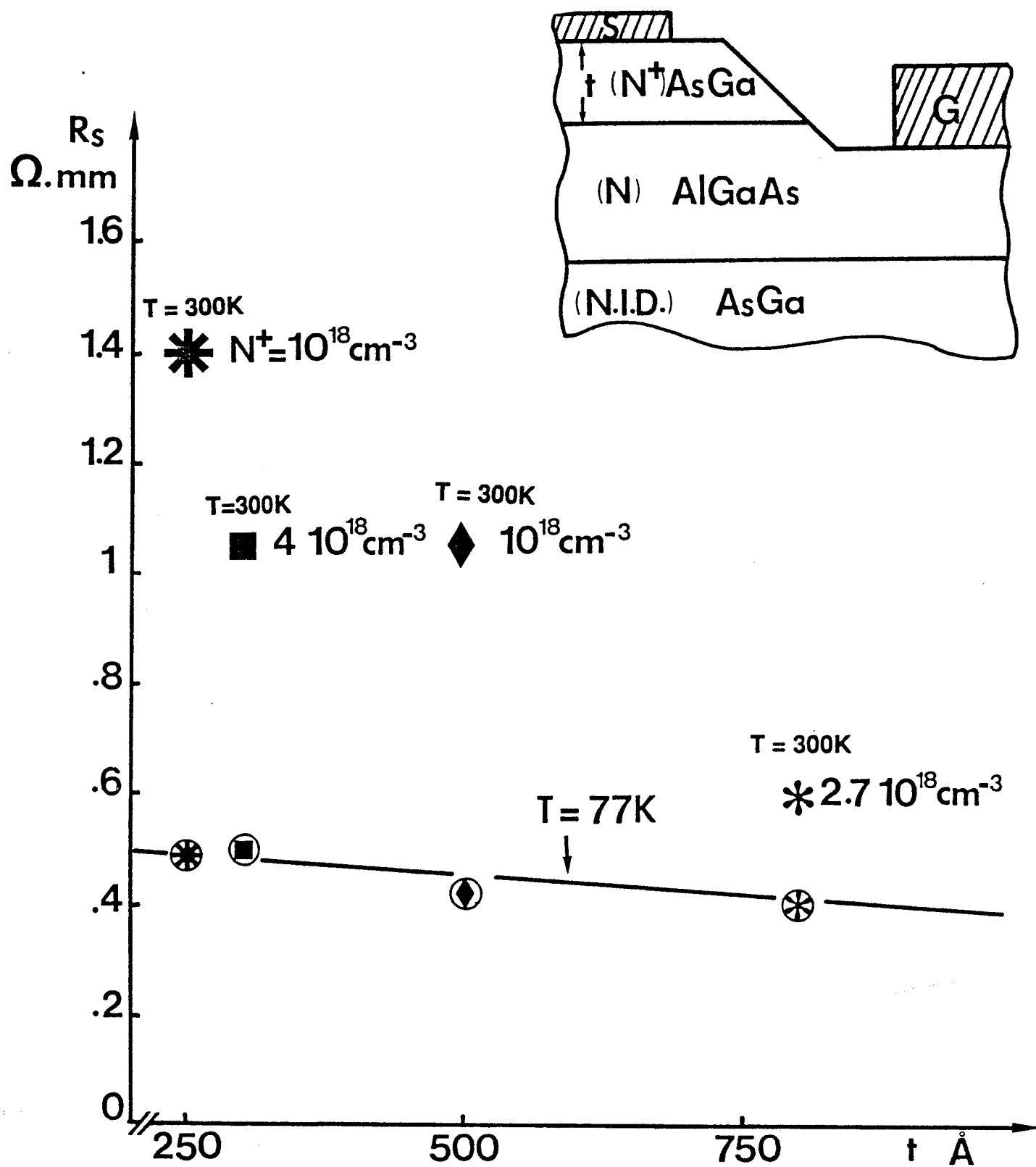


FIGURE III.13 : Influence des paramètres technologiques de la couche de GaAs superficielle (épaisseur  $t$  et concentration d'atomes dopants) sur la valeur de la résistance de source à 300K et à 77K (—).

fonction des paramètres technologiques de l'épitaxie et en particulier du cap-layer. Pour cela, nous disposons de la série de transistors HEMT à grille submicronique mis à notre disposition par le LEP, dont les paramètres caractéristiques des épitaxies sont rassemblés dans le tableau 2.

La valeur de la résistance de source déduite à partir des caractéristiques de grille en direct à 300K et à 77K est représentée en fonction de l'épaisseur de la couche superficielle (figure III.13). La concentration de dopants dans l'AsGa est également indiquée pour chaque épitaxie.

A température ambiante, la résistance  $R_s$  diminue fortement si la concentration de dopage ou l'épaisseur de GaAs prennent des valeurs importantes. Ainsi, le lot de transistor n°522 bénéficie simultanément de ces conclusions et possède une résistance de source globalement 50% plus faible que les lots de transistors n° 502-516-517 qui présentent une structure identique. Dans ce cas, la valeur de la résistance de source  $R_s$  peut se rapprocher des meilleurs résultats technologiques publiés dans la littérature.

Ceci peut s'expliquer par l'amélioration de la résistivité tunnel  $\rho_s$  de l'hétérojonction (N<sup>+</sup>)-GaAs/(N)-AlGaAs lorsque le dopage augmente et par une diminution de la résistance carrée  $r_1$  du cap-layer.

La présence éventuelle d'un potentiel de surface (typiquement 0,6V) sur la couche superficielle d'AsGa a pour conséquence de désorienter le semiconducteur sur une épaisseur qui peut atteindre 100 à 300Å et dont il est nécessaire de tenir compte pour la définition de la couche épitaxiale.

A la température de l'azote liquide, au contraire, la dépendance de  $R_s$  est beaucoup moins prononcée et sa valeur est sensiblement égale à 0,5  $\Omega$ .mm. Ce comportement est en très bon accord avec l'expression simplifiée de la résistance de source à basse température

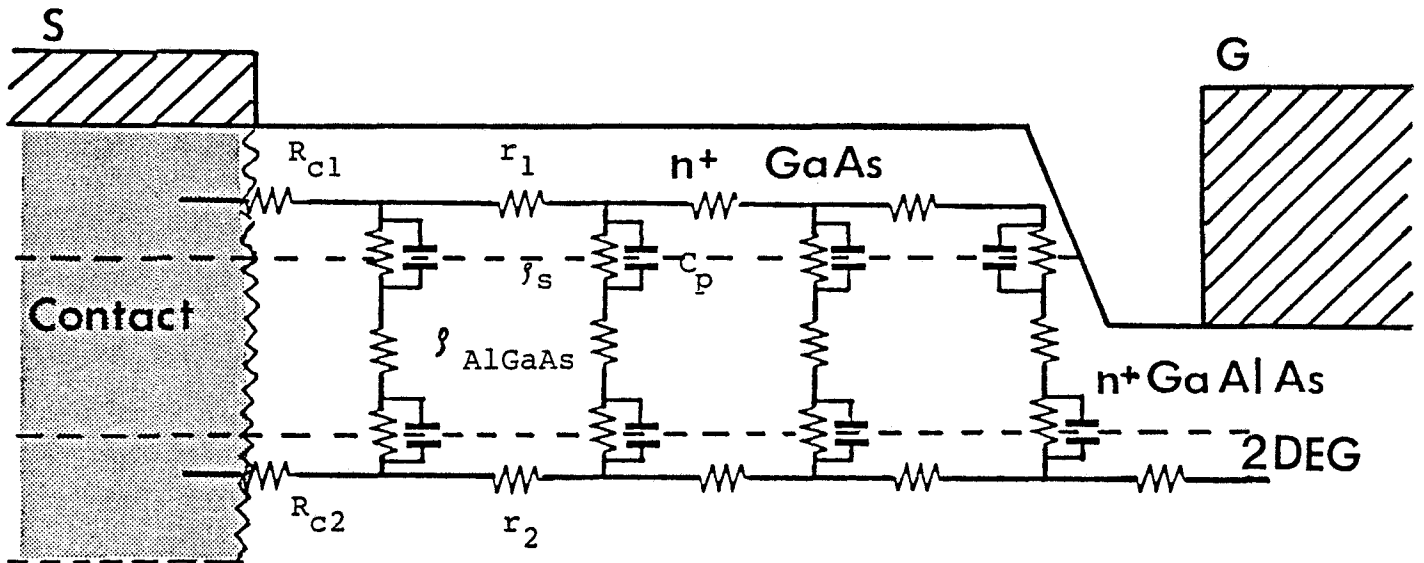


FIGURE III.14 : Représentation schématique de la zone d'accès entre source et grille en régime dynamique d'un transistor à hétérojonction.

Echantillon n°	X (%AlAs)	AlGaAs (n)			AsGa (n <sup>+</sup> )	
		Nd (10 <sup>18</sup> At/cm <sup>3</sup> )	A (Å)	e (Å)	(10 <sup>18</sup> At/cm <sup>3</sup> )	t (Å)
502*	0.28	0.9	380	20	1	250
516*	0.28	1	500	0	1	250
518*	0.28	1	500	0	1	500
521	0.25	3	400	10	4	300
522	0.22	1	1000	20	2.7	800
526*	0.28	2.5	400	0	2	400

TABLEAU 2 : paramètres technologiques des épitaxies (échantillons LEP).

que nous avons pu établir lorsque la résistivité transverse à travers une hétérojonction est importante. Ainsi, la résistance de source devient à basse température indépendante des paramètres technologiques de la couche superficielle d'AsGa, évolution confirmée par notre étude expérimentale de la résistance  $R_s$ .

La résistance carrée du gaz 2D  $r_2$ , devenant très faible à 77K puisque la mobilité électronique dans la couche d'accumulation s'améliore nettement à cette température, la valeur limite de  $R_s$  peut donc être attribuée essentiellement à la résistance de contact du gaz bidimensionnel  $R_{c2}$ .

On observe cependant une légère diminution de la résistance lorsque l'épaisseur de la couche surdopée d'AsGa croît de 250 à 800 Å et ceci indépendamment de la concentration de dopant. Ceci semble démontrer qu'il est nécessaire de disposer d'une couche d'AsGa ayant une épaisseur suffisante afin d'améliorer la bonne tenue de la résistance de contact  $R_{c2}$  pour l'optimisation de la résistance de source du transistor à hétérojonction en fonctionnement basses températures.

Sur la figure III.13, on constate que le comportement de la résistance  $R_s$  à 77K ne dépend pas de la technique de croissance employée pour la conception de l'épitaxie.

#### I.1.2.5. Rôle de la fréquence

Toute cette étude ne concerne que le comportement en régime statique du composant HEMT pour lequel le passage du courant du cap-layer vers le gaz 2D est représenté par une résistivité transverse  $\rho_s$ . En régime dynamique, et plus particulièrement en régime hyperfréquences, il est nécessaire de tenir compte d'un courant de déplacement dû à la présence d'un effet capacitif qui s'ajoute à la conductivité de chacune des hétérojonctions, comme cela est illustré sur la représentation schématique de la zone d'accès entre source et grille (figure III.14).

L'introduction de ce dipôle capacitif s'obtient en substituant dans les expressions intermédiaires de la résistance de source, la résistivité  $\rho_{SDC}$  par :

$$(10) \quad \rho_{S_{HF}} = \frac{\rho_{SDC}}{1 + j\omega \rho_{SDC} C_p} + \rho_{AlGaAs}$$

où  $\rho_{AlGaAs}$  représente la résistivité perpendiculaire de la couche d'AlGaAs non déplétée et peut être négligée dans les composants HEMT à structure conventionnelle.

Dans cette expression,  $C_p$  représente la capacité associée à la zone désertée dans l'AlGaAs de l'hétérojonction. En première approximation,  $C_p$  peut s'écrire :

$$(11) \quad C_p = \frac{\epsilon_{AlGaAs}}{\frac{N_s}{N_D} + 80 \text{ \AA}}$$

Elle permet de traduire le comportement fréquentiel de  $R_s$  [17, 18].

Cependant, l'expression de la résistance de source en fonction de la fréquence repose sur l'hypothèse suivante : la résistance transverse  $\rho_s$  est due essentiellement à la contribution de l'hétérojonction N-AlGaAs/nid-GaAs tandis que de faibles pertes ohmiques apparaissent au niveau de l'hétérojonction N<sup>+</sup>-AsGa/N-AlGaAs. Cette hypothèse est justifiée par les études théoriques effectuées sur ce point par LEE et CROWELL [15] et dans notre laboratoire par TEMCAMANI [19], ceci d'autant plus que la température diminue.

A titre d'illustration, nous donnons un exemple quantitatif d'évolution de la résistance parasite  $R_s$  calculée à partir du modèle

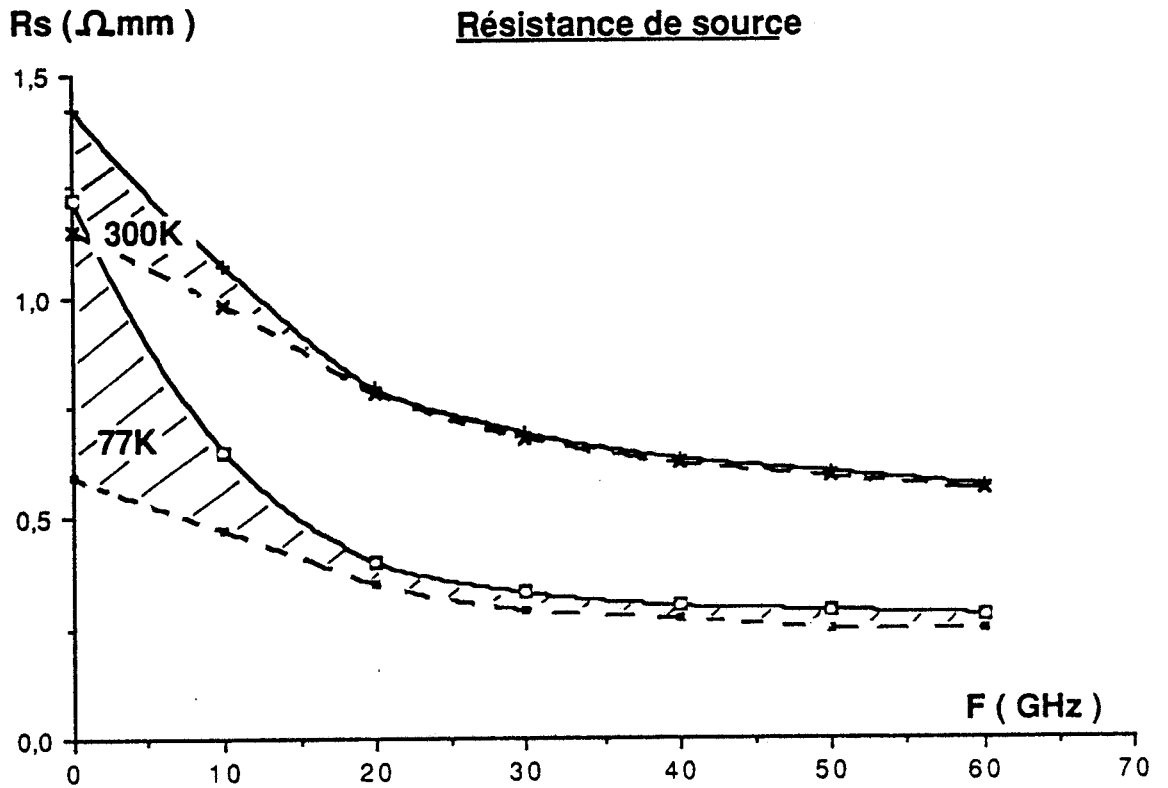


FIGURE III.15 : Evolution théorique de la résistance de source  $R_s$  en fonction de la fréquence pour deux températures fixées ( $Z=1$  mm;  $r_1=100\Omega$ ;  $R_{c1}=0.2\Omega\text{.mm}$  et  $C_p=1.4 \cdot 10^{-6}\text{F/cm}^2$ ).

Deux valeurs de la résistance de contact au gaz 2D sont considérées :  $R_{c2}=1.2\Omega\text{.mm}$  (——) et  $0.5\Omega\text{.mm}$  (-----).

T (K)	$r_2$ ( $\Omega\text{.mm}$ )	$\rho_s$ ( $\Omega\text{cm}^2$ )
300	1000	$2 \cdot 10^{-5}$
77	100	$20 \cdot 10^{-5}$

TABLEAU 3.

décrit ci-dessus du continu jusque 60 GHz, à 300K et à 77K ; nous avons adopté pour cela les valeurs de la résistance carrée du gaz  $2D(r_2)$  et de la résistivité transverse ( $\rho_s$ ) à ces deux températures. Nous avons étudié par ailleurs l'influence de la résistance de contact du gaz ( $R_{C2}$ ) dont nous avons vu l'importance à basse température en régime statique. L'ensemble des paramètres de la résistance  $R_s$  sont résumés dans le tableau 3.

L'évolution de la résistance  $R_s$  avec la fréquence (figure III.15) permet de dresser les conclusions suivantes :

- en basse fréquence, le rôle de la résistance de contact  $R_{C2}$  du gaz 2D est fondamental à 77K, d'où la nécessité de parvenir à l'optimisation de sa valeur. Son influence est très rapidement atténuée lorsque la fréquence augmente.

- en régime hyperfréquences à basse température, la résistance  $R_s$  tend, dans chacun des cas, vers une valeur limite minimale et l'expression de la résistance de source peut alors se simplifier :

$$(12) \quad (R_s)_{f \rightarrow \infty} = \frac{R_{C1} R_{C2}}{R_{C1} + R_{C2}} + \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} L_{sg}$$

où  $R_s$  ne dépend dans cette expression que des résistances au niveau des couches d'AsGa ( $N^+$ ) ou (nid).

Ce qui signifie que, vu les ordres de grandeur de la résistance carrée du gaz 2D et de la longueur  $L_{sg}$  (tableau 3), il est nécessaire d'optimiser  $R_{C1}$  et  $r_1$  tout en favorisant au mieux l'amélioration de la mobilité électronique dans le gaz 2D.

### I.1.2.6. Conclusion

Nous avons effectué dans ce paragraphe l'étude de la résistance de source en fonction de la température et des paramètres technologiques de l'épithaxie. Elle a permis de mettre en évidence le rôle essentiel de la couche très dopée superficielle à température ambiante et de la résistance de contact du gaz 2D aux températures cryogéniques.

La réalisation des zones d'accès de source et de drain en associant à la structure de l'épithaxie un cap-layer permet une exploitation intéressante des propriétés bidimensionnelles de l'hétérojonction au niveau du gaz.

A l'opposé, les composants utilisant les techniques de grille autoalignées pour lesquelles les régions ( $N^+$ ) de source et de drain sont réalisées par implantation d'ions Si [11], ne bénéficient pas de la diminution des résistances des zones d'accès. Leur comportement en température est plus proche des systèmes tridimensionnels [20].



### I.1.3. Mobilité électronique en fonction de la température

#### INTRODUCTION

La mesure de la mobilité électronique par magnétorésistance est basée sur la variation de la résistance entre source et drain  $R_{ds}$  ( $V_{gs}$ ) avec ou sans l'application d'un champ magnétique (1 tesla). L'exploitation des caractéristiques permet d'en déduire la mobilité moyenne des transistors à hétérojonction AlGaAs/GaAs, ainsi que le profil de mobilité différentielle de la couche d'accumulation créée dans le puits de potentiel. Cette mesure est effectuée pour toute température, la régulation étant assurée à l'aide d'un cryostat à circulation d'azote liquide.

La méthode d'exploitation utilisée a été décrite dans la seconde partie de ce travail, nous nous intéressons ici à l'amélioration de la mobilité électronique en basse température, ceci en fonction des principaux paramètres technologiques des épitaxies du transistor.

Une étude systématique a été effectuée sur différents échantillons dont les données technologiques sont rassemblées dans le tableau 4.

Notons que l'ensemble des résultats que nous présentons dans cette étude, sont issus d'une caractérisation systématique du composant en l'absence de tout éclairage extérieur dans le dispositif de mise en froid. Ce dernier ne nous permet pas d'envisager le comportement du composant soumis à un éclairage, condition faisant intervenir les mécanismes de photoconductivité persistante à basse température évoqués dans le second chapitre.

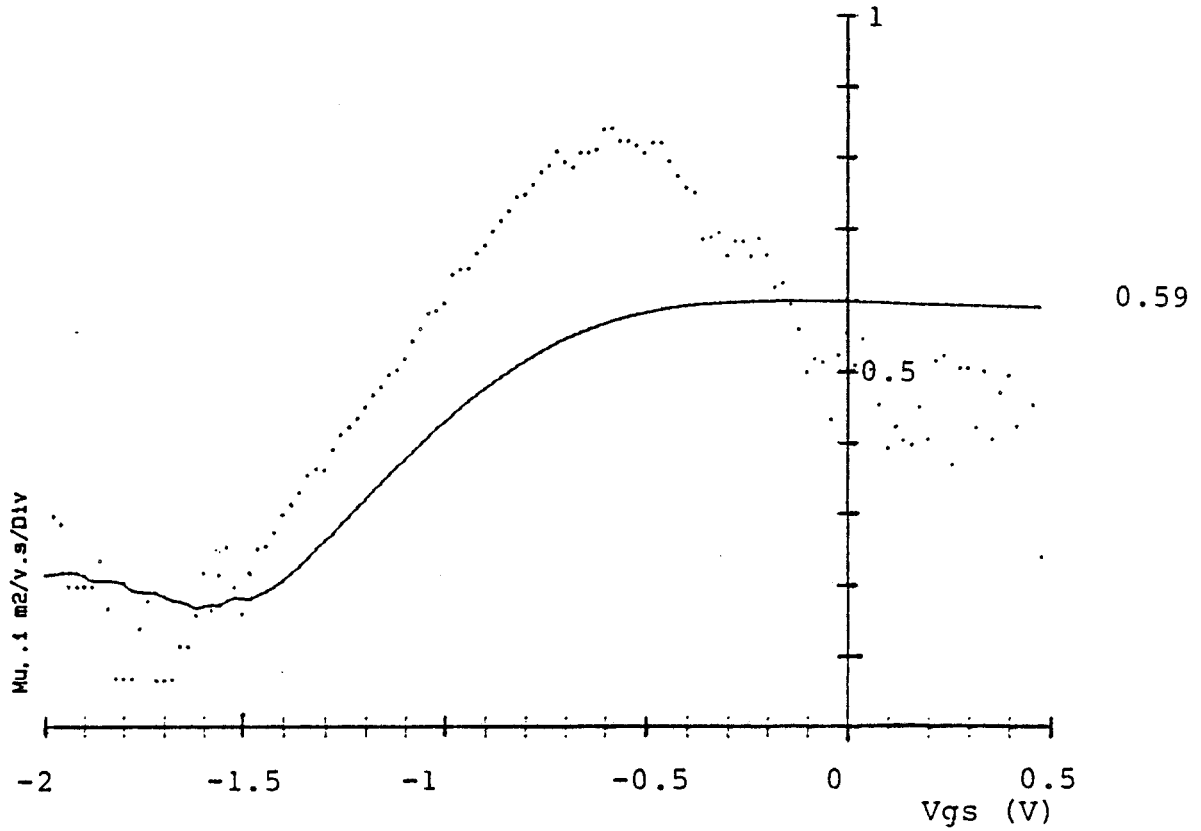


FIGURE III.16 : Evolution des mobilités moyenne (—) et différentielle (....) en fonction de la tension  $V_{gs}$  à température ambiante. Echantillon de la série n°141.

Echantillon n°	X (%AlAs)	AlGaAs ( $N^+$ ) ( $10^{18}$ At/cm <sup>3</sup> )	spacer (Å)
3497	0.21	0.7	700
3588	0.19	0.7	1000
3590	0.19	0.8	1200
4105	0.24	0.64	1000
4270	0.21	0.7	1000
63	0.30	1.0	1000
83	0.25	2.0	500
112	0.25	2.0	600
141	0.25	2.0	300
502*	0.28	0.9	380

\* épitaxie MOCVD

TABLEAU 4 : paramètres technologiques des échantillons étudiés.

### I.1.3.1. Analyse de la mobilité électronique dans le gaz

Dans le transistor à effet de champ classique (MESFET), la couche semiconductrice d'arséniure de gallium de type (N) est dopée de façon à bénéficier au mieux des performances du composant, par exemple pour l'obtention d'un courant de drain ( $I_{ds_{max}}$ ) élevé. En contrepartie, l'incorporation des atomes dopants entraîne une augmentation importante des interactions avec les impuretés donneuses, interactions qui dégradent les propriétés de transport électronique dans la couche active. En effet, lorsque la température diminue la mobilité électronique s'améliore tout d'abord mais est très rapidement limitée par les interactions Coulombiennes avec les impuretés ionisées.

Le principe de l'hétérojonction [21] telle qu'elle est mise en oeuvre dans les composants TEGFET, repose sur la séparation spatiale des électrons confinés dans le gaz 2D, des atomes dopants d'origine fixés dans la couche d'AlGaAs. Par opposition avec les transistors MESFET, un des intérêts de ces structures est la possibilité d'accroître la concentration des impuretés donneuses et par voie de conséquence, la charge transférée dans le but d'obtenir un courant de drain élevé sans grandes conséquences sur la mobilité dans la structure.

Dans le matériau AsGa intrinsèque ( $4.10^{13} \text{At/cm}^3$ ) du transistor à hétérojonction, ces interactions sont fortement réduites et seules les interactions de type phonon optique polaire avec le réseau cristallin limitent la mobilité qui atteint alors les valeurs 0,8 - 0,9  $\text{m}^2/\text{V.s}$  à la température ambiante. De telles valeurs ont pu être obtenues expérimentalement dans les hétérostructures lorsque le gaz d'électrons confiné à l'interface, bénéficie de l'effet d'écran des impuretés résiduelles de la couche d'AsGa (figure III.16).

En fonction de la température, la mobilité électronique pour une structure à modulation de dopage [22] est représentée sur la

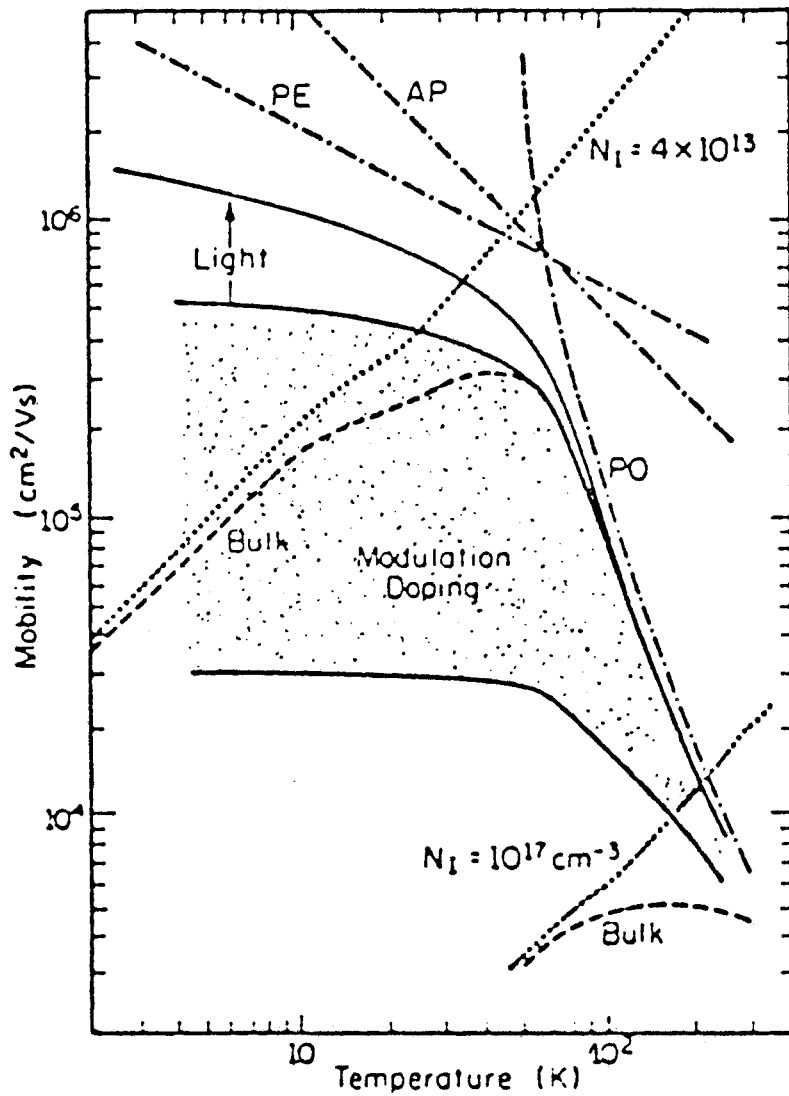


FIGURE III.17 : Evolution de la mobilité électronique en fonction de la température dans une hétérostructure AlGaAs/GaAs. La mobilité dans le matériau GaAs en volume est également donnée.

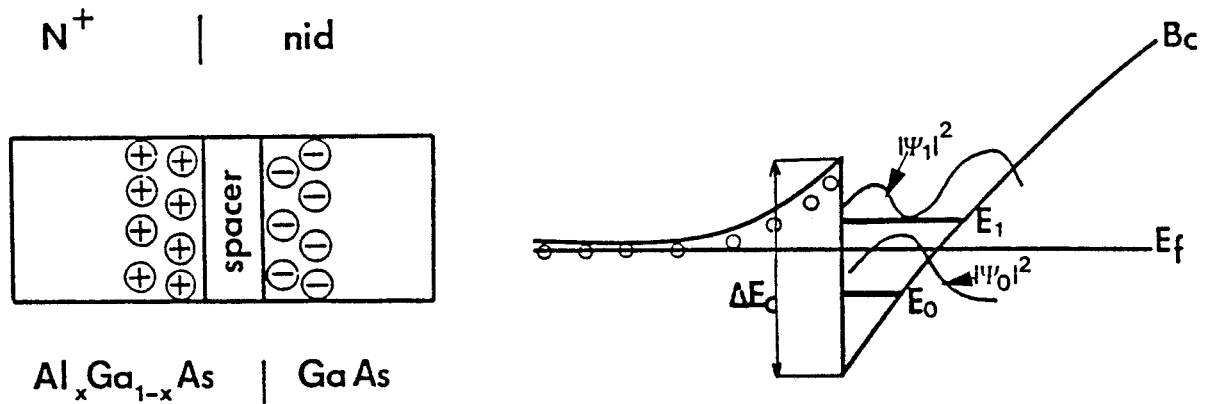


FIGURE III.18 : Représentation de la structure de bande d'une hétérostructure et des fonctions d'ondes associées aux deux premières sous-bandes excitées du puits de potentiel.

figure III.17. Lorsque la température diminue, la mobilité s'améliore significativement jusque  $\sim 70\text{K}$  et n'est limitée que par les interactions sous la forme de phonons optiques. Au-dessous de cette température, les interactions de type piézoélectrique constituent une limite fondamentale. Dans cette gamme de températures, la limitation due aux impuretés se traduit par une diminution en  $T^{-3/2}$  de la mobilité dans la couche homogène et intrinsèque de GaAs.

Cependant, d'autres mécanismes peuvent intervenir et limiter l'amélioration potentielle de la mobilité dans les hétérojonctions aux températures cryogéniques :

- l'ensemble des interactions d'interface [23] qui résultent de la pénétration de la fonction d'onde des électrons de la couche d'accumulation dans la couche d'AlGaAs à faible mobilité. Il apparaît de ce fait les interactions d'alliage du ternaire et les interactions Coulombiennes avec les impuretés ionisées.

- les limitations d'ordre technologique, tels que les défauts d'interface provenant d'un léger désaccord de maille dans l'hétérojonction AlGaAs/GaAs.

- les interactions intersousbandes lorsque la première sous-bande excitée ( $E_1$ ) du puits de potentiel est occupée à basse température. Leur influence se manifeste à basse température lorsque la charge surfacique est importante (figure III.18).

Les études expérimentales de la mobilité à très basse température dans les structures à gaz 2D AlGaAs/GaAs, montrent qu'une valeur très élevée supérieure à  $2 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  [24] à 4K est possible lorsque l'épaisseur du spacer varie dans la gamme 400-800 Å. Quantitativement, cette valeur est supérieure aux valeurs prévues par des modèles de simulation prenant en compte tous les processus d'interactions précités dans les structures à hétérojonction AlGaAs/GaAs.

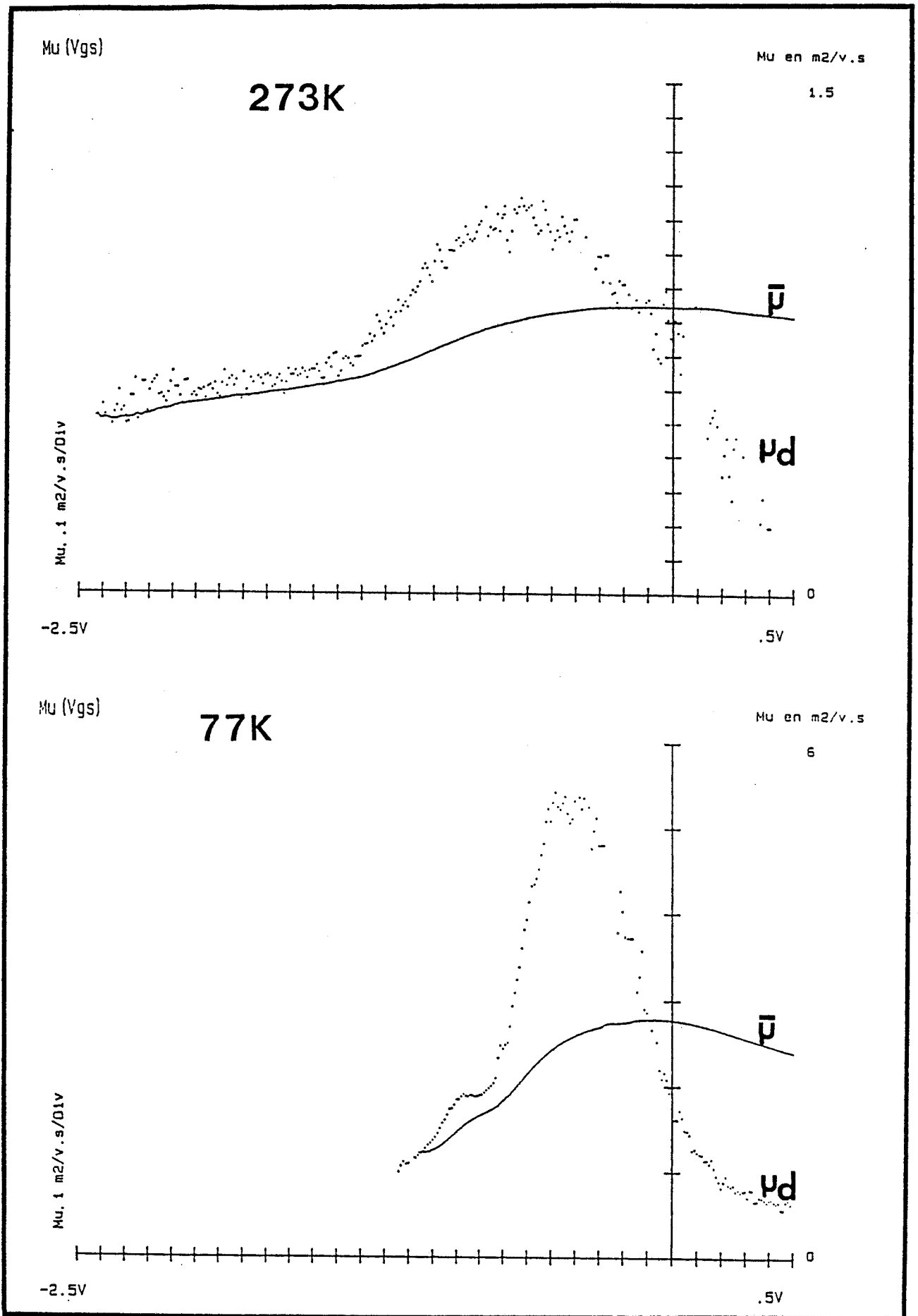


FIGURE III.19 : Evolution des mobilités moyenne (—) et différentielle (.....) en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour deux températures fixées d'un échantillon de la série n°63.

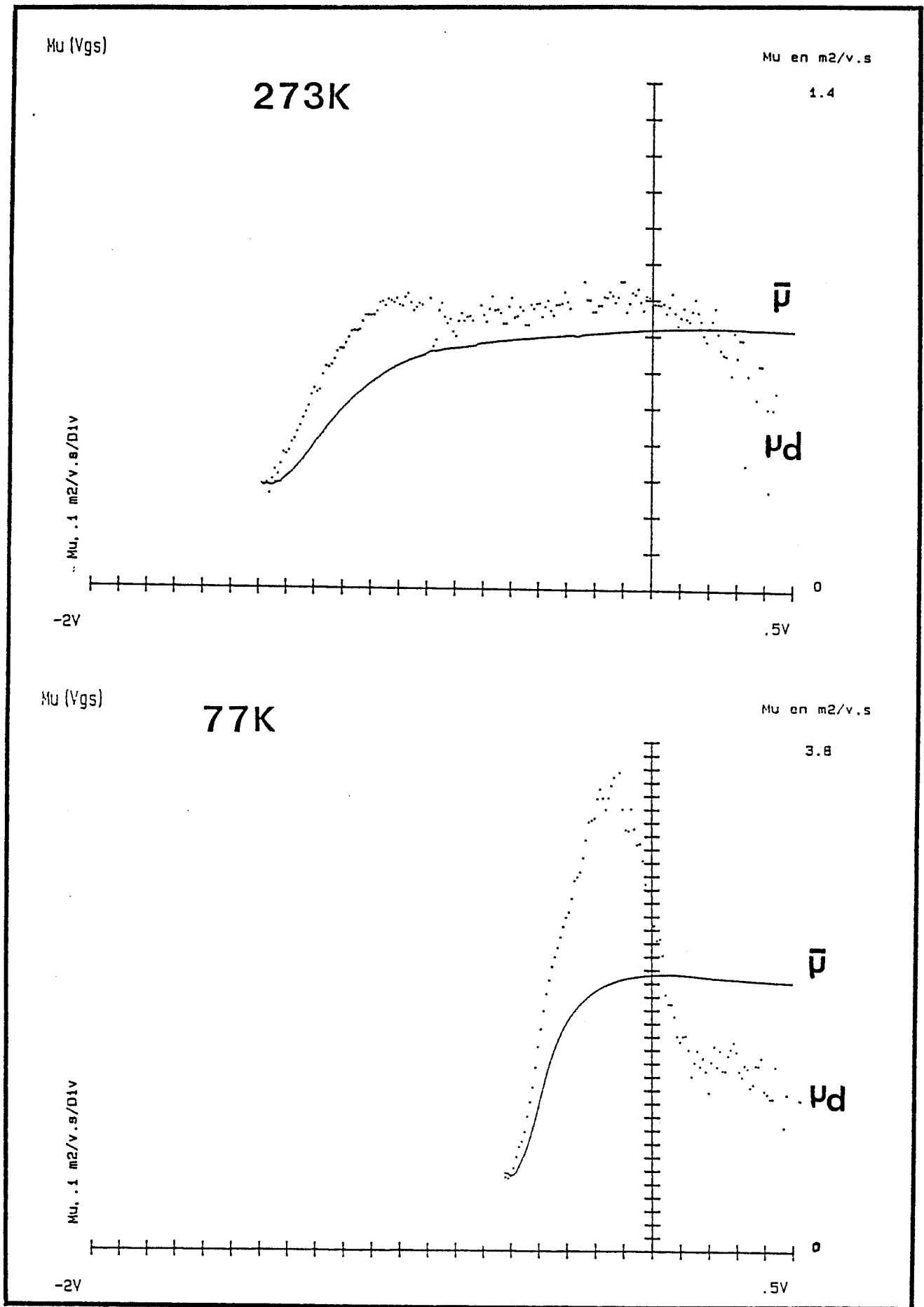


FIGURE III.20 : Evolution des mobilités moyenne (—) et différentielle (-----) en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour deux températures fixées d'un échantillon de la série n°4105.

### I.1.3.2. Principaux résultats expérimentaux

#### I.1.3.2.1. Comportement typique du Transistor à hétérojonction

Nous présentons sur les figures III.19 et III.20 l'évolution des deux grandeurs  $\bar{\mu}$  et  $\mu_{diff}$  à 273K et 77K mesurées sur deux échantillons TEGFET représentatifs en fonction de  $V_{gs}$ . On constate que la mobilité moyenne est constante dans une large gamme de tension  $V_{gs}$  et qu'elle décroît ensuite quand la couche d'accumulation est efficacement contrôlée par la grille. De plus, on peut remarquer que la mobilité moyenne augmente dans de fortes proportions entre ces deux températures et que la tension de pincement du transistor diminue. Ce décalage de la tension  $V_p$  avec la température traduit, rappelons-le (chapitre II), la présence des niveaux donneurs profonds dans la couche d'AlGaAs.

Par contre, la mobilité différentielle évolue sensiblement selon le transistor étudié. La caractéristique à 273 K est très proche de celle de la mobilité  $\bar{\mu}$  dans le cas du transistor n°4105 et montre une faible dépendance avec la tension  $V_{gs}$  (figure III.20). Pour le transistor n°63, elle montre au contraire une allure très sélective qui traduit la commande du gaz d'électrons dans la couche de GaAs. Aux températures cryogéniques (au-dessous de 193K), la mobilité  $\mu_{diff}$  présente un maximum de plus en plus net et très localisé quelque soit le transistor. Celui-ci illustre le comportement de la dynamique électronique dans le gaz bidimensionnel de plus en plus focalisé dans l'AsGa.

A titre d'illustration, le tableau 5 met en évidence les valeurs très importantes des mobilités moyenne et différentielle qui peuvent être obtenues à basse température, résultats obtenus sur un transistor de la série n°63 réalisé au laboratoire.



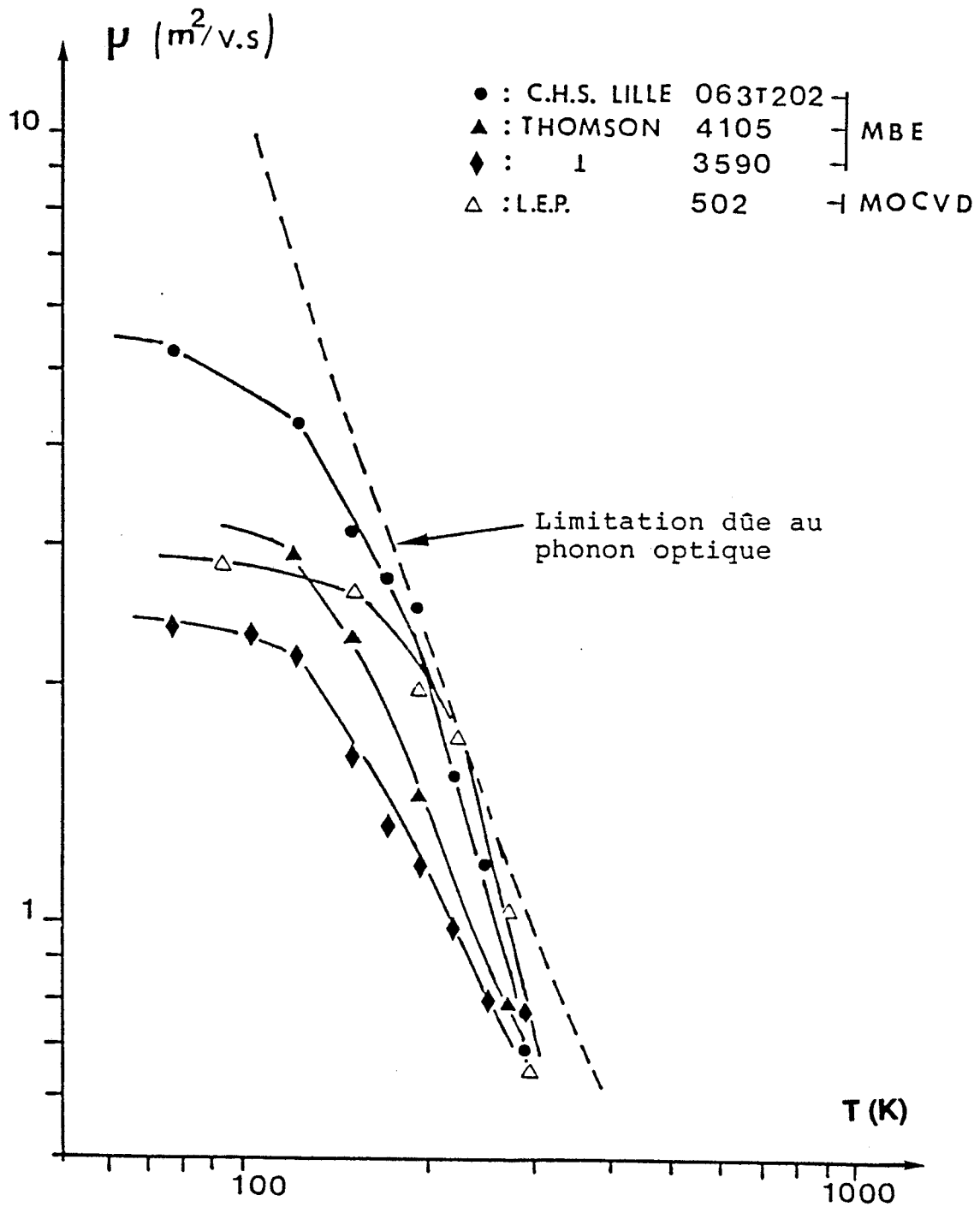


FIGURE III.21 : Evolution de la mobilité électronique dans la couche d'accumulation en fonction de la température pour différents échantillons représentatifs.

TEGFET N°63T202

T(K)	273	223	173	123	77
$\bar{\mu}$ (m <sup>2</sup> /Vs)	0,84	1,21	1,63	2,02	2,78
$\mu_{diff}$ (m <sup>2</sup> /Vs)	1,15	1,98	2,24	3,07	5,5

TABLEAU 5

Sur la figure III.21, les évolutions de la mobilité dans le gaz pour plusieurs échantillons représentatifs (Tableau 4) ont été représentées. La mobilité augmente rapidement du fait de la diminution de la température jusque 100K et suit sensiblement la limitation due aux phonons optiques polaires. Au-dessous de 100K, la nature particulière de la couche tampon ainsi que les paramètres technologiques des épitaxies influent notablement. Nous savons que la couche tampon réalisée pour les épitaxies MOCVD est de type N<sup>-</sup> ( $-5.10^{14} \text{cm}^{-3}$ ) tandis qu'elle est plutôt de type P<sup>-</sup> pour les épitaxies MBE.

En ce qui concerne la dépendance de la mobilité avec la température entre 100K et 300K, nous avons obtenu sur la figure III.21 une évolution en  $(T^{-\alpha})$  avec des valeurs  $\alpha$  comprises entre 1,2 et 1,8, ainsi qu'une corrélation sur le taux d'aluminium ( $x$  croît de 0,19 à 0,28). Des valeurs similaires ont été relevées également par DELECLUSE et al [25]. Cependant, les études théoriques publiées dans la littérature [26] sur ce point prévoient une évolution en  $T^{-\alpha}$  avec  $\alpha$  égal à 2,03. Cette différence peut être attribuée à la procédure de caractérisation effectuée dans l'obscurité. Ce phénomène, lié aux effets de photoconductivité persistante dans l'hétérojonction, a été analysé en partie par DRUMMOND et al [27].

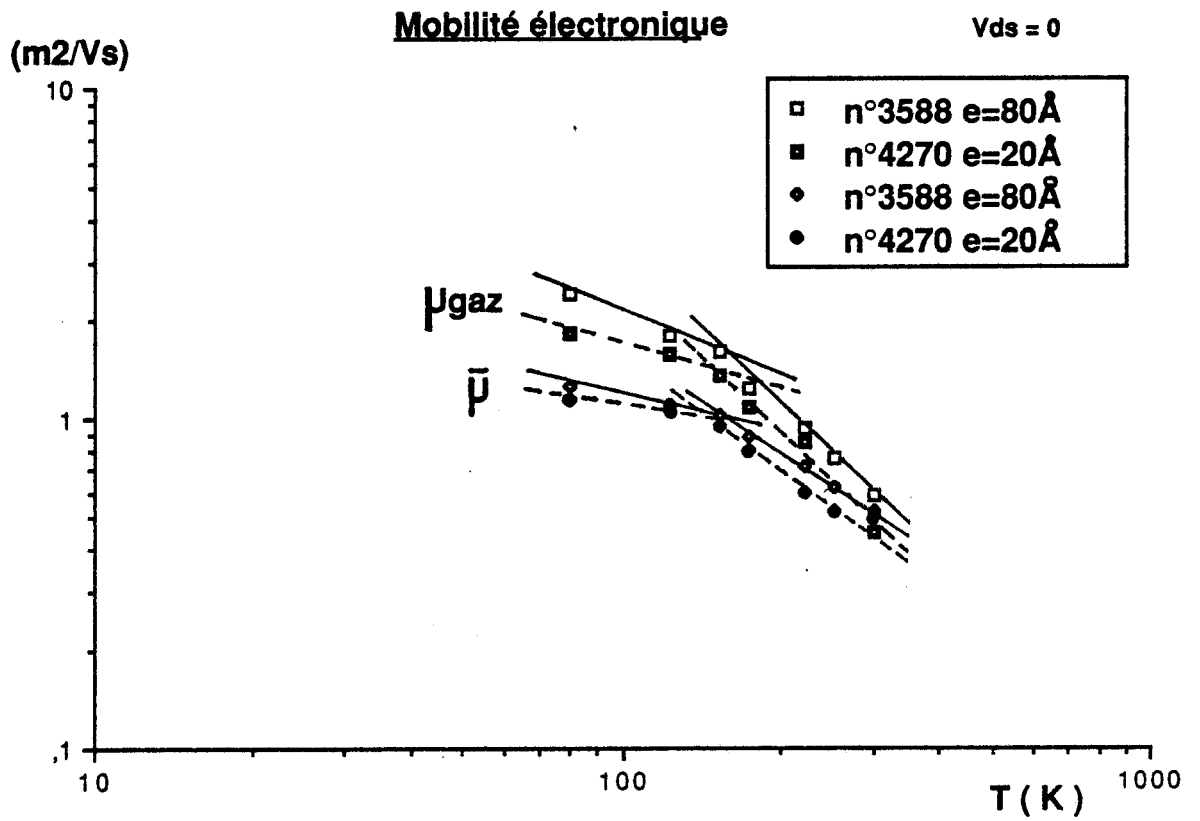


FIGURE III.22 : Influence de l'épaisseur du SPACER sur l'évolution des mobilités moyenne  $\bar{\mu}$  et différentielle  $\mu_{\text{gaz}}$  en fonction de la température pour les échantillons TEGFET n°3588 (—) et n°4270 (-----).

L'ensemble des structures que nous avons étudiées, présente une grande variété de paramètres technologiques telles que l'épaisseur de la couche d'AlGaAs non-intentionnellement dopée à l'interface, la fraction molaire d'aluminium... C'est pourquoi, il nous semble nécessaire d'envisager à présent l'influence de chacun d'entre eux sur le comportement de la mobilité dans le puits de potentiel.

### I.1.3.2.2. Influence des paramètres technologiques

#### I.1.3.2.2.1. Epaisseur du spacer

Etudions tout d'abord l'influence de la couche non dopée d'AlGaAs à l'interface (spacer) dont le rôle essentiel est de séparer davantage les électrons contenus dans la couche d'accumulation de leurs impuretés ionisées d'origine.

Dans ce but, nous avons caractérisé les évolutions des mobilités moyennes et différentielles en fonction de la température (figure III.22) pour les échantillons n°3588 et n°4270 dont les paramètres technologiques des épitaxies sont très voisins et ne diffèrent que par l'épaisseur du spacer (80Å et 20Å respectivement), tandis que les taux d'aluminium sont très proches (0,19 et 0,21).

A température ambiante, les mobilités  $\bar{\mu}$  obtenues dans chacun des cas sont très exactement identiques tandis que la mobilité dans le gaz d'électrons est légèrement plus importante pour le transistor n°4270 à faible épaisseur du spacer.

Lorsque la température varie jusque 80K, la présence d'un spacer a pour conséquence d'accroître plus significativement la mobilité dans la couche d'accumulation, tandis qu'il influe peu sur la

mobilité moyenne. Pour cette température 80K,  $\mu_{diff}$  croît de 1,8 à 2,5  $m^2/Vs$  (Tableau 6).

TRANSISTOR n°	e(Å)	$\bar{\mu}(m^2/Vs)$	$\mu_{diff}(m^2/Vs)$
T = 80K			
3588	80	1,26	2,5
4270	20	1,19	1,8

**TABLEAU 6**

La mobilité moyenne  $\bar{\mu}$  peut être reliée aux paramètres physiques du transistor à hétérojonction par la relation [28]:

$$(13) \quad \bar{\mu} = \frac{N_s \mu_{diff}^2 + N_d d_d \mu_{AlGaAs}^2}{N_s \mu_{diff} + N_d d_d \mu_{AlGaAs}}$$

où d représente l'épaisseur totale de la couche d'AlGaAs

$d_d$  l'épaisseur de la couche non désertée

et ( $N_s$ ,  $\mu_{diff}$ ,  $N_d$ ,  $\mu_{AlGaAs}$ ) ont chacun leur signification habituelle.

Ainsi, l'évolution avec la température comme l'indique cette expression dépend alors non seulement de la dynamique électronique dans la couche d'accumulation, mais également de la présence de la couche conductrice d'AlGaAs non désertée. Il s'ensuit une augmentation moindre de la mobilité moyenne entre les échantillons n°3588 et n°4270 à une température donnée qui peut s'expliquer par la présence de la couche parasite d'AlGaAs non désertée qui dégrade la mobilité moyenne mesurée [29].

En ce qui concerne le rôle du spacer sur le comportement de l'hétérojonction, on observe sur la figure III.22 que son efficacité

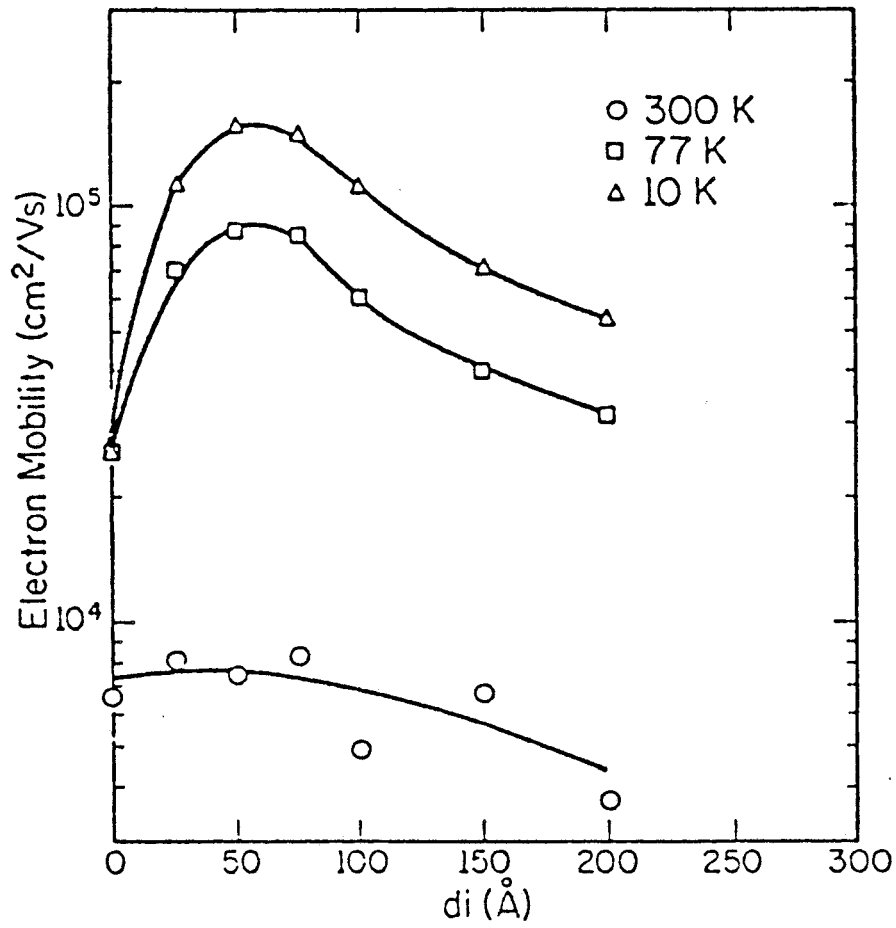


FIGURE III.23 : Evolution de la mobilité électronique dans une hétérostructure en fonction de l'épaisseur du SPACER pour différentes températures fixées. D'après [29].

sera d'autant plus importante que la température diminue. Signalons également que l'amélioration obtenue de la mobilité dans le gaz 2D tend à saturer pour les températures inférieures à 77K, mais elle ne cesse de croître dans les structures à modulation de dopage et peut atteindre des valeurs très élevées [30].

Il paraît intéressant d'envisager l'influence du spacer pour des épaisseurs plus importantes, sur le comportement de la mobilité dans le gaz 2D.

Une étude plus systématique de l'influence de ce paramètre a été menée par DRUMMOND et al [29] pour trois températures (300K, 77K et 10K) et pour une épaisseur de spacer comprise entre 0 et 200Å. Il s'en dégage les points suivants (figure III.23) :

- à température ambiante, la mobilité dans le gaz d'électrons montre une tendance à la saturation pour une épaisseur comprise entre 0 et 75Å (valeurs typiques dans les structures de transistor à modulation de dopage réalisées). Au-delà de cette valeur, la mobilité décroît du fait de la diminution de la charge transférée dans le puits de potentiel.

- à l'opposé, aux températures cryogéniques, la caractéristique de mobilité présente une forte dépendance avec l'épaisseur du spacer. Il s'en dégage une valeur optimale comprise entre 50Å et 75Å pour laquelle la valeur de la mobilité dans l'hétérojonction est très élevée.

Ces remarques concernant l'influence de l'épaisseur d'un spacer, seront à prendre en considération dans l'étude des performances du facteur de bruit à basse température pour les composants HEMT [31].

Dans cette étude sur l'influence du spacer, le taux d'aluminium a été maintenu constant. Envisageons à présent l'influence de

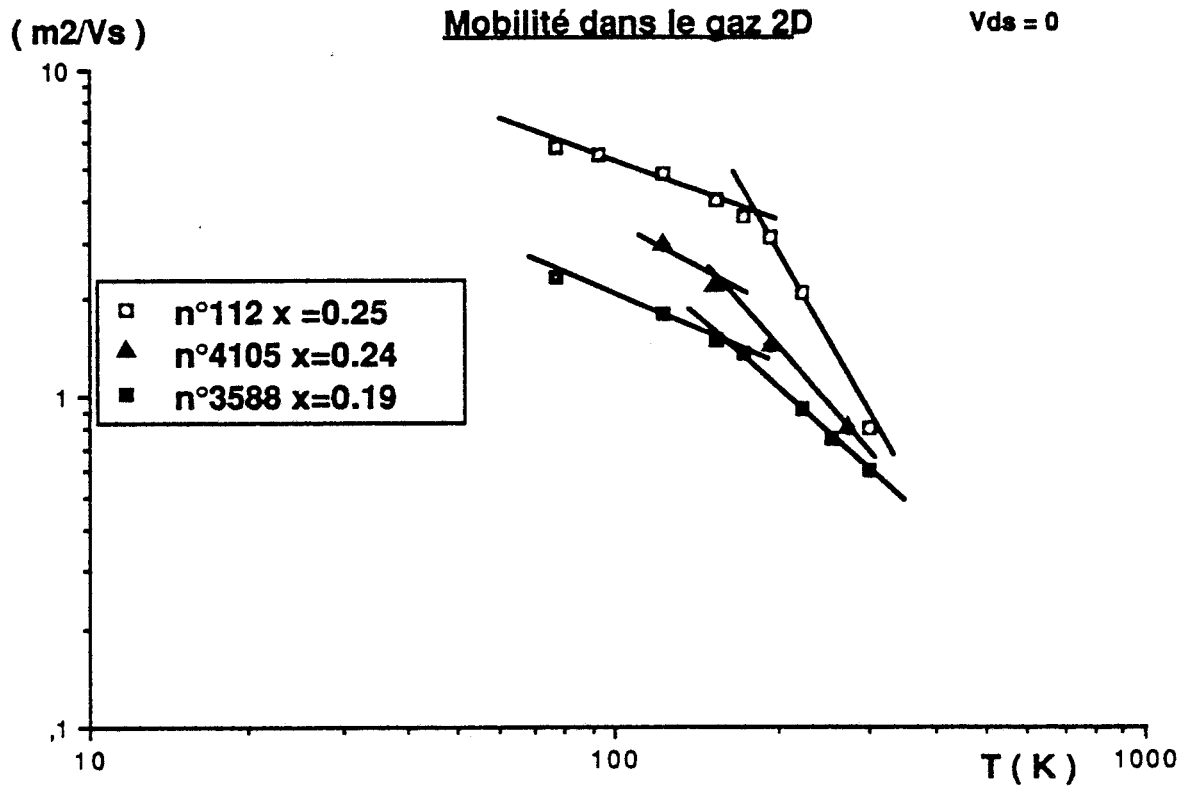


FIGURE III.24 : Influence de la composition d'alliage sur la mobilité différentielle pour différentes températures fixées. Pour trois échantillons représentatifs.



la valeur de la composition d'alliage de l'AlGaAs sur la mobilité dans une hétérostructure.

#### I.1.3.2.2.2. Taux d'aluminium

Le taux d'aluminium est un paramètre technologique essentiel pour la définition de la structure du transistor à hétérojonction, puisque de cette valeur dépend la discontinuité de bande  $\Delta E_c$  ainsi que l'ensemble des propriétés physiques de la couche d'AlGaAs.

Afin de montrer la dépendance de la mobilité avec le taux d'aluminium, nous avons reporté sur la figure III.24 les caractéristiques de la mobilité différentielle  $\mu_{diff}^{max}$  en fonction de la température obtenue pour les échantillons n°3588 ( $x = 0,19$ ) et n°4105 ( $x = 0,24$ ). A titre de comparaison, nous avons également porté sur cette figure le cas du transistor n°112 ( $x = 0,25$ ) réalisé dans notre laboratoire qui illustrera l'influence de la concentration de dopant  $N_{dSi}$  (Tableau 7).

