

50376  
1993  
215

50376  
1993  
215

N° d'ordre : 1146

# THESE

Présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

**Spécialité : ELECTRONIQUE**

par

Pascal WIN



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

Soutenue le 8 Juillet 1993 devant la commission d'examen

Membres du jury :	Mr E. CONSTANT	Président
	Mr A. CAPPY	Directeur de thèse
	Mme C. FONTAINE	Rapporteur
	Mr M. VAN ROSSUM	Rapporteur
	Mr Y. CORDIER	Examineur
	Mr Y. DRUELLE	Examineur
	Mr H. VERRIELE	Examineur
	Mr D. VIGNAUD	Examineur

## Remerciements

Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs ( DHS ) de l'Institut d'Electronique et de Micro-électronique du Nord ( IEMN ), à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur G. Salmer.

Monsieur le Professeur E. Constant me fait l'honneur de présider la commission d'examen. Je l'en remercie vivement.

Monsieur le Professeur A. Cappy a assuré la direction de ce travail. Ses conseils, ses compétences scientifiques et sa confiance m'ont permis de mener à bien ce travail, qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je remercie sincèrement Madame C. Fontaine, Chargée de recherches de première classe au Laboratoire d'Automatisme et d'Analyse des Systèmes de Toulouse, et Monsieur M. Van Rossum, Professeur au Interuniversity Microelectronics Center ( IMEC ) de Leuven qui me font l'honneur de juger ce travail.

Je voudrais aussi remercier Monsieur Y. Cordier, du Laboratoire Central de Recherches de THOMSON-CSF. Ses travaux sur les HEMTs pseudomorphiques et sa collaboration pour la réalisation de ce projet nous ont été très utiles, qu'il me soit permis de lui témoigner toute ma gratitude.

Je suis très sensible à la participation de Monsieur H. Verrière, de la Direction des Recherches et Etudes Techniques ( DRET ) à ce jury.

Je tiens à remercier vivement Monsieur D. Vignaud, Chargé de recherches au Laboratoire des Structures et Propriétés de l'Etat Solide ( LSPES ) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille pour la réalisation des expériences de photoluminescence et pour sa participation à ce jury.

La partie principale de ce travail concernant l'Epitaxie par Jets Moléculaires, je tiens à remercier Monsieur le Professeur Y. Druelle pour sa disponibilité et sa compétence.

Dans l'ordre de leur participation dans l'élaboration de ce travail, je tiens à remercier les membres de l'équipe "épitaxie", tous les techniciens et ingénieurs de la centrale de technologie ainsi que les membres de la centrale de caractérisation.

Je voudrais également témoigner de ma gratitude aux membres du LSPES, sans lesquels la caractérisation des matériaux métamorphiques n'aurait pu être effectuée.

Enfin, je suis très reconnaissant à Madame N. Castelein, qui a assuré avec brio la frappe de ce manuscrit avec le logiciel Winword 2, ainsi que Monsieur J.P. Dehorter qui en a effectué la reproduction.

Je ne voudrais pas oublier de remercier tous les membres de l'équipe dirigée par A. Cappy ainsi que mes amis du DHS, pour les moments inoubliables que nous avons passés ensemble.

Ce travail a été partiellement soutenu par le contrat MRT "TEGFET Métamorphiques".

# **SOMMAIRE**

<b>Introduction générale</b> .....	1
<b><u>Chapitre I</u></b>	
<b>1. Introduction</b> .....	3
<b>2. Rappels sur les HEMTs</b> .....	4
<b><u>2.1 Présentation</u></b> .....	4
<b><u>2.2 Structure type</u></b> .....	4
<b><u>2.3 Etude des matériaux utilisés pour les HEMTs</u></b> .....	6
<b>2.3.1 Le matériau GaAs</b> .....	7
<b>2.3.2 Le matériau GaAlAs</b> .....	7
<b>2.3.3 Le matériau <math>Ga_{1-x}In_xAs</math></b> .....	8
<b><u>2.3.3.1 Paramètre de maille</u></b> .....	8
<b><u>2.3.3.2 Structure de bande</u></b> .....	9
<b><u>2.3.3.3 Phénomènes de transport</u></b> .....	10
<b>2.3.4 Le matériau <math>Al_{1-y}In_yAs</math></b> .....	11
<b><u>2.3.4.1 Paramètre de maille</u></b> .....	11
<b><u>2.3.4.2 Structure de bande</u></b> .....	12
<b><u>2.3.4.3 Phénomènes de transport</u></b> .....	13
<b><u>2.3.4.4 Autres propriétés</u></b> .....	13
<b><u>2.4 Performances des HEMTs</u></b> .....	14
<b>2.4.1 Principales caractéristiques</b> .....	14
<b><u>2.4.1.1 Le HEMT GaAlAs/GaAs dit "Conventionnel"</u></b> .....	14
<b><u>2.4.1.2 Le HEMT GaAlAs/GaInAs pseudomorphique sur GaAs</u></b> .....	14
<b><u>2.4.1.3 Le HEMT <math>Al_{0,48}In_{0,52}As/Ga_{0,47}In_{0,53}As</math> adapté en maille sur InP</u></b> ....	15
<b><u>2.4.1.4 Le HEMT <math>Al_{0,48}In_{0,52}As/Ga_{1-x}In_xAs</math> pseudomorphique sur InP</u></b> .....	15
<b>2.4.2 Performances hyperfréquences</b> .....	16
<b>2.4.3 Conclusion</b> .....	17
<b>3. Une nouvelle structure: le HEMT métamorphique AlInAs/GaInAs épitaxié sur substrat de GaAs</b> .....	18
<b><u>3.1 Introduction</u></b> .....	18
<b><u>3.2 L'hétérojonction <math>Al_{1-y}In_yAs/Ga_{1-x}In_xAs</math></u></b> .....	18

<b><u>3.3 L'hétérojonction <math>Al_{0,71}In_{0,29}As - Ga_{0,7}In_{0,3}As</math> à l'équilibre thermodynamique</u></b> .....	20
<b>3.3.1 Présentation du modèle</b> .....	20
<b>3.3.2 Etude de l'influence de la composition en Indium</b> .....	21
<b>3.3.3 Influence du dopage</b> .....	21
<b>3.3.4 Conclusion</b> .....	22
<b><u>3.4 Modélisation d'un HEMT métamorphique à l'aide d'HELENA</u></b> .....	22
<b>3.4.1 Présentation d'HELENA</b> .....	22
<b>3.4.2 Caractéristiques du transistor</b> .....	23
<b><u>3.4.2.1 Le menu Layer Data</u></b> .....	23
<b><u>3.4.2.2 Le menu Transistor Topology</u></b> .....	23
<b><u>3.4.2.3 Le menu Physical Parameters</u></b> .....	23
<b><u>3.4.2.4 Le menu Extrinsic Elements</u></b> .....	24
<b>3.4.3 Loi de commande de charges</b> .....	24
<b>3.4.4 Caractéristiques continues</b> .....	25
<b>3.4.5 Caractéristiques hyperfréquences</b> .....	25
<b>3.4.6 Comparaison avec les autres filières de HEMTs</b> .....	26
<b>3.4.7 Conclusion</b> .....	27
<b>4 Conclusion du premier chapitre</b> .....	28
<b>Bibliographie du chapitre I</b> .....	30

## **CHAPITRE II**

<b>1. Introduction</b> .....	33
<b>2. Rappels sur l'épitaxie par jets moléculaires</b> .....	34
<b><u>2.1 Principe</u></b> .....	34
<b><u>2.2 Mécanismes de croissance</u></b> .....	34
<b><u>2.3 Particularités du bâti</u></b> .....	35
<b>2.3.1 Substrat</b> .....	35
<b>2.3.2 Croissance</b> .....	35
<b>2.3.3 Températures</b> .....	36
<b>2.3.4 Flux</b> .....	36
<b>2.3.5 Cellules</b> .....	36

<b>3. Méthodes de caractérisation des matériaux épitaxiés</b> .....	37
<b><u>3.1 Caractérisation in-situ : RHEED</u></b> .....	37
3.1.1 RHEED statique .....	37
3.2.1 RHEED dynamique.....	38
<b><u>3.2. Photoluminescence</u></b> .....	38
3.2.1 Principe .....	38
3.2.2 Application à la détermination de la composition de composés ternaires .....	39
<u>3.2.2.1 Matériaux "parfaits"</u> .....	39
<u>3.2.2.2 Introduction d'une contrainte résiduelle</u> .....	40
<u>3.2.2.3 Conclusion</u> .....	41
<b><u>3.3 Diffraction des Rayons X</u></b> .....	41
3.3.1 Principe .....	42
3.2.2 Résultats.....	43
<b><u>3.4 Microscopie optique</u></b> .....	43
3.4.1 Champ clair et champ noir.....	43
3.4.2 Interférences Nomarski .....	44
<b><u>3.5 Microscopies électroniques</u></b> .....	44
3.5.1 Microscopie électronique à balayage .....	44
3.5.2 Microscopie électronique en transmission .....	44
<u>3.5.2.1 Principe</u> .....	45
<u>3.5.2.2 Obtention d'une image</u> .....	45
<u>3.5.3.3 Echantillons</u> .....	45
3.5.3 Conclusion.....	46
<b><u>3.6 Caractéristiques électriques : Effet Hall</u></b> .....	46
3.6.1 Principe de l'effet Hall. ....	46
<b>4 Croissance de GaInAs métamorphique sur substrat de GaAs</b> .....	47
<b><u>4.1 Introduction</u></b> .....	47
<b><u>4.2 Paramètres de croissance</u></b> .....	48
4.2.1 Température du substrat.....	48
4.2.2 Structure des couches épitaxiées .....	49
4.2.3 Conclusion.....	50

<b><u>4.3 Croissance du tampon métamorphique</u></b> .....	50
<b>4.3.1 Introduction</b> .....	50
<b>4.3.2. Epitaxie n° 901121</b> .....	51
<u>4.3.2.1 Paramètres de croissance</u> .....	51
<u>4.3.2.2 Caractérisation électrique</u> .....	51
<u>4.3.2.3 Conclusion</u> .....	52
<b>4.3.3 Epitaxie n° 910120</b> .....	52
<u>4.3.3.1 Paramètres de croissance et structure</u> .....	53
<u>4.3.3.2 Observations au microscope optique</u> .....	53
<u>4.3.3.3 Photoluminescence</u> .....	53
<u>4.3.3.4 Double diffraction des rayons X</u> .....	54
<u>4.3.3.5 Microscopie électronique en transmission</u> .....	55
<u>4.3.3.6 Caractérisation électrique : effet Hall</u> .....	55
<u>4.3.3.7 Interprétation</u> .....	55
<b>4.3.4 Epitaxie n° 910608</b> .....	56
<u>4.3.4.1 Structure et conditions de croissance</u> .....	57
<u>4.3.4.2 Observation en microscopie optique</u> .....	57
<u>4.3.4.3 Photoluminescence</u> .....	57
<u>4.3.4.4 Double Diffraction des Rayons X</u> .....	57
<u>4.3.4.5 Microscopie Electronique en Transmission</u> .....	58
<u>4.3.4.6 Caractéristiques électriques : Effet Hall</u> .....	58
<u>4.3.4.7 Interprétation</u> .....	58
<b>4.3.5 Exemple d'une rampe de composition épaisse : Epitaxie VAR1054</b> .....	59
<u>4.3.5.1 Photoluminescence</u> .....	60
<u>4.3.5.2 Double diffraction des rayons X</u> .....	60
<u>4.3.5.3 Microscopie électronique en transmission</u> .....	60
<u>4.3.5.4 Interprétation</u> .....	60
<b>4.3.6 Conclusion</b> .....	61
<b>5 Etude du matériau AlInAs métamorphique</b> .....	63
<b><u>5.1 Introduction</u></b> .....	63
<b><u>5.2 Paramètres de croissance</u></b> .....	63
5.2.1 Choix du flux d'Aluminium.....	63
5.2.2 Autres flux.....	64
5.2.3 Température de croissance.....	64
5.2.4 Structure épitaxiée.....	65
<b><u>5.3 Caractérisation de l'Al<sub>0,71</sub>In<sub>0,29</sub>As métamorphique</u></b> .....	65

5.3.1 Double Diffraction des rayons X.....	65
5.3.2 Microscopie électronique en transmission.....	66
5.3.3. Photoluminescence.....	66
<u>5.4 Conclusion</u> .....	67
<b>6 Conclusion</b> .....	69
<b>Bibliographie du chapitre II</b> .....	70

## **CHAPITRE III**

<b>1 Introduction</b> .....	72
<b>2 Méthodes de caractérisation des HEMTs métamorphiques</b> .....	73
<u>2.1 Introduction</u> .....	73
<u>2.2 Effet Hall</u> .....	73
2.2.1 Méthode des attaques chimiques.....	74
2.2.2. Méthode du champ magnétique variable.....	75
2.2.3 Conclusion.....	75
<u>2.3 Profils de commande de charges dans un HEMT</u> .....	75
2.3.1 Obtention des profils $C_g(V_{gs})$ .....	76
2.3.2 Interprétation des profils $C_g(V_{gs})$ .....	76
<u>2.4 Profils de mobilité par magnétorésistance</u> .....	77
<u>2.5 Autres caractérisations</u> .....	78
<u>2.6 Conclusion</u> .....	78
<b>3 Présentation des HEMTs métamorphiques</b> .....	79
<u>3.1 Introduction</u> .....	79
<u>3.2 Structure des épitaxies HEMTs métamorphiques</u> .....	79
3.2.1 Conditions de croissance.....	79
3.2.2. Structures.....	79
<u>3.2.2.1 Structure des couches "VAR"</u> .....	79
<u>3.2.2.2 Structure des couches du DHS</u> .....	80
<u>3.3 Effet Hall sur les structures HEMTs</u> .....	80
3.3.1 Structures à dopage volumique.....	80

3.3.2 Structures à dopage plan.....	81
3.3.3 Conclusion.....	82
<b>4 Réalisation et caractérisation de HEMTs métamorphiques.....</b>	<b>82</b>
<b><u>4.1 Introduction</u></b> .....	82
<b><u>4.2 Elements de technologie</u></b> .....	83
4.2.1 Introduction .....	83
4.2.2 Solutions d'attaque chimique.....	83
4.2.3 Contacts ohmiques.....	84
4.2.3.1 Préparation de surface .....	84
4.2.3.2 Dépôts et recuits de contacts ohmiques.....	85
4.2.3.3 Réalisation des contacts Schottky de grille.....	86
4.2.4 Autres éléments de technologie .....	86
<b><u>4.3 HEMTs métamorphiques à grille longue</u></b> .....	86
4.3.1 Introduction .....	86
4.3.2 Caractérisation continue .....	87
4.3.3 Profils de commande de charges. ....	88
4.3.4 Profils de mobilité par magnétorésistance .....	90
4.3.5 Conclusion.....	91
<b><u>4.4 HEMT métamorphique à grille submicronique</u></b> .....	92
4.4.1 Introduction .....	92
4.4.2 Caractérisation continue .....	92
4.4.3 Caractérisation hyperfréquence.....	93
4.4.4 Conclusion.....	95
<b>5 Conclusion du chapitre III.....</b>	<b>96</b>
<b>Bibliographie du chapitre III.....</b>	<b>98</b>
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>99</b>

# **INTRODUCTION GENERALE**

## Introduction générale

L'évolution de la micro-électronique depuis les premiers composants en Silicium jusqu'à nos jours a consisté en l'amélioration constante des fréquences de coupure pour les applications en amplification faible bruit et des temps de commutation pour la logique ultra-rapide.

L'apparition du transistor à effet de champ a largement contribué à cette évolution. Pour ce composant, les performances intrinsèques sont conditionnées par le temps de transit des porteurs sous la grille.

La réduction de la longueur de grille ( qui peut atteindre aujourd'hui  $0,05 \mu\text{m}$  ) permet l'augmentation des performances, mais elle est conditionnée par les limites de la technologie.

Ainsi, l'utilisation de matériaux possédant de bonnes propriétés de transport, comme l'Arséniure de Gallium, est devenue nécessaire. A titre d'exemple, le MESFET GaAs, aujourd'hui largement utilisé pour la réalisation de circuits intégrés monolithiques micro-ondes ( MMIC ), présente de bonnes performances dans le domaine de l'amplification faible bruit.

L'apport par Dingle [1] des hétérojonctions entre un matériau à grande bande interdite dopé et un matériau à petite bande interdite non dopé a permis de faire évoluer les performances jusqu'à des valeurs élevées.

Le principe d'un tel transistor ( HEMT ) est basé sur le transfert des électrons du matériau à grande bande interdite vers le matériau à petite bande interdite où ils s'accumulent sur une zone large de quelques dizaines d'Angströms. Les électrons forment ainsi un gaz bidimensionnel et leur dynamique est déterminée par les propriétés de transport du matériau à petite bande interdite non dopé.

Le développement des HEMTs coïncide avec celui des techniques d'épitaxie permettant l'obtention d'interfaces abruptes telles que l'épitaxie par jets moléculaires ( EJM ), ou le dépôt en phase vapeur par organométalliques ( MOCVD ).

La caractéristique de l'hétérojonction, la discontinuité de bande de conduction, détermine la densité maximale de charges que l'on peut accumuler dans le gaz. Ainsi, l'introduction de composés ternaires adaptés en maille sur GaAs ( GaAlAs ), ou non ( GaInAs ) a contribué à des améliorations notables de la densité d'électrons dans le gaz bidimensionnel et, par suite, des fréquences de coupure.

La réalisation de HEMTs sur substrat d'InP, dont les couches actives sont formées des matériaux accordés en maille sur le substrat (  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  et  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  ) ou

comportant un canal pseudomorphique ( canal contraint de maille différente du substrat ) ont permis d'obtenir les meilleures performances actuelles. Mais l'utilisation de cette filière pour la réalisation de MMICs est limitée à cause notamment des faibles tensions de claquage, de la difficulté de réaliser de bons contacts Schottky sur AlInAs et de la difficulté d'obtenir des substrats d'InP de qualité.

Aussi, nous proposons une nouvelle filière de HEMTs permettant de rassembler les avantages respectifs des HEMTs sur GaAs et sur InP, c'est à dire, l'utilisation d'un substrat de GaAs et la réalisation de couches actives de type AlInAs/GaInAs : le HEMT métamorphique.

Le travail exposé ici se décompose en trois parties:

- L'étude des matériaux formant les HEMTs couramment utilisés sera détaillée dans le premier chapitre et débouchera sur le choix des matériaux de l'hétérojonction et de leur composition en Indium de manière à obtenir un  $\Delta E_c$  maximal. Cette hétérojonction sera étudiée plus en détail avec l'utilisation d'un programme la simulant à l'équilibre thermodynamique afin d'obtenir la densité maximale d'électrons dans le gaz bidimensionnel.

Un HEMT utilisant cette hétérojonction sera simulé à l'aide d'HELENA, et ses performances intrinsèques seront comparées à celles des HEMTs adaptés en maille sur InP et pseudomorphiques sur GaAs, obtenues de la même manière.

- Le second chapitre est consacré à la croissance par EJM des matériaux métamorphiques. La couche d'adaptation de paramètre de maille, que nous appellerons tampon métamorphique, sera étudiée par l'intermédiaire des caractérisations matériaux fournies par le Laboratoire des Structures et Propriétés de l'Etat Solide de l'Université des Sciences et Technologies de Lille ( photoluminescence, double diffraction des rayons X, microscopie électronique en transmission ), et par le Laboratoire Central de Recherches de THOMSON.

Le choix de la structure du tampon métamorphique servant à la réalisation des HEMTs sera déduit de cette discussion.

- Le troisième chapitre abordera la réalisation de HEMTs métamorphiques. L'étude de composants à grille longue (  $L_g > 1 \mu\text{m}$  ) nous permettra de comprendre les mécanismes et les propriétés de transport sous la grille. Enfin, les performances continue et hyperfréquence d'un HEMT métamorphique à grille submicronique (  $L_g \sim 0,4 \mu\text{m}$  ) seront présentées.

[1] Dingle et al.

Appl. Phys. Lett., vol. 33, page 665, 1978.

# CHAPITRE I

## 1. Introduction

Le premier chapitre concerne l'étude des performances des HEMTs existants par rapport aux matériaux formant l'hétérojonction. Ces matériaux ( GaAs,  $\text{Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ ,  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  et  $\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$  ) seront étudiés indépendamment en distinguant, quand cela sera nécessaire, les propriétés de transport en fonction de la contrainte résidente dans le matériau, et de la composition en Indium ( ou en Aluminium ) des matériaux ternaires.

A l'aide des propriétés des matériaux, nous donnerons un état de l'art des différentes filières de HEMTs.

Puis, nous présenterons le concept d'hétérojonction métamorphique, pour laquelle nous donnerons la composition d'indium optimale de chaque composé ternaire (  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  et  $\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$  ) de manière à obtenir les meilleures performances de transport. Ces performances seront données, d'une part par un modèle calculant à l'équilibre thermodynamique la densité maximale de charges que l'on pourra accumuler dans le canal métamorphique, et, d'autre part, par un logiciel de simulation de HEMTs, HELENA, qui nous donnera les performances continues et hyperfréquences que devrait atteindre un HEMT métamorphique tel qu'il a été défini.

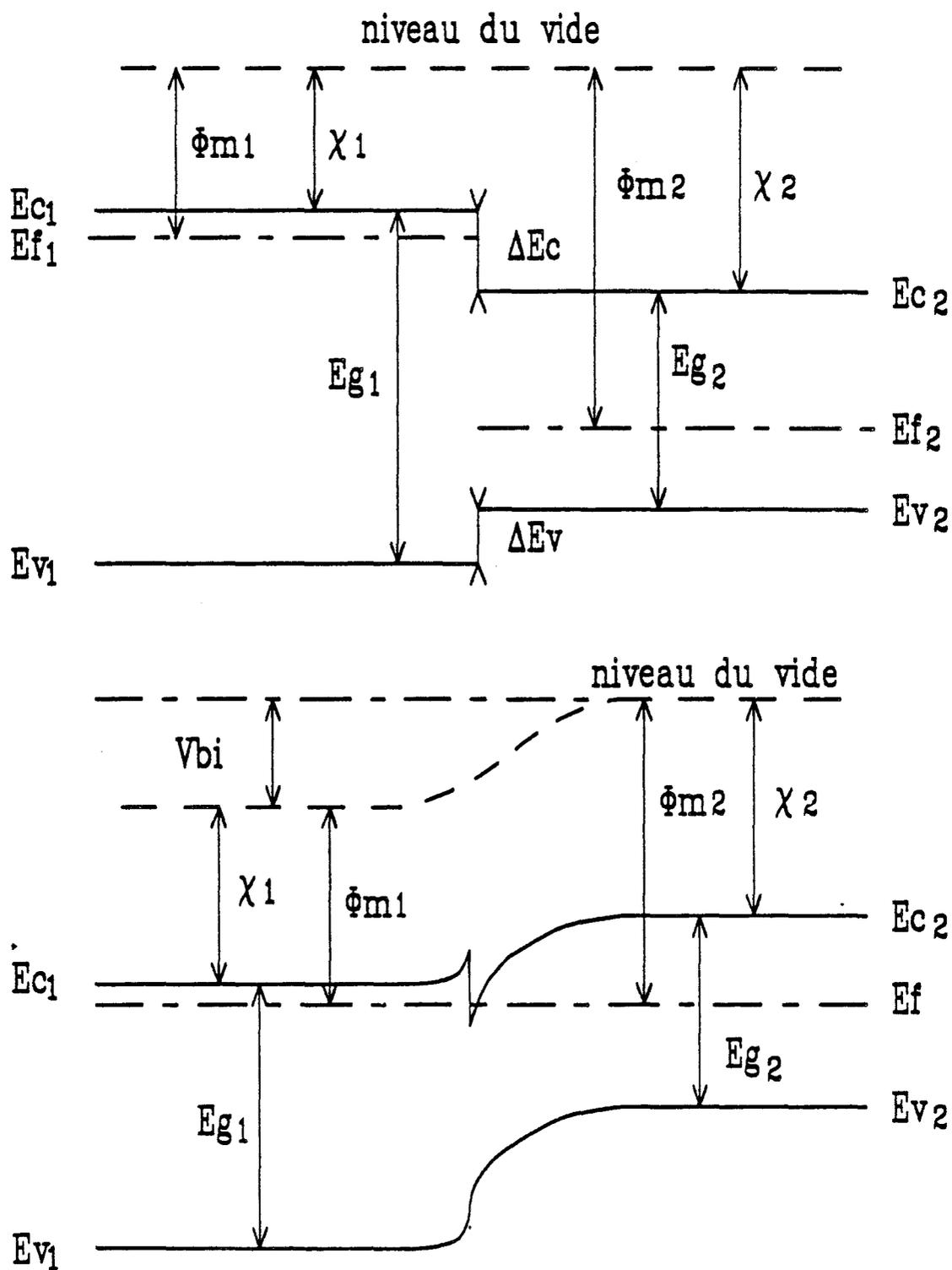


Figure I.1: Structure de bande d'une hétérojonction suivant le modèle d'Anderson.

## 2. Rappels sur les HEMTs

### 2.1 Présentation

Les transistors à effet de champ à hétérojonction ont été largement étudiés depuis quelques années. Ces transistors se caractérisent par la discontinuité de bande interdite formée par l'hétérojonction ( figure I.1 ). La composante qui nous intéresse est la discontinuité de bande de conduction. Nous développerons plus loin en détail l'influence de cette discontinuité, mais nous pouvons dire qu'il apparaît dans le puits une densité surfacique de charges et une grande mobilité des électrons.

Pour ces raisons, de tels transistors possèdent les noms suivants : HEMT ( High Electron Mobilité Transistor ), TEGFET ( Thon dimension Electron Gis Fiel Effectif Transistor ) SDHFET ( Selectively-Doped Heterostructure Fiel Effectif Transistor) et MODFET ( MOdulation Dope Fiel Effectif Transistor ).

Dans ce mémoire, nous utiliserons l'abréviation HEMT pour définir un tel transistor.

Nous pouvons distinguer deux familles de HEMTs. Les HEMTs adaptés en maille sur substrat GaAs ou InP, dans lesquels les couches actives sont libres de contrainte. Le HEMT adapté en maille sur GaAs utilise les matériaux GaAlAs et GaAs, et il est appelé HEMT conventionnel. Le HEMT adapté en maille sur InP utilise, pour sa part, les matériaux  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  et  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ .

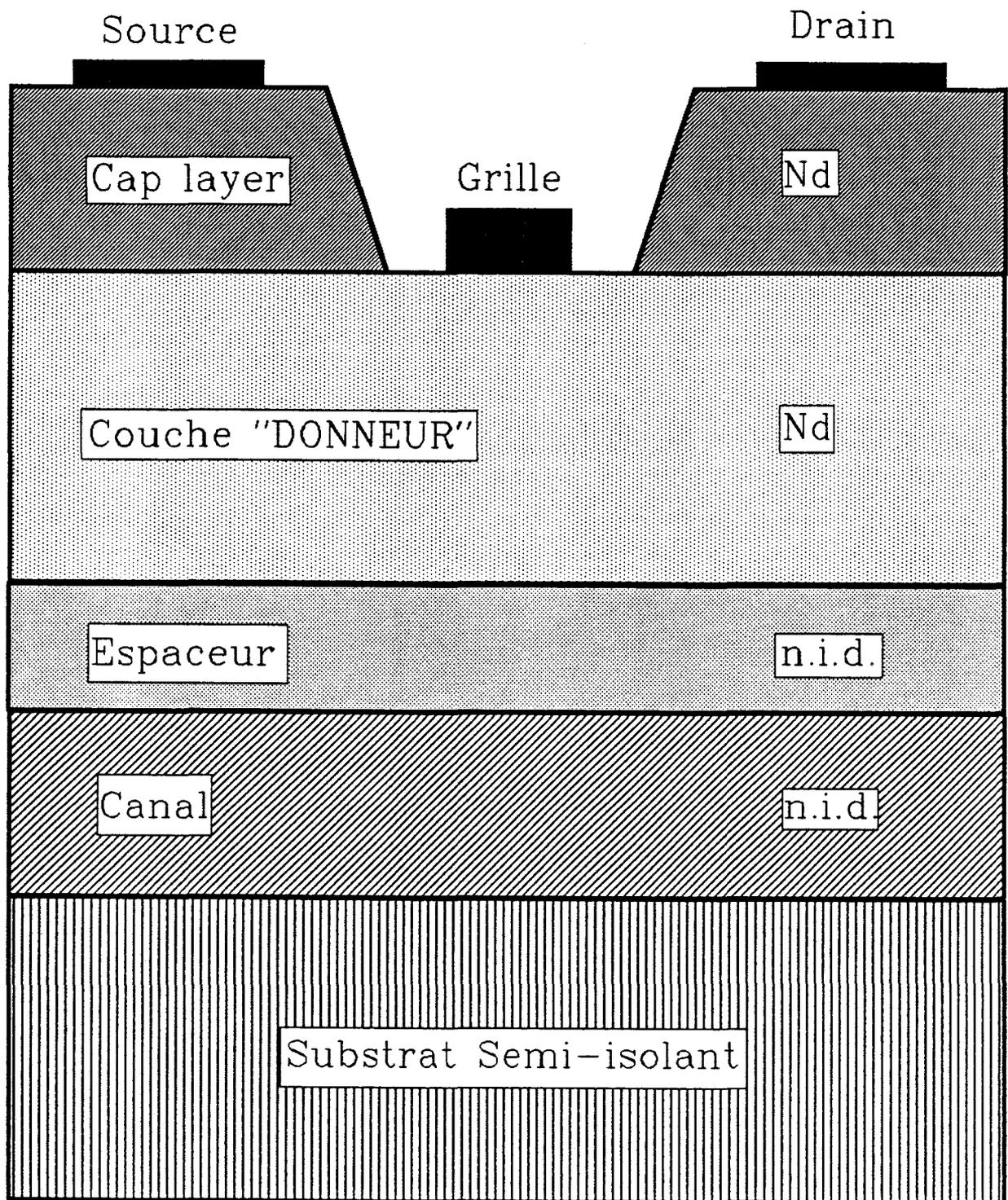
La seconde famille se caractérise par le fait que le canal où s'effectue le transport des électrons est dit pseudomorphique [1]. Les substrats utilisés sont les mêmes que pour les HEMTs adaptés en maille. Le HEMT pseudomorphique sur GaAs utilise les matériaux GaAlAs et  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  avec  $x < 30\%$ , le HEMT pseudomorphique sur InP utilise  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  et  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  avec  $x > 53\%$ .

Malgré les différents matériaux employés pour ces HEMTs, il nous est possible de définir une structure-type dans laquelle chaque couple de matériaux pourra se substituer au couple matériau à petite bande interdite-matériau à grande bande interdite que nous utiliserons. A chaque fois que cela sera nécessaire, nous distinguerons le cas "adapté en maille" et le cas "pseudomorphique".

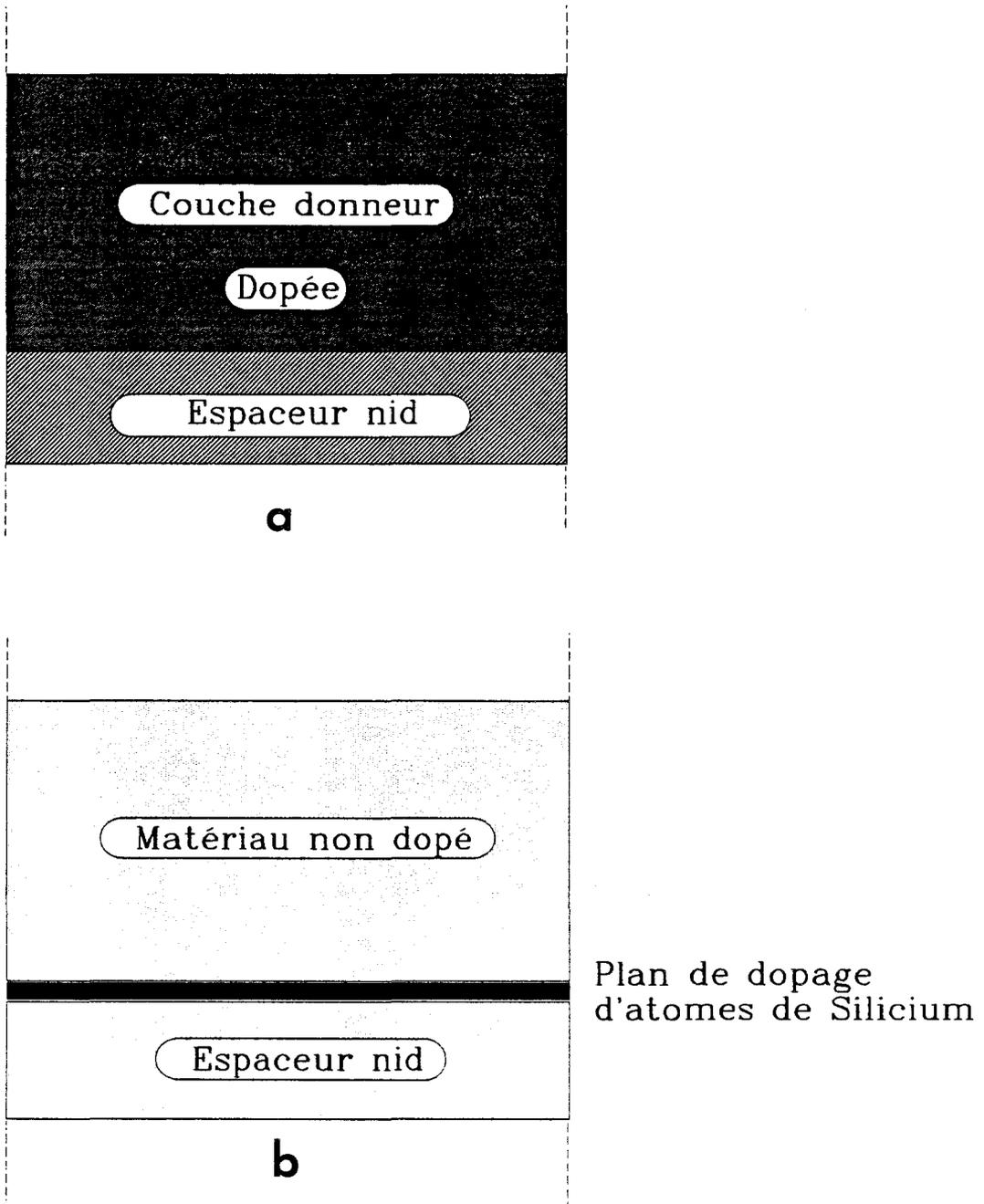
### 2.2 Structure type

Le HEMT se compose, nous l'avons vu, d'une hétérojonction et de 3 contacts : deux contacts ohmiques de source et de drain et un contact Schottky de grille.

Nous allons décrire, ici, la structure de base d'un HEMT en commençant par le substrat pour finir par la couche superficielle. Le couple de matériaux utilisé n'est formé que



**Figure I.2:** Structure type d'un HEMT.



**Figure I.3:** Représentation de la couche donneur dopée en volume (a) ou par un plan de dopage (b).

d'un matériau à grande bande interdite et d'un autre à petite bande interdite. Ainsi, tous les couples de matériaux ( GaAlAs/GaAs, GaAlAs/GaInAs, AlInAs/GaInAs ) peuvent se substituer au couple-type pour donner la structure du HEMT correspondant.

La figure I.2 est une représentation schématique d'un schéma type vue par la tranche. La direction de croissance est verticale.

Le substrat, semi-isolant, peut être du GaAs ou de l'InP suivant le type de HEMT, et donc de l'application à réaliser.

Une couche tampon est épitaxiée sur ce substrat de manière à commencer la croissance des couches actives en ayant la surface la plus parfaite possible ( possédant le moins de défauts ). Cette couche peut servir aussi à isoler les électrons du canal du substrat afin d'éviter une fuite des électrons ( ce qui se produit avec un substrat comme l'InP ).

Ensuite vient le canal, formé du matériau à petite bande interdite. Son épaisseur varie suivant qu'il est pseudomorphique ou adapté en maille sur le substrat. Le canal est la première composante de l'hétérojonction. Sa bande interdite étant choisie plus petite, l'association des deux matériaux forme un puits de potentiel sur la bande de conduction. Les électrons, commandés par la grille, feront du canal la couche de transport.

La deuxième composante de l'hétérojonction est le matériau à grande bande interdite. Dopé grâce à des éléments IV ( Si, C, ... ), il va fournir les électrons libres nécessaires au fonctionnement du transistor. Nous appellerons cette couche, couche donneur.

Il existe deux manières de doper un tel matériau.

La première méthode ( figure I.3a ) consiste à incorporer des atomes donneurs au fur et à mesure que la croissance de la couche s'effectue. De cette manière, les atomes donneurs sont repartis dans un volume de matériau. On parle alors de dopage volumique.

La seconde méthode ( figure I.3b ), qui est de plus en plus utilisée, consiste en l'épitaxie du matériau non intentionnellement dopé sur une certaine épaisseur ( 20 Å, le plus souvent ), puis la croissance est arrêtée et on dépose une mono-couche d'atomes donneurs, et la croissance se poursuit. La couche fine ainsi déposée lors de l'arrêt de la croissance se nomme plan de dopage.

Ces deux méthodes diffèrent du point de vue du nombre d'atomes ionisés ( donc du nombre d'électrons libres ) que peut fournir la couche donneur. La structure à dopage plan permet l'incorporation et l'ionisation d'un plus grand nombre de donneurs, que la structure à dopage volumique.

Il est aussi nécessaire de séparer spatialement les charges ionisées des électrons du canal. Pour cela, il suffit d'intercaler entre le canal et la couche dopée une couche de matériau donneur non intentionnellement dopé: l'espaceur. Dans le cas du dopage plan, cette couche est la partie inférieure de la couche donneur de la figure I.3b.

L'épaisseur de cet espaceur influe sur la mobilité et la densité des électrons dans le canal. Plus cette épaisseur est importante, plus la mobilité augmente, mais en contre partie la densité de porteurs ( $N_s$ ) diminue [2]. L'épaisseur la plus rencontrée dans la littérature est 20 Å. Le matériau donneur sert aussi de support au contact Schottky. Le contact est déposé au fond d'un recess situé dans l'espace source-drain du transistor. La profondeur du recess, ou la distance entre la grille (contact Schottky), et le canal, permet de fixer la valeur de la tension de pincement du HEMT, et, par suite, des performances.

Enfin, afin de déposer des contacts ohmiques de bonne qualité, une couche de contacts, le plus souvent du matériau à petite bande interdite, est épitaxiée. Cette couche est très dopée de manière à obtenir d'excellents contacts ohmiques (résistance de contact  $R_c < 0,1 \Omega \text{ mm}$ ) [3] et des résistances d'accès faible pour le futur composant.

Suivant les couples de matériaux utilisés et les performances requises pour le HEMT, la structure des couches actives peut être modifiée. Citons notamment les épaisseurs des couches, le dopage, l'introduction d'un deuxième canal, le dépôt de la Schottky sur une couche de matériau à grande bande interdite non dopé [4] ou encore une couche de contacts non dopée [5].

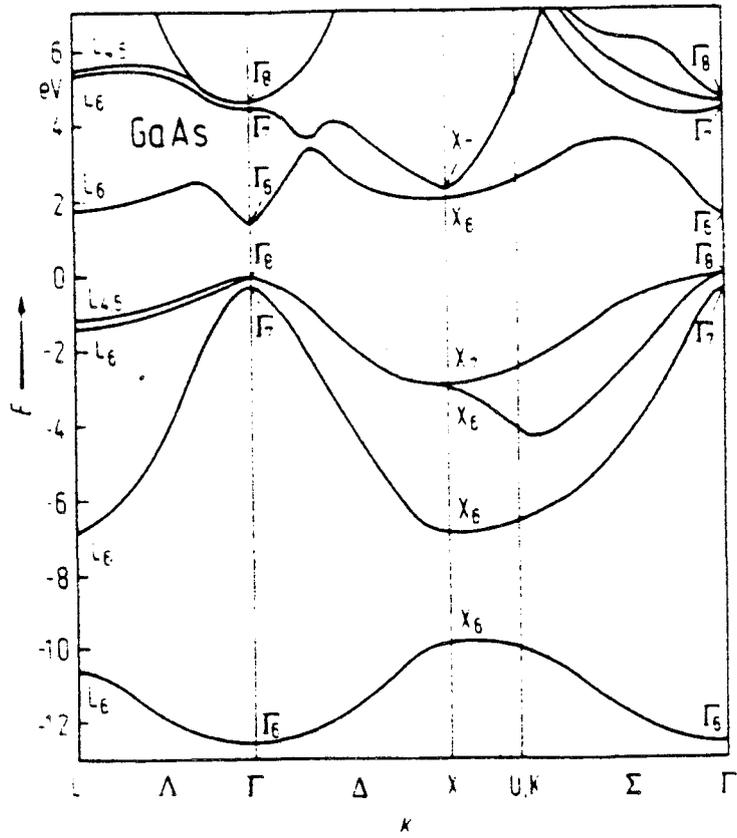
Nous allons, dans le paragraphe suivant, nous intéresser aux paramètres des matériaux utilisés pour les HEMTs.

### **2.3 Etude des matériaux utilisés pour les HEMTs**

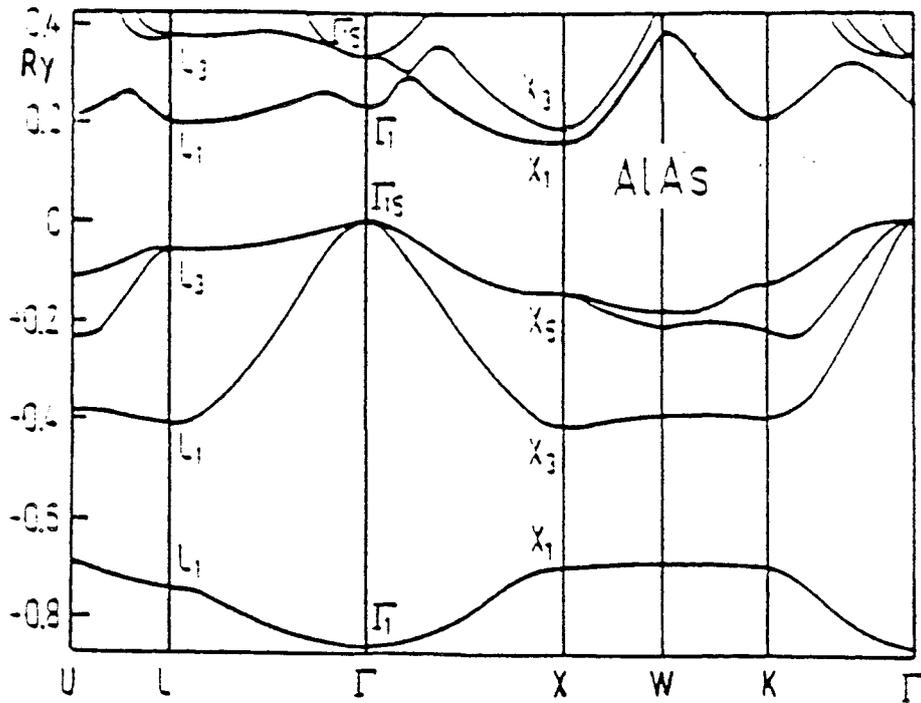
Nous allons étudier dans ce paragraphe les matériaux que nous avons cités plus haut, et qui forment les hétérojonctions des HEMTs.

Les quatre matériaux concernés sont :

- le GaAs, canal du HEMT adapté en maille sur GaAs,
- $\text{Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ , matériau donneur des HEMTs sur GaAs ( pseudomorphique et adapté en maille ),
- le  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ , canal des HEMTs pseudomorphiques sur substrat de GaAs ( $x < 0,30$ ), adaptés en maille sur InP ( $x = 0,53$ ) et pseudomorphiques sur InP ( $x > 0,53$ ),
- l' $\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$  matériau donneur des HEMTs sur InP pour  $y = 0,52$ .



**Figure I.4:** Structure de bande du GaAs.



**Figure I.5:** Structure de bande de AlAs.

Les propriétés des matériaux GaAs et  $\text{Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$  seront brièvement évoquées. Le lecteur pourra trouver des références bibliographiques dans lesquelles ces matériaux sont étudiés, notamment Adachi [6].

Les matériaux ternaires à base d'Indium ( $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  et  $\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$ ) seront, quant à eux, étudiés en fonction de leur composition en Indium (de 0 à 100%), et de la contrainte, pour le  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ .

### 2.3.1 Le matériau GaAs

Le matériau GaAs cristallise dans la structure spharélite "Zinc-Blende". La structure cristallographique est composée de deux sous-réseaux cubiques à faces centrées correspondant chacun à l'élément III (Gallium) et V (Arsenic). Le paramètre de maille à 300K est de 5,6533 Å.

La structure de bande du GaAs comporte une bande interdite directe dans la vallée  $\Gamma_8$  (figure I.4). La valeur de la largeur de bande interdite est de 1,424 eV à 300K et 1,508 eV à 77K. La masse effective des électrons dans la vallée  $\Gamma$  est  $m^* = 0,067 m_0$ , avec  $m_0$  la masse de l'électron au repos.

### 2.3.2 Le matériau GaAlAs

Le matériau  $\text{Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$  est une solution solide des binaires GaAs et AlAs (figure I.5). Sa cristallisation s'effectue de la même manière que le GaAs.

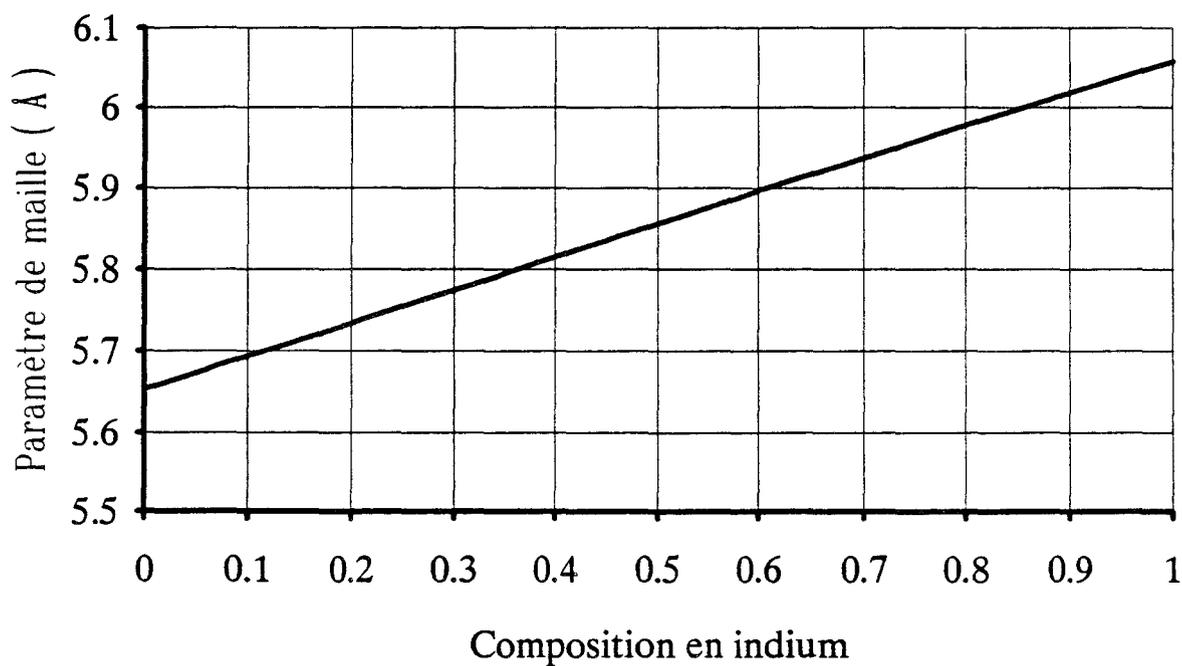
Les paramètres de maille de GaAs (5,6533 Å) et AlAs (5,661 Å) sont très proches. Le désaccord de maille maximal, entre GaAs et AlAs est de l'ordre de 0,1%. Cela permet de considérer le matériau  $\text{Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$  ( $0 < z < 1$ ) comme adapté en maille sur GaAs avec un paramètre de maille peu différent de 5,6533 Å. Cela permet de réaliser facilement du GaAlAs sur un substrat de GaAs.

Le  $\text{Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$  a la particularité de posséder deux types de bande interdite suivant la composition d'Aluminium. Pour  $z < 0,44$ , la bande interdite est directe et pour  $z > 0,44$ , elle est indirecte.

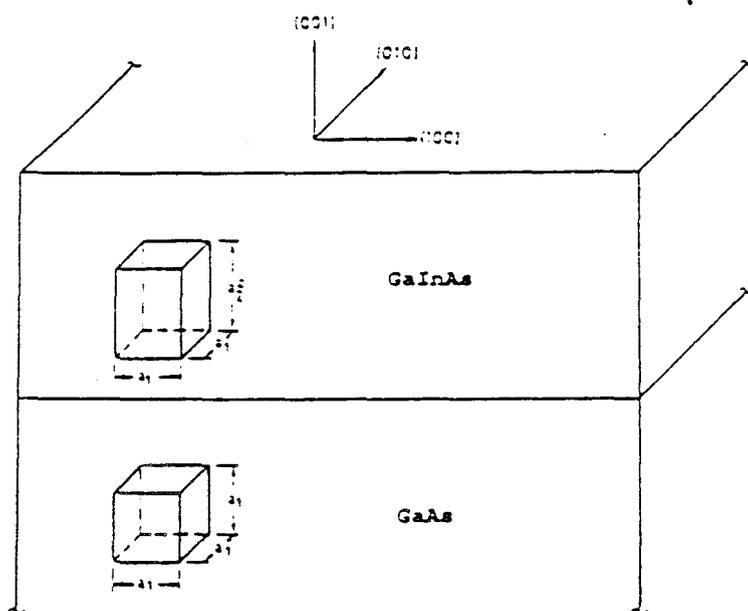
Dans le cas des HEMTs sur GaAs, la composition d'Aluminium est souvent prise inférieure à 0,35 pour des raisons de défauts électriques que nous évoquerons plus loin. Ainsi la largeur de bande interdite du  $\text{Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$  à température ambiante s'exprime par :

$$E_{\Gamma}^{\Gamma}(z) = 1,424 + 1,247 z \text{ (eV) pour } z < 0,44 \text{ [7]}$$

$$E_{\Gamma}^X(z) = 1,9 + 0,125 z + 0,143 z^2 \text{ (eV) pour } z > 0,44 \text{ [8]}$$



**Figure I.6:** Paramètre de maille de  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  en fonction de la composition en Indium. Le matériau est considéré comme non contraint à la température ambiante.