TRANSISTOR N°	x	$N_{dSi}$ (At/cm <sup>3</sup> )	$\mu_{diff}$ (m <sup>2</sup> /Vs)		$\alpha$
			300K	123K	
Thomson 3588	0,19	7.10 <sup>17</sup>	0,5	1,8	1,2
Thomson 4105	0,24	6,4.10 <sup>17</sup>	0,8	2,9	1,8
C.H.S. 112	0,25	2.10 <sup>18</sup>	0,9	4,8	-

TABLEAU 7

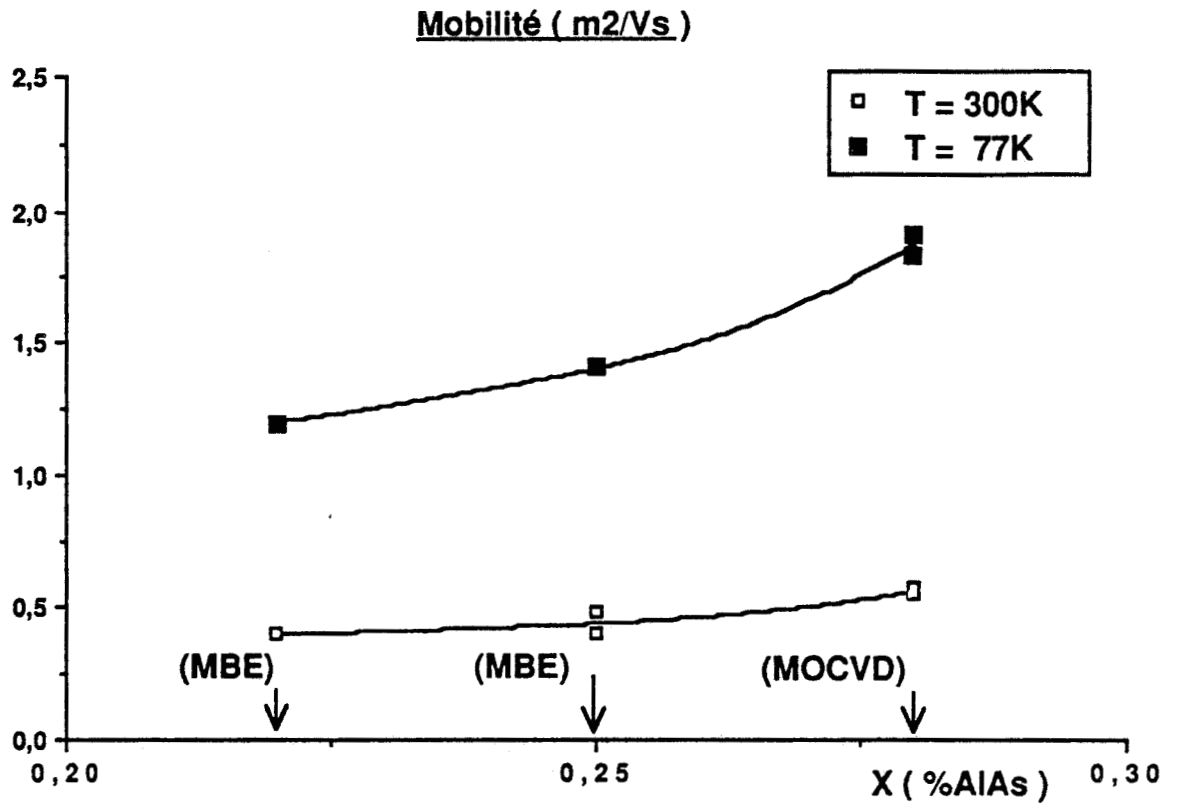


FIGURE III.25 : Evolution de la mobilité dans la couche d'accumulation en fonction de la composition d'alliage pour deux températures.

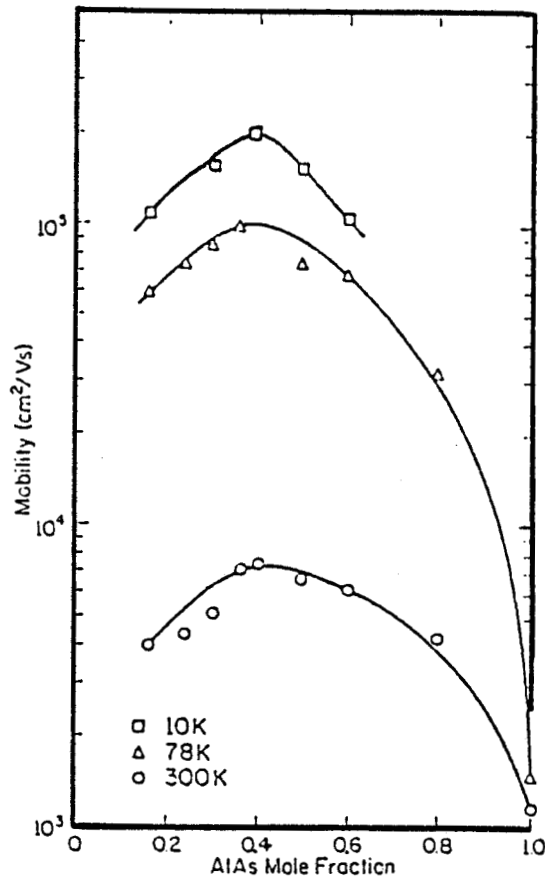


FIGURE III.26 : Evolution de la mobilité dans les hétérostructures AlGaAs/GaAs en fonction de la composition d'alliage. D'après [321].

On observe dans chacun des cas une amélioration considérable de la mobilité dans le puits de potentiel lorsque la température diminue, puis celle-ci tend à saturer (comportement typique). Le coefficient  $\alpha$  obtenu expérimentalement, à partir de l'exploitation des caractéristiques de la figure III.24, varie de 1,2 à 1,8 lorsque  $x$  croît de 0,19 à 0,24 (tableau 7). En effet, nous avons vu que cette dépendance qui lie le taux d'aluminium à la valeur  $\alpha$ , peut s'expliquer par les propriétés physiques de l'alliage AlGaAs [27].

L'évolution  $\mu_{diff}(T)$  obtenue pour le composant n°112 (réalisé au C.H.S.) montre que l'amélioration est d'autant plus importante que la concentration  $N_{dSi}$  incorporée dans la couche d'AlGaAs est élevée.

Ainsi, ces résultats montrent que l'étude systématique du comportement de la mobilité dans le gaz en fonction du taux d'aluminium nécessite la réalisation d'échantillons tests dans une large gamme de variations. Dans cette optique, nous avons pu de même, effectuer cette étude à partir d'échantillons de technologie MBE et MOCVD dans une gamme de composition relativement restreinte entre 0,22 et 0,28 et l'évolution de la mobilité  $\mu_{diff}$  obtenue à 300K et à 77K montre l'augmentation de la mobilité avec le taux d'aluminium pour ces deux températures (figure III.25). Ces évolutions sont confirmées comme l'indique la figure III.26 où nous avons porté la mobilité en fonction de la fraction molaire d'AlAs dans les hétérostructures réalisées par DRUMMOND et al [32] et ceci pour différentes températures.

Dans la gamme de composition correspondant au matériau d'AlGaAs à gap direct ( $x < 0,38$ ), nous avons une augmentation importante de la mobilité à température ambiante comme aux basses températures. Ceci peut s'expliquer par la forte pénétration des fonctions d'onde associées aux électrons dans la couche d'AlGaAs liée à la faible valeur de la discontinuité de bande  $\Delta E_c$ . La valeur optimale de la mobilité correspond à la transition d'un matériau à gap direct vers

un matériau à gap indirect (approximativement pour  $x = 0,38$ ). Au-delà, la mobilité décroît, ce qui peut s'expliquer par la dégradation des propriétés d'interface de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs, ainsi que par l'influence croissante des électrons qui peuplent les vallées supérieures L et X.

En ce qui concerne la technique de croissance mise en oeuvre (MBE et MOCVD), notre propre expérience (figure III.21) ne permet pas de mettre en évidence une différence de comportement de la mobilité dans le gaz, dans la gamme de température de notre étude (300K à 77K).

#### **I.1.3.2.3. Conclusion**

L'étude de la mobilité électronique du transistor à hétérojonction AlGaAs/GaAs en fonction des paramètres technologiques et plus particulièrement aux températures cryogéniques, a permis de dégager les éléments d'optimisation suivants :

- une épaisseur du spacer optimum de l'ordre de 50Å
- un taux d'aluminium élevé mais inférieur à 0,38
- une concentration de dopage élevée.

Cependant, comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, une mobilité électronique élevée en champ faible, n'implique pas une vitesse de saturation importante [14] dans le canal puisque cette mobilité montre une forte dépendance avec le champ électrique [33]. Plus que pour les valeurs du courant de drain ou de la transconductance, la mobilité en champ faible dans les hétérojonctions fournit quelques informations sur la qualité de l'interface et du matériau, ainsi que sur la raideur de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs réalisée par MBE ou MOCVD.

#### I.1.4. Détermination des paramètres technologiques du HEMT

L'ensemble des mesures exposées dans ce paragraphe sont effectuées dans la bande de fréquences 10 à 500 MHz à l'aide du pont d'impédance HP4191, et ceci dans la gamme de températures comprises entre l'ambiante et 77K.

L'objectif de la caractérisation à  $V_{ds} = 0$  étant d'accéder aux déterminations de la concentration de dopage et de l'épaisseur de la couche active du transistor, à laquelle on peut ajouter celle de la longueur de grille; l'intérêt de cette méthode étant avant tout d'être non destructive.

Dans ce paragraphe, nous présentons l'ensemble des méthodes de caractérisation développées pour le transistor à effet de champ en fonction de la température.

##### I.1.4.1. Méthode classique

###### I.1.4.1.1. Présentation de la méthode

L'obtention des paramètres technologiques repose sur l'exploitation des mesures de la capacité de grille  $C_g(V_{gs})$ , de la résistance de drain  $R_{ds}(V_{gs})$  et du profil de mobilité.

Nous avons vu que l'influence du MESFET parasite  $Al_xGa_{1-x}As$  est prépondérante pour une tension positive appliquée sur la grille ; c'est pourquoi, il convient de préciser l'influence de celle-ci sur l'exploitation de la caractéristique de grille  $C_g(V_{gs})$ .

1- en effet, pour les tensions de grille positives, la résistance de métallisation de grille peut jouer un rôle non négligeable.

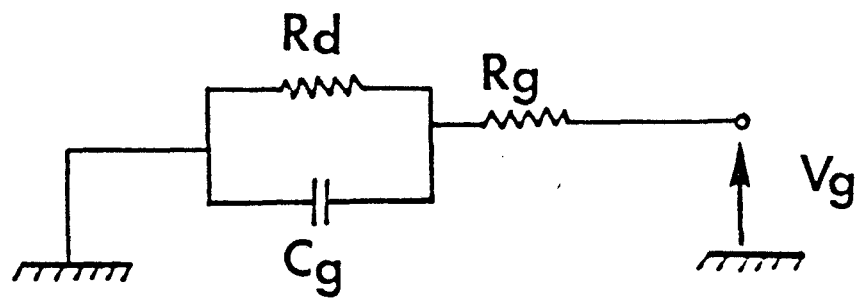


FIGURE III.27 : Représentation schématique du contact de grille métal/semiconducteur d'un transistor à effet de champ.

L'exploitation du module et de la phase du coefficient de réflexion déduit des mesures permet d'aboutir aux différentes expressions de la représentation schématique du transistor (fig. III.27) :

$$(14) \quad * V_{gs} \ll \phi_{Bn} ; \text{Im} (Y_g) = C_g \omega$$

$$(15) \quad * V_{gs} \sim \phi_{Bn} ; \text{Im} (Y_g) = \frac{R_d^2 C_g \omega}{(R_d + R_g)^2} \frac{1}{1 + \left( \frac{R_d R_g C_g \omega}{R_d + R_g} \right)^2}$$

$$(16) \quad \text{Im} (Y_g) \sim \frac{R_d^2 C_g \omega}{(R_d + R_g)^2} \quad \text{à } 500 \text{ MHz}$$

où  $R_d$  représente la résistance dynamique de grille donnée par  $R_d = \eta kT/qI_g$ .

Cette quantité reste voisine de  $(C_g \omega)$  à condition que la résistance dynamique ( $R_d$ ) de la diode Schottky soit grande par rapport à la résistance métallique de grille ( $R_g$ ). C'est pourquoi, la valeur de  $V_{gs}$  maximale que nous adopterons, sera de l'ordre de + 0,5V.

La charge électronique  $Q$  obtenue après intégration de la capacité  $C_g (V_{gs})$  évolue linéairement en fonction de  $(\phi_{Bn} - V_{gs})^{1/2}$  lorsque l'extension de la zone désertée dans la couche d'AlGaAs n'atteint pas la couche d'accumulation vérifiant la loi de Schockley :

$$(17) \quad Q [ (\phi_{Bn} - V_{gs})^{1/2} ] = Q_0 \left[ 1 - \left( \frac{\phi_{Bn} - V_{gs}}{W_{00}} \right)^{1/2} \right]$$

On en déduit la quantité totale de charges libres  $Q_0$  sous la grille et la tension de seuil  $W_{00}$ .

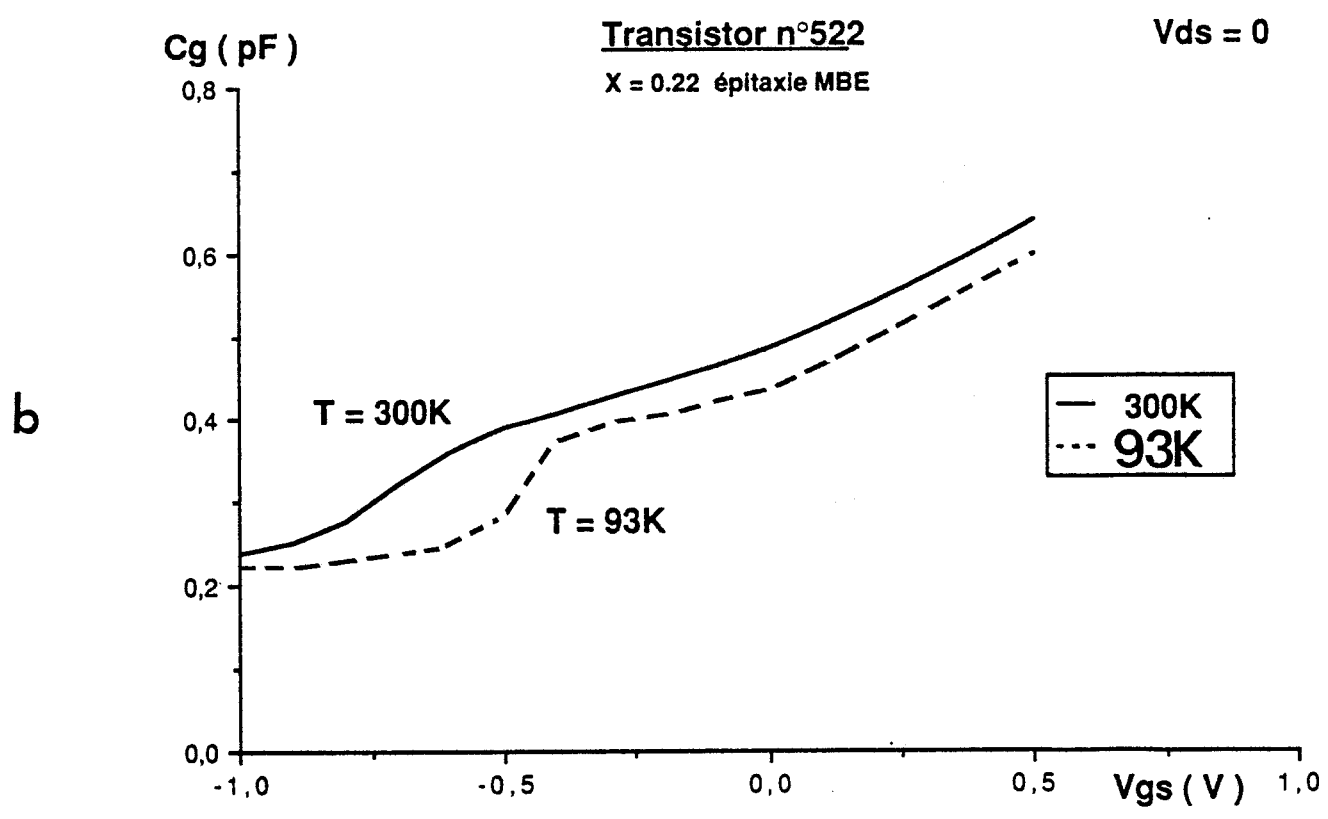
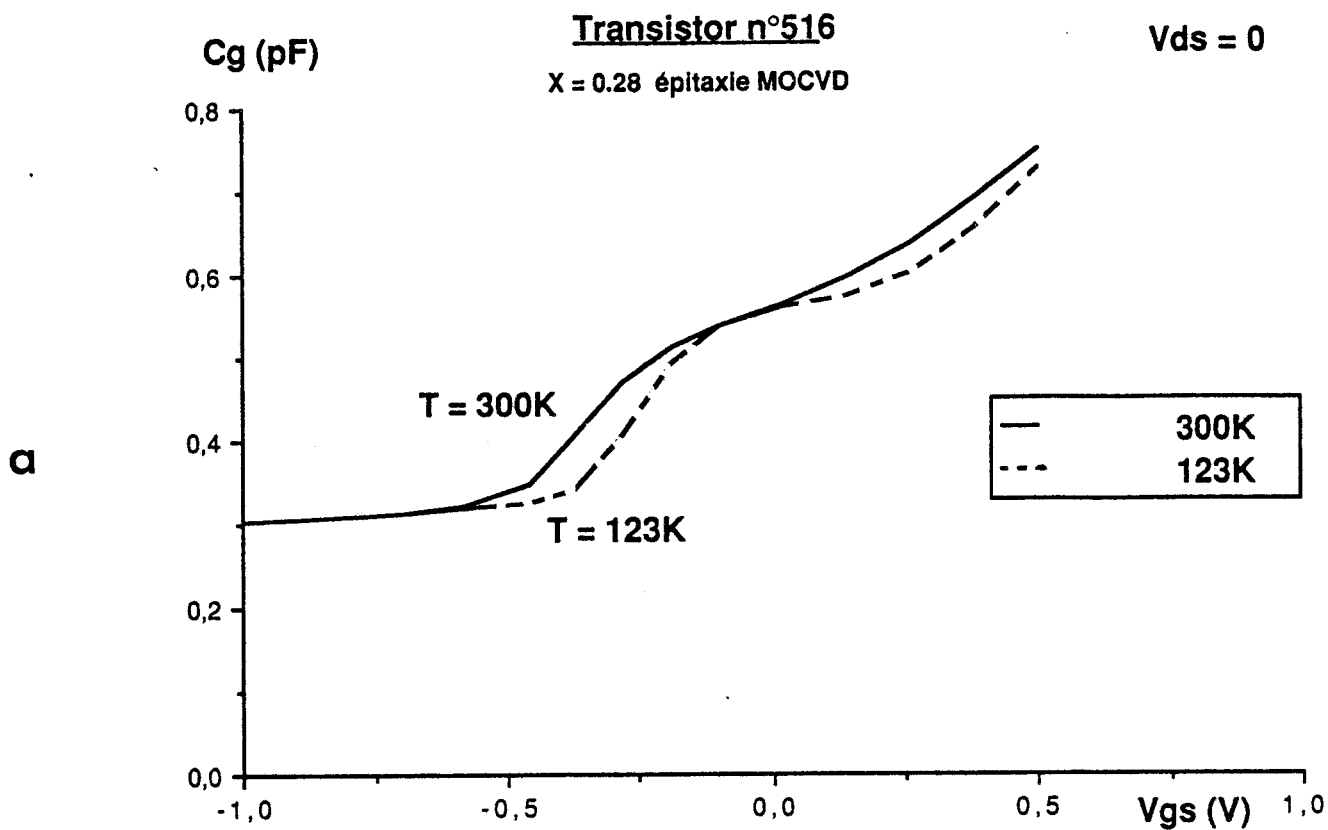


FIGURE III.28 : Evolution de la capacité de grille  $C_g$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour deux températures fixées :

- a) échantillon HEMT n°516 (MOCVD)
- b) n°522 (MBE).



2- la mesure de  $R_{ds}(V_{gs})$ , à tension drain-source faible peut être réalisée indifféremment en continu ou en régime dynamique (10MHz). L'exploitation des caractéristiques à partir de l'expression:

$$(18) \quad R_{ds}(V_{gs}) = R_s + R_d + \frac{R_o}{1 - \left( \frac{\phi_{Bn} - V_{gs}}{W_{00}} \right)^{1/2}}$$

permet l'extraction de la résistance du canal  $R_o$  et de la somme des résistances d'accès ( $R_s + R_d$ ).

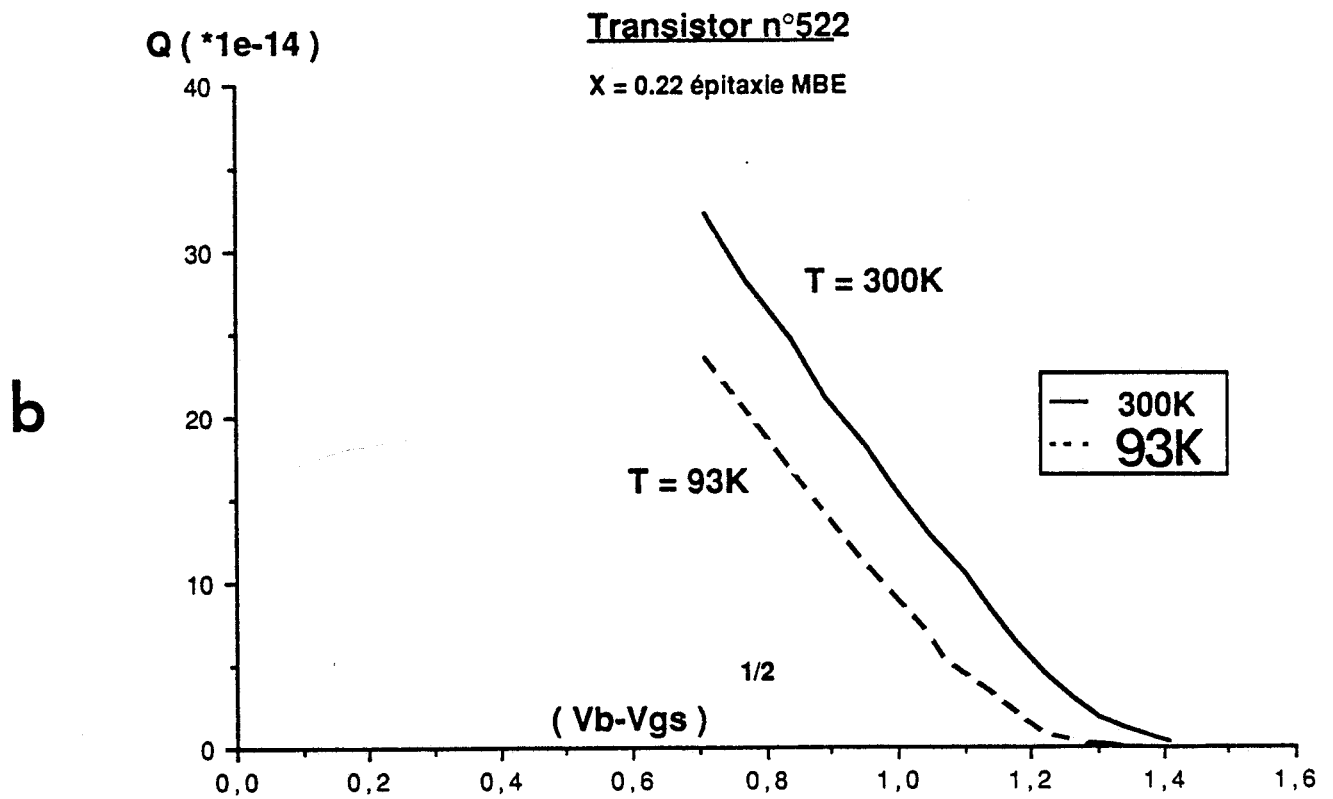
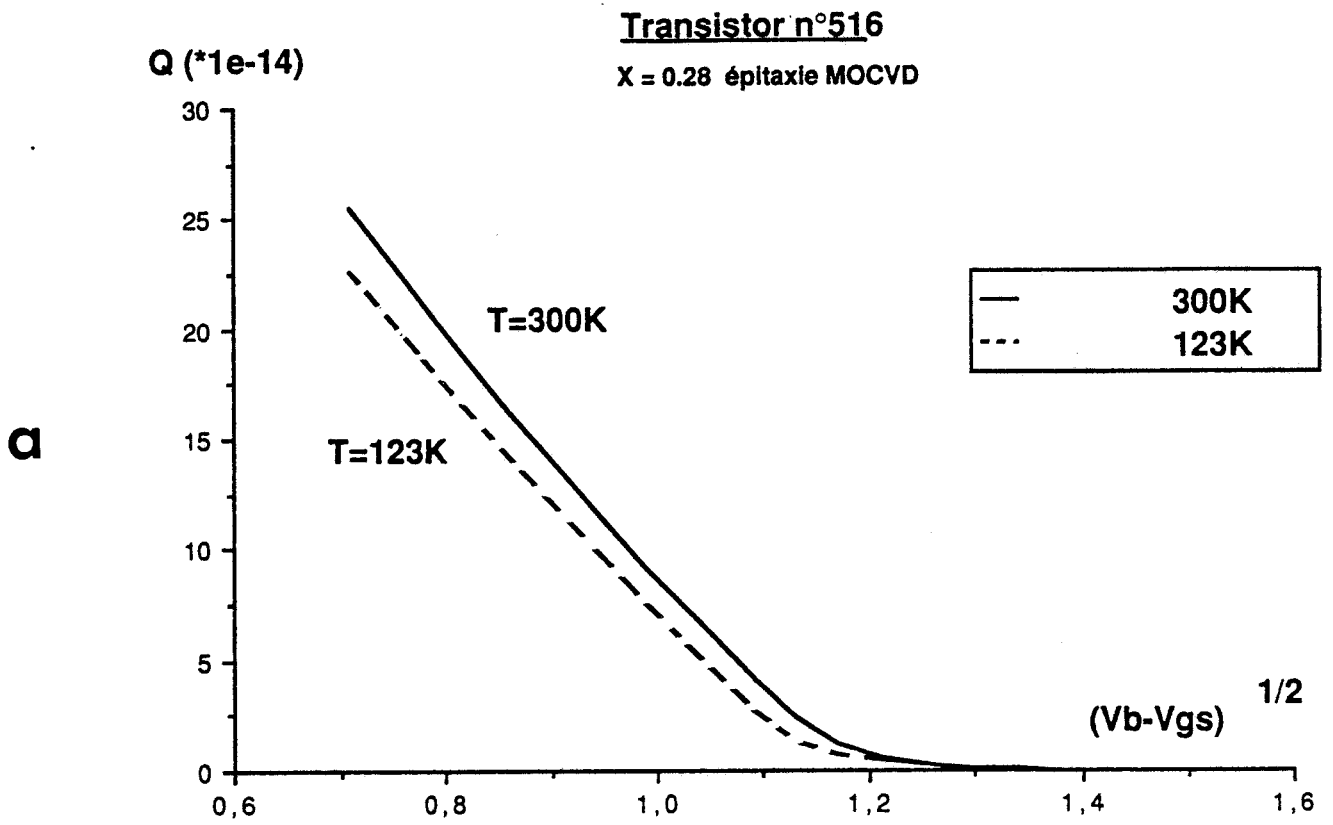
3- enfin, nous disposons de la mobilité moyenne  $\bar{\mu}$  dans la structure déduite de l'exploitation des caractéristiques  $R_{ds}(V_{gs})$  sans et avec l'application d'un champ magnétique  $B$  à partir de la relation :

$$(19) \quad \bar{\mu}(V_{gs}) = \frac{1}{B} \left( \frac{R_{ds}(B, V_{gs})}{R_{ds}(0, V_{gs})} - 1 \right)^{1/2}$$

Notre objectif étant d'aboutir à la détermination des paramètres technologiques du transistor :

- la concentration de dopants  $N_d$
- l'épaisseur de la couche active  $a$
- la longueur de grille  $L_g$

nous disposons pour cela, des grandeurs intermédiaires déduites de l'expérience [34] :



**FIGURE III.29** : Evolution de la charge électronique sous la grille en fonction de  $(Vb - Vgs)^{1/2}$  pour les échantillons HEMT n°516 (a) et n°522 (b).

$$Q_0 = q N_d a L_g Z$$

$$W_{00} = \frac{q N_d a^2}{2\epsilon}$$

$$R_0 = \frac{L_g}{q N_d \mu a Z}$$

$\mu$

#### I.1.4.1.2. Principaux résultats expérimentaux

Deux exemples de comportement de la capacité  $C_g$  avec la température sont illustrés sur les figures III.28 (a et b) pour des composants dont les paramètres technologiques diffèrent sensiblement (notamment le taux d'aluminium et le procédé de croissance). On observe une constance, voire une "diminution" de la capacité (n°516) et un décalage de la tension de pincement (n°522) lorsque la température décroît.

On retrouve l'influence de la température sur les paramètres  $Q_0$  et  $W_{00}$  déduits de l'exploitation des caractéristiques représentée sur les figures III.29 (a, b). Ceci s'explique, rappelons-le, par les propriétés du centre donneur profond incorporé dans la couche d'AlGaAs.

Les comportements des résistances ( $R_s + R_d$ ) et  $R_0$  ainsi que de la mobilité électronique dans le composant en fonction de la température, ne sont pas présentés dans ce paragraphe, ceux-ci ayant été décrits en détail auparavant.

A titre d'illustration, nous présentons dans le tableau 8 les paramètres constructeurs, lorsqu'ils sont connus, ainsi que les paramètres déduits de l'étude expérimentale du transistor.

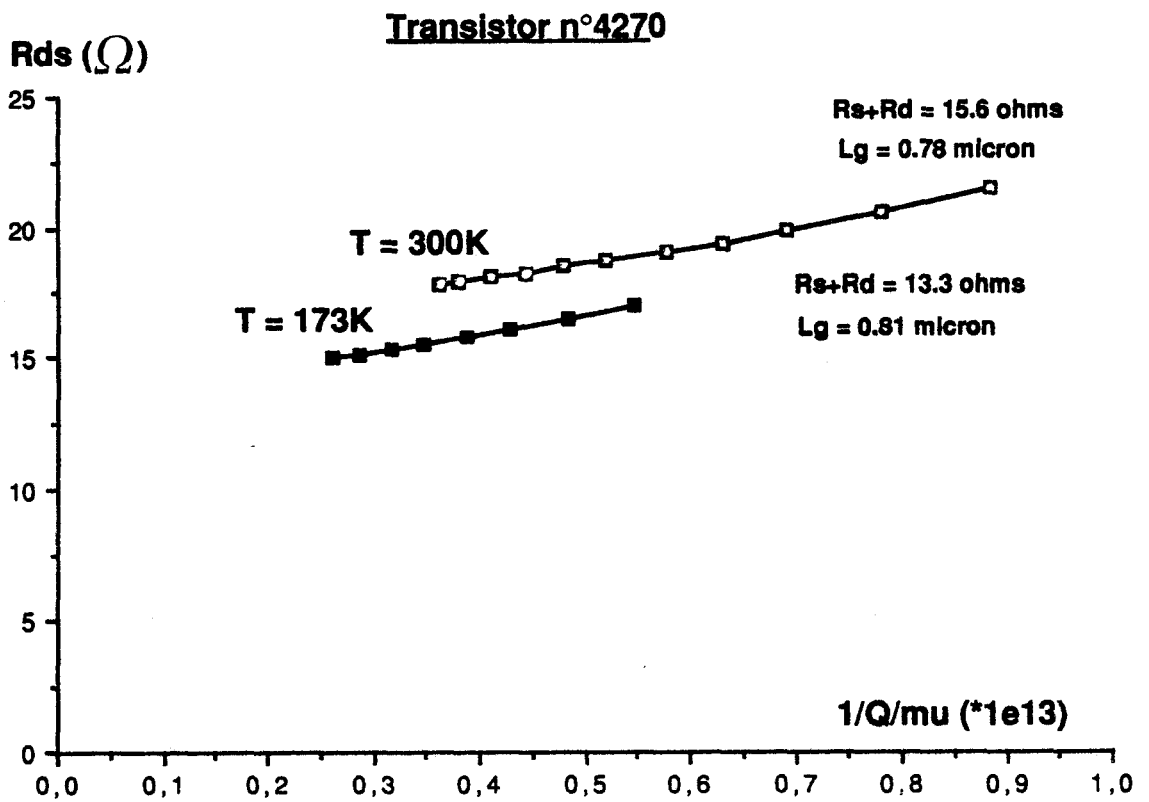


FIGURE III.30 : Evolution de la résistance drain-source en fonction de la grandeur  $1/Q \cdot \bar{\mu}$  et détermination de la somme des résistances d'accès ( $R_s + R_d$ ) et de la longueur de grille effective  $L_g^*$  ( $Z = 300\mu m$ ).

Notons que les résultats obtenus peuvent présenter dans des cas précis, des valeurs notablement différentes des données constructeurs, mais ceux-ci pourront être confirmés notamment pour la longueur  $Lg^*$  ou la somme des résistances ( $R_s + R_d$ ) par une autre méthode de détermination décrite ci-dessous.

#### I.1.4.2. Nouvelle détermination de la résistance ( $R_s + R_d$ ) et de la longueur de grille $Lg^*$

##### I.1.4.2.1. Présentation de la méthode

Une nouvelle méthode d'exploitation, développée au laboratoire par CAPPY [18] couplant les mesures de la capacité  $C_g(V_{gs})$ , de la résistance  $R_{ds}(V_{gs})$  et de la mobilité moyenne  $\bar{\mu}(V_{gs})$ , permet d'accéder en effet à la somme ( $R_s + R_d$ ) et à la longueur de grille effective  $Lg^*$  du transistor à partir de l'expression :

$$(20) \quad R_{ds}(V_{gs}) = R_s + R_d + \frac{Lg^{*2}}{\bar{\mu}(V_{gs}) Q(V_{gs})}$$

##### I.1.4.2.2. Principaux résultats expérimentaux

Cette méthode, mise en oeuvre en fonction de la température pour un échantillon TEGFET typique, s'illustre sur la figure III.30, sur laquelle on peut constater la linéarité des évolutions de  $R_{ds}$ . La résistance ( $R_s + R_d$ ), ainsi que la longueur de grille  $Lg^*$ , peuvent alors être déterminées pour toute température.

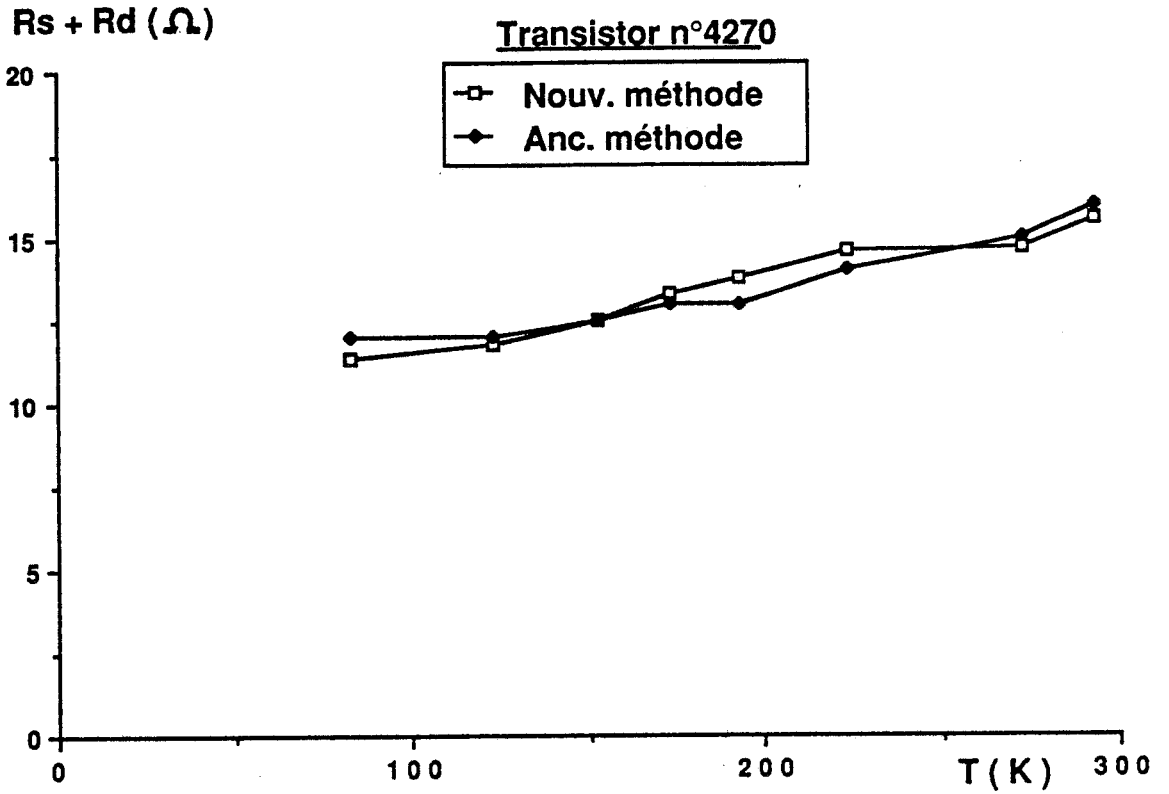


FIGURE III.31 : Comparaison entre les méthodes d'exploitation permettant d'accéder à la somme des résistances d'accès ( $R_s + R_d$ ) pour différentes températures.

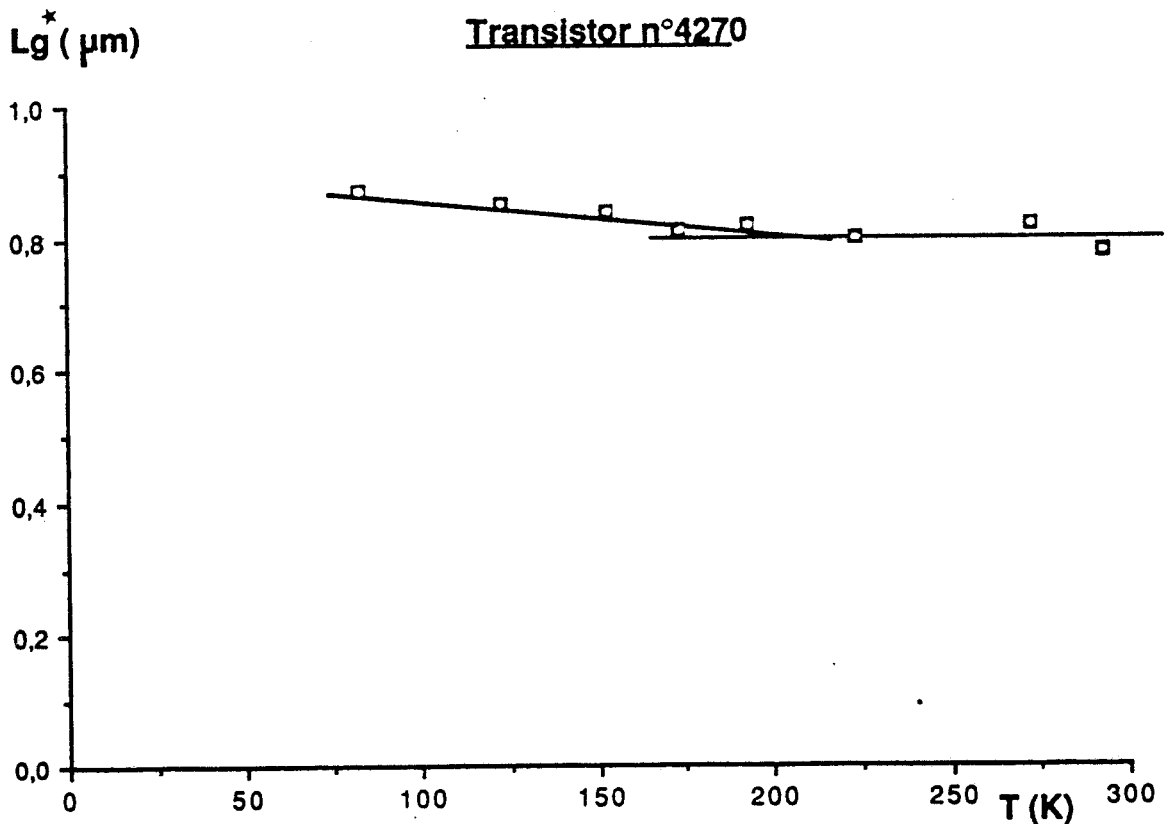


FIGURE III.32 : Evolution de la longueur de grille  $L_g^*$  pour différentes températures d'un échantillon typique de la série n°4270.

L'exploitation est répétée pour plusieurs températures et permet d'aboutir à l'évolution de la résistance ( $R_s + R_d$ ) du composant (fig. III.31). Nous y avons également reporté les résultats expérimentaux déduits de la méthode classique. On observe un bon accord entre les deux caractéristiques.

La longueur de grille effective déduite (fig. III.32) est sensiblement constante ( $\sim 0,7\mu\text{m}$ ) en fonction de la température, sa légère variation peut être liée aux difficultés expérimentales pour obtenir ces différentes mesures ( $Q(V_{gs})$ ,  $\bar{\mu}(V_{gs})$  et  $R_{ds}(V_{gs})$ ) rigoureusement reproductibles à basse température [35]. L'écart obtenu entre la longueur de grille effective  $L_g^*$  ( $\sim 0,7\mu\text{m}$ ) et la longueur de grille réelle  $L_g$  ( $\sim 0,6\mu\text{m}$ ) est liée à l'extension de la zone désertée de part et d'autre de la grille.

## I.2. CARACTERISATION ELECTRIQUE EN REGIME DE FONCTIONNEMENT

La caractérisation physique du composant à hétérojonction AlGaAs/GaAs en fonction de la température et des différents paramètres technologiques du transistor, a permis de montrer la bonne tenue du contact métal-semiconducteur de grille et l'amélioration substantielle de la résistance parasite de source liée à la très forte mobilité de la couche d'accumulation à l'interface AlGaAs/GaAs.

Nous nous intéressons à présent au comportement à basse température des caractéristiques I-V du transistor TEGFET.

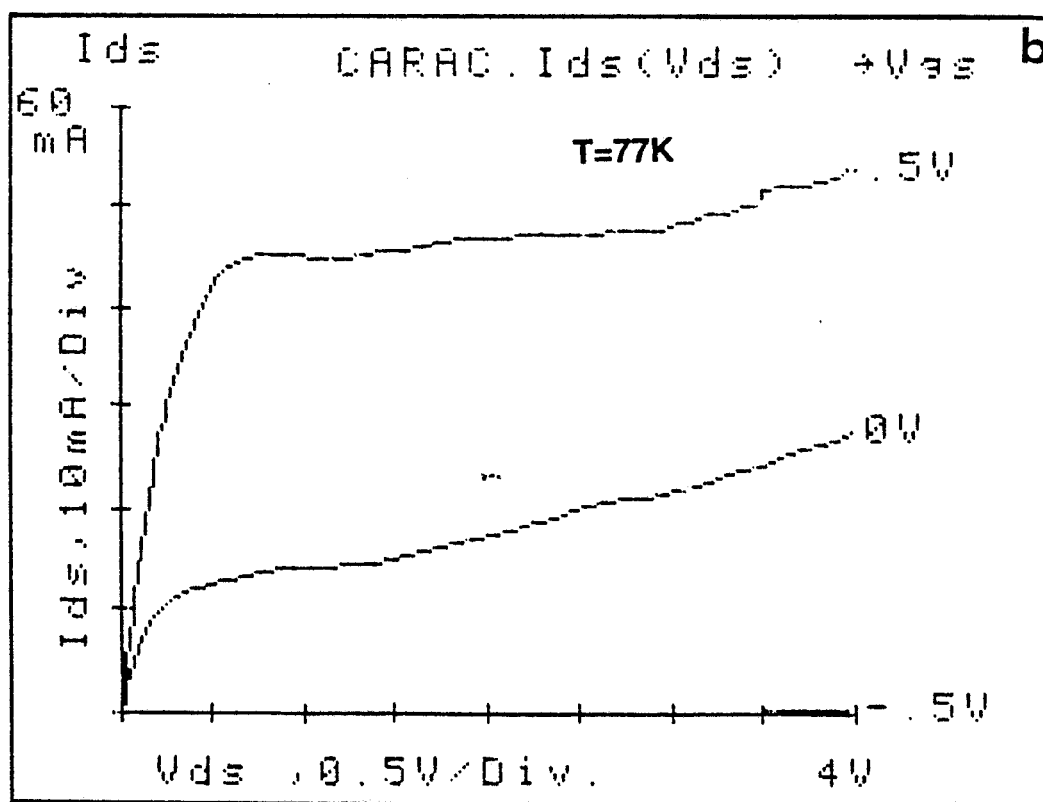
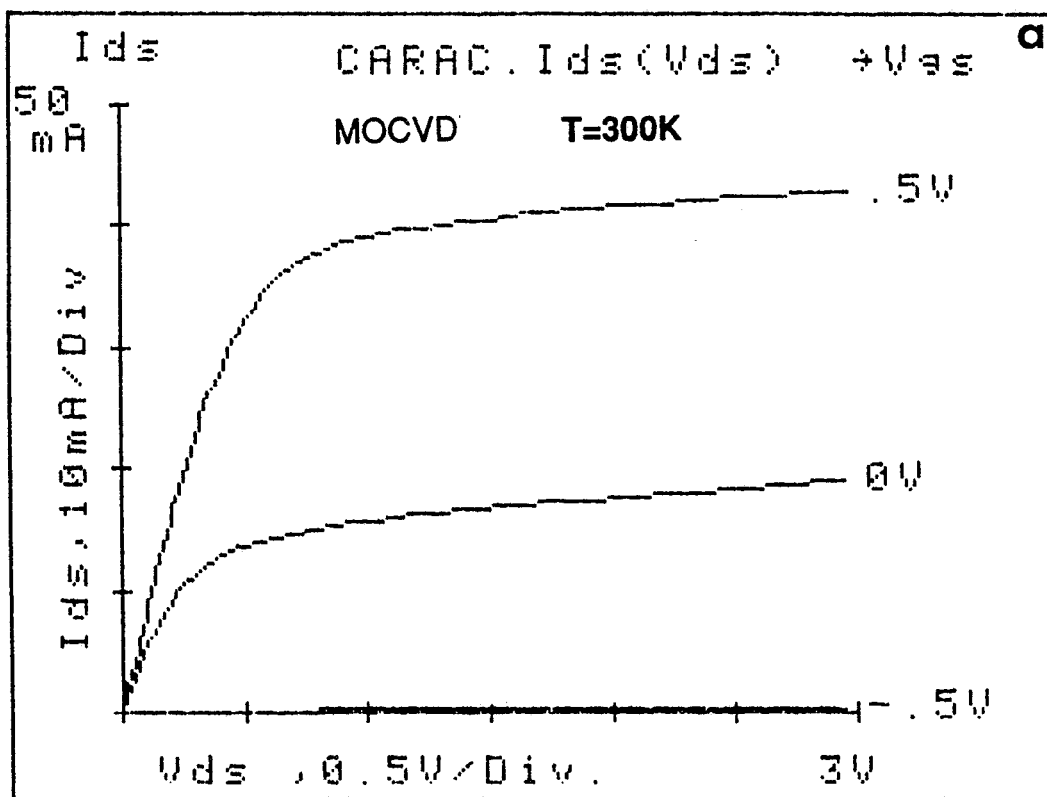


FIGURE III.33 : Caractéristiques de drain  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  à température ambiante (a) et à température de l'azote liquide (b) pour un transistor HEMT de la série n°502 (MOCVD).



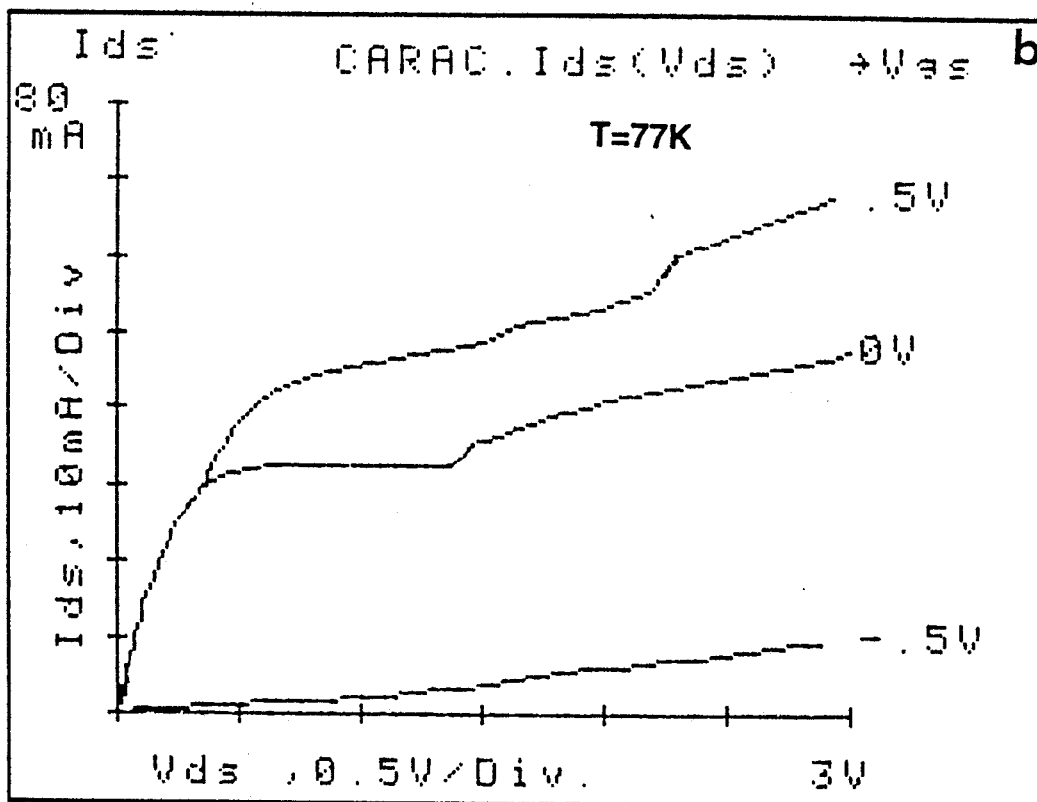
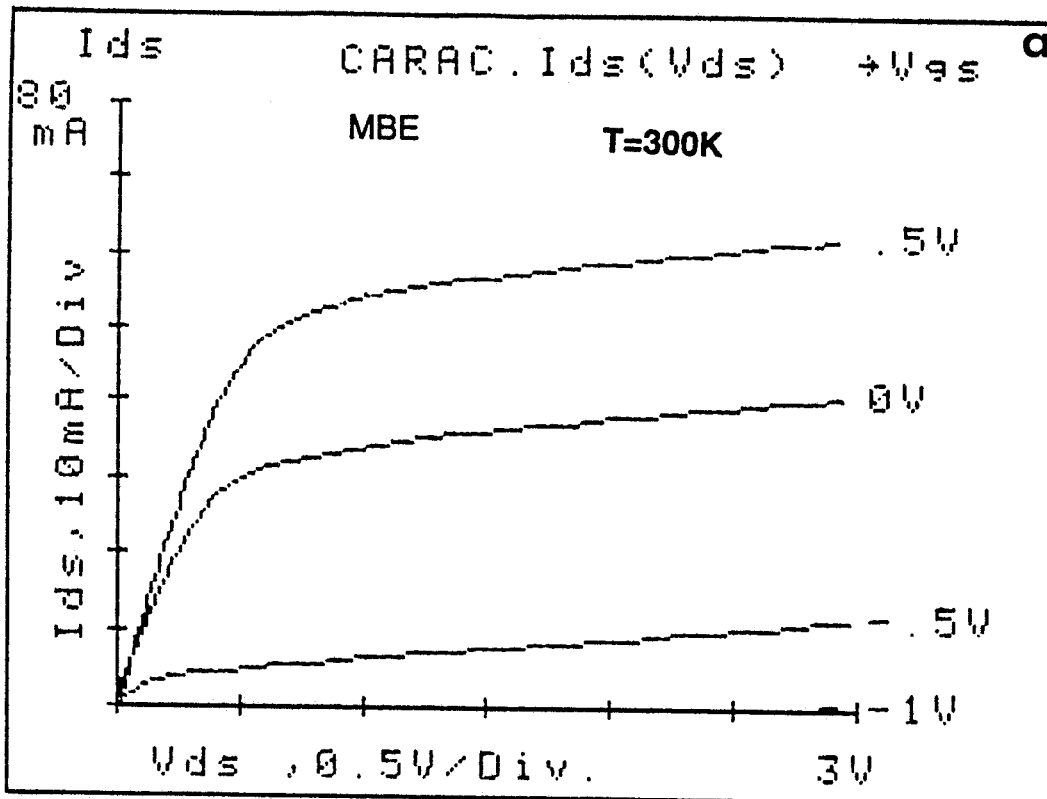


FIGURE III.34 : Caractéristiques de drain  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  à température ambiante (a) et à température de l'azote liquide (b) pour transistor HEMT de la série n°521 (MBE).

### I.2.1. Comportement en fonction de la température

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats expérimentaux typiques obtenus sur des transistors HEMT, réalisés à partir de la structure épitaxiale AlGaAs/GaAs standard, utilisables aux températures cryogéniques. La région ohmique de la caractéristique I-V est exempte du mécanisme habituellement référencé comme collapse [36] ; ceci peut se vérifier sur les figures III.33 (a,b), ou à partir de la résistance totale dans l'espace grille-drain.

L'analyse de ces mécanismes parasites a fait l'objet de la seconde partie de ce travail ; rappelons que ceux-ci sont en grande partie inopérants par un bon choix de la topologie du transistor ; plus précisément, une distance R, définie entre le coin de grille et l'extrémité du recess inférieure à approximativement  $0,3\mu\text{m}$ , est nécessaire pour supprimer l'effet de collapse [37,38].

Nous présentons les résultats expérimentaux obtenus essentiellement à partir de la série d'échantillons LEP, et une comparaison des différentes techniques de croissances épitaxiales (MBE ou MOCVD) est effectuée, la topologie des transistors étant identique. Ainsi, les caractéristiques  $I_{ds}$  ( $V_{ds}$ ,  $V_{gs}$ ) pour les échantillons n°502 (épitaxie MOCVD) et n°521 (épitaxie MBE) sont présentées sur les figures III.33 et 34 (a,b) à 300K et à 77K.

Les caractéristiques I-V obtenues à la température de l'azote liquide mettent en évidence dans chacun des cas, l'absence de toute dégradation de la zone ohmique du transistor, la série de composants LEP étant réalisée avec une distance R au plus égale à  $0,2\mu\text{m}$ .

En régime de saturation, le courant de drain  $I_{dss}$  montre une forte dépendance avec la tension drain-source aux basses températures.

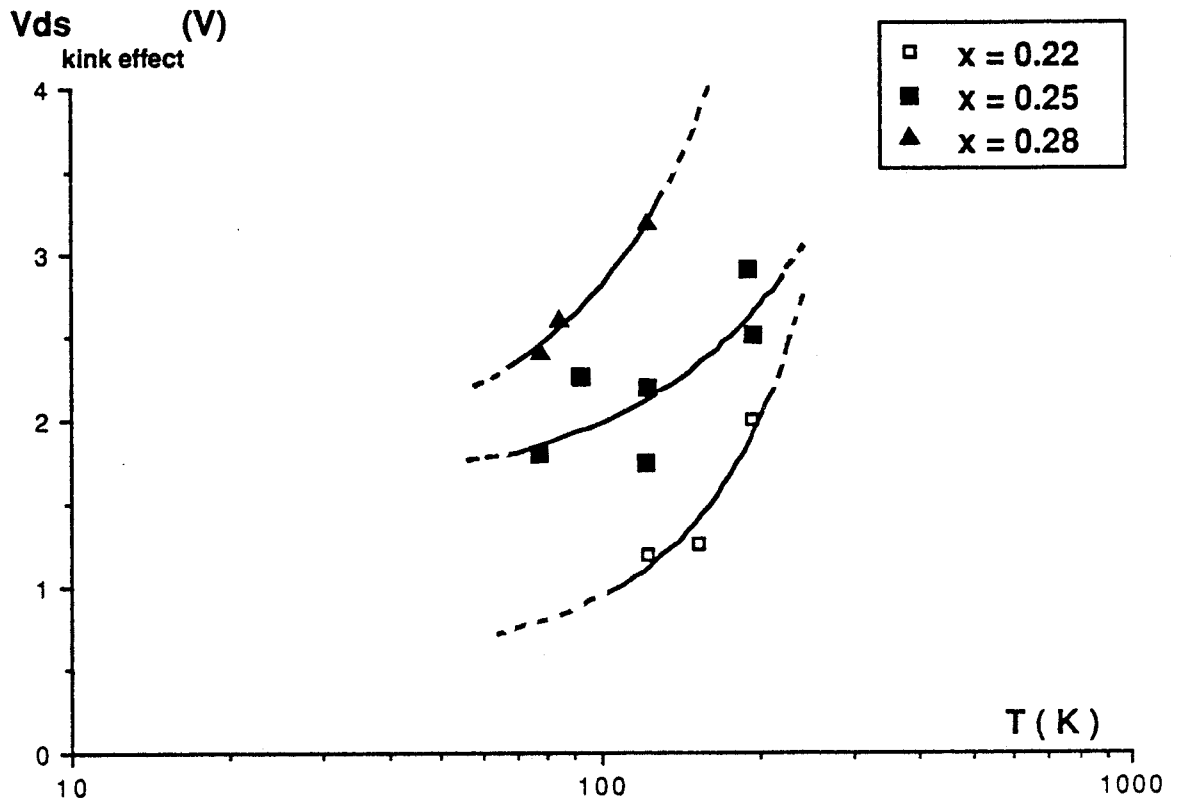


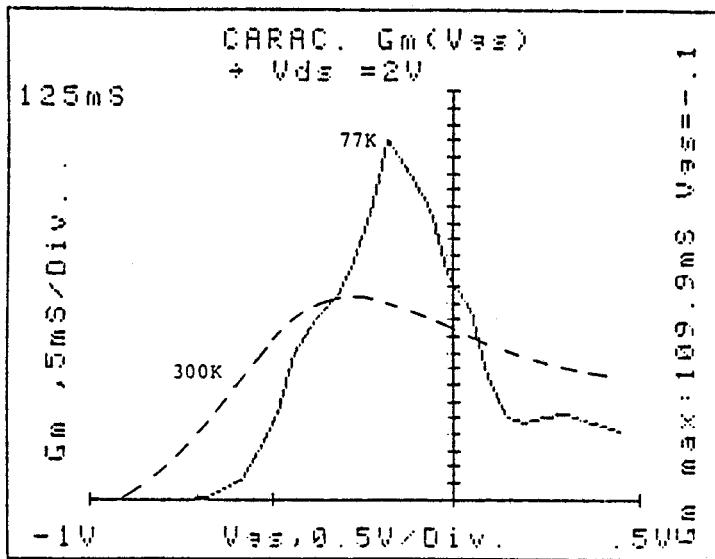
FIGURE III.35 : Evolution de la tension de drain  $V_{ds_k}$  en fonction de la température pour différentes valeurs fixées de la composition d'alliage.

Plus précisément, on remarque sur les réseaux de caractéristiques  $I_{ds}$  ( $V_{ds}$ ,  $V_{gs}$ ), l'existence d'une tension de seuil  $V_{ds_k}$  à tension  $V_{gs}$  constante, pour laquelle le courant de drain croît très rapidement. Ce mécanisme, appelé kink-effect, observé aux températures cryogéniques ne peut être attribué à l'incorporation des centres donneurs profonds dans la couche d'AlGaAs. En effet, celui-ci a été également décelé à 300K pour une tension de drain  $V_{ds} = 3V$  [39], température pour laquelle les centres DX ne sont pas responsables des dégradations électriques.

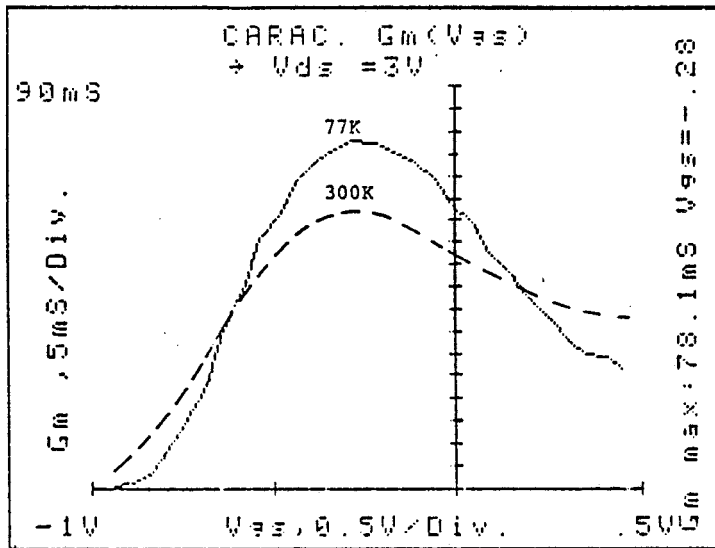
Par ailleurs, une augmentation importante de la conductance de sortie, en régime continu, observée indifféremment sur les transistors MESFET et HEMT, peut s'expliquer qualitativement par les propriétés intrinsèques du cristal et/ou par les caractéristiques électriques de l'interface entre la couche active et la couche buffer [40].

Nous nous sommes livrés à une étude approfondie concernant la valeur de la tension  $V_{ds_k}$  (à  $V_{gs} = 0$ ), pour laquelle se développe l'effet de coude ; ceci en fonction de la température de l'échantillon (fig. III.35). Nous avons pu tirer de cette étude, une corrélation avec la concentration d'alliage dans la couche d'AlGaAs ( $0,22 < x < 0,28$ ). La tension  $V_{ds_k}$  diminue rapidement avec la température et le taux d'aluminium.

L'observation, concernant la dépendance entre la tension  $V_{ds_k}$  et la concentration d'alliage  $x$ , peut être reliée aux caractéristiques physiques du matériau AlGaAs donnant l'évolution du taux d'ionisation des électrons en fonction du champ électrique. En effet, l'ionisation des porteurs, est d'autant plus importante que la composition d'alliage  $x$  est élevée pour une valeur du champ électrique inférieure à  $10^6$  V/cm [19], compte tenu de la répartition des porteurs dans la structure de bande multivallées ( $\Gamma$ , L, X). Il semble donc que ce mécanisme, couplé au transfert dans l'espace réel en sortie de grille, soit très favorable à l'apparition d'un phénomène d'ionisation

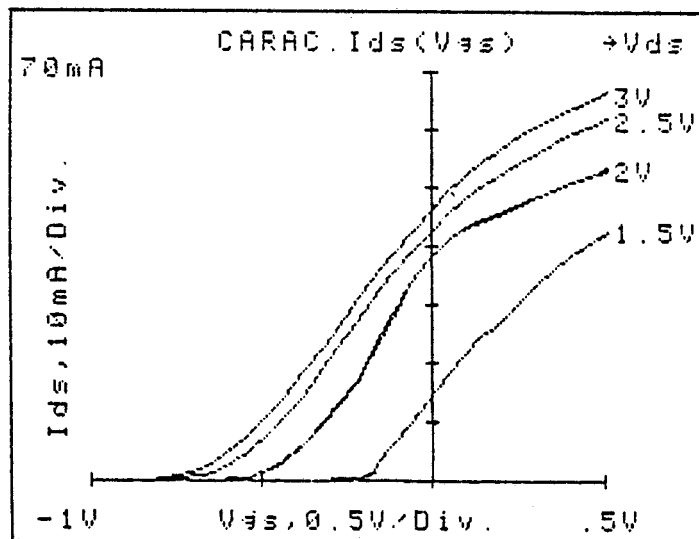


a



b

FIGURE III.36 : Evolution de la transconductance statique extrinsèque en fonction de la tension  $V_{gs}$  à 300K (----) et à 77K (—):  
 a)  $V_{ds} = 2V$   
 b)  $V_{ds} = 3V$ .



c

FIGURE III.36c : Caractéristique de transfert  $I_{ds}(V_{gs})$  à 77K pour différentes valeurs fixées de la tension de drain.

par chocs dans la couche d'AlGaAs. Néanmoins, une étude plus précise, basée sur une gamme de taux d'alliage plus large, est nécessaire afin d'attribuer avec exactitude l'origine de ce mécanisme supplémentaire.

La transconductance  $G_m(V_{gs})$  du transistor n°521 ( $x = 0,25$ ), calculée à partir des caractéristiques de transfert pour différentes valeurs de la tension de drain, est présentée sur les figures III.36 (a,b) pour les deux températures 300K et 77K et pour les tensions  $V_{ds}$  de 3V et 2V ; les valeurs des tensions  $V_{ds}$  se situent de part et d'autre de la tension  $V_{ds_k}$  à 77K.

La tension de pincement ainsi que la transconductance à canal ouvert diminuent lors de la mise en froid du composant HEMT, indépendamment de la tension  $V_{ds}$  appliquée. Les évolutions de  $G_m(V_{gs})$  passent par une valeur maximale qui traduit la commande de la couche d'accumulation, valeur qui augmente à basse température du fait de l'amélioration de la dynamique électronique dans le gaz 2D. Cependant, on constate à  $V_{ds} = 2V$  que la courbe  $G_m(V_{gs})$  passe par un maximum qui semble prohibitif mais qui n'est pas observé à  $V_{ds} = 3V$ . Ceci peut s'expliquer par la variation brutale de la caractéristique  $I_{ds}(V_{gs})$  (fig. III.36c) pour les tensions de drain  $V_{ds} < V_{ds_k}$ . L'application d'une tension  $V_{ds} > V_{ds_k}$ , conduit à des évolutions des caractéristiques de transfert similaires à celles obtenues à 300K.

En conséquence, la valeur qui traduit réellement l'amélioration de la transconductance  $G_{m_{Max}}$  à 77K, est plus proche de la valeur déduite des caractéristiques  $I_{ds}(V_{gs})$  à tension  $V_{ds} > V_{ds_k}$ .

### I.2.2. Amélioration des performances en basse température

Un second objectif de la caractérisation en régime statique est de chiffrer l'amélioration de la transconductance mesurée en basse

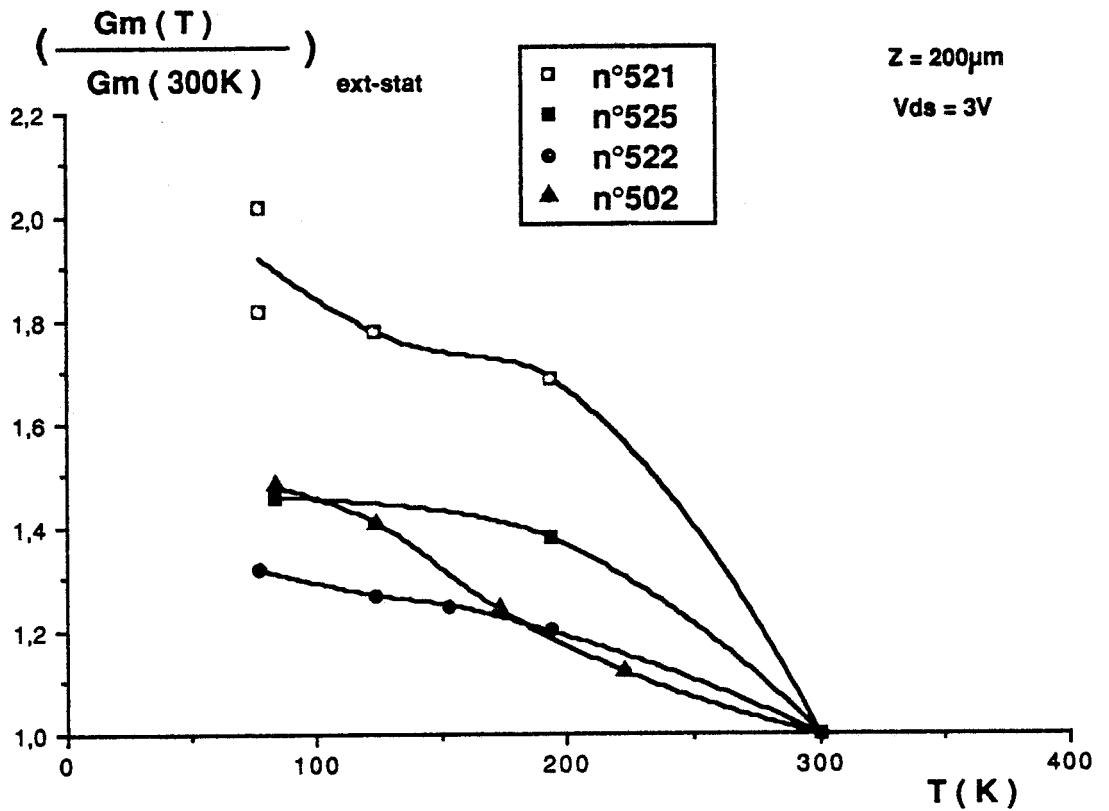


FIGURE III.37 : Evolution de la transconductance statique ( $G_m/G_{m0}$ ) en fonction de la température pour les échantillons types :

n°502 MOCVD	X = 0.28
n°521 MBE	X = 0.25
n°522 MBE	X = 0.22
n°525 MBE	-

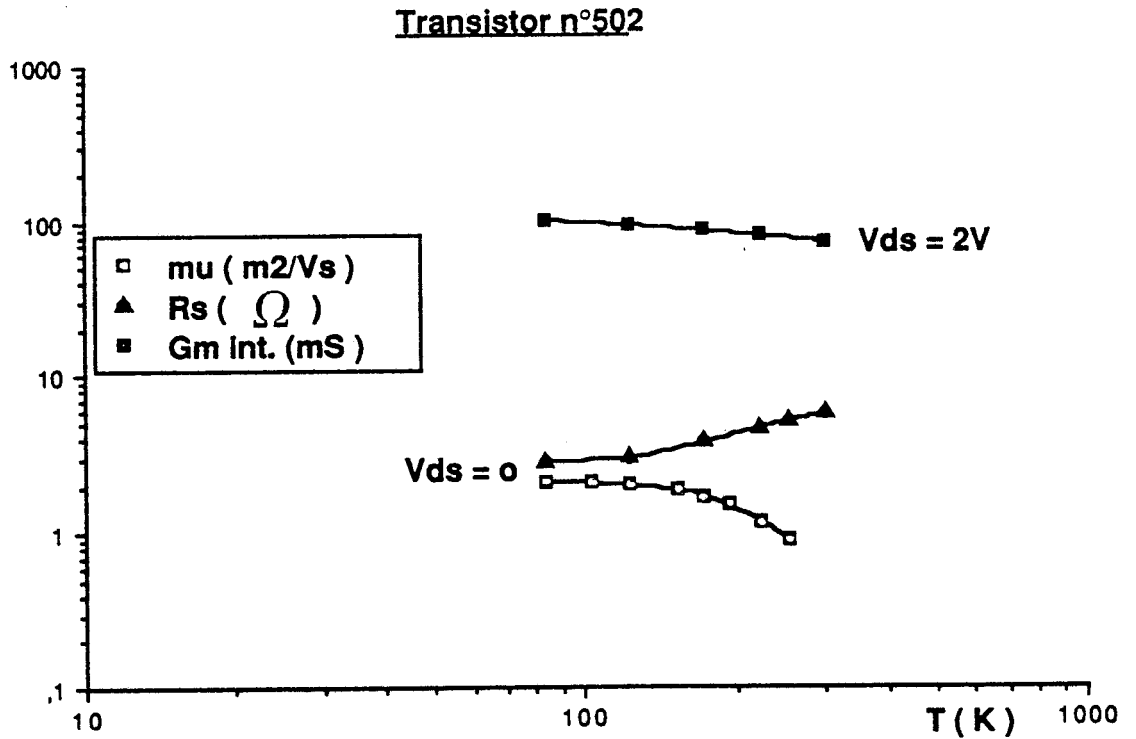


FIGURE III.38 : Comparaison entre l'évolution de la mobilité électronique, la transconductance intrinsèque et la résistance de source en fonction de la température. Echantillon de la série n°502.

température pour les transistors à hétérojonction AlGaAs/GaAs. Dans ce but, nous avons effectué une étude comparative sur les échantillons HEMT, exempts de collapse, où la composition d'alliage est comprise entre 0,22 et 0,28 pour lesquels deux méthodes de croissance épitaxiale ont été considérées.

Sur la figure III.37, nous avons reporté les résultats expérimentaux obtenus sur trois échantillons typiques n°502-521-522, les taux d'aluminium sont égaux à 0,28, 0,25 et 0,22 respectivement et dont nous donnons le rapport  $(G_m(T) / G_m(300K))_{DC}$  en fonction de la température ; nous représentons également les résultats du transistor n°525 (NEC) sur la même figure.

Une amélioration de 30 à 50% est observée entre 300K et 77K (n°502 (MOCVD) et n°522 (MBE)), elle atteint 90% pour l'échantillon n°521. Une concentration d'impuretés  $N_{dSi}$  élevée semble jouer un rôle favorable dans ce cas, puisque seul ce paramètre varie ici dans de fortes proportions.

Par ailleurs, l'influence de la longueur de grille a pu être envisagée en comparant les résultats obtenus sur les séries n°502-521-522 ( $L_g \sim 0,55\mu m$ ) à ceux de l'échantillon n°525 ( $L_g \sim 0,3\mu m$ ). Une diminution de la longueur de grille d'un composant, ne se traduit pas forcément par une amélioration supplémentaire de la transconductance statique aux températures cryogéniques. Signalons, en outre, que des améliorations d'un facteur 2, pour un composant de longueur de grille  $L_g = 1\mu m$ , ont été publiées [41].

Dans ce qui suit, nous tenterons de cerner l'influence de la mobilité électronique sur la transconductance intrinsèque du transistor à hétérojonction, ceci en comparant les évolutions de  $G_{mInt}$ , de la mobilité  $\bar{\mu}$  de l'échantillon n°502 et de la résistance de source en fonction de la température (fig. III.38).



La résistance de source  $R_s$  bénéficie amplement de l'amélioration de la mobilité du gaz 2D à basse température, les évolutions de  $R_s$  et de  $\bar{\mu}$  étant déduites de mesures à  $V_{ds} = 0$ . A l'opposé, en régime de fonctionnement ( $V_{ds} = 2V$ ), l'amélioration de la transconductance  $G_{mInt}$  n'est pas aussi avantageuse que ne le laisse supposer la mobilité déduite en champ faible. Ceci s'explique par la forte dégradation de la mobilité électronique dans les hétérostructures AlGaAs/GaAs en présence d'un champ électrique entre les contacts de drain et de source [34].

### I.2.3. Conclusion

La caractérisation en régime statique a permis de mettre en valeur l'intérêt d'une utilisation en basse température du transistor HEMT. Une amélioration de la transconductance  $G_{mInt}$  de 300mS/mm (300K) à 580mS/mm (77K) est possible ; ce résultat restant à être confirmé par la méthode de caractérisation microonde mise en oeuvre dans la suite de ce chapitre.

Nous avons mis en évidence, à partir de l'examen des caractéristiques I-V du transistor exempt de collapse, l'existence d'un mécanisme parasite supplémentaire dit kink-effect et son influence à basse température. A présent, il paraît nécessaire d'effectuer l'étude des paramètres du schéma équivalent petit-signal, puis nous cernerons l'influence de ce phénomène sur les performances potentielles du composant.

## II. CARACTERISATION MICROONDE DU TRANSISTOR A HETEROJONCTION AlGaAs/GaAs

### INTRODUCTION

La caractérisation microonde, et plus précisément la détermination du schéma équivalent petit signal d'un FET, est importante pour la compréhension des processus physiques mis en oeuvre en régime de fonctionnement, ainsi que pour la définition de critères à partir desquels on pourra évaluer les performances potentielles, et les limitations du transistor à hétérojonction AlGaAs/GaAs.

Ceci nécessite l'acquisition expérimentale des paramètres de la matrice de dispersion utiles à l'exploitation de la mesure, et la définition d'une méthodologie qui permettent d'aboutir au schéma équivalent le plus complet possible du transistor. Une étude systématique de composants d'origines diverses, et notamment, leur comportement dans une large gamme de température, constitue un des thèmes essentiels de notre étude.

### II.1. METHODE DE MESURES DES PARAMETRES S DU TRANSISTOR

#### II.1.1. Les erreurs de mesure

Les mesures hyperfréquences sont guidées par la nécessité de relever simultanément l'amplitude et la phase des paramètres ( $S_{ij}$ ) de la matrice de dispersion.

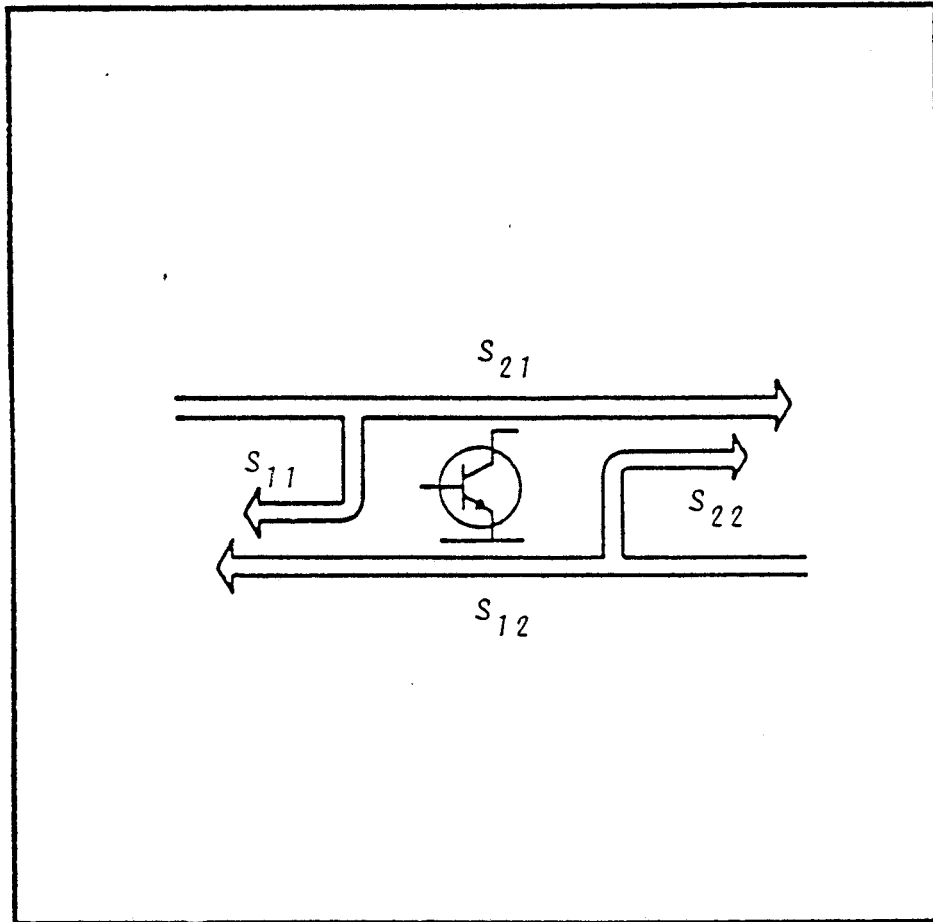


FIGURE III.39 : Paramètres ( $S_{ij}$ ) d'un transistor hyperfréquence .

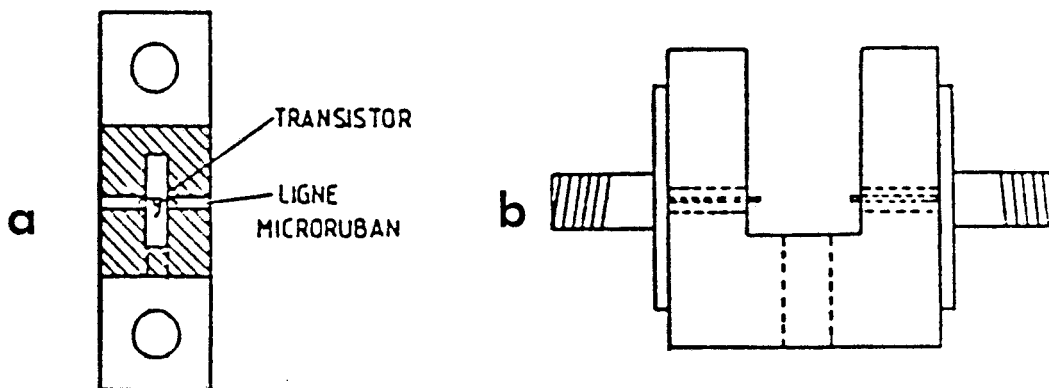


FIGURE III.40 : Monture BMH60 (a) et cellule de mesures (b) connectée entre les ports de l'analyseur de réseaux.

Le dispositif sous test comporte deux ports reliés aux plans d'entrée (entre la grille et la source) et de sortie (entre drain et source) du transistor à l'aide de câbles de mesure, dont les qualités hyperfréquences seront aussi parfaites que possible. Chacun des coefficients, décrits sur la figure III.39 est associé à un paramètre de la matrice  $[S]$  du quadripôle :

La mesure des paramètres  $(S_{ij})$  est effectuée au moyen de l'analyseur de réseau vectoriel HP8510B, dans une large bande de fréquence comprise entre 50 MHz et 26,5 GHz. Il résulte les principaux avantages :

- la réduction importante de la dégradation des échantillons, des câbles et des connecteurs, qu'entraîne les manipulations multiples.

- la possibilité d'une caractérisation systématique d'un grand nombre de composants.

- la réduction des erreurs autres que celles liées à la mesure proprement dite telles que les erreurs de dérive, de bruit et la reproductibilité des connecteurs et des câbles...

En pratique, l'échantillon est encapsulé sur une monture BMH60 qui assure la protection et la maniabilité du transistor (fig. III.40a). L'ensemble est ensuite inséré dans la cellule en U (fig. III.40b) qui sera connectée entre les ports de l'analyseur. Ainsi, la transition entre les plans des câbles de précision de l'analyseur et l'échantillon en puce placé dans la monture, est mesurée de part et d'autre d'une transition OSM, d'un guide coaxial et enfin d'une ligne microruban.

L'obtention de mesures hyperfréquences très précises nécessite une opération de calibrage de l'analyseur, ayant pour but de s'affranchir des erreurs liées à la mesure, notamment :

- des erreurs systématiques, dont un modèle comprenant  $n$  vecteurs (8 ou 12) rend compte, et qui peuvent ainsi être pris en compte par une procédure numérique pour chaque point de fréquence de mesures. Parmi les plus importantes, citons les erreurs de directivité.

Cette opération de calibrage est réalisée à partir des trois éléments les plus idéaux possibles : une charge  $50\Omega$  fixe ou ajustable, un court-circuit et un circuit-ouvert. A cela, il faut ajouter une opération dite "Conn-Thru" qui consiste à relier directement les ports 1 et 2 (les extrémités des câbles de types opposés sont directement connectables). L'ensemble de cette procédure, directement intégrée sur l'analyseur HP8510, rend alors possible l'obtention des 4 paramètres  $(S_{ij})$  corrigés pour chaque point de fréquence.

Les erreurs de mesures propres à l'analyseur de réseau étant corrigées, il est alors nécessaire de procéder à la phase de normalisation dans les plans d'entrée et de sortie de l'échantillon en puce. Cette opération s'effectue à l'aide d'un court-circuit de référence approprié et d'une ligne de transmission.

Néanmoins, le but de notre travail étant l'étude du comportement du transistor HEMT en fonction de la température, il nous a été nécessaire d'adapter le dispositif mis au point à température ambiante, aux mesures cryogéniques.

### II.1.2. Problèmes liés au cryostat

La nécessité de réguler dans une gamme de température suffisamment large, nous a conduit à utiliser un cryostat couplé à un

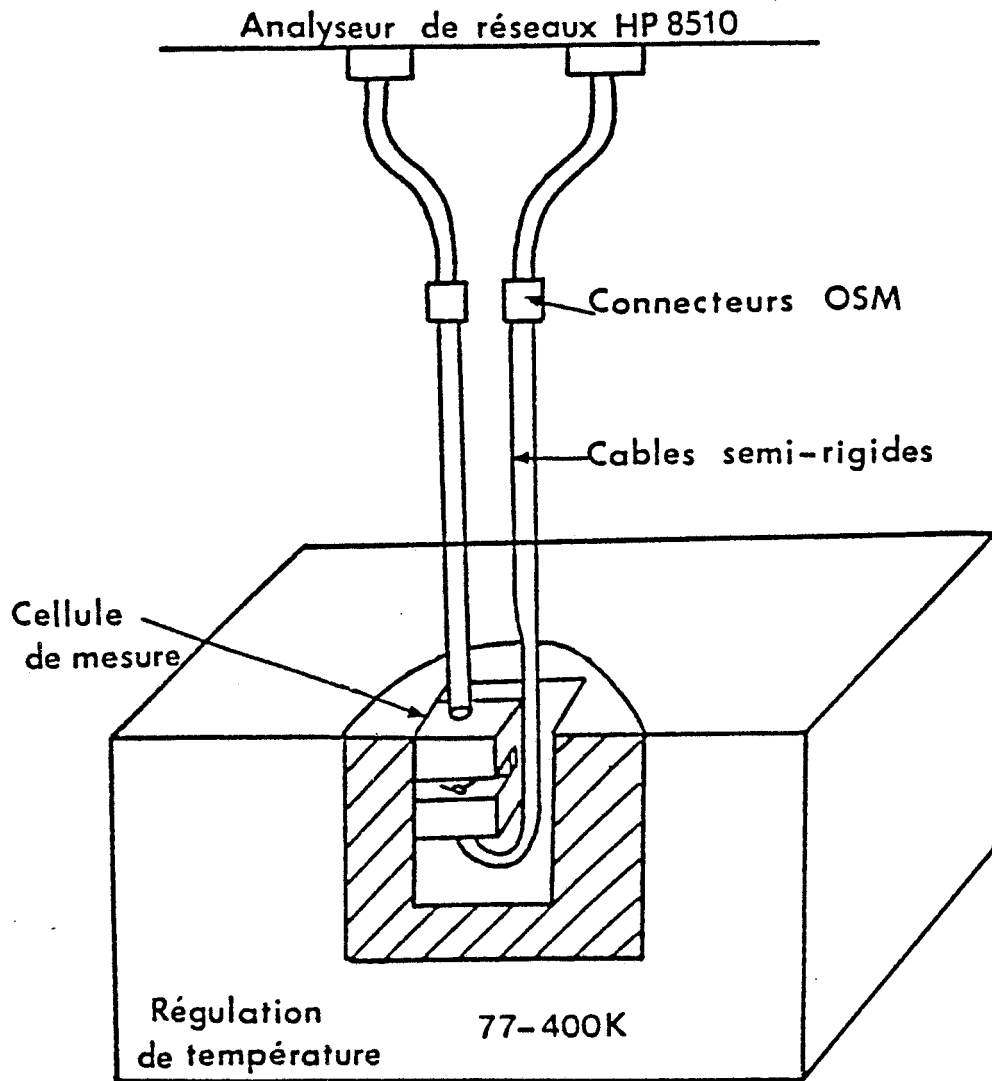


FIGURE III.41 : Schéma du dispositif expérimental de mesure des paramètres hyperfréquences.

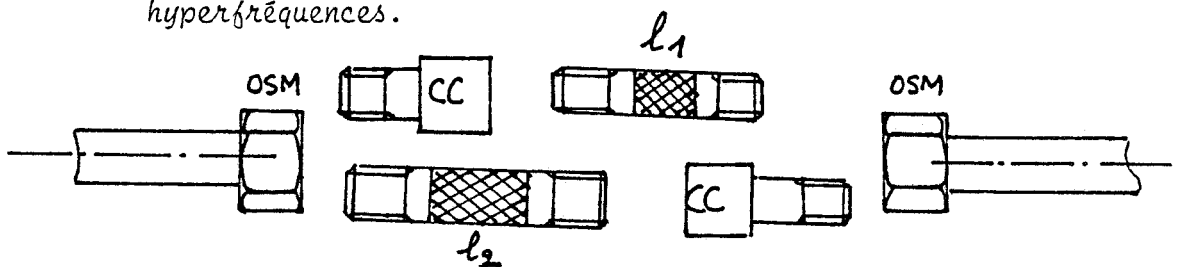


FIGURE III.42 : Kit de calibration de l'analyseur de réseau par la méthode LRL.

dispositif de régulation de température. Ceci a pour conséquence d'introduire dans la chaîne de mesure deux longueurs de ligne coaxiale semi-rigide, dont les extrémités connectées à la cellule seront plongées dans le cryostat. Afin de minimiser la contrainte thermique appliquée sur le câble semi-rigide, la partie immergée est la plus réduite possible. Une représentation schématique du dispositif expérimental est donnée sur la figure III.41.

L'opération de calibrage par la méthode classique, effectuée sur le dispositif de mesure à basse température, n'a pu être retenue à cause des nombreuses transitions qui rendent les résultats difficilement reproductibles, et qui se traduisent par la présence de "boucle" de résonance sur le relevé des paramètres ( $S_{ij}$ ) en fonction de la fréquence. De plus, la caractérisation d'un élément de référence à l'extrémité des câbles semi-rigides, montre que dans la bande de fréquence de travail, les valeurs insuffisantes de la directivité ne permettent pas l'obtention d'une précision suffisante des paramètres de réflexion d'entrée et de sortie du quadripôle sous test.

Nous avons donc eu recours à une méthode de calibrage LRL (ou ligne-reflect-ligne) [42]. Elle présente l'avantage d'être plus appropriée à notre cas particulier et permet de réduire à une opération unique le calibrage de l'analyseur de réseau, et non plus deux pour le dispositif de mesures en fonction de la température. Le kit de calibrage par la méthode LRL est constitué d'une charge réfléchive ainsi que de deux tronçons de ligne coaxiale connectés l'un après l'autre sur l'extrémité des câbles durant l'opération de calibrage de l'analyseur proprement dite (fig. III.42).

Classiquement la différence des longueurs de ligne électrique de la ligne courte et de la ligne longue est imposée par la bande de fréquences de travail à couvrir :

$$(23) \quad \Delta l = l_2 - l_1$$

ESSAI EN TEMPERATURE

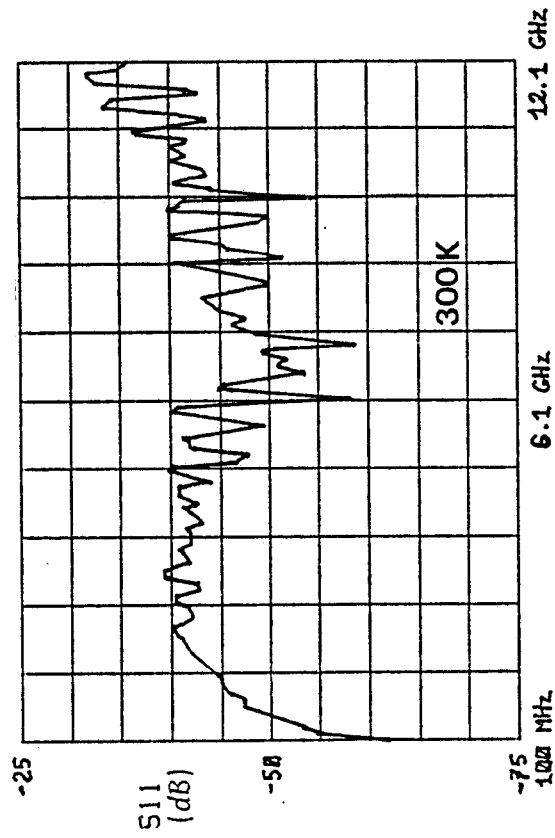
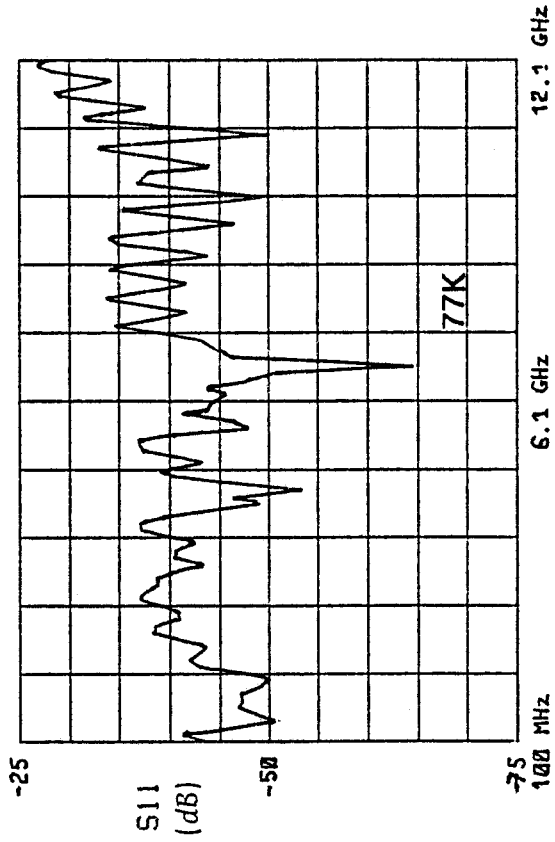
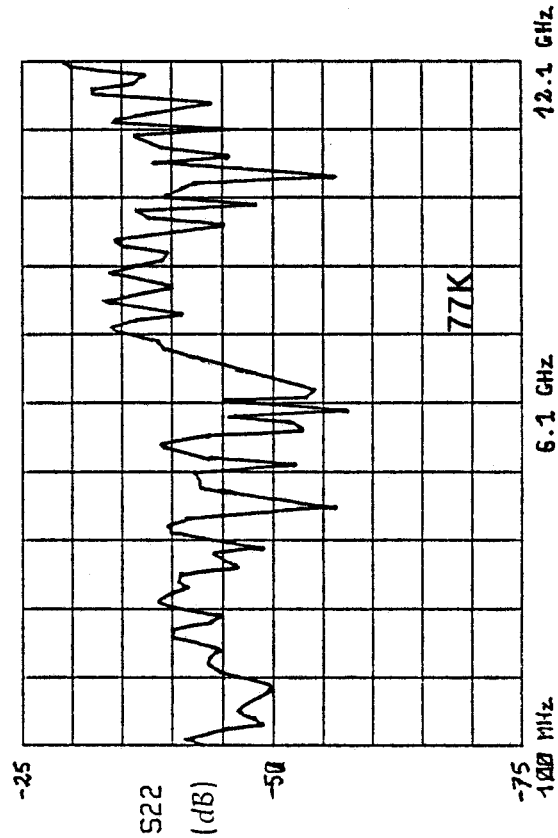
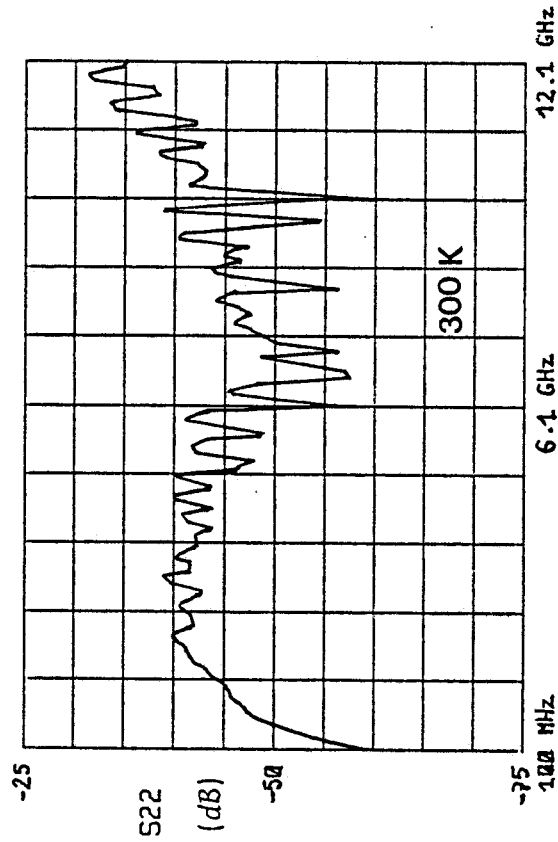


FIGURE III.43 : Evolution des coefficients de réflexions  $S_{11}$  et  $S_{22}$  d'un tronçon de ligne mesuré à deux températures.





Un calibrage très précis et reproductif de l'analyseur est possible lorsque la différence de phase des longueurs électriques des deux lignes est proche de la valeur optimale  $90^\circ$  (les valeurs limites étant  $18^\circ$  et  $162^\circ$ ) au milieu de la bande de fréquence désirée et se calcule comme :

$$(24) \quad \beta \Delta l = \pi/2$$

$$\text{où } \beta = \frac{2\pi F (\epsilon_r)^{1/2}}{C}$$

$\epsilon_r$  : permittivité effective du téflon ( $\epsilon_r = 2,2$ )

Dans le cadre des mesures basses températures, le calibrage est réalisé à l'aide de deux longueurs de lignes dont les valeurs ou "Delay" ( $\Delta(\beta \Delta l)/\Delta\omega$ ) caractérisées sur l'analyseur sont égales à 46,6pS et 83,4pS (on obtient  $\Delta l = 7,4\text{mm}$ ). La bande de fréquences pouvant être couverte s'étend donc, en haute fréquence, jusque 13 - 14 GHz ; c'est également la limite d'utilisation des connecteurs utilisés.

En conséquence, nous avons disposé d'un kit de calibration LRL répondant à notre objectif, utilisable dans une large bande de fréquence et composé de deux lignes en téflon de longueurs  $l_1$  et  $l_2$ , ainsi que d'une charge réfléchive pouvant être un circuit ouvert ou un court-circuit. A titre d'exemple, nous donnons sur la figure III.43 l'évolution des coefficients de réflexions  $S_{11}$  et  $S_{22}$  d'un tronçon de ligne mesuré entre 100 MHz et 12,1 GHz. Le calibrage de l'analyseur étant effectué à température ambiante, nous donnons également sur cette figure l'évolution des paramètres  $S_{11}$  et  $S_{22}$  relevés à 77K.

La directivité équivalente dans les plans de référence d'entrée et de sortie est inférieure à -30dB dans toute la bande de mesure et ne montre pas de variations significatives avec la température. Ces deux conclusions sont particulièrement vérifiées dans la

ESSAI EN TEMPERATURE

S21 / Group delay (in picoseconds)

19 Jul 1988 / 14:34:53

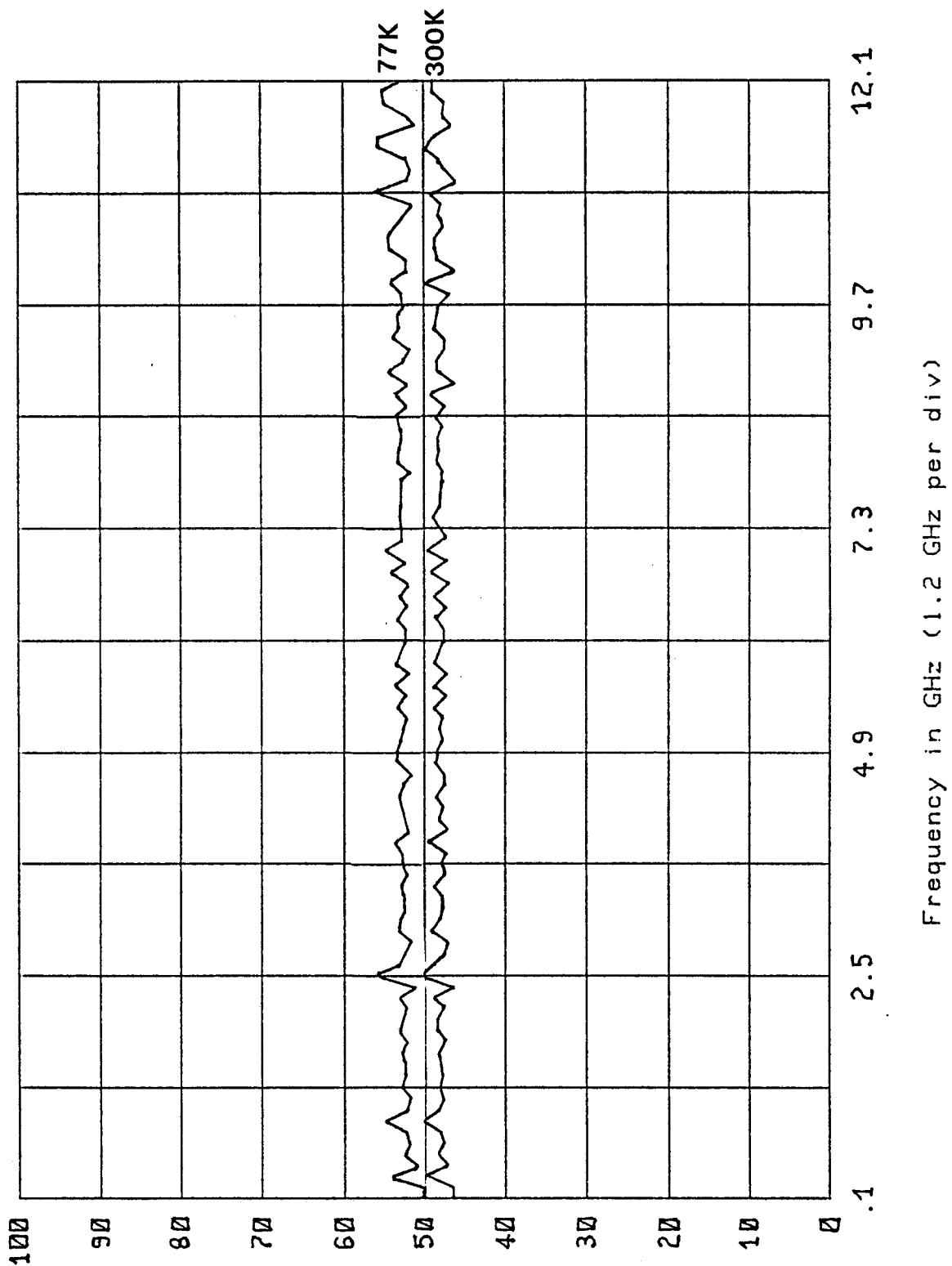


FIGURE III.44 : Variation de la longueur de ligne électrique d'un tronçon semi-rigide entre deux températures.

bande de fréquences pour laquelle la méthode de caractérisation du transistor sera mise en oeuvre ( $F < 5$  GHz).

Notons que nous avons envisagé la possibilité d'effectuer le calibrage du dispositif de mesure directement aux températures cryogéniques afin de nous affranchir de l'influence des contraintes thermiques sur les transitions et les câbles semi-rigides. Les résultats obtenus ne sont pas nettement améliorés, en comparaison d'un calibrage effectué à 300K. Les problèmes de reproductibilité des mesures dans ce cas nous ont amenés à écarter cette procédure.

En outre, nous avons envisagé d'estimer l'influence de la contrainte thermique exercée sur les lignes en mesurant la variation de la longueur de ligne électrique d'un tronçon semi-rigide entre 300K et 77K (fig. III.44), la variation  $\Delta l_T$  obtenue est :

$$(25) \quad \Delta l_T = l_{77K} - l_{300K} = 5 \text{ ps}$$

La variation de phase sur les paramètres de transmissions due au décalage des plans de référence reste alors inférieure à  $5^\circ$  à 12 GHz.

L'utilisation du dispositif de mesure en basse température est donc possible dans une bande de fréquences allant de 100 MHz à 6,1 GHz, ce qui offre la possibilité d'accéder à une précision de mesure très importante, et ceci pour toutes les températures. La dernière étape étant la phase de normalisation dans les plans d'entrée et de sortie de l'échantillon en puce, mise en oeuvre avant chaque mesure. Cette dernière opération étant effectuée tout à fait classiquement à l'aide du court-circuit de référence et de la ligne de transmission appropriés à la cellule de mesure.

Le calibrage du banc de mesure hyperfréquence aux températures cryogéniques par la méthode LRL a été effectué en collaboration avec DAMBRINE [43] et PLAYEZ.

## II.2. DETERMINATION DES ELEMENTS DU SCHEMA EQUIVALENT

### INTRODUCTION

Une finalité de la mesure de la matrice de dispersion  $[S]$  en fonction de la température est la détermination du schéma équivalent petit signal du transistor en régime de fonctionnement.

Pour cela, deux méthodes peuvent être mises en oeuvre. L'une dont le concept essentiel est basé sur une analyse mathématique du schéma équivalent du transistor, c'est la méthode d'optimisation ; la seconde est axée vers une caractérisation expérimentale et une exploitation progressive des résultats, du continu vers le domaine des hyperfréquences.

#### II.2.1. Méthode d'optimisation

Le principe de la méthode d'optimisation consiste à minimiser l'écart entre les paramètres  $(S_{ij})_m$  mesurés à l'analyseur et les valeurs des paramètres  $(S_{ij})_c$  calculés à partir d'un schéma équivalent initial introduit préalablement à toute optimisation.

Un algorithme numérique permet d'obtenir la convergence entre ces deux ensembles de valeurs, vers une topologie qui simule au mieux le composant. La méthode d'optimisation a fait l'objet de nombreuses études dans notre laboratoire et a permis notamment de mettre en évidence des mécanismes physiques nouveaux [44].

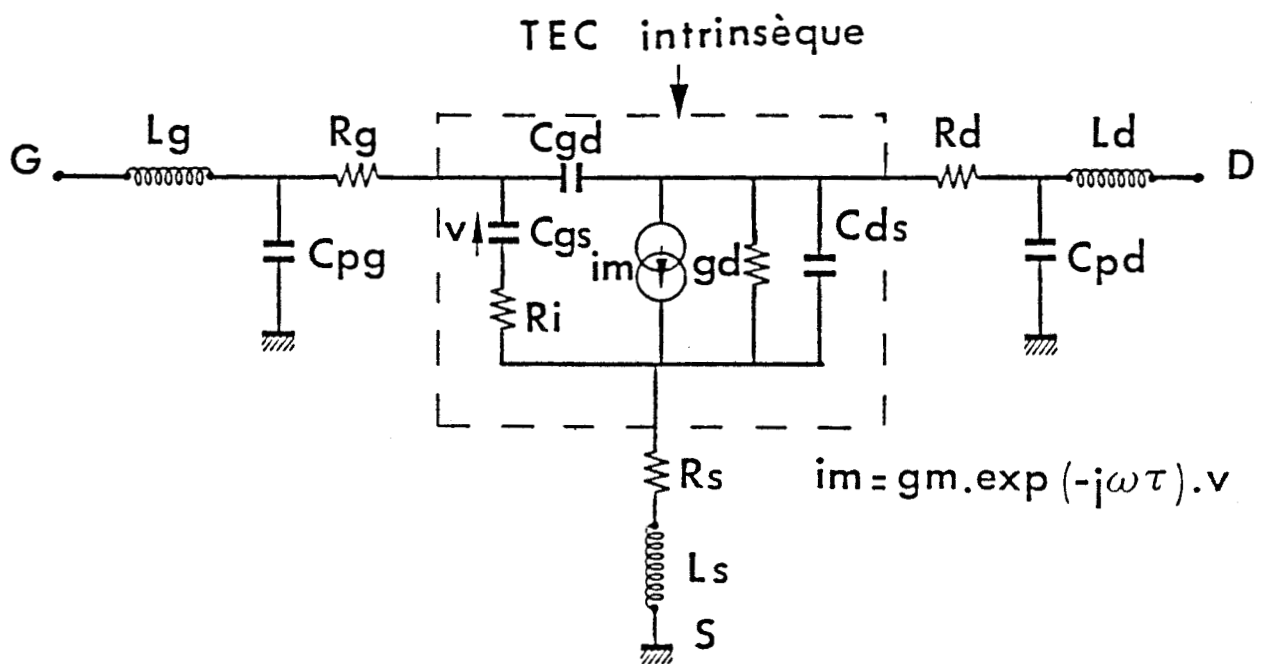


FIGURE III.45 : Schéma équivalent petit-signal représentatif du transistor à effet de champ.

Cependant, celle-ci, basée sur une exploitation expérimentale préalable, ne permet pas une utilisation systématique sur les composants. Il faut y ajouter, que des problèmes liés à la non convergence lorsque la solution initiale est trop éloignée de la solution finale, rendent son utilisation délicate et peu commode ; difficultés que nous avons rencontrées notamment pour l'évaluation des évolutions des résistances parasites de grille et de drain en fonction de la température.

Ces raisons nous ont conduits à utiliser une méthode de détermination du schéma équivalent intégralement expérimentale, et beaucoup plus immédiate.

## II.2.2. Exploitation immédiate des mesures

### II.2.2.1. Schéma équivalent du transistor

Le schéma équivalent du transistor à effet de champ, en régime de fonctionnement petit signal, est représenté sur la figure III.45. On y distingue dans la partie centrale, les paramètres propres au transistor, ou intrinsèques, qui traduisent le comportement physique de la partie active du composant.

Il faut y ajouter les éléments parasites d'accès du transistor, leur caractéristique essentielle étant d'être indépendant de la polarisation. Notons cependant qu'il peut être utile d'exploiter les paramètres du schéma équivalent sans extraire l'influence des éléments parasites, on obtient alors le schéma équivalent extrinsèque du transistor.

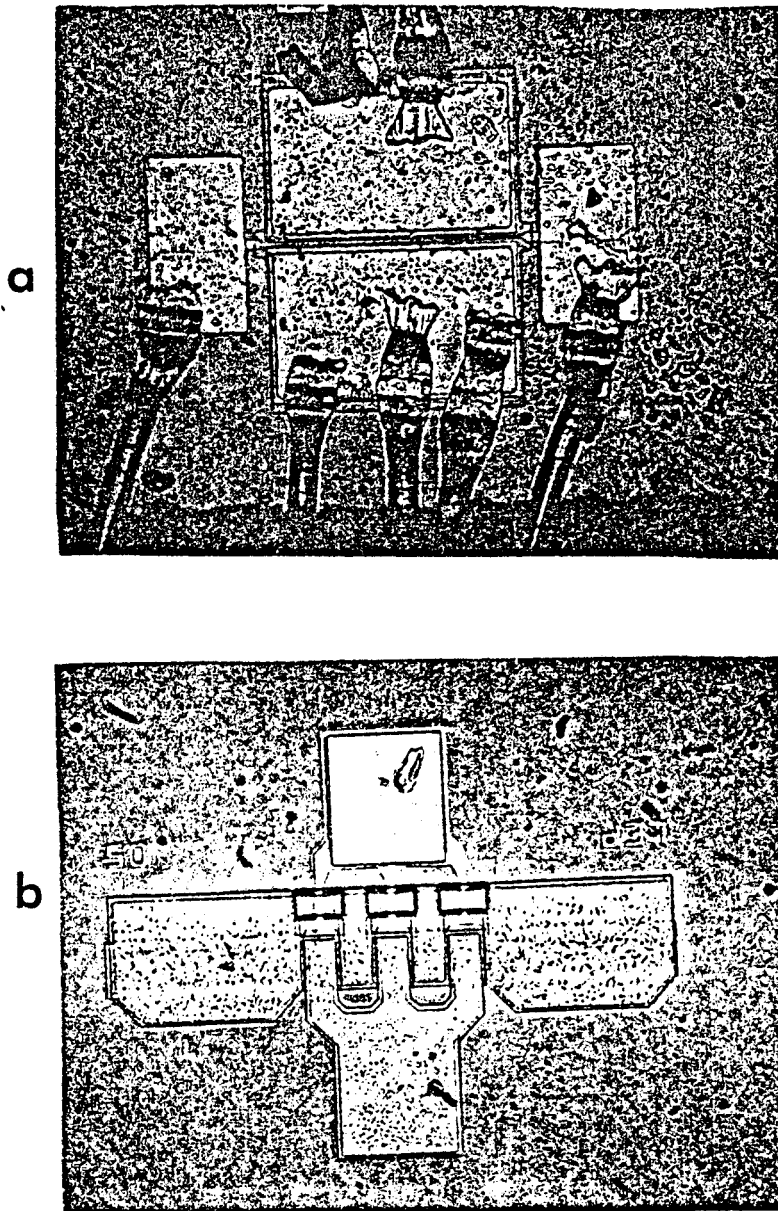


FIGURE III.46 : Topologies types des transistors étudiés :

a) deux doigts

b) six doigts de grille en parallèle.

#### II.2.2.2. Détermination des éléments parasites

Parmi les éléments parasites du transistor, on distingue :

- les inductances d'accès dues aux fils d'or thermo-compressés, pour chacune des trois électrodes ( $L_s$ ,  $L_d$ ,  $L_g$ ). Une attention plus particulière sera apportée à la connection du fil de source dont la valeur influe de façon prépondérante sur les performances hyperfréquences du transistor (typiquement :  $L_s \sim 50$  pH).

- les capacités de plots de grille et de drain d'origine purement électrostatiques,  $C_{pg}$  et  $C_{pd}$  dues aux interconnexions entre les électrodes.

- les résistances d'accès parasites de source  $R_s$ , de drain  $R_d$  et la résistance de métallisation de grille  $R_g$ .

Deux topologies différentes de transistors étudiés sont illustrées sur les figures III.46(a,b). Notons que la présence de six doigts de grille en parallèle (fig. III.46b) a pour but de réduire la résistance métallique de grille [45].

Décrivons maintenant les moyens permettant d'extraire successivement la valeur de chacun des éléments parasites. La méthode repose tout d'abord sur l'exploitation de la matrice impédance, déduite par transformation de la matrice  $[S]$ , dans les conditions de polarisation suivante :

1 - la tension drain-source est nulle

2 - la grille est polarisée en direct

Ces conditions de polarisation permettent en effet de supprimer l'influence des termes prépondérants dans le schéma du



transistor (fig. III.45) tels que la transconductance ( $G_m$ ) et la capacité grille-source ( $C_{gs}$ ).

Dans ces conditions, la région située sous la grille peut être modélisée par un réseau distribué RC [46]. L'étude de ce réseau permet d'aboutir à une représentation notablement simplifiée du schéma équivalent du transistor qui conduit au quadripôle impédance suivant:

$$(26) \quad Z_{11} = R_s + R_c/3 + R_g + \eta \frac{kT}{q I_g} + j(L_s + L_g)\omega$$

$$(27) \quad Z_{12} = Z_{21} = R_s + R_c/2 + j L_s \omega$$

$$(28) \quad Z_{22} = R_s + R_c + R_d + j(L_s + L_d) \omega$$

Aux fréquences de travail considérées, les capacités plots d'entrée et de sortie, n'ont plus d'influence et peuvent être négligées.

De l'évolution linéaire avec la fréquence des parties imaginaires des paramètres ( $Z_{ij}$ ), on peut déterminer avec une bonne précision les valeurs des différentes selfs de connexion :

$$\text{Im} (Z_{12}) = \text{Im} (Z_{21}) \rightarrow L_s$$

$$\text{Im} (Z_{11}) \rightarrow L_s, L_g$$

$$\text{Im} (Z_{22}) \rightarrow L_s, L_d$$

Quant aux parties réelles, elles se révèlent indépendantes de la fréquence, lorsque la densité de courant qui traverse le contact Schottky est suffisante ( $I_g < 1\mu A/\mu m^2$ ), ce qui confirme les hypothèses introduites pour établir ces expressions. La mesure de la

caractéristique  $Re (Z_{11}) = f (1/Ig)$  permet d'accéder très simplement au facteur d'idéalité  $\eta$  du contact Schottky, ainsi qu'à la résistance globale  $(R_s + R_g + R_c/3)$ .

Ainsi, l'ensemble des trois équations non redondantes :

$$(29) \quad R_s + R_c/3 + R_g = \alpha$$

$$(30) \quad R_s + R_c/2 = \beta$$

$$(31) \quad R_s + R_c + R_d = \gamma$$

où  $(\alpha, \beta, \gamma)$  représentent les grandeurs mesurées

nécessite la connaissance d'une quatrième équation afin de lever l'indétermination. Plusieurs possibilités nous sont offertes :

- par la mesure préalable sous pointe de la résistance de grille  $R_g$ . Celle-ci est difficile pour les composants dont la topologie de grille est complexe.

- par le calcul de la résistance du canal  $R_c$ . Elle nécessite cependant une connaissance précise des paramètres technologiques du transistor.

- par la mesure de la somme des résistances  $(R_s + R_d)$  déduite de la caractérisation en continu ou en régime dynamique ; c'est cette mesure, qui repose sur une expérimentation directe et précise, que nous avons adoptée.

$$(32) \quad R_s + R_d = \delta$$

Les valeurs de chacune des résistances parasites  $R_s, R_d, R_g$  et  $R_c$  peuvent alors être déterminées à partir du système de quatre équations

Quant à la détermination aussi précise que possible de la capacité de plot  $C_{pg}$  du transistor, paramètre fondamental dans l'estimation des performances hyperfréquences du composant et notamment la fréquence de coupure  $F_c$ , nous avons adopté une méthode d'exploitation directe [47].

Ainsi, la tension drain-source étant nulle et la grille polarisée en régime fortement pincé, la structure en  $\pi$  du transistor permet d'aboutir à la matrice admittance suivante :

$$[Y] = \begin{bmatrix} j\omega (C_{pg} + 2 C_b) & - j \omega C_b \\ - j \omega C_b & j \omega (C_{pd} + 2 C_b) \end{bmatrix}$$

à partir de laquelle, peuvent être aisément déterminées les capacités  $C_{pg}$  et  $C_{pd}$ . Dans ces expressions,  $C_b$  représente la capacité de bord due à la région déplétée de part et d'autre de la grille.

Les éléments parasites étant déterminés avec une bonne précision, intéressons-nous à présent à l'étude des éléments intrinsèques du schéma équivalent du transistor.

### II.2.2.3. Détermination des éléments intrinsèques

La topologie en  $\pi$  du transistor intrinsèque (fig.III.45) permet aisément de relier les paramètres  $(Y_{ij})$  aux éléments du schéma équivalent. Ceci, moyennant quelques approximations possibles compte tenu de la bande de fréquence de mesures et des données technologiques des transistors (en particulier la section de la grille):

$$R_i^2 C_{gs}^2 \omega^2 \ll 1$$

et  $\tau \ll \omega$

A titre d'exemple, des valeurs typiques de  $R_i^2 C_{gs}^2 \omega^2$  et  $\tau$  sont  $10^{-2}$  et  $10\text{ps}$  à  $5\text{ GHz}$ .

Les expressions de chacun des paramètres de la matrice  $[Y]$  peuvent alors s'écrire :

$$(33) \quad Y_{11} = R_i C_{gs}^2 \omega^2 + j\omega (C_{gs} + C_{gd})$$

$$(34) \quad Y_{12} = -j\omega C_{gd}$$

$$(35) \quad Y_{21} = G_m - j\omega [C_{gd} + G_m (R_i C_{gs} + \tau)]$$

$$Y_{22} = G_d + j\omega (C_{gd} + C_{ds})$$

Les principaux éléments du schéma équivalent sont alors déduits directement par identification avec les résultats expérimentaux dans la bande de fréquence de mesure comme le montre la table suivante :

$$\text{Re}(Y_{21}) \rightarrow G_m$$

$$\text{Re}(Y_{22}) \rightarrow G_d$$

$$\text{Im}(Y_{11}) \rightarrow C_{gs}, C_{gd}$$

$$\text{Im}(Y_{12}) \rightarrow C_{gd}$$

$$\text{Im}(Y_{22}) \rightarrow C_{ds}, C_{gd}$$

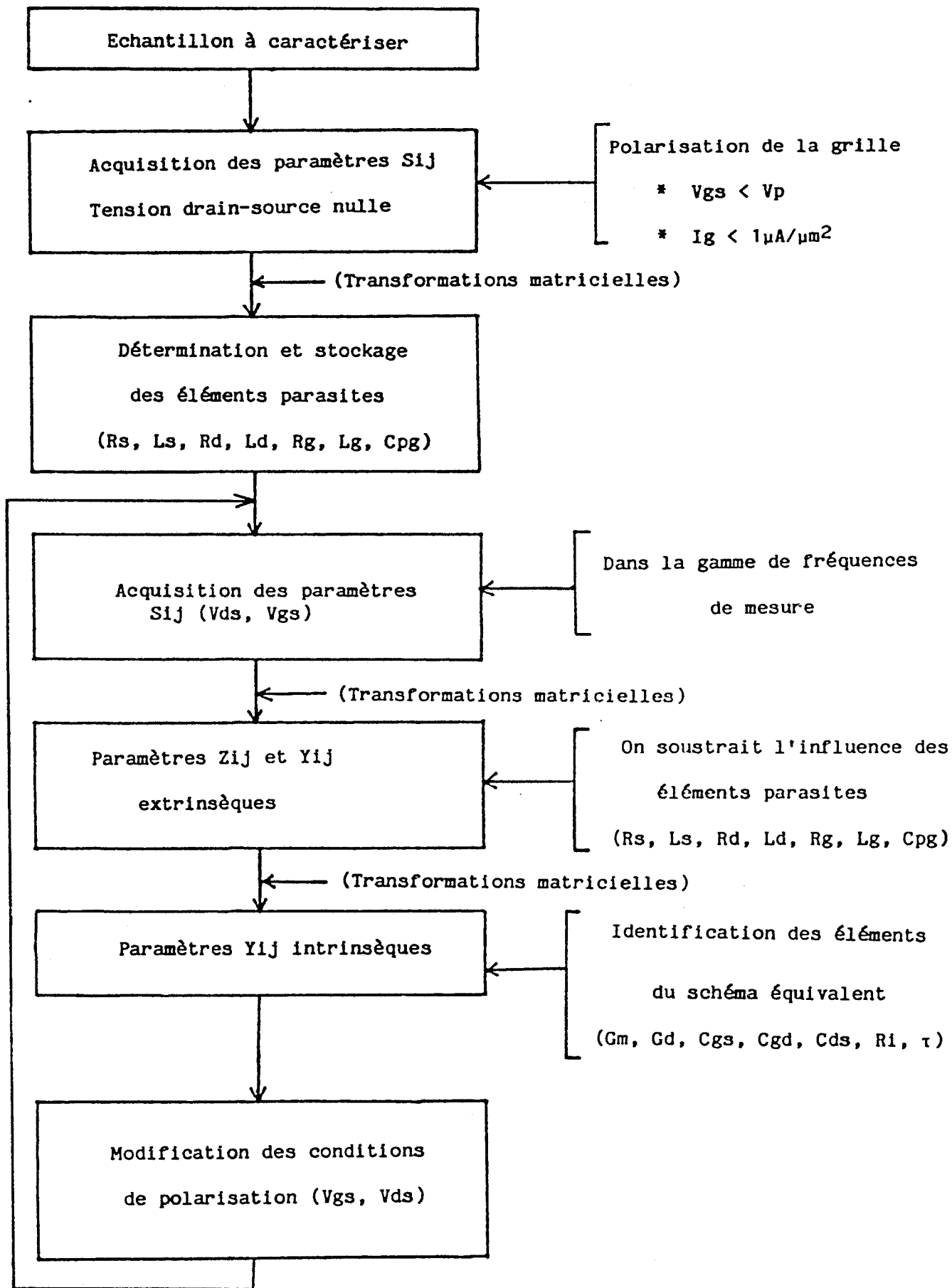


FIGURE III.47 : Procédure permettant la détermination du schéma équivalent des transistors à effet de champ.

Ces éléments, obtenus avec une bonne précision, permettent l'estimation des éléments du deuxième ordre :

$$\text{Re}(Y_{11}) \rightarrow R_i$$

$$\text{Im}(Y_{21}) \rightarrow R_i, \tau$$

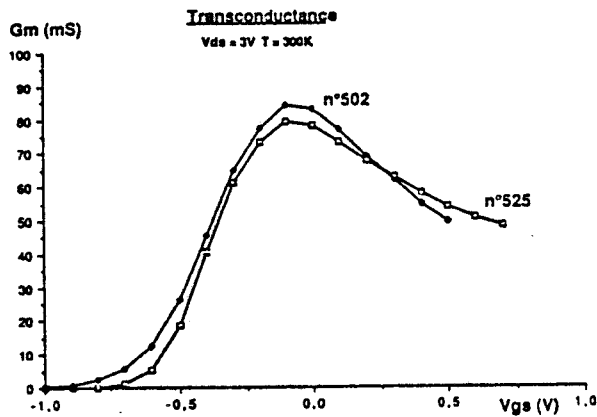
Les différentes procédures, qui aboutissent à l'extraction des éléments du schéma équivalent petit signal du transistor, sont décrites et rendent possible la caractérisation de tous composants à effet de champ.

#### II.2.2.4. CONCLUSION

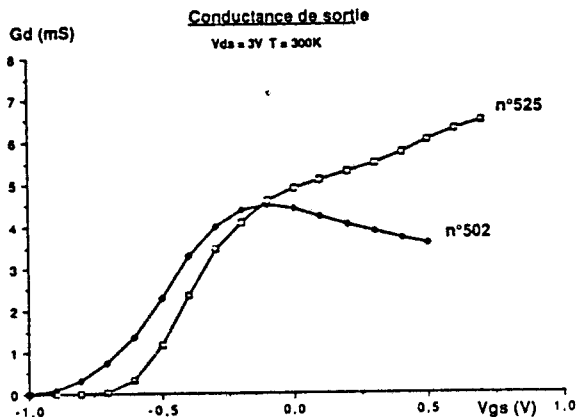
La méthode générale utilisée pour l'analyse du transistor HEMT repose sur des transformations matricielles des paramètres de dispersion ( $S_{ij}$ ), couplées à des conditions de polarisation adaptées.

La procédure générale, représentée sur la figure III.47 permet une étude systématique des transistors à hétérojonction AlGaAs/GaAs pour chaque point de polarisation. Un avantage essentiel étant de ne nécessiter, à priori, aucune information sur l'échantillon autre que la somme des résistances d'accès ( $R_s + R_d$ ).

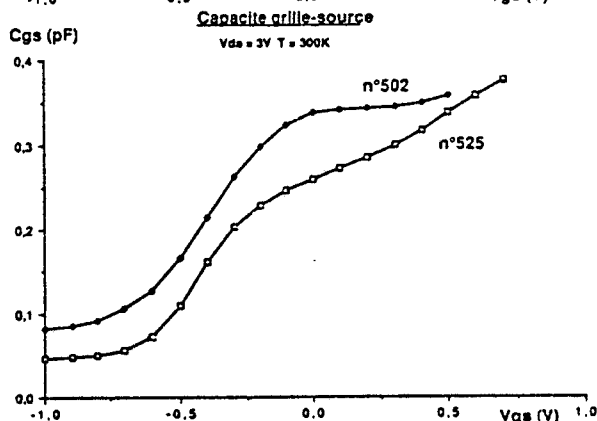
a



b



c



d

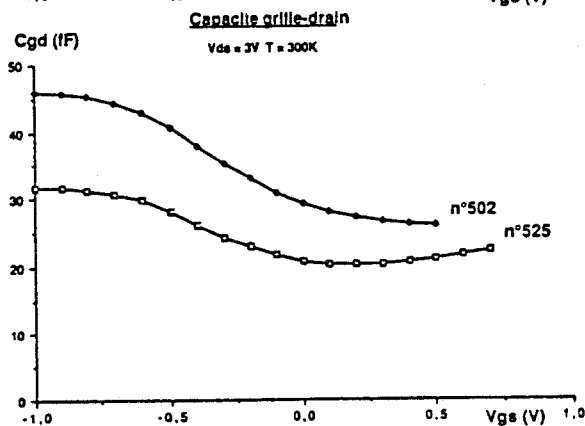


FIGURE III.48 : Evolution des paramètres  $G_m$  (a),  $G_d$  (b),  $C_{gs}$  (c),  $C_{gd}$  (d) en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour les échantillons n°502 et n°525.