**Figure I.7:** Déformation de la maille de GaInAs en maille tétragonale sous l'effet de la contrainte.

Les masses effectives du  $\text{Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$  sont pour la vallée  $\Gamma_8$  :

$$m^* = (0,067 + 0,083 z) m_0$$

De même que pour GaAs, le lecteur peut se reporter aux travaux de Adachi [9], Chang [10] et Robson [11] afin d'obtenir plus d'informations sur les matériaux GaAlAs.

### 2.3.3 Le matériau $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$

Nous allons étudier le matériau  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  en volume. La base de la discussion sera le matériau non contraint en fonction de la composition en Indium. Nous regarderons aussi les cas particuliers du matériau contraint pour  $x < 0,3$  et  $x > 0,53$ , et le matériau non contraint  $x = 0,53$  adapté en maille sur InP.

#### 2.3.3.1 Paramètre de maille

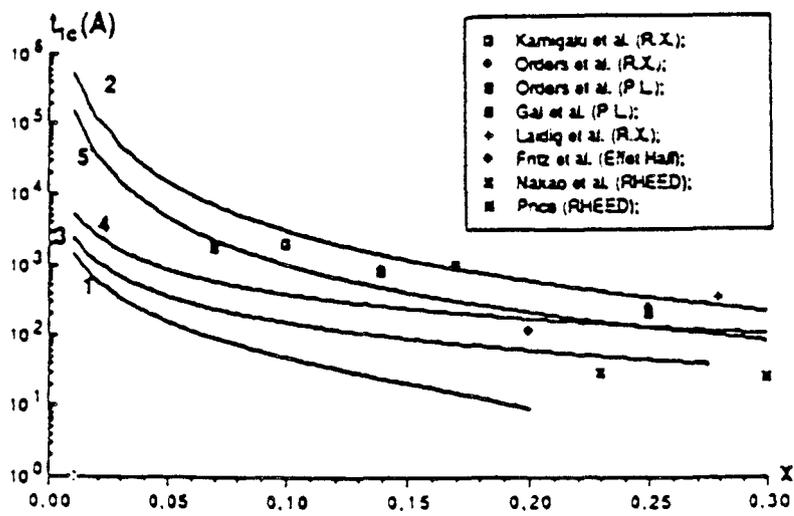
A l'équilibre thermodynamique, le ternaire GaInAs est un alliage des deux binaires GaAs et InAs. Ces deux binaires sont des ternaires particuliers pour  $x = 0$  ( GaAs ) et  $x = 1$  ( InAs )

En première approximation, le paramètre de maille du  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  peut s'écrire à l'aide d'une loi de Végard linéaire en  $x$  (  $x$  représentant le pourcentage d'Indium de l'alliage ). Aussi, nous adopterons comme paramètre de maille la loi suivante à 300K ( figure I.6 ):

$$a_{\text{GaInAs}} = 5,6533 + 0,405 x \text{ ( \AA )}$$

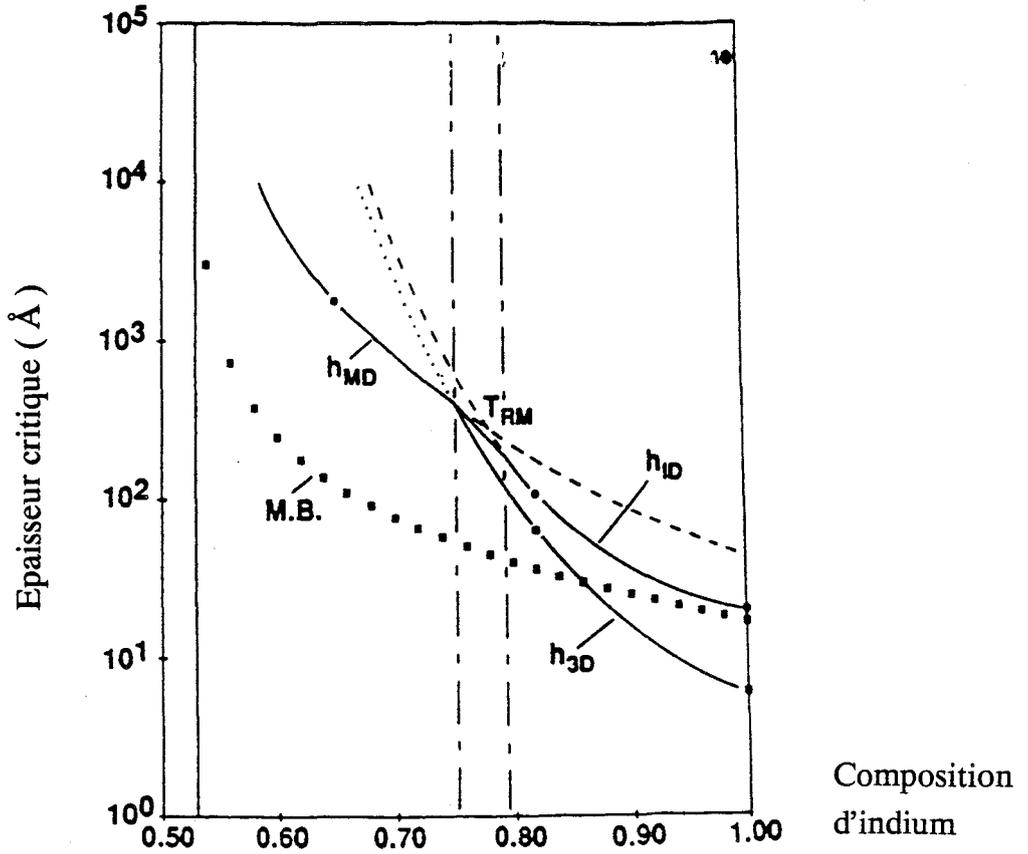
Pour  $x = 0,53$ , le paramètre de maille est de  $5,868 \text{ \AA}$ , et il peut être considéré comme identique à celui de l'InP (  $5,869 \text{ \AA}$  ).

Lorsque le matériau est contraint pour  $x < 0,3$  sur GaAs et  $x > 0,53$  sur InP, la maille de GaInAs se déforme pour devenir tétragonale ( figure I.7 ). Pour les matériaux pseudomorphiques il existe une épaisseur, dite épaisseur critique, au delà de laquelle la contrainte contenue dans le matériau se relaxe par l'apparition de dislocations de désadaptation ( misfits ). Plusieurs auteurs ont calculé cette épaisseur critique sur du  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  épitaxié sur substrat de GaAs. Les résultats obtenus sur la figure I.8 montrent que cette épaisseur diminue fortement lorsque l'on augmente le pourcentage d'Indium. Pour Matthews et Blakeslee, cette épaisseur est de  $100 \text{ \AA}$  pour  $x = 0,30$ . Ceci explique que très peu de HEMTs pseudomorphiques sur GaAs ont un canal dont la composition excède 30%.



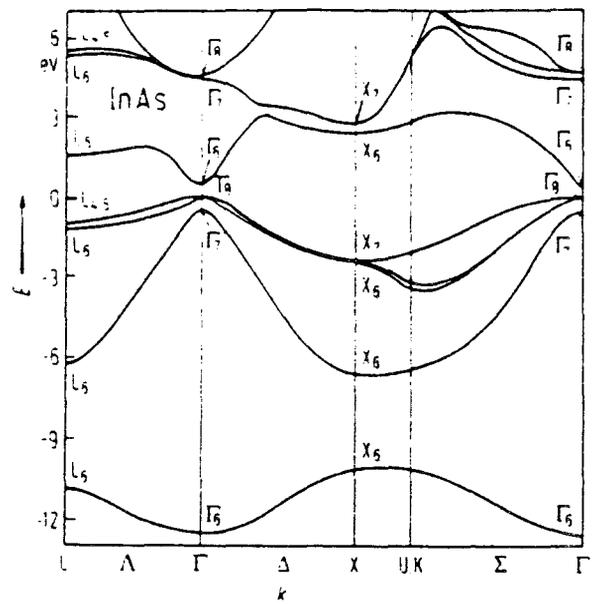
Courbe 1: Modèle de van der Merwe  
 Courbe 2: Modèle de People et Bean  
 Courbe 3: Modèle de Matthews  
 Courbe 4: Modèle de van de Leur et al.  
 Courbe 5: Modèle de Marie et al.

**Figure I.8:** Epaisseurs critiques calculées et mesurées dans le cas d'une couche simple de GaInAs épitaxiée sur GaAs.



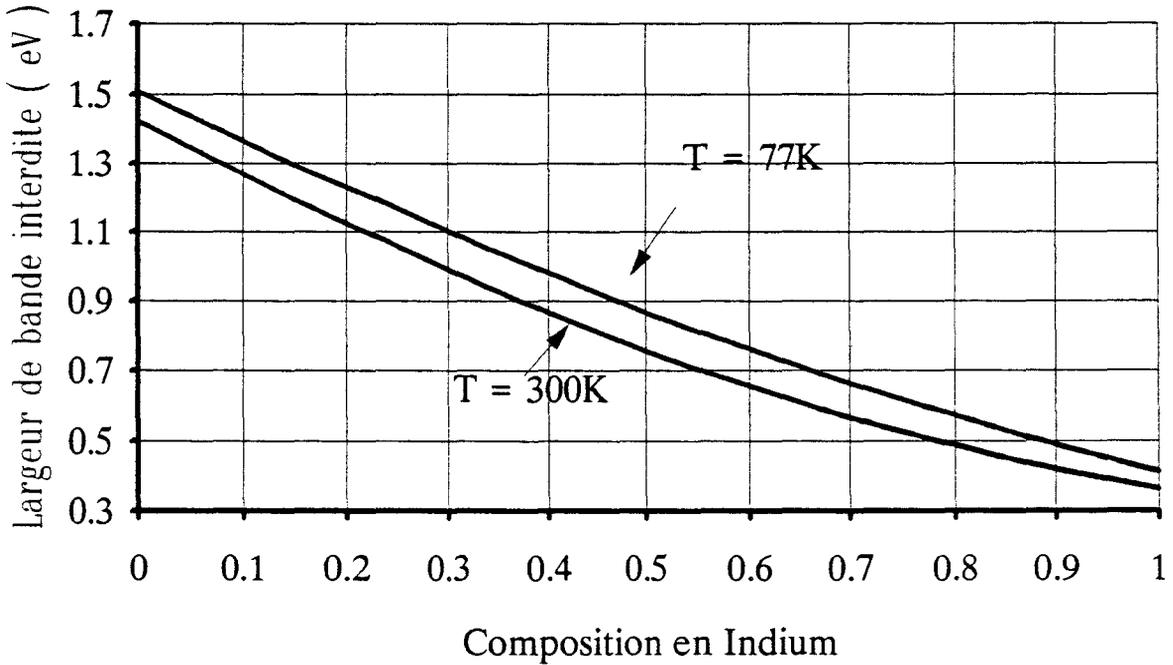
**Figure I.9:** Epaisseurs critiques calculées et mesurées dans le cas d'une couche simple de GaInAs épitaxiée sur InP.

**Figure I.10:** Structure de bande de InAs.



Matériau	Eg 300K ( eV )	Eg 77K ( eV )
GaAs ( x = 0 )	1,424	1,508
Ga <sub>0,47</sub> In <sub>0,53</sub> As	0,723	0,834
InAs ( x = 1 )	0,364	0,413

**Figure I.11:** Valeurs particulières de la bande interdite de GaInAs.



**Figure I.12:** Largeur de bande interdite du Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As en fonction de la composition en Indium à 300 et 77K.

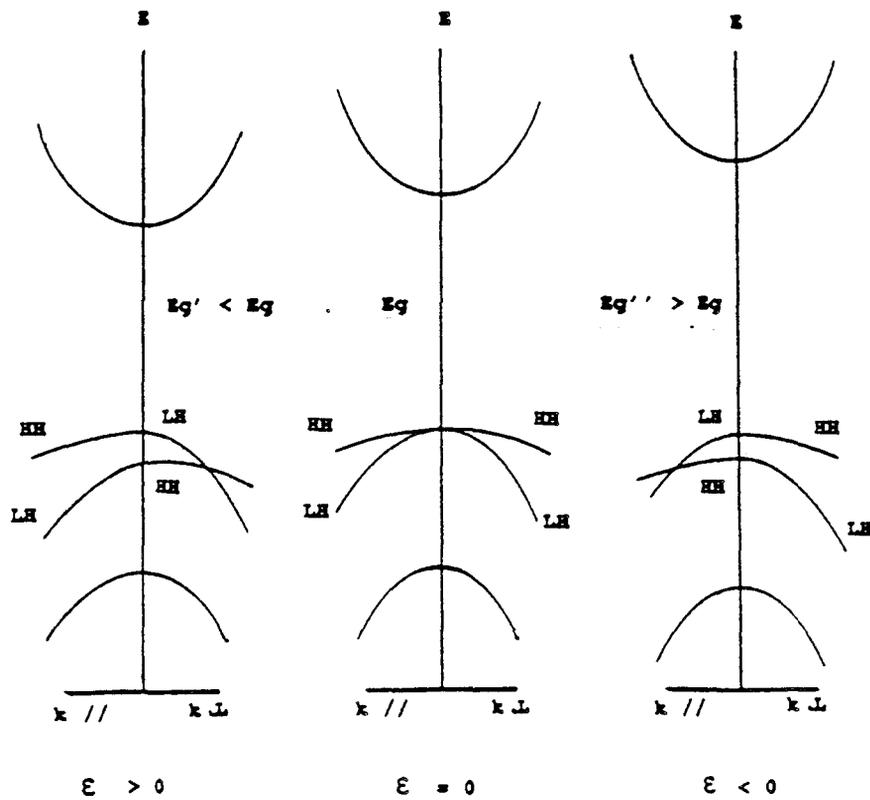


Figure I.13: Evolution de la structure de bande en vallée  $\Gamma$  avec la contrainte.

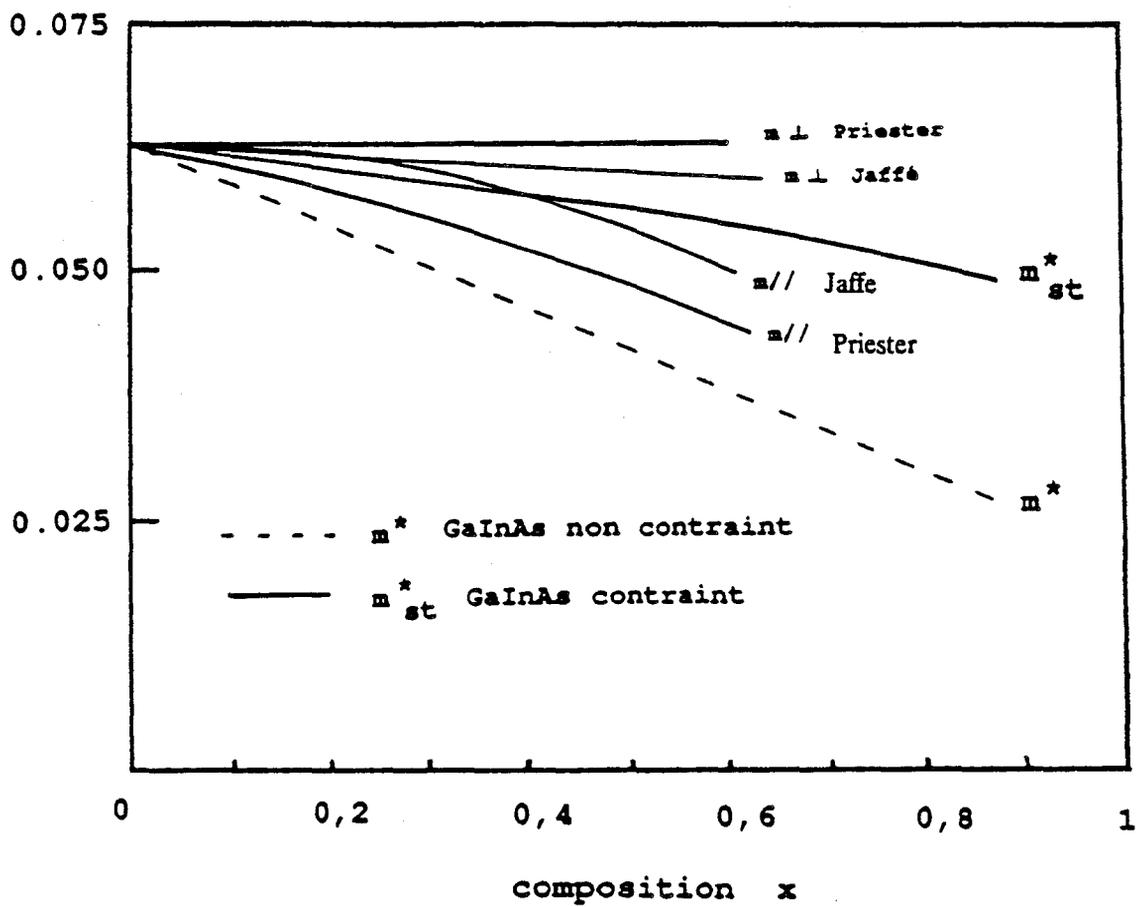


Figure I.14: Masses effectives des électrons dans GaInAs.

Pour le matériau  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  pseudomorphique sur InP ( $x > 0.53$ ), l'évolution de la maille cristalline est identique à précédemment. Toutefois, les épaisseurs critiques mesurées par certains auteurs sont légèrement supérieures à celles que l'on peut calculer avec un modèle de type Matthews - Blakeslee ( figure I.9 ). Pour comparaison, l'épaisseur critique du  $\text{Ga}_{0.2}\text{In}_{0.8}\text{As}$  est de 110 à 120 Å.

T. Akazaki et al [12] ont réussi à épitaxier une structure de HEMT à canal InAs d'épaisseur 50 Å. Il semble donc que l'apparition des dislocations, pour un même désaccord de maille, est plus tardive lorsque l'on se rapproche du binaire InAs.

### 2.3.3.2 Structure de bande

Les deux binaires formant l'alliage ont une structure de bande interdite directe ( figure I.4 et I.10 ) dans la vallée  $\Gamma_8$ .

L'évolution de la bande interdite du ternaire peut être décrite de la même manière que le paramètre de maille. Les valeurs particulières des bandes interdites connues et mesurées sont regroupées dans la figure I.11. L'interpolation de ces valeurs donne la formule suivante à  $T = 300\text{K}$ :

$$E_{g\Gamma_0} = 1,424 - 1,615x + 0,555 x^2 \text{ eV [13]}$$

avec  $x$  = composition en Indium, l'indice 0 représentant l'état non contraint.  
et à 77K

$$E_{g\Gamma_0} = 1,508 - 1,47 x + 0,375 x^2 \text{ eV [14]}$$

( figure I.12 )

Avec l'apparition d'une contrainte, la bande interdite se modifie. Tout d'abord, au niveau de la bande de valence, il se produit une levée de dégénérescence de la bande de valence en deux bandes de trous lourds et légers. De plus, la largeur de bande interdite augmente à cause du rapprochement des atomes ( figure I.13 ).

La bande interdite contrainte peut s'exprimer:

$$E_{g_c}(x) = E_{g_0} + \left( 2 a \frac{C_{11}-C_{12}}{C_{11}} + b \frac{C_{11}+2C_{12}}{C_{11}} \right) \epsilon$$

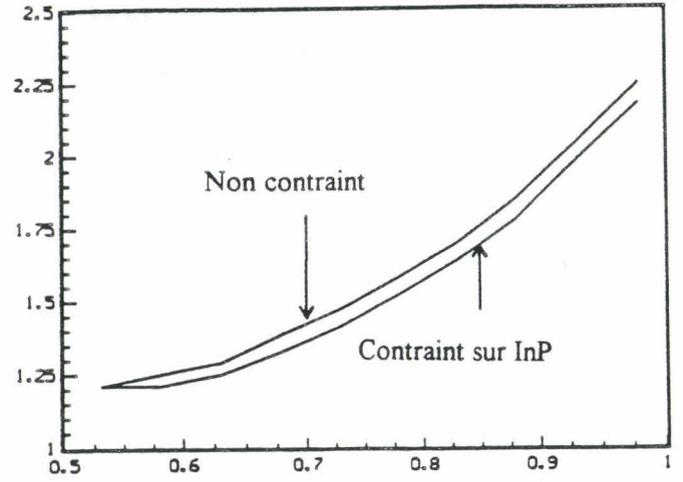
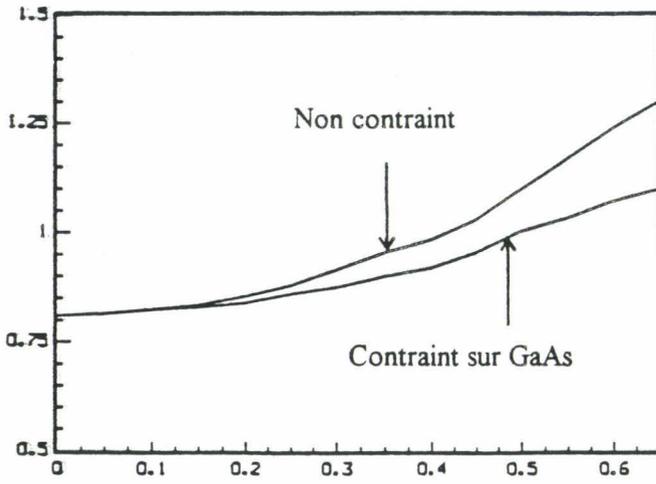
avec  $a$  = potentiel de déformation hydrostatique,

$b$  = potentiel de déformation par cisaillement,

$C_{ij}$  = compliances du GaInAs,

$\epsilon$  = la déformation par rapport à GaAs (ou à InP ).

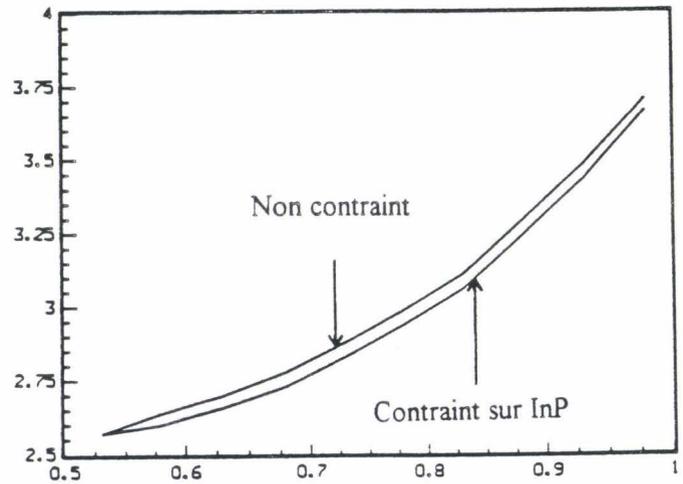
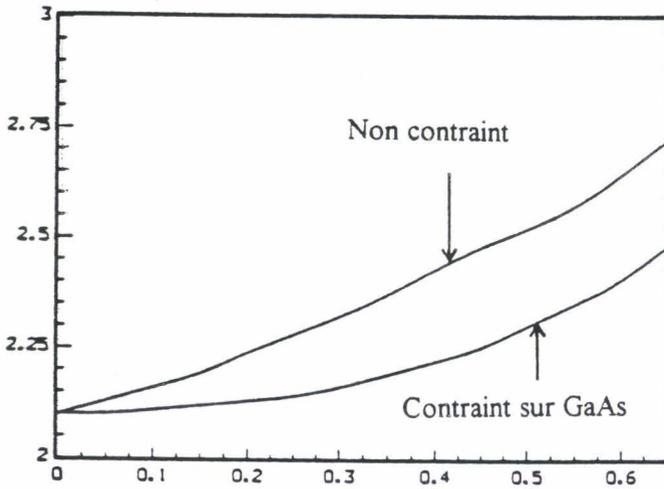
Mobilité ( $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ )



Composition en Indium

Figure I.15: Mobilité des électrons calculée par Monte-Carlo en fonction de la composition en Indium.

Vitesse pic ( $\text{cm/s}$ )



Composition en Indium

Figure I.16: Vitesse pic des électrons calculée par Monte-Carlo en fonction de la composition en Indium.

Les coefficients  $a, b, C_{ij}$  sont obtenus par interpolation linéaire des valeurs de GaAs et InAs.

De plus le matériau InAs et le ternaire GaInAs présentent une distance intervallée  $\Delta\epsilon_{\Gamma_L}$  plus grande que celle du GaAs.

### 2.3.3.3 Phénomènes de transport

Les phénomènes de transport ont été largement étudiés, en particulier par des méthodes de type Monte Carlo [15].

#### - masses effectives

Les masses effectives du matériau  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  non contraint peuvent être obtenues par une loi de Végard entre les 3 valeurs connues:

- GaAs ( $x = 0$ )	$m^* = 0,067 m_0$
- GaInAs ( $x = 0,53$ )	$m^* = 0,032 m_0$
- InAs ( $x = 1$ )	$m^* = 0,022 m_0$

d'où 
$$\frac{m^*(x)}{m_0} = 0,063 - 0,0782 x + 0,0372 x^2$$

L'évolution de cette masse effective vers les compositions en Indium élevées permet d'espérer des propriétés de transport bien meilleures que celles de GaAs.

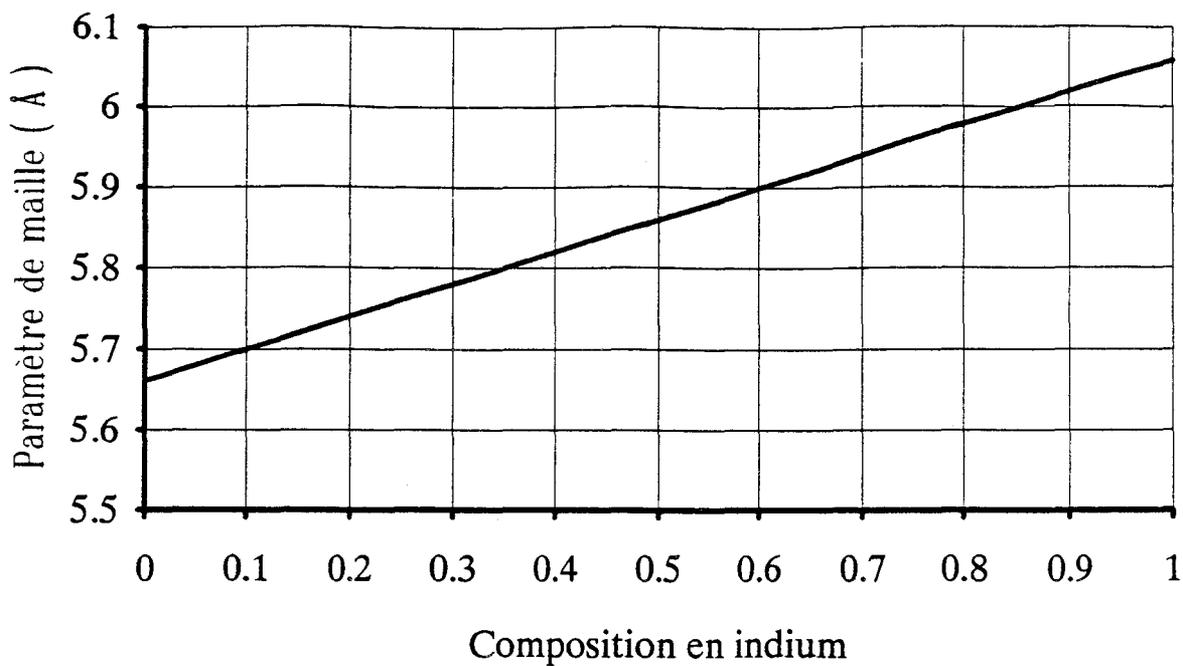
Pour le matériau pseudomorphique, Priester [16] a calculé la masse effective par une méthode de liaisons fortes. Sur la courbe de la figure I.14, on peut remarquer une nette augmentation des masses effectives avec la contrainte.

#### -transport électronique

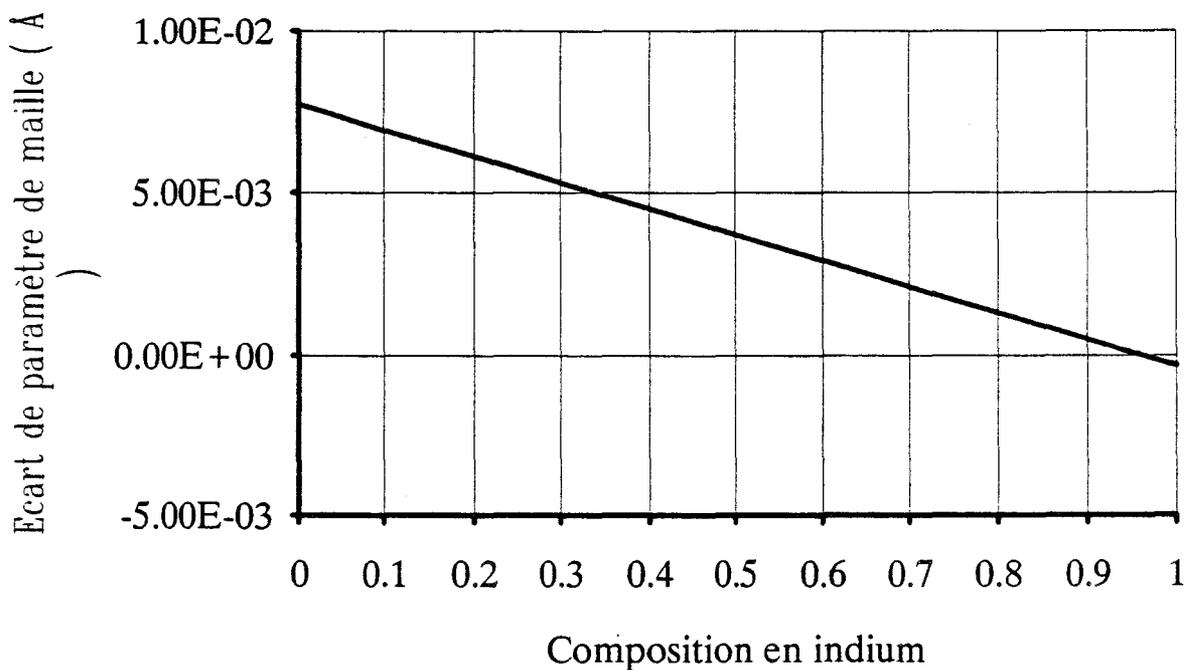
Le transport électronique dans le matériau GaInAs a été étudié par Baudry [17]. Les calculs réalisés par la méthode de Monte Carlo ont permis de donner l'évolution des mobilités et vitesses pic du matériau non contraint, pseudomorphique sur GaAs et InP.

L'évolution de la mobilité des électrons dans le matériau non contraint confirme l'hypothèse de l'amélioration des propriétés de transport avec une diminution de la masse effective.

La mobilité, calculée pour un matériau en volume, non dopé (  $N_d = 0$  ) à température ambiante suit une évolution constante de  $x = 0$  (  $\mu = 7600 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  ) à  $x = 0.98$  (  $\mu \sim 24\,000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  ) ( figure I.15 ).



**Figure I.17:** Paramètre de maille de l' $\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$  à température ambiante et non contraint.



**Figure I.18:** Ecart entre les paramètres de maille de  $\text{GaInAs}$  et  $\text{AlInAs}$  à température ambiante. La désadaptation  $\frac{\Delta a}{a}$  est de l'ordre de 0,1%.

Dans le même temps, la vitesse pic des électrons dans le même matériau passe de  $2,1 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$  pour  $x = 0$  à  $3 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$  pour  $x = 0,98$  ( figure I.16 ).

Les calculs effectués sur le matériau contraint sur GaAs montrent une diminution des mobilités et vitesses pic des électrons. Toutefois, pour  $x > 0,4$ , l'intérêt de ces calculs est considérablement réduit si nous nous intéressons au cas des HEMTs de par l'épaisseur critique.

Les propriétés du matériau GaInAs contraint sur InP semblent être moins dégradées par rapport au cas non contraint. La présence en plus grande quantité de l'Indium dans le matériau serait responsable de cela.

Des évolutions similaires sont observées à la température de l'azote liquide, les valeurs des mobilités étant plus importantes.

Dans le cas général du GaInAs épitaxié, il n'est pas possible d'obtenir un matériau à dopage nul. L'expérience montre que le matériau tend à se doper avec les impuretés résiduelles présentes dans le bâti d'épitaxie. Néanmoins, l'évolution observée devrait se conserver lorsque le dopage devient non nul.

### 2.3.4 Le matériau $\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$

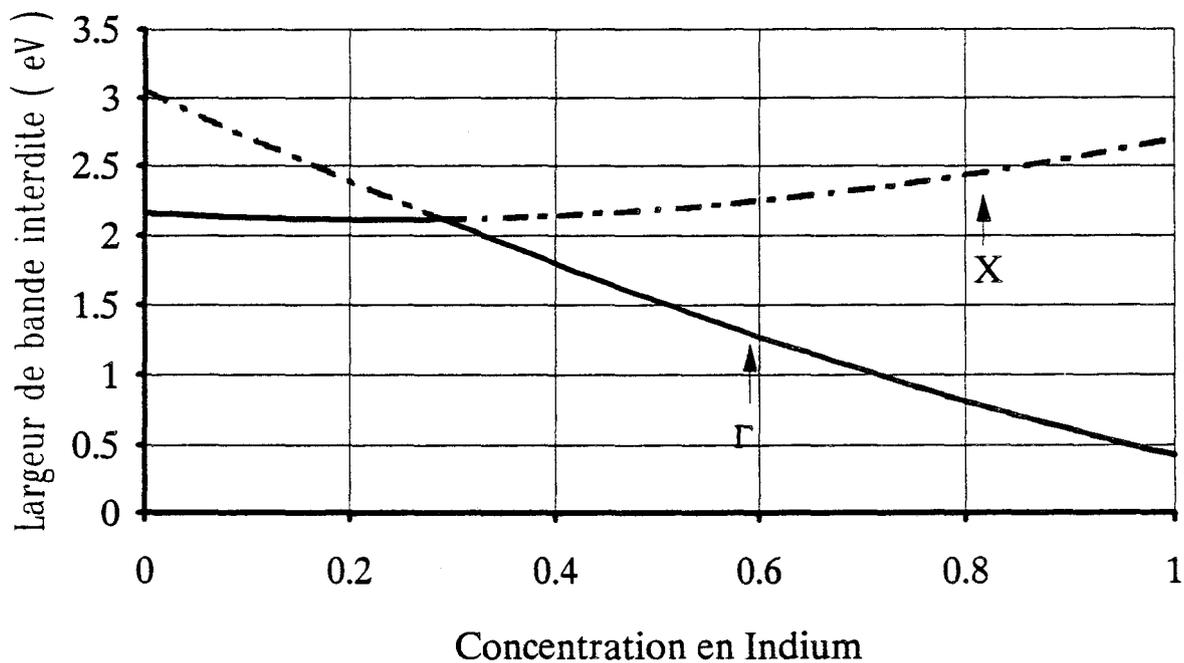
Le matériau AlInAs cristallise de la même manière que le GaInAs. Les propriétés structurales et électriques ont été essentiellement étudiées sur de l' $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  adapté en maille sur InP. Pour des compositions en Indium différentes de 0,52, il n'a, à notre connaissance pas été étudié, sauf les binaires AlAs et InAs.

#### 2.3.4.1 Paramètre de maille

Le calcul du paramètre de maille de l'AlInAs s'effectue de manière identique que pour tous les composés ternaires. Trois points particuliers sont connus. Le point  $y = 0$  ( AlAs ) dont le paramètre de maille à 300K est  $5,661 \text{ \AA}$  [18],  $y = 1$  ( InAs ) de paramètre de maille  $6,058 \text{ \AA}$  et  $y = 0,52$  (  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  adapté en maille sur InP ) avec  $a = 5,87 \text{ \AA}$ .

Une loi de Végard donne pour la température ambiante : ( figure I.17 )

$$a_{\text{AlInAs}} = 5,661 + 0,397 y \quad (\text{\AA})$$



**Figure I.19:** Largeur de bande interdite de l' $\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$  dans les vallées  $\Gamma$  et X. Le trait plein représente la bande interdite d'énergie minimale. Le point de croisement des bandes interdites directe et indirecte se produit pour  $y = 0,29$ .

Nous pouvons remarquer que l'écart entre les paramètres de maille du GaInAs et de l'AlInAs est toujours très faible ( figure I.18 ) (  $- 7.710^{-3}$  Å pour  $x = 0$  et 0 Å pour  $x = 1$  ).

Nous pouvons aussi tenter de donner une correspondance pour les compositions en Indium des deux composés. Le critère étant l'égalité des paramètres de maille. En prenant  $x$  ( respectivement  $y$  ) composition en Indium de GaInAs ( resp. AlInAs ), on trouve :

$$y = -1,94 \cdot 10^{-2} + 1,02 x$$

Nous pouvons dire que pour un même paramètre de maille de substrat, l'écart de composition entre les ternaires sera au maximum de 1,5% ( 1% pour  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  -  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  ).

#### 2.3.4.2 Structure de bande

Le matériau  $\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$ , comme tous les composés à base d'AlAs, a une bande interdite différente suivant la proportion d'Aluminium.

En effet, pour les  $y$  faibles, la structure de bande possède une transition entre bande de valence et bande de conduction indirecte, par contre pour les  $y$  élevés la bande interdite est directe.

Nous avons tenté de déterminer avec précision le point de composition où la bande interdite passe d'un état direct à un état indirect.

La bibliographie que nous avons consultée s'est avérée présenter des résultats différents suivant les auteurs en ce qui concernait la formule d'évolution de la bande interdite en fonction du pourcentage d'Indium. Récemment, J Chen et al [19] ont publié les valeurs de ces formules à 300K:

$$E_g^X_{\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}}(y) = 2,162 - 0,454y + 0,991 y^2 \quad (\text{eV})$$

et

$$E_g^\Gamma_{\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}} = 3,053 - 3,489 y + 0,859 y^2 \quad (\text{eV})$$

Le point de raccordement est calculé à  $y = 0,29$  ( figure I.19 ).

### 2.3.4.3 Phénomènes de transport

Le matériau AlInAs est, le plus souvent, considéré comme un matériau donneur dans lequel la dynamique des électrons n'est pas primordiale, contrairement au canal en GaInAs. Toutefois, afin de donner une étude complète, nous allons donner un aperçu des propriétés de transport dans ce matériau.

Etant donnée la structure de bande particulière de l'AlInAs, et la méconnaissance des propriétés pour une composition d'Indium différente de 52%, nous distinguerons deux cas : le cas de la bande interdite indirecte sera abordé en se référant aux propriétés de l'AlAs, le cas bande interdite directe sera assimilé au cas  $Al_{0,48}In_{0,52}As$ .

#### - Bande interdite indirecte

Les mobilités des électrons dans l'AlAs sont très faibles [20] ( de 75 à 290  $cm^2/V.s$  à 300K ). Aussi, il est probable qu'il en sera de même pour l' $Al_{1-y}In_yAs$  avec  $y < 0,29$ . La faible valeur des mobilités nous indique une valeur élevée des masses effectives. La dynamique des électrons s'effectuant en vallée X, la masse effective dans cette vallée est de l'ordre de  $1,1 \times m_0$  avec  $m_0$  la masse de l'électron au repos.

#### - Bande interdite directe:

En vallée  $\Gamma$ , les masses effectives obéissent à la loi suivante, à température ambiante [21]:

$$\frac{m^*}{m_0} = 0,15 - 0,128 x$$

Cette loi est vérifiée à  $y = 0,52$  et on peut considérer cette évolution comme fidèle à la réalité tant que  $y > 0,29$ .

Nous pouvons remarquer que  $m^*_{AlInAs}$  est toujours supérieure à  $m^*_{GaInAs}$ . Cela va induire une meilleure mobilité dans le GaInAs que dans l'AlInAs.

### 2.3.4.4 Autres propriétés

A cause de la présence de l'Aluminium dans le ternaire AlInAs, celui-ci va présenter des propriétés analogues à celle du GaAlAs.

Tout d'abord, le matériau AlInAs a tendance à s'oxyder très rapidement par la formation d'un composé  $Al_xO_y$  en présence d'air. Ce phénomène est d'autant plus important que la concentration en Aluminium est importante, et surtout que la bande interdite est



indirecte. De ce fait, il est nécessaire d'encapsuler le matériau AlInAs sous une couche protectrice ( Nitrure de Silicium ou GaInAs ) pour éviter une oxydation empêchant toute étude.

De plus, l'Aluminium induit des défauts électriques profonds comme les centres DX dans l'AlGaAs [22] dont l'apparition est liée à la densité d'atomes de Silicium dopant cette couche.

## **2.4 Performances des HEMTs**

Nous allons aborder maintenant les performances des quatre types de HEMTs que nous avons cités. Les performances hyperfréquences que nous relaterons seront comparées aux propriétés des matériaux vues dans le paragraphe 2.3.

### **2.4.1 Principales caractéristiques**

#### **2.4.1.1 Le HEMT GaAlAs/GaAs dit "Conventionnel"**

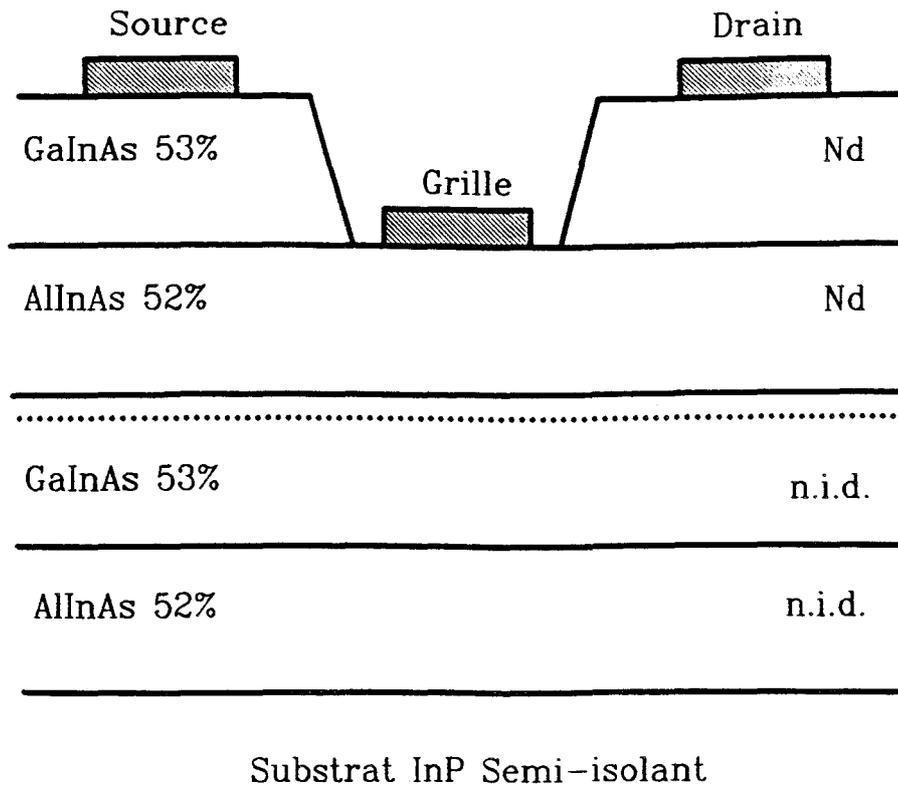
La couche active de ce HEMT est formée par l'hétérojonction GaAlAs dopé - GaAs non intentionnellement dopé ( figure I.20 ). La discontinuité de bande de conduction ( $\Delta E_c$ ) entre ces 2 matériaux est de 0,15 à 0,2 eV suivant le pourcentage d'Aluminium, ce qui induit une densité de charges accumulées ( $N_s$ ) de 0,7 à 0,8  $10^{16}$  électrons/m<sup>2</sup> dans le canal GaAs.

Le HEMT conventionnel, le premier à avoir été réalisé dans l'ordre chronologique ( vers 1980 ), est essentiellement limité aux applications d'amplification faible signal pour les HEMTs à hétérojonction unique ( un seul canal ). Il est possible d'augmenter la densité de charges dans le puits en augmentant le pourcentage d'Aluminium du GaAlAs ( la largeur de la bande interdite va donc augmenter ) ou le dopage, mais cela va induire la formation de centres DX dans le GaAlAs et donc nuire au bon fonctionnement du transistor.

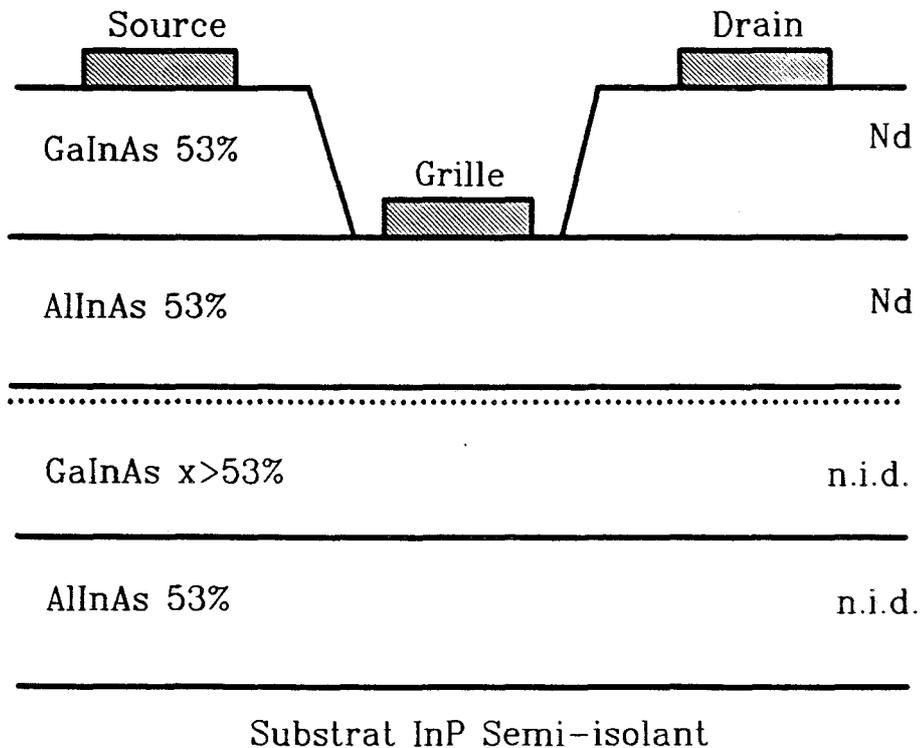
La solution pour augmenter le  $N_s$  pour ce type de HEMT est de réaliser un HEMT pseudomorphique.

#### **2.4.1.2 Le HEMT GaAlAs/GaInAs pseudomorphique sur GaAs**

Pour ce type de HEMT, une couche fine de GaInAs pseudomorphique est intercalée entre le GaAlAs dopé et le GaAs ( figure I.21 ). La couche de GaInAs pseudomorphique a une épaisseur de l'ordre de 100 à 120 Å pour une composition d'Indium de 19% [1]. Nous avons vu que les propriétés de transport du GaInAs contraint sont similaires à celles du GaAs. L'intérêt du HEMT pseudomorphique sur GaAs réside dans la discontinuité  $\Delta E_c$  qui



**Figure I.22:** Structure schématique du HEMT  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  -  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  adapté en maille sur InP.



**Figure I.23:** Structure schématique du HEMT  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  -  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  pseudomorphique sur InP.

atteint ici une valeur de l'ordre de 0,3 eV. Cela correspond à un  $N_s$  plus important ( $1,5 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$ ), et à une meilleure efficacité de commande [23].

Toutefois les problèmes de centres DX dans l'alliage AlGaAs limitent les performances de ce HEMT ( et aussi du HEMT conventionnel ). Les centres DX sont des niveaux profonds qui apparaissent lorsque la concentration en Aluminium de l'alliage est supérieure à 0,2.

Les HEMTs pseudomorphiques sur GaAs sont utilisés aujourd'hui aussi bien en faible signal qu'en puissance.

#### 2.4.1.3 Le HEMT $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}/\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ adapté en maille sur InP

Utilisant un autre substrat que les deux précédents, ce HEMT inaugure une nouvelle filière de transistors. Le substrat ( InP ) n'apparaît plus dans les couches actives et celles-ci sont formées de  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  dopé et  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  non dopé ( figure I.22 ). Le  $\Delta E_c$  ainsi formé atteint la valeur de 0,52 eV et des densités d'électrons dans le canal supérieures à  $2 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$  sont mesurées par effet Hall.