COMPORTEMENTS TYPES DU HEMT A TEMPERATURE AMBIANTE.

## II.3. COMPORTEMENT DU HEMT AVEC LA TEMPERATURE

### II.3.1. Etude à température ambiante

#### II.3.1.1. Evolution des éléments intrinsèques du schéma équivalent

Intéressons-nous à présent à l'évolution des paramètres intrinsèques du schéma équivalent, à température ambiante, de deux échantillons typiques à grille submicronique ( $L_g$  constructeur  $\sim 0,55\mu\text{m}$ ,  $Z = 200\mu\text{m}$ ). Les évolutions des quatre principaux paramètres représentés sur les figures III.48 (a,b,c,d) en fonction de la tension  $V_{gs}$  appliquée sur la grille ( $V_{ds} = 3\text{V}$ ) montrent les sens d'évolution obtenus systématiquement pour différents composants étudiés.

Notons que la capacité drain-source  $C_{ds}$ , non représentée ici, est de l'ordre de  $100\text{fF}$  ( $Z = 200\mu\text{m}$ ) et évolue peu avec la tension  $V_{gs}$ ; cette capacité essentiellement extrinsèque représente la somme des contributions de la capacité de substrat et de la capacité électrostatique de drain (schéma équivalent fig. III.45).

Ainsi, la caractéristique  $G_m(V_{gs})$  croît tout d'abord lorsque la tension appliquée sur la grille augmente avec une raideur plus ou moins prononcée pour atteindre une valeur maximale. Celle-ci traduit la commande dans l'AsGa de la couche d'accumulation à forte mobilité. Au-delà de cette valeur,  $G_m$  diminue lorsque la conduction dans la couche d'AlGaAs sous la grille commence à devenir prédominante. Ceci constitue l'influence de la couche d'AlGaAs qui a un comportement identique à celui d'un MESFET parasite AlGaAs. Les paramètres essentiels, qui influencent ces évolutions, seront donc la concentration de dopage silicium  $N_D$  et le pourcentage d'aluminium  $x$  de l'alliage  $(N)\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .



La capacité  $C_{gd}$  n'évolue pas lorsque le transistor est en régime de fonctionnement fortement pincé, puis commence à décroître, typiquement d'une valeur de 10 à 20 fF, lorsque l'on ouvre le canal (fig. III.48d).

En ce qui concerne l'évolution de la capacité  $C_{gs}$  et de la conductance de sortie  $G_d$ , nous montrons sur les figures III.48 c et b deux comportements typiques du TEGFET sélectionnés à partir d'un grand nombre de résultats expérimentaux.

La capacité grille-source évolue rapidement lorsque la couche d'accumulation est efficacement commandée alors que dans cette gamme de tension,  $G_m$  augmente rapidement jusqu'à ce qu'il atteigne sa valeur maximale. Ensuite  $C_{gs}$  croît moins rapidement tandis que la zone d'AlGaAs sous la grille n'est plus totalement désertée jusque la tension  $V_{gs} = + 0,7V$  ; dans cette région  $G_m$  décroît très rapidement. Pour le second composant,  $C_{gs}$  évolue de la même manière pour les tensions  $V_{gs}$  les plus faibles, mais montre une région importante pour laquelle la variation de charges à l'extrémité de la grille vers la source est nulle.

La conductance de sortie est le paramètre pour lequel les résultats expérimentaux diffèrent le plus d'un composant à l'autre. Deux exemples caractéristiques (figure III.48b) montrent une diminution sensible ou une forte augmentation à canal ouvert. Notons que de tels comportements, plus ou moins accentués, ont été relevés pour différents échantillons issus de la même épitaxie. Le seul paramètre technologique susceptible d'être différent, pouvant être dans ce cas, la hauteur de la zone recessée sous la grille ou encore l'épaisseur de couche d'AlGaAs.

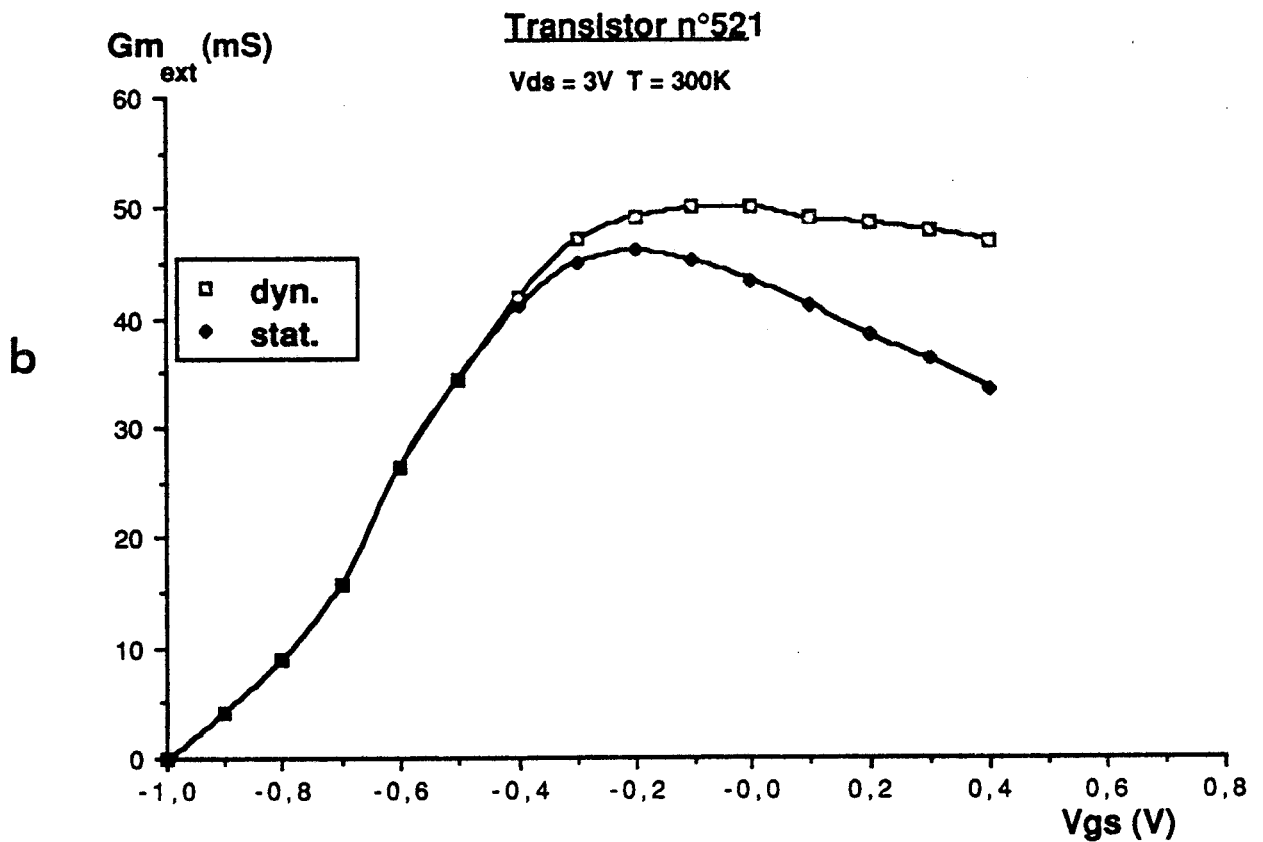
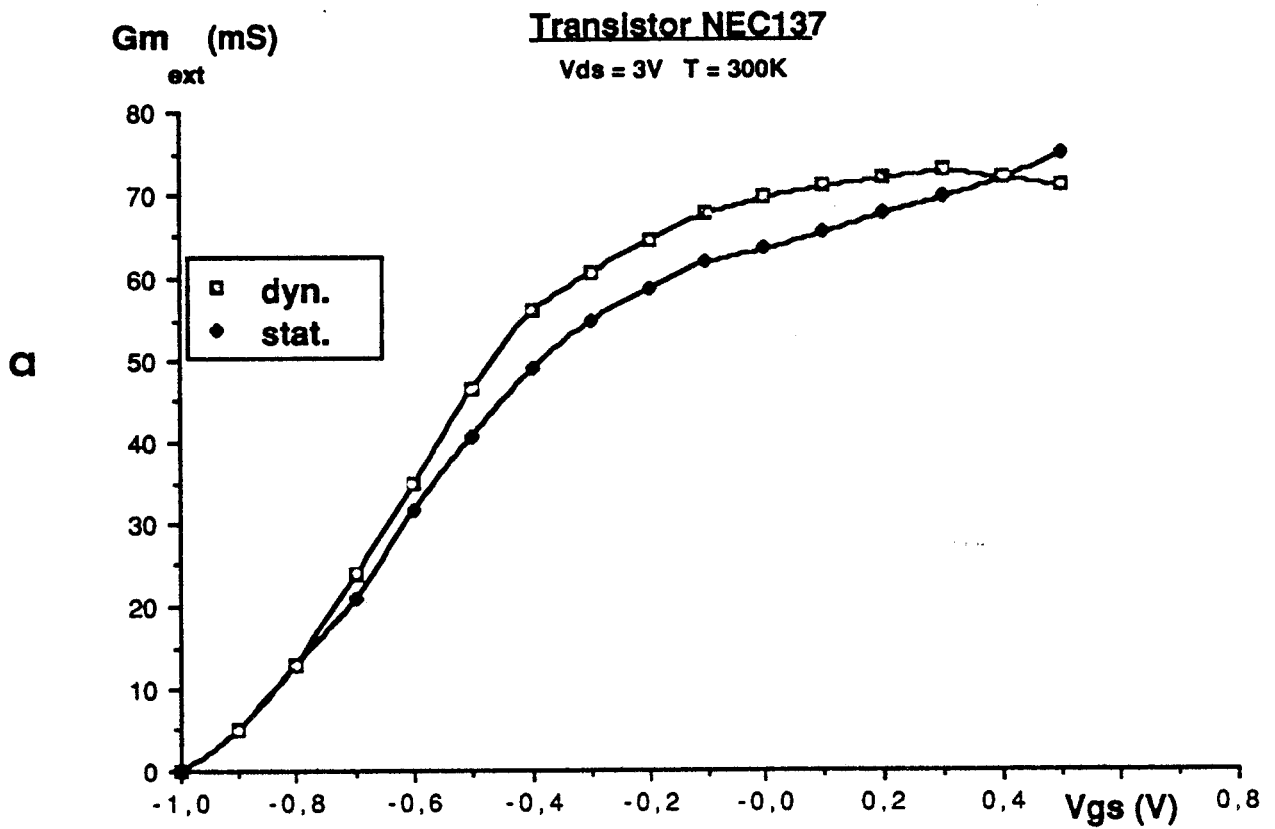


FIGURE III.49 : Comparaison des transconductances extrinsèques statique et dynamique pour les transistors représentatifs des séries :

- a) MESFET AsGa (NEC 137)
- b) HEMT AlGaAs/GaAs (n°521).

### II.3.1.2. Comparaison avec les mesures basses fréquences

L'intérêt de ces mesures hyperfréquences réside dans une caractérisation du composant à des fréquences où le comportement serait similaire à celui attendu aux conditions d'utilisation (10 à 30 GHz). Cependant, nous nous sommes efforcés d'effectuer une étude comparative du comportement du transistor HEMT en régime dynamique et en régime statique.

Dans ce but, les évolutions de la transconductance  $G_m$  estrinsèque mesurées en hyperfréquences et en régime statique :

$$(36) \quad (G_{mExt})_{DC} = \left( \frac{\Delta I_{ds}}{\Delta V_{gs}} \right) \quad V_{ds} = cste$$

sont présentées pour deux échantillons typiques : un transistor à hétérojonction AlGaAs/GaAs (fig. III.49b) et un transistor MESFET (AsGa) (fig. III.49a).

Pour le transistor MESFET NEC 137, la caractéristique  $G_{mHF}$  est très peu différente de la caractéristique statique dans toute la gamme de tension  $V_{gs}$  pour laquelle nous avons effectué les mesures. Toutefois, il ressort d'une étude systématique sur des échantillons de provenances diverses, que la transconductance déduite à partir de la mesure des paramètres  $(S_{ij})$  peut être notablement inférieure à la transconductance obtenue en continu. Ce phénomène est attribué à la présence de pièges [35] localisés dans la couche active ou aux interfaces couche active-couche tampon, couche tampon-substrat.

En ce qui concerne les composants à hétérojonction AlGaAs/GaAs, nous avons obtenu systématiquement des évolutions de la transconductance extrinsèque à canal ouvert très différentes. Les valeurs, mesurées en hyperfréquences  $(G_m)_{Ext}$ , sont plus élevées que celles obtenues en statique, ce qui a pour conséquence un accroissement de la dynamique avec la tension grille source en régime hyperfréquences. Au voisinage de la tension de pincement, la transconductance varie fortement avec la tension  $V_{gs}$  et on observe une bonne corrélation entre les deux méthodes de mesure.

Nous avons procédé à une étude systématique sur des transistors TEGFETs de technologies différentes, ceci dans le but de tenter d'établir des corrélations avec les paramètres technologiques des épitaxies. La plus significative est celle avec la concentration de dopant silicium donnée par le constructeur,  $N_{dSi}$  se situant entre  $6,6 \cdot 10^{17} \text{ At/cm}^3$  et  $3 \cdot 10^{18} \text{ At/cm}^3$ .

Les améliorations normalisées de la transconductance à canal ouvert :

$$(37) \quad \Delta G_{mExt} = \left( \frac{G_{mHF} - G_{mDC}}{G_{mHF}} \right) Ext$$

peuvent atteindre environ 30% (fig. III.49b), pour les dopages les plus élevés et se situent autour de 10% lorsque la concentration d'impuretés silicium est plus réduite.

Quant à l'influence du taux d'aluminium, les échantillons dont nous disposons ( $x$  variant de 0,19 à 0,28) ne nous ont pas permis de tirer un sens d'évolution systématique. Signalons simplement que la variation  $\Delta G_m$  maximale a été obtenue sur un composant pour lequel la fraction molaire d'AlAs est élevée ( $x = 0,25$ ). Ajoutons que la comparaison de deux composants ayant des paramètres technologiques voisins, exceptée la longueur de grille ( $L_g$  varie de 0,5 à  $1 \mu\text{m}$ ), montre que les variations relatives ( $\Delta G_m$ ) demeurent identiques.

Le comportement de la transconductance extrinsèque que nous avons décrit, peut être relié à la différence de comportement en régime statique, ou en hyperfréquences, de la transconductance intrinsèque du transistor et/ou à la résistance parasite de source.

En effet, la transconductance extrinsèque a pour expression [48] :

$$(38) \quad (Gm)_{Ext} = \frac{Gm_{Int}}{(1 + Gm_{Int} R_s) (1 + Gd_{Int} (R_s + R_d))}$$

soit en première approximation :

$$(39) \quad (Gm)_{Ext} \sim \frac{Gm_{Int}}{1 + Gm_{Int} R_s}$$

pour les transistors typiques ( $Gd = 5mS$ ,  $R_s + R_d = 8\Omega$  d'où  $Gd (R_s+R_d) \ll 1$ ).

Aussi, dans le but de cerner davantage ces mécanismes, nous allons envisager qualitativement et quantitativement leurs différentes influences. Outre ces deux causes probables de diminution de  $Gm_{DC}$ , une autre possibilité peut être, par exemple, la présence d'états de surface dans la région grille source ou encore, la présence de pièges ayant la même origine que ceux relatifs aux MESFET.

### II.3.1.2.1. La transconductance intrinsèque

La transconductance  $G_{m_{Int}}$  du transistor est liée aux variations en fonction de la tension  $V_{gs}$  de la charge électronique globale sous la grille.

A canal ouvert, le courant de drain résulte d'un courant de la charge accumulée dans le puits de potentiel et d'un courant parasite de charges mobiles dans la couche d'AlGaAs. La transconductance  $G_m$  peut alors s'écrire :

$$(40) \quad G_m = \frac{d I_{AlGaAs}}{d V_{gs}} + \frac{d I_{GaAs}}{d V_{gs}}$$

dans la zone saturée de la caractéristique de drain , les électrons ayant atteint la vitesse de saturation, on a encore :

$$(40) \quad G_m = q Z L_g \left( \frac{d N_s}{d V_{gs}} \langle V_{GaAs} \rangle + \frac{d N_{AlGaAs}}{d V_{gs}} \langle V_{AlGaAs} \rangle \right)$$

En régime statique, la caractéristique  $G_m$  est déduite par différenciation entre deux relevés du courant de drain pour lesquels la durée dépend du temps d'acquisition de la mesure entre les instants  $t_1$  et  $t_2$ . La transconductance s'écrit :

$$(G_m)_{DC} = q Z L_g \left( \frac{\Delta N_s}{\Delta V_{gs}} \langle V_{GaAs} \rangle + \frac{\Delta N_{AlGaAs}}{\Delta V_{gs}} \langle V_{AlGaAs} \rangle \right) \quad (40)$$

Dans ces conditions de mesure, on peut admettre que l'extension de la région désertée sous la grille entraîne une variation de charge ( $\Delta N_s / \Delta V_{gs}$ ) et ( $\Delta N_{AlGaAs} / \Delta V_{gs}$ ), les temps d'émission  $\tau_e$  et de capture  $\tau_c$

des électrons (à 300K) sur les niveaux donneurs profonds étant très inférieurs à la durée  $\Delta t$  entre deux points de mesures ( $\Delta t = t_2 - t_1$ ) [49].

En régime HF, la transconductance  $G_m$  est déduite de la mesure dynamique autour d'un point de fonctionnement. La mesure des paramètres ( $S_{ij}$ ) étant effectuée dans la bande 50 MHz - 5,05 GHz, la constante de temps  $\tau_m$  de l'onde HF reste inférieure à 20ns et est très inférieure aux constantes de temps d'émission et de capture des électrons. Ceci a pour conséquence une variation de charge  $\Delta N_{AlGaAs}$  nulle puisqu'un électron n'a ni la possibilité d'être capturé, ni celle d'être émis par les niveaux profonds. On peut donc écrire en régime HF, conformément au théorème de GAUSS :

$$(41) \quad \left( \frac{\Delta N_{GaAs}}{\Delta V_{gs}} \right)_{HF} = \frac{\Delta(N_s + N_{AlGaAs})}{\Delta V_{gs}}$$

L'expression de  $G_m$  en régime hyperfréquence devient :

$$(42) \quad (G_m)_{HF} = q Z L_g \frac{\Delta(N_s + N_{AlGaAs})}{\Delta V_{gs}} \langle V_{GaAs} \rangle$$

Si nous la comparons à l'expression obtenue en régime statique, on constate que  $(G_m)_{HF}$  est supérieure à  $(G_m)_{DC}$ , la charge totale étant pondérée par la seule vitesse moyenne des électrons dans le gaz 2D.

Au vu de ces résultats, on constate donc qu'il est nécessaire de tenir compte de façon précise des mécanismes physiques mis en jeu dans la couche d'AlGaAs dopée pour les modèles de simulations du transistor et plus particulièrement en ce qui concerne la transconductance.

Cependant, la structure multicouches complexe de la résistance parasite de source et son influence déterminante dans l'extraction des paramètres intrinsèques du schéma équivalent petit signal,

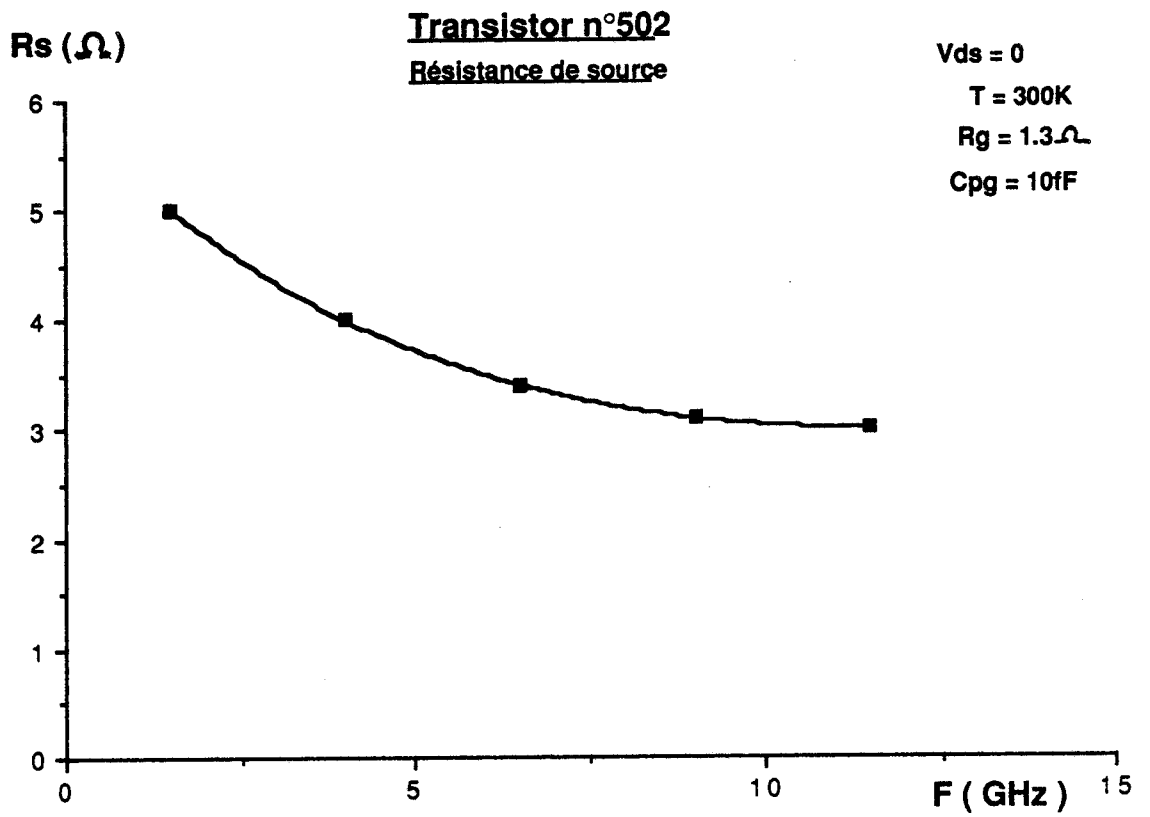


FIGURE III.50 : Evolution expérimentale de la résistance de source en fonction de la fréquence à tension drain-source nulle. Echantillon HEMT de la série n°502.



constituent un problème important à approfondir.

#### II.3.1.2.2. La résistance parasite de source

Nous allons envisager quelles peuvent être les influences des conditions de fonctionnement : fréquence et courant de polarisation sur la détermination de  $R_s$ , que nous essaierons de relier aux mécanismes physiques propres aux transistors à hétérojonctions.

Pour cela, une mesure des paramètres ( $Z_{ij}$ ) à  $V_{ds} = 0$  (fig. III.14) permet d'en déduire le comportement fréquentiel de la résistance de source à partir de l'évolution de la partie réelle de ( $Z_{12}$ ) :

Un exemple typique d'évolution de  $R_s$  ( $F$ ) présenté sur la figure III.50 montre que celle-ci décroît de façon significative d'une valeur proche de celle mesurée en continu ( $R_{sDC} = 5\Omega$ ), vers une valeur haute fréquence ( $R_{sHF} \sim 3\Omega$ ). La limite supérieure de la bande de fréquence de cette mesure, nous est imposée par l'utilisation du boîtier BMH et des connections OSM. VERSNAEYEN [44] a montré qu'en hyperfréquences, la résistivité transverse, liée à l'existence des régions déplétées dans l'AlGaAs, diminue par effet capacitif et la résistance globale de source bénéficie alors de façon croissante de l'influence de la couche superficielle de GaAs très dopée dans la zone d'accès du TEGFET.

Or, la diminution de  $R_s$  que nous obtenons sur la figure III.50 ne nous permet pas de connaître avec précision son comportement en régime de fonctionnement du transistor ( $V_{ds} = 3V$ ), la détermination étant effectuée à tension  $V_{ds} = 0$  ou en champ drain-source faible.

Dans la représentation schématique de la résistance parasite de source (figure III.15) d'un transistor à hétérojonction, il est nécessaire de tenir compte de la forte diminution de la mobilité dans le puits de potentiel avec le champ électrique [34] et/ou par conséquent de l'augmentation du courant de drain sur la valeur de  $R_s$ .

Une évolution de la résistance de source avec le courant de drain peut être déduite expérimentalement pour des composants vérifiant les critères suivants :

- la zone d'accès qui relie la source au canal sous la grille est importante, ce qui a pour conséquence d'accroître considérablement la résistance de source ( $L_{sg} \sim 1 - 2 \mu m$ ).

- le taux d'alliage et la concentration d'impuretés sont faibles, conditions ne faisant pas apparaître les centres profonds dans la couche d'AlGaAs. Nous avons, pour ces composants, l'égalité entre la concentration de porteurs (déduite de la caractéristique  $C_g(V_{gs})$ ) et la concentration  $N_{dsi}$ . Dans ce cas, la transconductance intrinsèque du transistor dépend peu de la procédure de caractérisation et, l'on peut écrire :

$$(43) \quad G_{m\phi} = (G_{mInt})_{HF} - (G_{mInt})_{DC}$$

- La caractéristique  $G_m(V_{gs})$  obtenue en régime statique des transistors TEGFET, montre une diminution très marquée, ou compression du  $G_m$ , lorsque le courant de drain  $I_{ds}(V_{gs})$  dans la structure augmente, alors que, dans les mêmes conditions, la transconductance HF varie peu.

En régime statique, la résistance de source  $R_s$  prend en compte, en première approximation, la contribution de la résistance du contact ohmique et de la résistance d'accès qui résulte essentiellement des résistances carrées de la couche superficielle dopée et du

gaz 2D. Le calcul de chacune de ces deux valeurs montre que la résistance  $R_{\text{gaz}}$  est prépondérante face à  $R_{\text{GaAs}(N^+)}$  [16].

Or, la mobilité du gaz d'électrons dépendant fortement du champ électrique [33], on peut penser qu'en conséquence la résistance de source puisse être fonction du courant de drain et qu'elle se mette sous la forme :

$$(44) \quad (R_s)_{\text{DC}} \sim R_{s\phi} + R_{\text{sg}}(I_{\text{ds}})$$

où  $R_{s\phi}$  représente la résistance entre grille et source en champ faible qui dépend essentiellement des paramètres technologiques des épitaxies et  $R_{\text{sg}}(I_{\text{ds}})$  la résistance dans la région parasite de source qui traduit le comportement non linéaire en fonction du courant de drain.

En régime dynamique, la résistance de source bénéficie amplement de la résistance carrée ramenée par la couche surdopée de GaAs sur la résistance de la couche d'accumulation, ceci résultant de la diminution de la résistivité transverse par effet capacitif (§ I.1.2.4).

En présence d'un courant de drain, le rôle prépondérant de la résistance du GaAs ( $N^+$ ) en hyperfréquences peut alors justifier la non diminution de  $(G_m)_{\text{HF}}$ . Alors,  $(R_s)_{\text{HF}}$  peut s'écrire :

$$(45) \quad (R_s)_{\text{HF}} = R_{s\phi}$$

où  $R_{s\phi}$  a la même signification que précédemment.

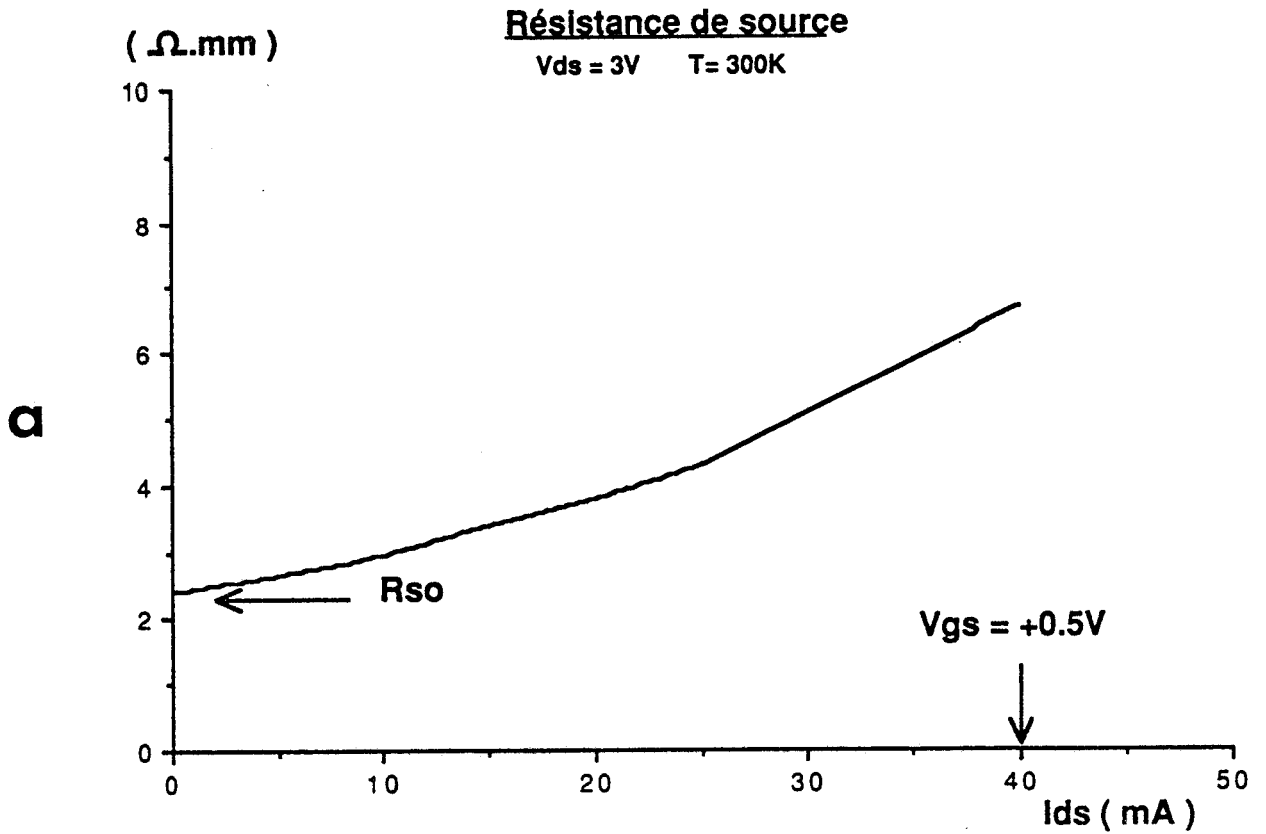


FIGURE III.51a : Evolution expérimentale de la résistance parasite de source en fonction du courant de drain dans le composant n°4270.

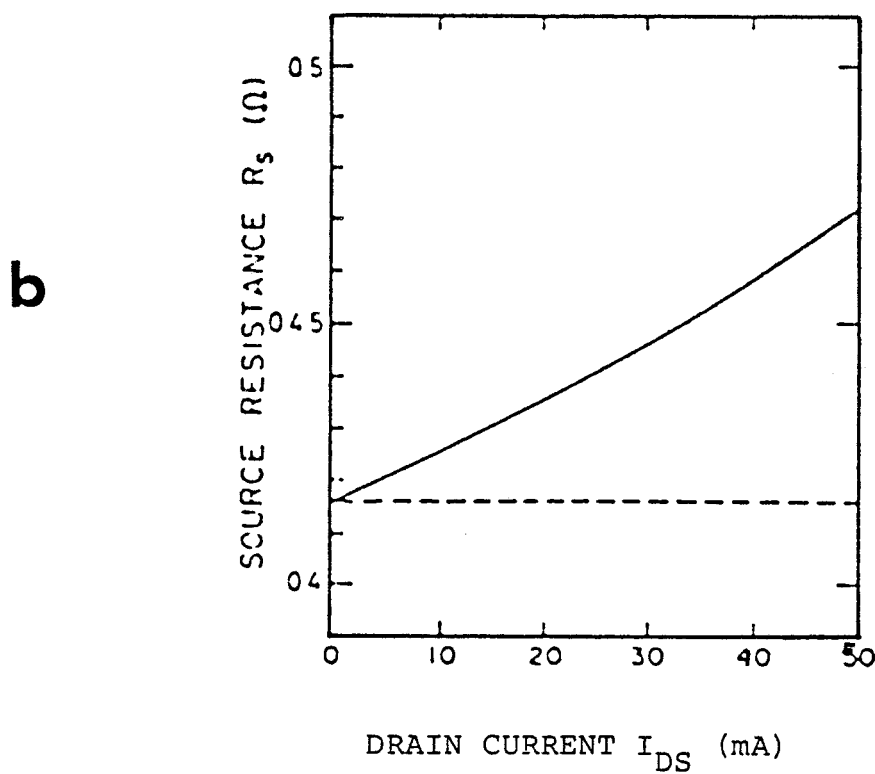


FIGURE III.51b : Evolution théorique de la résistance  $R_s$  en fonction du courant de drain  $I_{ds}$  d'après [501].

Ainsi, les expressions de la transconductance extrinsèque:

$$(46) \quad (G_{mExt})_{DC} \sim \frac{G_{m\phi}}{1 + G_{m\phi} (R_{S\phi} + R_{sg}(I_{ds}))}$$

$$(47) \quad (G_{mExt})_{HF} \sim \frac{G_{m\phi}}{1 + G_{m\phi} R_{S\phi}}$$

peuvent être combinés pour aboutir à l'expression de la résistance non linéaire de source :

$$(48) \quad R_{sg}(I_{ds}) \sim \frac{1}{(G_{mExt})_{DC}} - \frac{1}{(G_{mExt})_{HF}}$$

Une évolution expérimentale typique de la résistance de source, en fonction du courant de drain, est représentée sur la figure III.51a. Pour le transistor étudié, la résistance  $R_{S\phi}$  mesurée par la méthode de la caractéristique de grille est importante et vaut  $2,4\Omega.mm$ . A canal ouvert ( $V_{gs} = +0,5V$ ), on obtient une augmentation de  $(R_s)_{DC}$  d'un facteur 3.

Certes, l'attribution de la différence entre les caractéristiques ( $G_m$ ) en régimes hyperfréquence ou statique à la seule dépendance de  $R_s$  avec le courant  $I_{ds}$  est trop exclusive. Cependant, HIDA et al [50] ont étudié l'influence de la forte dépendance de la mobilité dans le gaz 2D avec le champ électrique et/ou de la résistance parasite de source. Un modèle de simulation du transistor incluant la structure détaillée de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs permet d'aboutir à une évolution similaire de la résistance  $R_s$  en fonction du courant  $I_{ds}$  (fig.III.51b) et constitue une explication originale de l'effet de compression de  $G_m$  à canal ouvert.

En conclusion, la résistance parasite de source, paramètre essentiel dans l'évaluation des performances de bruit du transistor,

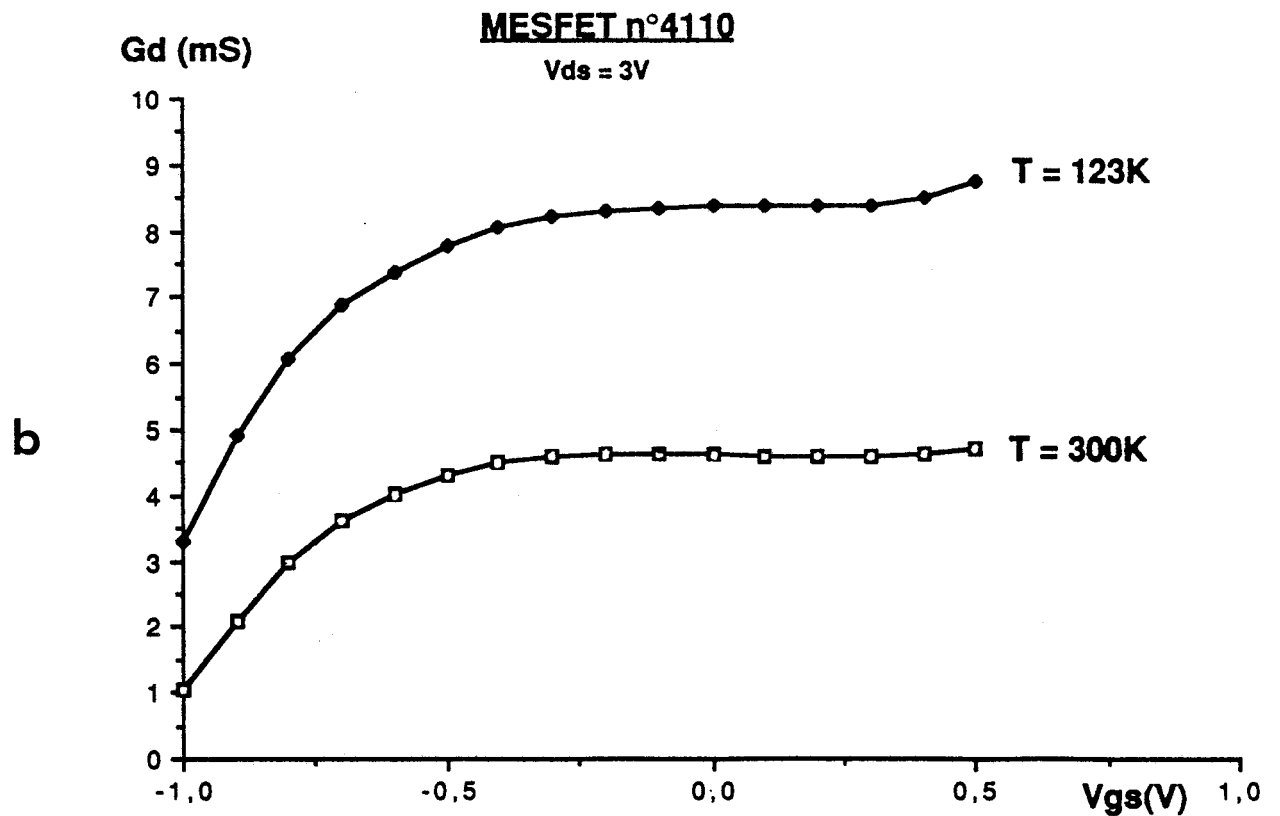
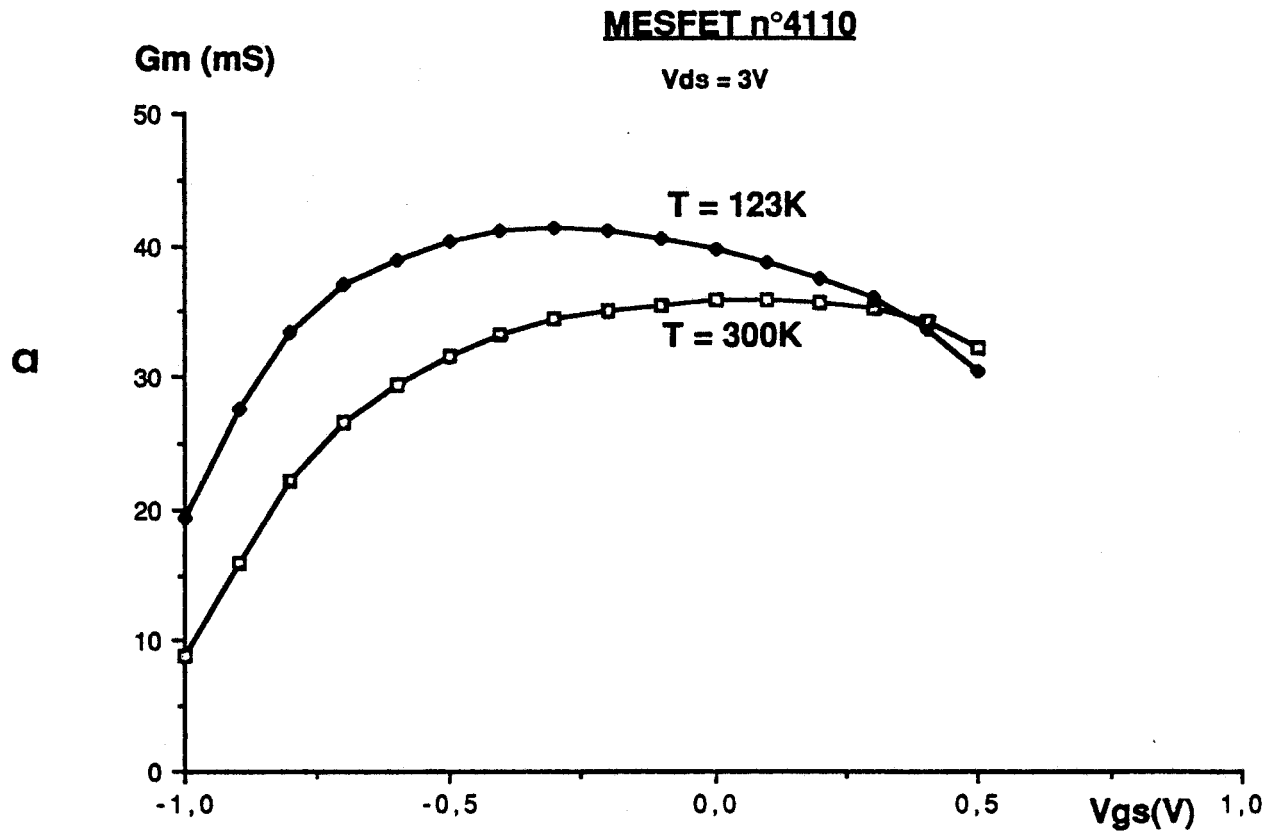
prend en compte l'ensemble des phénomènes physiques propres aux structures à hétérojonction. Sa dépendance avec la fréquence de fonctionnement et le courant de polarisation sont deux éléments à prendre en considération dans le design des composants.

Ainsi, la transconductance  $G_{mInt}$  ( $V_{gs}$ ) déduites expérimentalement en prenant la résistance de source mesurée en champ faible pourront être sous-estimées lorsque le comportement  $R_{sg}(I_{ds})$  n'est pas déterminé avec précision.

### II.3.2. Etude à la température de l'azote liquide

Dans ce paragraphe, une démarche similaire à celle de la partie précédente a été menée à la température de l'azote liquide sur des échantillons pour lesquels, nous nous sommes assurés au préalable qu'ils ne présentent pas le phénomène de collapse ou d'effondrement de la région ohmique de la caractéristique I-V.

L'influence des paramètres technologiques des épitaxies et le comportement du transistor TEGFET refroidi, en fonction de la fréquence et des conditions de polarisation, ont été étudiés de façon la plus systématique possible.



**FIGURE III.52** : Evolution des conductances  $G_m$  (a) et  $G_d$  (b) en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour différentes valeurs fixées de la température. Echantillon MESFET n°4110.

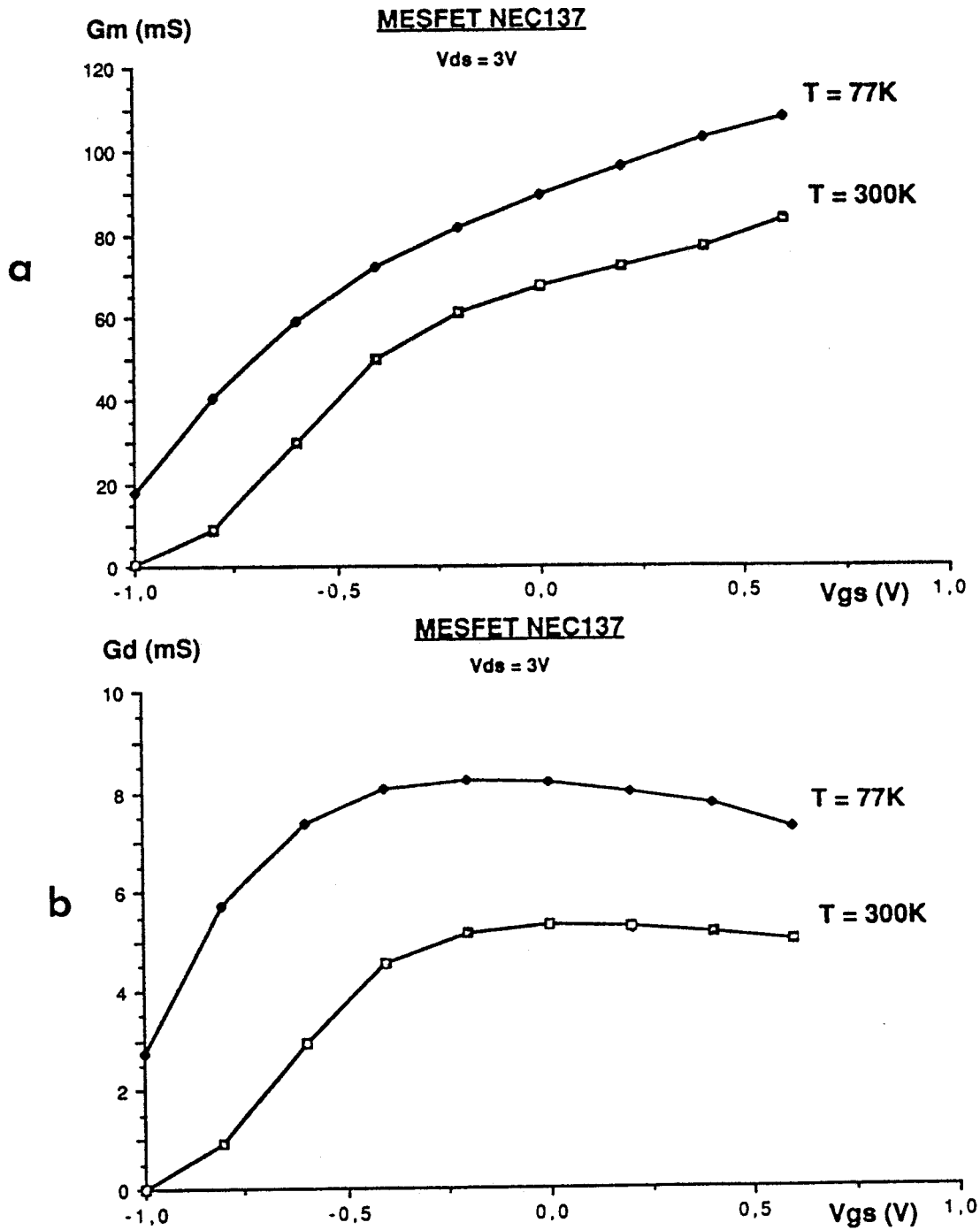


FIGURE III.53: Echantillon MESFET NEC 137.

T (K)	Rs ( $\Omega$ )	Rd ( $\Omega$ )	Rg ( $\Omega$ )	Ls (nH)	Ld (nH)	Lg (nH)	Cpg (fF)
Transistor NEC137							
300	1.8	1.7	1.4	.05	.29	.20	69
77	1.7	1.7	1.4	.05	.29	.20	109
Transistor n <sup>0</sup> 4110							
300	3.8	4.4	5.7	.07	.25	.16	44
123	3.4	3.7	3.2	.07	.25	.16	44

TABLEAU 9: Éléments parasites des échantillons MESFET.



### II.3.2.1. Evolutions typiques des paramètres du schéma équivalent

#### II.3.2.1.1. Cas du transistor MESFET

A titre d'élément de comparaison, nous présentons sur les figures III.52 et 53 les évolutions de la transconductance ( $G_m$ ) et de la conductance de sortie ( $G_d$ ) intrinsèque pour deux composants à effet de champ classique (MESFET), mesurés à température ambiante et à basse température. Nous donnons également dans le tableau 9, les valeurs de chacun des éléments parasites ( $R_s$ ,  $R_d$ ,  $R_g$ ,  $L_s$ ,  $L_d$ ,  $L_g$ ,  $C_{pg}$ ).

On peut constater tout d'abord sur ces figures que les caractéristiques mesurées, à basse température, font apparaître un décalage de la tension de pincement ( $\Delta V_p$ ) vers les tensions  $V_{gs}$  les plus négatives. Ce phénomène n'est pas spécifique aux mesures hyperfréquences, puisque nous l'avons également observé sur les caractéristiques continues ( $\Delta V_p \approx -0,2V$  pour  $V_{ds} = 3V$ ).

Qualitativement, les sens d'évolution des paramètres du schéma équivalent en fonction de  $V_{gs}$  :  $G_m$ ,  $G_d$ ,  $C_{gs}$ ,  $C_{gd}$  sont conservés et seules les conductances  $G_m$  et  $G_d$  varient avec la température, alors que les capacités  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$  ne montrent pas de différences sensibles. Ainsi, la transconductance croît légèrement pour les deux échantillons tests, tandis que la conductance de sortie augmente dans de fortes proportions allant jusque dans un rapport 2.

L'augmentation de  $G_m$  peut être aisément reliée à l'amélioration de la dynamique électronique dans le canal, mais celle-ci ne peut permettre d'expliquer totalement le comportement de la conductance  $G_d$ . Toutefois, des évolutions similaires [40] de ce paramètre en fonction de la température ont été signalées dans la littérature et sont attribuées à des distorsions de la caractéristique de drain causées probablement, par des instabilités de type Gunn dans le GaAs aux températures cryogéniques.

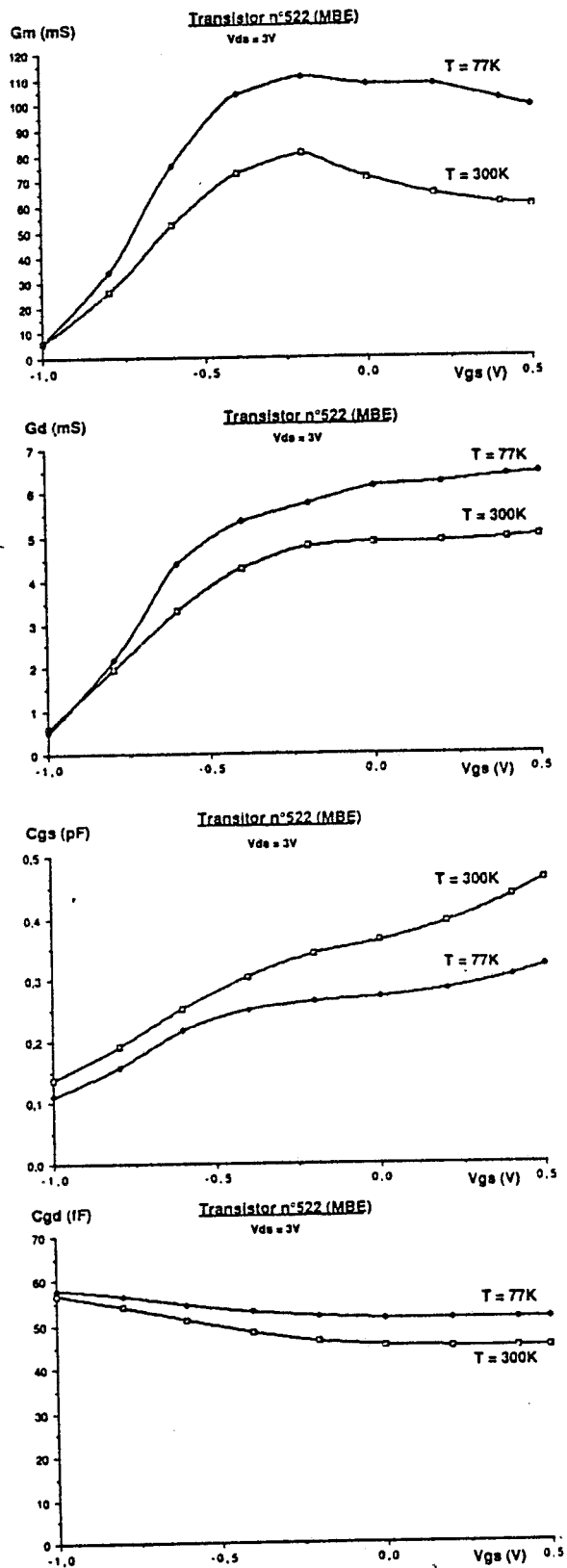


FIGURE III.54 : Evolution des paramètres ( $G_m$ ,  $G_d$ ,  $C_{gs}$ ,  $C_{gd}$ ) intrinsèques en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour une tension de drain fixée à 300K et à 77K. TRANSISTOR HEMT n°522 (MBE).

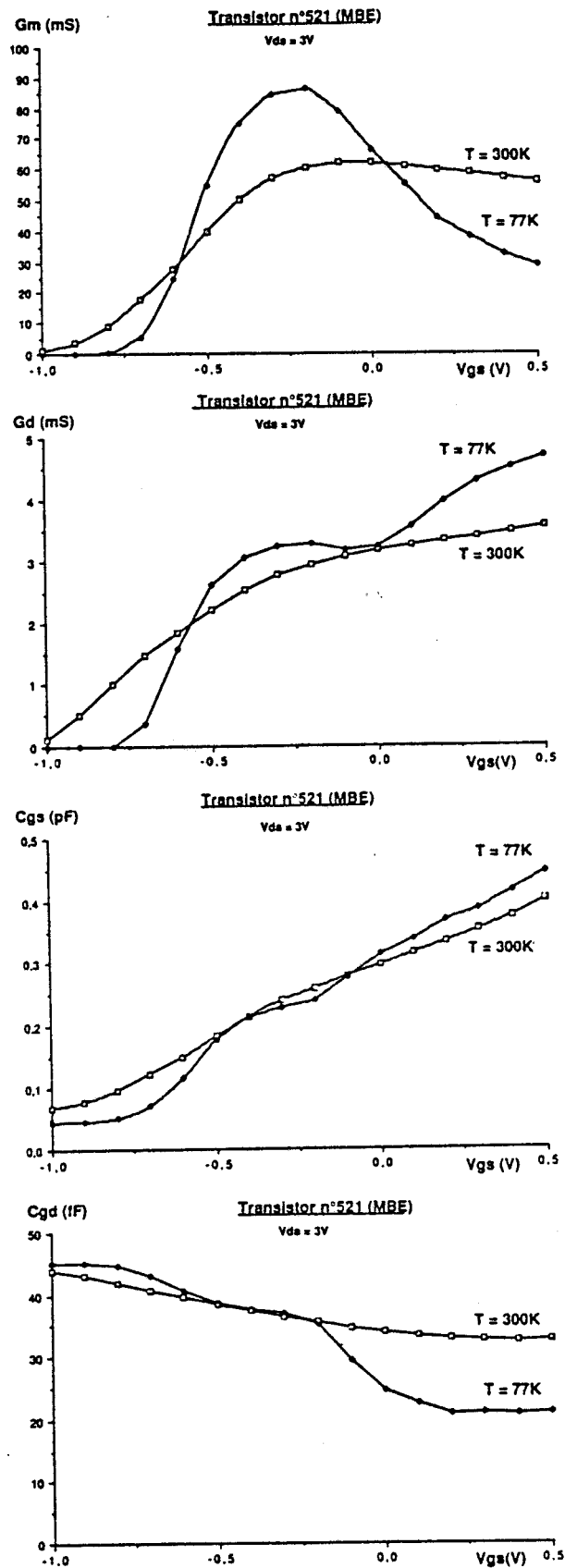


FIGURE III.55 : TRANSISTOR HEMT n°521 (MBE).

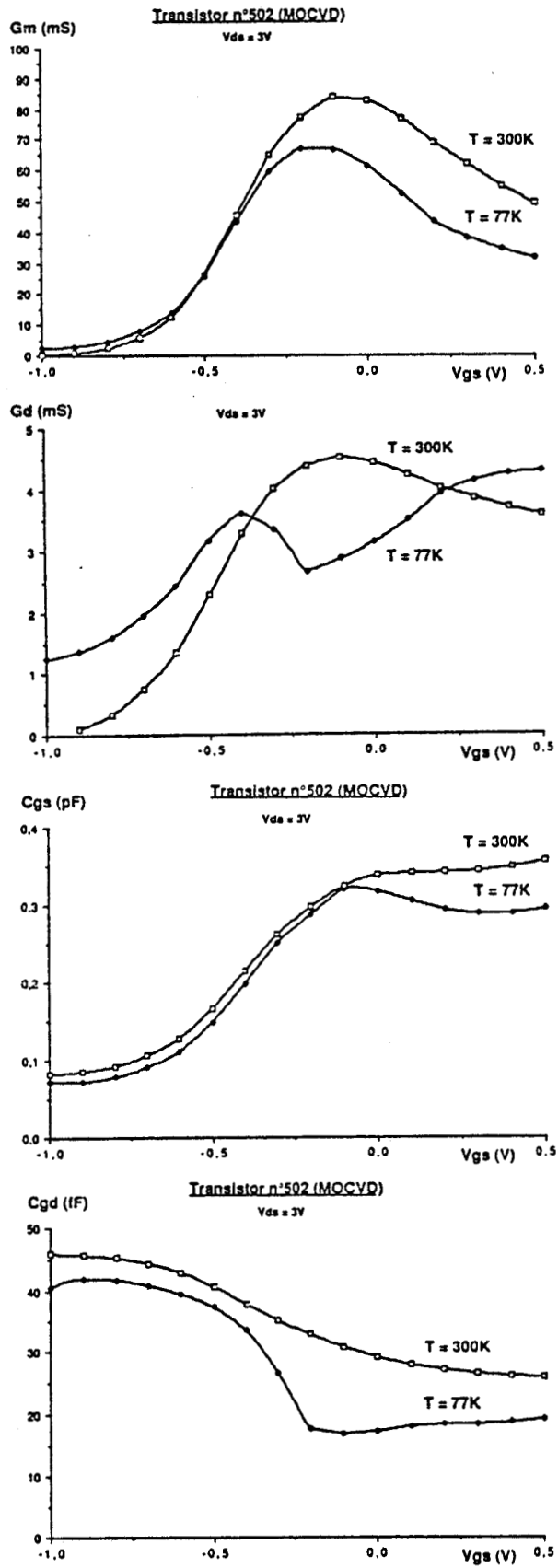


FIGURE III.56 : TRANSISTOR HEMT n°502 (MOCVD).

Transistor n° 522

GaAs	800Å 2.7 10 <sup>18</sup>
AlGaAs	1000Å 10 <sup>18</sup>
AlGaAs	nid 20Å
GaAs (p <sup>-</sup> )	nid buffer
Substrat	S.I.

Epitaxie M.B.E.  
X=0.22

Transistor n° 521

GaAs	300Å 4. 10 <sup>18</sup>
AlGaAs	400Å 3. 10 <sup>18</sup>
AlGaAs	nid 10Å
GaAs (p <sup>-</sup> )	nid buffer
Substrat	S.I.

Epitaxie M.B.E.  
X=0.25

Transistor n° 502

GaAs	250Å 10 <sup>18</sup>
AlGaAs	380Å 10 <sup>18</sup>
AlGaAS	nid 20Å
GaAs (n <sup>-</sup> )	nid buffer
Substrat	S.I.

Epitaxie M.O.C.V.D  
X=0.28

Transistor n° 526

GaAS	400Å 2. 10 <sup>18</sup>
AlGaAs	400Å 2.5 10 <sup>18</sup>
GaAs (n <sup>-</sup> )	nid buffer
Substrat	S.I.

Epitaxie M.O.C.V.D.  
X=0.28

FIGURE III.57 : Paramètres technologiques des épitaxies n°522-521-502-526  
(Z = 6 x 33µm).

LE PROCESS TECHNOLOGIQUE EST IDENTIQUE.

T (K)	Rs ( $\Omega$ )	Rd ( $\Omega$ )	Rg ( $\Omega$ )	Ls (nH)	Ld (nH)	Lg (nH)	Cpg (fF)
<u>Transistor n° 522</u>							
300	3.3	3.9	1.8	.10	.39	.37	31
77	2.2	3	1.2	.10	.50	.43	31
<u>Transistor n° 521</u>							
300	4.1	5.5	2.9	.08	.41	.29	37
77	2.9	3.5	2.8	.09	.58	.37	37
<u>Transistor n° 502</u>							
300	6.2	6.9	2.3	.12	.47	.41	21
77	2.1	2.1	2.4	.12	.59	.36	21
<u>Transistor n° 525</u>							
300	4.3	6.7	2.9	.12	.343	-	45
77	2.4	3.3	2.9	.12	.34	-	72
<u>Transistor n° 526</u>							
300	4.4	4.7	1.8	.06	.24	.25	77
77	2	2.2	1	.06	.24	.25	70

TABLEAU 10: Eléments parasites des échantillons HEMT.

### II.3.2.1.2. Cas du transistor TEGFET

Nous présentons sur les figures III.54, 55 et 56, les caractéristiques ( $G_m$ ,  $G_d$ ,  $C_{gs}$ ,  $C_{gd}$ ) les plus représentatives du comportement des transistors à hétérojonction AlGaAs/GaAs, à 300 et 77K.

Les paramètres des épitaxies, pour lesquels les transistors réalisés montrent des évolutions typiques, sont rassemblés sur la figure III.57, tandis que nous avons rassemblé dans le tableau 10 les valeurs des éléments parasites ( $R_s$ ,  $R_d$ ,  $R_g$ ,  $L_s$ ,  $L_d$ ,  $L_g$ ,  $C_{pg}$ ) à 300K et à 77K. Les grandeurs géométriques des transistors TEGFET présentés dans cette étude étant identiques, la comparaison des caractéristiques de chacun des composants est donc beaucoup plus significative. De plus, afin de ne pas faire apparaître de paramètre supplémentaire, le même protocole du processus de mise en froid est respecté pour tous les échantillons.

#### II.3.2.1.2.1. Résistances d'accès ( $R_s$ , $R_d$ , $R_g$ )

L'étude des résistances d'accès de source et de drain des composants à hétérojonction AlGaAs/GaAs, avec la température, a permis de mettre en évidence notamment une diminution significative des résistances d'accès au canal ( $R_s$ ) et ( $R_d$ ), celle-ci n'étant pas observée sur les composants MESFET à structure conventionnelle (Tableau 9).

En ce qui concerne la résistance métallique de grille ( $R_g$ ), et afin de préciser davantage les valeurs obtenues à partir des mesures hyperfréquences (notamment le sens d'évolution à 300K et à 77K (tableau 9)), nous avons effectué l'expérimentation suivante : nous avons mesuré très précisément, en continu, la résistance de grille d'un échantillon test en fonction de la température et nous avons pu constater que celle-ci évolue dans de faibles proportions. Ce résultat conforte donc la détermination de  $R_g$ , effectuée en régime dynamique.

### II.3.2.1.2.2. Transconductance Gm

La transconductance hyperfréquence intrinsèque augmente notablement à 77K pour de nombreux échantillons dont nous présentons deux évolutions types sur les figures III.54 et 55. Si l'on s'intéresse au comportement de Gm aux tensions Vgs les plus négatives ou à canal ouvert, de multiples sens d'évolution peuvent cependant apparaître.