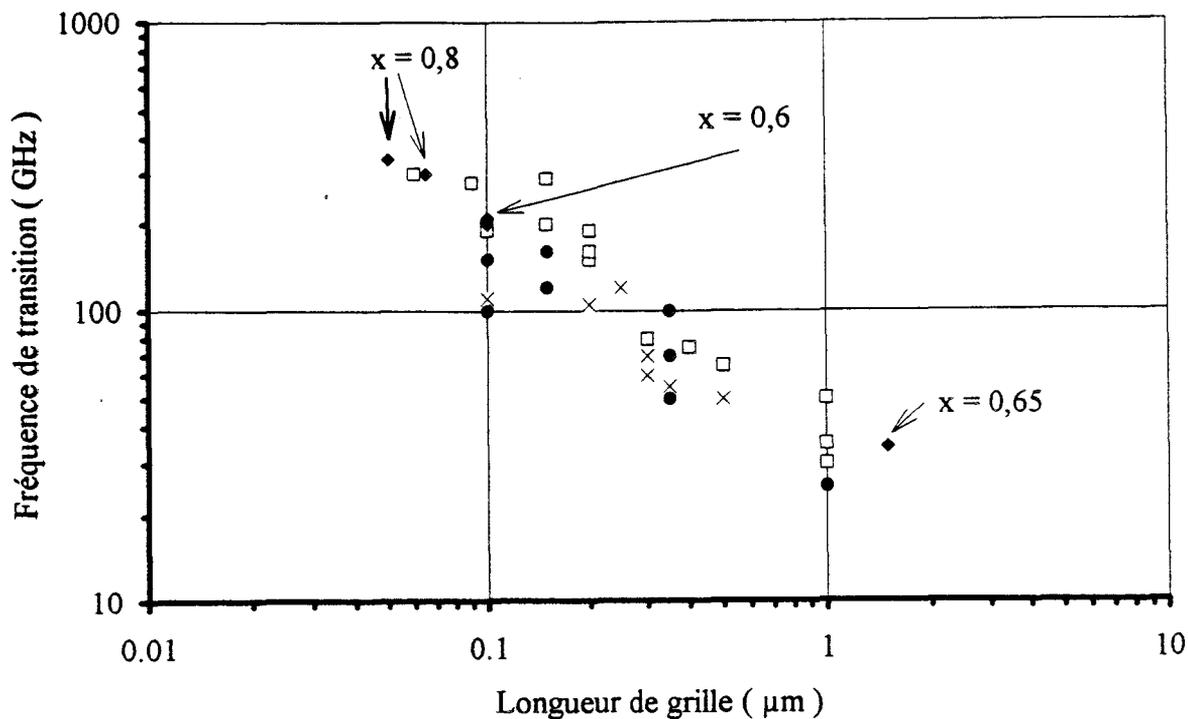
De plus, les propriétés de transport du  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  sont excellentes : mobilité élevée  $\mu_n \# 10000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  et  $\Delta E_{\Gamma_L} = 0,6 \text{ eV}$ , et elles contribuent à d'excellentes performances hyperfréquences.

Mais, cette filière de HEMTs adaptés en maille sur InP n'est pas actuellement commercialisée :

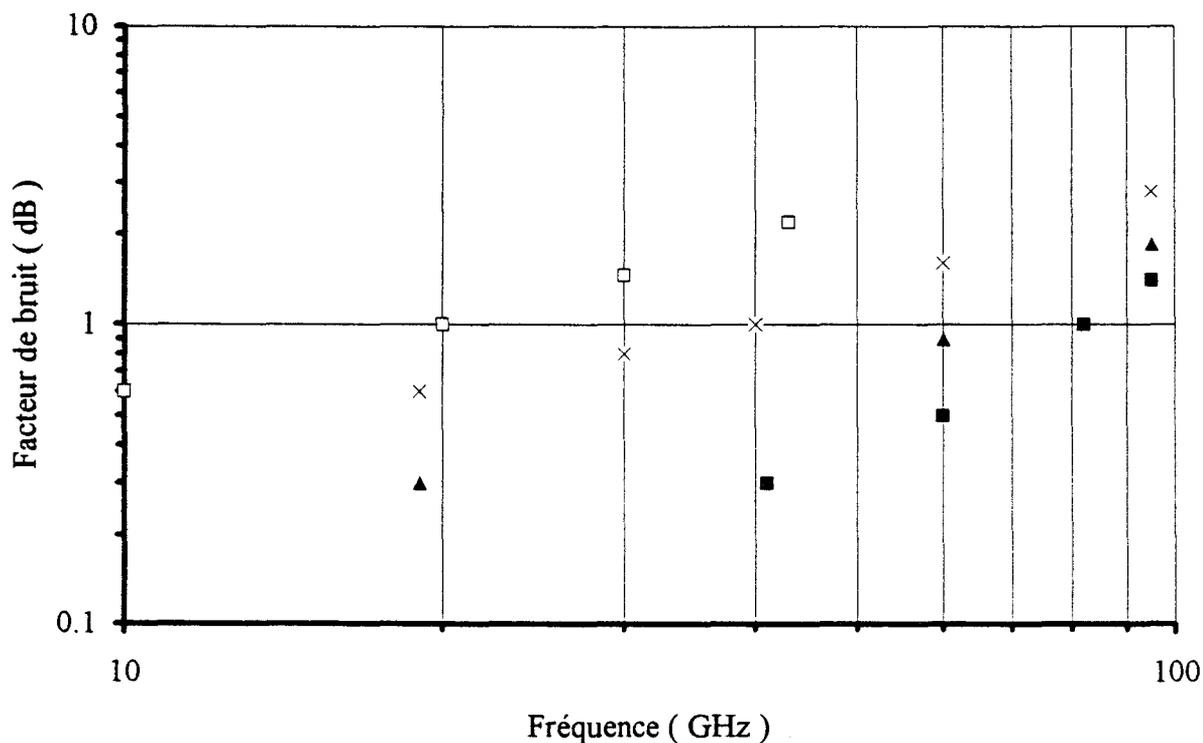
- la réalisation d'un contact Schottky sur  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  de bonne qualité est difficile [24],
- le substrat InP est difficile à compenser et plus fragile que le GaAs,
- La tension source-drain maximale que l'on peut appliquer sans dégrader le transistor est faible ( 2 à 3 V ) à cause de la relativement faible bande interdite du  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  ( 0,7 eV ) qui induit des ionisations par chocs dans le canal, et donc ne permet pas d'applications de puissance pour des structures simples.

#### 2.4.1.4 Le HEMT $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}/\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ pseudomorphique sur InP

Les HEMTs pseudomorphiques sur InP possèdent, le plus souvent, un canal de GaInAs contraint. Toutefois, certains auteurs font varier la composition des ternaires AlInAs-GaInAs de manière à garder comme paramètre moyen celui de l'InP afin d'augmenter la bande interdite de l'AlInAs de manière à obtenir un contact Schottky de meilleure qualité que sur de l' $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  [25]. Dans ce cas, le matériau  $\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$  est



**Figure I.24:** Etat de l'art des fréquences de coupure extrinsèques ( $f_T$ ) en fonction de la longueur de grille pour les HEMTs conventionnel (x), pseudomorphique sur GaAs (•), adapté en maille sur InP (□) et pseudomorphique sur InP (◆).



**Figure I.25:** Etat de l'art des facteurs minimum de bruit en fonction de la fréquence pour les HEMTs conventionnel (□,  $L_g = 0,25 \mu\text{m}$ ), pseudomorphique sur GaAs (x,  $L_g = 0,15 \mu\text{m}$ ) et adaptés en maille sur InP (▲,  $L_g = 0,15 \mu\text{m}$  et ■,  $L_g = 0,1 \mu\text{m}$ ).

contraint en extension (  $y < 0,52$  ) et le  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  est contraint en compression (  $x > 0,53$  ).

Les études les plus significatives ont été menées en utilisant la structure présentée sur la figure I.23, où la couche donneur est faite d' $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ . Les densités maximales d'électrons mesurées par effet Hall à température ambiante atteignent  $3 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$  pour une composition d'Indium de 80% pour une mobilité de l'ordre de  $12500 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  [26].

Par extension de ce type de HEMT, la réalisation de HEMTs à canal InAs est possible [27]. La mobilité théorique des électrons dans l'InAs non contraint est largement plus grande que celles du ternaire GaInAs (  $\mu \sim 30\,000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  à 300K pour InAs).

#### 2.4.2 Performances hyperfréquences

Les tendances qui peuvent se dégager du paragraphe précédent, notamment en ce qui concerne un classement des HEMTs du moins performant au plus performant se retrouvent lorsque l'on regarde l'évolution de la fréquence de coupure  $f_T$  des transistors en fonction de la longueur de grille ( figure I.24 ). Pour une même longueur de grille de  $0,1 \mu\text{m}$ , le HEMT conventionnel a un  $f_T$  de 110 GHz [28], le HEMT pseudomorphique sur GaAs, 130 GHz [29], le HEMT adapté en maille sur InP, 170 GHz [30], et le HEMT pseudomorphique sur InP, 205 GHz [31].

L'évolution des transconductances de ces HEMTs n'est pas représentée ici, mais suit la même hiérarchie.

Ainsi, il semble que la densité de charges dans le canal  $N_s$  liée à la mobilité des électrons soit un facteur indispensable pour obtenir d'excellentes performances hyperfréquences. Les HEMTs dont le canal a une forte mobilité ( GaInAs adapté ou pseudomorphique sur InP ) et où le  $\Delta E_c$  est le plus grand sont les plus performants.

Afin de poursuivre notre comparaison, nous avons tracé sur la figure I.25 le facteur de bruit minimum en fonction de la fréquence. La "hiérarchie" est aussi respectée, et on peut observer en plus une forte diminution du facteur de bruit lorsque la longueur de la grille diminue ( de 1,7 dB à 1,55 dB pour  $L_g$  de  $0,15$  à  $0,1 \mu\text{m}$  à 93 GHz ).

Il apparaît, au vu des courbes précédentes, que l'augmentation de la teneur en Indium et de la discontinuité de bande de conduction permet aux performances hyperfréquences d'atteindre des valeurs élevées (  $f_T > 200 \text{ GHz}$  ).

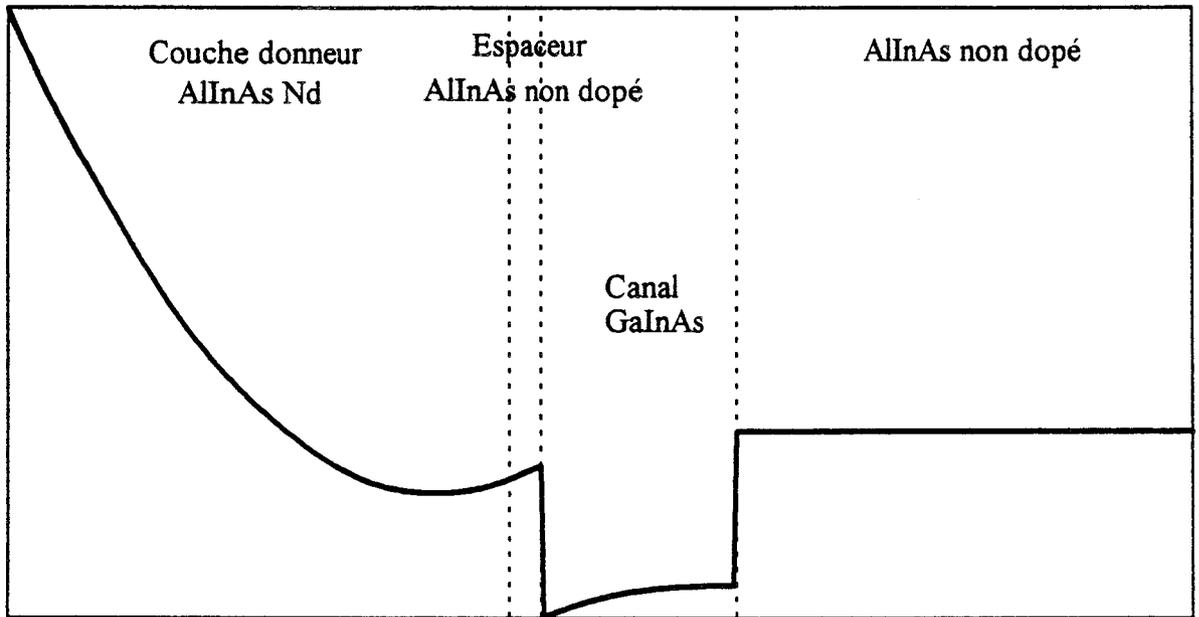
Néanmoins, l'utilisation de matériaux comme  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  avec  $x > 53\%$  limite les performances de puissance.

### 2.4.3 Conclusion

L'étude des différents HEMTs que nous venons de réaliser nous permet de dégager certaines tendances :

- La discontinuité de bande de conduction ( $\Delta E_c$ ) est déterminante pour les performances de HEMTs.
- La composition en Indium du canal  $\text{GaInAs}$  permet d'atteindre des mobilités supérieures à  $10000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  à température ambiante. Cela permet de diminuer le temps de transit des électrons et de faire fonctionner le HEMT à plus haute fréquence.
- La nature cristalline du canal ( pseudomorphique ou non ) modifie la bande interdite du canal et aussi les masses effectives des électrons et donc les propriétés de transport.
- D'un point de vue industriel, le substrat de  $\text{GaAs}$  est le plus utilisé, malgré que les HEMTs sur  $\text{InP}$  soient plus performants.

L'idée principale d'un nouveau type de HEMT serait d'allier le substrat de  $\text{GaAs}$  avec une hétérojonction possédant une grande discontinuité de bande de conduction.



**Figure I.26:** Structure de bande d'une hétérojonction métamorphique AlInAs - GaInAs - AlInAs.

### 3. Une nouvelle structure: le HEMT métamorphique AlInAs/GaInAs épitaxié sur substrat de GaAs.

#### 3.1 Introduction

Nous avons vu, dans le chapitre précédent, que, malgré les excellentes performances atteintes par les HEMTs à canal GaInAs, certains problèmes se posent et ont pour effet de limiter le champ d'application de ces transistors.

Dans l'optique d'allier les avantages respectifs des deux filières, nous avons imaginé une structure de HEMT réalisée sur un substrat de GaAs et ayant comme couches actives ( canal, donneur, espaceur,... ) les matériaux ternaires GaInAs et AlInAs.

Dans ce chapitre nous admettrons qu'une telle structure peut être réalisée de manière à ce que les couches actives soient totalement relaxées par rapport au substrat. L'étude de la relaxation et de l'épitaxie de la structure métamorphique sera étudiée dans le chapitre suivant.

Le choix de la composition en Indium des deux matériaux ternaires formant l'hétérojonction sera effectué à partir de l'étude du GaInAs et de l'AlInAs en volume et de l'étude de l'hétérojonction formée par ce couple de matériaux.

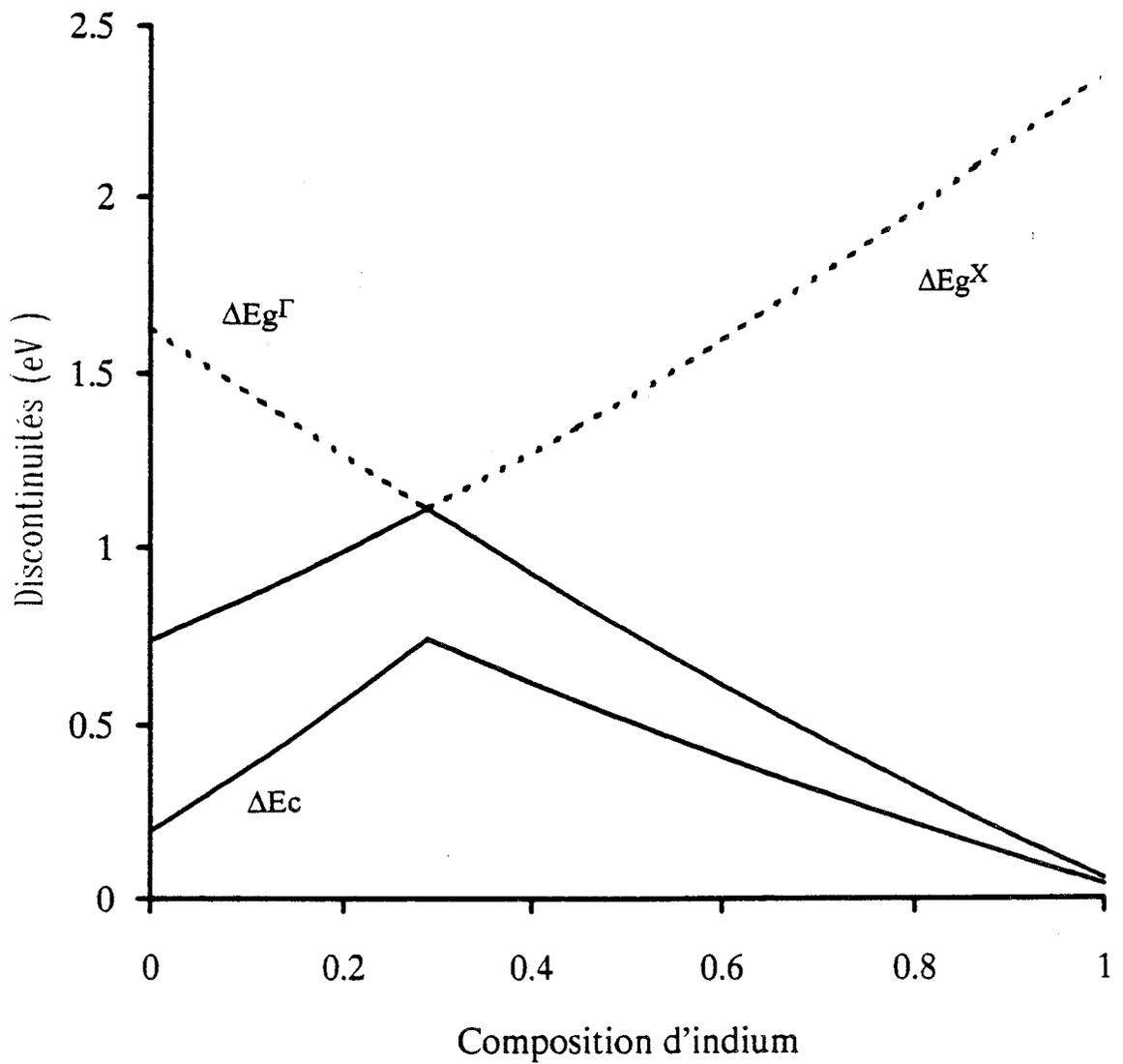
Après avoir fixé la plage d'investigation ( composition d'Indium, épaisseur des différentes couches ), l'hétérojonction sera étudiée à l'équilibre thermodynamique de manière à calculer la densité de charges maximale que l'on peut accumuler dans le canal. Les résultats trouvés seront comparés avec ceux des hétérojonctions GaInAs/AlInAs sur InP et AlGaAs/InGaAs sur GaAs.

Enfin, nous utiliserons le logiciel HELENA afin de donner un critère de qualité au HEMT métamorphique. Ce critère s'appuiera sur les performances de la commande de charges aussi bien que sur les simulations des éléments du schéma équivalent petit signal du transistor.

#### 3.2 L'hétérojonction $Al_{1-y}In_yAs/Ga_{1-x}In_xAs$

Nous allons étudier l'hétérojonction  $Al_{1-y}In_yAs/Ga_{1-x}In_xAs$ . Pour cela nous choisirons les compositions en Indium  $x$  et  $y$  de manière à ce que l'accord de maille soit réalisé.

L'association des deux composés ternaires en hétérojonction est présentée sur la figure I.26. Les niveaux de Fermi sont alignés à l'équilibre thermodynamique. La discontinuité des bandes interdites des deux matériaux impose une discontinuité de la bande de conduction ( $\Delta E_c$ ) et de la bande de valence ( $\Delta E_v$ ), suivant la règle  $\Delta E_g = \Delta E_c + \Delta E_v$ .



**Figure I.27:** Discontinuités de bande interdite ( $\Delta E_g$ ) et de bande de conduction ( $\Delta E_c$ ) pour le système AlInAs/GaInAs métamorphique.

La littérature donne une loi empirique reliant la discontinuité de bande interdite à celle de la bande de conduction :  $\Delta E_c = \alpha \Delta E_g$ . Le coefficient  $\alpha$ , suivant les matériaux utilisés, varie de 0,6 à 0,7 ( 0,7 pour AlGaAs/InGaAs pseudomorphique sur GaAs et 0,6 pour AlInAs/GaInAs adapté en maille sur InP ).

Nous prendrons ici  $\alpha = 0,67$  de manière à nous placer dans le cas intermédiaire.

Dans notre cas, la structure de la bande de valence d'AlInAs étant assez simple, on peut penser que la formule  $\Delta E_v = 0,33 \Delta E_g^\Gamma$  ( où  $\Delta E_g^\Gamma$  représente la différence de bandes interdites en vallée  $\Gamma$  ) reste valable pour toutes les valeurs de  $y$ , par analogie avec le matériau GaAlAs [32].

Suivant cette hypothèse, nous pouvons calculer les discontinuités de bande de conduction dans les deux domaines de composition

$$\Delta E_g^\Gamma = E_{g^\Gamma}^{\text{AlInAs}} - E_{g^\Gamma}^{\text{GaInAs}} = 1,629 - 1,874 x + 0,304 x^2$$

$$\Delta E_g^X = E_{g^X}^{\text{AlInAs}} - E_{g^X}^{\text{GaInAs}} = 0,738 + 1,161 x + 0,436 x^2$$

On peut écrire :

$$\Delta E_v = 0,33 x \Delta E_g^\Gamma = 0,543 - 0,625 x + 0,1 x^2 \quad (\text{eV})$$

ainsi pour  $x < 0,29$

$$\Delta E_c = 0,195 + 1,786 x + 0,336 x^2 \quad (\text{eV})$$

et pour  $x > 0,29$

$$\Delta E_c = 1,086 - 1,249x + 0,204 x^2 \quad (\text{eV})$$

Les discontinuités de bandes interdite et de conduction sont représentées sur la figure I.27. La discontinuité de bande de conduction maximale que l'on peut obtenir est atteinte pour  $x = 0,29$ . Sa valeur est de 0,74 eV. Cette valeur est à rapprocher de celles des autres hétérojonctions : HEMT pseudomorphique sur GaAs ( 0,3 eV ), HEMT adapté en maille sur GaAs ( 0,15 - 0,2 eV ), HEMT adapté en maille sur InP ( 0,52 eV ) et pseudomorphique sur InP ( > 0,5 eV ).

A ces valeurs de composition, la densité de charges que l'on pourra accumuler dans le puits potentiel sera maximale. Des simulations seront réalisées à cet effet dans le chapitre suivant.

A partir des données des matériaux que nous venons de voir, il nous est désormais possible de choisir une composition d'Indium pour laquelle les propriétés de l'hétérojonction seront optimales.

En réalisant l'hétérojonction entre  $\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$  et  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$ , nous disposons de

- une discontinuité de bande de conduction maximale pour ce couple de matériaux ( $\Delta E_c \sim 0,7$  à  $0,8$  eV).
- une bande interdite de  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  importante ( 1 eV ) permettant de limiter notamment les effets d'ionisation par impacts dans le canal,
- une bande interdite de l' $\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$  élevée ( 2 eV ) induisant une meilleure barrière Chott que sur l' $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ .

Par contre, pour cette composition d'Indium, les propriétés de transport dans GaInAs seront moins bonnes que pour le GaInAs adapté en maille sur InP mais quand même meilleures que pour le GaInAs pseudomorphique.

### 3.3 L'hétérojonction $\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$ - $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$ à l'équilibre thermodynamique

#### 3.3.1 Présentation du modèle

Le programme de simulation que nous allons utiliser permet de calculer la densité maximale de charges que l'on peut accumuler dans le puits de potentiel à un dopage de l'AlInAs donné. Nous appellerons cette densité  $N_{s_{\max}}$ .

Le modèle numérique est basé sur la résolution autocohérente des équations de Schrödinger et de Poisson données ci-dessous :

$$\text{Equation de Schrödinger} \quad -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m^*} \Delta \Psi + V_0(z) \Psi = E \Psi$$

$$\text{Equation de Poisson} \quad \Delta V + \frac{q}{\epsilon} (Nd(z) - n(z)) = 0$$

avec  $\hbar$  la constante de Planck,  $\epsilon$  la permittivité du matériau,  $m^*$  la masse effective des électrons dans le canal,  $\Psi$  la fonction d'onde,  $V$  le potentiel électrostatique,  $Nd(z)$  le profil de dopage dans l'AlInAs et  $n(z)$  la densité de porteurs libres [33].

Les paramètres d'entrée de ce programme sont les paramètres des matériaux ( $\epsilon$ ,  $m^*$ ) et certains paramètres technologiques (épaisseur des couches, dopage).

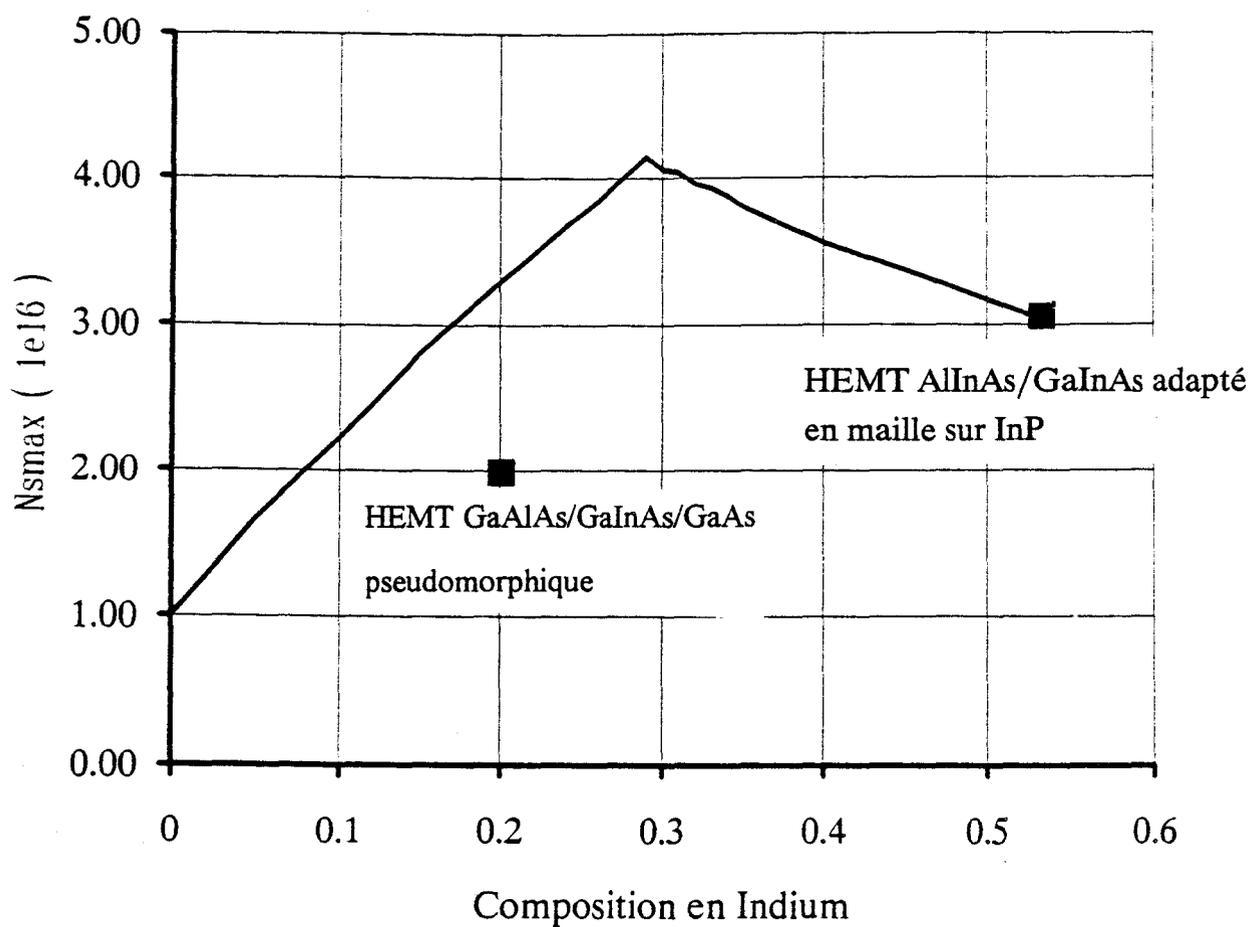
Le résultat de la simulation donne la densité de charges maximale qu'il est possible d'obtenir. Il s'agit donc d'une valeur limite qui ne peut, a priori, jamais être atteinte.

Paramètres	$\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$	$\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$
Permittivité relative $\epsilon_r$	13,5	11,19
Masse effective $m^*$	0,05	0,113
Epaisseur de l'espaceur	-	20 Å
Largeur du puits	150 Å	-
Epaisseur tampon	-	250 Å

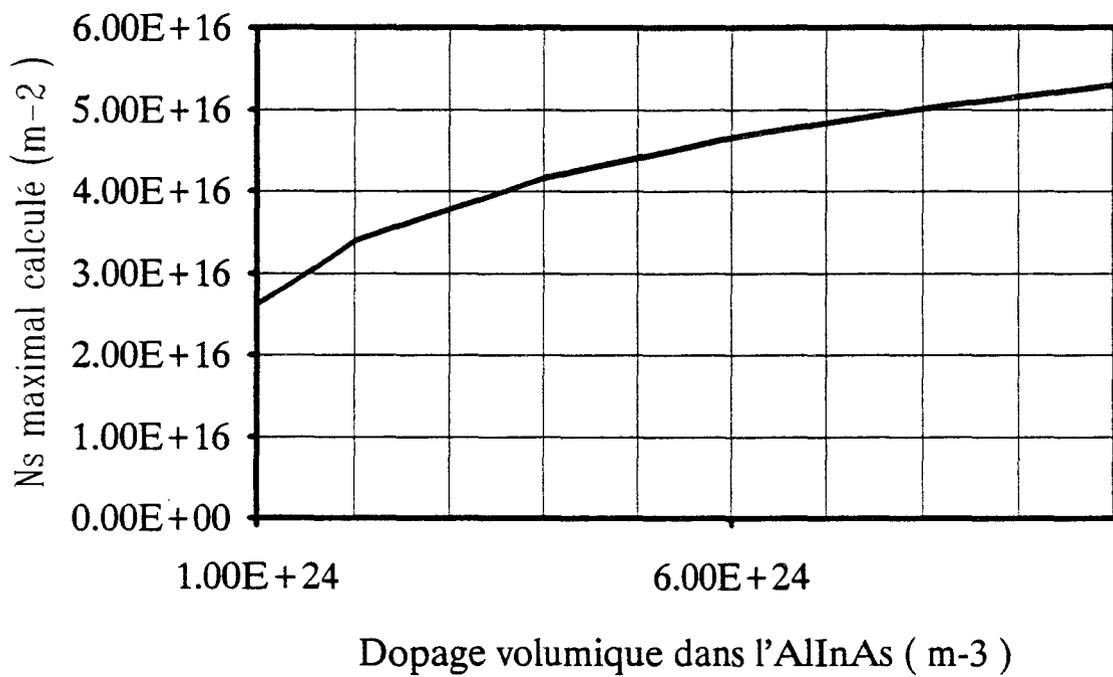
**Figure I.28:** Paramètres des matériaux utilisés pour la simulation de l'hétérojonction métamorphique  $\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}/\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  à l'équilibre thermodynamique.

	$\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$	Nd
20 Å	$\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$	n.i.d.
150 Å	$\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$	n.i.d.
500 Å	$\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$	n.i.d.
Substrat GaAs + tampon métamorphique		

**Figure I.29:** Structure de l'hétérojonction métamorphique simulée à l'équilibre thermodynamique.



**Figure I.30:** Densité maximale de charges accumulées dans le puits ( $N_{s_{max}}$ ) en fonction de la composition en Indium de l'hétérojonction.



**Figure L31:** Evolution du  $N_{s_{max}}$  en fonction du dopage de la couche d'AlInAs.

Toutefois, cette simulation nous donne un élément de comparaison qualitatif lorsque l'on fait varier un des paramètres d'entrée.

Le premier paramètre que nous allons faire varier est le pourcentage d'Indium, de manière à comparer les densités maximales de charge accumulée pour les hétérojonctions métamorphiques, adaptées en maille sur InP et pseudomorphiques sur GaAs.

Le second paramètre sera le dopage dans AlInAs que nous prenons volumique ( atomes/m<sup>3</sup> ).

Les principaux paramètres des matériaux sont regroupés dans la figure I.28.

### 3.3.2 Etude de l'influence de la composition en Indium

La structure simulée est donnée figure I.29. L'espaceur est de 20Å, le dopage de  $4 \times 10^{24}$  atomes/m<sup>3</sup>. Le pourcentage d'Indium varie entre 0 ( couple GaAs/AlAs ) et 53 % ( couple GaInAs/AlInAs adapté en maille sur InP ).

Le maximum de la courbe ( figure I.30 ) se situe pour une composition d'Indium de 29 %. Pour le dopage de  $4 \times 10^{24}$  at/m<sup>3</sup>, le  $N_{s_{max}}$  correspondant est de  $4,15 \times 10^{16}$  électrons/m<sup>2</sup>. Il est intéressant de comparer cette valeur avec celle de l'hétérojonction Ga<sub>0,8</sub>In<sub>0,2</sub>As/GaAlAs représentée par le point à 20% et de l'hétérojonction AlInAs/GaInAs adaptée en maille sur InP.

La densité de charges d'une hétérojonction métamorphique est 1,5 fois plus élevée que pour l'hétérojonction adaptée en maille sur InP et plus de 2 fois que l'hétérojonction d'un HEMT pseudomorphique.

Sur une plage de composition allant de 26 à 32%, cette densité est supérieure à  $4 \times 10^{16}$  électrons/m<sup>2</sup>, ce qui indique que les performances de l'hétérojonction métamorphique possédant un  $\Delta E_c$  maximal sont bien supérieures à celles des deux filières classiques de HEMTs, tout au moins en ce qui concerne le  $N_{s_{max}}$ .

### 3.3.3 Influence du dopage

Cette fois, en se fixant la composition en Indium à 29% pour l'hétérojonction, nous avons étudié l'influence du dopage de l'AlInAs en faisant varier celui-ci de  $10^{24}$  à  $10^{25}$  atomes/m<sup>3</sup>.

La littérature [34] nous indique que, pour l'AlInAs adapté en maille sur InP, le nombre d'atomes dopants incorporés ( Silicium, Carbone...) peut atteindre  $10^{25}$  atomes/m<sup>3</sup>.

Le  $N_{s_{max}}$  calculé en fonction du dopage ( figure I.31 ) tend à augmenter logiquement, mais il est possible d'observer une sorte de saturation vers les forts dopages.

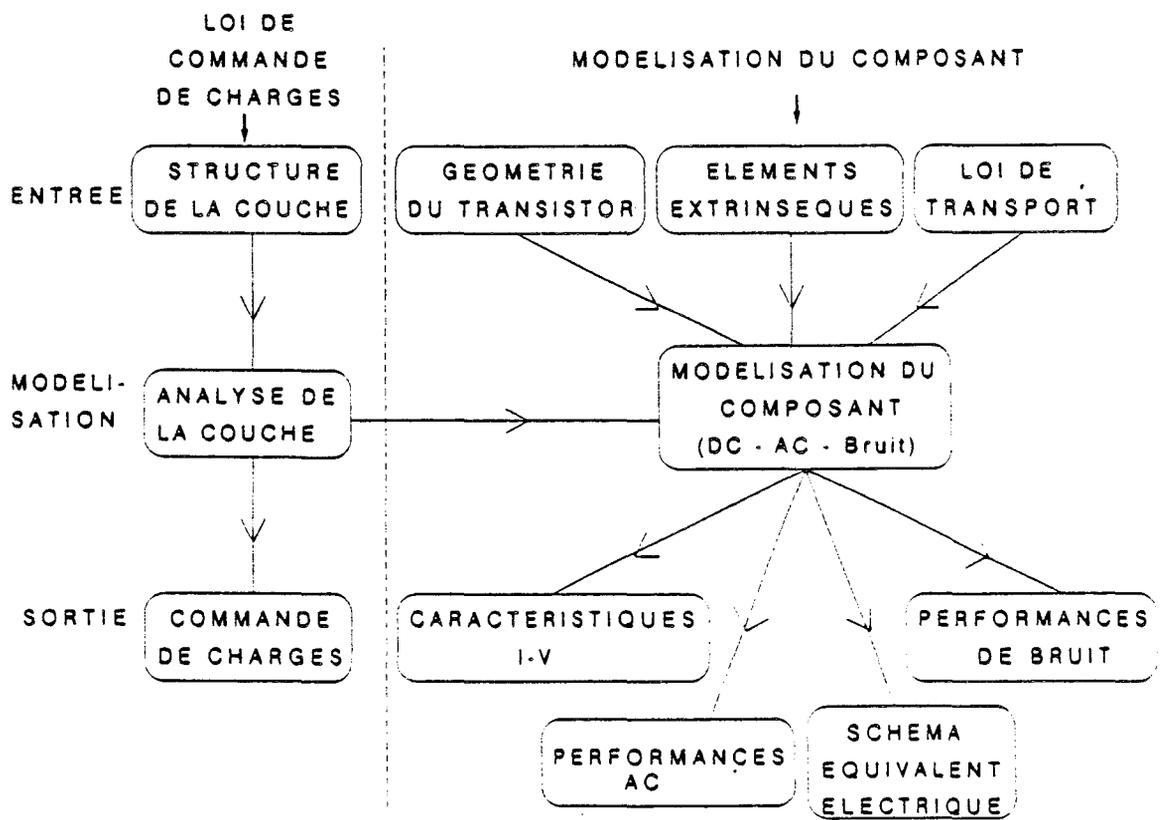


Figure I.32: Organigramme du logiciel HELENA.

Pour un dopage classique de l'AlInAs (  $2 \times 10^{24}$  à  $6 \times 10^{24}$  at/m<sup>3</sup> ), la densité de charges dans le puits métamorphique est toujours élevée (  $3,4$  à  $4,7 \cdot 10^{16}$  m<sup>-2</sup> ).

### 3.3.4 Conclusion

Le comportement de l'hétérojonction Al<sub>0,71</sub>In<sub>0,29</sub>As - Ga<sub>0,7</sub>In<sub>0,3</sub>As métamorphique est fidèle à nos estimations du point de vue de l'influence du  $\Delta E_c$  sur la densité de charges dans le puits.

En se plaçant au maximum de la discontinuité de bande de conduction, l'hétérojonction métamorphique se situe largement au dessus des hétérojonctions des HEMTs adapté en maille sur InP et pseudomorphique sur GaAs.

Etant donné que les performances atteintes par ces deux dernières filières sont excellentes, le HEMT métamorphique devrait avoir des caractéristiques au moins aussi bonnes.

Le paragraphe suivant va nous apporter un nouvel élément de comparaison. Il sera consacré à l'étude d'un transistor métamorphique à l'aide du logiciel HELENA.

## **3.4 Modélisation d'un HEMT métamorphique à l'aide d'HELENA**

### 3.4.1 Présentation d'HELENA

Le logiciel HELENA ( HEMT ELEctrical properties and Noise Analysis ) a été développé au laboratoire par H. HAPPY [34]. HELENA propose pour divers types de HEMTs ( conventionnel GaAlAs/GaAs - GaAlAs/GaInAs pseudomorphique sur GaAs et AlInAs/GaInAs adapté en maille sur InP ) un modèle de simulation physique qui donne, à partir de la structure épitaxiée, la loi de commande de charge, la densité totale de charges libres, la tension de pincement et, par suite, à l'aide des paramètres technologiques du transistor ( longueur de grille, distance entre source et drain, éléments extrinsèques ), l'analyse des performances électriques petit signal et de bruit dans une large gamme de fréquences.

L'introduction d'une interface graphique dans le logiciel permet à l'utilisateur de pouvoir modifier une grande partie des paramètres sans pour autant posséder de bonnes connaissances en modélisation et en informatique.

L'organigramme de la figure I.32 montre les trois parties du logiciel, l'utilisateur n'ayant accès qu'aux paramètres d'entrée et aux caractéristiques de sortie.

Dans le cas particulier du HEMT métamorphique, nous avons considéré que l'épitaxie des couches actives était directement réalisable sur le substrat de GaAs. Comme

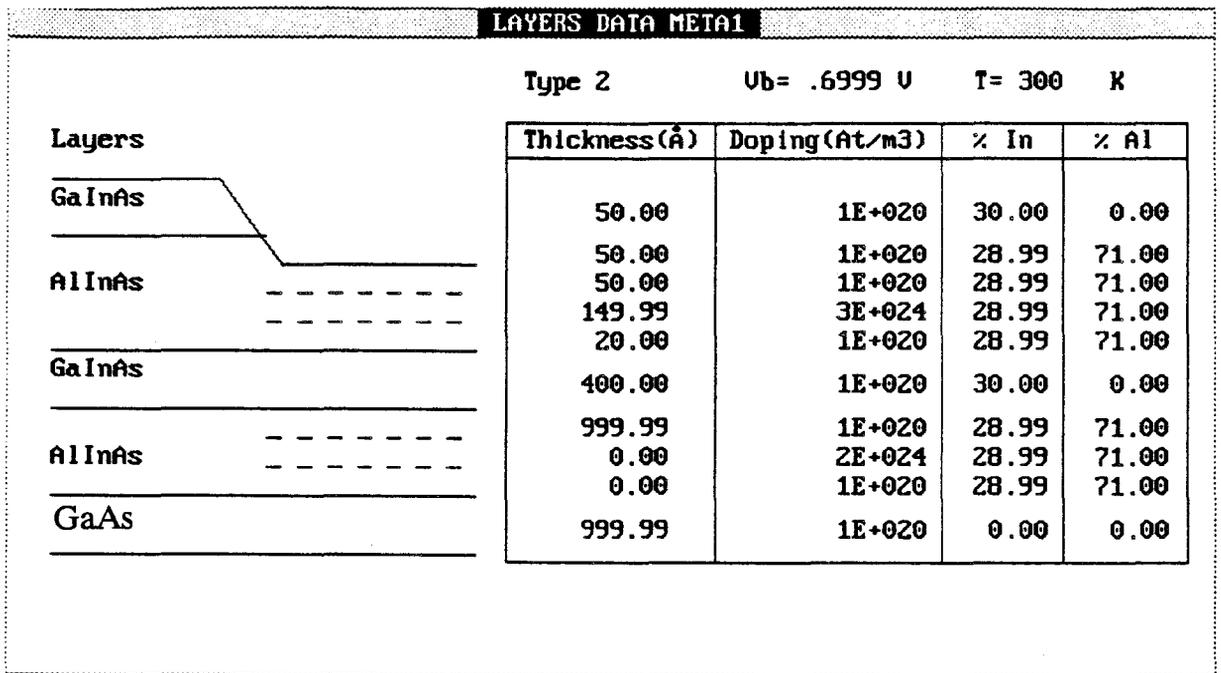


Figure I.33: Empilement des couches épitaxiées pour le transistor *META1* (dopage volumique).

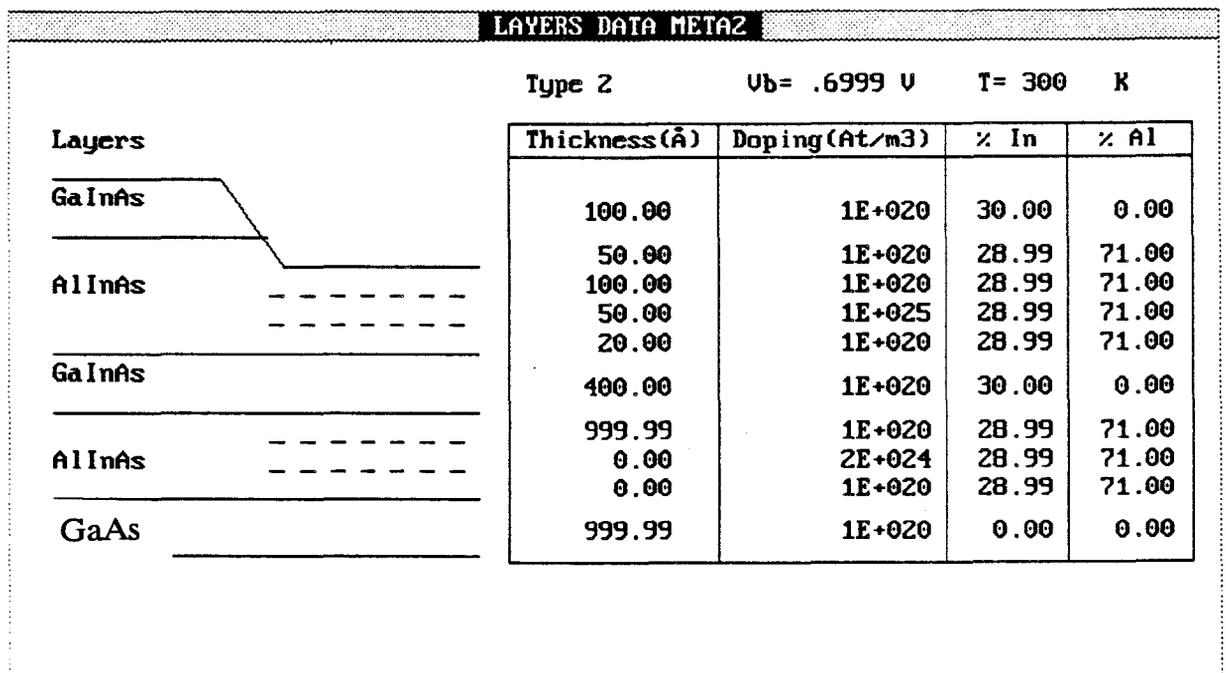


Figure I.34: Empilement des couches épitaxiées pour le transistor *META2* (dopage plan équivalent à  $5 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$ ).

nous le verrons dans le chapitre suivant, ceci n'est pas exact, mais on peut considérer que l'ensemble substrat + couche d'adaptation forme un pseudo-substrat assimilable à GaAs.

### 3.4.2 Caractéristiques du transistor

Nous allons détailler les caractéristiques du transistor métamorphique qui va être simulé en s'appuyant sur les menus d'entrée.

#### 3.4.2.1 Le menu *Layer Data*

Ce menu concerne la structure des couches actives épitaxiées pour lesquelles il nous faut connaître le dopage, l'épaisseur, et les compositions en Indium et en Aluminium ( figures I.33 et I.34 ).

Deux structures vont être étudiées. L'une possède un dopage volumique de l'AlInAs ( transistor *META1* ) et l'autre un dopage plan ( transistor *META2* ).

La couche de contact ( dans notre cas  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  d'épaisseur 100Å et non dopée ) n'intervient pas dans les calculs des caractéristiques pour cette version d'HELENA.

La structure générale des couches d'un point de vue épaisseur et dopage sont directement inspirées des couches actives des HEMTs adaptés en maille sur InP.

L'espaceur est choisi d'épaisseur 20 Å et le canal à 150 Å.

Nous avons introduit sous le canal une couche d'AlInAs non dopée pour deux raisons. La première repose sur le fait que le substrat métamorphique ( que nous développerons dans la partie 2 ) n'est pas semi-isolant à l'instar du substrat de GaAs ou d'InP, la seconde étant liée à l'étude d'un puits symétrique.

#### 3.4.2.2 Le menu *Transistor Topology*

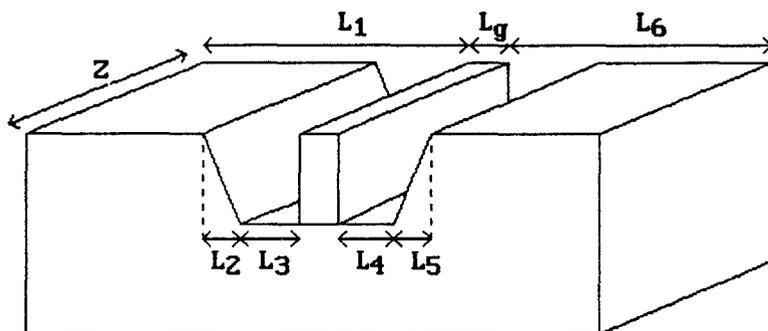
Les paramètres technologiques du menu *Transistor Topology* sont ceux des transistors à courte longueur de grille qui sont habituellement réalisés en centrale de technologie ( figure I.35 ). La longueur de grille de 0,2 µm permet d'espérer des performances hyperfréquences optimales.

La topologie du transistor sera identique pour les deux transistors *META1* et *META2*.