Ainsi, l'échantillon n°522 ne montre pas de décalage de la tension de pincement et présente une très nette amélioration de sa transconductance aux tensions de grille les plus positives. On obtient ainsi, une gamme de contrôle par la grille très large pour laquelle la transconductance (Gm) est sensiblement constante et très élevée à 77K ceci par opposition avec le comportement classique de la transconductance (Gm) à 300K. Le composant n°521 fait apparaître une évolution de Gm très sélective autour de  $G_{mMax}$  à 77K. Elle est liée au décalage de la tension de pincement qui combinée à la position de  $G_{mMax}$  peu sensible à l'influence de la température, entraîne une raideur très importante de la caractéristique Gm(Vgs). Le second élément étant la dégradation de Gm observée lorsque Vgs croît, est à opposer au comportement à 300K pour lequel Gm varie très légèrement avec la tension Vgs. Ainsi, on peut constater que le composant n°522, pour lequel la caractéristique Gm (Vgs) est la plus régulière, peut être considéré comme le transistor à hétérojonction AlGaAs/GaAs qui présenterait **le comportement HEMT type en basse température.**

Le comportement à canal ouvert du transistor n°521 peut s'expliquer, quant à lui, par la valeur des paramètres technologiques de la couche dopée d'AlGaAs. En effet, la concentration d'atomes dopants ( $N_{Dgi}$ ) et le taux d'alliage (x) sont plus élevés pour celui-ci, ce qui a pour conséquence d'accroître la concentration relative de porteurs  $N_{DD}$  qui occupent le niveau donneur profond (comparativement au transistor n°522). Lorsque la température diminue, les charges  $N_{DD}$  ne sont plus ionisées, ce qui rend plus favorable la situation du transistor n°522 pour un contrôle par la grille des charges  $N_{SD}$  qui demeurent ionisées à 77K.



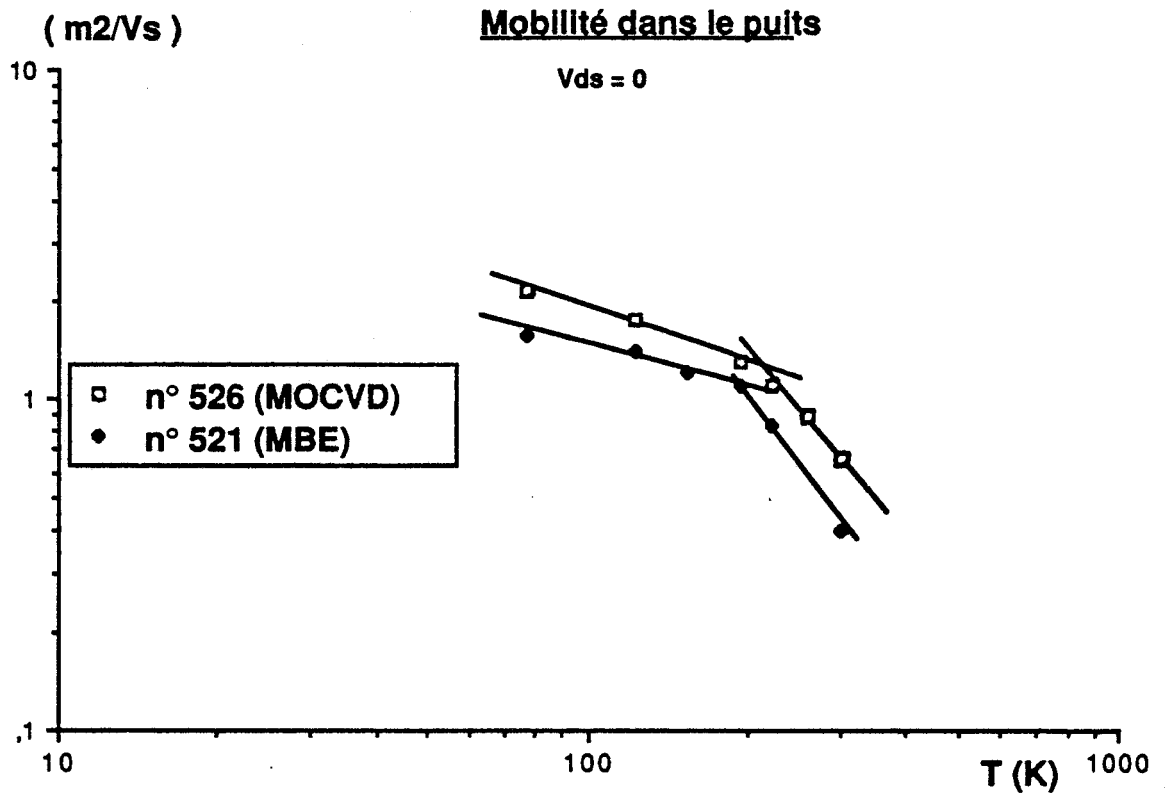


FIGURE III.58 : Evolution de la mobilité électronique dans la couche d'accumulation en fonction de la température pour des composants épitaxiés par MBE et MOCVD.

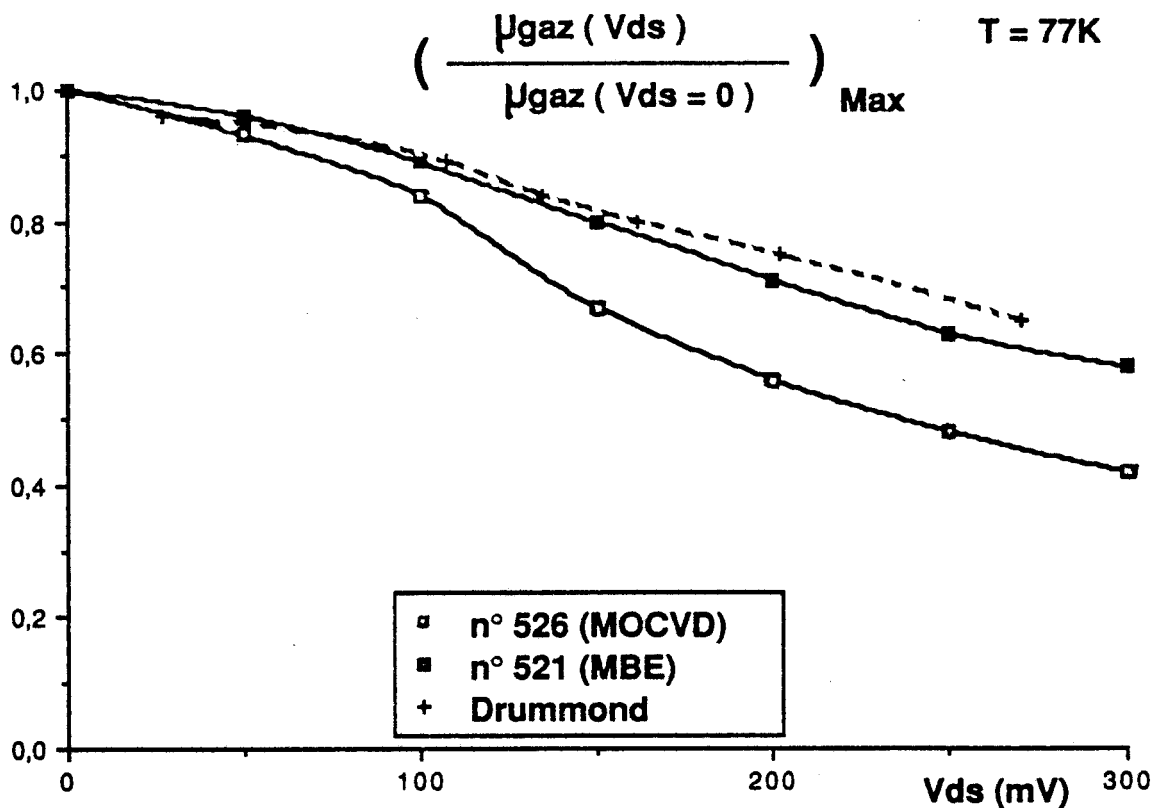


FIGURE III.59 : Comparaison entre les caractéristiques  $(\mu_{2D}(V_{\text{ds}})/\mu_{2D0})$  obtenues sur des échantillons épitaxiés par MBE et MOCVD. Nous donnons également les résultats expérimentaux d'après [331] (MBE).

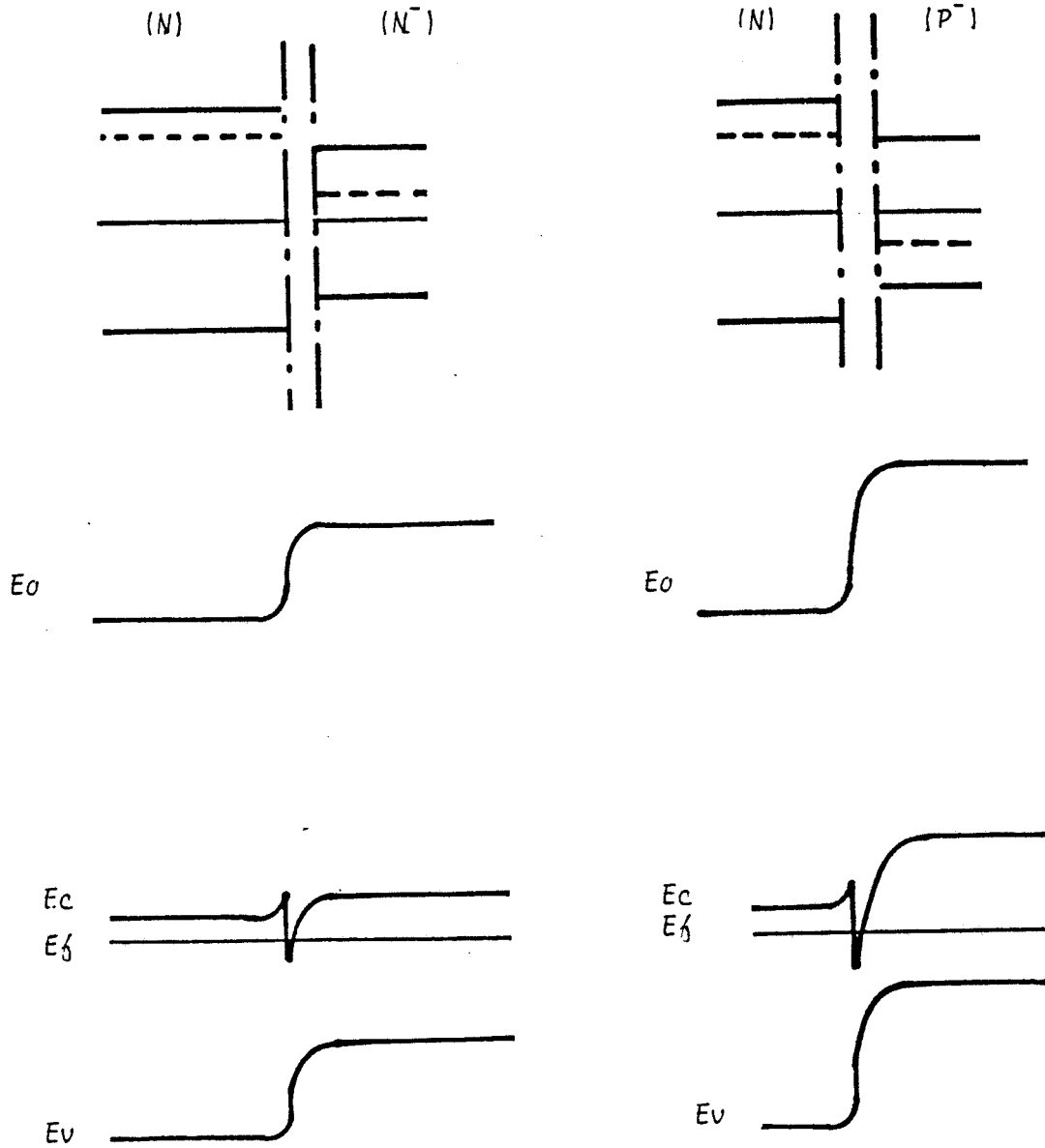
L'échantillon n°502, présenté sur la figure III.56, montre simultanément une évolution très sélective comparable au transistor n°521, mais également une dégradation de la valeur maximale de la transconductance  $G_m$  intrinsèque.

Ce comportement est observé  systématiquement  sur tous les échantillons réalisés par épitaxie MOCVD dont le taux d'aluminium dans la couche d'AlGaAs est égal à 0,28. Une explication de la diminution de  $G_m$  pourrait être une moindre amélioration avec la température de la dynamique électronique dans la couche d'accumulation liée à la transition plus progressive entre les matériaux  $Al_xGa_{1-x}As(NdSi)$  et GaAs-(nid) et/ou à la possibilité de diffusion des impuretés de silicium en quantité importante. Cependant, nous avons montré dans le paragraphe concernant l'étude de la mobilité électronique en fonction de la température, qu'aucune différence de comportement n'est observée sur ce type d'expérimentation entre les matériaux réalisés par les techniques de croissance épitaxiale MBE et MOCVD. En réalité, une amélioration importante de la mobilité dans la couche d'accumulation est systématiquement obtenue. A titre d'illustration, nous donnons sur la figure III.58, les résultats expérimentaux donnant la mobilité dans le gaz 2D, en fonction de la température, pour les échantillons n°521 (épitaxie MBE) et n°526 (épitaxie MOCVD).

Afin d'étudier plus précisément le comportement de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs en présence d'un champ électrique parallèle à l'interface, nous avons relevé expérimentalement l'évolution de la mobilité électronique dans la couche d'accumulation en fonction d'une tension  $V_{ds}$  appliquée entre drain et source ( $0 < V_{ds} < 300mV$ ).

Sur la figure III.59, nous avons représenté les évolutions donnant la mobilité dans le gaz 2D normalisée par rapport à la mobilité en champ faible ( $\mu_d(E)/\mu_d(0)$ ), en fonction du champ électrique appliqué. Les mesures sont effectuées sur les composants types n°521 (épitaxie MBE) et n°526 (épitaxie MOCVD) ; celles-ci sont mises en oeuvre à la température de l'azote liquide, c'est en effet à cette température que le comportement des caractéristiques  $G_m(V_{gs})$  diffère

HETEROJUNCTION  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$



*hétérojonction isotype*

*hétérojonction anisotype*

FIGURE III.60 : Diagrammes de bandes à l'équilibre selon la nature (type  $(N^-)$  ou  $(P^-)$ ) de la couche tampon.

selon la technique de croissance épitaxiale. De plus, la dépendance de la mobilité électronique avec le champ électrique, y est la plus significative [33].

Afin de corroborer nos résultats expérimentaux, nous y avons ajouté la caractéristique obtenue par DRUMMOND et al [33] ; la structure étudiée étant réalisée par épitaxie MBE et le taux d'alliage égal à 0,2.

Dans un premier temps, on constate que les évolutions obtenues pour un même mode de croissance sont très voisines. A l'opposé, si l'on compare les évolutions de la mobilité normalisée selon la technique de croissance épitaxiale, la dégradation de la mobilité avec le champ dans la couche d'accumulation, est beaucoup plus importante pour le transistor n°526 (épitaxie MOCVD) que pour le transistor n°521 (épitaxie MBE).

Ces différences de comportement, obtenues dans chacun des cas de façon systématique, ne peuvent être aisément expliquées à partir des paramètres technologiques : taux d'alliage ( $x$ ) et dopage ( $N_{dSi}$ ). Cependant, la nature des couches tampons (nid) d'AsGa est de type ( $P^-$ ) pour les composants épitaxiés par MBE (PRL, PICOGIGA, CHS) et de type ( $N^-$ ) pour les composants épitaxiés par MOCVD (LEP) (fig. III.57), celle-ci étant spécifique à la technique de croissance adoptée pour la réalisation de l'épitaxie [51]. Signalons en outre que la concentration d'impuretés résiduelles se situe approximativement autour de  $5 \cdot 10^{14}$  At/cm<sup>3</sup> dans tous les cas. Il en résulte les structures de bandes à l'équilibre pour chacune des hétérojonctions : isotype AlGaAs(N)/GaAs( $N^-$ ) (composants MOCVD) et anisotype AlGaAs(N)/GaAs( $P^-$ ) (composants MBE) (fig. III.60).

Ainsi, le diagramme de bandes proche de l'interface AlGaAs/GaAs ne montre pas de différences notables selon la nature de la couche tampon (type ( $N^-$ ) ou ( $P^-$ )) et, donc selon la technique de croissance.

Cependant, en régime de fonctionnement, on assiste à une modification de la forme du puits de potentiel sous la grille et une possibilité de diffusion de la densité de charges surfaciques dans la couche tampon. On peut donc penser que ce phénomène sera d'autant plus favorable que la nature de la couche tampon évolue d'un matériau de type (P<sup>-</sup>) vers un type (N<sup>-</sup>) (fig. III.60). Ainsi, les transistors épitaxiés par (MBE) se révéleront plus favorables pour l'hétérojonction hors-équilibre que ceux épitaxiés par (MOCVD). En conséquence, en régime d'électrons chauds, la dynamique électronique peut être considérée comme davantage purement bidimensionnelle pour l'hétérojonction anisotype que pour l'hétérojonction isotype, il en résulte le comportement de la transconductance  $G_m(V_{gs})$  en fonction de la température.

#### II.3.2.1.2.3. Conductance de sortie $G_d$

La conductance de sortie joue un rôle essentiel sur les performances potentielles des composants, ne serait-ce par exemple que sur le gain basse fréquences :

$$(49) \quad G_{BF} = \frac{G_m}{G_d}$$

A température ambiante, nous avons vu que celle-ci ne présente pas de sens d'évolution type en fonction de la polarisation du transistor. Les études effectuées en régime statique ont montré, par ailleurs, une forte tendance à la hausse de ce paramètre lorsque la température diminue. De la même manière, nous pouvons nous intéresser au comportement de la conductance  $G_d$  microonde.

Les conductances de sortie du transistor n°522 sont semblables, lorsque la température varie de 300K à 77K, bien que ce paramètre augmente légèrement du fait de l'amélioration de la dynamique électronique. La tension de pincement est identique pour ces

deux températures, ce qui confirme nos observations effectuées sur la caractéristique  $G_m(V_{gs})$  concernant le comportement standard de ce composant. Ainsi, l'influence de la température sur la conductance  $G_d$  est identique au comportement type du MESFET, ce qui peut être rapproché du fait que le pourcentage d'aluminium et la concentration d'impuretés ( $N_{dSi}$ ) dans la couche d'AlGaAs sont relativement faibles, si on les compare aux caractéristiques technologiques des transistors n°521 et n°502.

Le transistor n°521 présente une région pour laquelle la conductance  $G_d$  varie peu, voire décroît légèrement, avec  $V_{gs}$  pour des tensions correspondant à la commande de charges dans le GaAs. Dans cette région, la transconductance ( $G_m$ ) passe par sa valeur maximale, valeur d'autant plus marquée que la température est faible. Lorsque la couche d'AlGaAs n'est plus totalement désertée, la conductance ( $G_d$ ) commence de nouveau à croître tandis que  $G_m$  diminue rapidement. L'évolution de la conductance  $G_d$  est plus prononcée pour le transistor n°502 où l'on observe une nette diminution à 77K qui est également observable à température ambiante. Lorsque la tension  $V_{gs}$  est supérieure à (-0,2V), on obtient également une augmentation de  $G_d$  pour cet échantillon vers une valeur supérieure à celle mesurée à 300K. Pour un taux d'alliage maintenu constant, les phénomènes décrits à 77K seront d'autant plus accentués que la concentration de dopants ( $N_{dSi}$ ) dans l' $Al_{0,28}Ga_{0,72}As$  sera élevée ( $N_{dSi}$  varie de  $10^{18}$  à  $2,5 \cdot 10^{18} \text{ At/cm}^3$ ) et peuvent être interprétés par une influence croissante du matériau ternaire, celui-ci devenant prépondérant en basse température.

L'étude de la caractéristique  $G_m(V_{gs})$  nous conduit à imputer la dégradation en basse température de ce paramètre, à la nature de la couche tampon d'AsGa. De plus, c'est à la structure de bandes de l'hétérojonction isotype que l'on attribue l'existence d'un courant de conduction parallèle [51] dans la couche tampon du composant, ce qui a pour conséquence d'accroître la valeur de la conductance  $G_d$ . On voit donc, que ce point pourrait être défavorable à l'obtention de performances importantes en gain. En réalité, la conductance de sortie du composant n°502 est tout à fait comparable aux conductances des compo-

sants n°522 et n°521 à température ambiante, mais également à 77K pour lesquels les comportements de la transconductance  $G_m$  avec la température s'opposent.

Ainsi, la conductance de sortie des transistors à hétérojonction AlGaAs(N)/GaAs(nid) augmente en général à basse température d'une valeur au plus de 20 à 30% à canal ouvert.

#### II.3.2.1.2.4. Capacité grille-source $C_{gs}$

La capacité grille-source est un élément déterminant pour l'estimation de la fréquence de coupure du gain en courant des transistors :

$$(50) \quad F_c = \frac{G_m}{2\pi C_{gs}}$$

A température ambiante, seul le composant n°502 présente, pour  $V_{ds} = 3V$ , une capacité de grille sensiblement constante dans une large gamme de tension  $V_{gs}$  (à canal ouvert). La variation de la capacité  $\Delta C_{gs}$  ( $C_{gs}(V_{gs} = +0,5V) - C_{gs}(V_p)$ ) est notablement réduite ( $\Delta C_{gs} = 0,24pF$ ), tandis que les valeurs sont comprises entre  $0,30pF$  et  $0,34pF$  pour les composants n°521 et n°522. A taux d'aluminium égal,  $\Delta C_{gs}$  croît de  $0,24$  à  $0,30pF$  pour les échantillons n°502 et n°526 respectivement, lorsque la concentration de dopant varie de  $10^{18}$  à  $2,5 \cdot 10^{18} \text{At/cm}^3$ .

A la température de l'azote liquide, différents sens d'évolution sont obtenus et peuvent être corrélés aux paramètres technologiques des épitaxies. La capacité  $C_{gs}$  du composant n°522 ( $N_{dSi} = 10^{18} \text{At/cm}^3$ ) présente une nette tendance à la constance dans la gamme de tension  $V_{gs}$  correspondant à une transconductance  $G_m$  élevée.

Ceci peut s'expliquer de la manière suivante : une augmentation de la tension appliquée sur la grille ne se traduit, en première approximation, que par une variation de la charge interfaciale  $N_s$  sans que la distance entre le gaz 2D et la grille ne soit notablement affectée. En régime de fonctionnement, la caractéristique  $C_{gs}(V_{gs})$  présente une évolution identique tant que la charge  $N_s$  est efficacement commandée par la grille. A canal ouvert, la capacité grille-source est due, en grande partie, à la variation de charge induite par l'extension de la zone désertée dans l'AlGaAs. La capacité commence alors à croître rapidement avec  $V_{gs}$ . Aux températures cryogéniques, une partie de la concentration totale des atomes donneurs est gelée sur le niveau donneur profond ( $N_{DP}$ ) dont la concentration varie avec la concentration d'atomes dopants ( $N_{DSi}$ ) et le taux d'aluminium ( $x$ ). La couche d'AlGaAs dopée est alors hors équilibre thermodynamique et seuls les porteurs libres, liés au niveau donneur léger ( $N_{SD}$ ), contribuent à la capacité grille-source globale du transistor.

Expérimentalement, les caractéristiques  $C_{gs}(V_{gs})$  des composants n°522 (fig. III.54) et n°502 (fig. III.56) peuvent esquisser une décroissance à canal ouvert, lorsque tous les atomes dopants ne peuvent être ionisés ( $x$  variant de 0,22 à 0,28). Le composant n°521 (fig. III.55) quant à lui, dont la couche d'AlGaAs est fortement dopée, présente une caractéristique  $C_{gs}$  à 300K et à 77K qui varie fortement avec la polarisation de grille.

#### II.3.2.1.2.5. Capacité grille-drain $C_{gd}$

L'évolution de la capacité grille-drain, dans les composants à hétérojonction, est caractéristique de la commande des charges à l'extrémité de la grille vers le drain, sous l'influence d'une variation de tension  $\Delta V_{gd}$ . La contribution de la couche d'AlGaAs sur le courant total de drain transporté est prédominante entre les électrodes de grille et de drain puisque les électrons acquièrent à l'aplomb de la grille dans le canal, une énergie suffisante pour



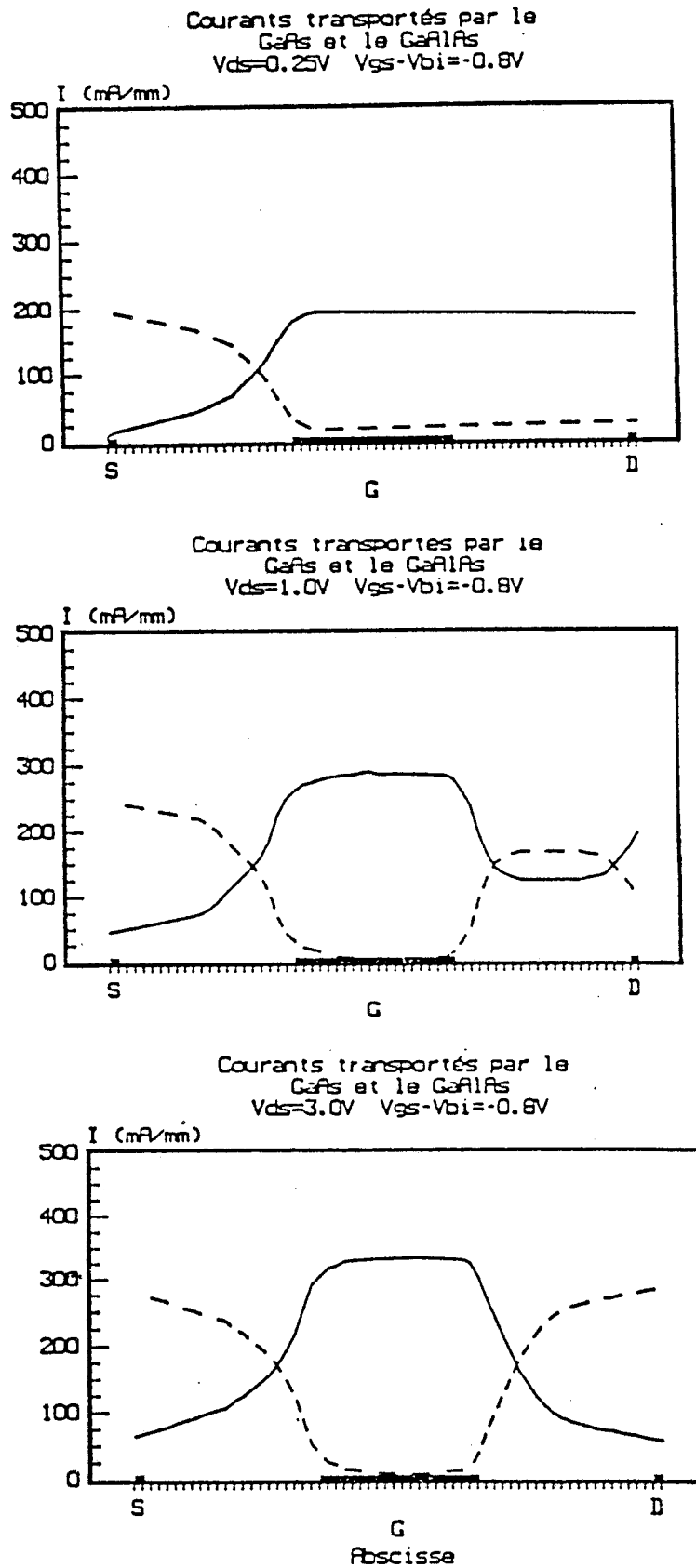


FIGURE III.61 : Répartition du courant de type AlGaAs (-----) et GaAs (—) dans la structure d'un transistor à hétérojonction pour différentes tensions de drain croissantes. D'après [521].

franchir la discontinuité de bandes ( $\Delta E_C$ ) du puits de potentiel, vers la couche d'AlGaAs. Les études effectuées dans notre laboratoire par THOBEL [52], ont montré que :

- l'application d'une tension de drain croissante s'accompagne d'une répartition d'un courant de type AlGaAs important, comparativement au courant transporté dans le canal (figure III.61),

- et que le mécanisme de transfert dans l'espace réel, en sortie de grille, prend une importance accrue lorsque la tension de grille est élevée.

En basse température, on constate expérimentalement que ces phénomènes sont exaltés par la présence des niveaux donneurs profonds qui capturent les porteurs chauds transférés dans l'AlGaAs, l'effet le plus marquant étant la dégradation des caractéristiques I-V à faible  $V_{ds}$  ou collapse. Ainsi, on peut constater à partir des figures III.54, 55 et 56 que la capacité  $C_{gd}$  peut ne montrer aucune variation avec la température (n°522) (comportement obtenu pour les TEC), ou évoluer schématiquement entre une capacité limite vers le pincement et une capacité constante à canal ouvert, à 77K (n°502).

La diminution de la capacité  $C_{gd}$  à canal ouvert qui peut apparaître très brutalement, s'interprètera comme étant une réduction de la variation de la charge du côté du drain lorsqu'une variation de tension  $\Delta V_{gd}$  est appliquée :

$$(51) \quad C_{gd_{int}} = \left( \frac{\Delta Q}{\Delta V_{gd}} \right)_{\text{coté drain}}$$

Ceci peut s'expliquer par une diminution de la concentration des impuretés "efficacement ionisables" lors de l'extension de la zone désertée de grille lorsqu'un porteur a une énergie suffisante pour franchir simultanément la hauteur de barrière ( $\Delta E_C$ ), ainsi que celle de capture ( $E_c$ ) du centre profond.

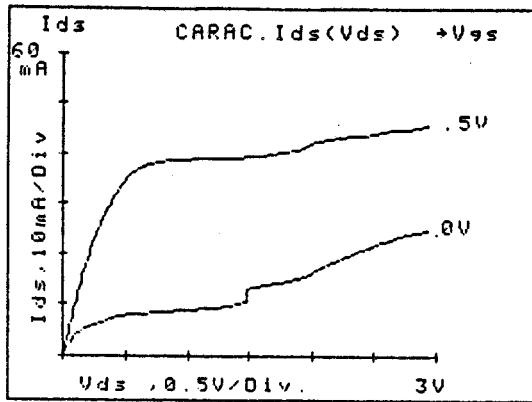


FIGURE III.62 : Exemple de dépendance de la conductance de drain en basses températures  
Echantillon type de la série HEMT n°525

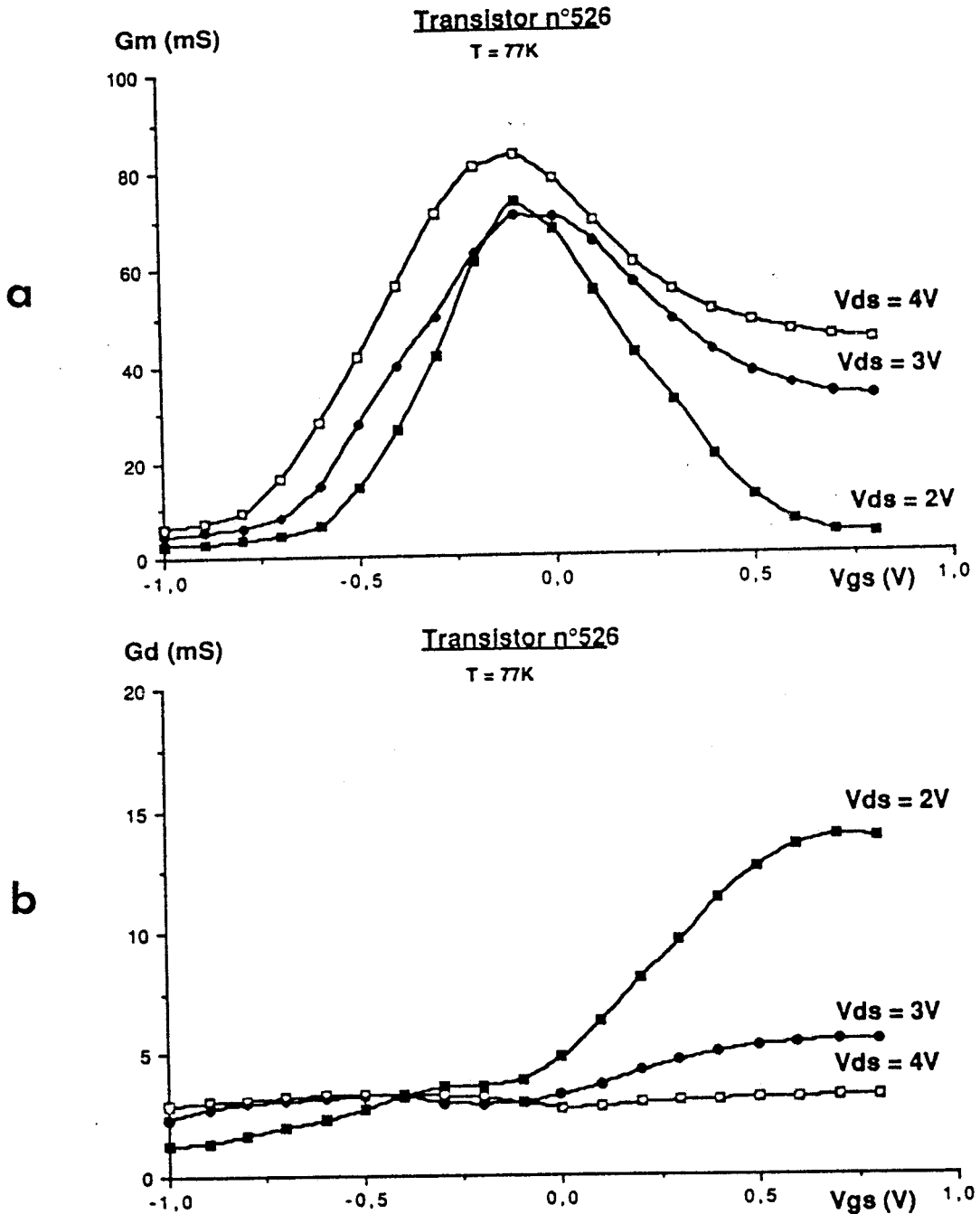


FIGURE III.63 : Evolution des conductances  $G_m$  (a) et  $G_d$  (b) en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour différentes valeurs fixées de la tension de drain  $V_{ds}$ . Echantillon HEMT n°526.

La capacité limite est obtenue lorsque la contribution du courant dans l'AlGaAs est majoritaire. Elle est liée à l'existence d'une capacité extrinsèque de couplage électrostatique de l'ordre de 10 à 15fF ( $Z=200\mu\text{m}$ ), dont on ne peut raisonnablement pas tenir compte pour la détermination précise de la capacité Cgd intrinsèque. Notons que cet ordre de grandeur est également obtenu lors des comparaisons entre les modèles de simulation et l'expérience.

### II.3.2.2. Influence de la polarisation de drain Vds

La détermination des paramètres du schéma équivalent s'effectue dans la zone saturée des caractéristiques I-V du composant en régime petit signal, typiquement  $V_{ds} = 3\text{V}$  et à température ambiante, on constate que les paramètres sont peu sensibles à la polarisation drain-source.

En basse température, la caractéristique  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  relevée en régime statique (fig. III.62) montre une forte dépendance avec la polarisation de drain, ne serait-ce par exemple qu'à cause des mécanismes qu'elle occasionne sur le courant de drain.

#### II.3.2.2.1. Etude des conductances Gm et Gd

Pour étudier ce point, nous donnons les évolutions des paramètres intrinsèques ( $G_m, G_d$ ) en fonction de  $V_{gs}$  ( $T = 77\text{K}$ ) pour différentes tensions drain-source (fig. III.63 (a,b)). Afin de figer l'état du composant et nous assurer de la reproductibilité de nos mesures, nous avons effectué ces mesures en appliquant successivement une tension  $V_{ds}$  décroissante. Les résultats présentés ont été obtenus sur l'échantillon n°526 pour lequel les paramètres technologiques de la couche (taux d'alliage et dopage) sont les plus élevés.

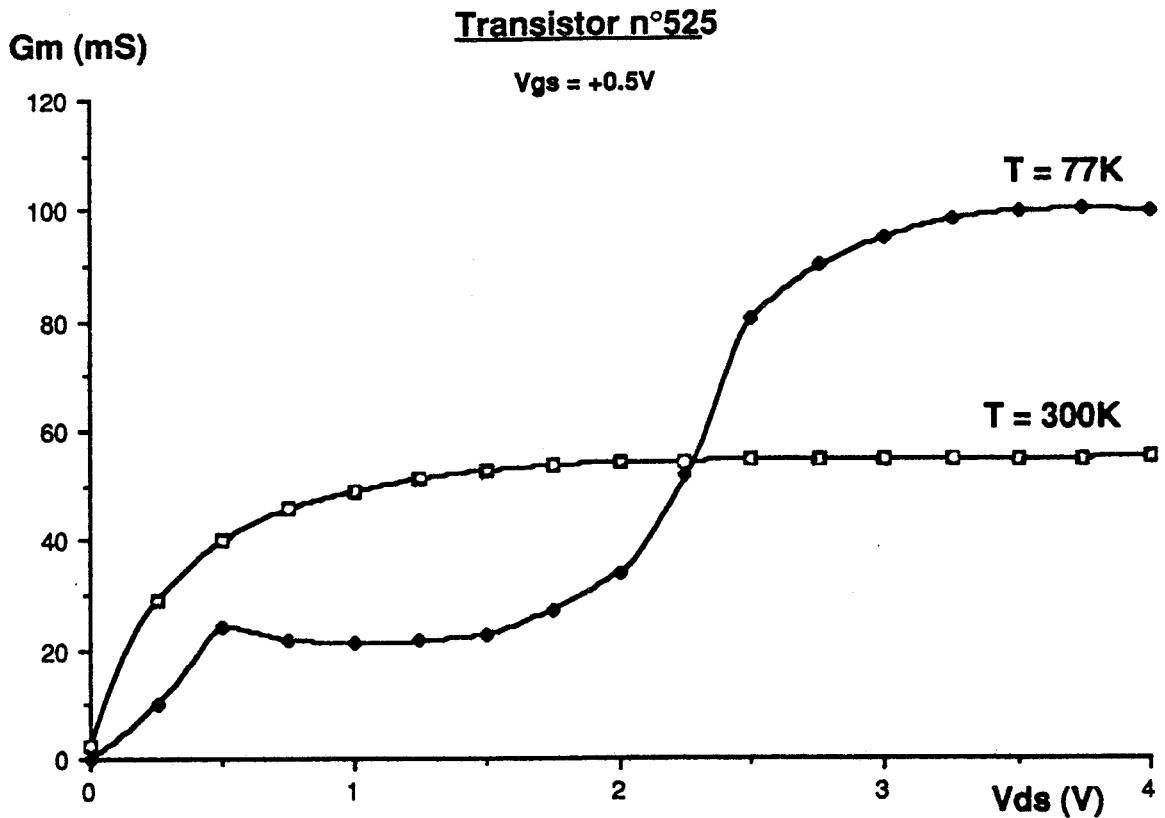


FIGURE III.64 : Evolution de la transconductance  $G_m$  intrinsèque en fonction de la tension  $V_{ds}$  pour une valeur fixée de la tension  $V_{gs}$ .

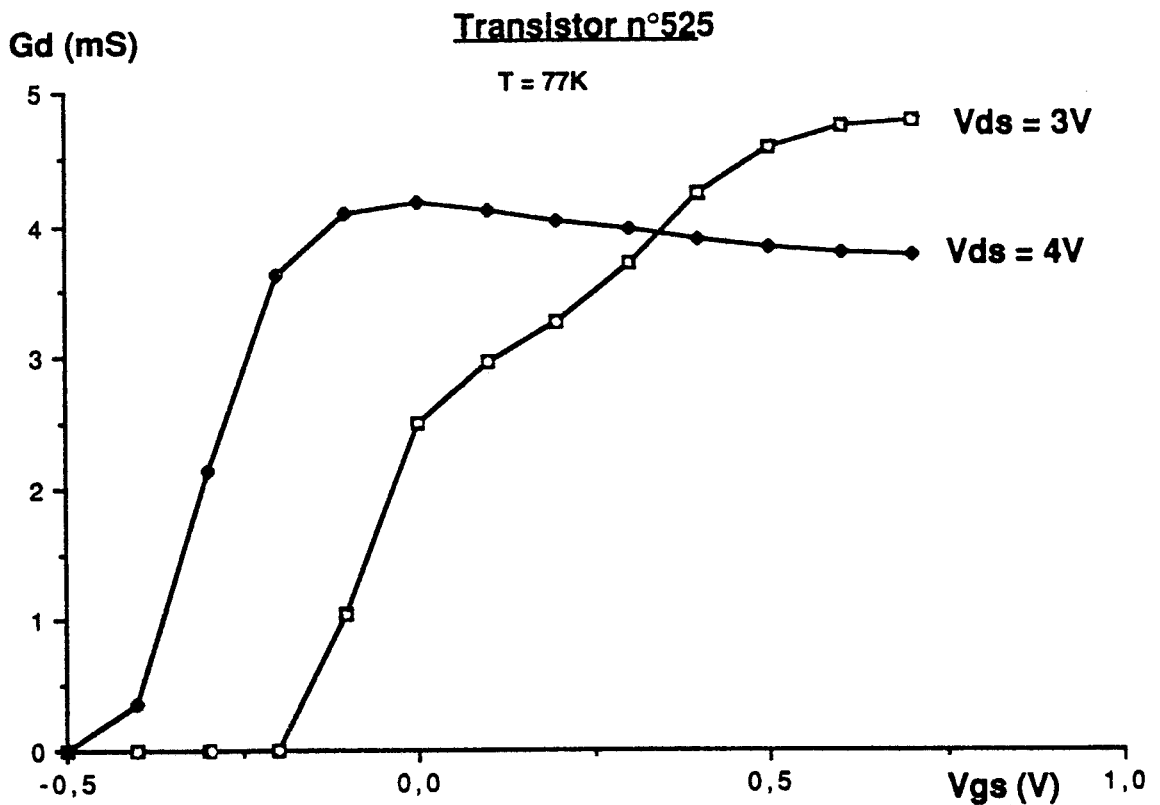


FIGURE III.65 : Evolution de la conductance de sortie  $G_d$  intrinsèque en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour deux valeurs fixées de la tension  $V_{ds}$ .  
Echantillon HEMT n°525.

Nous observons sur la figure III.63a, un décalage de la tension de pincement ( $V_p$ ) lorsque la tension  $V_{ds}$  augmente de 2 à 4V, tandis que la valeur maximale atteinte par  $G_m$  varie peu. L'influence à la polarisation, la plus sensible est obtenue, pour les tensions  $V_{gs}$  les plus élevées, lorsque la couche d'AlGaAs n'est plus entièrement déplétée.

Mesurée à canal ouvert ( $V_{gs} = +0,5V$ ) et à température ambiante, la transconductance augmente jusqu'à ce que s'établisse la zone saturée de la caractéristique I-V du transistor, puis devient indépendant de  $V_{ds}$  (fig. III.64). En basse température, il apparaît une région beaucoup plus importante ( $V_{ds} < 2V$ ) où  $G_m$  reste faible. Au-delà, la transconductance croît et tend à former un plateau, pour les tensions  $V_{ds}$  élevées, de façon tout à fait similaire au comportement à 300K.

La conductance de sortie (fig. III.63b) subit également l'influence d'une tension  $V_{ds}$  à canal ouvert où elle diminue de 13 à 3mS. Sur la figure III.65, le comportement de la conductance  $G_d$  diminue à canal ouvert et subit, comme pour la transconductance, un décalage pour les tensions  $V_{gs}$  les plus faibles (transistor n°525).

#### **II.3.2.2.2. Etude des capacités $C_{gs}$ et $C_{gd}$**

Sur les figures III.66(a,b), nous présentons les caractéristiques  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$  à  $V_{ds} = 2, 3$  et 4V ; mais également, les évolutions relevées à  $V_{ds} = 0$ . L'ordre des mesures est fixé, rappelons-le, pour une tension  $V_{ds}$  appliquée de plus en plus réduite.

La capacité  $C_{gs}$  (fig. III.66a) montre une grande sensibilité à la tension  $V_{ds}$  dans toute la gamme de tensions appliquées sur la grille. Les évolutions de cette capacité peuvent être scindées en deux types de comportement extrêmes. Lorsque  $V_{ds}$  diminue, on observe un

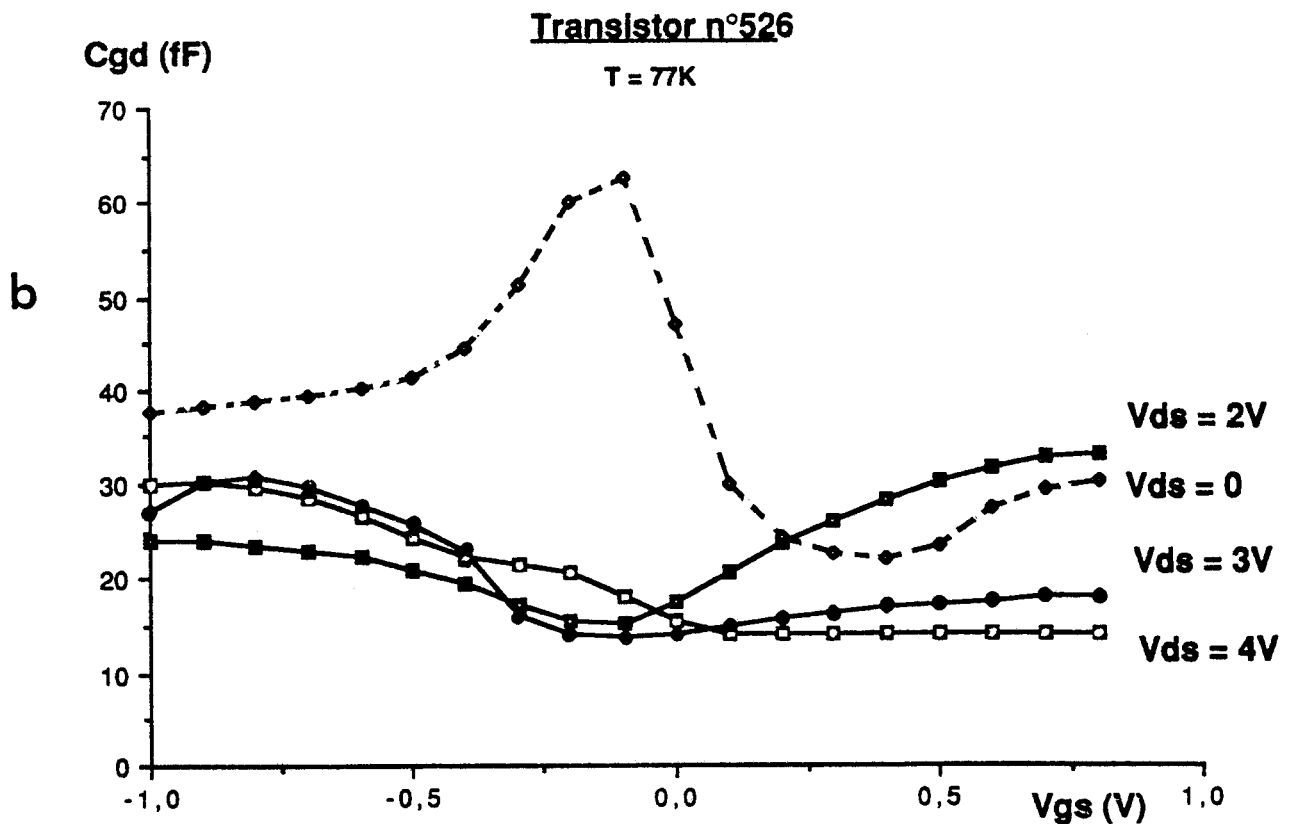
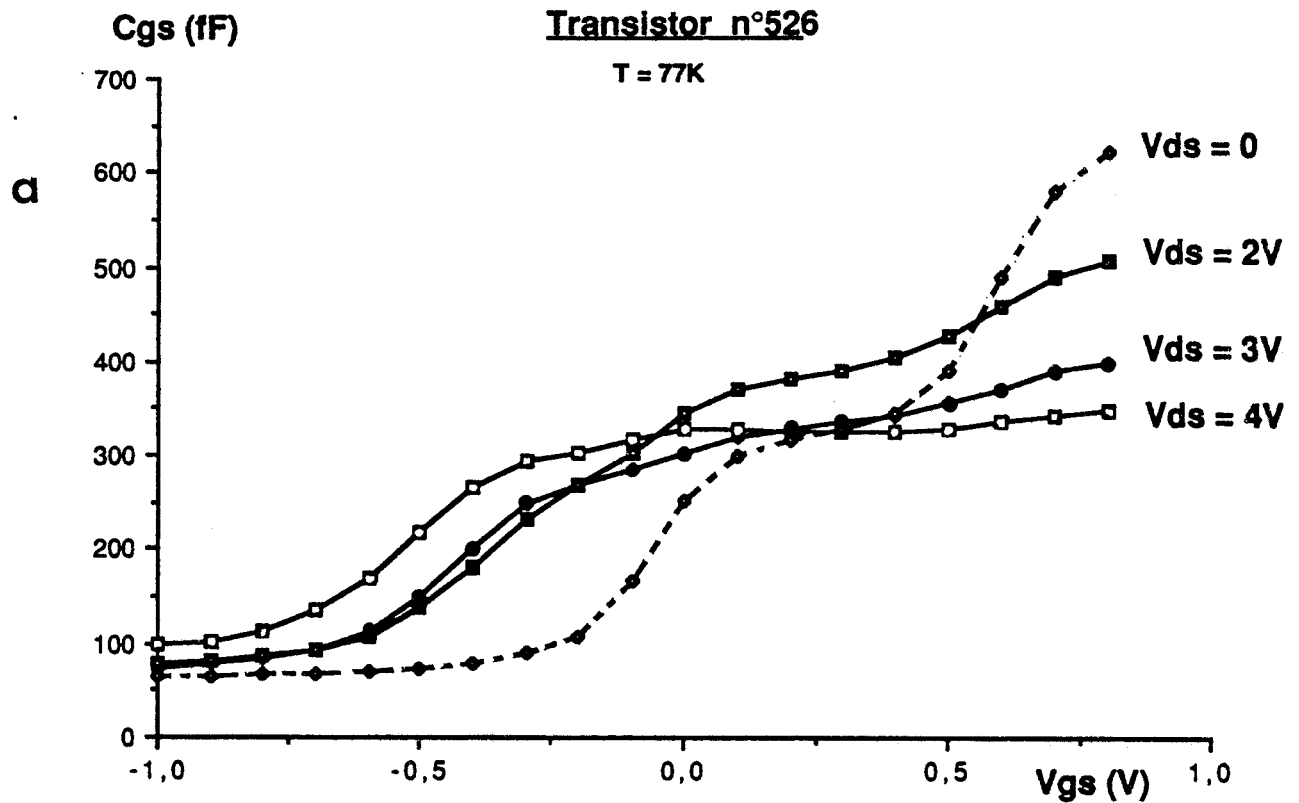


FIGURE III.66 : Evolution des capacités  $C_{gs}$  (a) et  $C_{gd}$  (b) intrinsèques en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour différentes valeurs fixées de la tension de drain  $V_{ds}$ . Les capacités  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$  déduites à  $V_{ds} = 0$  (-----), après contrainte électrique sur le drain, sont également représentées. Echantillon HEMT n°526.

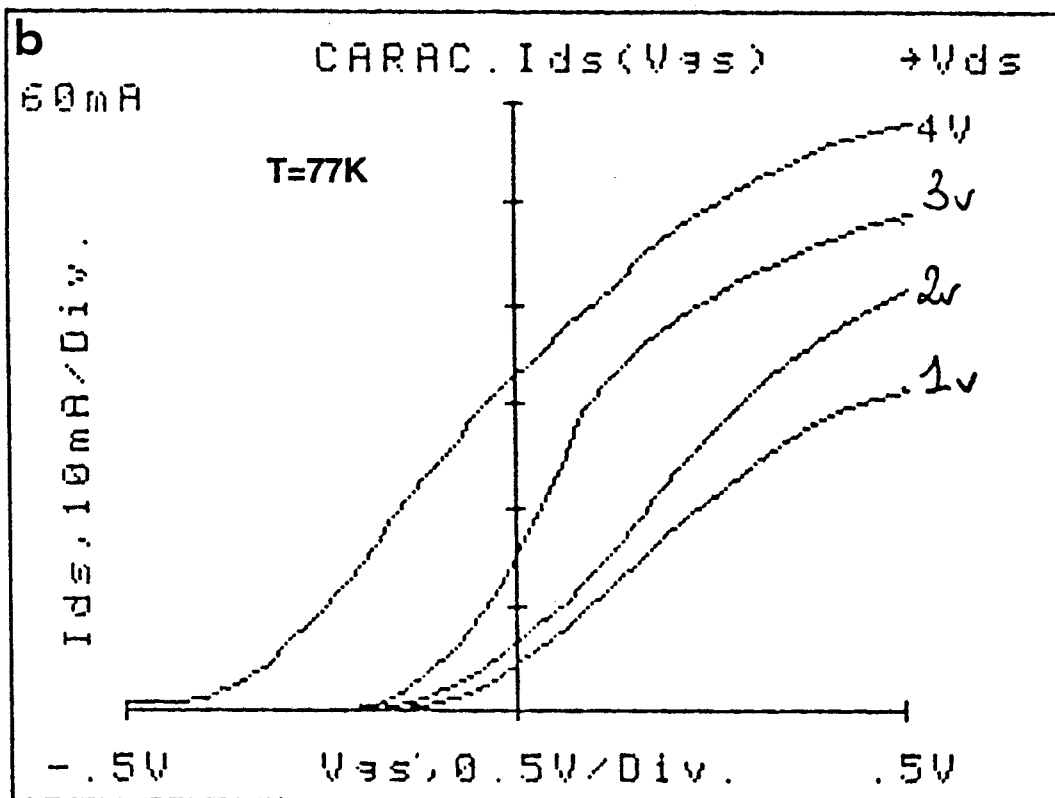
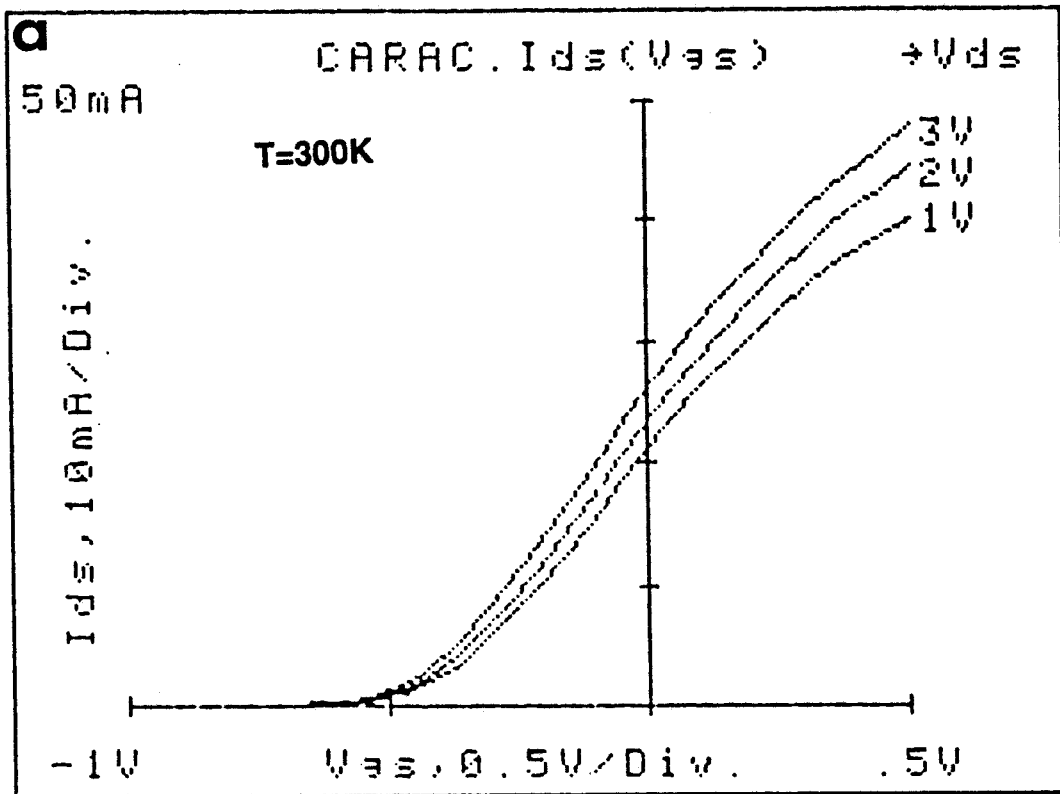


FIGURE III.67 : Caractéristiques de transfert  $I_{ds}(V_{gs})$  pour différentes tensions de drain fixées à 300K (a) et à 77K (b).  
Echantillon HEMT type.



décalage important des tensions de pincement et de commande de la couche d'accumulation dans le GaAs vers les tensions  $V_{gs}$  élevées, auquel il faut ajouter une forte augmentation de la capacité  $C_{gs}$  à canal ouvert. L'évolution de la capacité  $C_{gs}$ , à  $V_{ds} = 0$ , peut être comparée aux mesures de la capacité totale de grille  $C_g(V_{gs})$  après avoir appliqué une contrainte électrique sur l'échantillon durant le refroidissement à 77K. Nous avons pu ainsi montrer une réduction sensible de la charge électrique totale ( $Q_0$ ) sous la grille, due à l'influence des niveaux profonds dans la couche d'AlGaAs dopée. Quant à l'évolution de la tension  $V_p$  pour  $V_{ds}$  variant entre 2 et 4V, nous pouvons la comparer à celle donnée par les caractéristiques statiques  $I_{ds}(V_{gs})$  (fig. III.67(a,b)). Si la tension de seuil est peu sensible à  $V_{ds}$  à température ambiante, à l'opposé, les courbes  $I_{ds}(V_{gs})$  subissent à 77K un décalage  $\Delta V_p$  négatif quand  $V_{ds}$  augmente de 1 à 4V.

A canal ouvert, la capacité  $C_{gs}$  tend à devenir, à 77K et pour les tensions  $V_{ds}$  suffisantes, indépendante du potentiel de grille dans une large gamme de tension. Dans ce cas, la capacité grille-source résulte alors essentiellement du contrôle par la grille des charges dans la couche d'accumulation, la contribution des charges dans l'AlGaAs étant fortement réduite par la présence du niveau donneur profond. De plus, lorsque la tension  $V_{ds}$  augmente, la modification du potentiel dans le canal qu'elle occasionne dans l'espace grille-source, contribue à réduire davantage la concentration de porteurs de l'AlGaAs.

Intéressons-nous, à présent, à l'évolution de la capacité  $C_{gd}$  en fonction de la polarisation  $V_{ds}$  (fig. III.66b). La caractéristique, relevée à  $V_{ds} = 0$ , nous permet d'envisager l'influence de mécanismes physiques qui interviennent en régime de fonctionnement du composant. Ceux-ci résultent du transfert dans l'espace réel lorsque la tension  $V_{ds}$  croît ; ils apparaissent entre l'extrémité de la grille et le contact de drain et influent donc sur la capacité  $C_{gd}$ .

Les points essentiels, en ce qui concerne l'évolution de  $C_{gd}$

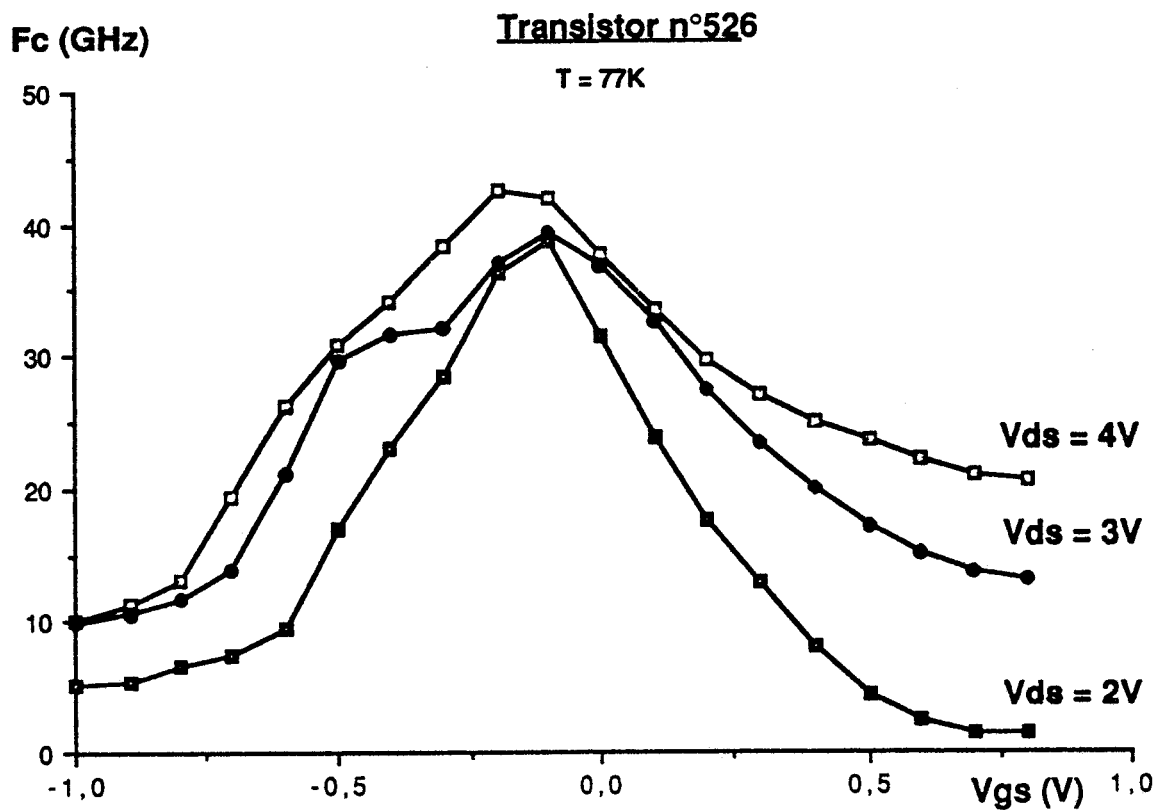


FIGURE III.68 : Evolution de la fréquence de coupure du gain en courant  $G_m/2\pi C_{gs}$  pour différentes tensions de drain fixées  $V_{ds}$ . Echantillon de la série n°526.

pour différentes tensions de drain, sont une diminution quand la tension de drain augmente, ainsi qu'une quasi-indépendance de  $C_{gd}$  à canal ouvert pour  $V_{ds}$  égal à 4V. En fait, la capacité  $C_{gd}$  décrit le même sens d'évolution avec  $V_{ds}$  que la capacité  $C_{gs}$ . Les principaux mécanismes qui permettent une interprétation de ces résultats, sont le transfert dans l'espace réel des électrons chauds du canal, ainsi que le processus de capture, lorsqu'il est possible, des porteurs transférés par les niveaux profonds dans le matériau dopé d'AlGaAs.