#### 3.4.2.3 Le menu *Physical Parameters*

Deux possibilités s'offrent à nous quant aux paramètres de transport. La description du transport par une loi simple tient compte des mobilités et vitesses des électrons mais

**TRANSISTOR TOPOLOGY META1**



NAME	VALUE (µm)
Z	150.00
Lg	0.20
L1	0.69
L2	0.10
L3	0.30
L4	0.40
L5	0.15
L6	1.00

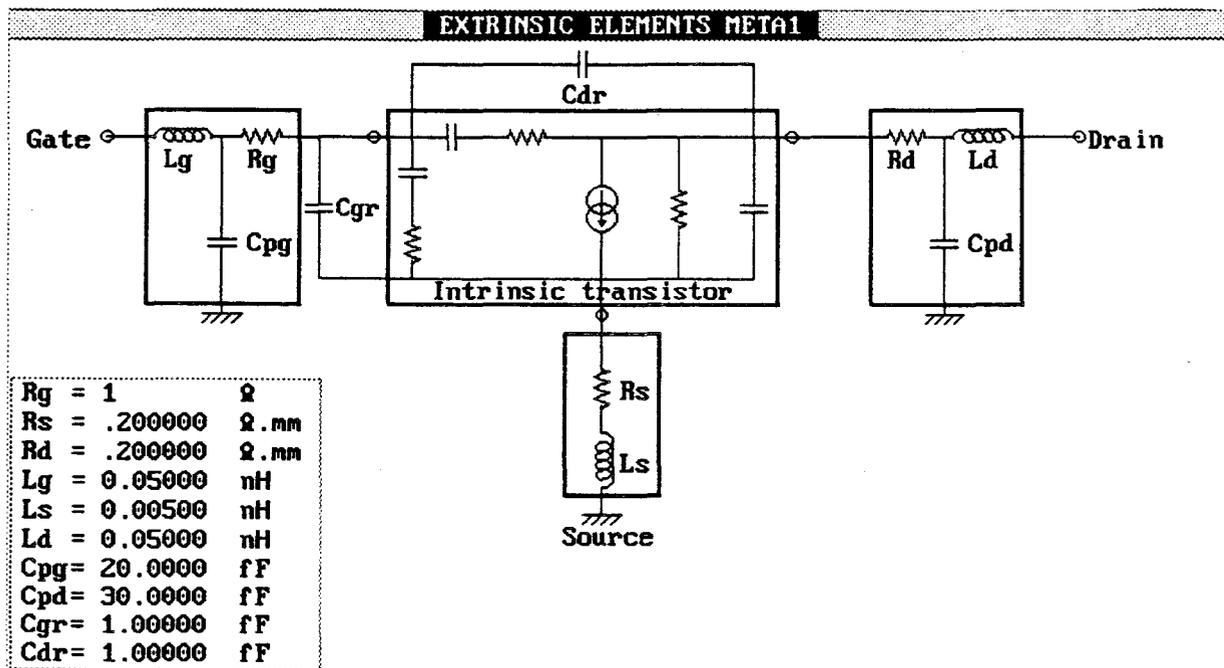
Figure I.35: Topologie des transistors *META1* et *META2*.

**PHYSICAL PARAMETERS META1**

```

Velocity law (Simple/Dynamic)  Law = d
Surface potential              Usurf= +0.50E+00 Volt
Initial gate potential         UGmax= +0.00E+00 Volt
Vg step for Dc characteristics Step = +0.20E+00 Volt
1st Layer's Electron Mobility  µ01 = +0.20E+00 m²/V.s
1st Layer's Maximum Velocity  Usat1= +8.00E+04 m/s
2nd Layer's Electron Mobility  µ02 = +0.60E+00 m²/V.s
2nd Layer's Maximum Velocity  Usat2= +1.50E+05 m/s
Ohmic contact                  Rc = +0.20E+00 Ohm.mm
    
```

Figure I.36: Paramètres physiques nécessaires à la simulation.



**Figure I.37:** Eléments extrinsèques ( d'accès ).

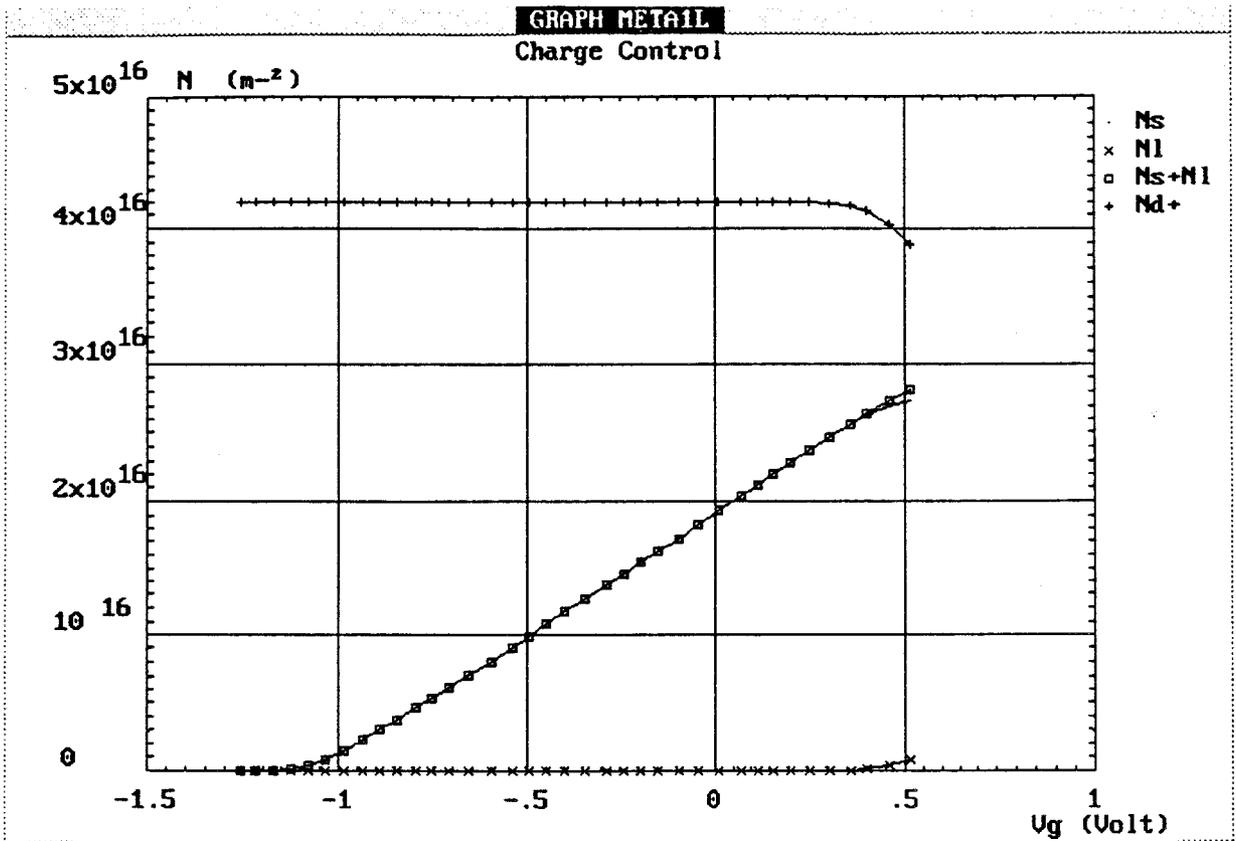


Figure I.38: Loi de commande de charges du transistor *METAL*.

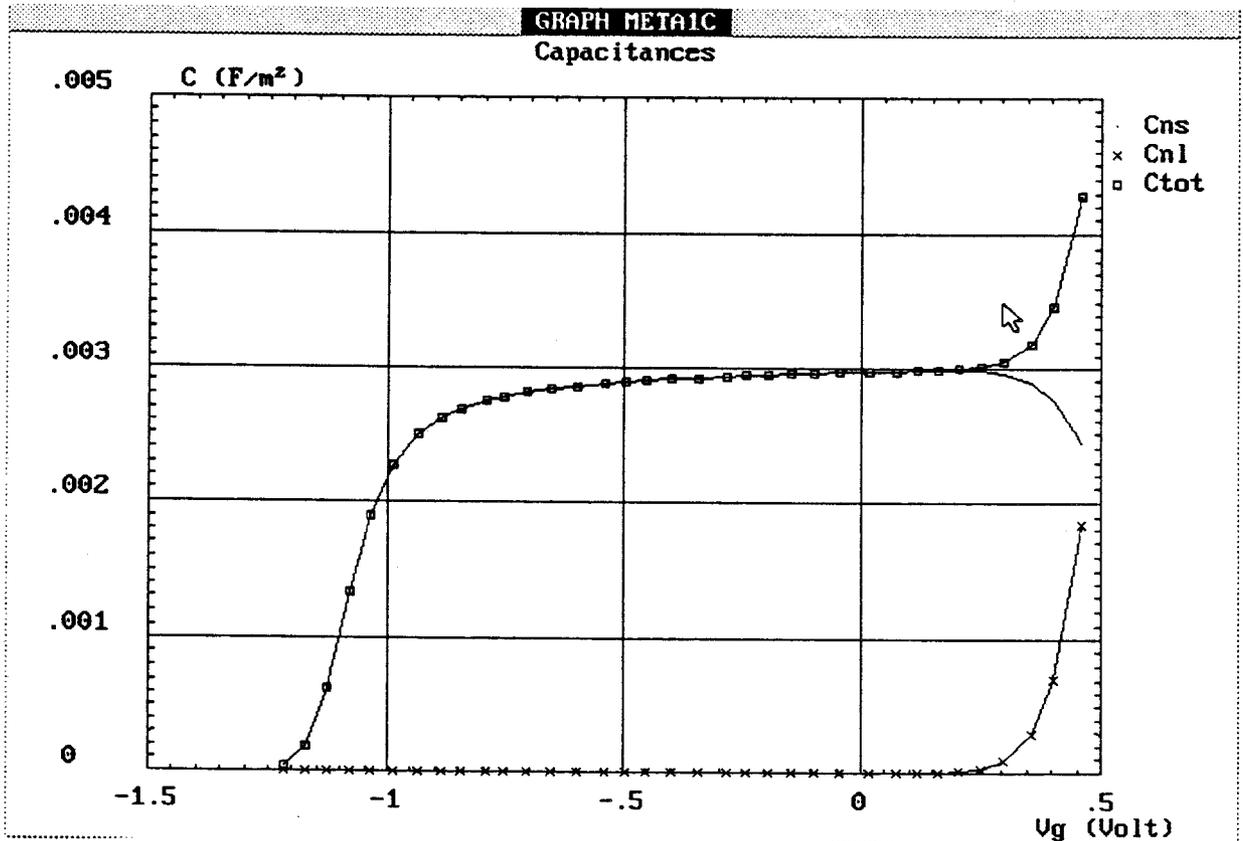


Figure I.39: Capacités en fonction de la tension grille pour le transistor *METAL*.

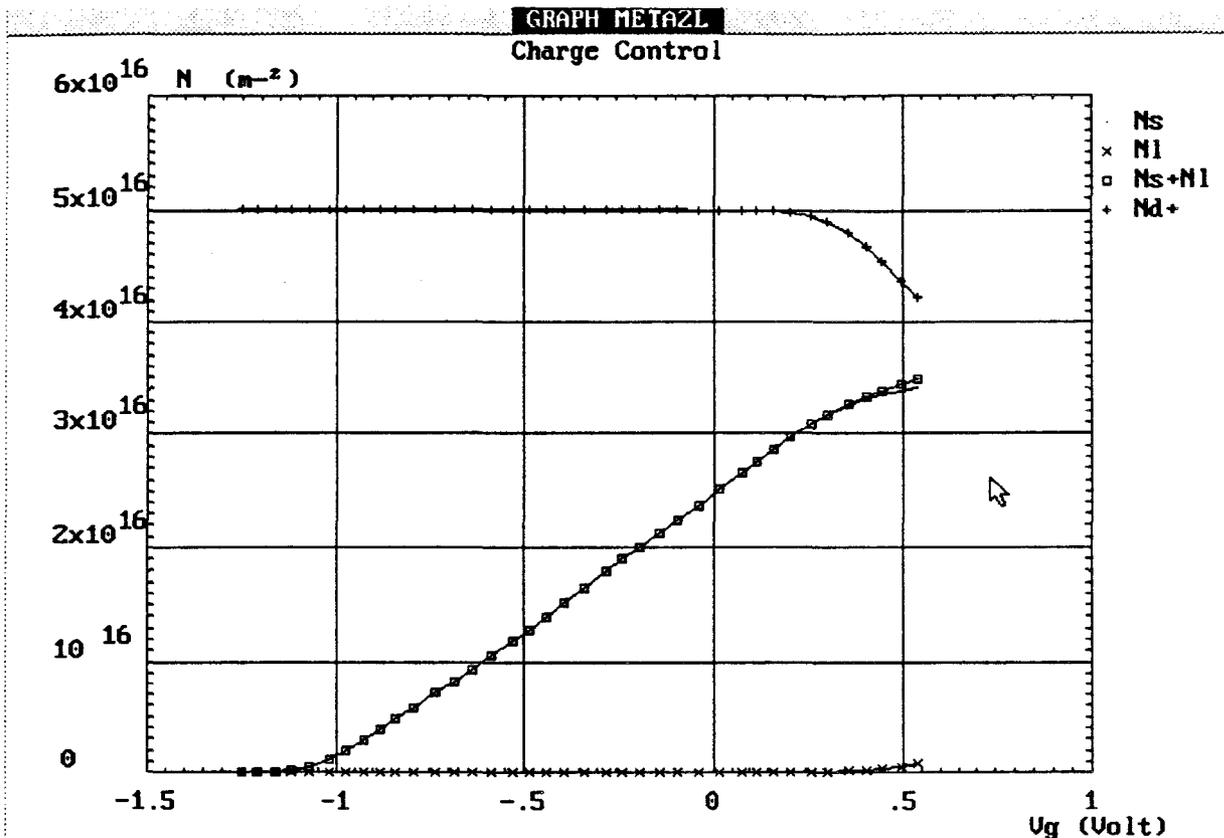


Figure I.40: Loi de commande de charges du transistor *META2*.

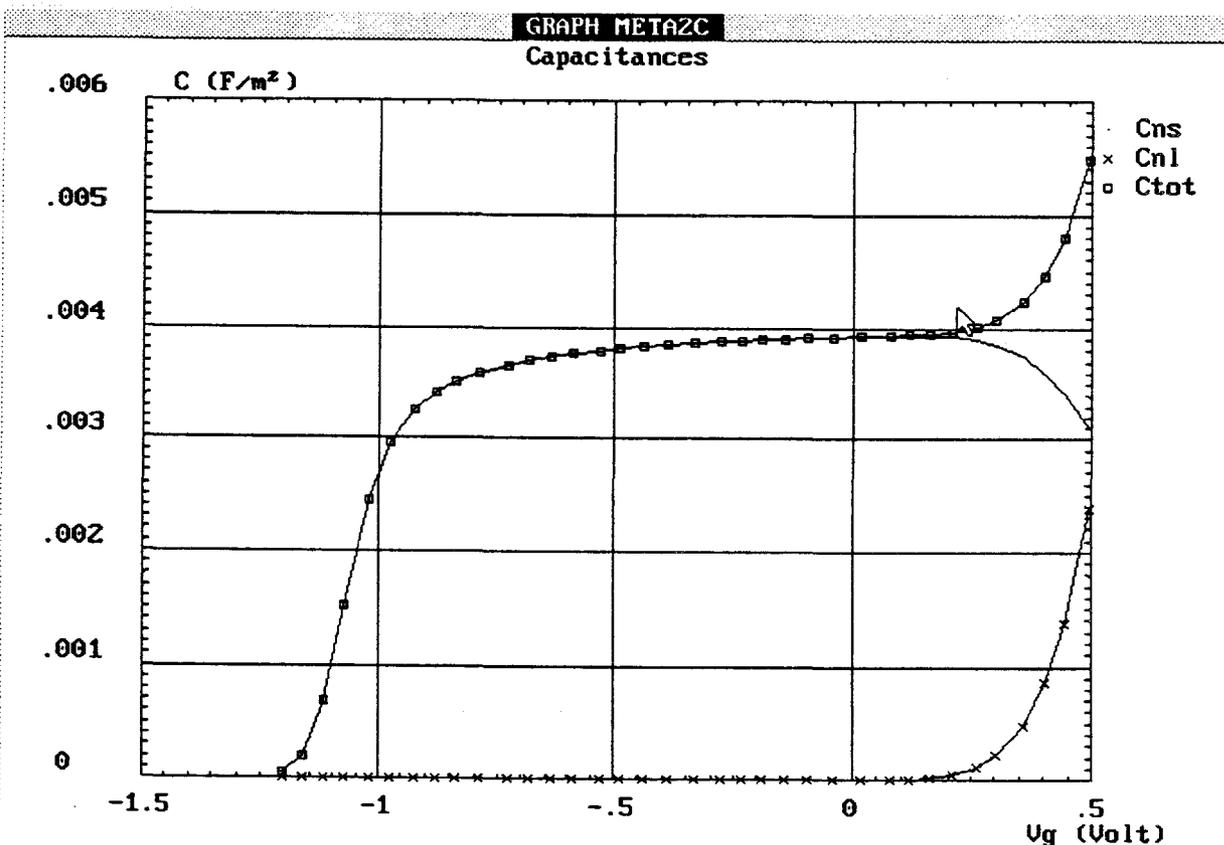


Figure I.41: Capacités en fonction de la tension grille pour le transistor *META2*.

celles-ci sont fixées pendant tout le calcul. La loi dynamique s'appuie sur un modèle Monte Carlo afin de faire varier ces paramètres en fonction de l'énergie. De plus, cette loi ne tient pas compte des valeurs de mobilité données par l'utilisateur mais possède sa propre banque de données pour chaque matériau.

Nous utiliserons donc cette loi dynamique, qui a prouvé sur des transistors pseudomorphiques [35], qu'elle était beaucoup plus proche des mesures effectuées en centrale de caractérisation.

De plus nous avons introduit une résistance des contacts ohmiques de  $0,2 \Omega \text{ mm}$  ( figure I.36 )

#### 3.4.2.4 Le menu *Extrinsic Elements*

Les valeurs que nous utilisons ici sont des valeurs moyennes que le logiciel HELENA nous propose ( figure I.37 ).

Une interaction entre la modélisation et les mesures permet de modifier ces valeurs afin d'obtenir une bonne cohérence entre théorie et expérience.

### **3.4.3 Loi de commande de charges**

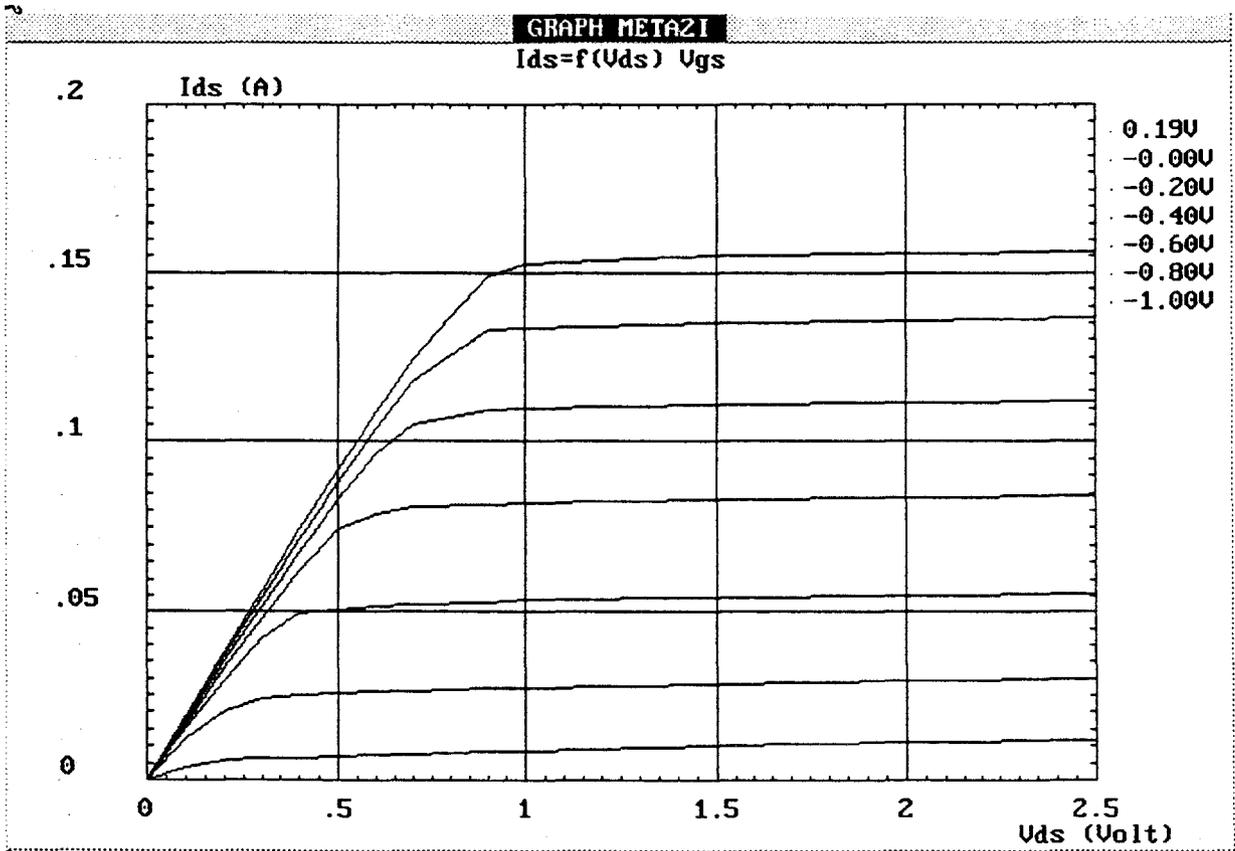
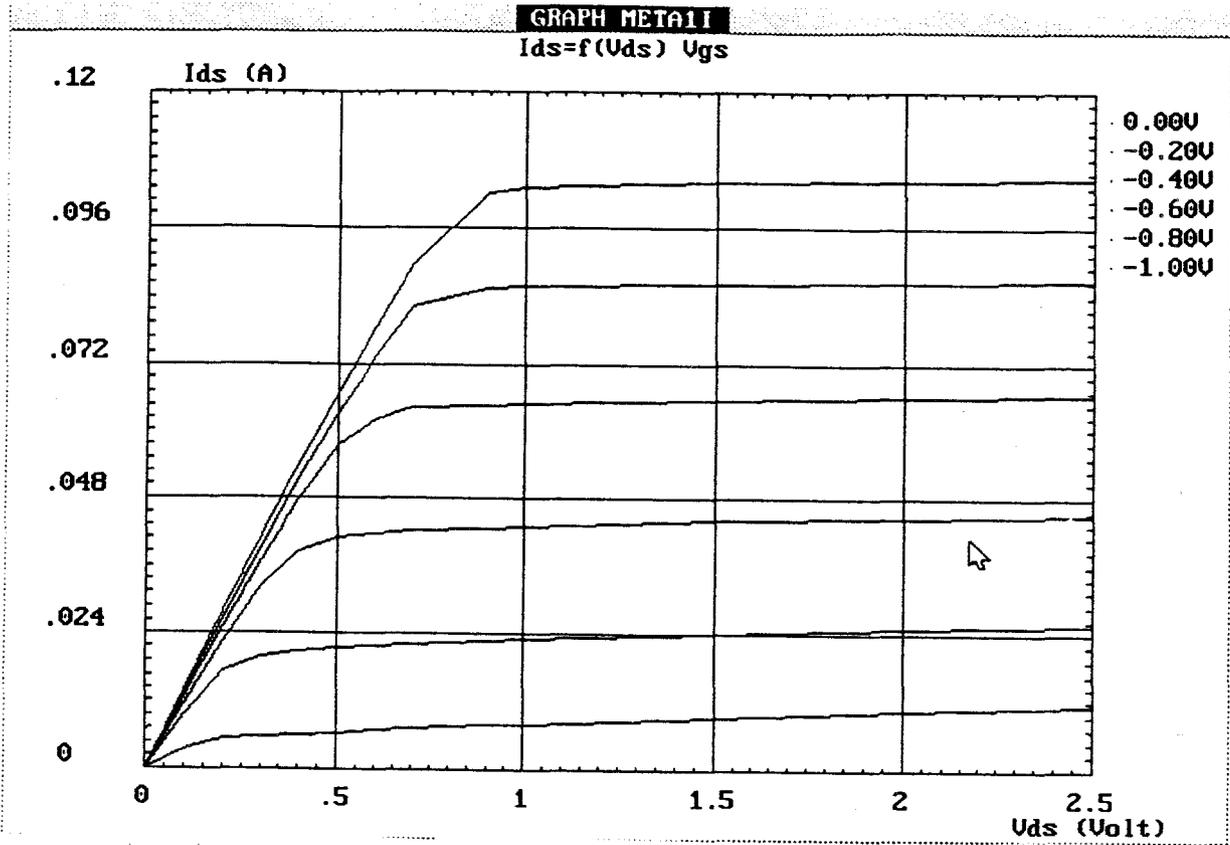
Lorsque le logiciel HELENA calcule cette loi, il la présente sous deux formes : la loi de commande des capacités des différents porteurs libres dans la structure et la répartition de ces porteurs en densité.

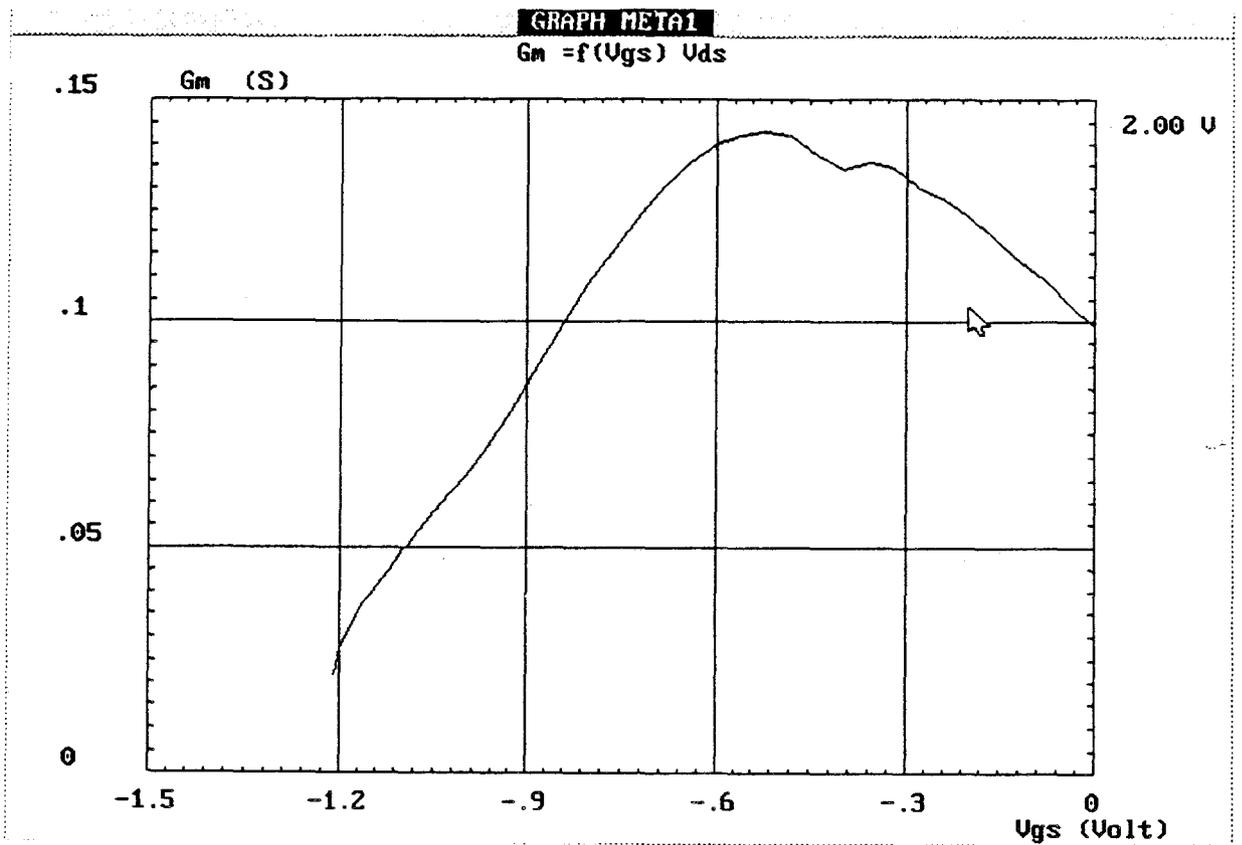
Nous disposons donc de la densité de porteurs dans le canal (  $N_s$  ), la densité de porteurs libres dans la couche dopée (  $N_I$  ), la densité de porteurs ionisés (  $N_d^+$  ), la densité de porteurs libres participant à la conduction (  $N_s + N_I$  ) et les capacités des porteurs libres (  $C_{N_s}$ ,  $C_{N_I}$  ).

La loi de commande de charge ne s'appuie que sur la structure des couches épitaxiées ( menu *Layer Data* ). Elle permet de déterminer en outre la tension de pincement de la structure.

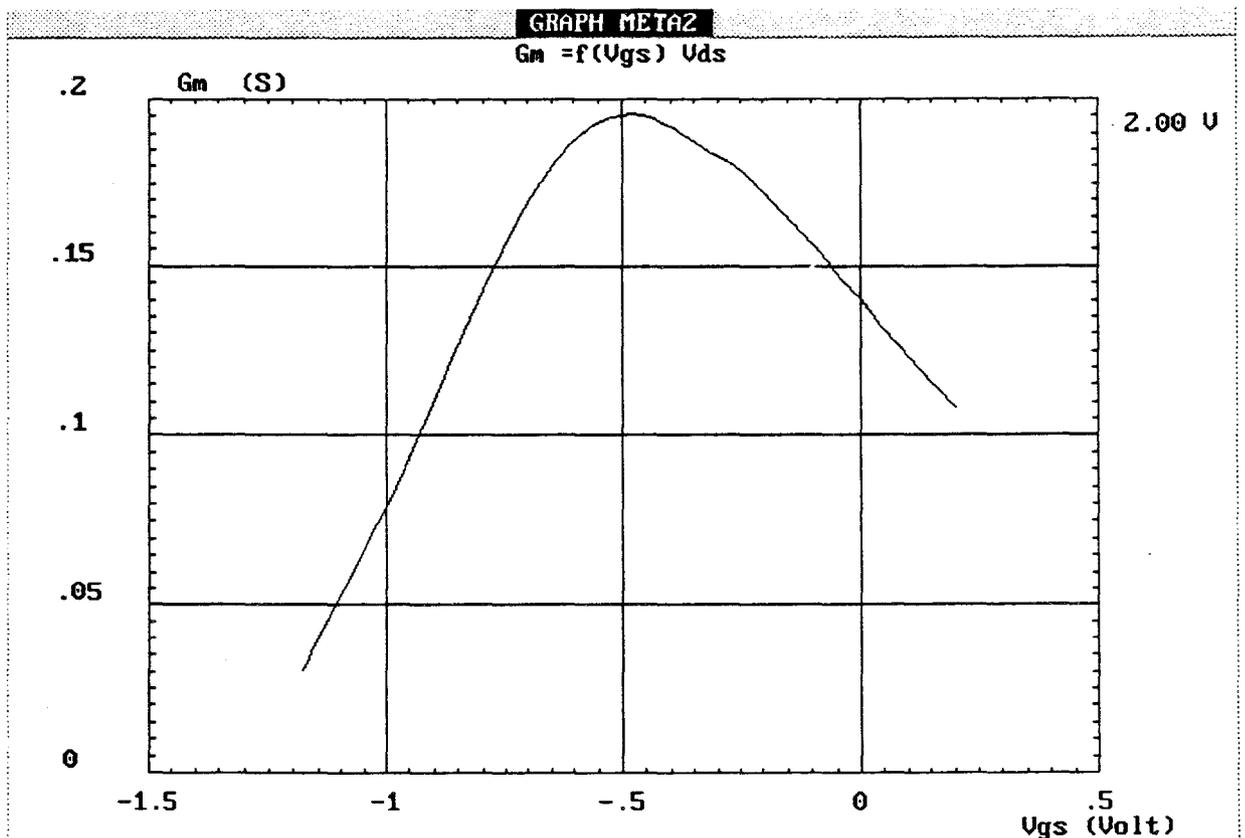
Pour les deux transistors que nous nous proposons de simuler, les lois de commande sont présentées sur les figures I.38 et I.39 pour le transistor *META1* et I.40 et I.41 pour le transistor *META2*.

Sur les courbes de contrôle de charge, les densités de porteurs dans le canal atteignent  $3 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$  pour le transistor *META1* et  $4 \times 10^{16}$  pour *META2*. La commande du gaz bidimensionnel est très bonne dans les deux cas pour des tensions de grille comprises entre -1 et + 0,4 V. Ceci est confirmé par les courbes de capacité où, pour une température





**Figure I.44:** Transconductance intrinsèque en fonction de la tension de grille pour le transistor *META1*.



**Figure I.45:** Transconductance intrinsèque en fonction de la tension de grille pour le transistor *META2*.

de 300 K, les plateaux correspondants à la commande du gaz sont très bien marqués et d'amplitude voisine de 1 V.

Les différences observées entre les deux structures sont dues à la densité de porteurs ionisés ( $\text{Nd}^+$ ) qui est plus importante pour la structure *META2* ( $5 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$ ) que pour la structure *META1* ( $4,5 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$ ).

Compte tenu de ces caractéristiques propres aux structures épitaxiées, nous pouvons d'ores et déjà prédire d'une part de meilleures performances pour le transistor *META2* et d'autre part d'excellentes performances hyperfréquence pour les deux structures grâce au contrôle de charges efficace ( plateau d'amplitude voisine de 1V ).

#### 3.4.4 Caractéristiques continues

La caractéristique continue que calcule le logiciel HELENA peut être considérée comme extrinsèque compte tenu de la résistance de contacts de  $0,2 \Omega \cdot \text{mm}$  que nous avons imposée.

La topologie de transistor et les paramètres de transport électronique sont indispensables pour obtenir les caractéristiques continues.

Nous avons imposé une tension maximale de grille  $V_{g_{\max}}$  de + 0,2 V.

Les figures I.42 et I.43 sont les caractéristiques continues des transistors *META1* et *META2* respectivement. Nous avons choisi, par souci de comparaison, la même topologie pour les deux transistors soit  $L_g = 0,2 \mu\text{m}$  et  $Z = 150 \mu\text{m}$ .

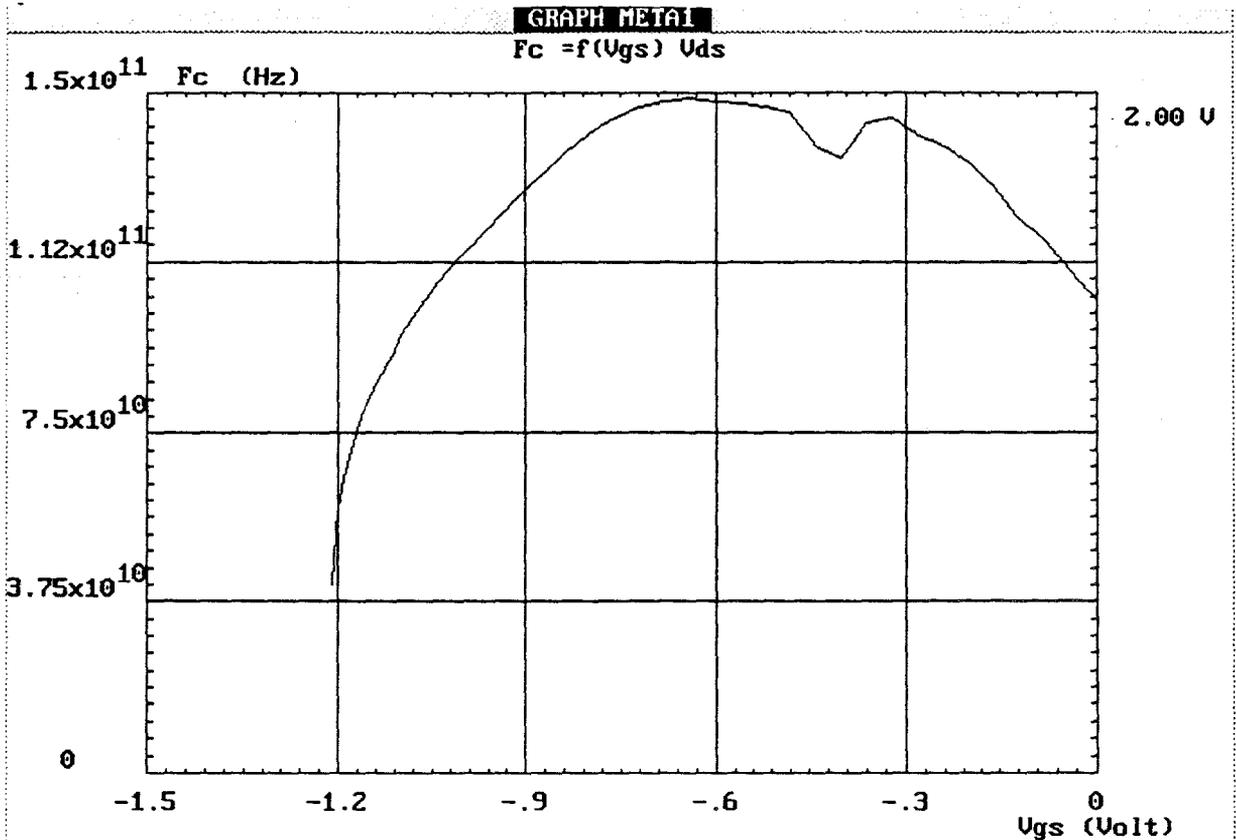
Comme nous l'avions supposé dans le paragraphe précédent, le transistor *META2* produit plus de courant que le transistor *META1* ( 770 mA/mm à  $V_{gs} = 0 \text{ V}$  pour *META2* et 620 mA/mm pour *META1* à  $V_g = 0 \text{ V}$  ).

Nous pouvons aussi vérifier que les tensions de pincement sont quasiment identiques pour les deux transistors à  $V_{gs} = - 1,05 \text{ V}$ .

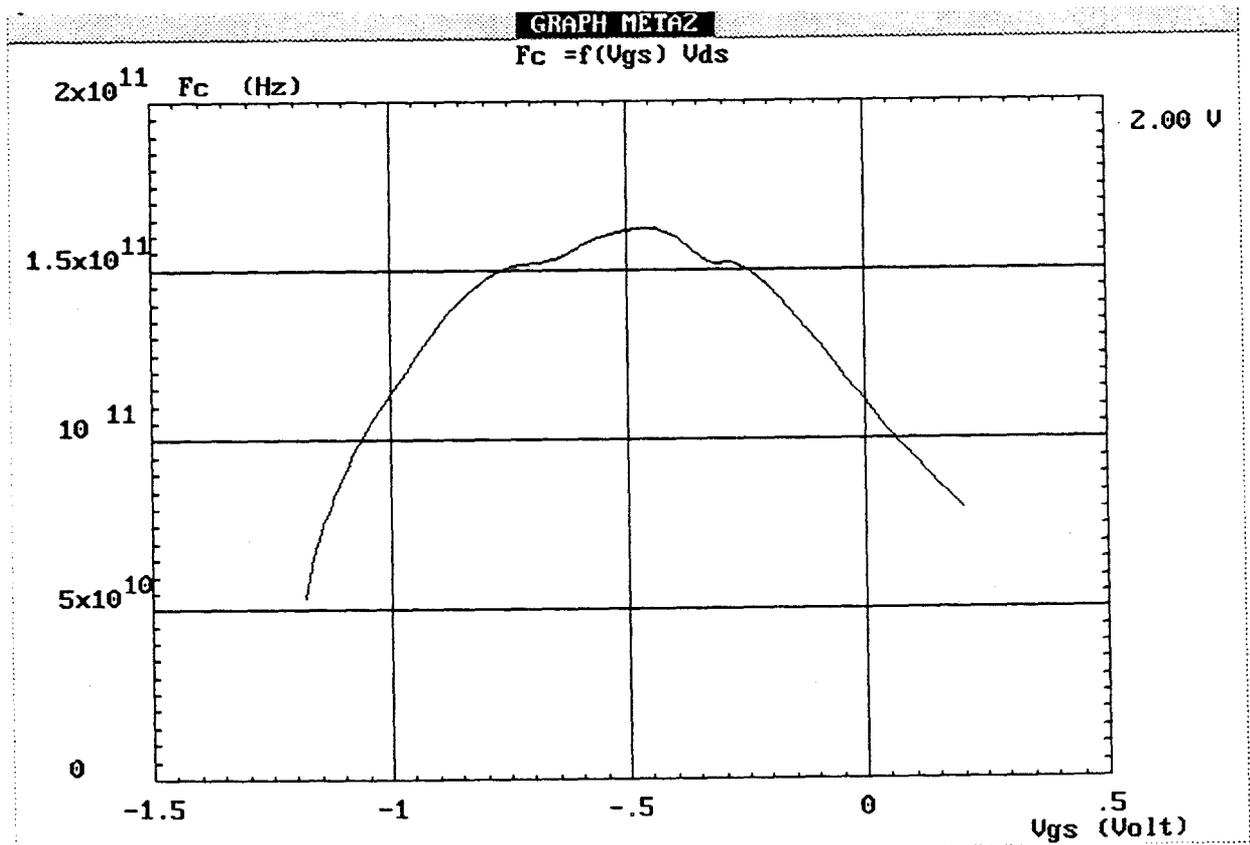
#### 3.4.5 Caractéristiques hyperfréquences

Les caractéristiques hyperfréquences intrinsèques que nous présentons ici sont calculées pour une polarisation source drain  $V_{DS} = + 2 \text{ V}$ .

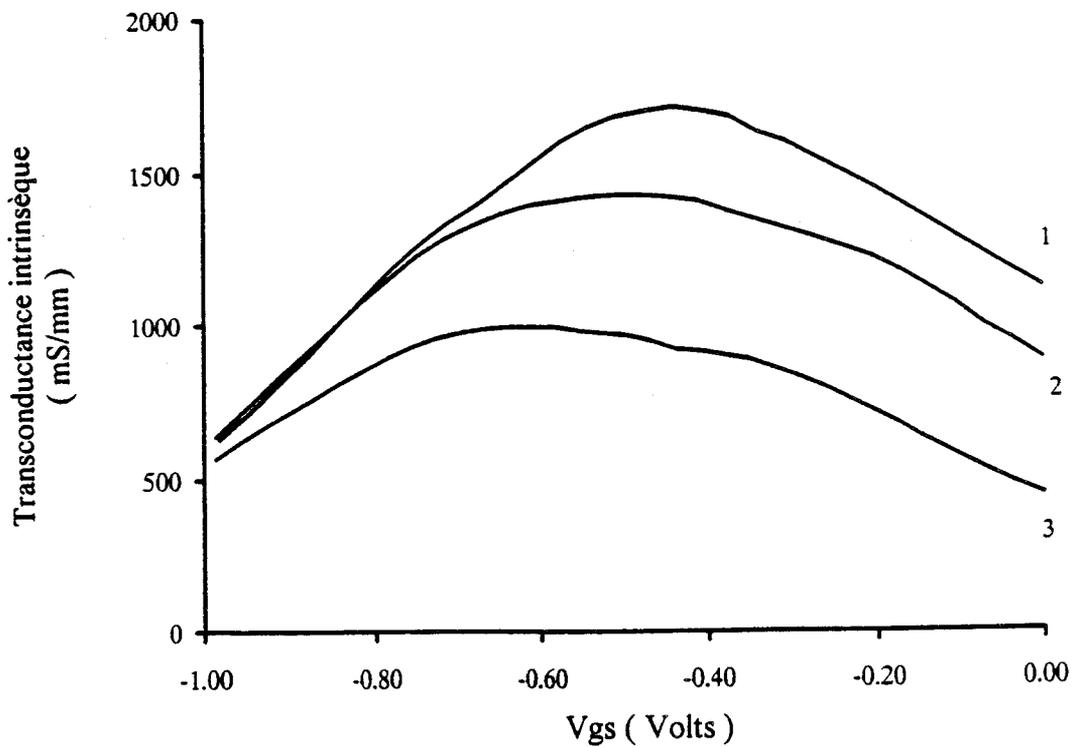
Les transconductances ( gm ) que calcule HELENA sont élevées et les maxima se situent autour de  $V_{gs} = - 0,5 \text{ V}$ . Les valeurs des maxima, pour un transistor de  $0,2 \times 150 \mu\text{m}^2$  sont de 930 mS/mm pour le transistor *META1* et de 1300 mS/mm pour le transistor *META2* ( figures I.44 et I.45 ).



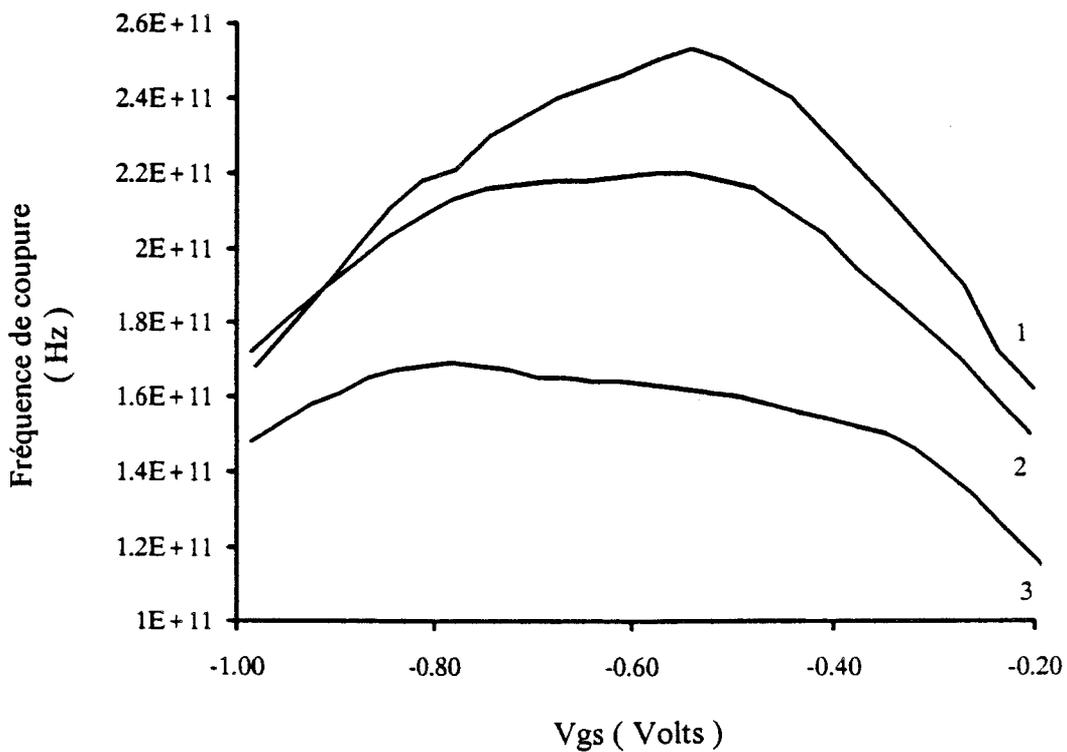
**Figure I.46:** Fréquence de coupure intrinsèque pour le transistor *META1*.



**Figure I.47:** Fréquence de coupure intrinsèque pour le transistor *META2*.



**Figure I.48:** Comparaison de l'évolution des transconductances des HEMTs pseudomorphique sur GaAs (3), adapté en maille sur InP (1) et métamorphiques sur GaAs (2).



**Figure I.49:** Comparaison de l'évolution des fréquences de coupure des HEMTs pseudomorphique sur GaAs (3), adapté en maille sur InP (1) et métamorphique sur GaAs (2).

Les fréquences de coupure associées ( figures I.46 et I.47 ) sont calculées par la formule  $f_c = \frac{g_m}{2 \pi (C_{gs} + C_p)}$ .

Nous nous sommes placés dans le cas idéal où les capacités parasites  $C_p$  sont nulles. Cela nous permet de visualiser la fréquence de coupure maximale que l'on peut obtenir. Les valeurs de ces fréquences de coupure sont de 150 GHz pour le transistor *META1* et de 165 GHz pour le transistor *META2*.

La capacité  $C_{gs}$ , que nous n'avons pas tracée ici, est plus importante pour le transistor *META2* ( plus de charges dans le gaz bidimensionnel ). Ainsi, malgré un écart important entre les transconductances intrinsèques des deux transistors, l'écart entre les fréquences de coupure est plus faible.

### 3.4.6 Comparaison avec les autres filières de HEMTs

Afin de pouvoir situer les performances du HEMT métamorphique par rapport aux autres filières de HEMTs, nous avons utilisé HELENA pour calculer les caractéristiques des HEMTs pseudomorphiques sur GaAs et adaptés en maille sur InP.

La géométrie du transistor est identique pour les trois HEMTs. La tension de pincement de chaque transistor, calculée à partir de la caractéristique C-V, a été choisie comme invariante, de manière à avoir une comparaison des différentes filières.

Les figures I.48 et I.49 montrent l'évolution des transconductances et des fréquences de coupure intrinsèques pour les trois filières. nous pouvons remarquer que les performances du HEMT métamorphique se situent assez près de celles du HEMT adapté en maille sur InP, alors que le HEMT pseudomorphique sur GaAs possède, comme nous l'avons vu dans l'état de l'art des HEMTs, des performances plus modestes.

Peu de différences séparent les caractéristiques des HEMTs utilisant le couple AlInAs/GaInAs et cela, malgré les meilleures propriétés de transport que possède le  $Ga_{0,47}In_{0,53}As$  adapté en maille sur InP. Cela est sûrement dû à la forte différence dans les discontinuités de bande de conduction, à l'avantage du HEMT métamorphique, qui se traduit par une meilleure efficacité de commande.

HELENA, dans sa version actuelle, ne nous permet pas de simuler les performances de puissance des HEMTs, mais il semble au vu des courbes C-V et des similitudes entre le GaInAs pseudomorphique sur GaAs et métamorphique, que les performances en puissance

du HEMT métamorphique seront comparables à celles du HEMT pseudomorphique sur GaAs.

### 3.4.7 Conclusion

Nous avons montré, à l'aide du logiciel HELENA, que le concept de HEMT métamorphique  $\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As} - \text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  sur GaAs était adapté à des applications hyperfréquences.

De plus, les performances calculées, qui sont les performances maximales que l'on peut obtenir pour le transistor, sont concurrentes avec celles du HEMT  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As} - \text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  sur InP qui est unanimement considéré comme ayant les meilleures performances.