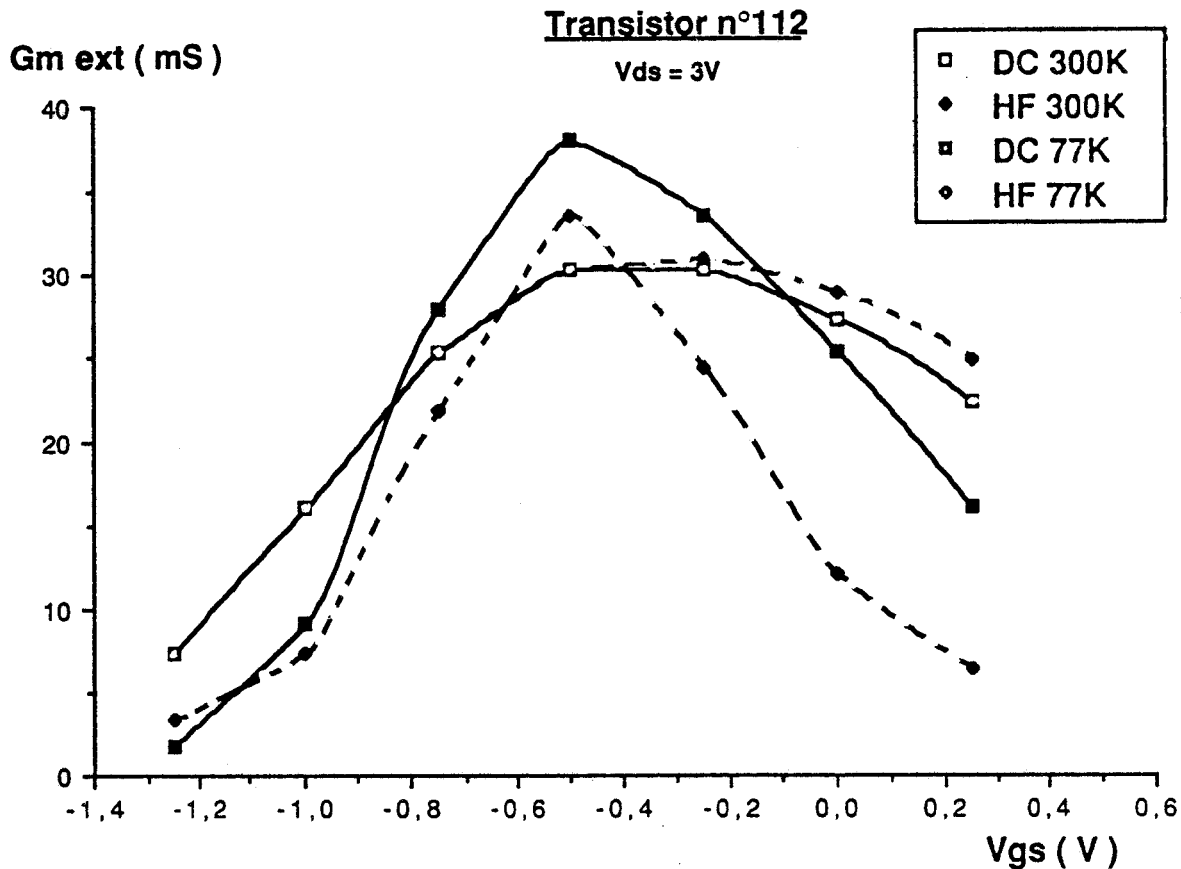
La capacité grille-drain mesurée à  $V_{ds}$  nul, après que les mesures en régime de fonctionnement ( $V_{ds}$  élevé) aient été effectuées, semble traduire par son sens d'évolution en fonction de  $V_{gs}$ , l'idée émise ci-dessus.

Ainsi, lorsque  $V_{gs}$  augmente, les capacités  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$  augmentent tout d'abord vers la tension de pincement jusque (-0,1V) ; au-delà,  $C_{gs}$  croît rapidement à canal ouvert tandis que  $C_{gd}$  décroît vers une valeur minimale. Ces comportements opposés en basse température, montrent clairement une réduction de la charge du côté du drain à  $V_{ds} = 0$ , celle-ci ayant été accentuée par l'application de tensions de drain préalables ( $V_{ds}$  élevé).

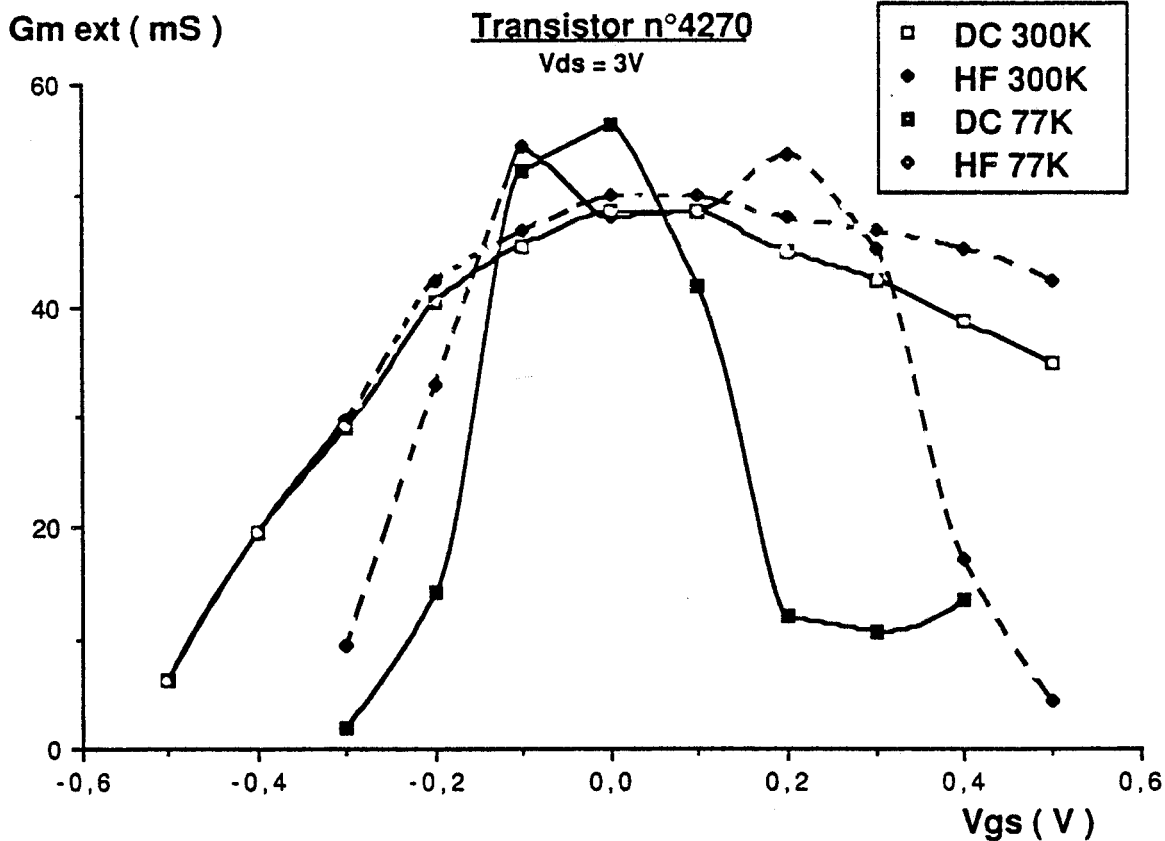
#### II.3.2.2.3. Conséquences sur la fréquence ( $G_m/2\pi C_{gs}$ )

Afin de montrer l'importance de la polarisation de drain par exemple sur la fréquence de coupure ( $G_m/2\pi C_{gs}$ ) des HEMT à 77K, nous avons représenté sur la figure III.68, l'évolution de la fréquence  $f_c$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour différentes valeurs fixées de la tension de drain  $V_{ds}$ . Celle-ci subit, comme on peut le constater, l'effet d'étalement présenté par  $G_m$  lorsque la tension appliquée  $V_{gs}$  croît. Il en résulte l'obtention de valeurs de la fréquence  $f_c$  plus importante ou plus précisément, une plage de fonctionnement en commande de grille nettement supérieure.

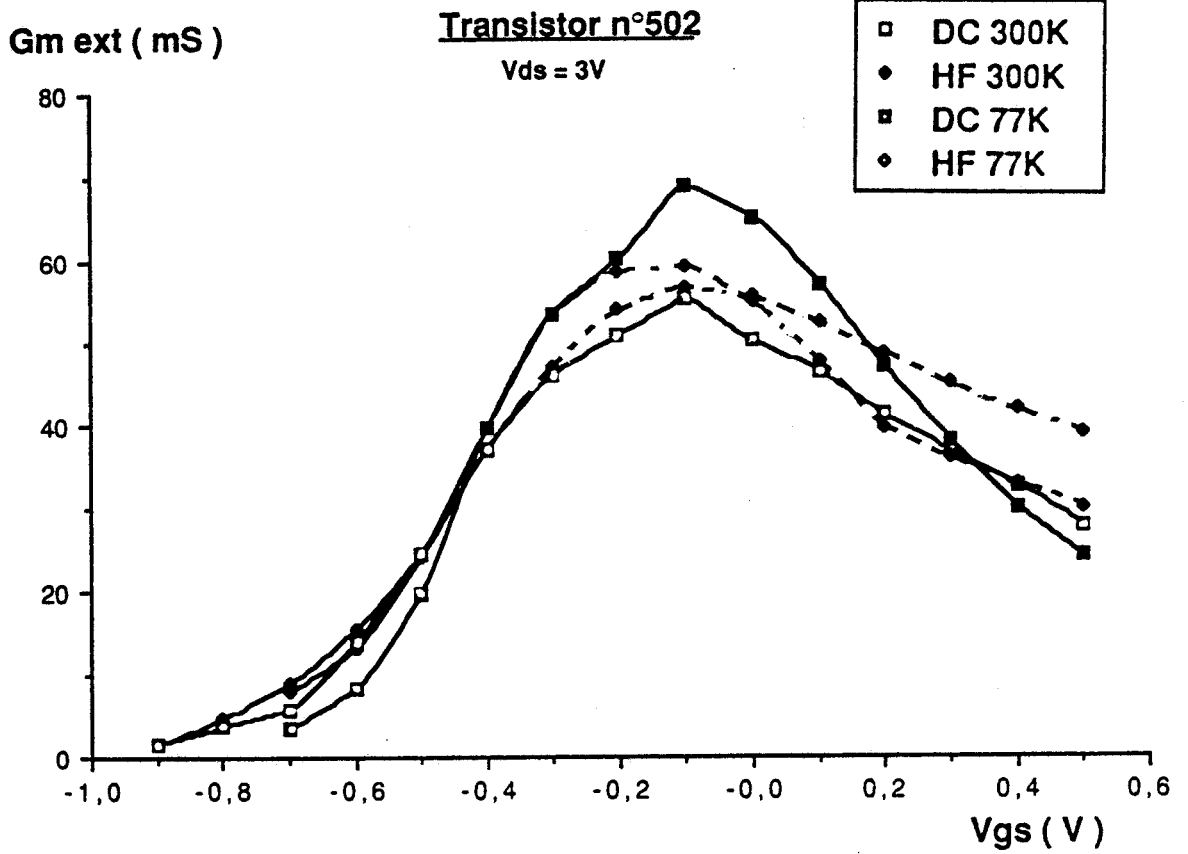
a



b



**c**



**d**

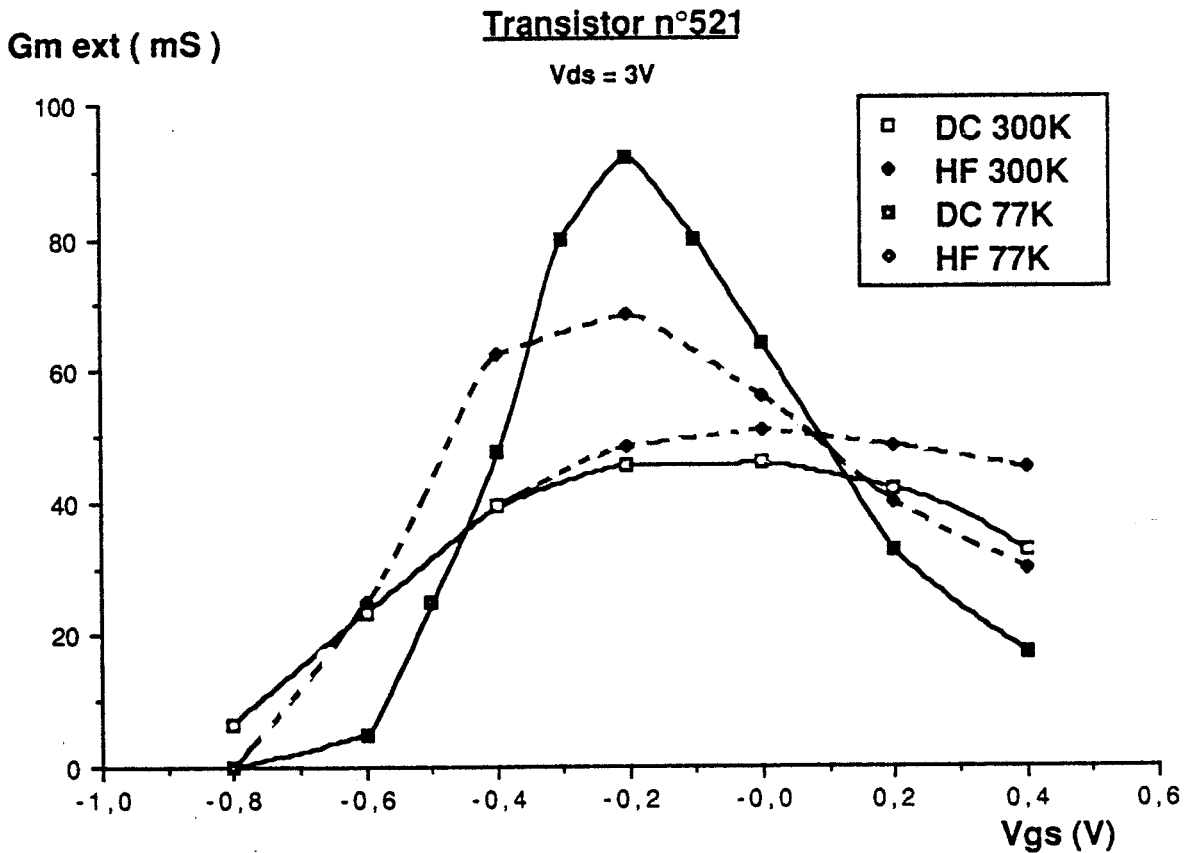


FIGURE III.69 : COMPARAISON effectuée sur les caractéristiques  $G_m(V_{gs})$  relevées en régimes statique (—) et dynamique (-----) à 300K et 77K pour une tension de drain fixée. On donne pour cela les évolutions issus des échantillons :

a) n°112   b) n°4270   c) n°502   d) n°521.

### II.3.2.3. Comparaison avec les mesures continues

Les difficultés posées par les mesures hyperfréquences aux basses températures, rendent extrêmement intéressantes l'utilisation de mesures continues dont la mise en oeuvre est plus immédiate, ceci dans le but, par exemple, d'une estimation rapide des performances potentielles de différents échantillons testés.

L'étude à température ambiante a permis de montrer les différences notables sur le comportement de la transconductance relevée en régimes HF et statique.

De la même manière, nous avons repris les évolutions de  $G_m$  extrinsèque, en régime HF à 77K, que nous comparons aux résultats déduits de la caractéristique  $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$ . Cette étude effectuée sur un grand nombre d'échantillons permet de tirer quelques uns des comportements les plus typiques, représentés sur les figures III.69(a, b, c et d) à  $V_{ds} = 3V$ .

On peut remarquer que le décalage de la tension de pincement du composant, attribué à la diminution de la quantité de charges libres sous la grille avec la température, est accentué sur les caractéristiques  $G_{m_{ext}}$  continues à 77K d'une valeur de l'ordre de 0,1 à 0,2V. A canal ouvert,  $G_{m_{DC}}$  subit une dégradation importante pour tous les échantillons, indépendamment des données technologiques du transistor.

En régime hyperfréquences, les résultats obtenus ne sont pas aussi systématiques. En effet,  $(G_{m_{HF}})_{ext}$  peut être constant (n°522) ou diminuer (n°521) avec  $V_{gs}$ , mais dans tous les cas, on peut conclure à 77K quant aux valeurs de la transconductance à canal ouvert extrinsèque :

$$G_{m_{HF}} > G_{m_{DC}}$$

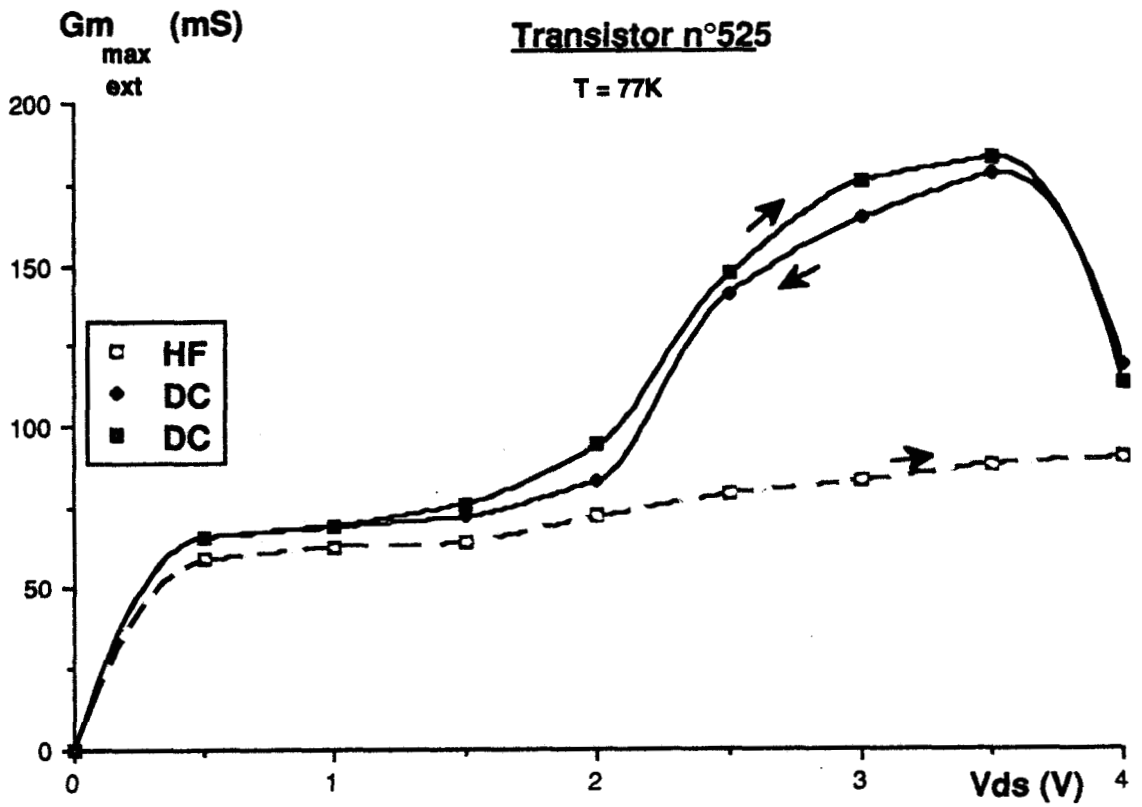


FIGURE III.70 : Evolution de la transconductance extrinsèque  $G_{m_{Max}}$  en régimes statique (—) et dynamique (-----) pour un échantillon de la série n°525.

Il en résulte que la plage des tensions pour lesquelles la transconductance est importante, est fortement réduite en régime statique et les valeurs ainsi mesurées de  $(G_{mDC})_{ext}$  tendent à sous-estimer les performances microondes potentielles des composants à hétérojonction.

Entre ces deux régions de fonctionnement, des valeurs particulièrement élevées de  $G_{m_{ext}}$  peuvent être obtenues en régime statique conduisant à des améliorations jusque dans un rapport de 2,5 à 77K (n°525). Elles conduisent à des caractéristiques continues fortement localisées. En hyperfréquences, de telles augmentations ne sont jamais obtenues et les caractéristiques extrinsèques ne s'améliorent pour les meilleurs composants que d'un facteur 1,5.

Le pic de  $G_{m_{extDC}}$  a pour origine, comme nous l'avons vu, une variation brutale du courant de drain ou le mécanisme de kink-effect pour une tension  $V_{dsK}$  ( $V_{gs}$  fixé). Au point de polarisation correspondant à  $(G_{m_{ext}})_{Max}$ , on pourra toujours écrire :

$$G_{mDC}^{77K} > G_{mHF}^{77K} > G_{mHF}^{300K} > G_{mDC}^{300K}$$

Pour étudier plus en détail ce point, nous avons reporté sur la figure III.70, l'évolution des valeurs maximales de  $G_{mDC}$  et  $G_{mHF}$  ( $T = 77K$ ) en fonction de la tension  $V_{ds}$  appliquée sur l'échantillon n°525. Les allures des caractéristiques restent semblables lorsque  $V_{ds}$  est inférieur à 2V ou supérieur à 4V. Entre ces deux valeurs, un écart important peut intervenir.

Nous avons vu sur les figures III.69 (a, b, c et d) , qu'un grand nombre de comportements est obtenu pour les caractéristiques  $G_m$ , notamment en basse température et ne peut pas, par conséquent, être attribué à une explication unique :



- nous avons vu que la mobilité électronique, dans la couche d'accumulation, évolue fortement avec le champ électrique parallèle à l'interface et donc avec le courant de drain dans le canal, ceci d'autant plus aux températures cryogéniques.

Il en résulte une dépendance accrue de la résistance d'accès de source  $R_{sg}$  avec le courant de drain à 77K. Elle permet de justifier, comme à température ambiante, l'amélioration de la transconductance extrinsèque mesurée en régime HF. Cependant, elle ne peut, à elle seule, expliquer ce type de résultat pour les tensions de grille proche du pincement. En effet, dans cette région, le courant de drain est faible.

- en outre, les constantes de temps d'émission et de capture des électrons liés aux centres profonds dans l'AlGaAs sont non décelables aux mesures statiques et HF à 77K ( $\tau > 10^{10}$ s [53]) ; les mécanismes d'émission et de capture ne constituent, par conséquent, pas un élément significatif pour expliquer le comportement de la transconductance intrinsèque du HEMT.

En conclusion, les différences sensibles obtenues sur les caractéristiques  $G_m(V_{gs})$  déduites des mesures statique et HF, tant sur le fonctionnement en régime pincé que sur la valeur maximale de  $G_{m_{ext}}$ , démontrent que la transconductance déduite de la caractéristique continue  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  doit être considérée avec beaucoup de précautions, en particulier si les performances du composant sont extrapolées dans le domaine des microondes. Celles-ci ne pourront être déterminées avec précision en basse température, qu'à partir des mesures HF.

#### II.3.2.4. Influence du piégeage dans la région grille-drain

##### **Introduction**

L'étude des composants à hétérojonction  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  en fonction de la température, pour des échantillons ne présentant pas le mécanisme de collapse ou encore d'augmentation brutale de la résistance ohmique grille-drain, a permis de montrer que des améliorations notables de la transconductance  $G_m$  sont possibles aux basses températures et les paramètres intrinsèques du schéma équivalent du transistor ont été étudiés.

Cependant, le mécanisme de capture des électrons à l'extrémité de la grille vers le drain a été observé sur un très grand nombre d'échantillons en régime statique [36, 37] et peut également être mis en évidence à l'aide de mesures hyperfréquences dans les cas suivants:

- le transistor est assimilé à un quadripole passif, à tension drain-source nulle.

- en régime de fonctionnement, on s'intéresse au comportement des éléments du schéma équivalent petit-signal.

##### II.3.2.4.1. Schéma électrique représentatif du piégeage

On s'intéresse pour cela à la matrice impédance  $[Z]$  mesurée à  $V_{ds} = 0$ , en fonction de la fréquence et du courant de polarisation de grille.

Une conséquence importante de l'application d'une tension

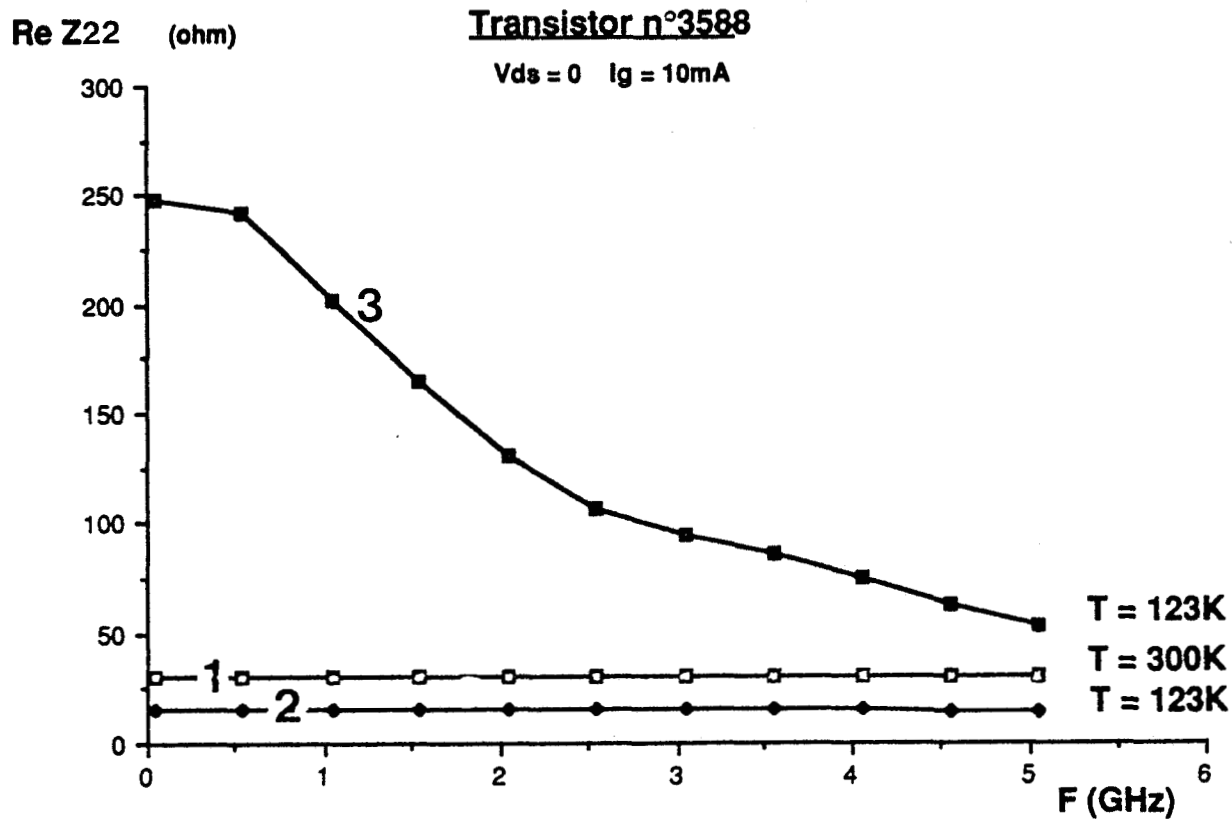


FIGURE III.71 : Evolution de la partie réelle de  $Z_{22}$  en fonction de la fréquence :

1 - à 300K

2 - SANS contrainte électrique à 123K

3 - AVEC contrainte électrique à 123K.

Vds élevée, en régime statique, est une forte augmentation de la résistance entre grille et drain, relevée en exploitant la caractéristique de grille en direct. De la méthode de caractérisation en régime HF décrite précédemment, nous tirerons des informations supplémentaires sur le dipôle représentatif du piégeage.

Sur la figure III.71, nous avons reporté l'évolution de la partie réelle du terme ( $Z_{22}$ ) de la matrice impédance  $[Z]$  ( $V_{ds} = 0$  et  $I_g = 10\text{mA}$ ) en fonction de la fréquence, pour les trois cas suivants :

1 - à température ambiante

2 - on refroidit à 77K

3 - on applique durant la descente en température une contrainte électrique sur le drain ( $V_{ds} = 3\text{V}$ ).

L'amélioration de la mobilité électronique, dans la couche d'accumulation, entraîne une diminution de la résistance ( $R_s + R_d + R_c$ ) lorsque la température diminue (caractéristiques (1) et (2)). On retrouve à 77K, comme à 300K, des évolutions indépendantes de la fréquence.

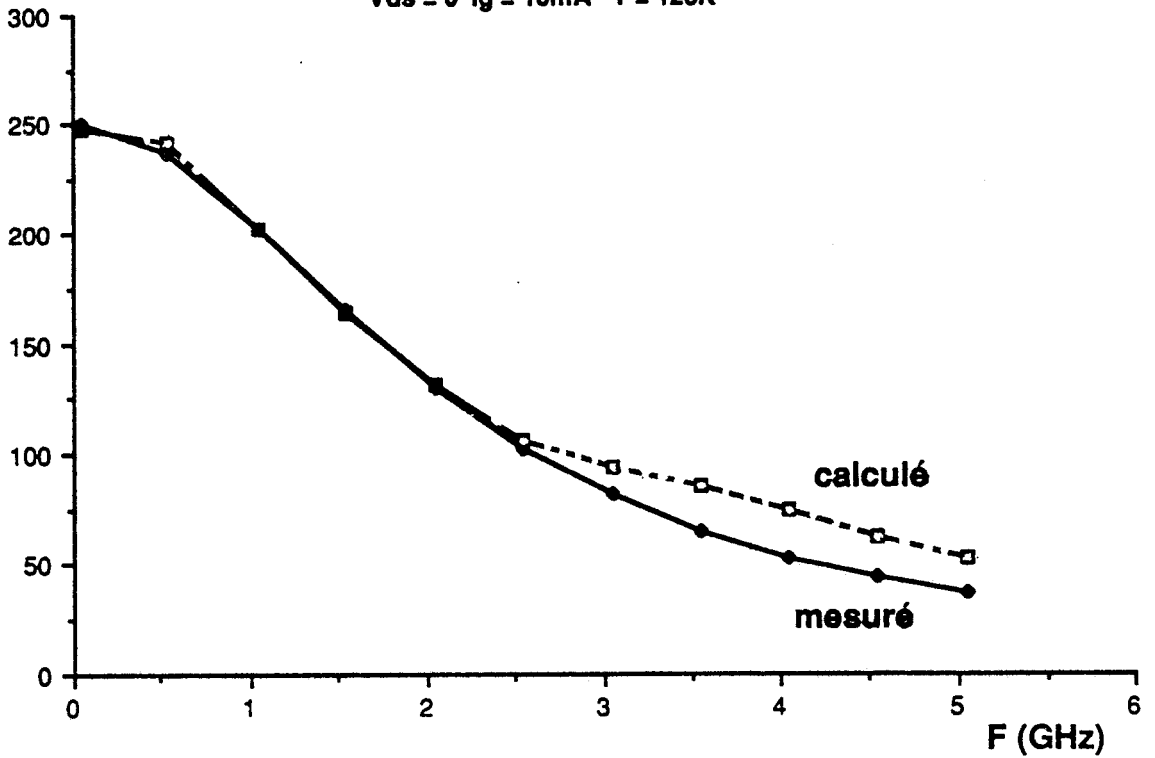
En ce qui concerne l'évolution de la caractéristique (3), pour laquelle une tension de drain importante est appliquée au préalable, on observe une forte dépendance fréquentielle et une valeur très élevée en basse fréquence. Les autres termes de la matrice impédance ne montrent, quant à eux, pas d'évolution particulière avec la fréquence. Ainsi, nous avons pu vérifier que les résistances de grille et de source ne varient pas entre les deux cas : (2) et (3).

L'étude plus approfondie de l'impédance  $Z_p$  qui résulte de l'application d'une tension de drain à basse température, a permis de montrer que  $Z_p$  peut s'écrire simplement comme l'association parallèle

Re  $Z_{22}$  ( $\Omega$ )

**Transistor n°3588**

Vds = 0 Ig = 10mA T = 123K



Im  $Z_{22}$  ( $\Omega$ )

**Transistor n°3588**

T = 123K Vds = 0 Ig = 10mA

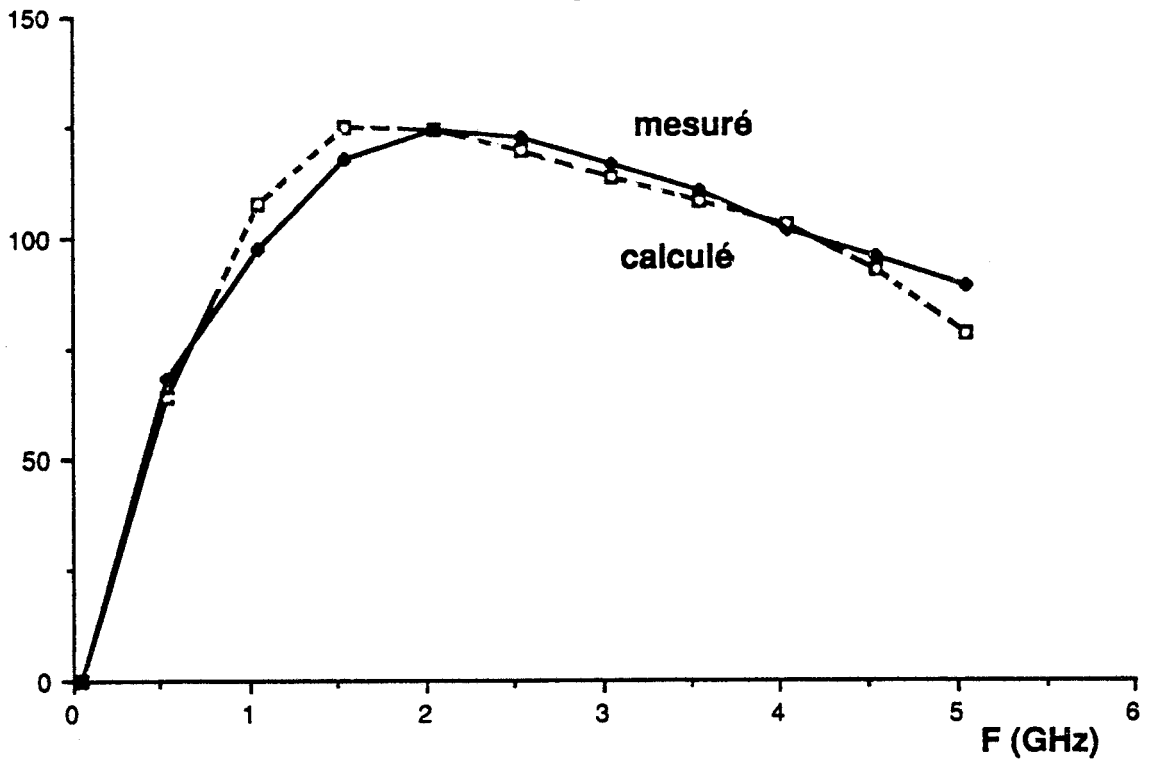
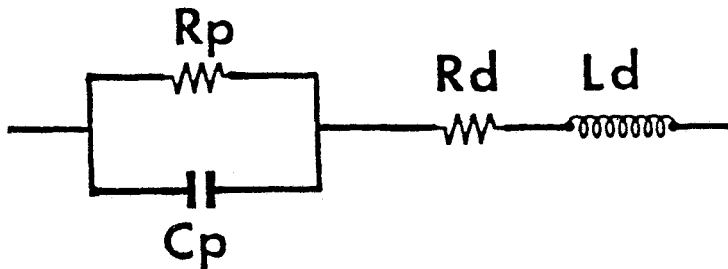


FIGURE III.72 : Evolutions des caractéristiques  $Re(Z_{22})$  (a) et  $Im(Z_{22})$  (b) calculées (-----) et mesurées (—) en fonction de la fréquence. Echantillon typique n°3588.

d'une résistance  $R_p$  et d'une capacité  $C_p$ . L'ensemble des éléments du transistor en sortie de grille est alors représenté par le schéma suivant :



où  $R_p$  et  $C_p$  sont les éléments introduits par le piégeage.

La valeur de chacun des éléments du dipôle  $Z_p$  pouvant être déduite de l'évolution fréquentielle de  $(Z_{22})$ , nous avons représenté sur la figure III.72 (a,b), les évolutions de  $Re(Z_{22})$  et  $Im(Z_{22})$  avec la fréquence, mesurée et calculée à partir de l'expression :

$$(52) \quad Z_{22} = R_s + j L_s \omega + R_c + R_d + j L_d \omega + \frac{R_p}{1 + j R_p C_p \omega}$$

Un bon accord est obtenu, entre les deux méthodes dans la bande de fréquences de mesure, lorsque le dipôle associé au piégeage est schématiquement mis en série avec la résistance de drain. Nous nous sommes assurés, par ailleurs, que la valeur déduite pour l'élément capacitif  $C_p$  varie peu, comme l'indique le tableau 11 ci-dessous, avec la polarisation de grille.

$I_g$ (mA)	$R_p$ ( $\Omega$ )	$C_p$ (pF)
2	350	0,34
10	250	0,31

**TABLEAU 11**

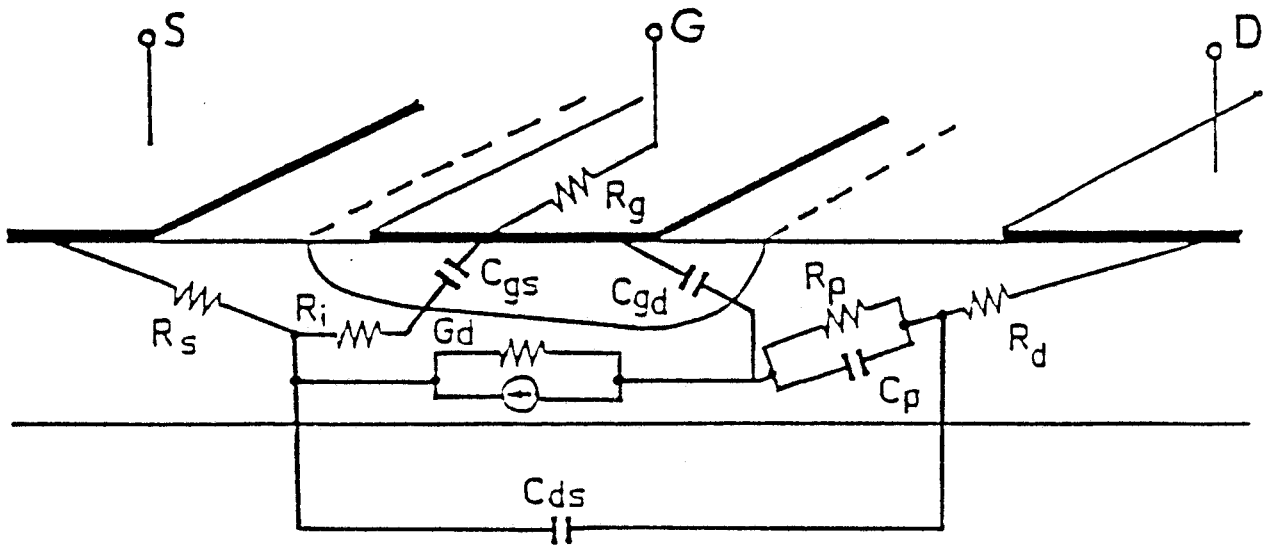


FIGURE III.73 : Introduction d'un dipôle ( $R_p, C_p$ ) représentatif du piégeage en sortie de grille en basses températures dans le schéma équivalent petit-signal du HEMT.

En conclusion, on retrouve en régime basse fréquences, comme sur les mesures en statique, une résistance importante entre grille et drain. Son influence est atténuée lorsque la fréquence augmente par la présence d'une capacité en parallèle. L'origine de la capacité  $C_p$  peut être attribuée à une tranche AlGaAs/GaAs, dans laquelle, toutes les impuretés donatrices ont été neutralisées en présence d'un domaine de haute énergie à l'extrémité de la grille [54]. Hors de cette région, les impuretés sont ionisées dans la couche d'AlGaAs et contribuent à la formation d'une couche d'accumulation dans la couche d'AsGa.

#### II.3.2.4.2. Influence sur les éléments

##### ( $G_m$ , $G_d$ , $C_{gs}$ , $C_{gd}$ )

On veut étudier l'influence du piégeage sur les paramètres du transistor. Pour ce faire, nous reprenons le schéma équivalent petit-signal du transistor, auquel nous ajoutons les éléments  $R_p$  et  $C_p$  (fig. III.73).

Afin de tirer des conclusions de l'influence du dipôle  $Z_p$  sur les éléments du HEMT à basse température, nous pouvons donner les expressions analytiques faisant apparaître une corrélation entre les paramètres intrinsèques mesurés ( $G_m$ ,  $G_d$ ,  $C_{gs}$ ,  $C_{gd}$ ) et réels ( $G_{m0}$ ,  $G_{d0}$ ,  $C_{gs0}$ ,  $C_{gd0}$ ) du transistor, lorsque l'on tient compte du dipôle  $Z_p$  :

$$(53) \quad G_m = \text{Réal} \left( \frac{G_{m0}}{1 + G_{d0} Z_p} \right)$$

$$(54) \quad G_d = \text{Réal} \left( \frac{G_{d0}}{1 + G_{d0} Z_p} \right)$$



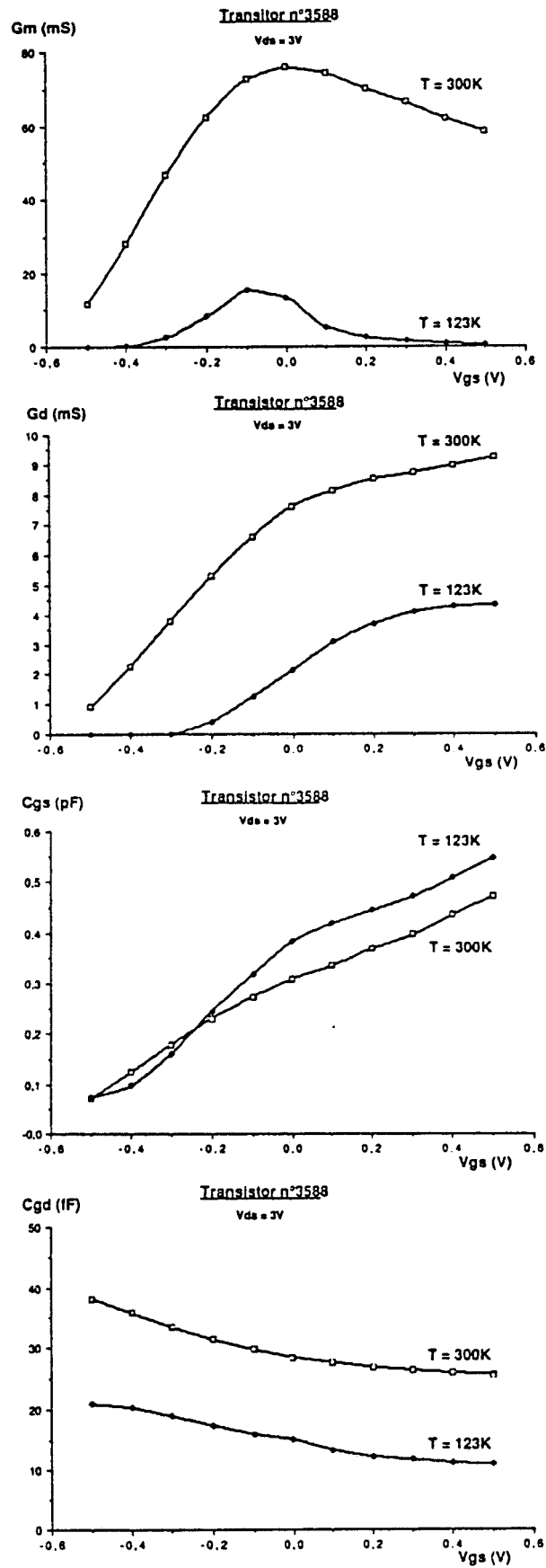


FIGURE III.74 : Evolution des paramètres ( $G_m$ ,  $G_d$ ,  $C_{gs}$ ,  $C_{gd}$ ) en fonction de la tension  $V_{gs}$  d'un échantillon TEGFET de la série n° 3588. Influence des effets de collapse en basses températures.

$$(55) \quad C_{gs} = C_{gs_0} + \text{Imaginaire} \left( \frac{C_{gd_0} Z_p (G_{m_0} + G_{d_0})}{1 + Z_p G_{d_0}} \right)$$

$$(56) \quad C_{gd} = \text{Imaginaire} \left( \frac{C_{gd_0}}{1 + Z_p G_{d_0}} \right)$$

De ces expressions, on peut faire les remarques suivantes :

- les éléments mesurés  $G_m$ ,  $G_d$  et  $C_{gd}$  diminuent, tandis que la capacité  $C_{gs}$  croît, sous l'action de  $Z_p$ . Ceux-ci montrent clairement le rôle fortement négatif de  $Z_p$ , entre autre, sur la fréquence de coupure  $F_c$ .

- le dipôle  $Z_p$  montre une forte dépendance fréquentielle, qui devrait se répercuter sur chacun des paramètres  $G_m$ ,  $G_d$ ,  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$ . Par exemple, une augmentation avec la fréquence des conductances  $G_m$  et  $G_d$ .

Ainsi, la présence du dipôle  $Z_p$  peut également être observée par la caractérisation d'un composant faisant apparaître le piégeage. Pour cela, nous donnons sur la figure III.74, l'évolution des paramètres ( $G_m$ ,  $G_d$ ,  $C_{gs}$ ,  $C_{gd}$ ) mesurés du transistor n°3588 à 300K et à 123K.

Les résultats expérimentaux permettent de confirmer les évolutions prévues par les expressions analytiques énoncées ci-dessus. Ce qui se traduit par la dégradation de  $G_{m_{max}}$  avec la température et une importante diminution de  $G_m$  à canal ouvert ( $V_{gs} > +0,1V$ ). La conductance de sortie et la capacité grille-drain diminuent de moitié à basse température. La capacité relative  $\Delta C_{gs}$ , obtenue à partir de  $C_{gs}$  à canal ouvert, à laquelle on soustrait la valeur mesurée à  $V_{gs} = V_p$ , croît de 0,41 à 0,49pF de 300 à 123K. L'étude ou l'examen des paramètres ( $Y_{ij}$ ) en fonction de la fréquence, à partir desquels sont extraits les éléments du schéma équivalent du transistor, n'a pas

permis de montrer l'existence du dipôle capacitif ( $R_p, C_p$ ) obtenu par des expérimentations effectuées à  $V_{ds} = 0$ . En effet, les parties réelles de ( $Y_{21}$ ) et de ( $Y_{22}$ ), dont on déduit  $G_m$  et  $G_d$  respectivement, sont indépendantes de la fréquence. Cette remarque tend à démontrer qu'en régime de fonctionnement ( $V_{ds}$  non nul), le dipôle  $Z_p$  se réduit à un élément résistif unique ( $R_p'$ ). Il s'ensuit le schéma électrique suivant :



Finalement, l'étude des caractéristiques microondes de composants dégradés en basse température, a permis de montrer l'influence néfaste du piégeage sur les performances potentielles du HEMT. A titre d'illustration, la fréquence de coupure  $F_c$  diminue de 43 à 9 GHz entre 300 et 123K. De plus, nous avons pu mettre en évidence le comportement très complexe du dipôle qui traduit le piégeage dans l'espace grille-drain.

### III- CONCLUSION

Nous nous sommes attachés, dans ce chapitre, à développer l'étude du comportement du transistor HEMT en fonction de la température.

On note que la mobilité électronique dans les hétérostructures AlGaAs/GaAs s'améliore de façon significative et que l'augmentation de la transconductance statique met en évidence l'intérêt d'une utilisation de ce composant aux températures cryogéniques.

La valeur de la résistance de source, de fait, tend vers une valeur commune à 77K correspondant en grande partie à la résistance de contact du gaz 2D. Dans chacun de ces cas, nous avons étudié l'influence des paramètres technologiques de l'épitaxie et nous en avons tiré des éléments d'optimisation de la structure.

Nous avons pu, avec une bonne précision, étendre le domaine d'investigation du TEC à la caractérisation hyperfréquence, en situation de basses températures.

L'étude expérimentale reposant sur la détermination des éléments du schéma équivalent en régime petit signal pour différentes tensions de drain, a permis de sélectionner les différents comportements type du transistor HEMT aux basses températures. Les résultats obtenus sur les composants réalisés sur couche MOCVD s'avèrent moins favorables comparativement aux composants MBE et résultent de la nature de la couche buffer. Les observations effectuées sur l'évolution de la transconductance extrinsèque mettent en évidence les différences notables entre les caractéristiques relevées en régimes statique et dynamique, dues à la nature particulière de la couche d'AlGaAs, ainsi qu'à l'évolution de la résistance parasite de source en régime de fonctionnement.

Enfin, un dipole de piégeage ( $Z_p$ ) a été introduit dans le schéma équivalent du TEC afin de traduire l'apparition des effets de collapse dans la région perturbée de l'espace grille-drain. La caractérisation microondes met alors clairement en évidence son rôle néfaste pour l'obtention de performances hyperfréquences importantes.

REFERENCES - CHAPITRE III

- [1] S.M. SZE,  
Physics of Semiconductor devices,  
Second edition, 1981.
  
- [2] C.R. CROWEL and S.M. SZE,  
Current transport in metal-semiconductor barriers,  
Solid State Electron., 9, 1035 (1966).
  
- [3] S.C. LEE and G.L. PEARSON,  
Current voltage characteristics of  $Al_xGa_{1-x}As$  Schottky barriers  
and p-n junctions,  
J. Appl. Phys. 52 (8), August 1981.
  
- [4] LEE et Al,  
A new interpretation of the "End" resistance measurements,  
IEEE Electron Device Letters, vol. EDL-5, n°1, January 1981.
  
- [5] LEE et Al,  
A new technique for characterisation of the "End" resistance  
in modulation-doped FET's,  
IEEE Trans. on Electron Devices, vol. ED-31, n°10, October 1984.
  
- [6] A.A. KETTERSON et Al,  
Extremely low contact resistances for AlGaAs/GaAs MODFET  
structures,  
J. Appl. Phys., vol. 57, pp. 2305-2307, 1985.
  
- [7] DAMBKES et Al,  
Optimisation of Modulation-doped heterostructure for TEGFET  
operation at room temperature,  
Electronics Letters, 19th July 1984, vol. 20, n°15.
  
- [8] GUPTA et Al,  
Low noise high electron mobility transistors for monolithic  
microwave integrated circuits,  
IEEE Electron Device Letters, vol. EDL-6, n°2, February 1985.
  
- [9] ASAI et Al,  
Super low noise HEMTs with a T-shaped gate structure,  
IEEE MTT-S, p. 1019, 1987.



- [10] SOVERO et al,  
Noise figure characteristics of  $1/2\mu\text{m}$  gate single-heterojunction  
high electron-mobility FET's at 35GHz,  
IEEE Electron Device Letters, vol. EDL-7, n°8, March 1986.
  
- [11] MIZUTANI et al,  
 $n^+$  self-aligned-gate AlGaAs/GaAs heterostructure FET,  
Electronics Letters, 18th July 1985, vol. 21, n°15.
  
- [12] T.J. DRUMMOND et al,  
Modulation doped GaAs/(Al, Ga)As heterojunction Field-effect  
transistors : MODFETs,  
Proceeding of the IEEE, vol. 74, n°6, June 1986.
  
- [13] Rapport de contrat THOMSON-CSF
  
- [14] W.T. MASSELINK et al,  
The dependance of 77K Electron Velocity-Field characteristics  
on Low-Field Mobility in AlGaAs-GaAs Modulation-Doped  
structures,  
IEEE, vol. ED-33, n°5, May 1986.
  
- [15] S.J. LEE et C.R. CROWELL,  
Parasitic source and drain resistance in High-Electron-Mobility  
transistors,  
Solid-State Electronics, vol. 28, n°7, pp. 659-668, 1985.
  
- [16] M. FEUER,  
Two-layer Model for source resistance in selectively doped  
heterojunction transistors,  
IEEE, vol. ED-32, n°1, January 1985.
  
- [17] C. VERSNAEYEN,  
Etude théorique et expérimentale du Transistor à Effet de Champ  
à hétérojonction AlGaAs/GaAs,  
Thèse de 3ème Cycle, Lille, 1985.
  
- [18] A. CAPPY,  
Propriétés physiques et performances potentielles des composants  
submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et  
à gaz d'électrons bidimensionnel,  
Thèse d'Etat, Lille, 1986.

- [19] F. TEMCAMANI,  
Thèse de Doctorat, Lille, 1989.
- [20] N.H. SHENG et al,  
Close Drain-Source Self-Aligned High Electron Mobility  
Transistors,  
IEEE, Vol. EDL-7, n°1, January 1986.
- [21] R. DINGLE et al,  
Electron mobilities in Modulation Doped Semiconductor  
Heterojunction Superlattices,  
Appl. Phys. Lett., vol. 31, pp. 665-667, 1978.
- [22] P.M. SOLOMON et H. MORKOC,  
Modulation-Doped GaAs/AlGaAs Heterojunction Field-Effect  
Transistors (MODFETs), Ultrahigh-Speed device for Supercomputers  
IEEE, vol. ED-31, n°8, August 1984.
- [23] E.F. SCHUBERT and K. PLOOG et al,  
Selectively Doped n-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs Heterostructures with  
High-Mobility Two-Dimensional Electron Gas for Field Effect  
Transistors,  
Appl. Phys. A 33, 183-193 (1984).
- [24] J.J. HARRIS et al,  
Scattering Mechanisms in (Al, Ga)As/GaAs 2DEG structures,  
Superlattices and Microstructures, vol. 2, n°6, 1986.
- [25] P. DELECLUSE et al,  
Transport properties in GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterostructures  
and MESFET application,  
Electronics Letters, 14th May 1981, vol. 17, n°10.
- [26] T.J. DRUMMOND et al,  
Experimental and Theoretical Electron Mobility of Modulation  
Doped AlGaAs/GaAs heterostructures grown by Molecular Beam  
Epitaxy,  
J. Appl. Phys. 52 (8), August 1981.
- [27] T.J. DRUMMOND et al,  
Photoconductivity Effects in Extremely High Mobility Modulation-  
Doped (Al, Ga) As/GaAs heterostructures,  
J. Appl. Phys. 53 (2), February 1982.



- [28] M. KEEVER et al,  
J. Appl. Phys. 53, 1034 (1982).
- [29] T.J. DRUMMOND et al,  
Electron mobility in Single and Multiple Period Modulation-Doped (Al, Ga)As/GaAs heterostructures,  
J. Appl. Phys. 53 (2), February 1982.
- [30] L. C. WITKOWSKI et al,  
High Mobility GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As Single Period Modulation-Doped Heterojunctions,  
Electronics Letters, 5th February 1981, vol. 17, n°3.
- [31] M. W. POSPIESZALSKI et al,  
Noise Parameters and Light Sensitivity of Low-Noise, High-Electron-Mobility Transistors at 300 and 12,5K  
IEEE Trans. on Electron Devices, vol. ED-33, n°2, Feb. 1986.
- [32] T.J. DRUMMOND et al,  
Influence of AlAs mole fraction on the Electron Mobility of (Al,Ga)As/GaAs heterostructures,  
J. Appl. Phys. 53 (2), February 1982.
- [33] T.J. DRUMMOND et al,  
Field Dependence of Mobility in Al<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>As/GaAs heterojunctions at very Low Fields,  
Electronics Letters, 23rd July 1981, vol. 17, n°15.
- [34] A. CAPPY,  
Sur un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille submicronique,  
Thèse de 3ème cycle, Lille, 1981.
- [35] A. BELACHE,  
Caractérisation expérimentale aux basses températures du transistor TEGFET,  
Mémoire de DEA, Lille, 1986.
- [36] R. FISCHER et al,  
Instabilités in Modulation Doped Field-Effect Transistors (MODFETs) at 77K,  
Electronics Letters, vol. 19, n°19, 15th Sept. 1983.

- [37] R. FICHER et al,  
On the Collapse of Drain I-V Characteristics in Modulation-Doped Fet's at Cryogenic temperatures,  
IEEE, vol. ED-31, n°8, August 1984.
- [38] A. BELACHE et al,  
Conception et réalisation de TEGFET GaAl/GaAs pour ondes millimétriques fonctionnant en basses températures,  
4ème rapport trimestriel, contrat DRET n°86/167, 1988.
- [39] BELHADJ et al,  
Mise en évidence de l'effet de coude (Kink Effect) dans les transistors à effet de champ à hétérostructure HEMT,  
J.N.M. III-V, Oléron, 1-3 juin 1988.
- [40] M.W. POSPIESZALSKI et al,  
FET's and HEMT's at cryogenic temperatures. Their properties and use in low-noise amplifiers,  
IEEE, vol. 36, n°3, March 1988.
- [41] N.J. SHAH et al,  
11 ps Ring oscillators with Submicromètre selectively Doped Heterostructure transistors,  
Electronics Letters, 14th February 1985, vol. 21, n°4.
- [42] G. DAMBRINE,  
Thèse de Doctorat, Lille, 1989.
- [43] M.A. MAURY et al,  
LRL calibration of Vector automatic network analyzers,  
Microwave Journal, May 1987.
- [44] C. VERSNAEYEN et al,  
Frequency dependance of source access resistance of heterojunction field effect transistor,  
Electronics Letters, 6th June 1985, vol. 21, n°12.
- [45] K. TANAKA et al,  
Low-Noise HEMT using MOCVD,  
IEEE Trans. on electron devices, vol. ED-33, n°12,  
December 1986.
- [46] F. DIAMAN et al,  
Measurement of the extrinsic series elements of a microwave MESFET under zero current conditions,  
EMC, HELSINKI, 1982, p. 451.

- [47] G. DAMBRINE et al,  
A new method for determining the FET Small-Signal Equivalent  
Circuit,  
IEEE, vol. ED-36, n°7, July 1988.
- [48] J.M. BORREGO et al,  
Determination of GaAs MESFET Equivalent-Circuit Parameters  
from I/V and 1 MHz Measurements,  
Electronics Letters, 24th November 1977, vol. 13, n°24.
- [49] M.I. NATHAN et al,  
Room-Temperature Electron Trapping in  $Al_{0,35}Ga_{0,65}As/GaAs$   
Modulation-Doped Field Effect Transistor,  
Appl. Phys. Letters, 47(6), 15 sept. 1985.
- [50] H. HIDA et al,  
A novel 2DEGFET Model based on the Parabolic Velocity-Field  
Curve Approximation,  
IEEE, vol. ED-33, n°10, Octobre 1986.
- [51] P.R. JAY et al,  
Design of TEGFET Devices for Optimum Low-Noise  
High Frequency Operation,  
IEEE, Vol. ED-33, n°5, May 1986.
- [52] J.L. THOBEL,  
Simulation MONTE CARLO de composants submicroniques à effet  
de champ à hétérojonctions. Application au TEGFET et à ses  
structures dérivées,  
Thèse de Doctorat, Lille, 1988.
- [53] T.N. THEIS,  
DX Centers in GaAs and  $Al_xGa_{1-x}As$  : device instabilities  
and Defect Physics,  
Proceeding of 14th International Symposium on GaAs and  
Related Compounds, Sept. 28 - Oct. 1, Heraklion, Crête, 1987.
- [54] A. KASTALSKY et R.A. KIEHL,  
On the Low Temperature degradation of  $(Al, Ga)As/GaAs$   
Modulation-Doped Field-Effect Transistors,  
IEEE, Vol. ED-33, n° 3, March 1986.

**QUATRIEME CHAPITRE**

NOUVELLES HETEROSTRUCTURES AlGaAs/GaAs  
PERFORMANCES HYPERFREQUENCES

I. STRUCTURES DERIVEES DU TRANSISTOR HEMT CLASSIQUE

I.1. SITUATION DU PROBLEME

Nous avons pu préciser, tout au long de ce travail, le caractère extrêmement complexe du comportement des transistors HEMT à structure classique en fonction de la température. L'analyse de ces échantillons a permis de mettre en évidence l'influence des principaux paramètres de la couche semiconductrice et le rôle de la technologie.

Dans le tableau 1 ci-après, nous donnons une liste non exhaustive des principaux résultats relevés dans la littérature à 300 et 77K. Pour cette étude, nous avons précisé les particularités de la structure (classique, inversée, taux d'alliage variable, multi-réseaux...) ainsi que les effets parasites observés (photoconductivité persistante, dérive de la tension de seuil et effet de collapse). L'ensemble de ces résultats est déduit d'expérimentations effectuées en régime statique ou à très basses fréquences. Notons que la présence d'anomalies telles que le kink-effect sensible sur les caractéristiques de drain n'a pu être relevée systématiquement.

Comme on peut le remarquer au vu des résultats présentés dans ce tableau, la transconductance statique extrinsèque  $G_{m_{ext}}$  s'améliore systématiquement quand la température évolue de 300 à 77K, mais son évolution quantitative est difficile à estimer. Elle peut atteindre dans le meilleur des cas 100%, comme nous l'avons signalé par ailleurs concernant nos propres résultats expérimentaux. Notons toutefois dans ce tableau que l'utilisation de la filière de

Réf.	Spécificités	T (K)	$Gm_{ext}$ (mS/mm)	$R_s$ ( $\Omega$ .mm)	
111*	pas de collapse Lg=1 $\mu$ m et x=0.33	300	225	1.2	
		77	400	0.75	
121*	x - variable plan de dopage	300	590	-	
		77	1000	0.16	
131*	MOCVD (dopant:Te) Lg=1 $\mu$ m	300	300	-	
		77	200	-	
141	Structure inversée Lg=1 $\mu$ m	300	1180	-	Ft=7.5GHz
		77	1810	-	-
151*	DMT	300	310	0.95	Pas de DX
		77	410	0.75	
161*	Super-réseau Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As/ n <sup>+</sup> GaAs	300	269	-	$\Delta V_t=150mV$
		77	313	-	
171*	AlAs/n <sup>+</sup> GaAs Lg=3 $\mu$ m	300	106	1.9+0.64	$\Delta V_t < 100mV$ pas de DX
		77	182	2.2+0.24	
181*	Multi-puits (6) Lg=1 $\mu$ m	300	360	-	$\mu_H = 0.5m^2/Vs$ =4.
		77	550	-	
191*	Grille autoalignée Lg=0.7 $\mu$ m	300	330	0.6+0.2	
		77	530	-	
1101*	MOCVD (dopant:Se) x=0.45 et Lg=1 $\mu$ m	300	295	-	pas de PPC
		-	-	-	
1111	Lg=1 $\mu$ m logique rapide	300	176	2 à 3	typique
		77	350	0.6 à 0.8	
1121*	Substrat (100) Ge Lg=1 $\mu$ m	300	160	-	Gd=3.6mS/mm =2.0
		77	345	-	
1131*	Substrat (100) Si grille autoalignée	300	167	-	$\Delta V_t=106mV$
		77	281	-	
1141*	MODFET R<0.4 $\mu$ m	300	170	1	
		77	280	0.5	
1151*	In <sub>0.15</sub> Ga <sub>0.85</sub> As/ Al <sub>0.15</sub> Ga <sub>0.85</sub> As Lg=1 $\mu$ m	300	270	-	Pas de PPC $\Delta E_c=270mV$
		77	360	-	

\* pas de collapse

TABLEAU 1 : Etat de l'art.

composants HEMT à couche GaInAs contrainte ou pseudomorphique (AlGaAs/GaInAs/GaAs), pour laquelle la possibilité de fixer un taux d'aluminium faible ( $\%(AlAs) = 0.15$ ) tout en disposant d'une discontinuité de bandes élevée ( $\Delta E_c = 270\text{meV}$ ), se traduit par une sensibilité moindre aux centres profonds [15].