Cela nous montre que les propriétés de transport du canal ( mobilité, masse effective des électrons ) ne sont pas les seuls éléments à prendre en compte pour connaître les performances du HEMT. Dans notre cas, la discontinuité de bande de conduction du HEMT métamorphique ( 0,72 eV ), et donc la forte densité de charges dans le puits (  $N_s \sim 3 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$  ) permet de "compenser" les moins bonnes propriétés de transport du canal  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  métamorphique.

## 4 Conclusion du premier chapitre

Nous avons tenté, dans ce chapitre, de démontrer la faisabilité d'une nouvelle filière de HEMTs : le HEMT  $\text{Al}_{0,7}\text{In}_{0,29}\text{As} - \text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  métamorphique sur GaAs.

Tout d'abord, afin de situer le contexte du propos, nous avons effectué un rappel sur les HEMTs existants en insistant sur les propriétés des matériaux formant les diverses hétérojonctions.

Cela nous a amené à donner un état de l'art de ces HEMTs au niveau des performances hyperfréquences et aussi un avis quant à leurs avantages et inconvénients.

De ces comparaisons, nous avons déduit que les matériaux les mieux adaptés aux HEMTs pour des applications hyperfréquences étaient l'AlInAs pour le matériau à grande bande interdite, et le GaInAs pour le canal.

L'étude de ces deux matériaux et plus particulièrement de l'hétérojonction qu'ils forment en fonction de la composition en Indium nous a amené à trouver un maximum à la discontinuité de bande de conduction de l'ordre de 0,7 eV pour une composition d'Indium de 30%.

Nous avons alors supposé qu'un tel transistor était réalisable et nous l'avons étudié.

La première étude a consisté à calculer la densité maximale de charges libres dans le puits ( $N_{s_{\max}}$ ) et de la comparer avec celles des autres HEMTs. Le calcul, mené sur une hétérojonction à l'équilibre thermodynamique, a donné un  $N_{s_{\max}}$  de l'ordre de  $4 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$ , ce qui est deux fois plus important que le HEMT pseudomorphique sur GaAs et 1,5 fois mieux que le HEMT adapté en maille sur InP.

Ensuite, comme nous disposons d'un outil de simulation des HEMTs appelé HELENA, nous avons pu tenter de prédire les performances d'un tel HEMT.

Déjà, au niveau de la commande de charges, le HEMT métamorphique s'est révélé prometteur, notamment grâce à une plage de commande du gaz bidimensionnel supérieur à 1 V en  $V_{gs}$ .

Puis, les performances hyperfréquences, comparées à celles obtenues de la même manière pour les HEMTs adapté en maille sur InP et pseudomorphique sur GaAs, de même longueur de grille et tension de pincement, se sont avérées être compétitives.

Il nous reste, après avoir prouvé théoriquement que le concept d'hétérojonction métamorphique était applicable aux HEMTs en hyperfréquences, à démontrer la faisabilité technique d'une telle structure autant d'un point de vue épitaxie par jets moléculaires que d'un point de vue technologique ( contacts ohmiques, contact Schottky, ... ).

## Bibliographie du chapitre I

- [1] Y. Cordier  
Thèse de Doctorat, 1992, Lille.
- [2] K. Lee *et al.*  
Jap. Jal of Appl. Phys., vol. 23, n°4, page L230, 1984.
- [3] N. Braslau  
Jal of Vac. Sci. Technol., vol 19, page 803, 1981.
- [4] R. Williams  
"Modern GaAs processing methods", Editeur Artch House, 1990.
- [5] H. Dämbkes *et al.*  
Elect. Lett., vol. 26, n°7, page 489, 1990.
- [6] S. Adachi  
Jal of Appl. Phys., vol 58, page R1, 1985.
- [7] H.C. Casey *et al.*  
"Heterostructure Lasers", Editeur Academic New York, 1978.
- [8] H.J. Lee *et al.*  
Phys. Rev., vol. B21, page 659, 1980.
- [9] S. Adachi  
Jal of Appl. Phys., vol. 53, n°12, page 8775, 1982.
- [10] I.F. Chang *et al.*  
Adv. Phys., vol. 20, page 359, 1971.
- [11] Robson  
Communication privée.

- [12] T. Akazaki *et al.*
  
- [13] Y.T. Leu *et al.*  
Phys. Rev., vol B31, n°12, page 8298, 1985.
  
- [14] R.W. Hockney *et al.*  
Elect. Lett., vol. 10, n°23, p484, 1976.
  
- [15] J.L. Thobel  
Thèse de doctorat, Lille, 1988.
  
- [16] C. Priester
  
- [17] L. Baudry  
DEA Electronique, Lille, 1989.
  
- [18] J. Whitaker *et al.*  
Solid. State Electron., vol. 8, page 649, 1965.
  
- [19] J. Chen *et al.*  
Appl. Phys. Lett., vol. 61, n°9, page 1116, 1992.
  
- [20] M. Ettenberg *et al.*  
Jal of Eletrochem. Soc., vol. 119, page 1355, 1971.
  
- [21] K. Brennan  
IEEE Trans. on Elect. Dev., vol. ED33, n°10, page 1502, 1986.
  
- [22] E.F. Schubert *et al.*  
Phys. Rev., vol. B30, n°12, page 7021, 1984.
  
- [23] L. D. NGuyen  
Proc. of the IEEE, vol. 80, n°4, page 493, 1992.
  
- [24] P. Chu *et al.*  
Appl. Phys. Lett., vol. 53, n°24, page 2423, 1988.

- [25] J. M. Kuo *et al.*  
J. Vac. Sci. Technol., vol. B6, n°2, page 657, 1988.
- [26] L.D. NGuyen *et al.*  
IEEE El. Dev. Let., vol. 13, n°3, page 143, 1992.
- [27] D. Yang *et al.*  
IEEE El. Dev. Let., vol 13, n°6, page 350, 1992
- [28] M. Feng *et al.*  
Appl. Phys. Lett., vol. 57, n°12, page 1233, 1990.
- [29] J. Tan *et al.*  
IEEE Trans. on Elect. Dev., vol. 11, n°7, page 303, 1990.
- [30] L.D. Nguyen *et al.*  
IEDM Tech. Dig., page 499, 1990.
- [31] Tan et al.  
IEDM 1991.
- [32] A. Cappy  
Thèse de doctorat, Lille, 1984.
- [33] J. Alamkan  
Thèse de doctorat, Lille, 1993.
- [34] H. Happy  
Thèse de doctorat, Lille, 1992.
- [35] H. Happy *et al.*  
Int. Jal of Mic. Mill. Wave Comp. Aided Eng., vol. 3, n°1, page 14, 1993.

# CHAPITRE II

## 1. Introduction

Le deuxième chapitre de ce mémoire est consacré à l'étude des matériaux métamorphiques réalisés par Epitaxie par Jets Moléculaires.

Après un rappel bref sur la technique d'épitaxie et sur les contraintes que nous impose le bâti de croissance, nous détaillerons les différents moyens de caractérisation qui sont mis à notre disposition pour comprendre, notamment, les processus de relaxation de la contrainte dans de tels matériaux. Le premier groupe de caractérisations est celui disponible au laboratoire ( RHEED, microscopes optique et électronique à balayage et effet Hall ). Le second groupe comporte des caractérisations plus spécifiques aux matériaux en général, disponibles de ce fait au Laboratoire des Structures et Propriétés de l'Etat Solide de l'Université des Sciences et Technologies de Lille.

La croissance du tampon métamorphique en GaInAs, destiné à accommoder le désaccord de maille entre le substrat et les couches métamorphiques, sera développée au travers de quatre épitaxies différentes dont nous pourrons comparer les propriétés structurales et électriques.

Dans le but final de réaliser des hétérojonctions métamorphiques GaInAs/AlInAs ainsi qu'elles ont été définies dans le chapitre précédent, nous regarderons aussi la croissance du ternaire AlInAs adapté en maille sur le tampon métamorphique GaInAs.

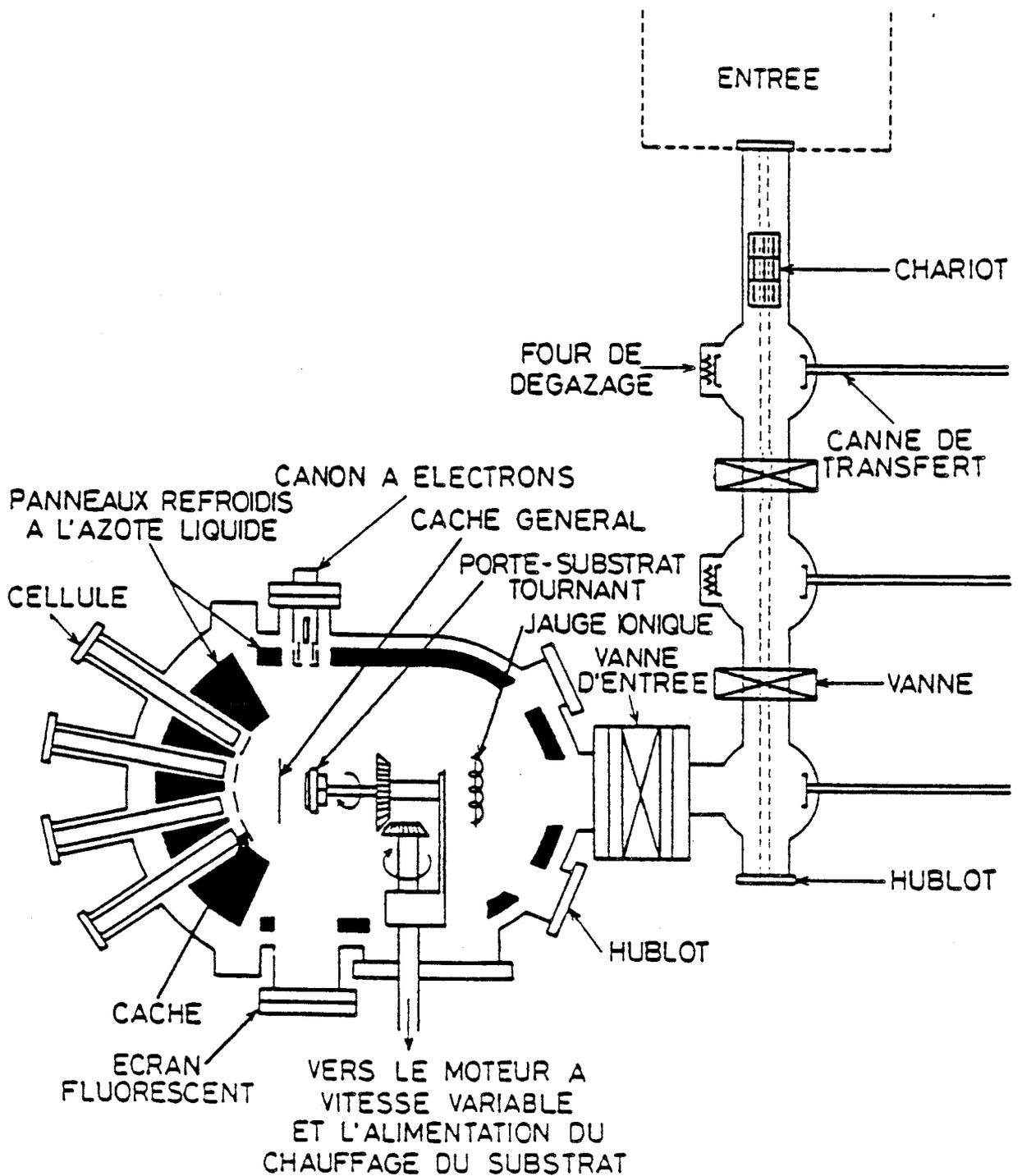


Figure II.1: Schéma de principe du bâti d'Epitaxie par Jets Moléculaires RIBER

## 2. Rappels sur l'épitaxie par jets moléculaires

L'épitaxie par jets moléculaires a été développée par Arthur et al [1] en 1970. C'est une méthode de croissance de couches semi-conductrices de haute qualité sur un substrat monocristallin ( GaAs, InP, Si...).

### 2.1 Principe

A l'origine développée pour l'épitaxie de semi-conducteurs III-V, cette technique requiert un vide dans la chambre d'épitaxie très poussé ( de  $10^{-10}$  à  $10^{-11}$  Torr ). Pour la croissance en elle-même, des flux d'atomes ou de molécules sont envoyés sur un substrat dont la température détermine le mode de croissance.

Les éléments, très purs, des colonnes III et V du tableau de Mendeleïev sont dans des cellules d'effusion ( figure II.1 ). La variation de température de la cellule d'effusion induit une variation de la tension de vapeur saturante dans le creuset. Lorsque le cache protégeant la cellule est ouvert, un flux d'atomes est libéré.

Pour maintenir un vide très poussé régnant dans la chambre, les parois sont refroidies à l'azote liquide de manière à fixer les matériaux qui n'ont pas réagi sur le substrat et qui n'ont pas été pompés.

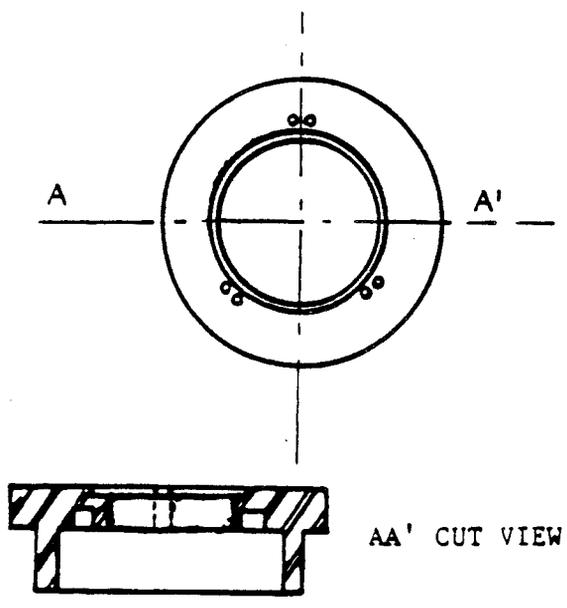
Par souci d'uniformité des épaisseurs et de la qualité des couches épitaxiées sur la surface du substrat, le substrat est monté sur un support rotatif.

L'épitaxie par jets moléculaires est une technique de croissance permettant un contrôle très précis des épaisseurs déposées, d'une part à cause des faibles vitesses de croissance (  $< 1 \mu\text{m/h}$  ) et du mode de croissance bidimensionnel ( monocouche par monocouche ). La manipulation des caches des cellules permet d'obtenir des interfaces abruptes nécessaires pour la qualité des hétérojonctions..

### 2.2 Mécanismes de croissance

Pour l'épitaxie d'un matériau ayant l'Arsenic pour élément V ( GaAs, GaAlAs,... ), le flux d'Arsenic et la température du substrat  $T_s$  sont les deux principaux paramètres de la croissance. L'Arsenic se présente sous la forme d'un tétramère  $\text{As}_4$ . Le flux est déterminé par la température de la cellule  $T_V$  ( de l'ordre de  $200^\circ\text{C}$  ).

L'incorporation des éléments III sur le substrat s'effectue lorsque la température du substrat est inférieure à celle des cellules III. On peut définir à ce propos le coefficient de collage défini par :



**Figure II.2:** Support Indium-Free.

$$C = \frac{\text{nombre d'atomes incorporés}}{\text{nombre d'atomes incidents sur la surface}}$$

L'incorporation de l'Arsenic en surface se fait avec un coefficient de collage de l'ordre de 0,5 pendant la croissance. Si la température du substrat est trop basse ( $< 400^{\circ}\text{C}$ ) la durée de vie en surface des éléments devient trop grande, et les couches ainsi obtenues ne sont plus de qualité "électronique".

La plage de température souvent utilisée est  $330^{\circ}\text{C} < T_s < T_{\text{III}}$  pour la croissance de GaInAs. La seule condition étant d'apporter une surpression d' $\text{As}_4$  afin de maintenir un nombre suffisant d'atomes adsorbés à la surface. ( dissociation d' $\text{As}_4$  en  $\text{As}_2$ , Foxon et Joyce [2] ).

Les utilisateurs se placent souvent dans des conditions telles que l'Arsenic est en surpression dans la chambre, la croissance étant contrôlée par l'incorporation des éléments III. Une épitaxie réalisée avec de telles conditions est souvent de bonne qualité.

### **2.3 Particularités du bâti**

Le bâti d'épitaxie dont nous disposons nous impose certaines contraintes que nous allons exposer brièvement.

#### **2.3.1 Substrat**

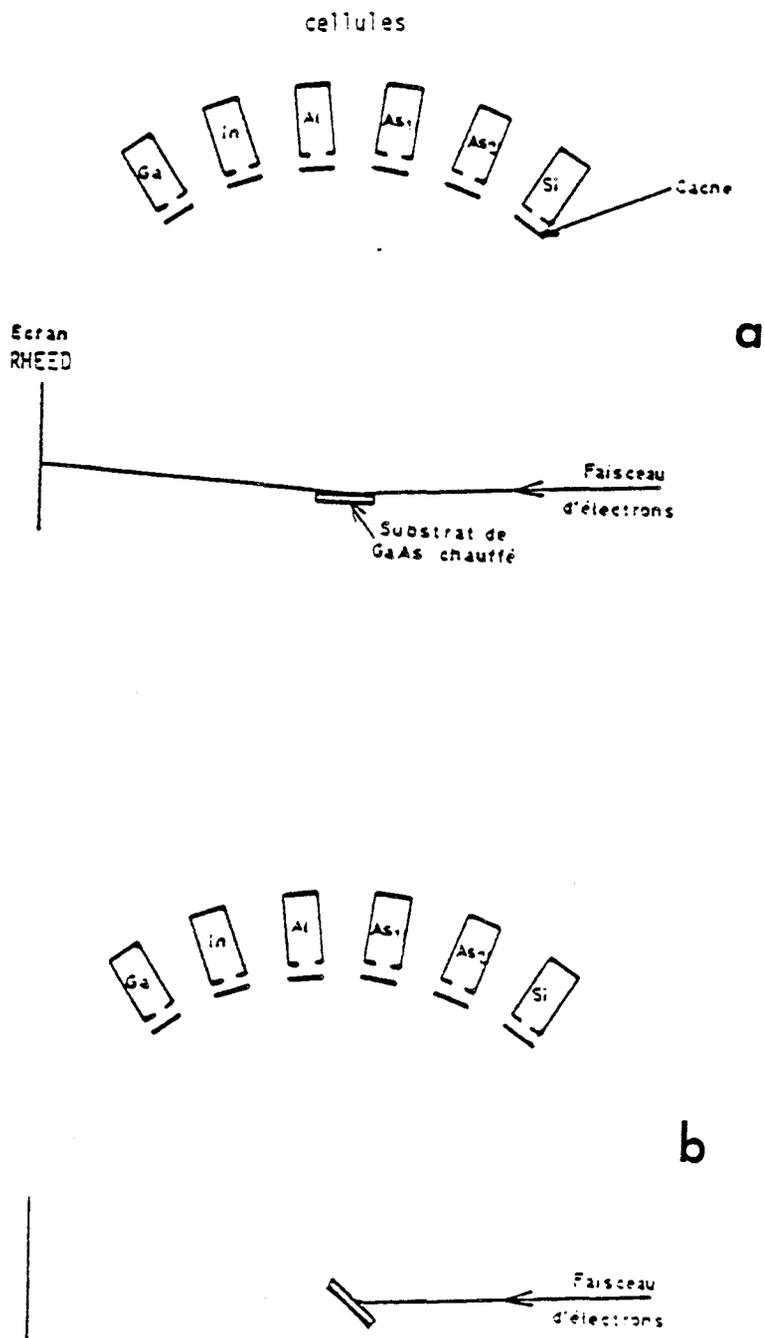
Les substrats GaAs que nous utilisons ont un diamètre de 2 pouces et sont montés sur un support dit Indium Free ( figure II.2 ).

La préparation des échantillons se réduit à un dégazage dans le module d'introduction puis à une désoxydation complète dans la chambre d'épitaxie à une température de l'ordre de  $600^{\circ}\text{C}$  sous flux d'Arsenic afin d'améliorer la qualité de la surface.

Les substrats utilisés sont prêts à l'emploi ( EPI READY ). Ils sont recouverts d'une fine couche d'oxyde, résultat d'un traitement à l'ozone. Cet oxyde se compose d' $\text{As}_2\text{O}_3$  et de  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  dont les températures de disparition sont respectivement environ  $400$  et  $600^{\circ}\text{C}$ .

#### **2.3.2 Croissance**

Le bâti possède deux positions de croissance. L'une dite "normale" est telle que le substrat se trouve face aux cellules. Compte tenu de l'angle solide que représente le flux sortant de chaque cellule, la croissance peut être considérée comme homogène sur un diamètre de l'ordre de 1 pouce, lorsque le substrat est en rotation. De plus, cette position



**Figure II.3:** Schéma simplifié de la position des cellules d'effusion, du porte substrat et du RHEED dans les positions normale ( a ) et optimale ( b ).

permet d'observer la surface de l'échantillon à l'aide du RHEED ( Reflexion High Energy Electron Diffraction ) dont le bâti est équipé ( figure II.3a ).

Dans la seconde position, dite "optimale", le substrat est incliné par rapport à la position normale, et fait face aux cellules d'Arsenic ( figure II.3b ). Le flux sortant des cellules d'élément III balayent ainsi la totalité de la surface. Dans cette position, la croissance peut être considérée comme homogène sur toute la surface du substrat ( substrat de 2 pouces ).

Nous avons réalisé la plupart de nos croissances sur des substrats de 2 pouces prêts à l'emploi, montés en "Indium Free" et en position optimale.

### 2.3.3 Températures

Les températures des cellules sont fixées par l'automate qui commande le bâti d'épitaxie. A chaque température correspond un courant et une tension chauffant la cellule.

La température du substrat peut être mesurée de diverses manières. Tout d'abord, un thermocouple est placé derrière l'échantillon, sur le porte-échantillon. Un filament communique la chaleur au substrat, mais compte tenu de la distance entre l'échantillon et le thermocouple, la mesure est imprécise. On peut aussi effectuer cette mesure à l'aide d'un pyromètre infra rouge au travers d'un hublot. L'étalonnage du pyromètre se fait grâce au RHEED, et rend la mesure de température plus précise.

Le pyromètre sert ainsi à définir la température initiale de croissance, les variations de température qui sont nécessaires pour certaines croissances sont réglées grâce au thermocouple.

### 2.3.4 Flux

Les flux sortant de chaque cellule ne peuvent être mesurés simplement. Aussi, nous mesurons les pressions équivalentes de flux à l'aide d'une jauge de type Bayart-Alpert située derrière le four du substrat, ceci nous obligeant à retourner l'échantillon de 180°.

### 2.3.5 Cellules

Nous disposons dans le bâti de cellules d'éléments III, IV, V solides que l'on chauffe. Pour l'élément V, 2 cellules d'Arsenic sont disponibles, une cellule de Silicium, élément IV pour le dopage n des semi-conducteurs, et 3 sources d'éléments III, le Gallium, l'Indium et l'Aluminium.

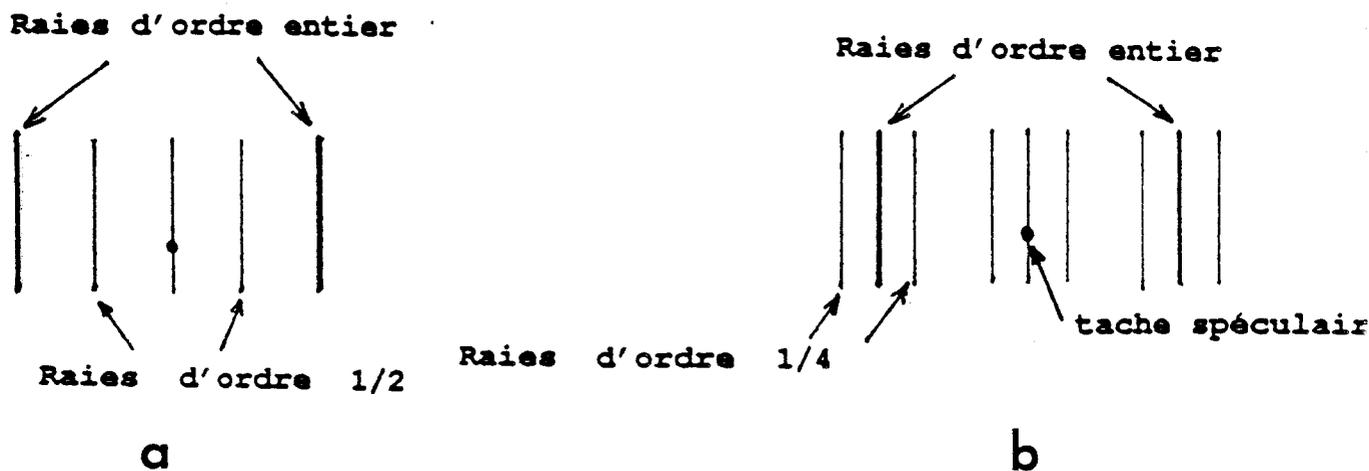


Figure II.4: Modèles de reconstruction de surface C(2x8) (a) et C(2x4)(b).

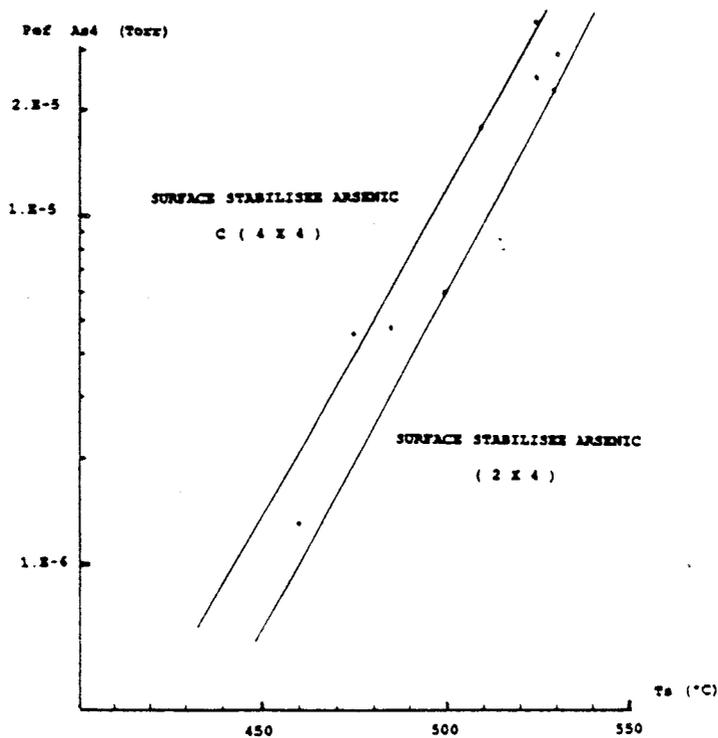


Figure II.5: Transitions de stabilisation Arsenic (2x4) à (4x4).

### 3. Méthodes de caractérisation des matériaux épitaxiés

Nous allons décrire dans ce chapitre les méthodes de caractérisation des matériaux que nous utiliserons.

La première méthode sera une méthode in-situ au bâti d'épitaxie, puis nous développerons les techniques de caractérisation des matériaux telles que la photoluminescence et la Double Diffraction des rayons X. Nous finirons par les méthodes électriques pouvant s'appliquer aux matériaux en volume ( Effet Hall ).

#### 3.1 Caractérisation in-situ : RHEED

L'observation au RHEED s'effectue lorsque l'échantillon est dans la chambre de croissance. Les électrons en faisceau de haute énergie ( 8 keV ) arrivent sur l'échantillon en position "normale". L'incidence est rasante. Nous pouvons distinguer deux types d'observations RHEED. Le RHEED statique permet l'observation des diagrammes de reconstruction de surface dans les deux directions cristallographiques  $[110]$  et  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . Le RHEED dynamique s'appuie sur la variation de l'intensité de la tache spéculaire du faisceau durant la croissance.

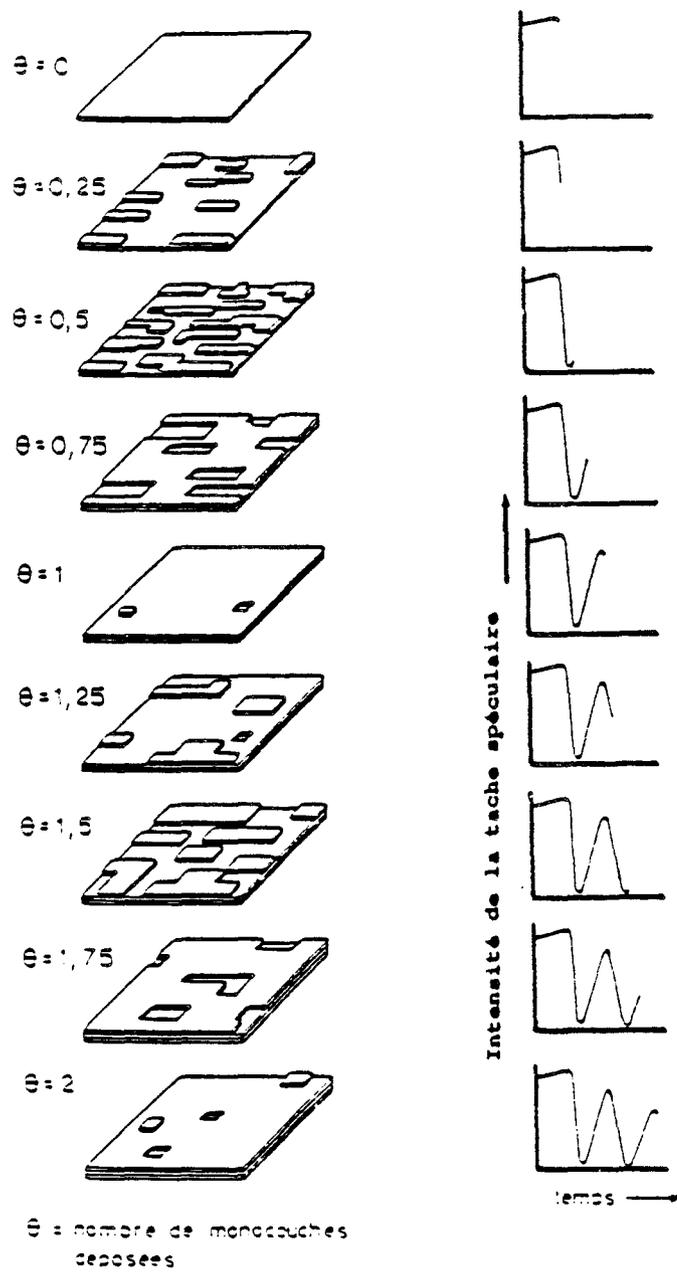
##### 3.1.1 RHEED statique

L'observation des figures de RHEED statique montre, suivant la direction cristallographique, des raies perpendiculaires au plan de croissance ( image du réseau réciproque ). Ces raies caractérisent la maille cristalline du matériau ( raies d'ordre entier ) mais aussi la surstructure due à la présence régulière d'atomes sur la surface ( raies d'ordre fractionnaire ). La disposition des raies varie, comme nous l'avons vu, suivant la direction d'observation, mais aussi en fonction de la présence d'Arsenic ou de la température du substrat. Dans les conditions normales de croissance [3], la figure de RHEED se compose de raies d'ordre 1/2 dans la direction  $[110]$  et 1/4 dans la direction  $[\bar{1}\bar{1}0]$ .

On dit alors que la surface, stabilisée Arsenic, a une maille  $C(2 \times 4)$  ou  $(2 \times 8)$  ( figure II.4 ).

La variation de l'ordre des raies avec la température permet aussi d'étalonner le pyromètre à infrarouge. D'après l'abaque tracé par Y. Cordier ( figure II.5 ), la maille passe de  $C(4 \times 4)$  à basse température à  $C(2 \times 4)$  à plus haute température. Cela permet d'étalonner le pyromètre avec une précision de l'ordre de  $10^\circ\text{C}$ .

Le RHEED statique sert aussi à vérifier la qualité cristalline du substrat avant croissance, et à vérifier que l'oxyde recouvrant le substrat a disparu.



**Figure II.6:** Interprétation des oscillations RHEED par coalescence d'îlots bidimensionnels.

### 3.2.1 RHEED dynamique

Le fait que dans notre cas la croissance par EJM s'effectue par un mode bidimensionnel a permis d'utiliser le RHEED dynamique.

La croissance bidimensionnelle est interprétée comme la coalescence d'îlots de quelques centaines d'Angströms de côté avant qu'une nouvelle monocouche atomique ne débute. De cette manière, la réflectivité de la surface vis à vis du faisceau d'électrons varie périodiquement ( figure II.6 ).

En pratique, on ne visualise pas un signal périodique d'intensité constante. L'intensité tend à décroître à mesure que la croissance s'effectue car de nouveaux îlots de la monocouche suivante se forment avant que la monocouche précédente ne soit déposée entièrement. Un arrêt de croissance, sous flux d'Arsenic, permet de retrouver l'intensité initiale pour la plupart des matériaux épitaxiés.

## 3.2. Photoluminescence

### 3.2.1 Principe

La photoluminescence est une méthode de caractérisation rapide et non destructrice. La manipulation est mise en oeuvre grâce à un laser qui émet un rayonnement dont l'énergie ( $h\nu$ ) est supérieure à la bande interdite du matériau. L'excitation produite dans le matériau aboutit à la création de paires électron-trou. Lorsque ces paires se recombinent de manière radiative, un détecteur récupère des signaux dont l'énergie est proche de celle de la bande interdite du matériau.

La photoluminescence est souvent effectuée à basse température, de manière à minimiser les vibrations du réseau cristallin. La plupart des mesures faites à température ambiante présentent un bruit de fond qui peut masquer certains pics d'énergie.

Dans les matériaux massifs, les recombinaisons radiatives des paires électron-trou ne sont pas les seules à se produire. On peut classer ces recombinaisons suivant deux types: les recombinaisons intrinsèques et les recombinaisons extrinsèques.

Les recombinaisons intrinsèques, propres au matériau, sont les recombinaisons bande à bande et les recombinaisons excitoniques [1]. Les recombinaisons extrinsèques sont liées aux défauts présents dans le cristal : excitons liés à des impuretés, recombinaison bande de conduction-accepteur, bande de valence donneur ou donneur accepteur.

### 3.2.2 Application à la détermination de la composition de composés ternaires

La détermination de la composition en Indium et de la contrainte des composés ternaires GaInAs et AlInAs peut se faire par l'analyse des spectres de photoluminescence.

#### 3.2.2.1 Matériaux "parfaits"

Le spectre de photoluminescence se présente par le nombre de coups comptés par le détecteur en fonction de la longueur d'onde. Ainsi, lorsqu'un pic de photoluminescence apparaît, on peut déterminer sur quelle longueur d'onde il est centré, et sa largeur à mi-hauteur attestant de la qualité structurale du matériau.

Les longueurs d'onde sont directement reliées aux énergies par la formule :

$$\lambda (\mu\text{m}) = \frac{1,24}{E_g (\text{eV})}$$

Ainsi, lorsque le pic correspond à une recombinaison radiative de bande de conduction à bande de valence, la valeur de l'énergie correspondant au maximum du pic est l'énergie de bande interdite du matériau.

Connaissant les formules des bandes interdites en fonction de la composition en Indium des ternaires GaInAs et AlInAs ( chapitre I ), il est possible de calculer, avec peu d'erreur, la composition dudit ternaire.

Cette méthode s'applique très bien sur les composés à bande interdite directe. Par contre, dans le cas d'un composé à bande interdite indirecte, la recombinaison est plus difficile à réaliser car la probabilité de recombinaison est plus faible. C'est pourquoi les pics correspondant à une recombinaison indirecte sont beaucoup moins intenses que ceux correspondant aux recombinaisons directes, et même parfois ils peuvent se confondre avec le bruit de fond du détecteur.

De plus, cette méthode suppose la connaissance exacte des formules bande interdite-composition aux températures de mesure ( 300K, 77K et 4K ).

Dans le cas du ternaire GaInAs, les formules sont connues et exactes pour toutes les températures et les compositions. Par contre, l'AlInAs est encore un matériau mal connu pour une composition d'Indium différente de 0,52 (  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  adapté en maille sur InP ). La détermination par photoluminescence de la composition en Indium de l'AlInAs métamorphique ( proche de 0,30 ) risque de s'avérer délicate d'une part par la méconnaissance des formules exactes ( notamment à 77K ) et d'autre part par la transition entre bande interdite directe et indirecte.

	InAs	GaAs
a (eV)	-6	-8,4
b (eV)	-1,8	-2
$C_{11}$ ( $10^{10}$ Pa)	8,33	11,88
$C_{12}$	4,53	5,37
$\frac{C_{12}}{2C_{11}}$ ( $10^{10}$ Pa)	1,088	0,904

**Figure II.7:** Valeurs des potentiels de déformation et des compliances des matériaux GaAs et InAs. Les valeurs pour GaInAs sont obtenues par interpolation linéaire.

### 3.2.2.2 Introduction d'une contrainte résiduelle

Le fait d'épitaxier sur un substrat de GaAs un matériau de maille plus grande va induire une relaxation après qu'une certaine épaisseur soit déposée. Lorsque le matériau, qui dans notre cas sera du  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$ , sera "relaxé", il se peut qu'il existe encore une contrainte résiduelle. Cette contrainte se traduit par une maille de GaInAs qui n'est pas parfaitement cubique, intermédiaire entre la maille pseudomorphique et la maille non contrainte. L'interprétation des courbes de photoluminescence doit tenir compte de ce fait.

Définissons le coefficient de relaxation  $R$  tel que si  $R = 0$ , le GaInAs est parfaitement pseudomorphique, et si  $R = 1$ , le GaInAs est parfaitement non contraint. Le bande interdite du GaInAs va donc varier avec  $R$ .

Plaçons nous dans le cas où la température de mesure est de 77K, ce qui concerne la plupart des expériences, et où on tient compte des contraintes hydrostatique et dynamique.

On a

$$E_{g_{nc}} \text{ ( eV ) } = 1,508 - 1,47 x + 0,375 x^2$$

et

$$E_{g_c} \text{ ( eV ) } = E_{g_{nc}} + \left( 2a \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} - b \frac{C_{11} + 2 C_{12}}{C_{11}} \right) \varepsilon$$

avec  $x$  pourcentage d'Indium

nc = non contraint

c = contraint

a = potentiel de déformation hydrostatique

b = potentiel de déformation par cisaillement

$C_{ij}$  = compliances du matériau ( figure II.7 )

$\varepsilon$  = désadaptation du cristal avec  $\varepsilon = \frac{a_{\text{épitaxié}} - a_{\text{relaxé}}}{a_{\text{relaxé}}}$

On peut exprimer  $\varepsilon$  en fonction de la relaxation. Le paramètre de maille du GaInAs contraint peut s'écrire :

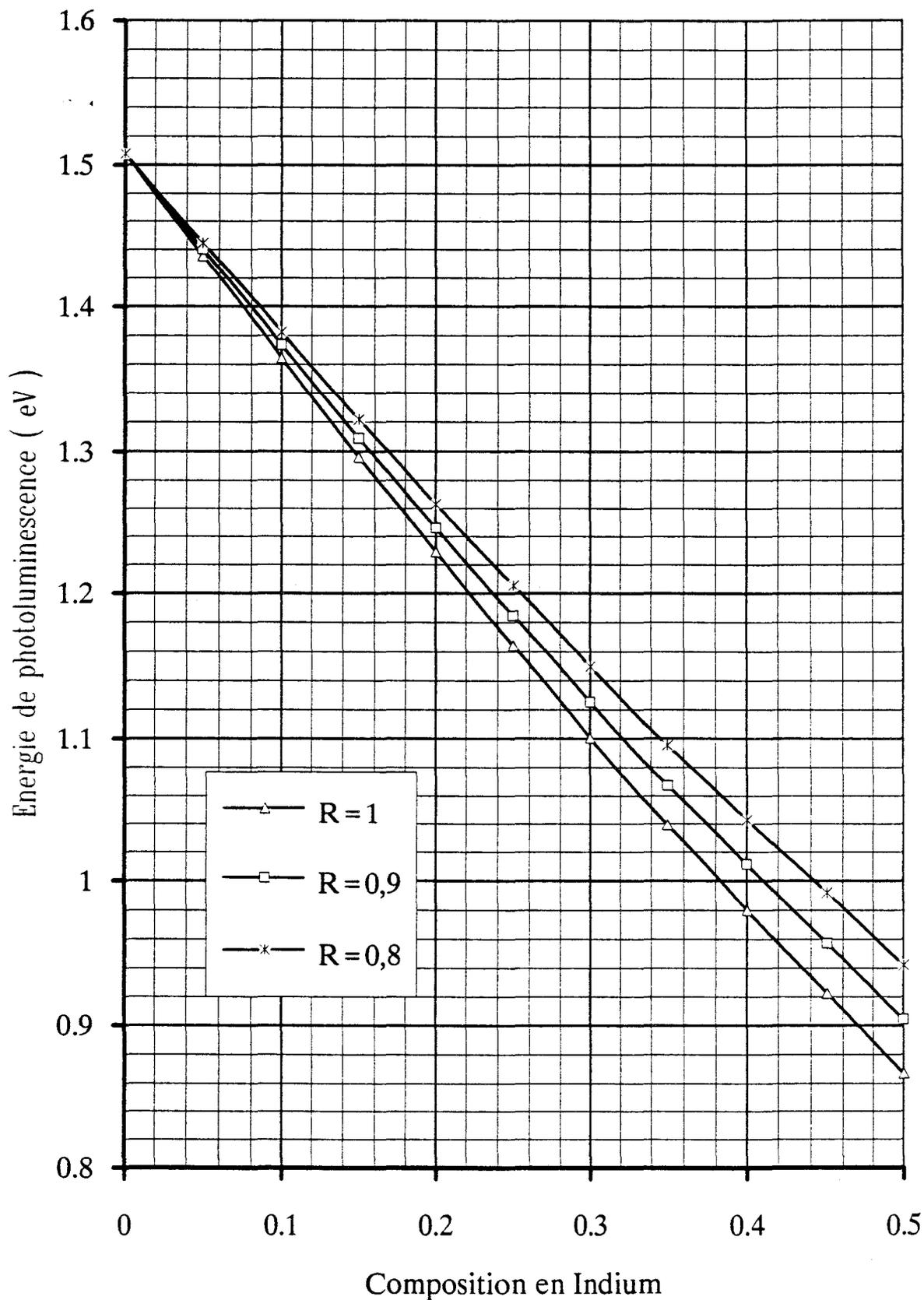
$$a_{\text{épitaxié}} = a_{\text{GaAs}} + R ( a_{\text{relaxé}} - a_{\text{GaAs}} ).$$

d'où

$$\varepsilon = ( 1 - R ) \frac{a_{\text{GaAs}} - a_{\text{relaxé}}}{a_{\text{relaxé}}} = ( 1 - R ) \varepsilon_0$$

$\varepsilon_0$  étant la désadaptation entre le substrat et la couche totalement relaxée.

Et on vérifie : pour  $R = 1$ , il n'existe pas de contrainte résiduelle



**Figure II.8:** Abaques relatives à la variation de l'énergie de bande interdite du  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  calculée en fonction du coefficient de relaxation R.

pour  $R = 0$ , nous sommes dans le cas totalement pseudomorphique, et  $\epsilon$  est négatif.

Ainsi, nous pouvons exprimer la bande interdite d'un matériau contraint épitaxié par

$$E_g(R) = E_{g_{nc}} + \left( 2a \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} - b \frac{C_{11} + 2 C_{12}}{C_{11}} \right) (1-R) \epsilon_0$$

Tous les termes de cette équation s'expriment en fonction du pourcentage d'Indium dans le GaInAs, et nous pouvons tracer des abaques représentant les courbes bande interdite-composition d'Indium en faisant varier le coefficient de relaxation ( figure II.8 ).

L'interprétation des spectres de photoluminescence seul ne nous permettra pas de donner une valeur au coefficient de relaxation. Par contre, si à l'aide d'une autre méthode, nous connaissons la valeur du pourcentage d'Indium, ou la valeur du coefficient de relaxation, la correction par les abaques sera immédiate.

### 3.2.2.3 Conclusion

La mise en oeuvre d'une expérience de photoluminescence sur des couches de matériau relaxé permet de donner une idée de la composition en Indium dans ces couches, en tenant compte du coefficient de relaxation.

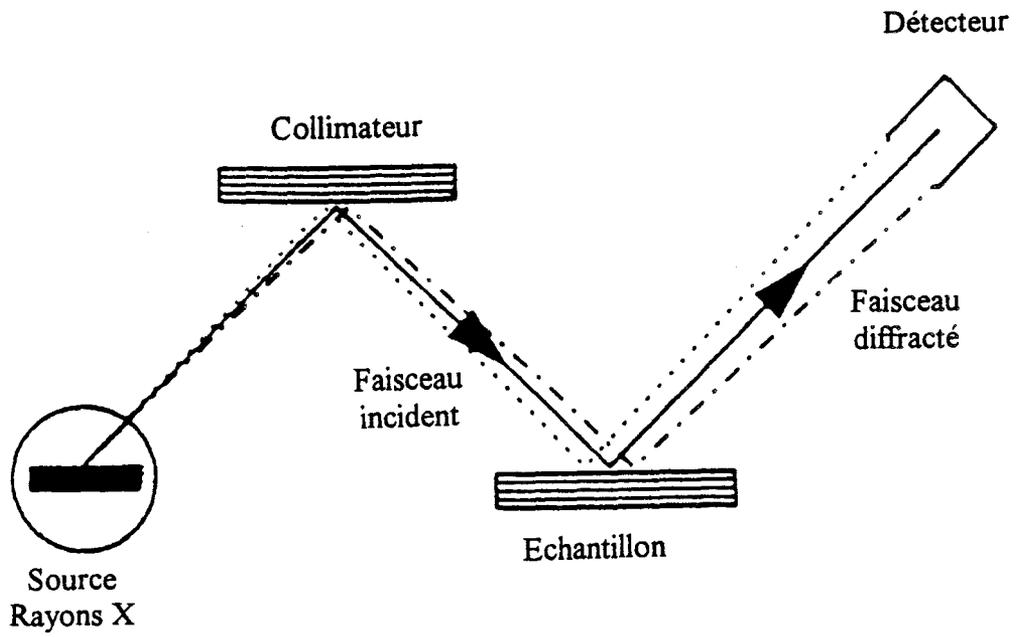
L'interprétation des spectres se limite au maximum du pic donnant la bande interdite du matériau, et à la largeur à mi-hauteur de ces pics pouvant être reliée qualitativement à une présence de dislocations plus ou moins importante suivant l'épitaxie.

En aucun cas nous ne pouvons raisonner sur l'intensité relative des pics étant donné qu'elle dépend fortement de la puissance du faisceau laser et de la largeur des fentes d'émission.

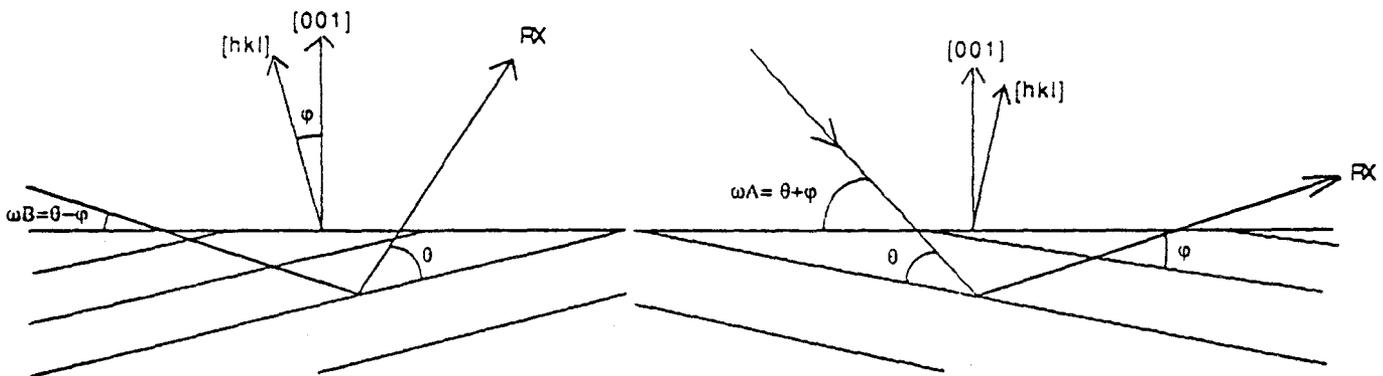
## 3.3 Diffraction des Rayons X

Nous avons utilisé la technique de diffraction des rayons X de manière à connaître le paramètre de maille du matériau et par suite, sa composition en Indium. La précision de la mesure est, dans le cas de la diffraction classique, de  $10^{-4}$  au mieux sur la désadaptation.

La double diffraction des rayons X ( DDX ) permet d'atteindre une précision meilleure que  $10^{-5}$ . Nous avons utilisé cette technique disponible au Laboratoire de Structures et Propriétés de l'Etat Solide de l'Université des Sciences et Technologies de Lille.



**Figure II.9:** Schéma de principe de la manipulation de Double Diffraction des Rayons X.



**Figure II.10:** Position de l'échantillon pour former des réflexions asymétriques.

### 3.3.1 Principe

La précision de la mesure réalisée par DDX vient de la présence de 2 monochromateurs qui permettent d'obtenir une divergence du faisceau de rayons X inférieure à 12 secondes d'arc pour la raie  $K\alpha_1$  du cuivre ( $\lambda = 1,54056 \text{ \AA}$ ).