## I.2. PRINCIPAUX RESULTATS EXPERIMENTAUX

### I.2.1. Présentation des structures étudiées

Nous avons vu que la non apparition des mécanismes de collapse en basse température était dûe à la mise en oeuvre d'une technologie appropriée. Néanmoins, les centres profonds incorporés dans la couche d'AlGaAs se traduisent par un décalage de la tension de pincement  $\Delta V_t$  du composant qui atteint dans certains cas 0,2 à 0,3V (transistor n°525). Ce décalage, qui peut s'opposer à une pleine utilisation de cette structure, rend nécessaire la limitation de ce phénomène, ceci en intervenant sur la structure même de l'échantillon que nous présentons ici.

Un exemple de structure épitaxiale permettant de résoudre ce problème est donné dans les travaux de BABA et al [16]. L'épitaxie qu'il propose est basée sur l'utilisation d'un super-réseau AlAs/n-GaAs à partir duquel les effets de PPC sont fortement réduits, tout en offrant la possibilité d'accroître la concentration d'impuretés Si effectivement ionisées ( $\sim 6.10^{18} \text{ At/cm}^3$ ). Le décalage de la tension de pincement  $\Delta V_t$  qui résulte de la mise en froid du composant ou d'une excitation lumineuse à 77K n'est alors que de 100mV [7].

Epitaxie n° 142

GaAs	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 500Å
GaAlAs	nid 250Å
GaAlAs	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 40Å
GaAs	0.8µm nid
Substrat	S.I.

MBE  
X=0.3

**a**

Epitaxie n° 170

GaAs	$3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 700Å
$0 \leq X \leq .25$	$10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 300Å
GaAlAs	$3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 150Å
GaAlAs	nid 15Å
GaAs	nid 0.8µm
Substrat	S.I.

MBE  
X=0.25

**b**

FIGURE IV.1 : Structure des couches semiconductrices des épitaxies :

a) n°142

b) n°170.



Or, la structure HEMT conventionnelle étant réalisée en faisant croître une couche uniformément dopée à taux d'alliage constant, il paraît intéressant compte tenu des mécanismes physiques de génération des centres DX dans l'alliage  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , d'étudier les composants pour lesquels cette couche est substituée par :

- une **couche d'AlGaAs non dopée**. En effet, l'incorporation des centres DX dans la couche semiconductrice résulte de l'introduction des atomes de Si dans l'alliage AlGaAs [17].

- une **couche à taux d'alliage variable**. Nous verrons que cette solution pourra être intéressante en vue de l'optimisation de la résistance d'accès de source.

Ces deux épitaxies ont été réalisées dans notre laboratoire et les couches semiconductrices visées sont représentées sur les figures IV.1(a,b). Elles comportent fondamentalement :

1 - Epitaxie et opération technologique n°142 :

- une couche tampon non dopée de GaAs et d'épaisseur égale à  $0,8\mu\text{m}$

- une couche très dopée ( $N_{\text{dSi}} = 5 \cdot 10^{18} \text{ At/cm}^3$ ) d' $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  d'épaisseur  $40\text{\AA}$

- une couche d' $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  non dopée d'épaisseur  $250\text{\AA}$

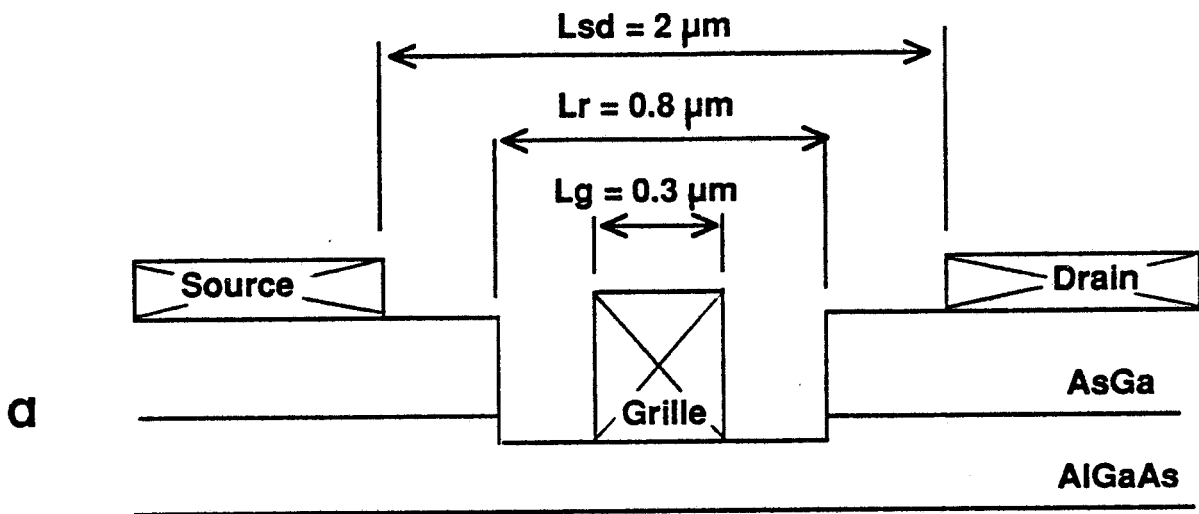
- une couche superficielle de GaAs- $n^+$  ( $N_{\text{dSi}} = 5 \cdot 10^{18} \text{ At/cm}^3$ ) d'épaisseur  $500\text{\AA}$ .

2 - Epitaxie et opération technologique n°170 :

- une couche tampon identique à celle de la série n°142

**Transistor n°142**

**Z = 150  $\mu\text{m}$**



**Transistor n°170**

**Z = 90  $\mu\text{m}$**

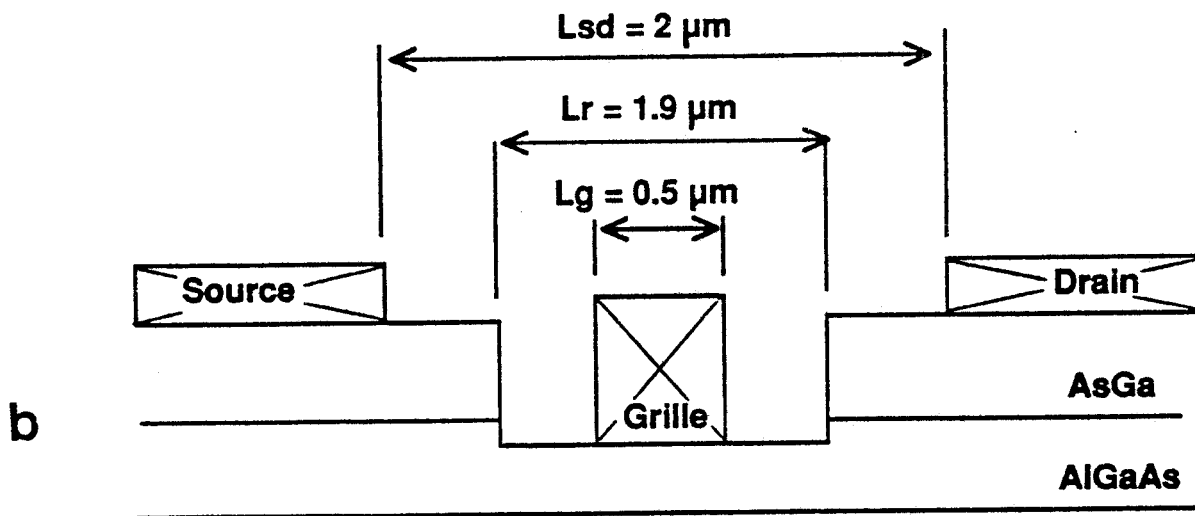


FIGURE IV.2 : Paramètres technologiques pour les transistors :

a) n°142

b) n°170.

- une couche non dopée (spacer) d' $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$  d'épaisseur  $15\text{\AA}$
- une couche très dopée ( $N_{\text{dSi}} = 3 \cdot 10^{18} \text{At/cm}^3$ ) d' $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$  d'épaisseur  $150\text{\AA}$
- une couche à taux d'alliage variable compris entre 0,25 et 0. Son épaisseur est égale à  $300\text{\AA}$
- un cap-layer de GaAs  $n^+$  ( $N_{\text{dSi}} = 3 \cdot 10^{18} \text{At/cm}^3$ ) d'épaisseur  $700\text{\AA}$ .

Ces structures ont pour principales différences les points suivants :

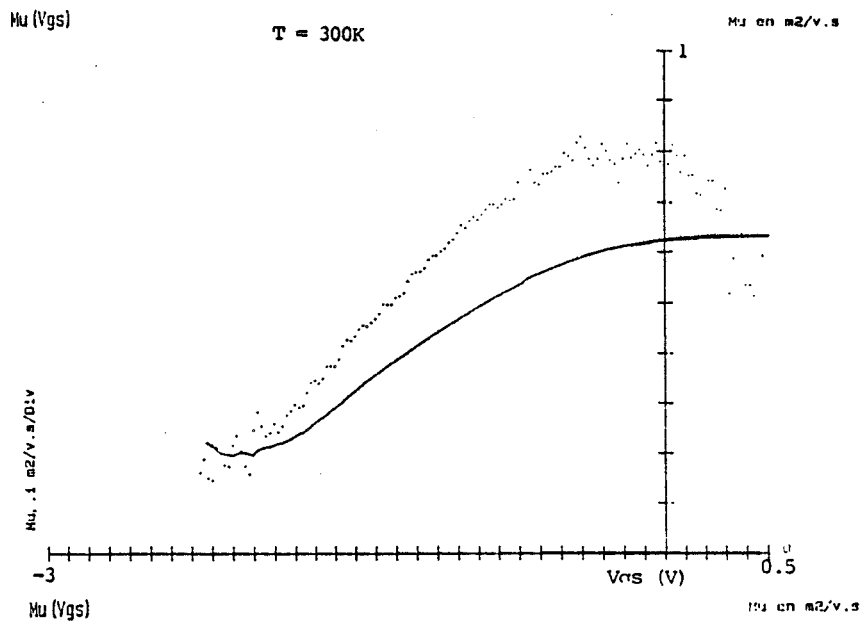
- le taux d'alliage qui détermine la hauteur de la discontinuité de bande ( $\Delta E_c$ ), mais surtout le taux de remplissage du niveau donneur associé au centre profond.

- l'épaisseur de la couche très dopée d'AlGaAs au voisinage de l'interface dans laquelle s'opèrent les mécanismes de capture des électrons chauds dans l'espace grille-drain. Rappelons à ce propos que c'est la charge surfacique ( $N_d \times A$ ) de l'alliage dopé qui détermine l'ampleur du décalage de la tension de pincement  $\Delta V_t$  du composant entre 300 et 77K.

Les paramètres technologiques des composants sont résumés sur les figures IV.2(a,b).

La distance source-drain est commune aux deux transistors ( $L_{sd} = 2\mu\text{m}$ ) et les longueurs de grille sont comprises entre 0,3 et  $0,5\mu\text{m}$ . A l'opposé, la largeur de la zone creusée ( $L_r$ ), qui détermine la distance R entre coin de grille et coin de recess, est très différente et varie de 0,8 à  $1,9\mu\text{m}$  respectivement selon les échantillons des séries n°142 et n°170.

a



b

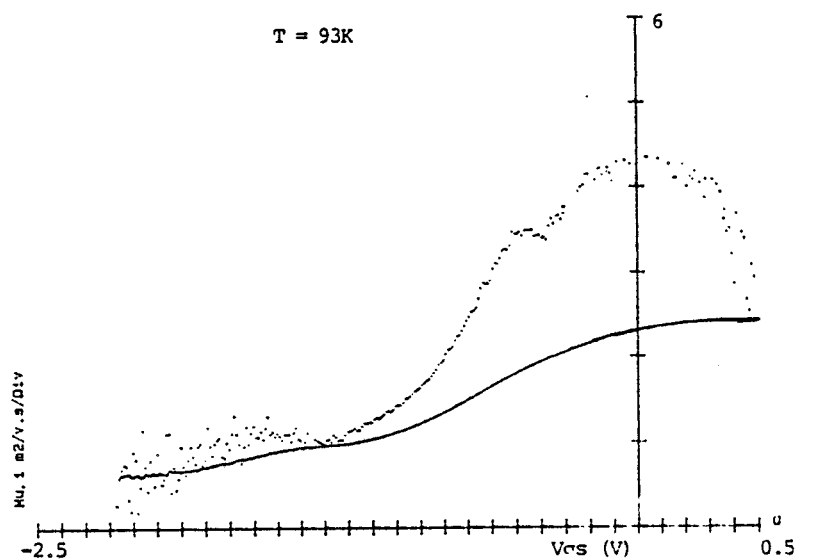


FIGURE IV.3 : Evolution des mobilités moyenne (—) et différentielle (.....) à 300K (a) et à 93K (b) pour un échantillon HEMT de la série n°142.

c

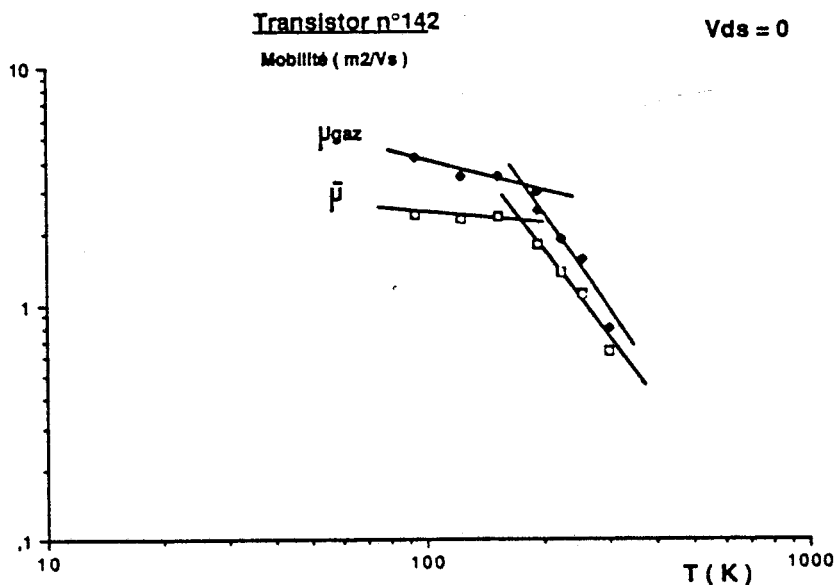


FIGURE IV.3c : Evolution des mobilités moyenne et différentielle en fonction de la température pour le transistor n°142.

Ces transistors ont été caractérisés systématiquement du continu aux très hautes fréquences en fonction de la température et nous en donnons maintenant les résultats les plus significatifs.

### I.2.2. Caractéristiques statique et dynamique

L'analyse en fonction de la température, que nous nous proposons d'effectuer sur chacun des composants, repose pour la plupart sur les déterminations suivantes :

- le profil de mobilité électronique
- la résistance de source
- les caractéristiques statiques en régime de fonctionnement
- la caractéristique de grille

Nous en décrivons les principaux résultats expérimentaux.

#### I.2.2.1. Profil de mobilité électronique

L'expérimentation la plus démonstrative, en ce qui concerne le contrôle de la charge d'accumulation par la tension de grille du transistor HEMT, est celle qui permet la détermination du profil de mobilité électronique.

Sur la figure IV.3(a,b), nous donnons les profils des mobilités moyenne et différentielle à 300 et 93K de l'échantillon n°142 relevés à tension de drain nulle. On peut constater que la mobilité  $\mu_{diff}$  maximale, représentative de celle du gaz bidimensionnel,

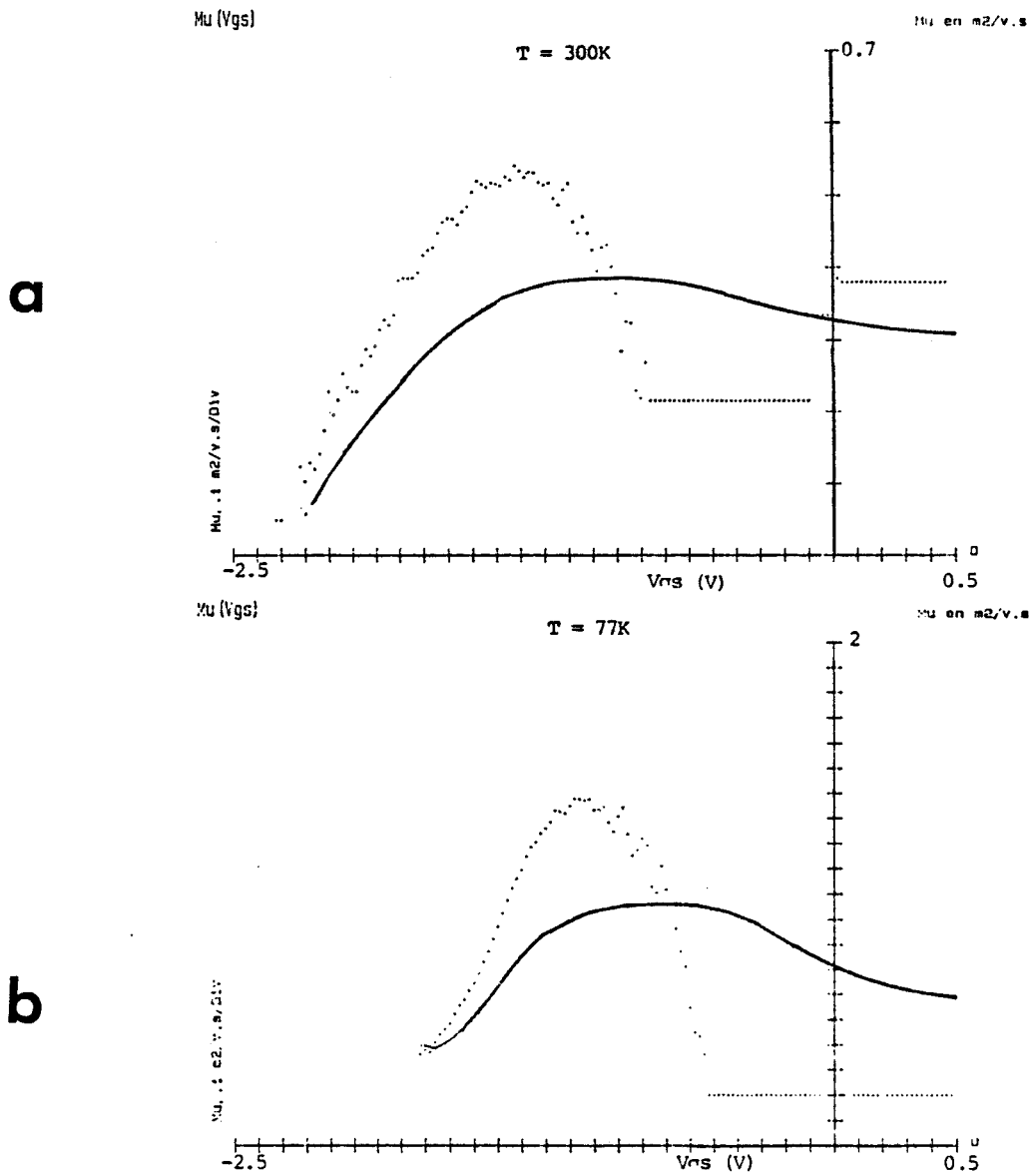


FIGURE IV.4 : Evolution des mobilités moyenne (—) et différentielle (...) à 300K et à 77K (b) pour un échantillon HEMT de la série n°170.

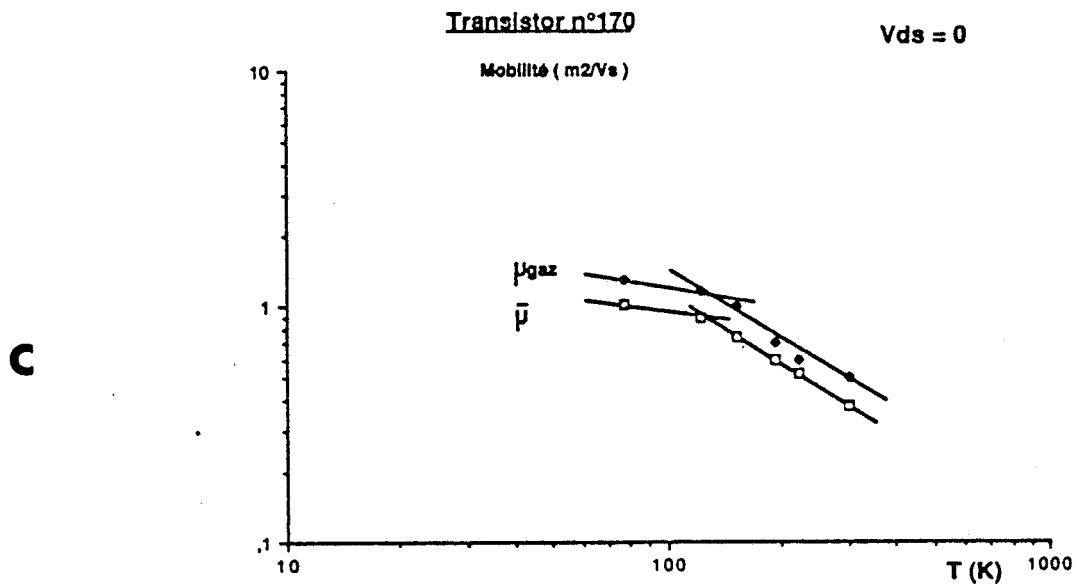


FIGURE IV.4c : Evolution des mobilités moyenne et différentielle maximales en fonction de la température pour le transistor n°170.

s'améliore considérablement avec la température pour les raisons évoquées dans le second chapitre. Néanmoins, l'amélioration celle-ci n'atteint pas des valeurs aussi élevées qu'on pourrait l'envisager ( $\mu_{diff} = 4 \text{ m}^2/\text{Vs}$  à 77K (fig. IV.3.c)). Le taux d'alliage et la concentration d'impuretés de la couche d'AlGaAs à l'interface sont élevés ce qui favorise l'obtention d'une valeur très élevée de la mobilité dans le puits. Cependant, celle-ci est dégradée, à notre avis, aux températures cryogéniques par l'absence de spacer à l'interface. En effet, une structure conventionnelle voisine (série n°112), ayant un spacer de  $30\text{\AA}$  ( $x = 0,25$ ), a permis l'obtention d'une mobilité  $\mu_{diff}$  égale à  $5,8\text{m}^2/\text{Vs}$  à 77K, soit 30% supérieure à la série n°142.

A canal ouvert, la mobilité  $\mu$  augmente et bénéficie du fait que la charge surfacique dans la couche d'AlGaAs non dopée joue un faible rôle, ce qui peut permettre de justifier la valeur élevée de la mobilité moyenne dans la structure,  $\mu_{Max} = 0,63\text{m}^2/\text{Vs}$  à température ambiante.

En ce qui concerne la série n°170, on constate sur les profils de mobilité donnés sur les figures IV.4(a,b) que  $\bar{\mu}$  décroît à canal ouvert et passe par une valeur maximale qui coïncide avec la commande de charge dans le puits, constatation qui permet d'expliquer les valeurs modestes des mobilités  $\bar{\mu}$  et  $\mu_{diff}$  en basses températures ( $\mu_{diff} = 1,3\text{m}^2/\text{Vs}$  à 77K (fig. IV.4c)), celles-ci représentant en grande partie la contribution de la mobilité de la structure AlGaAs en volume.

#### I.2.2.2. Résistance de source

La détermination de la résistance parasite de source intervient en assurant une mise en froid progressive sans qu'aucune tension importante ne soit appliquée entre drain et source. Les évolutions en fonction de la température, représentées sur la figure IV.5, font apparaître des comportements fondamentalement opposés pour les deux échantillons étudiés n°142 et n°170.

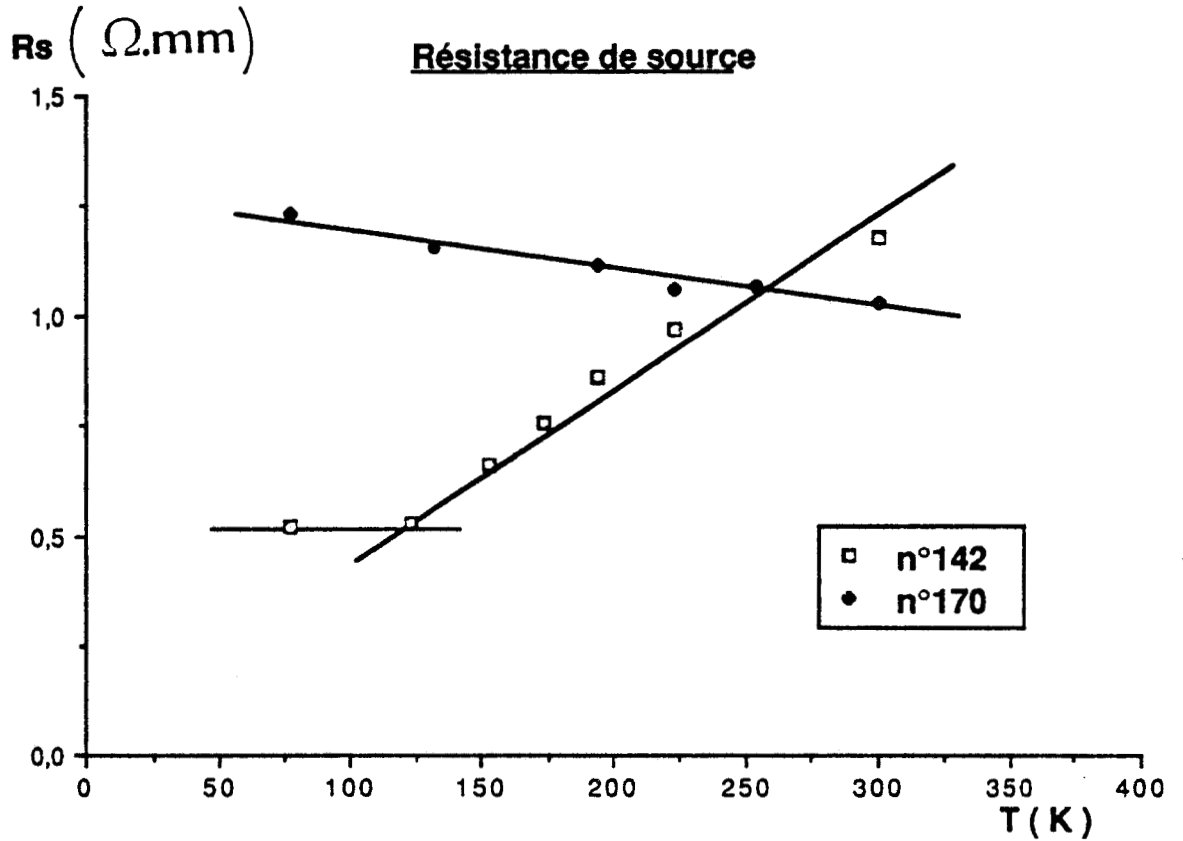
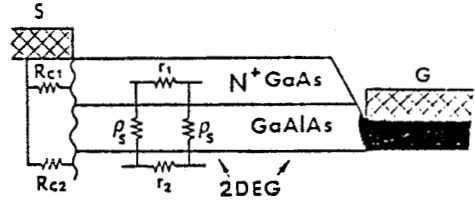


FIGURE IV.5 : Evolution de la résistance de source en fonction de la température pour les transistors n°142 et n°170.  
Structure représentative de la zone d'accès de source en insert.



On peut noter en effet une diminution notable d'un facteur 2 pour l'échantillon n°142 avec une stabilisation aux températures cryogéniques. A l'opposé, celle-ci augmente de 20% environ pour l'échantillon n°170, entre 300 et 77K.

Or, nous savons que la résistance de source présente à température ambiante, une forte dépendance avec les paramètres technologiques (épaisseur et concentration d'impuretés) de la couche superficielle de GaAs, celle-ci contribuant à l'amélioration de la résistivité transverse et par conséquent à celle de la résistance de la zone d'accès au canal. La valeur élevée à température ambiante de la résistance  $R_s$  de l'échantillon n°142 est due à la résistivité transverse supplémentaire de la couche d'AlGaAs non dopée qui rend inefficace la mise en parallèle de la résistance carrée du cap-layer sur la résistance carrée de la couche d'accumulation de forte valeur. Il en résulte une valeur élevée de  $R_s$  ( $1,2\Omega\cdot\text{mm}$  à 300K) pour cette série de composants comparativement à la structure HEMT classique de paramètres identiques.

Lorsque la température diminue, le comportement de la résistance d'accès du transistor n°142 devient identique à celui des composants conventionnels. La résistivité  $\rho_s$  de l'hétérojonction et de la couche d'AlGaAs (nid) devenant très importante, les deux situations sont alors analogues. A 77K,  $R_s$  peut de nouveau s'exprimer comme la somme de la résistance de contact et la résistance carrée du gaz 2D, dont nous avons pu observer la forte amélioration en fonction de la température (n°142).

La résistance  $R_s$  de l'échantillon n°170 présente, quant à elle, un comportement, en fonction de la température, beaucoup plus singulier. Comme nous en avons déjà fait la constatation au cours de l'étude de la mobilité en champ faible. Cette résistance, rappelons-le, ne décroît pas de 300 à 77K. L'explication se situe, à notre avis, au niveau de la réalisation technologique des contacts ohmiques pour laquelle on peut supposer une moindre diffusion de l'eutectique AuGe-Ni dans l'épitaxie. Ainsi, le contact n'aboutissant pas dans le gaz d'électrons, la résistance de source varie comme celle de la couche superficielle d'AsGa ( $n^+$ ), celle-ci pouvant croître de 300 à

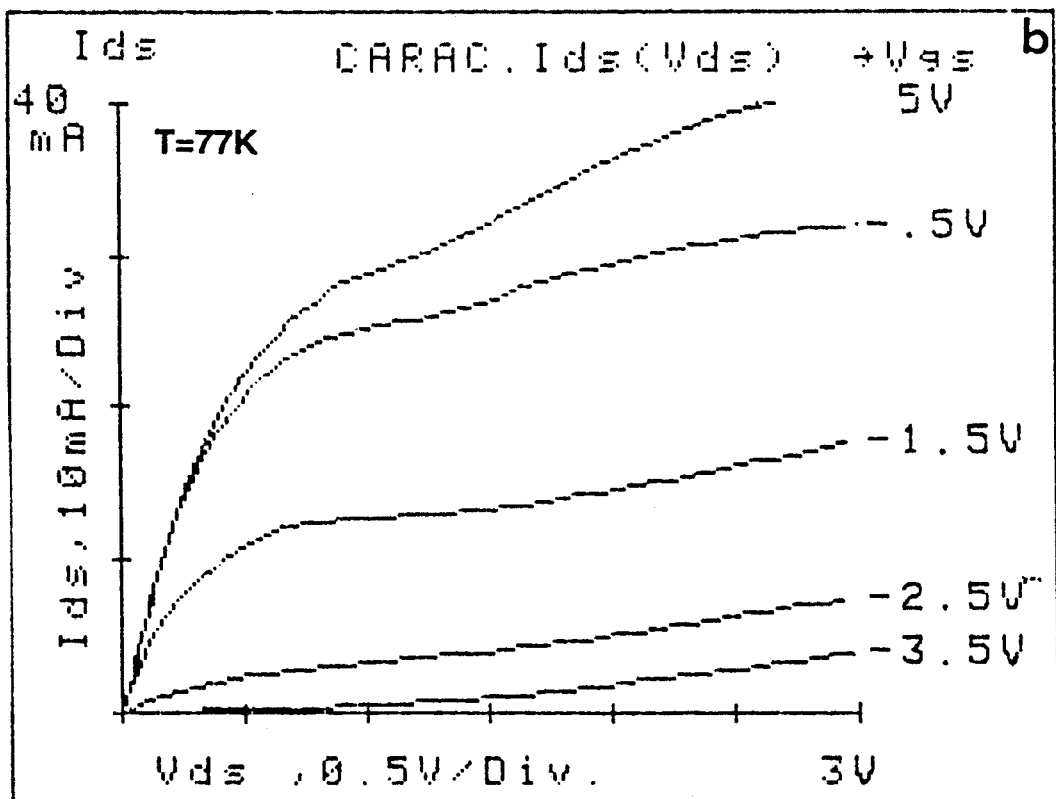
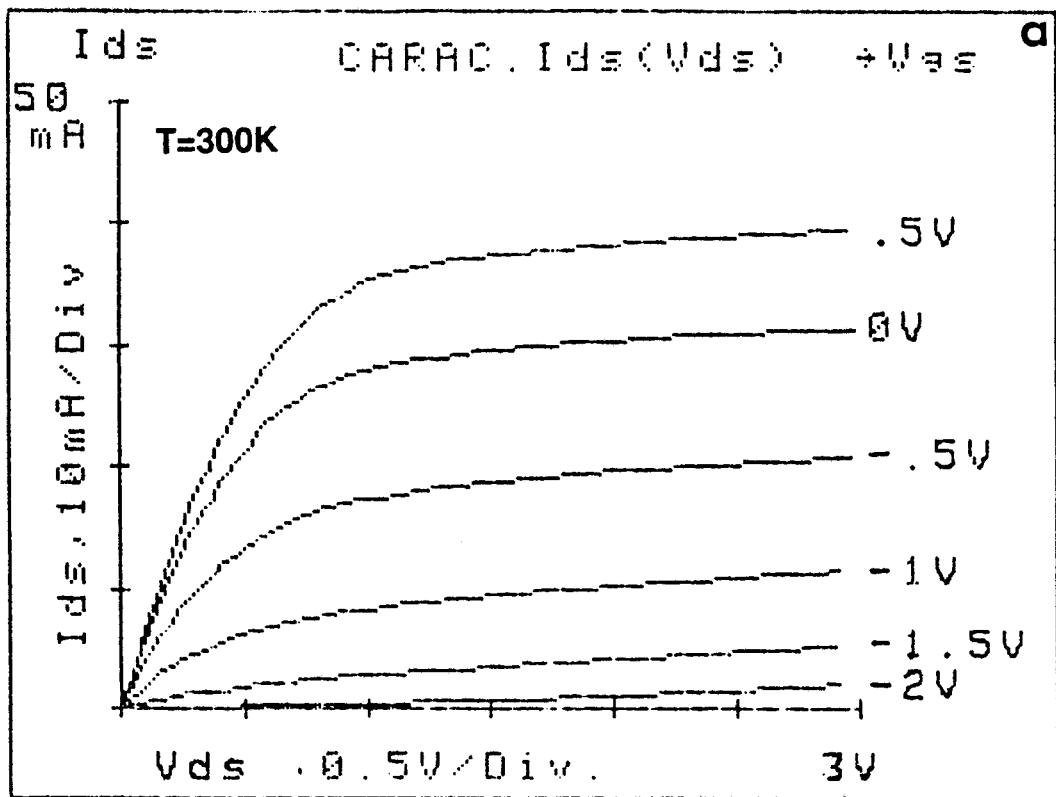


FIGURE IV.6 : Caractéristiques de drain  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  à température ambiante (a) et à température de l'azote liquide (b) pour un échantillon de la série n°142.

77K sous l'influence des interactions électrons-impuretés dans le matériau homogène.

Sur le tableau 2, on peut remarquer que les épaisseurs des matériaux déposés : AuGe et Ni étant sensiblement identiques, la température et le temps nécessaire à la réalisation de l'alliage diffèrent fortement, ces valeurs pouvant alors expliquer les évolutions de  $R_s$  en fonction de la température (fig. IV.5).

Opération	AuGe (Å)	Ni (Å)	T(°C)	t
n°142	1145	2 x 180	470	1mn30s
n°170	1145	2 x 206	426	40s

**TABLEAU 2 : Réalisation de l'eutectique AuGe-Ni**

Signalons qu'une telle dépendance, propre à la série n°170, est identique à celle obtenue pour les transistors MESFET-AsGa. D'où la nécessité de réaliser une profondeur de diffusion qui atteigne la couche GaAs (nid) afin de bénéficier de la diminution de la résistance de source jusqu'à 77K, typiquement 0,5 $\Omega$ .mm. Parallèlement, des efforts doivent être consentis à l'optimisation de la résistance de contact du gaz 2D.

### **I.2.2.3. Caractéristiques statiques en régime de fonctionnement**

Intéressons-nous à présent aux caractéristiques de drain  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  à 300 et 77K.

Comme l'indiquent les figures IV.6(a,b) l'échantillon n°142 fait apparaître, à la température de l'azote liquide, un comportement très satisfaisant, exempt des effets de collapse. Celui-ci est lié, comme nous l'avons montré dans le second chapitre, à la réalisation

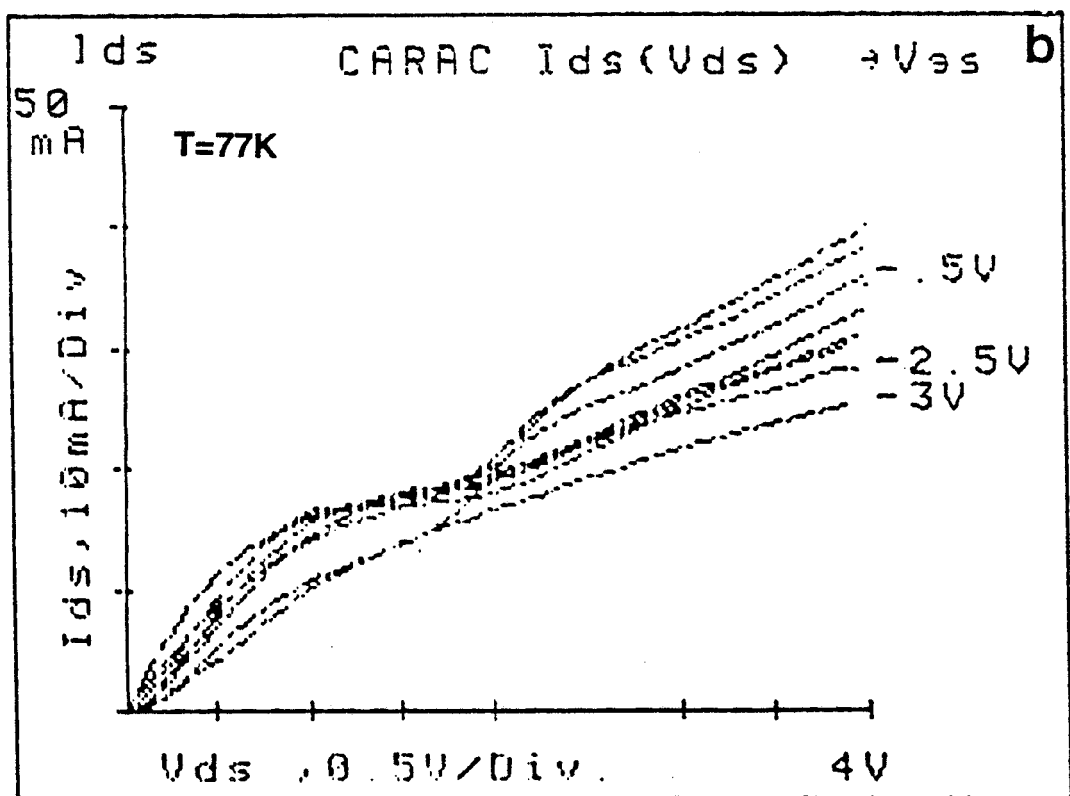
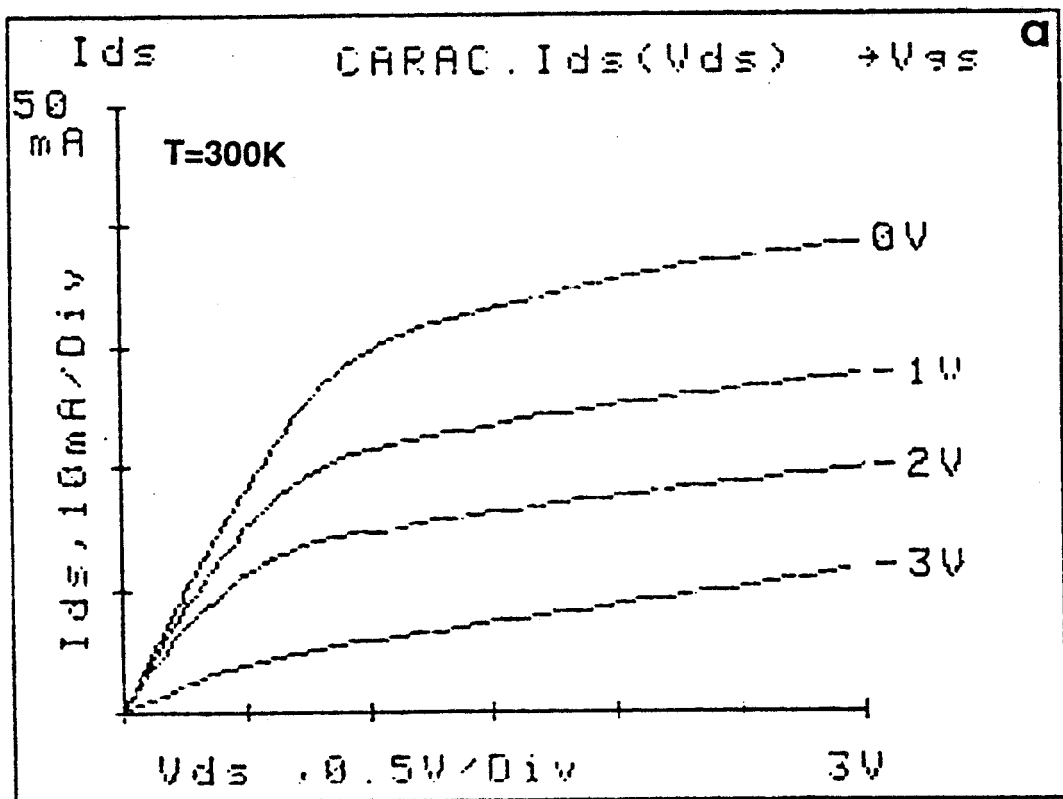
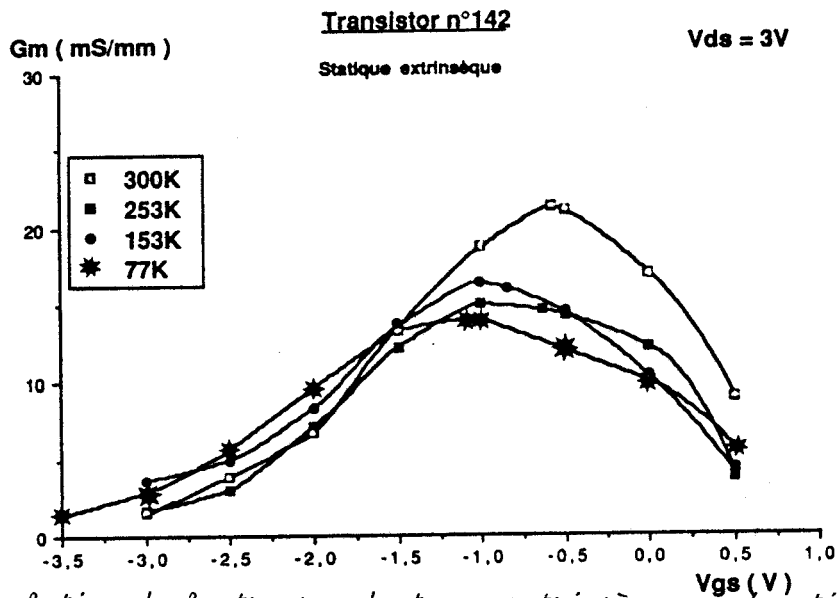
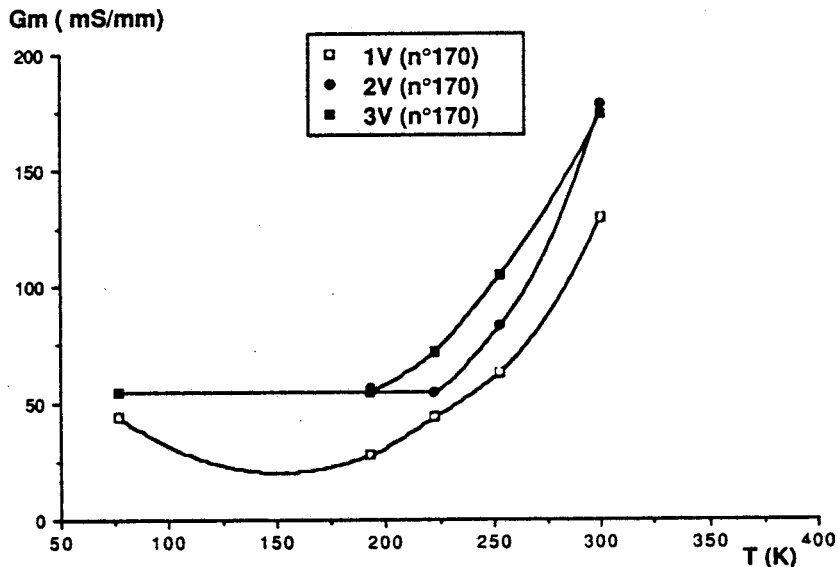
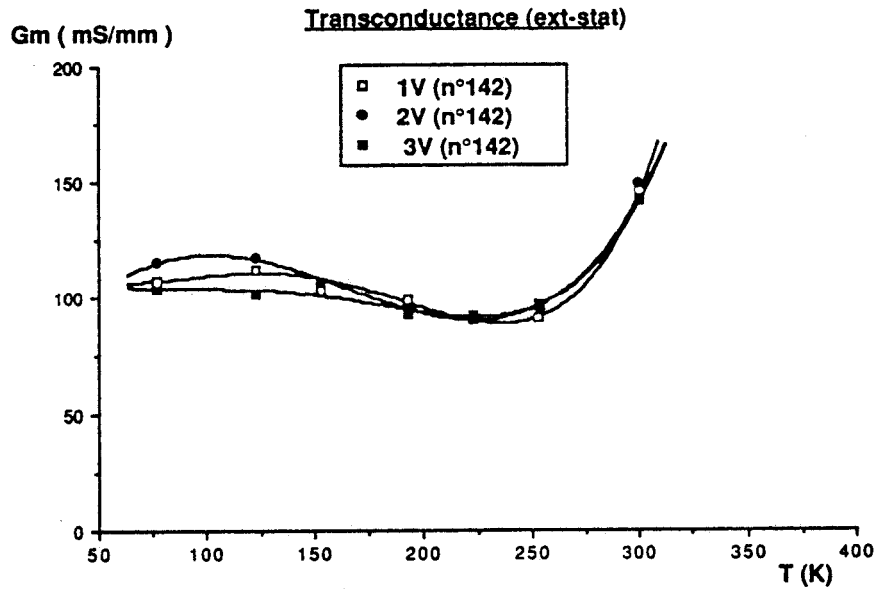


FIGURE IV.7 : Caractéristiques de drain  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  à température ambiante (a) et à température de l'azote liquide (b) pour un échantillon de la série n°170.



**FIGURE IV.8a** : Evolution de la transconductance extrinsèque en fonction de V<sub>gs</sub> pour différentes températures fixées. Echantillon n°142.



**FIGURE IV.8** : Evolution de G<sub>m</sub> max en fonction de la température pour différentes tensions de drain fixées.

- a) Echantillon HEMT n°142 (couche d'AlGaAs non dopée)  
b) n°170 (couche à taux d'alliage variable).

technologique du composant, plus précisément à la largeur de la zone creusée avant le dépôt de la métallisation de grille. La structure étant symétrique comme semble le prouver l'égalité des résistances d'accès de source et de drain du transistor, la distance coin de grille-coin de recess est comprise entre  $0,2 - 0,3\mu\text{m}$ , soit inférieure à  $0,4\mu\text{m}$ .

En régime de saturation, on peut noter le comportement régulier des caractéristiques I-V, ce qui démontre l'absence des effets parasites tels que le "kink-effect" dans une large gamme de tensions Vds et ceci, quelle que soit la température.

La distance R dans l'espace grille-drain pour les composants de la série n°170 est supérieure à  $0,4\mu\text{m}$ . Il en résulte un comportement irrégulier des caractéristiques I-V à basse température (fig. IV.7(a,b) qui rend par conséquent le transistor inexploitable.

Les caractéristiques de transfert permettent d'accéder (fig. IV.8a) à l'évolution de la transconductance extrinsèque en fonction de la tension Vgs, pour différentes températures les plus significatives (échantillon n°142). Ces courbes mettent clairement en évidence la dégradation de Gm de 300 à 77K. En fait, la diminution de  $G_{m\text{Max}}$  a lieu entre 300 et 253K, puis est suivie d'une très légère remontée jusque 77K, observation effectuée pour différentes tensions Vds (fig. IV.8.b). Les résultats obtenus sur l'échantillon n°170 (fig. IV.8.c) permettent d'aboutir aux mêmes constatations, celles-ci étant accentuées par le fait que cet échantillon n'est pas exempt d'effets de collapse en basses températures. Les dégradations développées dans l'espace grille-drain du courant expliquent probablement la dispersion de la caractéristique  $G_{m\text{Max}}$  avec Vds.

#### **I.2.2.4. Caractéristiques de grille**

Ces résultats nous ont montré les aspects prometteurs de la structure n°142 dont nous envisageons maintenant d'étudier plus dans le détail le comportement.

Celui-ci peut être clairement mis en lumière par les expériences de descente en température sous contraintes électrique ou/et lumineuse et d'évolution de la capacité de grille  $C_g(V_{gs})$ . De ces expériences, on déduit la variation totale de charges sous la grille ( $Q_0$ ) quand la tension  $V_{gs}$  passe du pincement au régime en direct et la tension de seuil équivalente ( $W_{00}$ ).

	Température de mesure et contraintes appliquées	$Q_0$ (pC)	$W_{00}$ (V)
Cas n°1	300K	0,73	2,52
Cas n°2	77K $V_{gs} = V_p$ $V_{ds} = 0$	0,73	2,82
Cas n°3	77K $V_{gs} = +0,5V$ $V_{ds} = 0$	0,69	2,72
Cas n°4	77K $V_{gs} = 0$ $V_{ds} = 3V$	0,66	2,37
Cas n°5	77K $V_{gs} = V_p$ Eclairage	0,89	2,97

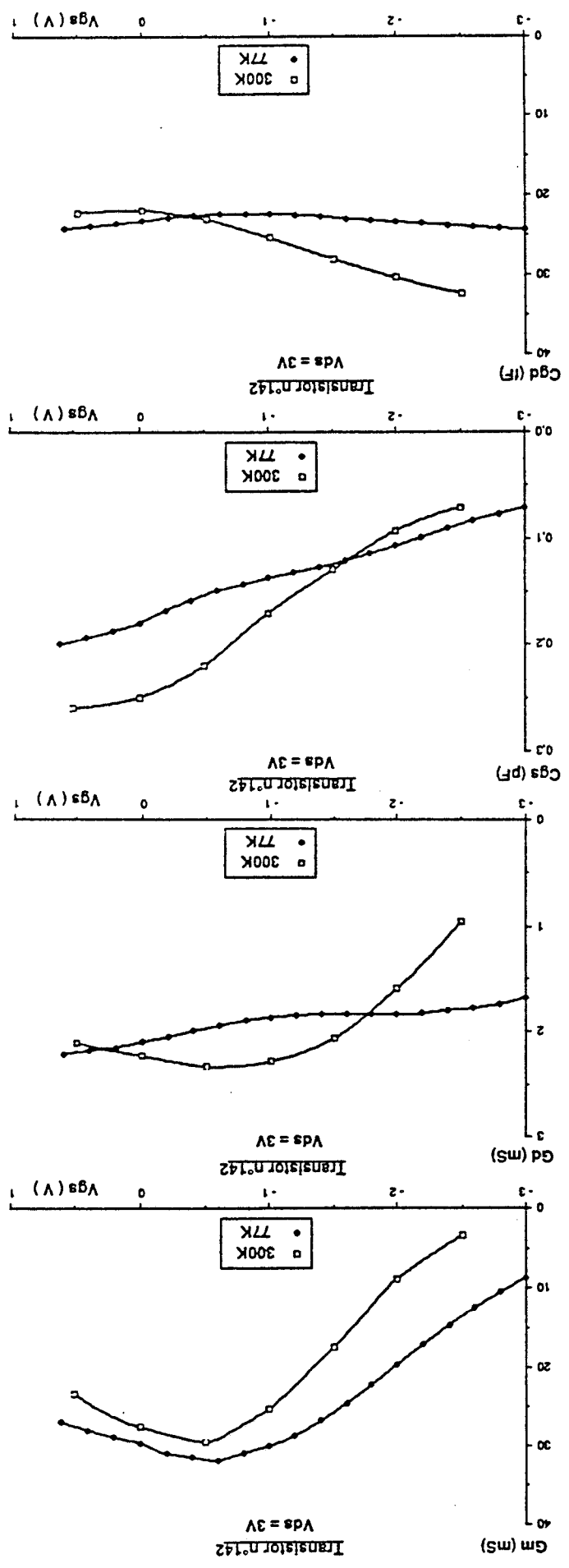
**TABLEAU 3 : Transistor n°142 ( $Z = 150\mu m$ )**

Ces résultats, obtenus pour chacune des contraintes, et rassemblés dans le tableau 3, permettent d'en déduire une multitude d'informations sur le comportement du transistor n°142 :

- la charge  $Q_0$  est indépendante des contraintes électriques dans les cas n°1, 2 et 3. Ceci s'explique par la localisation des atomes d'impuretés situés dans la zone dopée près de l'interface AlGaAs/GaAs (fig. IV.1.a). Sous effet de la diffusion des porteurs libres dans le puits de potentiel, leur capture ne peut s'opérer durant la mise en froid du composant, la discontinuité de bande  $\Delta E_C$  assurant la séparation spatiale des électrons libres et des atomes donneurs ionisés.

A l'opposé, la tension de seuil est différente selon le cas, ce qui s'explique pour partie par l'influence des contraintes électriques (cas n°2 et 3) et de la température (cas n°1 et 2).

FIGURE IV.9 : Evolution des quatre principaux éléments du schéma équivalent pour une tension de drain fixée d'un transistor HEMT modifiée de la série n°142.





- l'application d'une tension de drain élevée a pour conséquence d'induire en sortie de grille, l'existence d'une région perturbée, pour laquelle nous pouvons évaluer son impact sur les paramètres  $Q_0$  et  $W_{00}$ , le matériau AlGaAs étant, rappelons-le, hors-équilibre thermodynamique à cette température (cas n°4).

Il apparaît une diminution de la charge et de la tension de seuil, comparativement au cas n°2 ; néanmoins, comme l'indique la faible résistance de drain, la contrainte électrique ne génère pas les effets de collapse ( $R \sim 0,2\mu\text{m}$ ).

- enfin, la charge totale sous la grille, déduite de l'évolution de la capacité de grille photo-excitée à 77K, croît approximativement de 18% (cas n°2 et 5). A titre comparatif, une variation de 12% pour un échantillon typique de la série n°112 ( $N_{\text{dSi}} = 2.10^{18}$  At/cm<sup>3</sup> et  $x = 0,25$ ) est obtenue.

L'ensemble de ces résultats démontrent, que, bien que les effets parasites liés à la mise en froid des échantillons HEMT soient en grande partie atténués :

- le décalage de la tension de seuil (cas n°3)
- l'effet de collapse (cas n°4)

les centres DX ne sont pas totalement inopérants dans la structure n°142 (cas n°5).

### **I.2.3. CARACTERISTIQUES HYPERFREQUENCES**

#### **I.2.3.1. Schéma équivalent du transistor**

Nous donnons sur la figure IV.9 les évolutions des quatre principaux éléments du schéma équivalent hyperfréquence en fonction de la tension de grille  $V_{\text{gs}}$  à 300 et 77K, la tension de drain étant fixée à 3V.

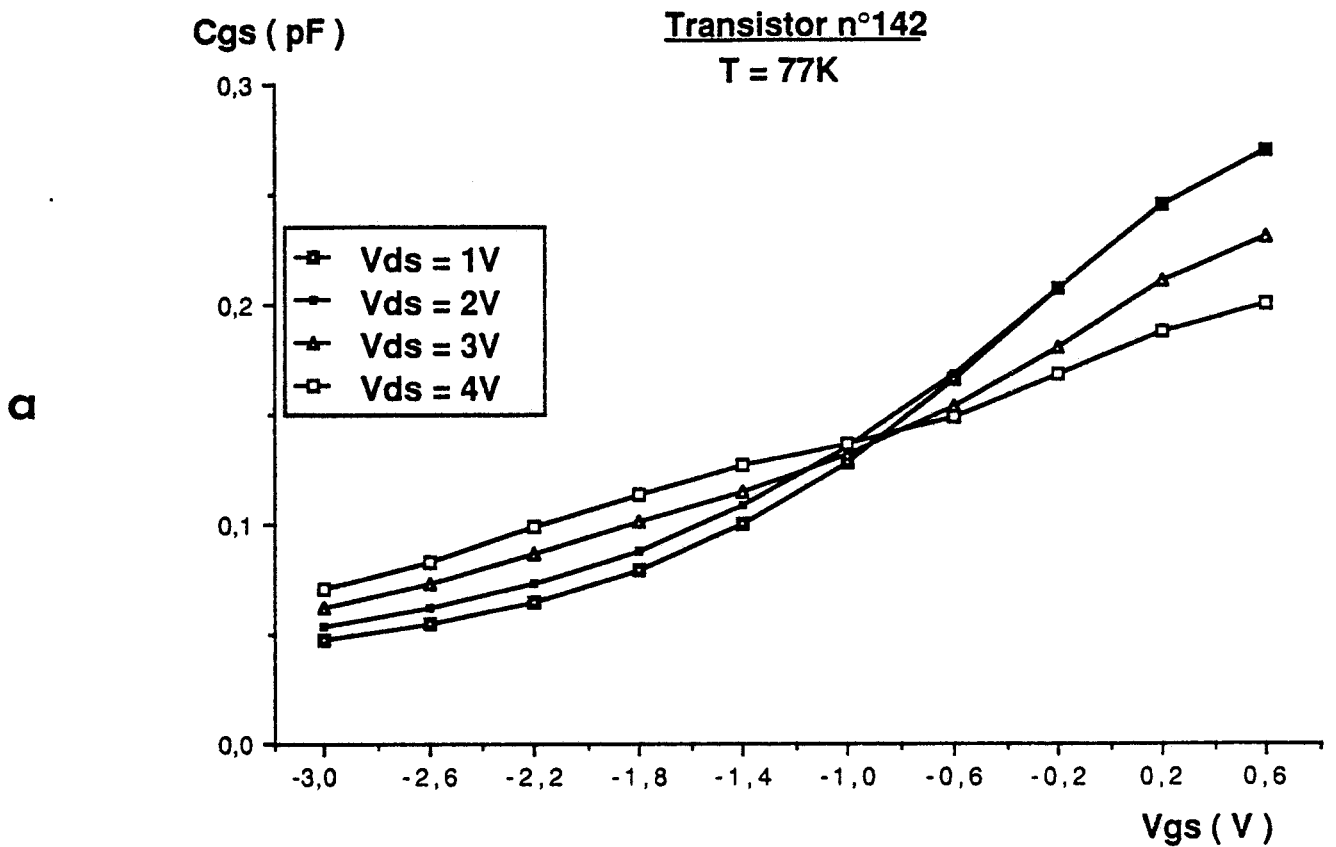


FIGURE IV.10a : INFLUENCE de la polarisation de drain  $V_{ds}$  sur l'évolution de la capacité grille-source  $C_{gs}$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  en basse température.

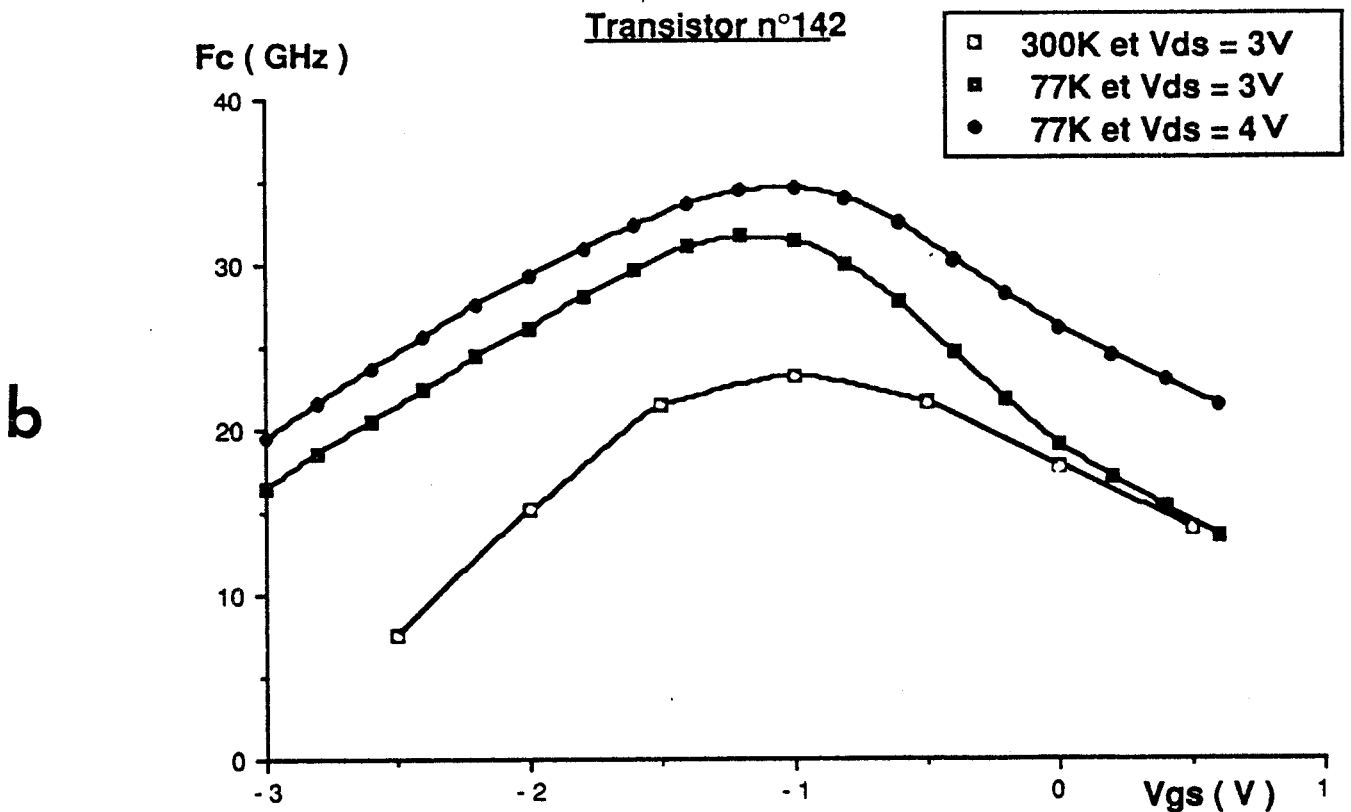


FIGURE IV.10b : Evolution des fréquences de coupure intrinsèques en fonction de  $V_{gs}$  pour différentes tensions de drain d'un transistor n°142.