Le schéma de principe de la DDX est présenté sur la figure II.9. Certains appareillages de DDX possèdent 4 monochromateurs afin d'affiner encore la mesure et de diminuer la dispersion spectrale, au détriment de l'intensité du signal détecté [4].

Le porte échantillon, pivotant, permet de faire varier l'angle d'incidence du faisceau de rayons X. De cette manière, il est possible d'amener une famille de plans cristallins en position de Bragg ( plans satisfaisant la condition de Bragg :  $2d_{hkl} \sin \theta = p \lambda$ ,  $d_{hkl}$  distance entre les plans atomiques dans le réseau réciproque,  $\theta$  angle de Bragg,  $\lambda$  longueur d'onde des faisceaux de rayons X ).

Trois types de réflexions sont couramment utilisées :

- (004) réflexion symétrique déterminant le paramètre de maille dans le plan de croissance  $a_{//}$
- (115) et (224) réflexions asymétriques donnant  $a_{//}$  et  $a_{\perp}$ , qui est le paramètre de maille dans la direction de croissance ( figure II.10 ).

Ainsi, avec trois spectres de diffraction différents, il est possible non seulement de déterminer le paramètre de maille du matériau, mais aussi de calculer le coefficient de relaxation du matériau.

Dans le cas métamorphique, comme la contrainte n'est pas totalement relaxée, nous pouvons définir le coefficient de relaxation R par:

$$R = \frac{\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_{//}}{\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_R}$$

avec  $\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_{//}$  écart relatif de paramètre dans le plan parallèle au plan de croissance par rapport au cas pseudomorphique et  $\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_R$  écart relatif de paramètre pour le cas totalement relaxé.

Un programme de simulation, appelé RADS ( Rocking Curve Analysis by Dynamical Simulation ) est couplé au dispositif de mesure afin d'aider à la compréhension et à l'analyse des résultats [5].

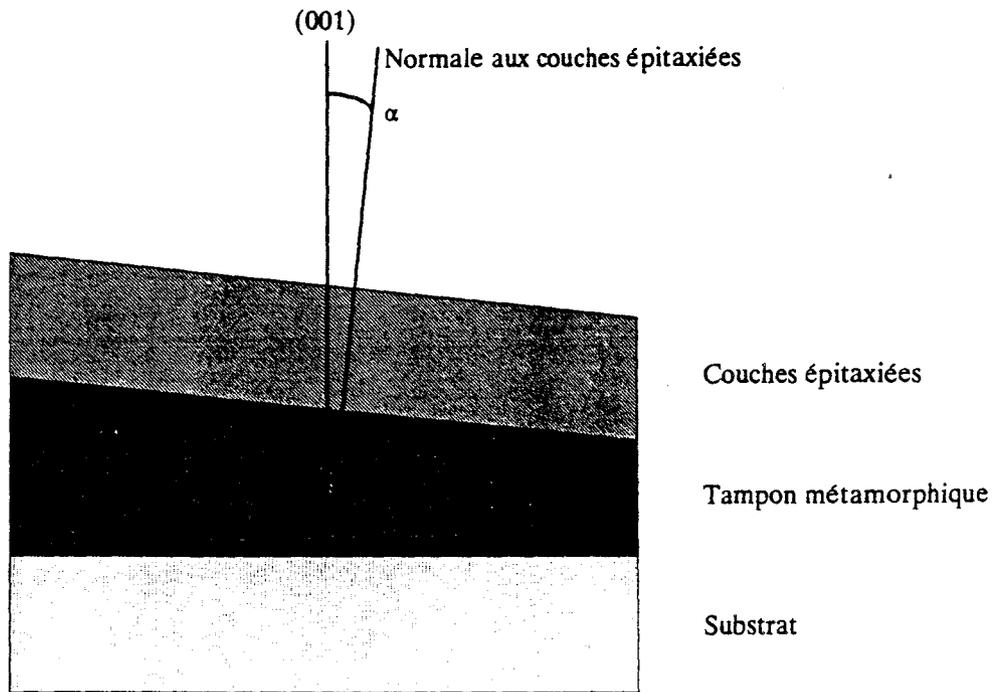


Figure II.11: Désorientation  $\alpha$  de la normale des couches épitaxiées par rapport à la normale (001) du substrat.

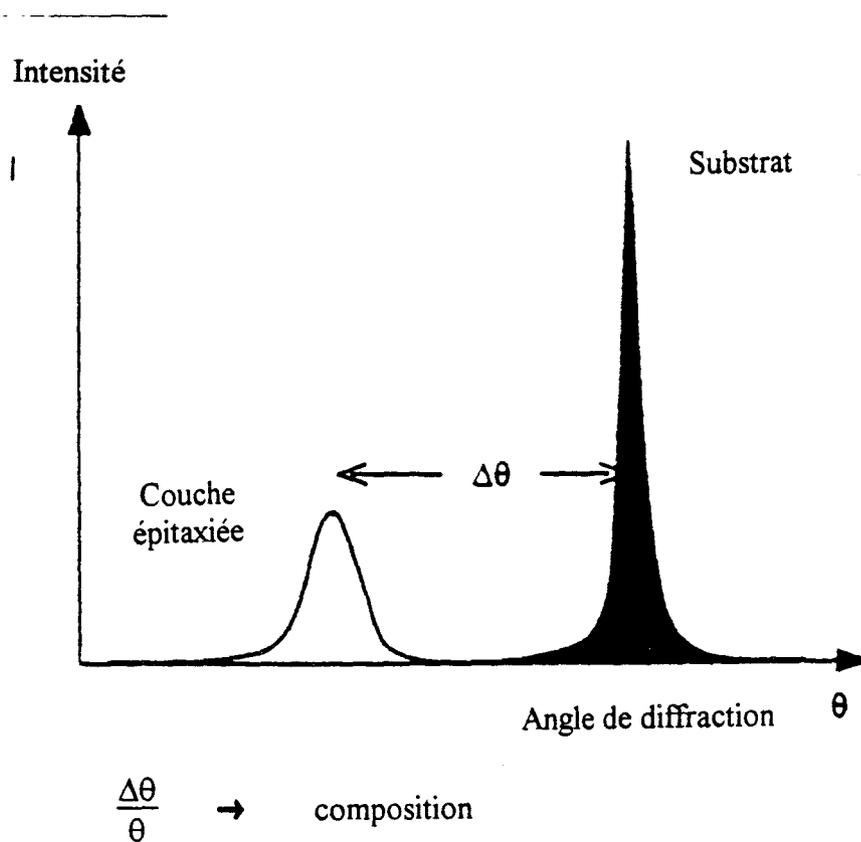


Figure II.12: Spectre de diffraction typique.

Ce programme permet, outre la détermination du coefficient de relaxation, de calculer la désorientation des couches épitaxiées par rapport au substrat ( figure II.11 ).

### **3.2.2 Résultats**

Une courbe typique de double diffraction des rayons X ( figure II.12 ) permet de mesurer l'écart angulaire entre le pic de diffraction dû au substrat et celui de la couche épitaxiée, et de remonter au paramètre de maille.

La précision de la mesure est de l'ordre d'une demi-seconde d'arc.

Une telle mesure peut permettre de mesurer l'écart de paramètre de maille entre deux couches épitaxiées ( par exemple  $Al_{0,48}In_{0,52}As$  et  $Ga_{0,47}In_{0,53}As$  épitaxiés sur substrat d' $InP$  ).

En pratique, il est très difficile de déterminer les deux pics relatifs aux deux couches à cause de leur largeur à mi-hauteur importante, due aux dislocations présentes dans les couches.

Dans le cas des couches métamorphiques, la couche tampon métamorphique, décrite plus loin, est visible et masque une partie des pics.

La détermination du paramètre de maille s'effectue en fonction du degré de relaxation de la couche en tenant compte des imprécisions sur la position des pics

Enfin, la technique de DDX peut servir à étudier les mécanismes de relaxation de contrainte nécessaires à l'obtention d'une couche métamorphique de bonne qualité, cela en calculant, entre autres, l'évolution de la relaxation en fonction de l'épaisseur épitaxiée.

## **3.4 Microscopie optique**

Les observations réalisées grâce à la microscopie optique ont pour but de donner un avis qualitatif de l'épitaxie : présence de défauts, ...

Deux types de microscopies ont été utilisées, la première consistant en une observation de la surface de la couche en champ clair et en champ noir, la seconde basée sur des interférences de type Nomarski.

### **3.4.1 Champ clair et champ noir**

Le microscope optique que nous avons utilisé est un microscope de métallographie possédant un système d'éclairage en champ noir.

La position en champ noir permet de visualiser les défauts ovales [6] et les lignes de défauts émergentes.

La position en champ clair permet d'attester de la bonne réflectivité de l'épitaxie.

### **3.4.2 Interférences Nomarski**

L'utilisation sur un microscope optique d'un contraste interférentiel de type Nomarski permet d'obtenir un certain "relief". L'accumulation des dislocations de désadaptation induites par la relaxation produit en surface un réseau de hachures appelé "cross-hatching" [7]. Ce cross-hatching est peu visible par microscopie optique classique mais apparaît très bien avec le contraste interférentiel de Nomarski.

## **3.5 Microscopies électroniques**

### **3.5.1 Microscopie électronique à balayage**

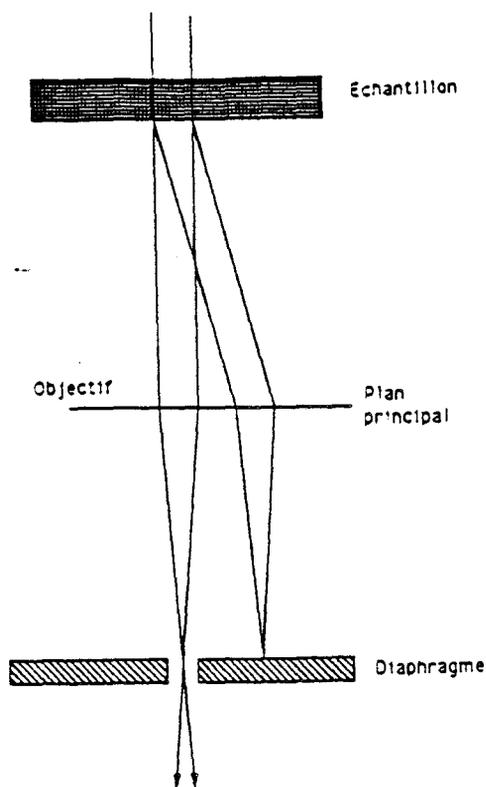
Afin d'examiner plus en détail les défauts de croissance qui peuvent apparaître lors de l'observation en microscopie optique, il est possible d'utiliser la technique de microscopie électronique à balayage, permettant une haute résolution. Les images sont obtenues à partir d'une mesure d'intensité du courant créé à la surface de l'échantillon par un faisceau d'électrons.

La résolution de ce microscope peut atteindre la centaine d'Angströms sous une tension d'accélération des électrons de 30 keV.

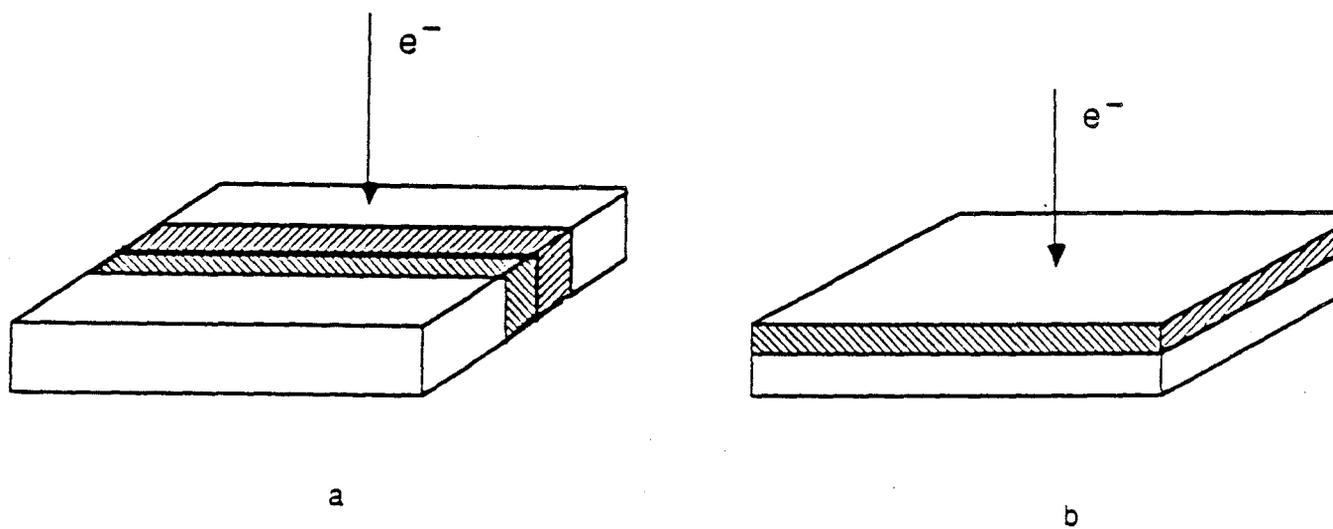
L'utilisation de cette technique requiert soit un échantillon conducteur de courant soit, et cela est le cas le plus général, un échantillon recouvert d'une fine couche de métallisation.

### **3.5.2 Microscopie électronique en transmission**

La Microscopie Electronique en Transmission ( MET ) permet l'étude d'un matériau en volume sur de très petites dimensions. Cette technique, qui nécessite un équipement assez lourd ( machines pour amincir les échantillons, microscope électronique en transmission, salles photo ), est disponible au Laboratoire des Structures et Propriétés de l'Etats Solide de l'Université des Sciences et Technologies de Lille.



**Figure II.13:** Formation des images en champ clair et champ noir en Microscopie Electronique en Transmission.



**Figure II.14:** Echantillons utilisés en M.E.T., amincis par la tranche ou coupe transversale (a) et amincis parallèlement à la surface ou vue plane (b).

### 3.5.2.1 Principe

Un faisceau d'électrons de forte énergie d'accélération ( $> 100 \text{ keV}$ ) est envoyé sur un échantillon fin. Ce faisceau peut être considéré comme une onde plane de longueur d'onde très petite ( $\lambda \sim 0,02 \text{ \AA}$ ). L'image, récupérée sur un écran phosphorescent (ou sur une plaque photographique) se compose de la tache spéculaire correspondant au faisceau incident, et de taches diffractées par les plans atomiques de l'échantillon. (souvent d'ordre (004)). (figure II.13).

Deux images sont donc disponibles, l'une en champ clair résultant des électrons transmis, l'autre en champ noir provenant des électrons. La diffraction des électrons, suivant la loi de Bragg, permet ainsi de visualiser l'image de l'échantillon.

### 3.5.2.2 Obtention d'une image

Cette image est obtenue à partir du contraste de diffraction. Ce contraste est dépendant de la position et de la nature des atomes composant l'échantillon.

La différence entre les natures des atomes modifie le coefficient de diffusion électronique et les fait apparaître (en champ clair, par exemple, le matériau AlAs apparaît noir).

La position des atomes diffractants est souvent liée à un défaut de cristal : macle, dislocation, précipité ou défaut d'empilement.

La figure due au contraste de diffraction est donc une "image" du matériau sur une certaine épaisseur. A titre d'exemple, une dislocation dont le vecteur de Burgers  $b$  se trouve en position de Bragg (position diffractante) apparaît comme une ligne noire sur une image en champ clair.

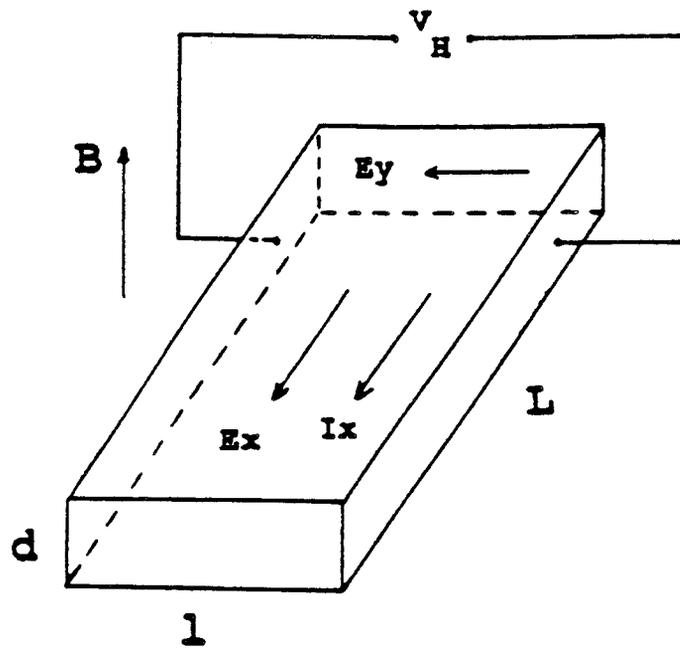
Les rotations permises par le porte échantillon contribuent à donner une topographie complète des défauts, mais aussi des différents matériaux composant l'échantillon observé.

### 3.5.3.3 Echantillons

Pour que l'on puisse récupérer un faisceau d'électrons transmis au travers de l'échantillon, son épaisseur doit être inférieure à la profondeur de pénétration des électrons. Aux tensions d'accélération usuelles utilisées en MET, cette profondeur n'excède pas  $1 \mu\text{m}$ .

Il est donc nécessaire d'amincir les échantillons, compte tenu, tout au moins, de l'épaisseur du substrat ( $450 \mu\text{m}$ ).

Deux échantillons sont collés face à face en respectant l'orientation cristalline. Ils sont ensuite polis jusqu'à obtenir une épaisseur de l'ordre de  $60 \mu\text{m}$ , puis ils subissent un usinage ionique. L'épaisseur finale est de l'ordre de  $5000 \text{ \AA}$  (figure II.14). Un échantillon



**Figure II.15:** Représentation schématique d'un barreau de semiconducteur mesuré par effet Hall.

peut être aminci par la tranche et permettre une observation dite "cross-section" ou alors aminci dans la direction de croissance permettant d'observer le plan de croissance et l'observation est dite "plane view".

Il est à noter que l'amincissement ionique peut induire des défauts, notamment dans le cas de structures fortement contraintes.

### 3.5.3 Conclusion

L'observation de couches épitaxiées en microscopie électronique permet d'apprécier la qualité de la croissance par jets moléculaires. Dans le cas des structures métamorphiques que nous nous proposons de réaliser, cela nous permettra de voir les mécanismes de relaxation de contrainte à l'aide des dislocations.

## 3.6 Caractéristiques électriques : Effet Hall

La mesure d'effet Hall sur un trèfle de type Van der Pauw se fait à l'aide d'un banc automatisé [8]. Les résultats de la mesure ( mobilité et densité des porteurs majoritaires ) permettent de donner un critère important de la qualité électrique de l'épitaxie même si elle est complexe ( structure de type HEMT, chapitre III ), et de vérifier les propriétés de transport de ces couches.

### 3.6.1 Principe de l'effet Hall.

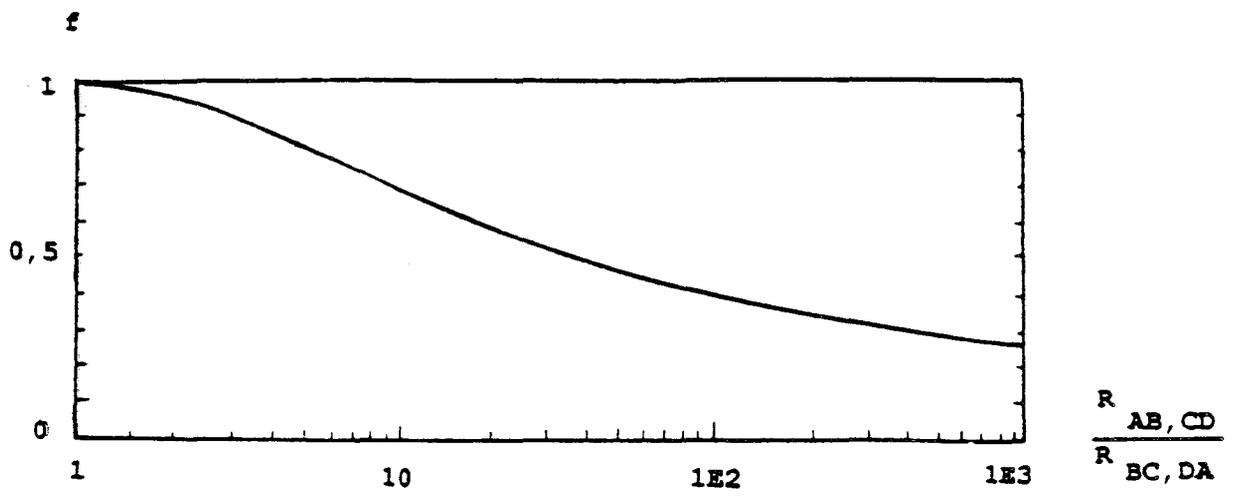
Le semi-conducteur que nous nous proposons d'étudier par effet Hall peut être considéré comme un barreau de dimensions finies d'épaisseur  $h$ . ( figure II.15 ) soumis à un champ magnétique  $B$  suivant la direction  $z$ .

Dans ce barreau, et suivant  $Ox$ , on fait passer un courant  $I_x$  et on mesure la différence de potentiel de Hall  $V_H$  dans la direction  $Oy$ .

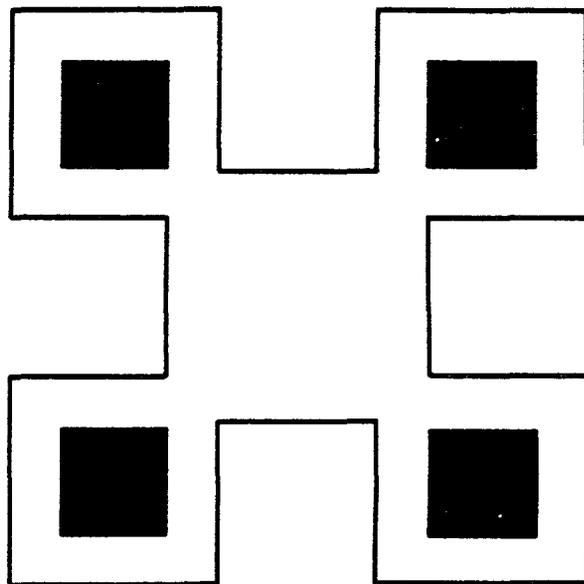
Les électrons parcourant le barreau sont soumis à une force de type Lorentz qui les dévie. Cette déviation produit un champ électrique dans la direction  $Oy$  dont la force s'oppose à celle du champ magnétique.

Les mobilité de Hall (  $\mu_H$  ) et densité de charges (  $n_H$  ) sont directement reliées à la tension de Hall moyennant la connaissance de la résistivité du barreau dont la mesure est effectuée au préalable par le banc automatisé.

La méthode de mesure développée par Van de Pauw [9] permet de mesurer la résistivité et la densité de porteurs pour un échantillon de géométrie quelconque.



**Figure II.16:** Fonction  $f$  du théorème de Van der Pauw.



**Figure II.17:** Trèfles de Van der Pauw réalisés en centrale de technologie au laboratoire. Les zones hachurées correspondent aux contacts ohmiques.

La résistivité est mesurée sur un échantillon muni de quatre contacts A, B, C et D. Lorsqu'un courant est injecté entre A et B on récupère une résistance  $R(AB,CD)$  définie par  $R(AB,CD) = \frac{V_{CD}}{I_{AB}}$ , et on applique la même méthode pour  $R(BC,DA)$ .

Van der Pauw démontre que la résistivité du barreau s'écrit

$$\rho = \frac{\pi h}{\ln 2} \left( \frac{R(AB,CD) + R(BC,DA)}{2} \right) \times f \left( \frac{R(AB,CD)}{R(BC,DA)} \right)$$

où  $f$  est une fonction qui ne dépend que du rapport de résistances ( figure II.16 ).

La mesure de la densité, ou plus exactement de la constante de Hall, s'effectue en mesurant la variation de la résistance  $R(BD,AC)$  avec le champ magnétique ( champ magnétique nul et non nul ).

La forme des échantillons que nous utilisons est une structure de trèfle carré ( figure II.17 ).

A l'origine, les trèfles étaient réalisés par sablage de l'échantillon sur lequel un masque métallique était collé. Les contacts étaient assurés par des billes d'Indium recuites sous atmosphère d'Argon hydrogéné. Nous avons abandonné cette technique à cause des défauts induits par le sablage dans les structures fortement désadaptées. Nous avons développé au laboratoire une technique de réalisation de trèfles basée sur la technologie des semi-conducteurs ( mesa, contacts ohmiques, épaissements ). Cette technique a l'avantage de produire une attaque du matériau beaucoup moins violente que l'attaque au sablage. De plus, la réalisation des contacts ohmiques par évaporation d'alliage Au-Ge permet un facteur de forme  $f$  très proche de 1. Ces trèfles ainsi réalisés sont collés sur un support et contactés par un fil d'or soudé.

## 4 Croissance de GaInAs métamorphique sur substrat de GaAs

### 4.1 Introduction

La finalité de l'étude de la croissance par EJM de GaInAs métamorphique est d'obtenir un matériau relaxé de contraintes afin de pouvoir procéder à la croissance des couches actives du HEMT, couches actives non contraintes.

La couche préliminaire, que nous appellerons "tampon métamorphique" est d'une importance primordiale d'un point de vue structural ( relaxation des contraintes ) mais peut-être considérée comme sacrifiée d'un point de vue électrique.

Les paramètres de croissance nécessaires à l'obtention d'un tampon métamorphique performant ont été choisis en rapport avec la littérature ( épaisseur des différentes couches,

compositions en Indium, température du substrat, structure des couches ) afin d'obtenir un tampon métamorphique utilisable pour toutes les autres croissances.

## **4.2 Paramètres de croissance**

La principale difficulté du tampon métamorphique est de pouvoir accommoder le désaccord de maille entre le substrat de GaAs et les couches actives de  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$ . Dans le cas qui nous intéresse, ce désaccord est d'environ 2%.

Pour un désaccord de maille aussi important, l'unique moyen de relaxer une contrainte est de produire des dislocations de désadaptation ( misfit ). L'épaisseur critique du matériau  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$ , telle qu'elle a été mesurée par Nakas et al [10], est d'environ 100 Å. Il est donc nécessaire de dépasser cette épaisseur pour créer des dislocations et donc relaxer la contrainte.

La seconde étape consiste à confiner ces dislocations dans la couche sacrifiée afin d'empêcher leur propagation dans les couches actives du HEMT. La solution retenue le plus souvent consiste à jouer sur la température du substrat pendant la croissance de manière à éviter la propagation des dislocations et leurs interactions qui forment des dislocations se propageant en dehors du plan de croissance [11].

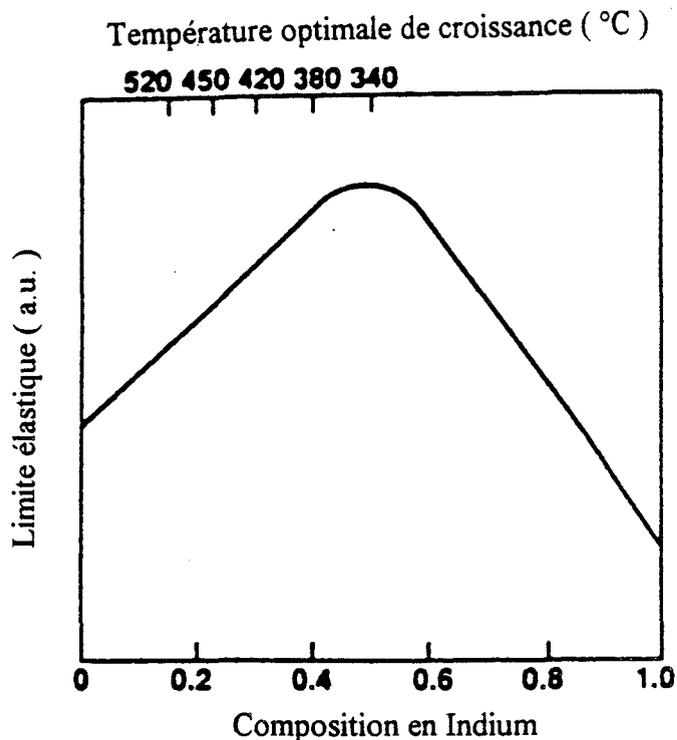
### **4.2.1 Température du substrat**

La température du substrat est un élément déterminant de la croissance de couches fortement désadaptées. Déjà, pour la croissance de GaInAs pseudomorphique avec un pourcentage d'Indium supérieur à 0,2, la diminution de la température de croissance favorise la croissance bidimensionnelle, et permet ainsi une meilleure qualité du matériau contraint.

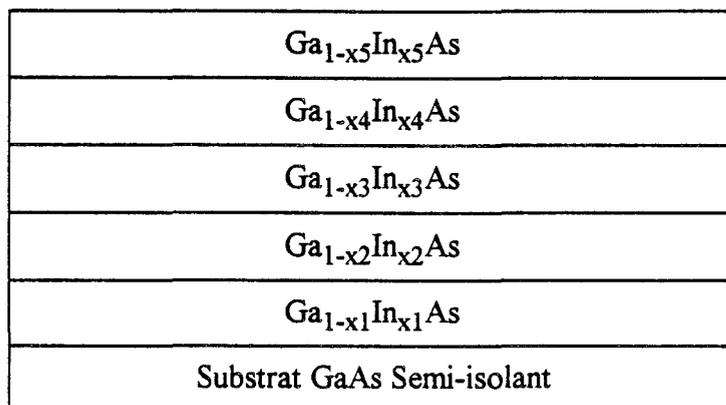
L'étude de la croissance d'Arséniure de Gallium sur substrat de Silicium [12], [13], montre qu'une température de croissance relativement basse est indispensable pour obtenir tout au moins une bonne morphologie de surface après épitaxie.

La croissance de  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  semble avoir les mêmes exigences. L'effet de la température de croissance a été étudié par divers auteurs.

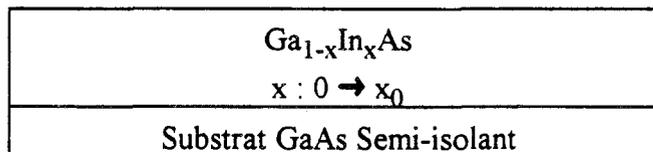
Westwood et al [14] montre que les dislocations créées pour une température inférieure à 300 °C sont électriquement actives. Pour Harmand et al [15], la croissance tridimensionnelle induite par la contrainte disparaît pour une température inférieure à 450°C pour  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  sur GaAs. Chang [16] pense que la nucléation en surface domine la migration des atomes à basse température et permet la création de petits îlots donnant une croissance quasi-bidimensionnelle. Récemment, Krishnamoorthy et al [17] ont établi une correspondance entre température de croissance optimale et composition d'Indium du



**Figure II.18:** Températures optimales de croissance et limite élastique pour le  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  métamorphique sur GaAs ( d'après Krisnamoorthy ).



**Figure II.19:** Représentation schématique d'une structure tampon métamorphique par marches de composition xi.



**Figure II.20:** Représentation schématique d'une structure tampon métamorphique par variation linéaire de la composition d'Indium de 0 à  $x_0$  avec l'épaisseur épitaxiée

GaInAs ( figure II.18 ). Cette correspondance est étroitement liée à la limite élastique du composé ternaire, la limite élastique modifiant le mécanisme de relaxation de la contrainte.

Nous appuyant sur les résultats publiés, nous avons décidé de réaliser la croissance de tampons métamorphiques avec une température de substrat variant autour de 350°C.

#### 4.2.2 Structure des couches épitaxiées

La latitude que nous permet les composés ternaires, tel que le choix de la composition en Indium, nous donne un avantage certain sur les composés du type GaAs sur Si. Dans ce cas précis, la seule structure de couche possible est une couche de GaAs d'épaisseur importante ( souvent supérieure au micron ). Cela permet de créer une interface abrupte générant presque immédiatement des dislocations de désadaptation. Cette méthode peut s'appliquer pour le GaInAs métamorphique, mais dans les deux cas, la croissance a de fortes chances de s'initier en mode tridimensionnel, nuisant à la qualité de la couche.

La particularité de l'utilisation de  $Ga_{1-x}In_xAs$  est de pouvoir réaliser des couches de composition différentes et donc de pouvoir morceler l'accommodation du désaccord de maille.

Deux structures sont alors envisageables, une structure possédant des marches de composition en Indium ou alors une structure de tampon métamorphique où la composition en Indium croît linéairement avec l'épaisseur épitaxiée jusqu'à la composition choisie ( figure II.19 et II.20 ). Nous l'appellerons rampe de composition.

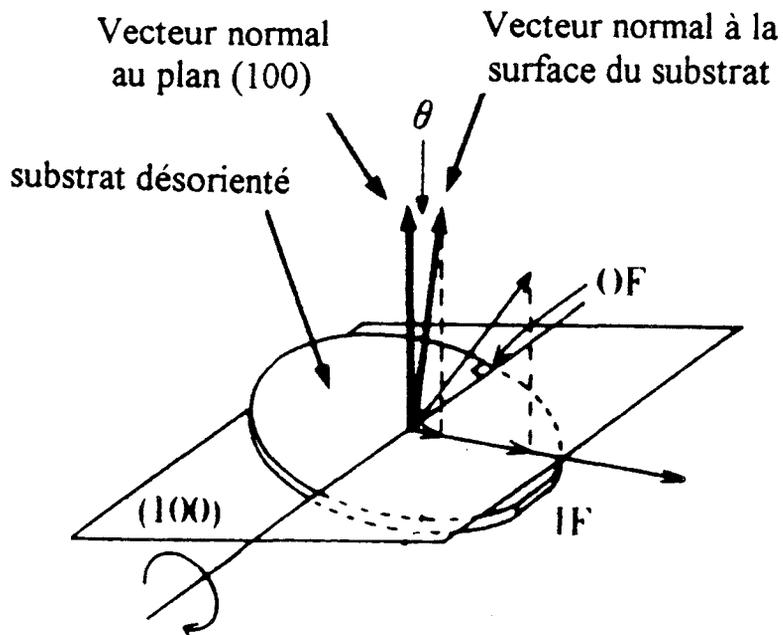
Deux autres structures peuvent se substituer ou compléter celles déjà citées. Tout d'abord, un super réseau contraint ou non contraint, mais de paramètre de maille moyen identique à celui du GaInAs métamorphique, peut permettre de filtrer les dislocations se propageant encore à travers la structure. La deuxième structure étant un mélange des trois autres.

L'utilisation de ces différentes structures diffère suivant les auteurs. Harmand et al [15] ont étudié pour du  $Ga_{0,47}In_{0,53}As$  sur GaAs la structure à une seule interface abrupte. L'initiation de la croissance est tridimensionnelle et conduit à un état de surface relativement mauvais, à cause de la contrainte trop importante. La relaxation de la contrainte peut malgré tout s'effectuer mais nécessite des épaisseurs épitaxiées supérieures à 1  $\mu m$ . Chang et al ont testé la structure en marches de composition en fixant le pas de composition à 10%. Dans ce cas, chaque couche épitaxiée peut être considérée comme une couche de  $Ga_{0,9}In_{0,1}As$  d'un point de vue désaccord de maille. L'épaisseur critique de ce matériau étant plus élevée ( 100 à 1000 Å suivant les modèles ), cela permet donc d'avoir moins de contrainte à relaxer à chaque étape. Il se forme donc moins de dislocations et la relaxation est plus efficace, voire totale après chaque marche d'épaisseur 3000 Å.

1 $\mu\text{m}$	$\text{Ga}_{1-x_0}\text{In}_{x_0}\text{As}$	n.i.d.
2000 $\text{\AA}$	$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As } x:0,2 \rightarrow x_0$	n.i.d.
2000 $\text{\AA}$	$\text{Ga}_{0,8}\text{In}_{0,2}\text{As}$	n.i.d.

Substrat GaAs Semi-insolant

**Figure II.21:** Structure du tampon métamorphe réalisé par Grider. La composition  $x_0$  peut être choisie de 0,2 à 0,5.



**Figure II.22:** Désorientation des substrats commerciaux SUMITOMO, 2 ou 4°.

La rampe de composition telle qu'elle a été définie plus haut a été utilisée par Harmand et al. Cette méthode permet de limiter le nombre de dislocations inclinées et ainsi de relaxer d'autant mieux la structure. Les mécanismes de relaxation dans les rampes de composition sont encore aujourd'hui peu connus. Il est cependant certain que l'épaisseur de la rampe doit augmenter si la composition en Indium visée augmente.

Un mélange de ces deux dernières techniques a été réalisé par Grider et al [18] ( figure II.21 ). La première couche de  $\text{Ga}_{0,8}\text{In}_{0,2}\text{As}$  sert à relaxer la moitié du désaccord de maille, et la rampe qui suit relaxe le reste pour  $\text{Ga}_{0,6}\text{In}_{0,4}\text{As}$ .

Nous avons choisi d'exploiter cette dernière structure pour notre étude, en y rajoutant parfois des super réseaux qui ont pour rôle de courber les dislocations se propageant dans l'épaisseur de l'épitaxie.

### 4.2.3 Conclusion

D'autres paramètres de croissance restent à fixer ( flux, ... ) et seront étudiés plus loin. La qualité cristalline des tampons métamorphiques et, par extension, des HEMTs métamorphiques, est aussi liée au substrat.

Dans une certaine mesure, la densité de dislocations présente dans le substrat ( EPD Etch Pitch Density ) peut donner au moins autant de sources de dislocations pour la couche épitaxiée. Les substrats que nous utilisons au laboratoire présentent, d'après le constructeur, moins de  $10^5$  dislocations émergentes à la surface par centimètre carré lorsqu'ils sont obtenus par LEC ( Liquid Encapsulated Czochralski ). D'autres substrats obtenus par tirage Bridgman Horizontal atteignent des valeurs inférieures à  $10^3$  dislocations/cm<sup>2</sup>.

L'orientation du substrat, à l'image des croissances GaAs sur Si, joue aussi sur la relaxation. Certains substrats sont vendus désorientés de 2 ou 4° ( figure II.22 ). La croissance s'effectue sur des marches ( croissance vicinale ) et permet de réduire la densité de dislocations. [19].

## 4.3 Croissance du tampon métamorphique

### 4.3.1 Introduction

L'étude de la croissance des couches tampon métamorphique suivra le cheminement expérimental que nous avons adopté. Les tampons que nous présentons ont été choisis parmi toutes les épitaxies réalisées comme étant les plus significatifs pour la relaxation de la contrainte.

3000 Å	Ga <sub>0,7</sub> In <sub>0,3</sub> As	2x10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup>
3000 Å	Ga <sub>0,7</sub> In <sub>0,3</sub> As	n.i.d.
2000 Å	GaAs	n.i.d.

**Substrat GaAs (001 ) Semi Isolant**

**Figure II-23:** Structure de l'épitaxie 901121.

Matériau	Pression équivalente de flux
	( Torr )
Gallium	3x10 <sup>-7</sup>
Indium	2,1x10 <sup>-7</sup>
Arsenic	2x10 <sup>-5</sup>

**Figure II.24:** Tableau des pressions équivalentes de flux de l'épitaxie 901121.

Résistance diagonale R <sub>AC</sub> ( Ω )	1664
Résistance diagonale R <sub>BD</sub> ( Ω )	1727
Résistance carrée moyenne ( Ω/□ )	560
Coefficient de Van der Pauw moyen	0,972

**Figure II.25:** Mesures d'effet Hall pour l'épitaxie 901121.

Les compositions en Indium de ces structures peuvent apparaître différentes de la composition optimale définie dans le premier chapitre ( $x = 0,3$ ), cela étant dû à la nécessité d'étalonner les flux d'éléments III en fonction de la composition après chaque ouverture du bâti d'épitaxie.

Pour chaque épitaxie présentée, le schéma de présentation sera similaire à celui que nous avons suivi lors des expériences. Nous donnerons tout d'abord la structure de la couche épitaxiée et les conditions de croissance ( flux, température... ). Ensuite, nous détaillerons les caractérisations en commençant par l'observation optique de la couche après la sortie du bâti d'épitaxie. Suivront les caractérisations que nous qualifierons de "matériau" ( photoluminescence, MET, Double Diffraction des Rayons X ) et les résultats d'effet Hall ( mobilité, homogénéité de la couche ).

Ces différents éléments permettront de donner, pour chaque épitaxie, un critère qualitatif de la relaxation de la contrainte dans le but de déterminer la structure du tampon métamorphique qui servira pour les manipulations suivantes ( HEMTs, AlInAs ).

#### 4.3.2. Epitaxie n° 901121

L'épitaxie 901121, dont la structure est présentée sur la figure II.23, consiste en une couche épaisse de 6000 Å de  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  directement épitaxiée sur le substrat de GaAs. Cette structure est identique à celle que nous avons définie en tant que structure abrupte.

##### 4.3.2.1 Paramètres de croissance

Les pressions équivalentes des flux ( PEF ) d'éléments III et V sont reportés dans la figure II.24. Le rapport  $\frac{\text{PEF V}}{\text{PEF III}}$  que nous appellerons dorénavant V/III était de 40 lors de la croissance du  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$ . La température du substrat à l'initiation de la croissance du GaInAs était de 410°C, mesuré grâce au thermocouple placé derrière l'échantillon.

##### 4.3.2.2 Caractérisation électrique

Les trèfles d'effet Hall que nous avons réalisés sur cette couche n'ont été mesurés qu'à la température ambiante.

Au vu des mesures de résistivité, et du coefficient de Van der Pauw ( figure II.25 ), le trèfle apparaît très inhomogène suivant les deux directions cristallographiques principales  $[110]$  et  $[\bar{1}\bar{1}0]$  ( mesure suivant la méthode TLM d'échelles de résistances perpendiculaires ).

Cela indique que les dislocations de désadaptation créées à l'interface GaAs/GaInAs n'ont pas totalement disparu et subsistent encore dans la couche dopée superficielle.

Nous avons mesuré la résistance carrée de la couche lorsque celle-ci est éclairée ( $R_{\square} = 560 \Omega/\square$ ). La diminution de la résistance carrée de la couche, si on suppose que la mobilité moyenne des électrons ne change pas, correspond à une augmentation du nombre de porteurs suivant la relation  $R_{\square} = \frac{1}{q n \mu}$ . Le fait d'éclairer l'échantillon permet de rendre inactif au moins une partie des pièges présents dans la couche.

Ainsi, seules l'inhomogénéité des résistances dans les 2 directions  $[110]$  et  $[1\bar{1}0]$  et la présence de pièges permettent de penser que la relaxation de ce tampon ne s'est pas effectuée totalement, et que les dislocations de désadaptation se sont propagées tout au long de la croissance.

#### 4.3.2.3 Conclusion

Nous avons donc, par l'intermédiaire de la croissance 901121, confirmé le fait que la relaxation de la contrainte s'effectuait très mal pour une structure abrupte. La suite de l'étude (mesures à 77K, DDX) n'a pas été réalisée ici à cause de la mauvaise qualité relative de la couche.

#### **4.3.3 Epitaxie n° 910120**

Après la réalisation de l'épitaxie précédente, nous avons pensé que d'imposer un désaccord de maille de 2% directement créait beaucoup trop de dislocations de désadaptation et qu'elles ne pouvaient pas toutes être confinées près du substrat. De ce fait, nous avons introduit une couche de  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$ , dont le désaccord de maille avec le substrat n'est que de 1%. Deux fois moins de dislocations devraient donc être créées.

Plusieurs solutions s'offraient à nous quant aux couches superficielles : une jonction abrupte avec une couche de  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$ , une couche graduelle en composition de 0,15 à 0,30 ou un super réseau, lui aussi de paramètre moyen graduel.

Nous n'avons pas retenu la jonction abrupte pour la raison suivante : nous ne disposons, dans le bâti d'EJM du laboratoire, que d'une seule cellule pour chaque élément III. Ainsi, pour réaliser une jonction abrupte, il nous aurait fallu stopper les flux d'éléments III pour que la cellule d'Indium ait le temps de monter en température jusqu'à obtenir la pression équivalente de flux correspondant à une composition de 0,30 en Indium.

L'arrêt de la croissance pouvait avoir comme conséquence d'incorporer à la surface des impuretés (lacunes d'Indium, ...) qui seraient autant de sources de dislocations.

La solution du superréseau est, elle aussi, difficile à mettre en oeuvre, car le seul moyen de la réaliser est d'utiliser les 2 ternaires  $\text{GaInAs}$  et  $\text{AlInAs}$ . La croissance de l' $\text{AlInAs}$ , comme nous le verrons plus loin, est délicate d'un point de vue connaissance de la composition.

2000 Å	Ga <sub>0,7</sub> In <sub>0,3</sub> As	2x10 <sup>16</sup> cm <sup>-3</sup>
3000 Å	Ga <sub>0,7</sub> In <sub>0,3</sub> As	n.i.d.
5x 200 Å	Ga <sub>0,7</sub> In <sub>0,3</sub> As	n.i.d.
20 Å	GaAs	n.i.d.
4500 Å	Ga <sub>0,7</sub> In <sub>0,3</sub> As	n.i.d.
1000 Å	Graduel x: 0,15 - 0,3	n.i.d.
4500 Å	Ga <sub>0,85</sub> In <sub>0,15</sub> As	n.i.d.
500 Å	GaAs	n.i.d.

**Substrat GaAs (001) Semi Isolant**

**Figure II.26:** Structure de l'épitaxie 910120.

Matériau	Pression équivalente de flux ( Torr )
Gallium	6x10 <sup>-7</sup>
Indium pour Ga <sub>0,85</sub> In <sub>0,15</sub> As	1,4x10 <sup>-7</sup>
Indium pour Ga <sub>0,7</sub> In <sub>0,3</sub> As	2,95x10 <sup>-7</sup>
Arsenic	3x10 <sup>-5</sup>

**Figure II.27:** Pressions équivalentes de flux de l'épitaxie 910120.



Figure II.28: Photographie au microscope optique de la surface de l'épitaxie 910120: mise en évidence du "cross hatching".

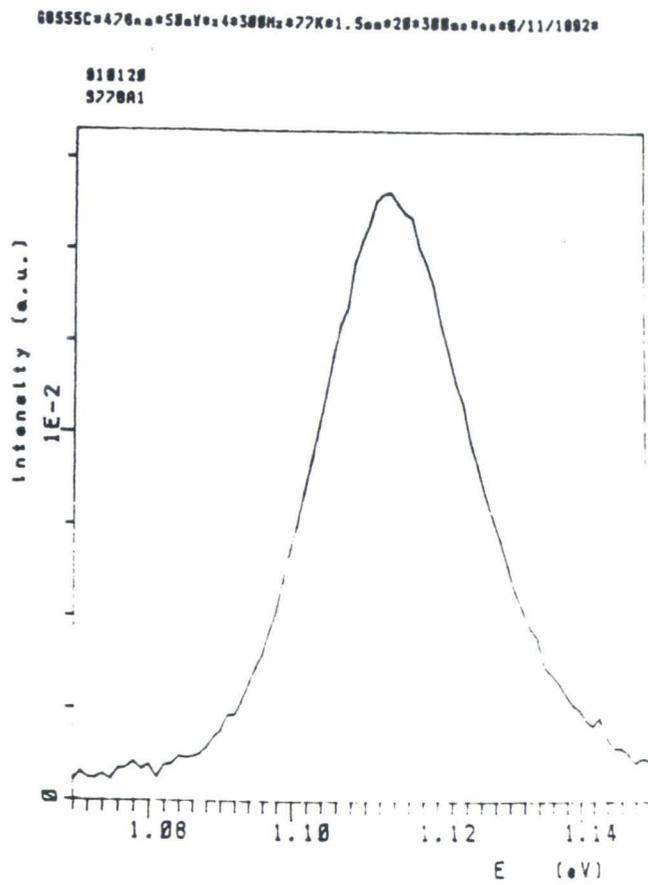


Figure II.29: Spectre de photoluminescence de la couche supérieure de GaInAs. Le maximum du pic a une énergie de 1,114 eV.

#### 4.3.3.1 Paramètres de croissance et structure

La structure de l'épitaxie n° 910120 est reportée sur la figure II.26. Après avoir épitaxié une couche de 4500 Å de  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$ , une rampe graduelle en composition de 1000 Å est réalisée jusque  $x = 0,27$  ( visé 0,30 ). Suivent 4500 Å de  $\text{Ga}_{0,73}\text{In}_{0,27}\text{As}$  et un superréseau de 5 périodes de 20 Å de GaAs et 200 Å de  $\text{Ga}_{0,73}\text{In}_{0,27}\text{As}$ . Enfin, 5000 Å de  $\text{Ga}_{0,73}\text{In}_{0,27}\text{As}$  sont épitaxiés avec un dopage de  $2 \times 10^{22}$  atomes /  $\text{m}^3$  pour les 2000 derniers Angströms.

Les pressions équivalentes de flux mesurées pour cette épitaxie sont données dans la figure II.27. Le rapport V/III est proche de 40 pour la totalité de la croissance.

La température du substrat est de 350°C pour les couches non dopées et de 410°C pour la couche dopée. Ces valeurs des températures sont les températures réelles du substrat calculées en tenant compte de l'écart observé entre la température affichée par le thermocouple et celle du pyromètre.

#### 4.3.3.2 Observations au microscope optique

L'épitaxie n°910120 a été regardée au microscope optique dès sa sortie de la chambre de croissance.

L'observation en champ noir nous a indiqué peu de défauts ( visualisés par des taches lumineuses ) orientés dans la direction du grand méplat du substrat  $[0\bar{1}1]$ .