Comme on peut le constater, les caractéristiques du composant sont très régulières ce qui semble indiquer un bon fonctionnement en basse température :

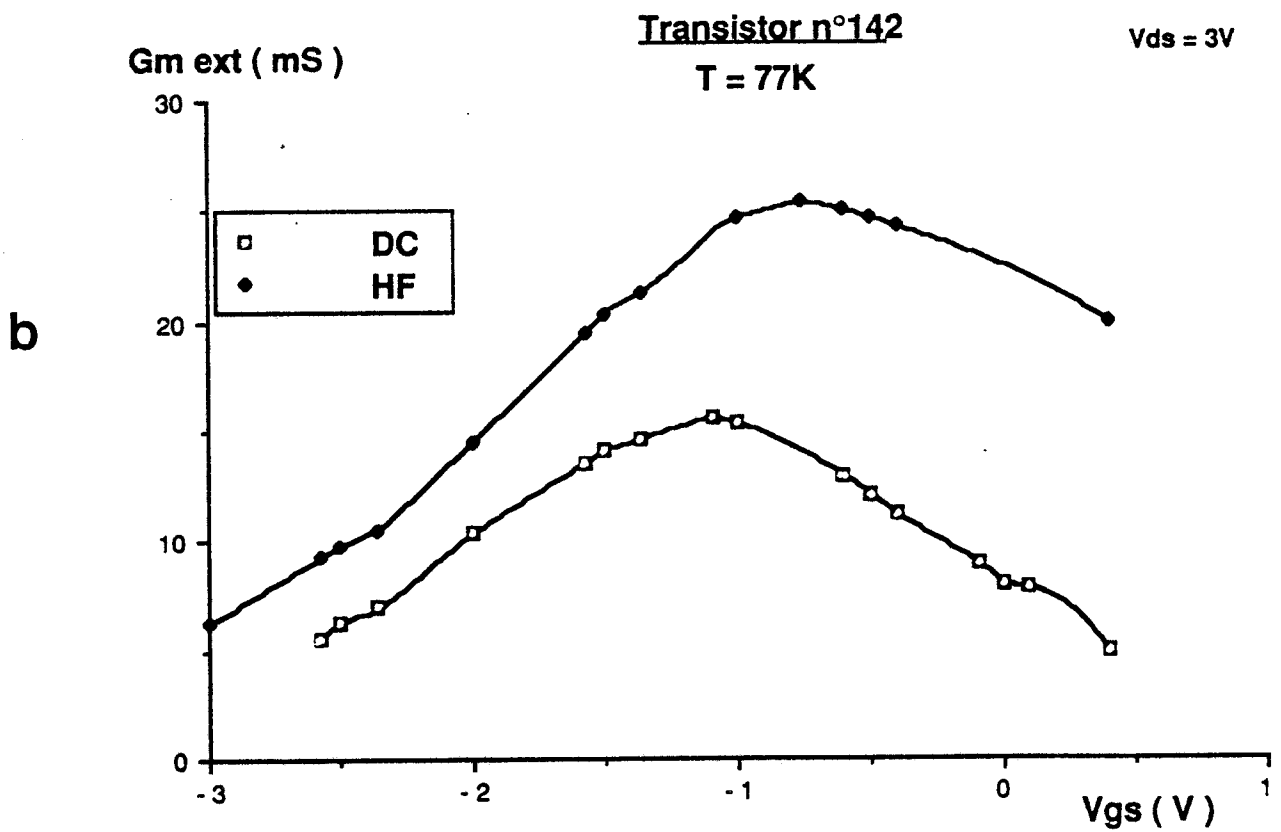
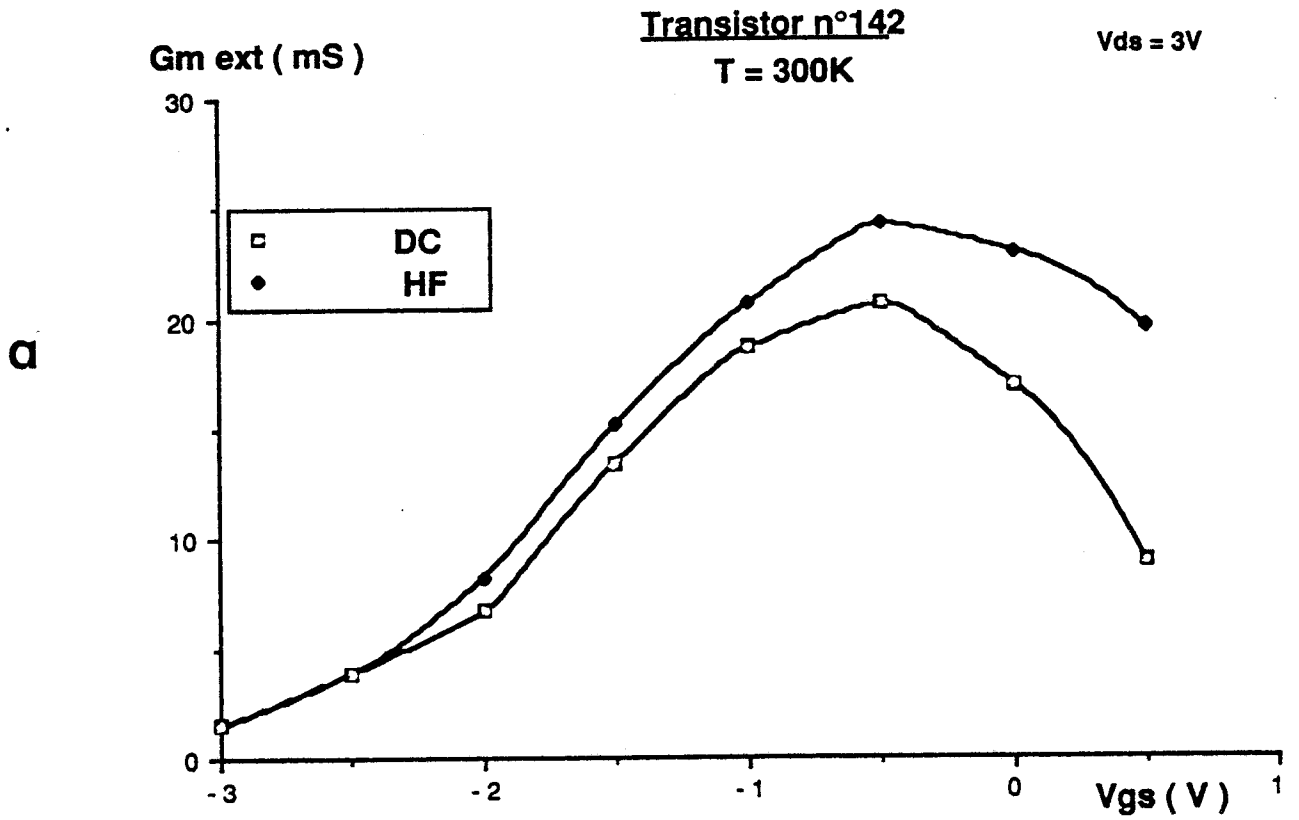
- la transconductance microondes croît légèrement entre 300 et 77K, mais beaucoup moins que pour les échantillons à structure conventionnelle,  $G_{mMax}$  augmente de 28 à 32mS.

- parallèlement, la conductance de sortie diminue à canal ouvert, phénomène déjà observé pour différents échantillons HEMT à 300K. Elle s'améliore légèrement à 77K et décroît pour les tensions de grille correspondant à la commande du gaz 2D. A titre comparatif, la conductance  $G_d$  pour la structure n°142 est voisine de 15mS/mm tandis qu'elle se situe autour de 20mS/mm pour les séries d'échantillons LEP.

- la capacité grille-source est le paramètre dont la dépendance en fonction de la température est la plus significative. Celle-ci diminue à 77K comme nous avons pu l'observer sur l'échantillon n°522 et ne peut s'interpréter par l'influence des centres DX dans la structure du transistor n°142, ceux-ci n'ayant pas une influence notable comme nous l'avons mis en évidence sur les mesures de capacité à  $V_{ds} = 0$  (§ I.2.2.4). L'explication réside, à notre avis, dans l'influence sur la capacité  $C_{gs}$  des effets de la tension de drain appliquée. En effet, une augmentation de  $V_{ds}$  se traduit par une diminution significative de ce paramètre (fig. IV.10.a), liée au comportement de l'hétérojonction hors-équilibre.

- la capacité grille-drain, représentative de la variation de charges à l'extrémité de la grille vers le drain, est sensiblement identique à canal ouvert lorsque le composant est mis en froid. Celle-ci est peu sensible à la tension de drain, ce qui dénote le bon comportement du composant n°142 quant aux mécanismes parasites observés sur les structures HEMT conventionnelles.

Enfin, comme le montre la figure IV.10.b, il résulte de la mise en froid de ce composant, une augmentation importante de la fréquence de coupure dont la valeur maximale passe de 23GHz à 300K, à 32GHz à 77K, soit une amélioration de 50% ( $V_{ds} = 3V$ ).



**FIGURE IV.11** : Comparaison des transconductances extrinsèques statique et dynamique pour un transistor de la série n°142 :

- a) T = 300K
- b) T = 77K.

Afin d'illustrer l'influence de la polarisation de drain, nous avons également fait figurer la caractéristique  $G_m/2\pi C_{gs}$  obtenue à ( $V_{ds} = 4V$ ), pour laquelle une augmentation supplémentaire de  $F_c$  est obtenue.

On remarque toutefois sur cette figure, la modicité de la fréquence de coupure du composant à 300 et à 77K, ce qui semble quelque peu en contradiction avec la mobilité élevée dans le puits de potentiel et la non-apparition des effets parasites de collapse.

### I.2.3.2. Comparaison $G_m$ statique et dynamique

Une méthode d'analyse intéressante, du comportement des transistors à effet de champ, consiste à comparer la transconductance extrinsèque obtenue respectivement en régimes statique et microonde. Nous l'avons mise en oeuvre pour l'échantillon n°142 à  $T_{amb}$  (fig. IV.11.a) et à la température de l'azote liquide (fig. IV.11.b).

Or, l'étude des échantillons à structure conventionnelle nous a permis de mettre clairement en évidence une différence de comportement selon les techniques d'extraction de la transconductance ; celle-ci étant liée pour partie, aux temps de capture et d'émission des centres profonds, mais aussi aux effets particuliers de la structure multicouche complexe qui compose la résistance d'accès de source.

De façon similaire, on peut remarquer pour l'échantillon spécifique n°142 que la transconductance dynamique est supérieure à sa valeur statique quand la tension développée sur la grille diminue, ceci d'autant plus que la température est faible. A titre d'illustration, la variation relative ( $\Delta G_{m_{ext}}/G_{m_{HF}}$ ) maximale est égale à 55% à 300K et croît jusqu'à 80% à 77K (elle est au plus égale à 30% sur les séries d'échantillons HEMT classiques).

On peut donc penser que la dégradation de la résistance dans la zone d'accès Rsg, liée à une forte dépendance de la mobilité avec le champ électrique parallèle à l'interface et par conséquent avec le courant de drain, peut à elle seule permettre d'expliquer la diminution de la transconductance extrinsèque statique et, ceci d'autant plus que la température de l'échantillon est faible.

## II. PERFORMANCES HYPERFREQUENCES EN BASSES TEMPERATURES

### INTRODUCTION

Après nous être intéressés à l'évolution des paramètres du schéma équivalent du transistor à hétérojonction en fonction de la température et de la polarisation, nous pouvons essayer d'évaluer l'amélioration des performances en amplification faible bruit. Ceci peut être appréhendé par les deux approches suivantes :

- par l'évolution de la fréquence de coupure du gain en courant  $F_c$ , calculée comme  $G_m/2\pi C_{gs}$ .

- à partir de la détermination du facteur de bruit minimum propre au transistor, expérimentation excessivement délicate à la température de l'azote liquide et en régime microondes ( $F = 12\text{GHz}$ ).

A partir de ces résultats, nous nous attacherons à définir une structure optimale à hétérojonction AlGaAs/GaAs pour ondes millimétriques conçue pour les modes de fonctionnement en basses températures et les applications très faibles bruit qui en sont dérivées.

### II.1. FREQUENCE DE COUPURE $F_c$

#### II.1.1. Exploitation des résultats expérimentaux

Nous présentons dans ce paragraphe, les performances hyperfréquences en fonction de la température et dans ce but, nous nous baserons sur la caractéristique donnant l'évolution de la

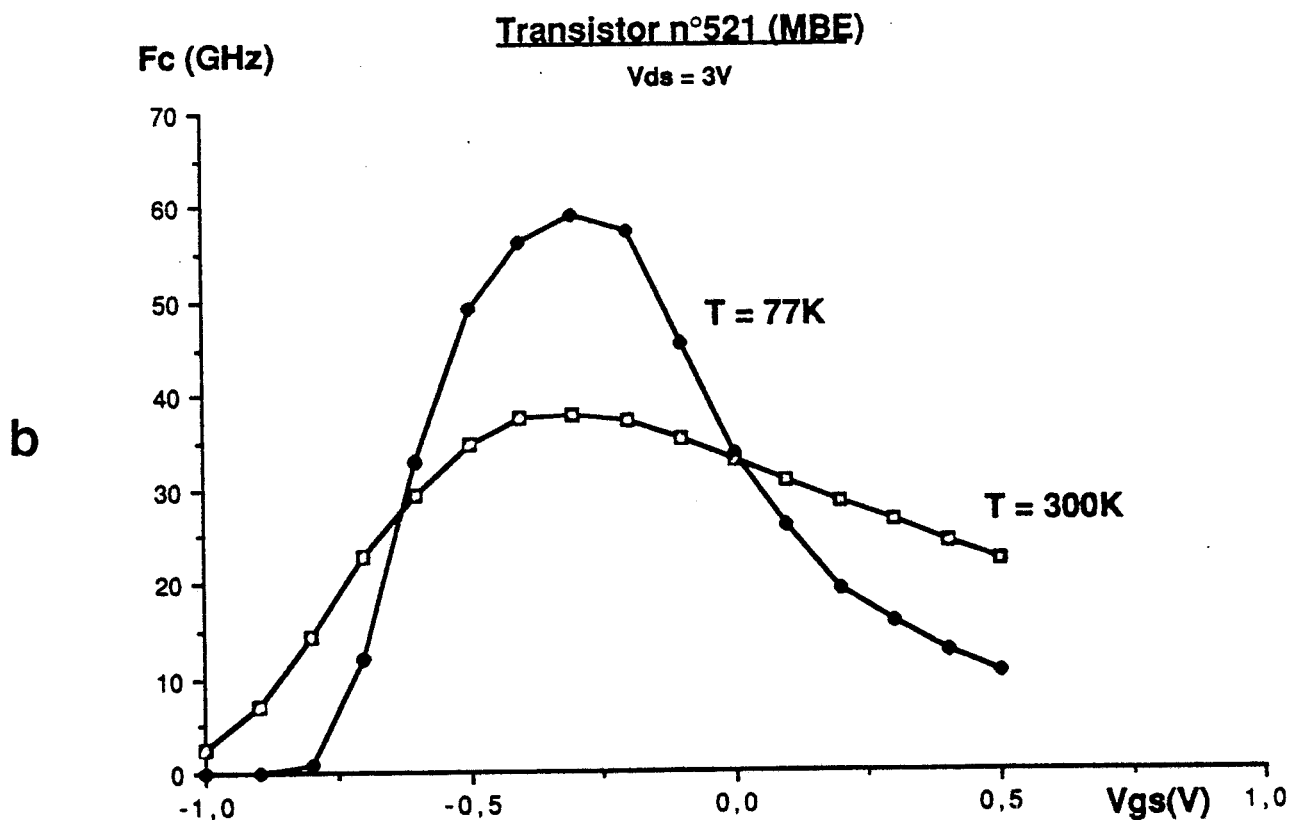
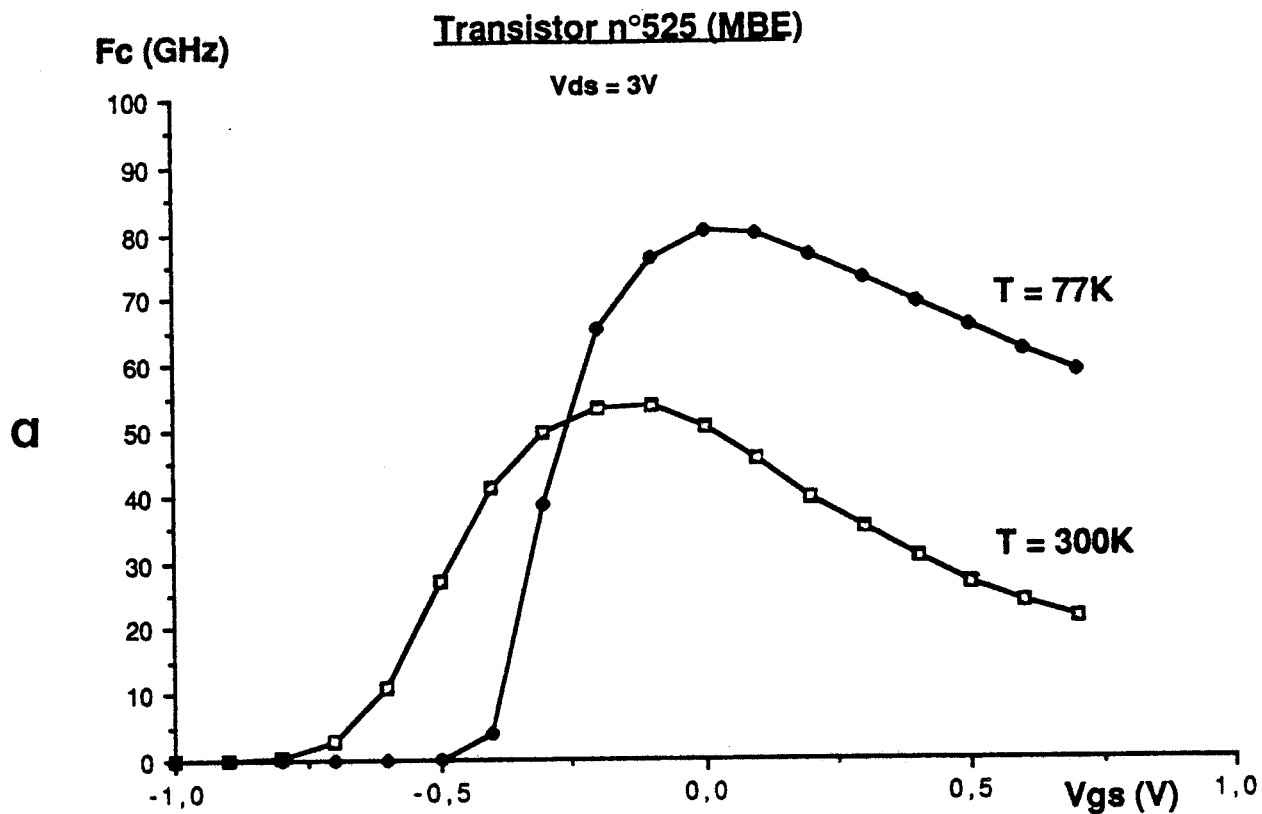


FIGURE IV.12 : Evolution de la fréquence de coupure intrinsèque  $F_c$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour les échantillons HEMT des séries :

a) n°525 (MBE)  
b) n°521 (MBE).



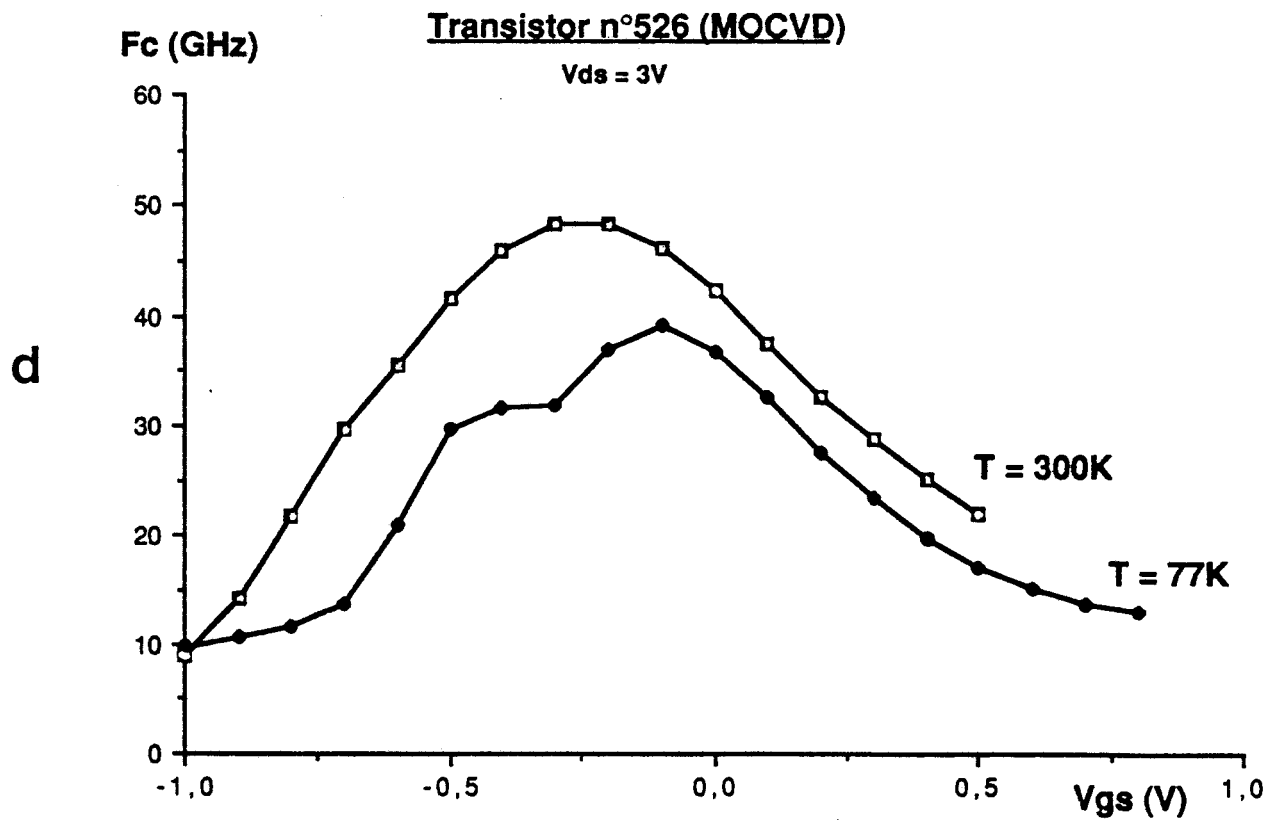
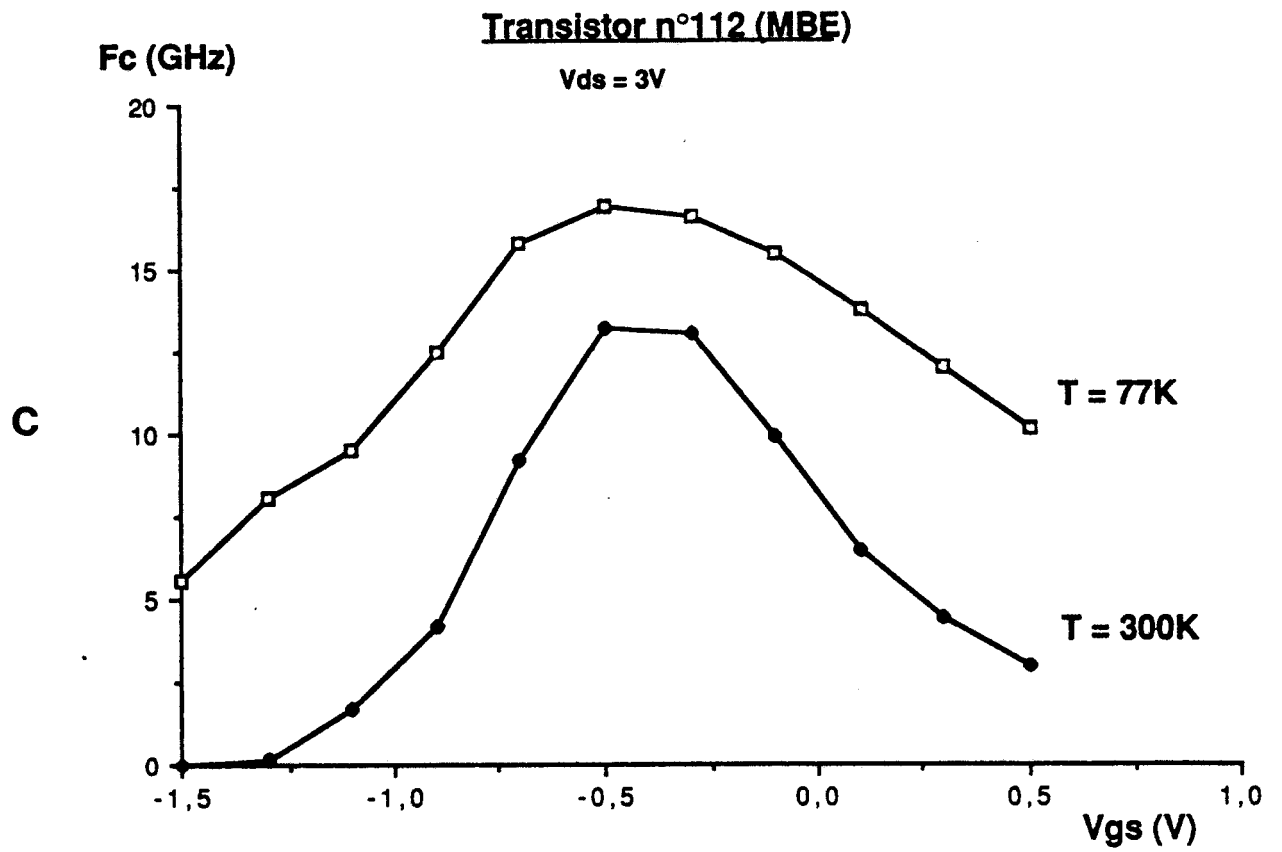


FIGURE IV.12 : Evolution de la fréquence de coupure intrinsèque  $F_c$  en fonction de la tension  $V_{gs}$  pour les échantillons HEMT des séries :

- c) n°112 (MBE)
- d) n°526 (MOCVD).

Composant n°	F <sub>C</sub> <sub>Max</sub> (GHz)		x (%AlAs)	Nd <sub>Si</sub> (10 <sup>18</sup> At/cm <sup>3</sup> )	L <sub>g</sub> (μm)	e (Å)
	300K	77K				
522	39	59	0.22	1.0	0.55 <sup>--</sup>	20
521	38	59	0.25	2.5	0.55 <sup>+</sup>	10
525 <sup>(1)</sup>	51	81	-	-	0.30	-
502	42	38	0.28	1.0	0.55 <sup>--</sup>	20
516	31	26	0.28	1.0	0.55	0
526	48	39	0.28	2.5	0.55 <sup>-</sup>	0
112 <sup>(2)</sup>	17	21	0.25	2.0	1.0 <sup>++</sup>	30

Z = 6 x 33 μm

Z<sub>1</sub> = 75 μm

Z<sub>2</sub> = 4 x 50 μm

TABLEAU 4: Principales caractéristiques  
des échantillons étudiés.

fréquence de coupure du gain en courant en fonction de la tension appliquée sur la grille ( $V_{ds} = 3V$ ). Celle-ci intervient dans la plupart des formulations qui déterminent les performances en amplification faible bruit du TEC.

Les évolutions de la fréquence de coupure intrinsèque  $F_c(V_{gs})$ , calculée à partir du rapport de la transconductance  $G_{mint}$  sur la capacité grille-source compte tenu de la capacité plot d'entrée, sont représentées sur les figures IV.12 (a,b et c) à 300 et à 77K pour trois échantillons type classés dans le sens des longueurs de grille croissantes (épitaxies MBE). Sur la figure IV.12d, nous donnons également la caractéristique  $F_c(V_{gs})$  obtenue pour un échantillon épitaxié par MOCVD.

Cette étude expérimentale montre le rôle prédominant de la transconductance  $G_m$  sur la fréquence de coupure  $F_c$  ; plus particulièrement, les échantillons réalisés par épitaxie MOCVD traduisent, comme pour  $G_m(V_{gs})$ , une dégradation globale de la caractéristique  $F_c(V_{gs})$  entre 300 et 77K (fig. IV.12.d), ceci indépendamment du comportement de la capacité de grille  $C_{gs}$  qui peut être quasiment indépendante, ou décroître, en fonction de la température.

L'un des aboutissements de cette étude étant de traduire l'influence des paramètres technologiques sur l'amélioration des performances en basses températures, nous avons rassemblé dans le tableau 4, les valeurs de chacun des paramètres : taux d'alliage, concentration d'impuretés, longueur de grille et épaisseur du spacer des transistors. La fréquence de coupure maximale qui traduit sensiblement la commande des porteurs libres dans le puits de potentiel  $y$  est également mise en évidence à 300 et 77K.

Remarque : Dans ce tableau, nous avons reporté les longueurs de grille ( $L_g$ ) visées par le constructeur et non pas les longueurs de grille "réelles" du composant. Celles-ci diffèrent d'une valeur notée entre (--) et (++).

L'écart est obtenu à partir de la méthode de caractérisation géométrique du transistor, ou plus précisément

en effectuant une détermination optique de  $L_g$  au microscope électronique lorsque cela a été possible.

### II.1.2. Définition d'une structure optimale

On peut alors définir différents critères d'optimisation de la fréquence de coupure intrinsèque du gain en courant :

- l'existence d'un spacer (n°502/n°516)\*
- une longueur de grille faible (n°525 ; n°521/n°112)
- une concentration d'impuretés (Si) importante (n°526/n°516)
- un taux d'alliage important (n°526/n°521 ; n°502/n°522).

Ces conclusions doivent toutefois être tempérées par des effets néfastes qui tendent à contrebalancer l'amélioration de la fréquence de coupure, tels que :

- un spacer trop épais réduit la charge interfaciale  $N_s$  [18]
- une grille ultra-courte entraîne un mauvais contrôle de la charge transférée dans la couche d'accumulation [19] et un décalage de la tension de pincement du composant
- une concentration d'impuretés excessive rend difficile la réalisation de barrière métal/semiconducteur correcte et réduit fortement les tensions inverses de claquage en sortie de grille [20]
- un taux d'alliage élevé dégrade les propriétés de

---

(\*) n°502 comparée au n°516

transport électronique dans la couche d'AlGaAs mais surtout, accroît la concentration d'atomes sur les niveaux donneurs profonds ( $N_{DD}$ ) et favorise l'apparition d'effets parasites liés à l'utilisation du matériau de large "gap" AlGaAs.

Nous pouvons à présent proposer une structure optimale fonctionnant en basses températures qui vise la satisfaction des impératifs que nous nous sommes fixés pour la conception de la couche semiconductrice. Nous avons opté pour la réalisation d'une épitaxie à taux d'alliage variable et à profil d'impuretés à deux niveaux :

- le dopage près de l'interface est fixé à  $3 \cdot 10^{18} \text{At/cm}^3$  pour une épaisseur ( $40 \text{Å}$ ) identique à celle de l'opération n°142, on s'assure ainsi de l'absence des effets de dérive de la tension de seuil du composant.

- sous la grille, le dopage est fixé à  $10^{17} \text{At/cm}^3$ , valeur suffisante pour permettre l'obtention d'une résistivité transverse dans la couche d'AlGaAs et de résistances d'accès faibles (opération n°170). De plus, cette valeur doit permettre la réalisation technologiques de diodes Schottky performantes.

- le taux d'alliage varie continûment de sa valeur maximale  $x_{\text{Max}}$  jusque 0 sous la couche superficielle. Le choix de la valeur  $x_{\text{Max}}$  est fixé à 0,3 et résulte du compromis entre la dynamique électronique dans le gaz 2D et une charge  $N_s$  élevée .

- l'épaisseur du spacer est fixée à une valeur légèrement inférieure à sa valeur optimale,  $e = 40 \text{Å}$ .

Ajoutons à toutes ces considérations que la distance coin de grille-coin de drain du composant réalisé est inférieure à  $0,4 \mu\text{m}$  sans négliger pour cela l'influence des capacités électrostatiques dans cette région.

Une distance source-drain faible contribue à réduire les résistances dans les zones d'accès au canal en basses températures.

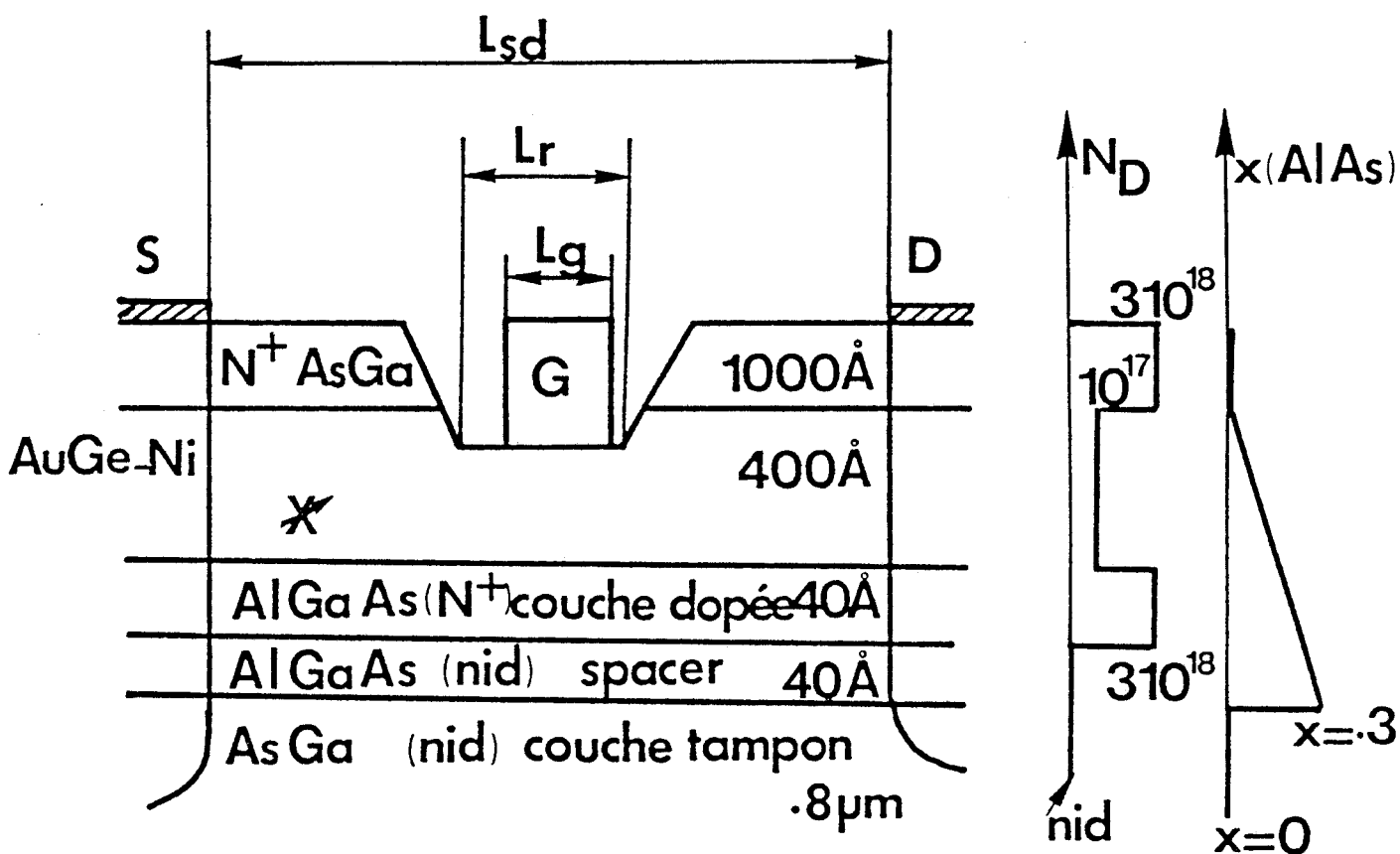


FIGURE IV.13 : Structure technologique optimisée pour un fonctionnement en basses températures du transistor HEMT modifié.

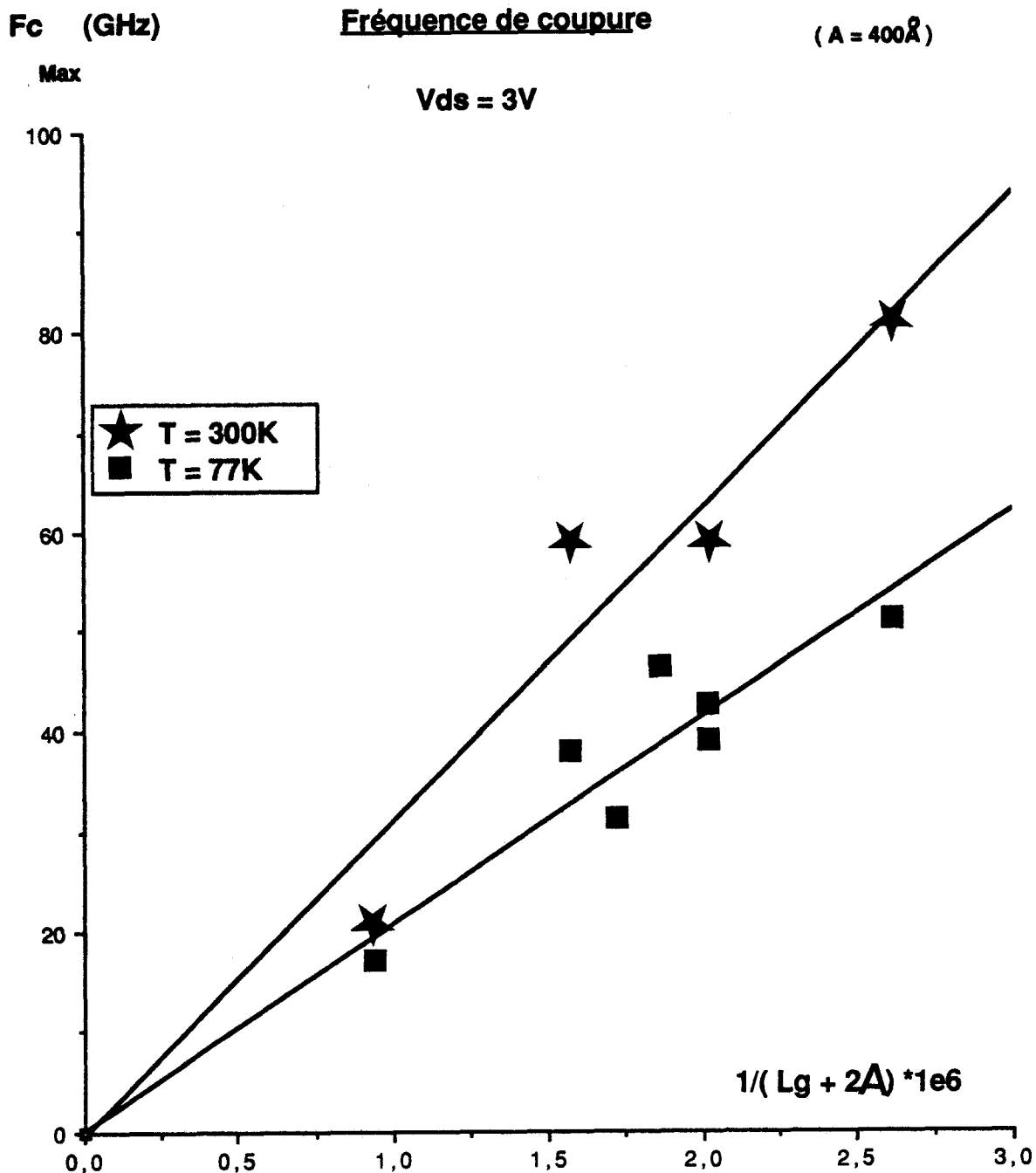


FIGURE IV.14 : Evolution de la fréquence de coupure en fonction de l'inverse de la longueur de grille effective et pour une tension de drain fixée. Points expérimentaux et extrapolation linéaire à 300 et 77K.

Les paramètres technologiques de notre structure optimale sont rassemblés sur la figure IV.13. Malheureusement, celle-ci n'a pu être élaborée à ce jour.

Par ailleurs, nous pouvons étudier l'évolution de la fréquence de coupure  $F_{C_{Max}}$ , obtenue expérimentalement, en fonction de l'inverse de la longueur de grille à laquelle on y ajoute l'influence des effets de bord à chacune de ses extrémités (fig. IV.14). On constate que la fréquence  $F_{C_{Max}}$  évolue alors linéairement tant à 300K qu'à 77K, ce qui nous amène à en extraire la vitesse moyenne des électrons sous la grille à partir de l'expression classique suivante [21] :

$$(1) \quad V_0 = F_{C_{Max}} \cdot 2 \pi \cdot (L_g + 2A)$$

où  $L_g$  représente la longueur de grille de l'échantillon et  $A$  l'épaisseur de la couche active. En première approximation, nous avons fixé cette valeur afin d'accéder à la vitesse phénoménologique  $V_0$  (pour les échantillons HEMT typiques étudiés  $A = 400\text{\AA}$ ). Cette expression ayant le mérite de prendre en compte la longueur de la zone active dans le canal.

### II.1.3. Comparaison théorie-expérience

Une étude comparative de la fréquence  $F_{C_{Max}}$  et par conséquent de la vitesse moyenne  $V_0$  peut être menée à partir des résultats théoriques présentés dans la première partie de ce travail et des résultats que nous avons relevés expérimentalement.

La valeur maximale obtenue pour la fréquence de coupure  $F_c$  relevée expérimentalement atteint 51 et 81 GHz respectivement à 300 et 77K (HEMT n°525). Comme on pourrait le constater, ces valeurs sont bien inférieures aux valeurs obtenues à partir de notre modèle de simulation ou à partir des valeurs généralement admises dans la littérature pour des structures technologiques équivalentes. Ceci peut



s'expliquer par la non prise en compte de limitations tels que l'échauffement initial des porteurs dans la zone d'accès entre source et grille [22], ainsi que l'influence d'un potentiel de surface [23] qui opère sur la couche d'AlGaAs et donc sur la charge superficielle dans le puits. Ces deux mécanismes affectent en premier la transconductance.

Néanmoins, on constate que chacune des approches, théorique et expérimentale, fait apparaître une amélioration de la fréquence de coupure et par conséquent de la vitesse  $V_0$  dans les transistors à hétérojonction, amélioration sensiblement égale à 50% quand la température passe de 300 à 77K.

A titre d'illustration, nous pouvons évaluer la fréquence de coupure envisageable du gain en courant d'un échantillon HEMT à grille ultra-courte à partir des valeurs de  $V_0$  déduites de l'expérience à 300 et 77K. Pour une longueur de grille de  $0,2\mu\text{m}$ , qui ne pose pas de difficultés technologiques particulières quant à la reproductibilité [24], la fréquence  $F_0$  avoisinera 100GHz à 300K et 150GHz à 77K, ce qui situe le transistor HEMT à une place de choix pour les applications en ondes millimétriques.

## **II.2. FACTEUR DE BRUIT MINIMUM $F_{\text{min}}$**

### **II.2.1. Détermination analytique**

Le but de cette étude est de cerner l'amélioration des performances de bruit minimum du transistor HEMT aux températures cryogéniques. Nous nous baserons pour cela sur l'expression analytique de FUKUI [25] qui offre la possibilité de relier simplement le facteur

de bruit  $F_{\min}$  aux paramètres du schéma équivalent de l'échantillon. Ainsi, pour une amplification très faible bruit, le facteur de bruit minimum est une fonction croissante de la somme des résistances parasites de source et de grille et de l'inverse de la fréquence de coupure du gain en courant, comme l'indique la relation de FUKUI :

$$(2) \quad F_{\min} = 1 + K_F \cdot \frac{F}{F_C} \cdot \sqrt{G_m \cdot (R_s + R_g)}$$

où  $F$  représente la fréquence de travail

$F_C$  la fréquence de coupure ( $G_m/2\pi C_{gs}$ )

$G_m$  la transconductance intrinsèque

$R_s$  la résistance d'accès au canal

$R_g$  la résistance métallique de grille

et  $K_F$  le facteur de FUKUI (fitting factor).

Le domaine de validité de cette expression avec la fréquence a été envisagé par CAPPY et al [21] en effectuant une comparaison entre les résultats déduits de la loi analytique de FUKUI et ceux donnés par un modèle numérique de bruit, modèle développé pour l'étude des transistors à grille submicronique et prenant en compte la dynamique électronique non stationnaire dans la structure. Une bonne concordance est obtenue en comparant ces deux types d'approche du facteur de bruit pour les fréquences de travail inférieures à 20GHz. Au-delà, les hypothèses simplificatrices ne permettent plus d'établir ce résultat. Par ailleurs, cette constatation est également vérifiée en comparant l'expression analytique aux résultats expérimentaux obtenus sur le TEC.

L'expression de FUKUI étant validée dans la bande de fréquences jusque 18GHz, celle-ci est particulièrement attractive pour l'étude à 300 et 77K du facteur de bruit dans les composants à hétérojonction. Cependant, il est nécessaire alors de préciser la valeur du coefficient  $K_F$  qui figure dans la relation calculée à partir d'expressions analytiques données par CAPPY. Pour une structure HEMT typique

( $L_g = 0,5\mu\text{m}$  et  $A = 400\text{\AA}$ ), cette valeur égale à 1,68 est très proche de celles déduites expérimentalement par TAKAKUWA et al [26] qui s'échelonnent entre 1,5 et 1,8 (les paramètres technologiques étant comparables). On peut alors remarquer un bon accord entre ces deux types d'approche qui nous conduisent à choisir une valeur constante et égale à  $K_F = 1,6$ .

Par ailleurs, nous avons mis en évidence la dépendance qui lie la fréquence de coupure maximale en régime de fonctionnement faible bruit à la vitesse phénoménologique  $V_0$  représentative de la dynamique des porteurs dans le canal et à la longueur de grille du composant.

Il est alors aisé de substituer la fréquence  $F_c$  et d'obtenir une nouvelle formulation de l'expression analytique de FUKUI en y introduisant l'influence de la température :

$$(3) \quad F_{\min} = 1 + K_F \cdot \frac{T}{T_0} \cdot F \cdot \frac{2\pi (L_g + 2A)}{V_0} \cdot \sqrt{G_m \cdot (R_s + R_g)}$$

où  $T$  représente la température physique du composant

$T_0$  la température de référence ( $T_0 = 300\text{K}$ ).

En outre, on peut également exprimer la température de bruit  $T_n$  [27] par la relation :

$$(4) \quad F_{\min} = 1 + \frac{T_n}{T_0}$$

T(K)	$V_{05}$ $10^5$ m/s	Gm mS/mm	R <sub>s</sub> $\Omega$ .mm	R <sub>q</sub> $\Omega$ .mm	mesuré T <sub>n</sub> (K)	calculé T <sub>n</sub> (K)	★
300	1.30	350	0.66	0.36	87(1.1dB)	133(1.6dB)	95(1.2dB)
77	1.95	500	0.44	0.36	16(.22dB)	21(0.3dB)	-

HEMT n°522 (MBE et F=12GHz)

300	1.30	400	0.86	0.58	91(1.15dB)	114(1.4dB)	95(1.2dB)
77	1.95	550	0.48	0.58	16(0.22dB)	21(0.3dB)	-

HEMT n°525 (MBE et F=12GHz)

300	1.30	430	1.24	0.46	126(1.52dB)	95(1.2dB)	86(1.1dB)
77	1.20	340	0.42	0.46	23(0.32dB)	77(1.0dB)	-

HEMT n°502 (MOCVD et F=12GHz)

300	1.30	300	0.60	0.06	80(1dB)	-	77(1.0dB)
77	1.95	450	.4-.5	0.06	18-20(0.26dB)	-	36(0.5dB)

HEMT n°521 (MBE et F=12GHz)

300	1.10	310	0.82	0.58	135(.61dB)	175(2.0dB)	104(1.3dB)
100	1.65	430	0.58	0.58	26(0.36dB)	21(0.3dB)	-

D'après ASAI et al [28] (F=20GHz)

★ données constructeurs. D'après [30]

TABEAU 5 : premiers résultats expérimentaux  
de performances de bruit.

### II.2.2. Premiers résultats

La supériorité des performances de bruit du transistor HEMT sur les structures MESFET réside dans une bonne dynamique électronique dans le puits de potentiel. On peut s'attendre à une différence encore plus accentuée aux températures cryogéniques. Comme nous l'avons constaté, la mobilité électronique croît fortement ce qui se traduit par une amélioration de la vitesse moyenne des porteurs sous la grille.

Dans le tableau 5, nous donnons les températures de bruit minimum, exprimées en KELVIN, mesurées et calculées pour plusieurs échantillons représentatifs élaborés soit par épitaxie MBE (n°522 et n°525), soit par épitaxie MOCVD (n°502). De plus, à titre d'élément de comparaison, nous donnons les résultats expérimentaux obtenus par ASAI et al [28] à 300 et à 100K ( $F = 20\text{GHz}$  et  $L_g = 0.25\mu\text{m}$ ).

La mesure expérimentale du facteur de bruit a été effectuée à la fréquence de 12GHz et pour une tension  $V_{ds} = 3\text{V}$ . Le facteur de bruit propre du transistor est déterminé par la mesure du dispositif dans lequel il est inséré, associé à une méthode d'exploitation appropriée [29]. Celle-ci repose sur la prise en compte des demi-boîtiers d'entrée et de sortie, des lignes qui relient la cellule de mesure plongée dans le cryostat aux adaptateurs et enfin, des tés de polarisation de grille et de drain. Le dépouillement des valeurs relevées expérimentalement du facteur de bruit du dispositif est effectué en considérant les éléments comme des quadripôles mis en cascade.

Bien que cette méthode de caractérisation permette une estimation directe du facteur de bruit minimum de l'échantillon test à 300 et 77K, la précision maximum absolue de mesure n'est que d'environ 0,3dB, résultat toutefois assez correct et qui permet d'envisager de façon qualitative l'amélioration de  $F_{\min}$  avec la température.

Ainsi, comme le montrent les résultats présentés dans le tableau 5, les performances de bruit des échantillons MBE sont nettement améliorées, compte tenu de la mise en froid de l'échantillon et de l'évolution des grandeurs dynamiques du transistor HEMT. On peut noter la bonne concordance entre les valeurs calculées à partir de l'expression analytique proposée et les valeurs obtenues expérimentalement. En particulier, le cas du composant n°525 est particulièrement démonstratif de la diminution de la somme des résistances parasites ( $R_s + R_g$ ) et de l'amélioration de la transconductance  $G_m$ , ces paramètres traduisent très bien l'évolution du facteur de bruit qui diminue de 1,4dB (114K) à 0,3dB (21K) entre 300 et 77K.

Cependant, en ce qui concerne le composant n°502 (MOCVD), on constate que notre remarque se vérifie moins à 77K, ce qui peut s'expliquer par la diminution de la transconductance  $G_m$  et donc de la température de bruit calculée. Expérimentalement, le facteur de bruit minimum est de l'ordre de 1,2 et 1dB respectivement à 300 et 77K, faible dépendance qui s'oppose, par exemple, à la forte diminution de la résistance  $R_s$  entre ces deux températures. De plus, cette diminution met bien en évidence les limites d'une approche analytique du facteur de bruit par l'expression de FUKUI (cf. tableau 5).

Néanmoins, comme on peut le constater à partir de ces premiers résultats, des températures équivalentes de bruit ( $T_n$ ) extrêmement faibles sont obtenues sur les composants à hétérostructure AlGaAs/GaAs, l'ensemble de ces travaux apparaissent donc très encourageants, en particulier pour les applications dans le domaine de l'amplification très faible bruit en ondes millimétriques.

REFERENCES - CHAPITRE IV

- [1] T.J. DRUMMOND et al,  
Enhancement of Electron Velocity in Modulation-Doped  
(Al, GaAs/GaAs FETs at Cryogenic Temperatures,  
Electr. Letters, 25th November 1982, Vol. 18, n°24.
  
- [2] E. KHON et al,  
High Performance HEMT Structure with GaAs Schottky Gate
  
- [3] R. BHAT et al,  
Degradation-Free Modulation-Doped Field-Effect Transistors  
grown by organometallic chemical Vapor Deposition,  
Appl. Phys. Lett. 47 (12), 15 December 1985.
  
- [4] N.C. CIRILLO et al,  
Inverted GaAs/AlGaAs Modulation-Doped Field-Effect  
Transistors with Extremely High Transconductances,  
IEEE, Vol. EDL-7, n°2, February 1986.
  
- [5] H. HIDA et al,  
An Investigation of i-AlGaAs/n-GaAs Doped-channel  
MIS-like FET's (DMT's) - Properties and  
Performance Potentialities,  
IEEE, Vol. ED,34, n°34, July 1987.
  
- [6] C.W. TU et al,  
Properties of Selectively Doped Heterostructure Transistors  
Incorporating a Superlattice Donor Layer,  
IEEE, Vol. EDL-7, n°9, September 1986.
  
- [7] T. BABA et al,  
High Performance (AlAs/n-GaAs Superlattice)/GaAs  
2 DEGFETs with Stabilized Threshold Voltage,  
JJAP, Vol. 33, n°8, August 1984, pp. L654-L656.
  
- [8] N.H. SHENG et al,  
Multiple-Channel GaAs/AlGaAs High Electron Mobility  
Transistors,  
IEEE, Vol. EDL-6, n°6, June 1985.

- [9] T. MIZUTANI et al,  
n<sup>+</sup> Self-Aligned-Gate AlGaAs/GaAs Heterostructure FET,  
Electr. Letters, 18th July 1985, Vol. 21, n°15.
- [10] A.L. POWELL et al,  
Al<sub>0,45</sub>Ga<sub>0,55</sub>As/GaAs HEMT Grown by MOVPE exhibiting  
High Transconductance,  
Electr. Letters, 7th May 1987, vol. 23, n°10.
- [11] N.J. SHAM et al,  
11ps Ring Oscillators With Submicrometre Selectively Doped  
Heterostructure Transistors,  
Electr. Letters, 14th February 1985, Vol. 21, n°4.
- [12] R. FISHER et al,  
GaAs/AlGaAs MODFET's Grown on (100) Ge  
IEEE, Vol. EDL-5, n°11, November 1984.
- [13] D.K. ARCH et al,  
High-Performance Self-Aligned Gate (Al, Ga)As/GaAs MODFET's  
on MBE Layers Grown on (100) Silicon Substrates,  
IEEE, Vol. EDL-7, n°11, November 1986.
- [14] R. FISHER et al,  
On the Collapse of Drain I-V Characteristics in Modulation-  
Doped FET's at Cryogenic Temperatures,  
IEEE, Vol. ED-31, n°8, August 1984.
- [15] A. KETTERSON et al,  
High Transconductance InGaAs/AlGaAs Pseudomorphic  
Modulation-Doped Field-Effect Transistor,  
IEEE, Vol. EDL-6, n°12, December 1985.
- [16] T. BABA et al,  
Elimination of Persistent Photoconductivity and Improvement  
in Si Activation Coefficient by Al Spatial Separation from  
Ga and Si in Al-Ga-As : Si Solid System  
- A Novel Short Period AlAs/n-GaAs Superlattice-,  
JJAP, Vol. 22, n°10, October 1983, pp. L627-L629.
- [17] N. IWATA et al,  
DX Center-Like Trap in Selectively Si-Doped  
AlAs/GaAs Superlattices,  
JJAP, Vol. 25, n°5, May 1986, pp. 349-352.



- [18] T.J. DRUMOND et al,  
Characteristics of Modulation-Doped  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$   
Field-Effect Transistors : Effect of Donor-Electron  
Separation,  
Appl. Phys. Letters 42(3), 1st February 1983.
- [19] J.L. THOBEL,  
Simulation Monte Carlo de composants submicroniques à effet  
de champ et à hétérojonctions. Application au TEGFET et à  
ses structures dérivées,  
Thèse de Doctorat, Lille 1988.
- [20] Y. CROSNIER et al,  
Avalanche and Tunneling Breakdown Mechanisms in HEMT's  
Power Structures,  
ESSDERC 1988, 18th European Solid State Device Research  
Conference, Montpellier, France, 13-16 Sept. 1988.
- [21] A. CAPPY et al,  
Noise Modeling in Submicrometer-Gate Two-Dimensional  
Electron-Gas Field-Effect Transistors,  
IEEE , ED-32, n°12, December 1985.
- [22] P. GODTS,  
Modélisation et optimisation en vue de réalisations  
Technologiques de MESFET et de TEGFET  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ ,  
Thèse de Doctorat, Lille, 1988.
- [23] F. HELIODORE,  
Simulation bidimensionnelle du transistor à Effet de Champ  
 $\text{AsGa}$  à Grille Submicronique : Application à l'Optimisation  
des Composants Faible Bruit,  
Thèse de Doctorat, Lille, 1987.
- [24] W.L. JONES et al,  
Very Low-Noise HEMTs using  $0,2\mu\text{m}$  T-Gate,  
Electr. Letters, Vol. 23, n°16, 30th July 1987.
- [25] H. FUKUI,  
Design of Microwave GaAs MESFET's for Broad-Band Low-Noise  
Amplifiers,  
IEEE MTT, Vol. 27, n°7, July 1979.
- [26] TAKAKUWA et al,  
A Low-Noise Microwave HEMT Using MOCVD,  
IEEE, Vol. ED-33, n°5, May 1986.

- [27] D. DELAGEBEAUDEUF et al,  
Extremely Low Noise and Low Temperature TEGFET Operation  
EMC , p. 260 263, Paris, 1985.
- [28] S. ASAI et al,  
Super Low-Noise HEMTs With a T-Shaped Gate Structure,  
IEEE MTT-S, pp. 1019-1022, 1987.
- [29] A. BAGHDAD,  
Caractérisation expérimentale des performances de bruit  
du TEGFET à basse température,  
Rapport de DEA, Lille, Juillet 1988.
- [30] M. WOLNY,  
Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée, 1988.

**CONCLUSION**

### CONCLUSION GENERALE

L'étude des propriétés physiques du transistor à haute mobilité électronique refroidi à la température de l'azote liquide et la mise à profit de l'amélioration notable de la dynamique électronique dans le gaz bidimensionnel d'électrons, pour des applications faible bruit en ondes millimétriques, sont présentées dans ce travail.

La phase initiale de notre étude a eu pour objectif l'estimation théorique des performances potentielles du transistor HEMT à grille submicronique à l'aide d'un modèle de simulation numérique pseudobidimensionnel prenant en compte la dynamique électronique représentative du comportement à 300K et à 77K du composant. Celle-ci nous a permis de chiffrer l'amélioration de la fréquence de coupure du gain en courant entre ces deux températures que l'on évalue de l'ordre de 40 à 50 %. Cette première étape a été suivie d'une étude expérimentale exhaustive effectuée en régime statique qui met en évidence en basses températures, différents mécanismes parasites dont les traits essentiels concernent la dégradation des caractéristiques I-V et une forte sensibilité du composant à la lumière.

Les dégradations observées sur le comportement du transistor à hétérojonction ont pour origine, au sein même de la couche d'AlGaAs, de centres profonds ou "DX Center" qui résultent de l'incorporation dans l'alliage, de l'atome dopant de silicium et dont le comportement est analogue à celui de pièges à électrons. Après avoir précisé les propriétés de la couche semiconductrice d'AlGaAs, nous avons analysé les conditions de développement de ces phénomènes et leurs répercussions sur les différentes caractéristiques. Pour cela on soumet le composant à différentes contraintes électriques de grille et/ou de drain préalablement aux expériences. Par ailleurs, nous avons pu mettre clairement en évidence le rôle joué par la technologie du transistor sur la non apparition du phénomène de collapse dans les HEMT à la température de l'azote liquide, ceci en influant sur la position de la grille dans le recess.

Il nous a alors été possible d'effectuer la caractérisation expérimentale du transistor HEMT utilisable en basse température. Cette phase a consisté en une analyse de l'influence des paramètres technologiques de la couche épitaxiée et vise à préciser le comportement de la résistance d'accès de source et à accroître l'amélioration de la dynamique électronique en basse température. Une part importante de notre travail a été axée sur la mise en oeuvre de la caractérisation microondes en vue de la détermination du schéma équivalent en régime petit signal du transistor HEMT aux basses températures. Nous en avons analysé les différentes variations. En particulier, les études comparatives de la transconductance extrinsèque mesurée en régimes statique et dynamique, nous a permis de mettre en évidence l'amélioration de ce paramètre à basse température ( $\Delta G_m / G_m(300K) = 100 \%$ ) et l'extension de la dynamique de contrôle de la transconductance hyperfréquence. Ces évolutions sont à relier au rôle joué par les centres profonds dans la couche d'AlGaAs et/ou le comportement des zones d'accès multicouches en régime de fonctionnement.

Enfin, nous avons pu relever les dégradations induites sur les caractéristiques microondes du composant par les effets de piégeage des électrons sur les centres DX situés en sortie de grille. Ajoutons que pour cette étude expérimentale, nous avons pu bénéficier de nombreux échantillons de structures différentes ce qui a rendu possible une étude comparative des techniques de croissances épitaxiales MBE et MOCVD.

Dans la dernière partie, deux structures non conventionnelles ont été étudiées dont les principes de conception visent à obtenir des caractéristiques exempts de phénomènes parasites aux températures cryogéniques. Celles-ci ont fait l'objet d'une étude comportementale poussée. La détermination des éléments du schéma équivalent hyperfréquence nous a permis de chiffrer l'amélioration potentielle des performances, en particulier celle de la fréquence de coupure du gain en courant et de déceler les paramètres technologiques dont elle dépend. Ce qui, nous a permis de définir une structure optimale du transistor à hétérojonction pour un fonctionnement en basse températures.

Une autre phase exploratoire a consisté en une évaluation du facteur de bruit minimum du transistor HEMT aux températures cryogéniques, à partir de son expression analytique puis à partir d'une première étude expérimentale. La diminution appréciable de ce paramètre constaté dans les deux cas, laisse présager un avenir très prometteur du transistor HEMT, quant à ses applications dans les domaines de l'amplification très faible bruit, dans la gamme d'ondes millimétriques.

RESUME

Le transistor à effet de champ à gaz bidimensionnel d'électrons, appelé TEGFET, HEMT ou MODFET, est apparu comme un composant de choix dans diverses applications, en particulier en tant qu'élément amplificateur très faible bruit en ondes millimétriques. L'amélioration significative, aux températures cryogéniques, de la dynamique électronique des porteurs dans le puits de potentiel à l'interface AlGaAs/GaAs, préfigure que le transistor à haute mobilité électronique est un composant très attractif non seulement en logique rapide, mais aussi en amplification très faible bruit.

Dans ce but, un modèle de simulation pseudo-bidimensionnelle du transistor HEMT à grille submicronique, permettant de prévoir les performances potentielles à la température de l'azote liquide, est mis en oeuvre.

Une étude expérimentale, à basse température, permet de mettre en évidence l'existence de nombreux phénomènes parasites, liés à l'incorporation au sein de la couche d'AlGaAs, des centres DX dont le comportement est analogue à celui des pièges à électrons.

Nous présentons, ici, une analyse de leur mécanisme et de leur influence sur les caractéristiques électriques du composant.

Afin d'éliminer ces effets parasites, nous agissons respectivement sur les paramètres propres à l'épitaxie et à la structure technologique.

Enfin, une étude expérimentale approfondie du transistor HEMT utilisable à basse température, dans une large gamme de fréquences, est proposée. Elle débouche sur une première estimation des performances de bruit qui en font un composant très prometteur en tant qu'amplificateur très faible bruit dans la gamme d'ondes millimétriques.

MOTS CLES :

HEMT  
TEGFET  
Centres DX  
Hétérojonction  
Facteur de bruit  
Hyperfréquences  
Basses températures  
Dynamique électronique.