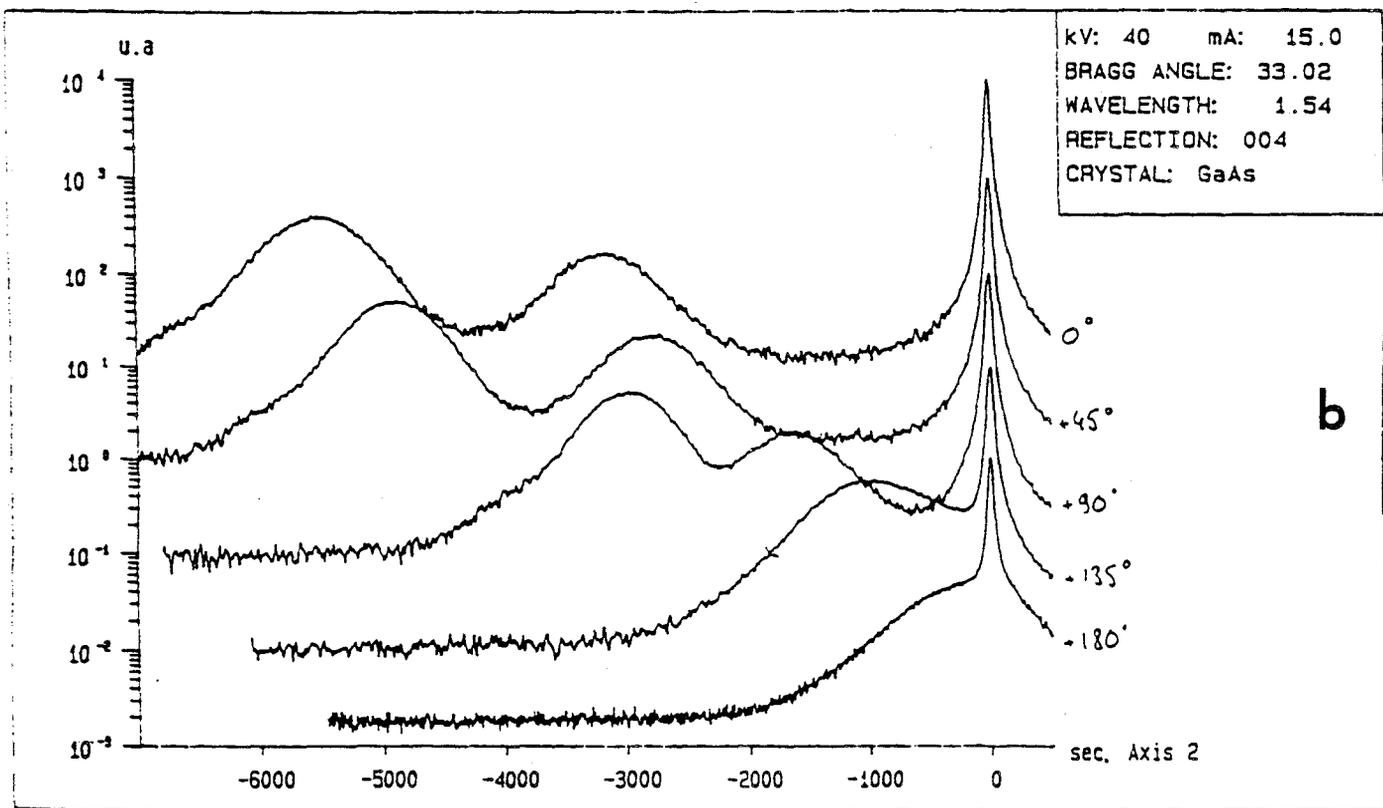
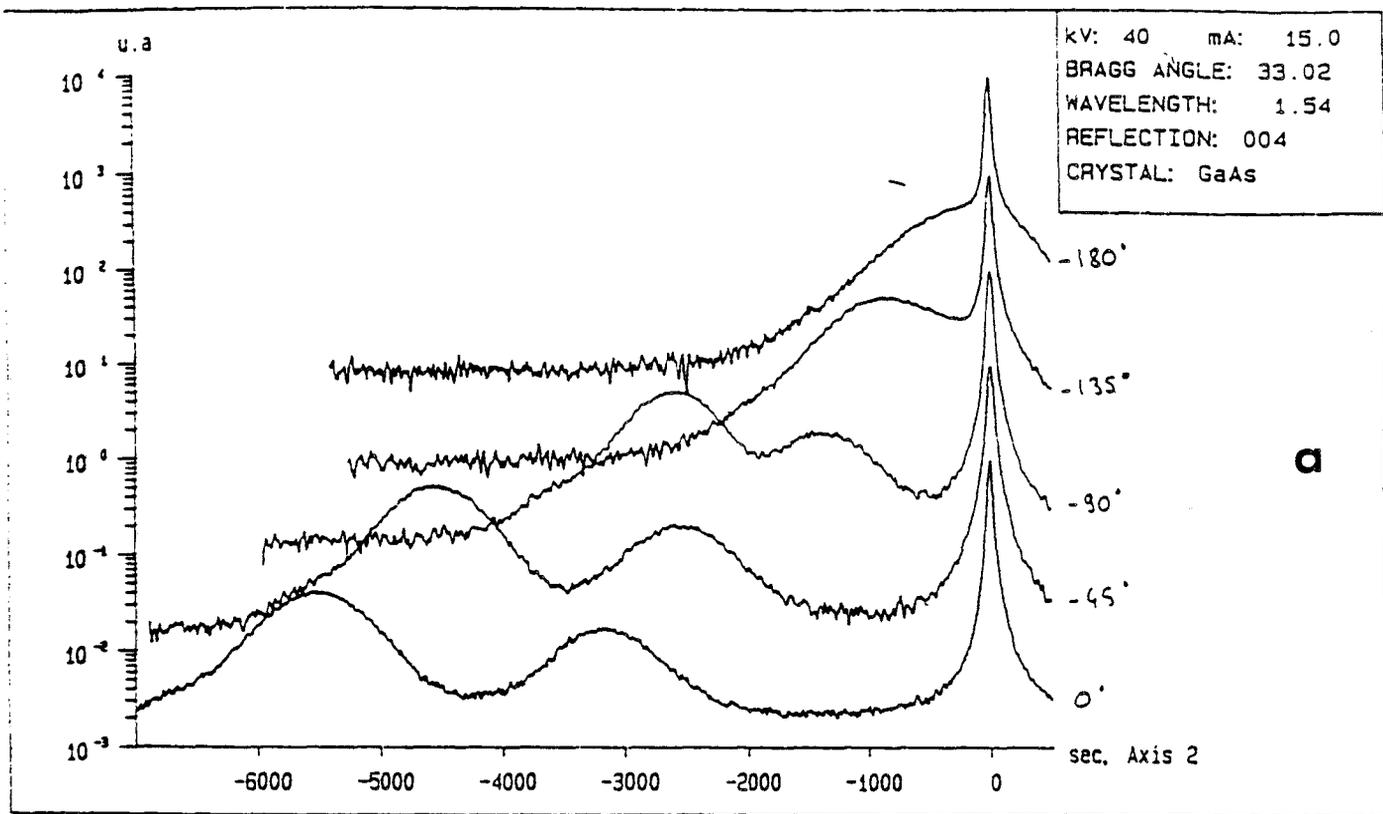
En champ clair, et en contraste interférentiel Nomarski, des lignes perpendiculaires sont apparues sur l'épitaxie. Ces lignes sont orientées suivant les deux directions principales  $[011]$  et  $[0\bar{1}1]$  ( figure 28 ).

G.H. Olsen a observé le même genre de lignes à la surface d'épitaxies de  $\text{Ga}_{0,99}\text{In}_{0,01}\text{As}$  réalisées par phase liquide sur de grandes épaisseurs (  $> 1\mu\text{m}$  ), qu'il a nommées "cross-hatching". L'existence du "cross-hatching" est la preuve du glissement de dislocations de désadaptation et donc de la relaxation, au moins partielle de la structure.

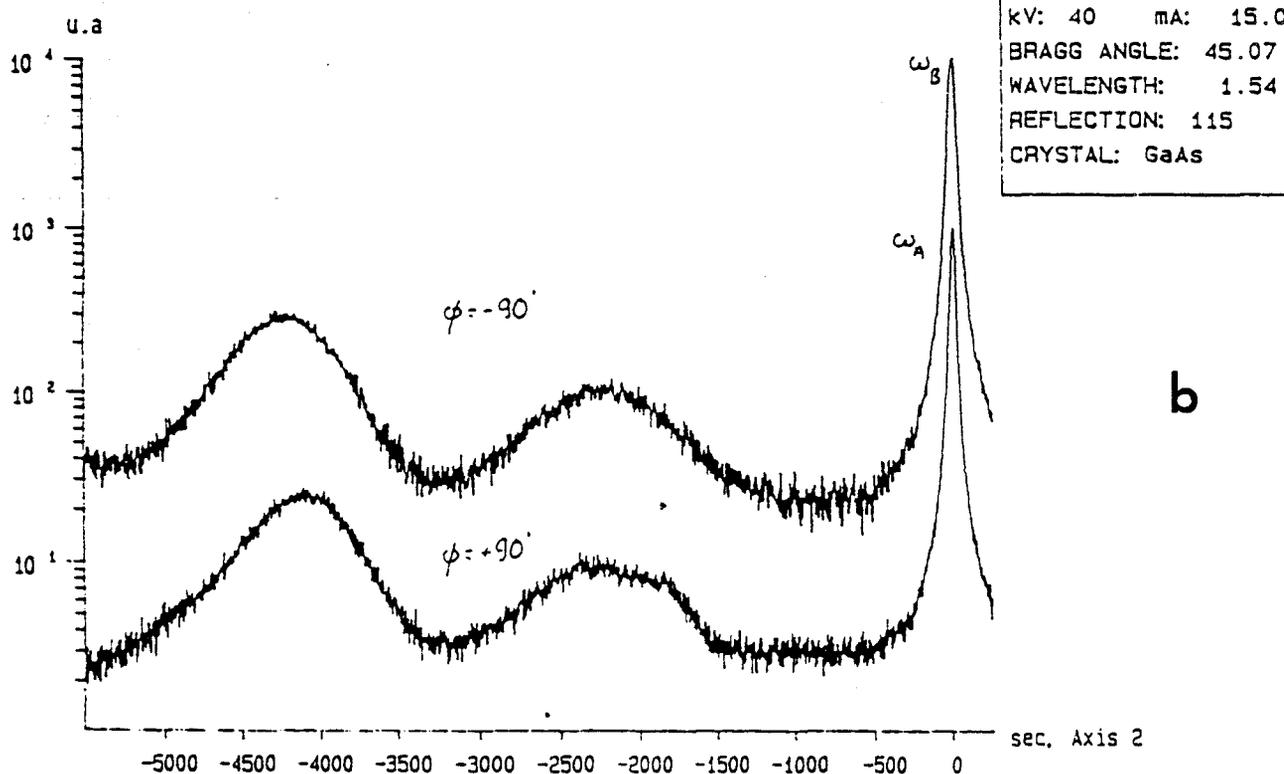
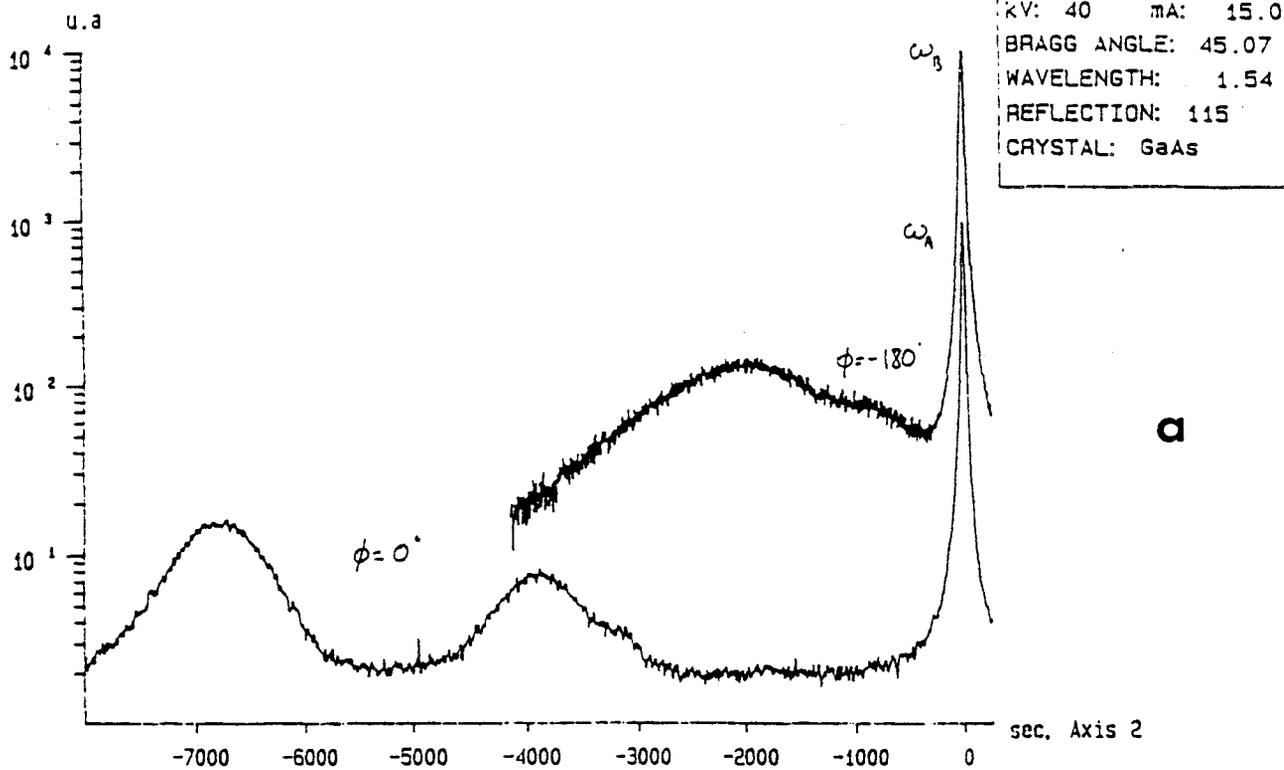
#### 4.3.3.3 Photoluminescence

L'expérience de photoluminescence sur l'épitaxie 910120 s'est effectuée à la température de l'azote liquide ( 77K )

Le maximum du pic de photoluminescence mesuré ( figure II.29 ) correspond à une énergie de 1,114 eV. La largeur à mi-hauteur du pic est de 23 meV. Connaissant l'énergie



**Figure II.30:** Spectres de diffraction des rayons X de l'épitaxie 910120 en précession (004) pour les angles  $\phi$  de  $-180^\circ$  à  $0^\circ$  (a) et de  $0^\circ$  à  $+180^\circ$  (b).



**Figure II.31:** Spectres de diffraction de l'épitaxie 910120 en réflexion (115) rasante pour les angles  $\phi$  de  $-180^\circ$  et  $0^\circ$  (a) et  $-90^\circ$  et  $+90^\circ$  (b).

	910120			
	15%In		27%In	
$(\Delta a/a)_{\perp}$ , ppm	12474		21591	
$\phi$ , deg	$\pm 180/0$	-90/90	$\pm 180/0$	-90/90
$\Delta\theta$ , sec	-2393	-2391	-4371	-4188
$\Delta\phi$ , sec	28	106	288	248
$\Delta d/d$ , ppm	11771	11761	21807	20869
$(\Delta a/a)_{//}$ , ppm	11295	9935	16780	16549
$(\Delta a/a)_R$ , ppm	11579		19191	
x, %	16,2		26,8	
R, %	97,5(*)	85,8	87,4	86,6

**Figure II.32:** Résultats de l'interprétation des spectres de diffraction de l'épitaxie 910120.

Composition	0,15	0,27
$\alpha$ ( degré )	0,42	0,75

**Figure II.33:** Valeurs de la désorientation  $\alpha$  des couches épitaxiées par rapport au substrat pour les couches de  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$  et  $\text{Ga}_{0,73}\text{In}_{0,27}\text{As}$ .

du maximum du pic il est possible, à l'aide des formules  $E_g(x)$ , de retrouver la composition d'Indium, en l'occurrence 0,29.

Cette valeur est juste si le matériau est totalement relaxé, mais cela n'est pas forcément le cas, et la photoluminescence seule ne nous permet pas de calculer la valeur de la relaxation.

Toutefois, en utilisant les abaques du paragraphe 3.2, il nous est possible de déterminer une plage de composition tenant compte de la relaxation. Ainsi, si la contrainte est relaxée à 80%, ou s'il reste 20% de contrainte résiduelle dans la partie supérieure de l'épitaxie, la composition d'Indium est de 0,25.

Nous pouvons donc dire, uniquement à l'aide de la photoluminescence que la composition d'Indium vraie de l'épitaxie est comprise entre 0,25 et 0,29 pour une relaxation supérieure à 80%.

Un autre critère relatif à la relaxation du matériau pourrait être la largeur à mi-hauteur du pic de photoluminescence. Pour cela, il faudrait avoir comme référence un échantillon du même matériau totalement relaxé. Cette condition étant remplie, le critère serait applicable.

#### 4.3.3.4 Double diffraction des rayons X

Afin de permettre la détermination des paramètres de maille parallèle et perpendiculaire au plan de croissance, les spectres de diffraction suivant les précessions (004) symétrique et (115) asymétrique ont été réalisés ( figures II.30 a,b et II.31 a,b ).

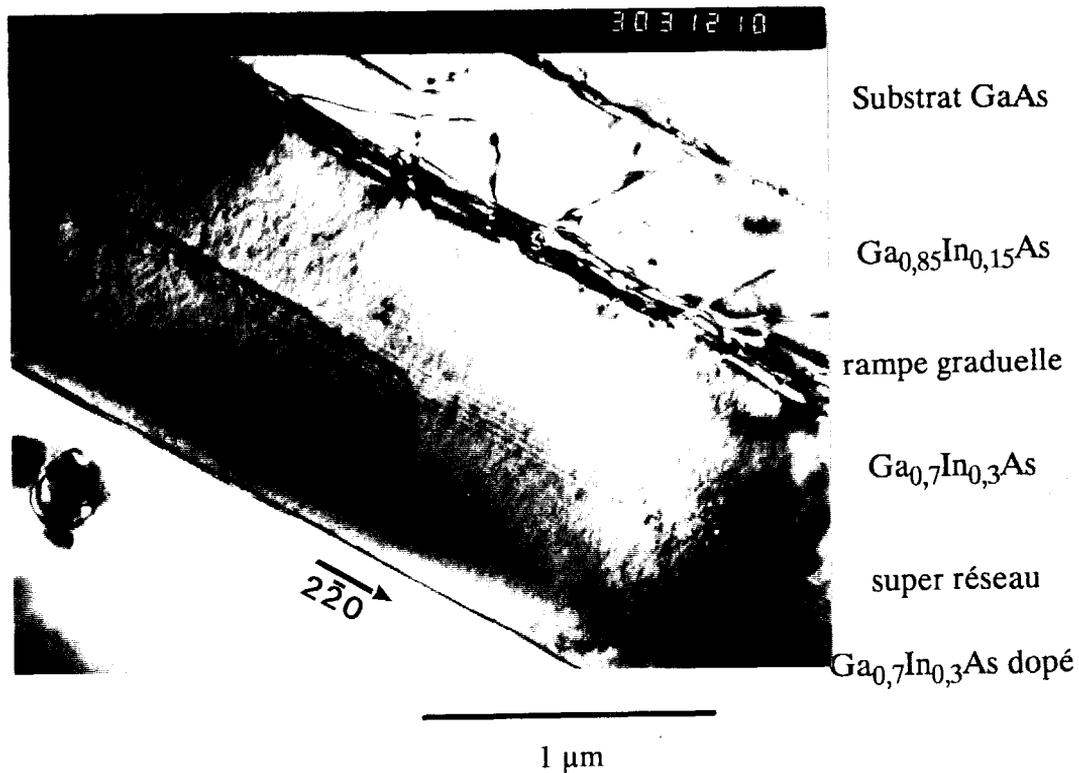
Sur ces spectres, le pic fin centré sur 0 correspond au substrat de GaAs, et les 2 autres pics plus larges, lorsqu'ils apparaissent, correspondent aux couches de composition 0,15 et 0,30. La rampe de composition n'est pas visible, du fait de sa faible épaisseur, et de l'élargissement des pics des couches de  $Ga_{0,85}In_{0,15}$  et  $Ga_{0,70}In_{0,30}As$  dû aux dislocations.

L'interprétation de ces spectres est donné sur la figure II.32. Les coefficients de relaxation pour les deux couches de  $Ga_{1-x}In_xAs$  avec  $x = 0,15$  ou  $0,27$  sont supérieurs à 80%.

La relaxation de la contrainte semble donc ne pas être optimale pour cette structure, mais déjà, est suffisante pour espérer réaliser une structure métamorphique.

De plus, la désorientation des couches épitaxiées par rapport au substrat ( figure II.33 ) a été mesurée à l'aide des précessions (004). L'angle de désorientation, pour la couche de composition 0,15, est de  $0,4^\circ$  et de  $0,75^\circ$  pour la couche de composition 0,27.

Cette désorientation semble être due aux phénomènes de relaxation de contrainte à l'aide des dislocations de désadaptation. Ce résultat est peut-être à relier à l'apparition du "cross-hatching".



**Figure II.34:** Cliché de microscopie électronique en transmission de l'épitaxie 910120 amincie par la tranche. Les lignes sombres correspondent à des dislocations.

	T = 300K	T = 77K
Résistance carrée ( $\Omega/\square$ )	1490	898
Mobilité Hall ( $\text{cm}^2/\text{V.s}$ )	6430	9820
Densité de Hall ( $\text{m}^{-3}$ )	$6,5 \times 10^{15}$	$7,1 \times 10^{15}$
Coefficient de Van der Pauw	0,998	0,989

**Figure II.35:** Mesures d'effet Hall pour l'épitaxie 910120.

#### 4.3.3.5 Microscopie électronique en transmission

Une observation de la lame 910120 par la tranche a été réalisée. Cela a pour but de visualiser la répartition des dislocations en fonction des couches épitaxiées et des interfaces. Le cliché de la figure II.34 nous montre cette répartition.

L'interface entre le GaAs et le  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$  semble produire beaucoup de dislocations.

La rampe de composition contient elle-aussi beaucoup de dislocations qui ne se propagent pas dans la première couche de  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$ . Le super réseau, quant à lui, produit plus de dislocations qu'il n'en arrête.

Au vu de ce cliché, il semble que la relaxation de la contrainte se soit effectuée dans les couches les plus proches du substrat, laissant les couches supérieures avec une densité de dislocations émergeant à la surface d'environ  $10^8$  dislocations /  $\text{cm}^2$ .

#### 4.3.3.6 Caractérisation électrique : effet Hall

Les trèfles de Van der Pauw ont été réalisés par la méthode de technologie des semi-conducteurs utilisée au laboratoire.

Les résultats ( mobilité et densité d'électrons Hall ) correspondent à la couche supérieure dopée au Silicium à environ  $2 \times 10^{16}$  at/ $\text{cm}^3$ .

La couche épitaxiée est homogène si l'on considère le coefficient de Van der Pauw de 0.998. Les mobilités et les densités de Hall sont reportés sur la figure II.35. Nous pouvons remarquer qu'à 77K, la mobilité des électrons approche les  $10000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  pour une résistance carrée de  $900 \Omega/\square$ , mais qu'en raison de la déplétion due à la faible valeur du dopage, le nombre d'électrons mesurés ( nH ) est inférieur au nombre incorporé ( Nd ).

#### 4.3.3.7 Interprétation

Un des facteurs déterminant la relaxation de la contrainte dans une telle structure est le mode l'initiation de la croissance de la première couche désadaptée en maille.

Dans notre cas, le début de la croissance du  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$  s'effectue dans un mode bidimensionnel. La photographie du MET ne montre, en effet, aucune distorsion de l'interface caractéristique de la croissance en îlots. La température du substrat (  $350^\circ\text{C}$  ) et la composition en Indium favorise ce mode de croissance.

L'influence de cette température est aussi notable lorsque les dislocations sont générées. En effet, dans la structure métamorphique, les dislocations de désadaptation sont indispensables à la relaxation de la contrainte, mais elles ne doivent pas se propager vers la surface de l'épitaxie. La faible température de croissance diminue la mobilité des atomes

incidents sur la surface de croissance et limite l'énergie nécessaire au déplacement des dislocations.

Ainsi, avec une relaxation supérieure à 80%, nous pouvons considérer que l'épitaxie n° 910120 peut servir de tampon métamorphique.

La contrainte résiduelle dans la couche supérieure est encore gênante, même si nous ne pouvons espérer une relaxation totale de la structure en gardant des conditions raisonnables de croissance ( épaisseurs trop importantes par exemple ).

D'après les résultats de Double diffraction des rayons X, la première couche désadaptée apparaît plus relaxée que la seconde. Pour expliquer cela, considérons les 2 cas séparément:

- la couche de  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$  repose sur le substrat de GaAs dont la densité de dislocations émergentes, mesurée par le constructeur, est de l'ordre de  $10^4$  dislocations/cm<sup>2</sup>.

Cette couche, si elle relaxe totalement, doit donc conserver au moins  $10^4$  dislocations émergentes par cm<sup>2</sup>.

- La couche de  $\text{Ga}_{0,73}\text{In}_{0,27}\text{As}$ , quant à elle, repose sur la première couche désadaptée et sur la rampe de composition. C'est la rampe de composition qui doit relaxer la contrainte. D'une part, cette rampe ne paraît pas assez épaisse pour cela, et, d'autre part, les dislocations traversant la première couche de  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$  contribuent à la formation de nouvelles dislocations parallèles à la direction de croissance.

Enfin, le super réseau, placé au milieu de la couche de  $\text{Ga}_{0,73}\text{In}_{0,27}\text{As}$ , crée des dislocations ( cliché MET ) qui augmentent la densité de dislocations.

Toutefois, malgré la contrainte résiduelle encore présente, une structure plus épaisse n'est pas envisageable. Pour la structure 910120, la durée de croissance approche 1h30. Dans l'optique d'une réalisation de structures métamorphiques à l'échelle industrielle, ce temps paraît déjà important. Notre but sera, maintenant, de diminuer le temps de croissance tout en essayant de diminuer la densité de dislocations émergentes vers une valeur de l'ordre de  $10^5$  dislocations/cm<sup>2</sup>.

#### 4.3.4 Epitaxie n° 910608

La structure de cette épitaxie découle de l'observation du cliché MET de l'épitaxie précédente. Sur cette photo, nous pouvons remarquer que les dislocations sont confinées dans la moitié inférieure de chaque couche de  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  (  $x = 0,15$  ou  $0,27$  ). De plus, le super réseau (  $\text{Ga}_{0,73}\text{In}_{0,27}\text{As}/\text{GaAs}$  ) ne sert apparemment pas à filtrer des dislocations.

De ce fait, nous avons choisi pour la structure de l'épitaxie 910608, une copie de la structure 910120 mais avec des épaisseurs plus fines et sans super réseau.

2000 Å	$\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$	$2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
2500 Å	$\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$	n.i.d.
1000 Å	Graduel x: 0,15 - 0,3	n.i.d.
4500 Å	$\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$	n.i.d.
500 Å	GaAs	n.i.d.

**Substrat GaAs (001) Semi Isolant**

**Figure II.36:** Structure de l'épitaxie 910608.

Matériau	Pression équivalente de flux ( Torr )
Gallium	$6 \times 10^{-7}$
Indium pour $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$	$1,4 \times 10^{-7}$
Indium pour $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$	$3 \times 10^{-7}$
Arsenic	$3 \times 10^{-5}$

**Figure II.37:** Pressions équivalentes de flux de l'épitaxie 910608.

910608  
977V1

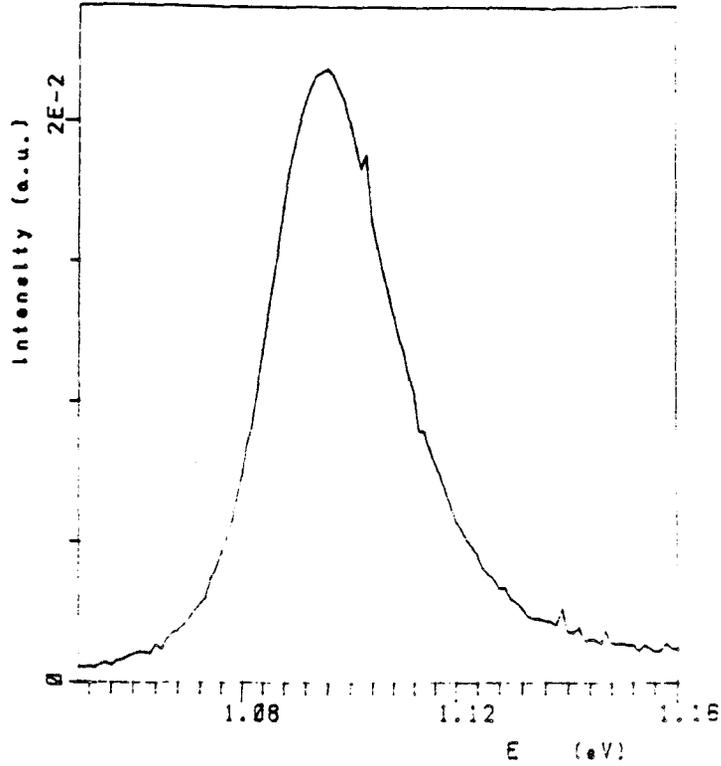


Figure II.38: Spectre de photoluminescence de la couche supérieure de GaInAs.

Le maximum du pic a une énergie de 1,095 eV.

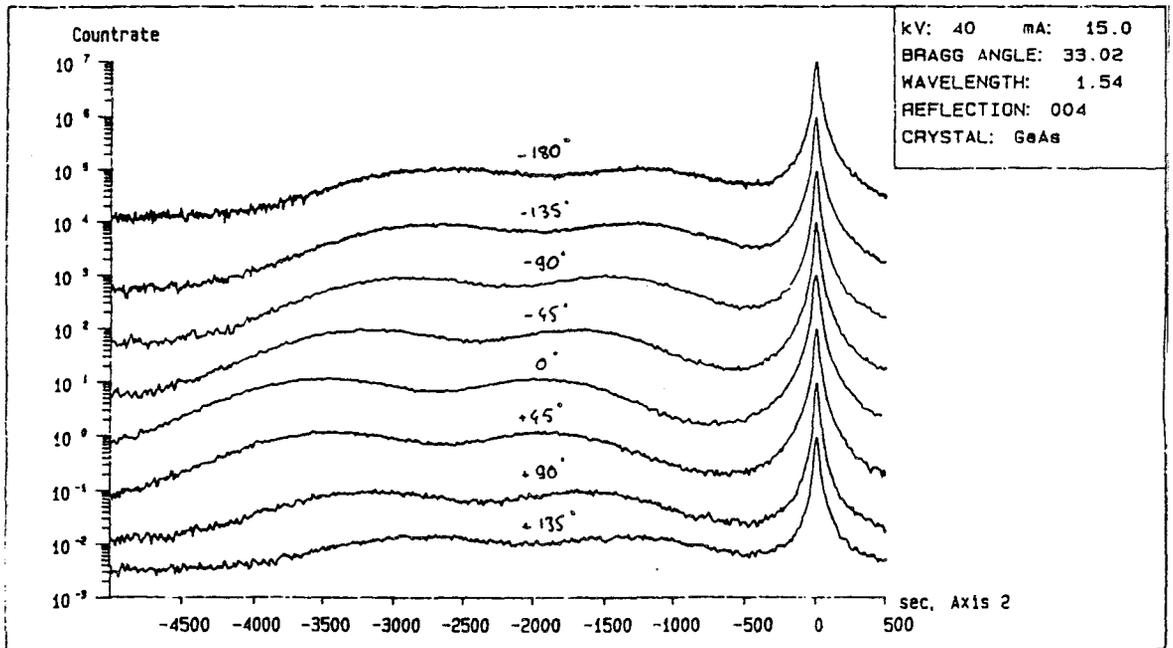


Figure II.39: Spectres de diffraction des rayons X de l'épitaxie 910608 en précession (004) pour les angles  $\phi$  de  $-180^\circ$  à  $+180^\circ$ .

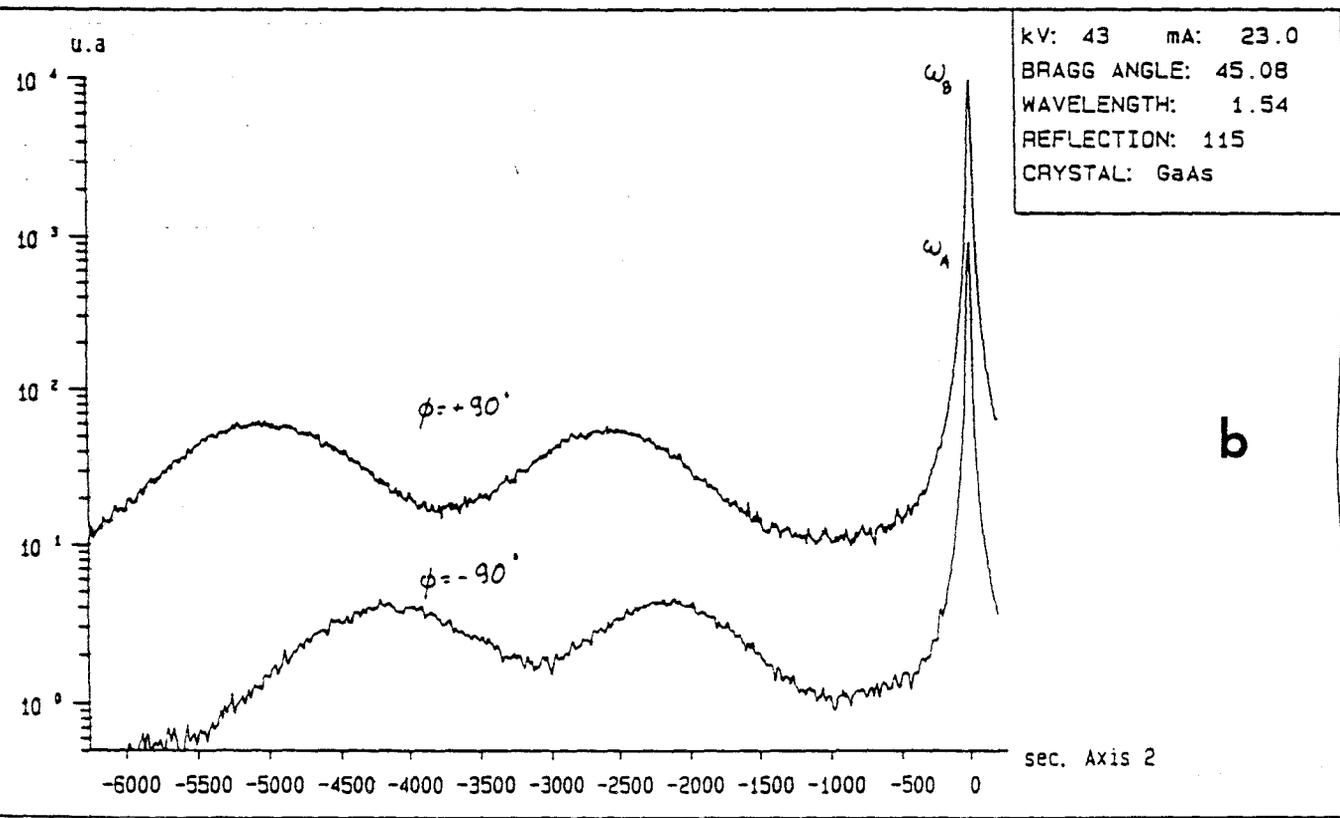
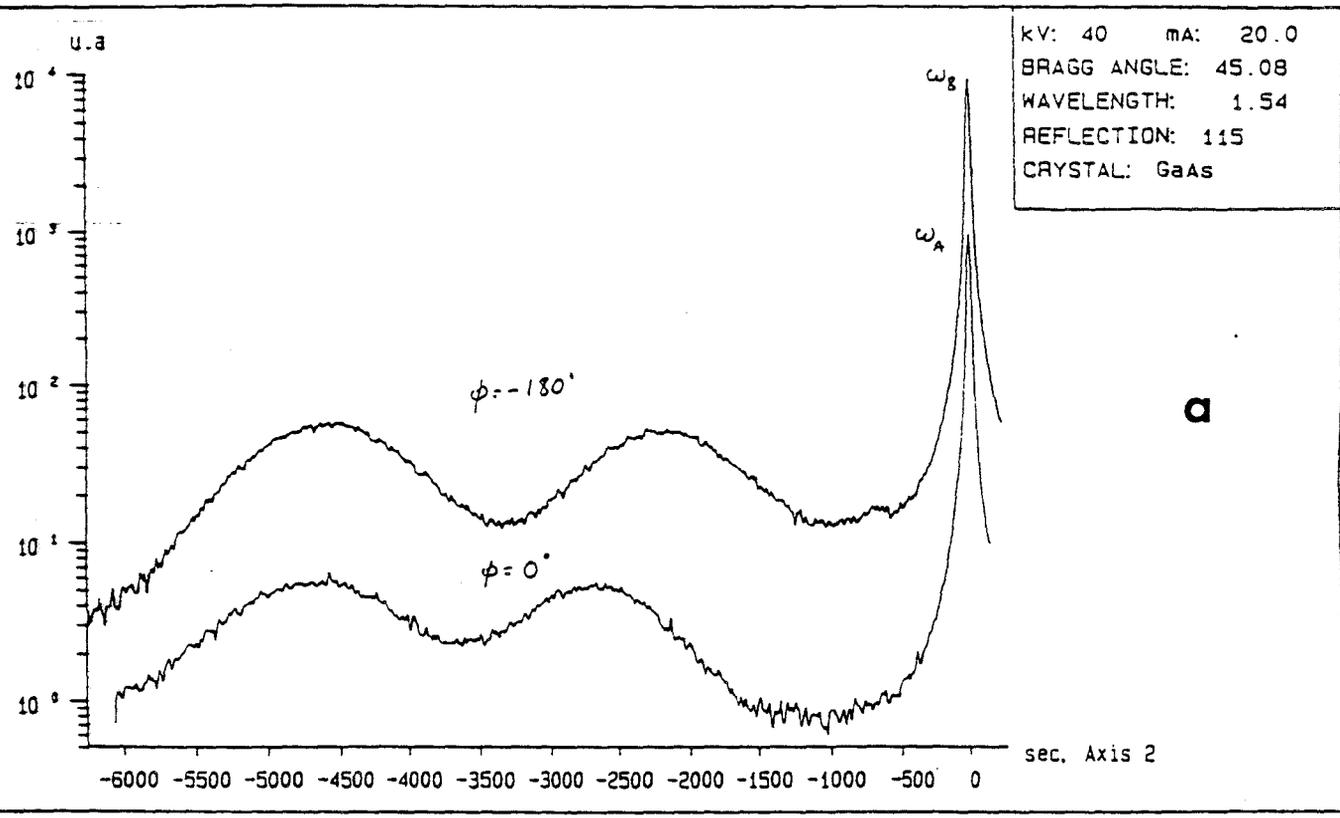


Figure II.40: Spectres de diffraction de l'épitaxie 910608 en réflexion (115) rasante pour les angles  $\phi$  de  $-180^\circ$  et  $0^\circ$  (a) et  $-90^\circ$  et  $+90^\circ$  (b).

	910608			
	15%ln		27%ln	
$(\Delta a/a)_{\perp}$ , ppm	12151		23169	
$\phi$ , deg	$\pm 180/0$	-90/90	$\pm 180/0$	-90/90
$\Delta\theta$ , sec	-2415	-2405	-4548	-4616
$\Delta\phi$ , sec	110	125	421	376
$\Delta d/d$ , ppm	11884	11834	22721	23072
$(\Delta a/a)_{\parallel}$ , ppm	9980	9671	15396	16522
$(\Delta a/a)_{R}$ , ppm	11032		19657	
x, %	15,4		27,4	
R, %	90,5	87,7	78,3	84,1

**Figure II.41:** Résultats de l'interprétation des spectres de diffraction de l'épitaxie 910608.

#### 4.3.4.1 Structure et conditions de croissance

La structure de l'épitaxie 910608 consiste en 500 Å de GaAs, 450 Å de  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$ , 1000 Å de rampe de composition, 2500 Å de  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$ , le tout non dopé et enfin 2000 Å de  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  dopé à  $2 \cdot 10^{22}$  at/m<sup>3</sup> ( figure II.36 ).

La couche dopée a été choisie identique à celle de l'épitaxie 910120 de manière à obtenir une comparaison des caractéristiques d'effet Hall.

Les flux des éléments III et V sont donnés sur la figure II.37. Le rapport V/III est de 40 pour le  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$  et de 33 pour le  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$ .

La température du substrat est de 350°C, sauf pour la couche dopée pour laquelle la température a été augmentée jusqu'à 450°C. De plus, le substrat a été collé à l'Indium sur un support de Molybdène.

#### 4.3.4.2 Observation en microscopie optique

Le "cross hatching" est apparent sur cette couche, mais l'observation en champ noir a révélé un nombre plus important de défauts par rapport à l'épitaxie 910120, sans pour autant qu'il soit possible de chiffrer cette différence.

#### 4.3.4.3 Photoluminescence

Le maximum du pic de photoluminescence à 77K est mesuré à une énergie de 1,095 eV. Un autre maximum a été trouvé à 1,295 eV ( figure II.38 ).

Cela correspond à des compositions en Indium, dans l'hypothèse de relaxation totale, de 0,30 et 0,15 respectivement.

Le largeur à mi-hauteur du pic centré sur 1,095 eV est de 28 meV, ce qui est légèrement supérieur au cas de la couche 910120. Cela pourrait laisser croire que la relaxation est moins efficace dans le cas présent.

Si nous reprenons les abaques d'énergie de photoluminescence en fonction de la relaxation, et en supposant une relaxation minimale de 80%, la plage de composition dans laquelle se trouve la composition vraie est 0,27-0,30.

#### 4.3.4.4 Double Diffraction des Rayons X.

Les spectres de diffraction suivant les précessions (004) et (115) sont représentées sur les figures II.39a-b et II.40a-b. Les résultats, obtenus à l'aide du programme de simulation RADS, sont donnés sur la figure II.41.



**Figure II.42:** Cliché de microscopie électronique en transmission de l'épitaxie 910608 amincie par la tranche.

	T = 300K	T = 77K
Résistance carrée ( $\Omega/\square$ )	5380	2260
Mobilité Hall ( $\text{cm}^2/\text{V.s}$ )	3830	8110
Densité de Hall ( $\text{m}^{-3}$ )	$3,04 \times 10^{15}$	$3,41 \times 10^{15}$
Coefficient de Van der Pauw	0,9913	0,9866

**Figure II.43:** Mesures d'effet Hall pour l'épitaxie 910608.

Il apparaît que la couche de  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$  est relaxée à environ 90% alors que la couche supérieure de  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  l'est à environ 81%. Ces résultats sont plus faibles que ceux de l'épitaxie n°910120.

De plus, la désorientation des axes (001) des couches épitaxiées par rapport à l'axe (001) du substrat sont plus faibles que pour l'épitaxie 910120 avec  $0,1^\circ$  pour le  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$  et  $0,12^\circ$  pour  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$ .

#### 4.3.4.5 Microscopie Electronique en Transmission

Sur le cliché de Microscopie Electronique en Transmission de l'épitaxie n° 910608 ( figure II.42 ), nous pouvons remarquer que la répartition des dislocations à l'interface GaAs/ $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$  et dans la rampe de composition est identique à celle de l'épitaxie 910120. Par contre, la couche de  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$  comporte encore un grand nombre de dislocations, le plus souvent inclinées. La rampe de composition qui, a priori, doit créer les dernières dislocations de désadaptation et qui doit les empêcher de se propager dans la couche supérieure, ne semble pas suffisamment active, compte tenu du nombre de dislocations émergentes dans le  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$ .

La densité de dislocations émergentes à la surface a été mesurée à  $4 \times 10^8$  dislocations/cm<sup>2</sup>.

#### 4.3.4.6 Caractéristiques électriques : Effet Hall

Les résultats de l'expérimentation en effet Hall, sous un champ de 0,5 Tesla, sont donnés figure II.43 pour les températures de 300 et 77K.

L'homogénéité de la couche, à l'échelle du trèfle, est caractérisée par le coefficient de Van der Pauw de 0,991 à 300 K. Cette homogénéité se dégrade à 77K avec un coefficient de 0,987.

Les mobilités de Hall atteintes sont plus faibles que celles de l'épitaxie 910120 mais elles restent tout de même élevées (  $> 8000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  à 77K ): malgré un grand nombre de dislocations.

#### 4.3.4.7 Interprétation

De la différence des mobilités et des coefficients de relaxation des épitaxies 910120 et 910608, il apparaît que cette dernière est un moins bon tampon métamorphique. Cela peut s'expliquer à partir des deux changements de conditions que nous avons imposés entre les deux croissances : réduction de l'épaisseur de la couche de  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  et d'autre part, le collage à l'Indium sur un support de Molybdène. Les autres conditions de croissance

100 Å	$\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$	n.i.d.
300 Å	$\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$	n.i.d.
-----		$\delta \ 5 \ 10^{12} \text{ cm}^{-2}$
30 Å	$\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$	n.i.d.
1000 Å	$\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$	n.i.d.
2000 Å	$\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$	n.i.d.
1 $\mu\text{m}$	Graduel InGaAs	n.i.d.
		x: 0,10 - 0,30

**Substrat GaAs (001) Semi isolant**

**Figure II.44:** Structure de l'épitaxie VAR1054.

( vitesse, température, position, rapport de pressions équivalentes de flux ) sont restées identiques.

L'utilisation du collage à l'Indium du substrat a montré, notamment pour les structures pseudomorphiques, qu'il apparaissait des variations locales de température causées par les variations d'épaisseur de la couche d'Indium. Pour l'épitaxie 910608, l'observation en MET a révélé des inhomogénéités dans la répartition des dislocations émergentes dans la couche. Une différence locale de la température du substrat peut provoquer un changement dans le mode de croissance ( bidimensionnel - tridimensionnel ) et induire des sources de dislocations supplémentaires.

Cela joue au niveau de l'initiation de la croissance et explique en partie la différence de coefficient de relaxation entre les couches de  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$  des deux épitaxies 910608 et 910120.

La réduction de l'épaisseur de  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  provoque aussi une relaxation moins efficace. En effet, plus l'épaisseur de la couche superficielle va être importante, plus la force ( ou la contrainte ) emmagasinée sera grande et empêchera la propagation des dislocations de désadaptation [20].

Toutefois, l'utilisation d'un tampon métamorphique identique à l'épitaxie 910608 monté sur un support In-Free est envisageable pour la réalisation de structures de type composant.

La densité de dislocations émergentes reste relativement élevée, par rapport à un substrat de GaAs, mais une croissance réalisée dans les conditions optimales ( support "In-Free", etc ) peut s'avérer de bonne qualité en tenant compte que l'épaisseur des couches actives va nous rapprocher du cas l'épitaxie 910120.

#### **4.3.5 Exemple d'une rampe de composition épaisse : Epitaxie VAR1054**

L'épitaxie VAR1054 a été réalisée au Laboratoire Central de Recherche de Thomson-CSF dans le cadre du contrat MRT "TEGFET Métamorphique  $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}/\text{GaAs}$ ".

Il s'agit d'une couche comportant des couches actives, dont nous parlerons dans le chapitre 3, mais pour laquelle de nombreuses caractérisations ont été réalisées sur le tampon métamorphique.

Le tampon a été épitaxié à une température de substrat de  $380^\circ\text{C}$  et consiste en une couche à gradient de composition de  $1\ \mu\text{m}$ , la composition allant de 0,1 sur le GaAs à 0,3 ( figure II.44 ).

VAR1054  
S77VALC1

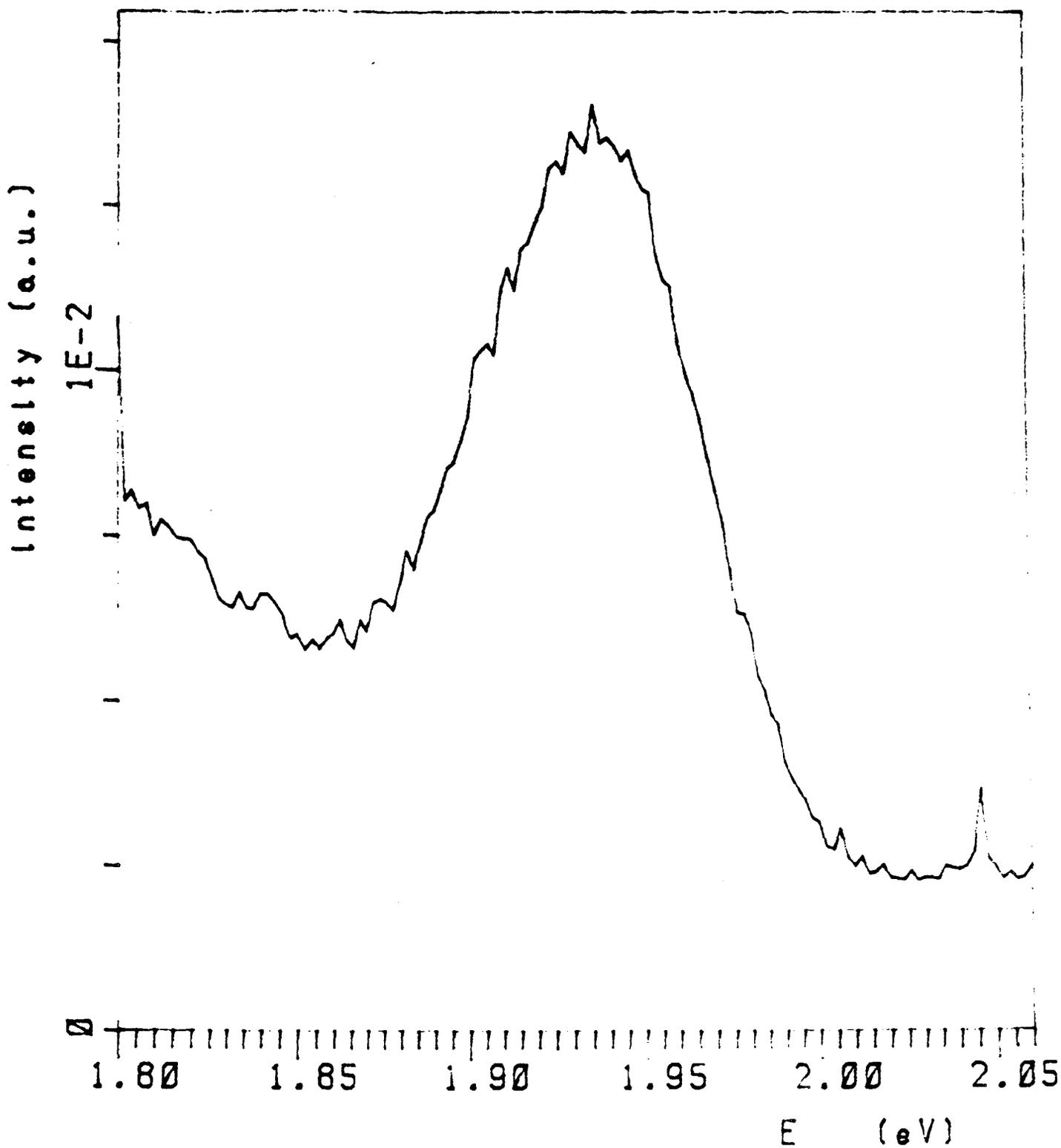
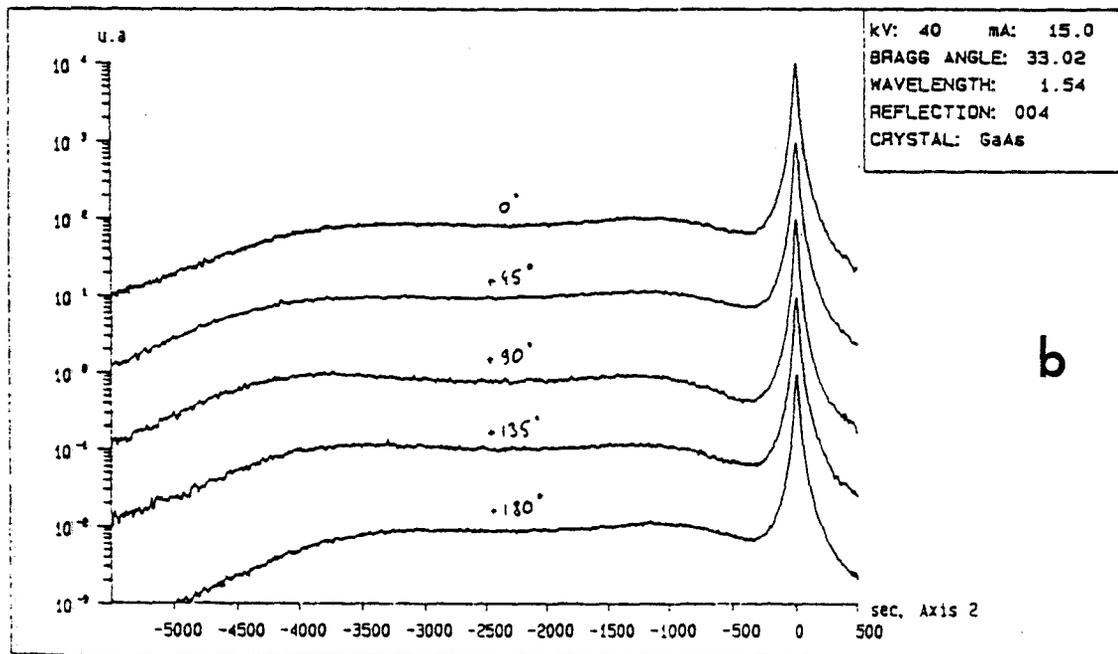
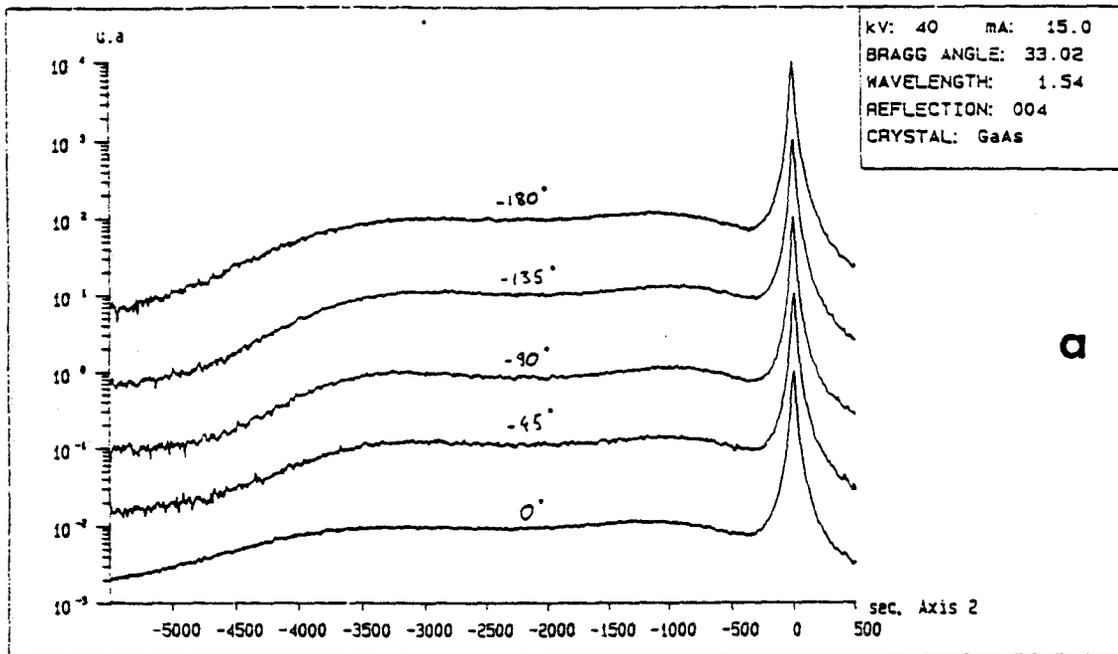


Figure II.45: Spectre de photoluminescence de la couche de Ga<sub>0.7</sub>In<sub>0.3</sub>As de l'épitaxie VAR 1054.



**Figure II.46:** Spectres de diffraction des rayons X de l'épitaxie VAR 1054 en précession (004) pour les angles  $\phi$  de  $-180^\circ$  à  $0^\circ$  (a) et de  $0^\circ$  à  $+180^\circ$  (b).

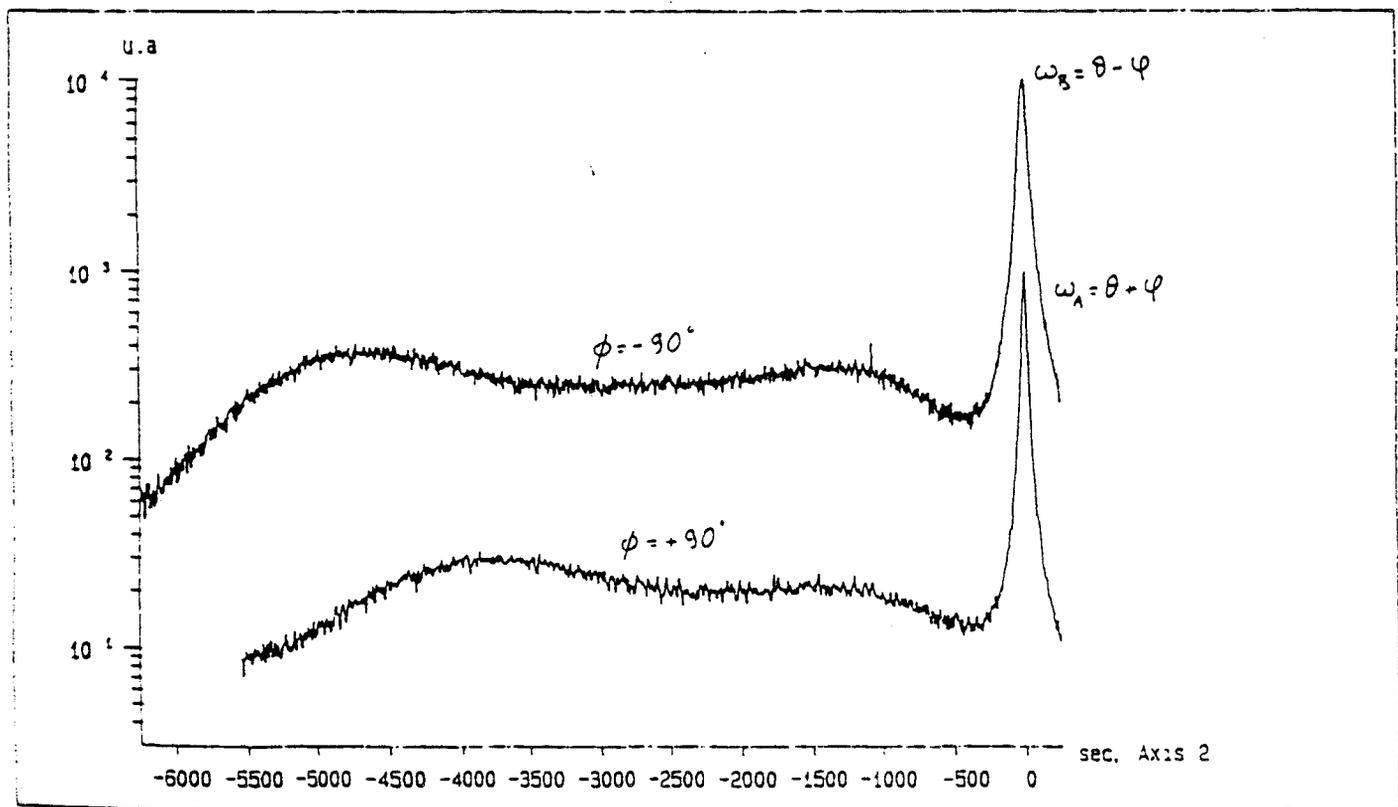
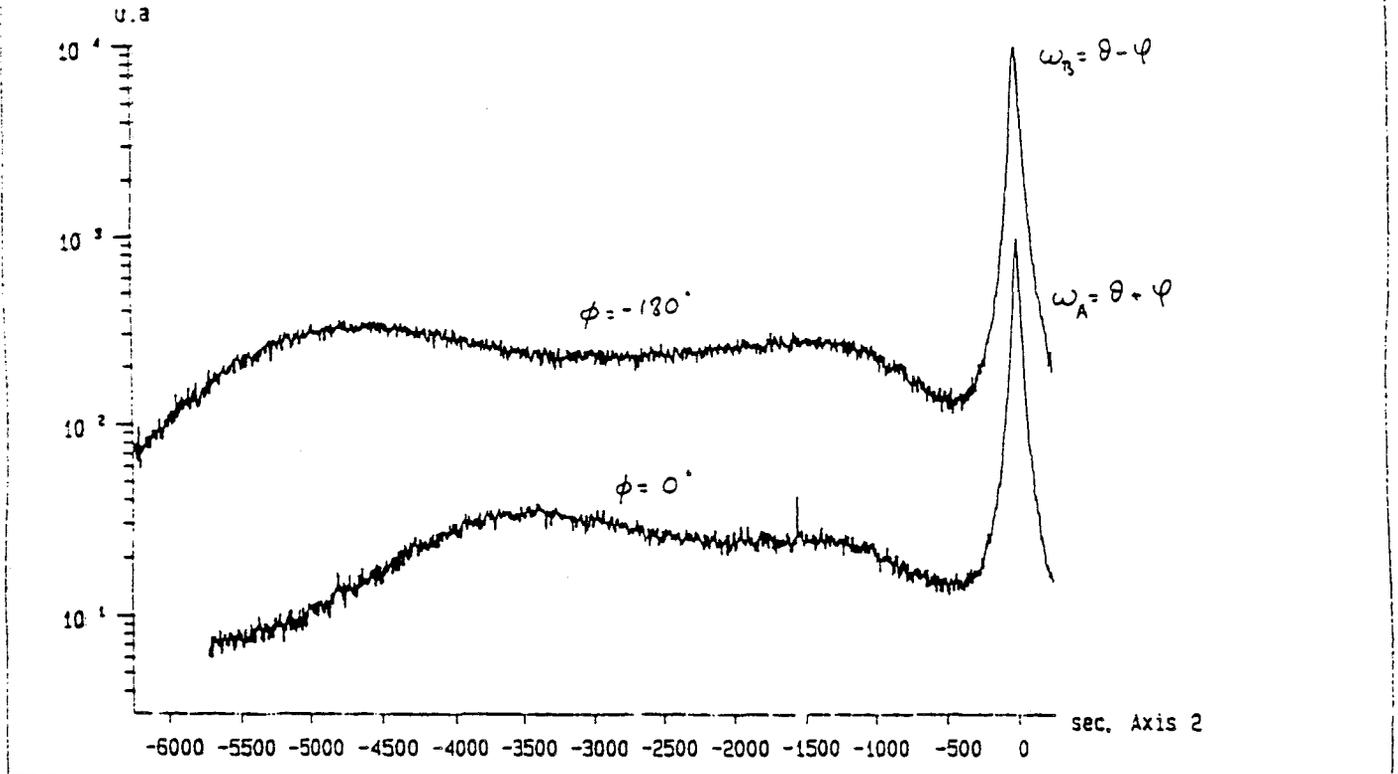
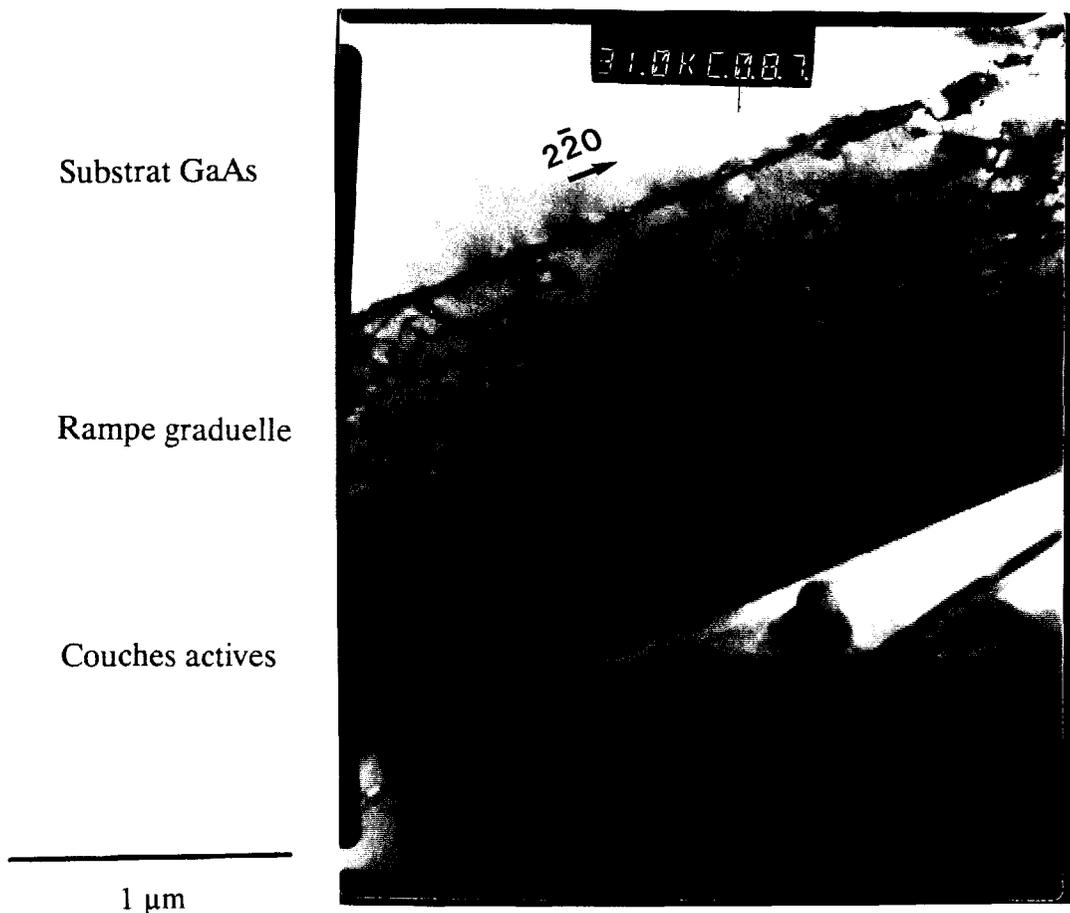


Figure II.47: Spectres de diffraction de l'épitaxie 910608 en réflexion (115) rasante pour les angles  $\phi$  de  $-180^\circ$  et  $0^\circ$  (a) et  $-90^\circ$  et  $+90^\circ$  (b).

	(1)		(2)	
$(\Delta a/a)_{\perp}$ , ppm	8605		24729	
$\phi$ (°)	-90/+90	$\pm 180/0$	-90/+90	$\pm 180/0$
$\Delta\theta$ , sec	-1301	-1246	-4203	-4151
$\Delta\phi$ , sec	87	26	701	740
$\Delta d/d$ , ppm	7103	6802	23454	23155
$(\Delta a/a)_{\parallel}$ , ppm	6506	6623	18565	17997
$(\Delta a/a)_R$ , ppm	$(v = 0,315) \Rightarrow 7627$		$(v = 0,320) \Rightarrow 21603$	
x, %	10,6		30,1	
R, %	85,3	86,8	85,9	83,3

**Figure II.48:** Résultats de l'interprétation des spectres de diffraction pour l'épitaxie VAR 1054.



**Figure II.49:** Cliché de microscopie électronique en transmission de l'épitaxie VAR 1054 amincie par la tranche.

#### 4.3.5.1 Photoluminescence

La photoluminescence, effectuée sur cette couche, a été réalisée à 77K ( figure II.45 ). Le maximum de photoluminescence a une énergie de 1,08 eV, ce qui correspond à une composition d'Indium de 0,31, dans l'hypothèse de relaxation totale.

Compte tenu du coefficient de relaxation qui est inférieur à 1, mais probablement supérieur à 80%, la plage de composition dans laquelle se situe la vraie composition est 0,28-0,31. La largeur à mi-hauteur du pic est de 38 meV.

#### 4.3.5.2 Double diffraction des rayons X

Contrairement aux deux épitaxies précédemment citées, nous ne pouvons donner par DDX que des informations sur la couche superficielle de  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$ , la rampe de composition étant masquée par la largeur du pic.

Les spectres de diffraction suivant les précessions (004) et (115) ( figures II.46 et II.47 ) permettent d'obtenir les valeurs de la figure II.48. Le coefficient de relaxation moyen est de l'ordre de 85% soit une valeur comparable à celle de l'épithaxie 910120. Par contre, pour une rampe graduelle de composition, la désorientation de la normale au plan de croissance par rapport à la normale du substrat (001) est pratiquement nulle.

#### 4.3.5.3 Microscopie électronique en transmission

Le cliché de microscopie électronique en transmission pour l'épithaxie amincie par la tranche ( figure II.49 ) nous montre la répartition des dislocations de désadaptation dans la rampe de composition.

Nous pouvons remarquer qu'aucune dislocation ne traverse les couches supérieures, tout au moins sur la zone regardée. Toutefois, la densité de dislocations émergentes a été mesurée de l'ordre de  $4 \times 10^5$  dislocations/cm<sup>2</sup>.

Les dislocations de désadaptation sont bien localisées dans la rampe et elles sont pour la plupart parallèles au plan de croissance. De plus, aucune dislocation n'est visible dans le substrat.

#### 4.3.5.4 Interprétation

La rampe de composition épaisse permet de localiser les dislocations dans le tampon métamorphique beaucoup mieux que les structures présentées avant. Mais le coefficient de relaxation de l'épithaxie VAR1054 est comparable à celui de l'épithaxie 910120.

Le problème posé est le suivant : pourquoi une rampe de composition épaisse produit moins de dislocations émergentes qu'une structure mixte telle que la structure 910120 ?

Pour donner une explication, il faut considérer les deux structures. La structure 910120 comporte une interface abrupte GaAs/Ga<sub>0,85</sub>In<sub>0,15</sub>As, une rampe de composition de 1000 Å et une couche épaisse de Ga<sub>0,73</sub>In<sub>0,27</sub>As.

L'apparition des premières dislocations de désadaptation se produit dans la couche de Ga<sub>0,85</sub>In<sub>0,15</sub>As qui relaxe plutôt bien (  $R > 85\%$  ). La rampe produit beaucoup de dislocations.

En fait, lorsque l'on compare les deux rampes ( étroite 910120 et épaisse VAR1054 ), la rampe étroite comporte beaucoup plus de dislocations sur une épaisseur constante. La densité et la proximité de ces dislocations favorisent les interactions entre ces dislocations de désadaptation. Les interactions entre les dislocations ont été étudiées sur des systèmes GaInAs/GaAs par C. Herbeaux et C. Bouillet et la résultante est une dislocation parallèle à la direction de croissance.

Nous pouvons aussi dire que la relaxation dans la structure 910120 s'effectue beaucoup plus rudement que pour la structure VAR1054. Le nombre de dislocations relaxant la contrainte est important et elles sont localisées en deux endroits sur des épaisseurs de 1000 Å. Cela se traduit en Double diffraction des rayons X par la désorientation des couches épitaxiées par rapport au substrat . La désorientation totale de la couche supérieure de Ga<sub>0,73</sub>In<sub>0,27</sub>As est de  $0,75^\circ$ , ce qui est énorme compte tenu de l'incertitude de l'orientation du substrat (  $(001) \pm 0,1^\circ$  ).

La rampe épaisse de composition donne une répartition des dislocations excellente sans pour autant atteindre un taux de relaxation élevé, même s'il ne sera pas possible, à l'échelle des épaisseurs réalisables en EJM, d'atteindre la relaxation totale.

#### 4.3.6 Conclusion

Le but que nous voulions atteindre, c'est à dire une couche tampon permettant d'accommoder le désaccord de maille de 2% entre le GaAs et le Ga<sub>0,7</sub>In<sub>0,3</sub>As, a été atteint.

La densité des dislocations émergentes varie suivant les épitaxies dans la gamme  $10^5$ - $10^8$  dislocations/cm<sup>2</sup>. Le coefficient de relaxation total approche les 90% à l'heure actuelle.

Les résultats que nous avons obtenus nous permettent d'envisager la poursuite de l'étude des matériaux et des structures métamorphiques.

Dans l'espoir de réaliser des tampons métamorphiques de très bonne qualité, plusieurs solutions sont envisageables. La réduction des dislocations émergentes peut

s'effectuer à l'aide d'un super réseau contraint AlInAs/GaInAs dont le paramètre de maille moyen est proche de celui du  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$ . Son rôle serait de courber les dislocations orientées dans la direction de croissance aux interfaces contraintes. Un superréseau du même type, associée à une rampe de composition en Indium pourrait à la fois filtrer les dislocations et relaxer la contrainte.

Une autre solution consiste en un recuit in-situ. A la manière du GaAs/Si [21], un recuit dans la chambre de croissance sous flux d'Arsenic permettrait de réarranger le réseau de dislocations dans les couches sacrifiées d'un point de vue électrique.

Les deux tampons que nous avons réalisés sont d'une bonne qualité quant à la relaxation de la contrainte , mais la durée de la croissance ( entre 1h et 1h30 ) reste encore élevée pour une application industrielle des tampons métamorphiques.

Nous allons étudier en détail l'autre matériau nécessaire à la réalisation d'hétérojonctions métamorphiques : l'AlInAs.

## 5 Etude du matériau AlInAs métamorphique

### 5.1 Introduction

Jusqu'à ce que nous commençons l'étude de la croissance de couches métamorphiques, le matériau AlInAs n'avait jamais été réalisé au laboratoire, même dans le cas de HEMTs adaptés en maille sur InP. De plus, le matériau AlInAs métamorphique, c'est à dire avec une composition d'Indium inférieure à 0,52, n'avait pas été étudié dans la littérature.

C'est la raison pour laquelle nous avons distingué la croissance de l'AlInAs et celle des HEMTs métamorphiques.

Nous avons dû réaliser un matériau adapté en maille sur le  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  sans bénéficier de caractérisations fiables telles que la double diffraction des rayons X. De plus, nous ne disposons pas dans notre bâti d'épitaxie de RHEED en position optimale. Vouloir travailler en position de RHEED nous aurait obligé à changer les flux d'éléments III, et à reprendre l'étude du paragraphe précédent. Aussi, nous avons préféré travailler en utilisant la technique de photoluminescence.

Par la même occasion, cela nous a permis de vérifier l'exactitude des formules données dans le premier chapitre, compte tenu de l'erreur induite par le relaxation. Nous détaillerons ici les paramètres utilisés pour la croissance de l'AlInAs métamorphique et les caractérisations en photoluminescence.

### 5.2 Paramètres de croissance

La principale difficulté pour réaliser de l'AlInAs métamorphique adapté en maille sur le  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  réside dans le choix du flux d'Aluminium incident. Nous avons voulu obtenir cet accord de maille en réalisant le moins d'essais différents.

#### **5.2.1 Choix du flux d'Aluminium**

La configuration du bâti d'épitaxie dont nous disposons nous impose de garder le flux d'Indium constant pendant toute la croissance de GaInAs et AlInAs, afin de ne pas arrêter la croissance à chaque interface. Le choix du flux d'Aluminium donnera l'accord de maille.

Nous avons vu, dans le premier chapitre que l'écart en composition entre le GaInAs et l'AlInAs au même paramètre de maille est de l'ordre de 1% dans notre cas ( $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$

n° épitaxie	x visé	PEF Ga ( Torr )	PEF Al ( Torr )	PEF In1 ( Torr )	PEF In2 ( Torr )	PEF As ( Torr )
920308	0,30	$6 \times 10^{-7}$	$2,8 \times 10^{-7}$	$1,2 \times 10^{-7}$	$3,1 \times 10^{-7}$	$1 \times 10^{-5}$
920414	0,29	$6 \times 10^{-7}$	$2,8 \times 10^{-7}$	$1 \times 10^{-7}$	$2,8 \times 10^{-7}$	$3 \times 10^{-5}$
920712	0,35	$6 \times 10^{-7}$	$2,5 \times 10^{-7}$	$8 \times 10^{-8}$	$3,8 \times 10^{-7}$	$3,3 \times 10^{-5}$

**Figure II.50:** Pressions équivalentes de flux utilisées pour l'épitaxie d'AlInAs métamorphique.

et  $\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$  ). Ainsi si le flux d'Indium reste constant pendant la croissance d' $\text{AlInAs}$  et de  $\text{GaInAs}$ , quasiment le même nombre d'atomes de Gallium et d'Aluminium doivent être incorporés à la surface pour respecter la stoechiométrie voulue.

Si nous considérons un coefficient de collage égal à 1 pour les deux matériaux, il faut donc que les flux d'Aluminium et de Gallium soient sensiblement égaux ( un écart de 1% de la stoechiométrie équivaut à un désaccord de maille de l'ordre de 0,07% ).

Nous ne connaissons pas directement la valeur des flux des différents éléments, mais les pressions équivalentes de flux mesurées par une jauge de type Bayart-Alpert. Il est possible à partir des pressions de retrouver les flux à condition de connaître les coefficients d'ionisation de chaque élément.

Cependant, une autre méthode peut être utilisée pour déterminer le flux ( ou la pression équivalente de flux ) d'Aluminium.

A chaque élément III ( Ga ou Al ) correspond une vitesse de croissance ( de  $\text{GaAs}$  ou  $\text{AlAs}$  ) qui est déterminée par la vitesse d'absorption des atomes en surface lorsqu'il existe une surpression d'Arsenic.

Ces vitesses sont étalonnées au début de chaque campagne de croissance, tout au moins pour le  $\text{GaAs}$  et  $\text{GaAlAs}$ .

Par exemple pour le  $\text{Ga}_{0,5}\text{Al}_{0,5}\text{As}$ , les stoechiométries de Ga et d'Al sont identiques. Les pressions équivalentes de flux alors utilisées permettent d'obtenir la stoechiométrie exacte et par la même occasion, les vitesses des deux binaires.

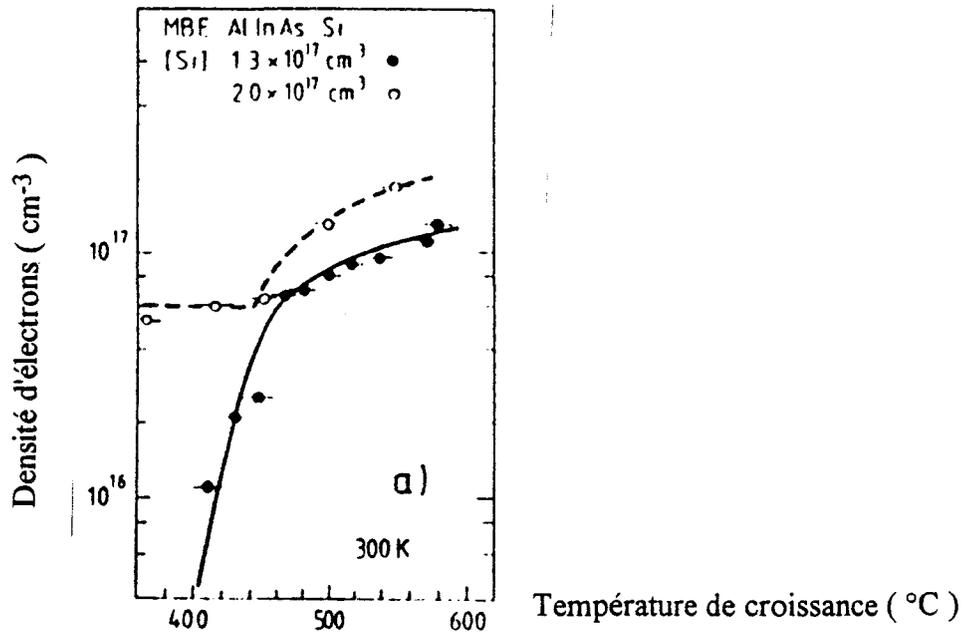
Avec ces conditions, la précision sur la composition d'Indium utilisée peut s'estimer à environ 2% ce qui donne un désaccord de maille maximal de 0,13%. Cette valeur constitue la limite généralement acceptée pour l' $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  adapté en maille sur  $\text{InP}$ .

### 5.2.2 Autres flux

Les pressions équivalentes de flux des éléments III et V utilisées pour les croissances que nous étudierons ici sont présentées dans la figure II.50. Nous y avons ajouté les compositions d'Indium visées dans le  $\text{GaInAs}$ .

### 5.2.3 Température de croissance

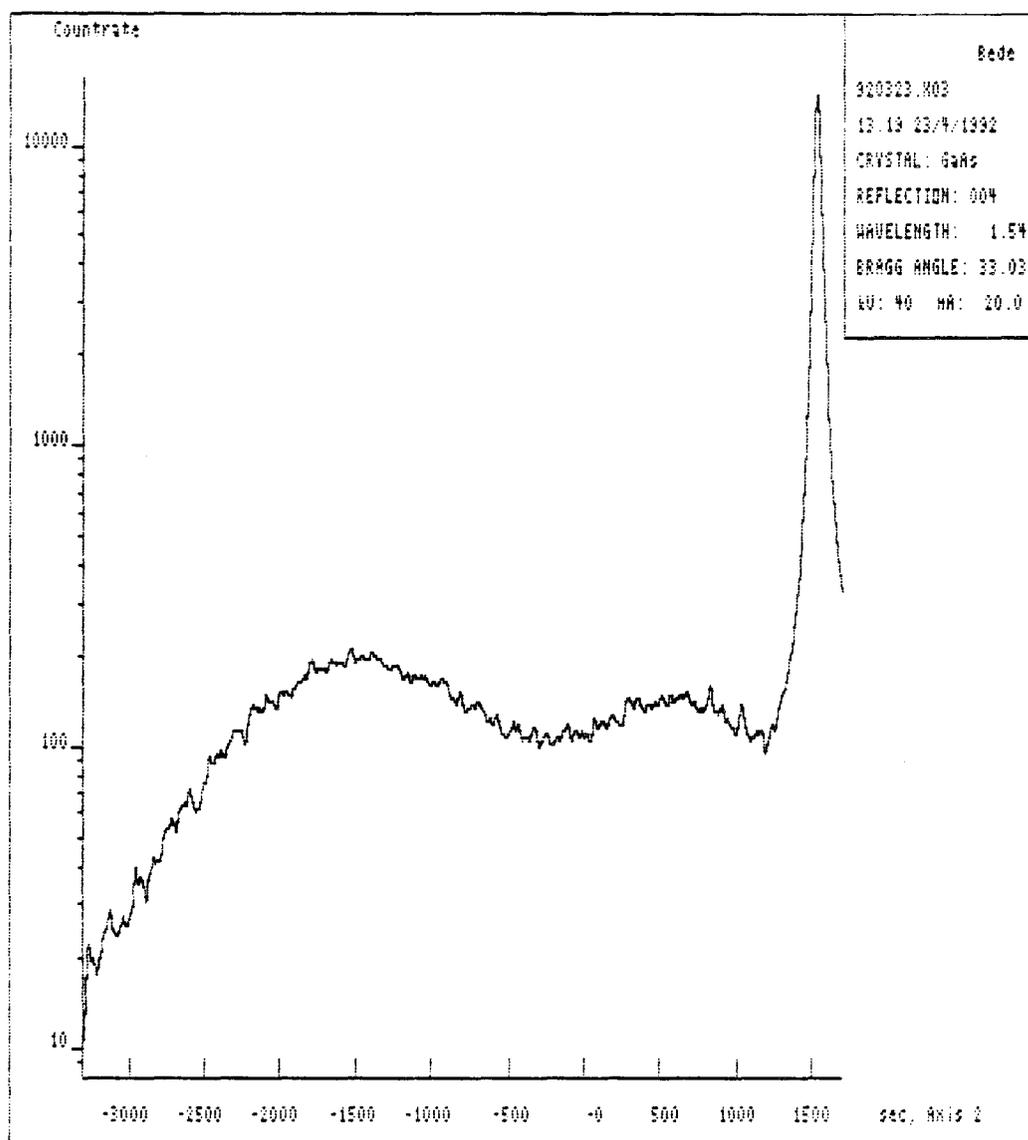
La qualité structurale et électrique de l' $\text{AlInAs}$  semble dépendre fortement de la température de croissance. H. Künzel et al [22] ont montré ce phénomène pour l' $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  adapté en maille sur  $\text{InP}$ , et plus particulièrement dans le cas d'un dopage volumique au Silicium. Une réduction de la température de croissance produit une



**Figure II.51:** Dépendance de la concentration de porteurs libres avec la température de croissance pour l' $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  sur InP ( d'après Künzel et al.).

50 Å	$\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$	n.i.d.
3000 - 5000 Å	$\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$	n.i.d.
4500 Å	$\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$	n.i.d.
1500 Å	$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ x: 0,15 → 0,3	n.i.d.
4500 Å	$\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$	n.i.d.
500 Å	GaAs	n.i.d.
Substrat GaAs Semi-isolant		

**Figure II.52:** Structure épitaxiée pour la caractérisation de l'AlInAs métamorphique.



**Figure II.53:** Spectre de diffraction de l'épitaxie 920308. La couche d'AlInAs ( 5000 Å ) n'est pas discernable.

augmentation de la concentration de pièges profonds ainsi qu'une diminution de la concentration d'électrons libres mesurée ( figure II.51 ).

Il apparaît dans cette étude que la température de croissance optimale est de l'ordre de 520°C. Considérant que, malgré la concentration d'Indium différente pour l'AlInAs métamorphique, nous adopterons cette température pour la croissance des couches actives métamorphiques.

#### 5.2.4 Structure épitaxiée

La structure épitaxiée pour l'étude de l'AlInAs métamorphique est présentée sur la figure II.52. Le tampon métamorphique est similaire à l'épitaxie 910608. L'épaisseur de la couche d'AlInAs varie entre 3500 et 5000 Å suivant les épitaxies.

Afin de réaliser la croissance de l'AlInAs à 520°C, la température du substrat a été augmentée de 350°C à 520°C, pendant les 1000 derniers Angströms du Ga<sub>0,7</sub>In<sub>0,3</sub>As du tampon métamorphique.

Une couche de 50 Å de Ga<sub>0,7</sub>In<sub>0,3</sub>As protège l'AlInAs d'une oxydation éventuelle due à l'air ambiant. Cette couche est "transparente" pour la plupart des caractérisations réalisées.

### 5.3 Caractérisation de l'Al<sub>0,71</sub>In<sub>0,29</sub>As métamorphique

Les méthodes de caractérisation que nous avons employées pour le GaInAs métamorphique ( paragraphe 4.2 ) peuvent s'appliquer à l'AlInAs métamorphique.

Mais, dans le cas présent, certaines de ces méthodes ne nous ont pas permis d'étudier ce matériau.

#### 5.3.1 Double Diffraction des rayons X

La technique de DDX est la plus adaptée à la détermination d'un désaccord de maille puisqu'elle permet de mesurer des écarts de paramètre relatifs inférieurs à 10<sup>-4</sup>. La séparation des deux pics relatifs aux deux couches à étudier donne, par un calcul simple, l'écart de paramètre.

Dans le cas des structures métamorphiques, nous avons vu que les spectres de diffraction présentaient deux pics très larges correspondant aux couches de Ga<sub>0,85</sub>In<sub>0,15</sub>As et de Ga<sub>0,7</sub>In<sub>0,3</sub>As. La largeur de ces pics, due aux dislocations présentes dans les couches, ne permet pas de distinguer un pic supplémentaire dû à l'AlInAs ( figure II.53 ).

### 5.3.2 Microscopie électronique en transmission

L'observation en MET d'un échantillon aminci par la tranche nous permet de visualiser la répartition des dislocations dans la structure.

Dans un cas général, il nous est possible de dire si l'AlInAs est ou non adapté en maille suivant les dislocations qui apparaissent à l'interface entre le GaInAs et l'AlInAs. Mais, compte tenu des épaisseurs d'AlInAs épitaxiées, le désaccord doit être au minimum de 0,2%, ce qui en règle générale n'est pas atteint. La microscopie électronique en transmission ne constitue donc pas un moyen de caractériser l'accord de maille des ternaires.

### 5.3.3. Photoluminescence

La manipulation de photoluminescence sur de l'AlInAs métamorphique est un autre moyen d'évaluer la composition en Indium, et donc l'adaptation du paramètre de maille.

Comme nous l'avons vu pour le tampon métamorphique GaInAs, le coefficient de relaxation de la couche modifie de quelques milli-électron Volts l'énergie de luminescence. Si nous considérons que l'épaisseur de l'AlInAs déposée au dessus du tampon ne modifie pas trop le coefficient de relaxation, l'écart de paramètre de maille peut être retrouvé. En effet, nous pouvons voir sur les abaques de la figure II.8, qu'une modification de 10% du coefficient de relaxation implique un changement de composition d'environ 1% pour le GaInAs. Il ne paraît donc pas possible que le rajout de 3500 Å d'AlInAs modifie d'une manière importante le coefficient de relaxation. En utilisant les formules de bande interdite du  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  et de  $\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$  du chapitre 1, même si nous considérons un coefficient de relaxation de 100%, l'écart de composition entre les deux ternaires sera fiable, à condition que les formules citées soient exactes.

L'utilisation des formules pose un problème important. La formule correspondant à l'AlInAs n'est connue qu'à la température ambiante, et la plupart des photoluminescences sont effectuées à 77K.

Il nous faut donc, pour chaque échantillon, réaliser une manipulation à 300K, afin de déterminer la composition en Indium de l'AlInAs, malgré le bruit de fond présent dû au mouvement des atomes. Une expérience à 77K sert à déterminer la composition du GaInAs métamorphique et aussi à relier l'énergie de photoluminescence de l'AlInAs à sa composition en Indium.

Un autre problème peut se poser si la composition d'Indium de l'AlInAs est inférieure à 0,29. Dans ce cas, la bande interdite est indirecte et la photoluminescence se fait avec une intensité moins importante. A 300K, il peut arriver que le signal soit confondu avec le bruit de fond, et de ce fait invisible. A 77K, le même phénomène se produit. Cela limite donc le champ d'investigation aux compositions en Indium supérieures à 0,27 environ.

n° épitaxie	composition dans l'AlInAs visée	Energie du pic de luminescence ( eV )	Composition calculée avec R = 1	composition mesurée dans le GaInAs
920308	0,30	2,035	0,282	0,28
920414	0,29	2,026	0,321	0,29
920712	0,35	1,938	0,35	0,33

**Figure II.54:** Résultats de la photoluminescence réalisée sur les épitaxies d'AlInAs métamorphiques à 300K.

n° épitaxie	composition dans l'AlInAs visée	Energie du pic de luminescence ( eV )	Composition calculée avec R = 1	composition mesurée dans le GaInAs
920308	0,30	1,891	-	0,28
920414	0,29	2,068	0,316	0,29
920712	0,35	2,006	0,357	0,33
VAR1054	0,29	1,935	0,32	0,3

**Figure II.55:** Résultats de la photoluminescence réalisée sur les épitaxies d'AlInAs métamorphiques à 77K.

Les résultats des manipulations de photoluminescence à 300K sont donnés sur la figure II.54.

Nous pouvons remarquer que les compositions d'Indium dans l'AlInAs, calculées dans le cas où la relaxation est totale, sont cohérentes avec les compositions d'Indium dans le GaInAs du tampon métamorphique.

Les spectres de photoluminescence réalisés à 77K montrent une augmentation de la bande interdite par rapport à 300K, mais la loi qui voudrait que la bande interdite à 77K diminue lorsque l'on augmente la composition d'Indium n'est pas respectée ( figure II.55 ). Une explication de ce phénomène pourrait être l'apparition d'une transition indirecte à 77K.

Néanmoins, la plupart des épitaxies d'AlInAs ont donné un spectre de photoluminescence à 300K et à 77K, sauf l'épitaxie VAR 1054 pour laquelle le pic à 300K n'a pas pu être détecté.

La relaxation incomplète de la contrainte de désadaptation, ainsi que la possibilité d'épitaxier une couche d'AlInAs désadaptée en maille par rapport au tampon métamorphique ajoutent des imprécisions quant au calcul des compositions en Indium relatives aux maxima des pics de photoluminescence.

#### **5.4 Conclusion**

L'AlInAs métamorphique reste un matériau difficile à étudier, avec les moyens de caractérisation dont nous disposons.

Nous sommes confrontés tout d'abord à l'impossibilité d'effectuer des figures de RHEED simplement. La position normale de croissance ne permet pas d'obtenir une uniformité de l'épitaxie sur toute la surface d'un substrat de 2 pouces. Notre choix se résume donc soit à réaliser des observations au RHEED sur une couche d'AlInAs qui ne servira pratiquement pas pour réaliser d'autres caractérisations, soit à ne pas effectuer d'analyse par RHEED et de préférer l'étude présentée ici.

La double diffraction des rayons X, au regard des spectres de diffraction effectués sur les matériaux ternaires adaptés en maille sur InP, doit nous permettre d'observer un décalage entre les pics de GaInAs et AlInAs du tampon métamorphique. Mais, comme nous l'avons vu, l'élargissement du pic dû aux dislocations de désadaptation ne nous a pas permis de distinguer le GaInAs de l'AlInAs. Pour affiner les pics de diffraction, la solution proposée est d'ajouter une réflexion supplémentaire au faisceau de rayons X réfléchi afin de pouvoir choisir les angles de Bragg correspondant effectivement aux couches. Cette technique encore appelée Triple Diffraction des Rayons X a donné de très bons résultats sur les matériaux  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ , et elle est en cours d'acquisition au Laboratoire des Structures et Propriétés de l'Etat Solide.

La photoluminescence à 300K et à 77K pose une nouvelle fois le problème de la modification de la bande interdite avec la contrainte résiduelle. Toutefois, malgré les approximations dues aux formules  $E_g(x)$ , une estimation du désaccord de maille entre le  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  et l' $\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$  est envisageable;

La caractérisation de l' $\text{AlInAs}$  métamorphique est donc fortement dépendante de la relaxation de la contrainte de désadaptation.

L'utilisation de techniques telles que la double diffraction des rayons X et la photoluminescence suppose de prendre en compte les effets de relaxation ou/et de désaccord de maille entre l' $\text{AlInAs}$  et le tampon métamorphique.

Une méthode de caractérisation plus facile à interpréter doit être utilisée pour connaître la stoechiométrie du ternaire  $\text{AlInAs}$ . Elle ne doit pas utiliser des formules ( bande interdite ou paramètre de maille ) mais "compter" les atomes d'éléments III. Ainsi cela permettra de s'affranchir des formules trouvées dans la bibliographie, et, peut-être, de les corriger.

## 6 Conclusion

Nous avons détaillé, dans ce chapitre, la croissance et la caractérisation des couches métamorphiques qui serviront à la réalisation des HEMTs métamorphiques.

Cette étude s'est décomposée en deux parties traitant pour l'une de la croissance du tampon métamorphique nécessaire à l'obtention de couches relaxées de contrainte et pour l'autre d'une étude succincte de l'AlInAs métamorphique épitaxié sur le tampon précédent.

L'étude du tampon métamorphique nous a montré que la structure la plus efficace quant à la réduction du nombre de dislocations émergentes consistait en une rampe de composition d'Indium épaisse. La température de croissance joue un grand rôle dans la localisation des dislocations loin de la surface. La température idéale est comprise entre 350 et 400°C.

D'un point de vue relaxation de la contrainte, l'épitaxie telle que nous la réalisons sur un substrat de GaAs orienté (001) exactement, ne nous permet pas de relaxer la totalité de la contrainte. Les épaisseurs de matériau que nous déposons restent dans les limites acceptables pour la réalisation de composants bien que le temps de croissance de la couche tampon seule soit souvent de l'ordre de 1 heure.

L'AlInAs métamorphique, tel que nous l'avons réalisé, nous permet d'envisager son utilisation dans les couches actives d'un HEMT. Le dopage du matériau n'a pas été étudié avec précision, mais devrait être similaire au dopage de l' $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  adapté en maille sur InP.

La suite de l'étude, que nous allons décrire dans le chapitre suivant, concerne la réalisation de HEMTs métamorphiques ainsi qu'ils ont été définis dans le premier chapitre.

## Bibliographie du chapitre II

- [1] J.R. Arthur et al.  
Progress in solid state chem., vol.10, n° 3, Ed. Pergamon Press, 1975
- [2] C.T. Foxon and B.A. Joyce  
Surf. Sci, vol.50, page 434, 1975
- [3] Y. Cordier,  
Thèse de doctorat, Lille, 1992.
- [4] T. Ryan  
High resolution X-ray diffraction: What is it?, Philips Analytical
- [5] S. Trudel  
D.E.A., Lille, 1992.
- [6] M.R. Melloch et al.  
Appl. Phys. Lett., vol.57, n°15, page 1531, 1990.
- [7] G.H. Olsen  
J. Cryst. Growth, vol.31, page 223, 1975.
- [8] C. Allet  
Mémoire d'ingénieur CNAM, Lille, 1980.
- [9] L.J. Van der Pauw  
Philips Res. Repts., vol.13, page 1, 1958
- [10] Nakao et al.
- [11] C. Herbeaux  
Thèse de doctorat, Lille, 1990.
- [12] J.W. Lee et al.  
Appl. Phys. Lett., vol.50, n°1, page 31, 1987.

- [13] H.L. Tsai et al.  
Appl. Phys. Lett., vol.55, n°3, page 265, 1989.
- [14] D.I. Westwood et al.  
Jal Cryst. Growth, vol.98, page 782, 1989.
- [15] J.C. Harmand et al.  
Jap. Jal of Appl. Phys., vol.28, page L1101, 1989
- [16] J.C.P. Chang et al  
Appl. Phys. Lett., vol.60, n°9, page 1129, 1992.
- [17] P. Ribas, V. Krisnamoorthy et al.  
Appl. Phys. Lett., vol.57, n°10, page 1040, 1990
- [18] D.E. Grider et al.  
J. Vac. Sci. Technol., vol.B8, page 301, 1990.
- [19] G.M. Metze et al.  
Appl. Phys. Lett., vol.45, page 1107, 1984.
- [20] C. Bouillet,  
Thèse de doctorat, Lille, 1993.
- [21] H.L. Tsai et al.  
Appl. Phys. Lett., vol.51, page 130, 1987.
- [22] H. Künzel et al.  
Microelec. Eng., vol.19, page 329, 1992.

# CHAPITRE III

## 1. Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude expérimentale des hétérojonctions métamorphiques réalisées par EJM.

Après avoir rappelé les paramètres de croissance utilisés pour l'épitaxie des couches actives, nous détaillerons les mesures d'effet Hall sur les couches destinées à la réalisation des HEMTs. L'interprétation de ces mesures, par l'intermédiaire de mesures en champ magnétique variable et d'un programme de simulation d'effet Hall à deux couches, nous donnera les valeurs de la mobilité et de la densité du gaz bidimensionnel.

Nous distinguerons le cas des structures où la couche donneur est dopée en volume du cas du dopage plan.

Nous nous intéresserons ensuite à la réalisation de HEMTs métamorphiques. Après un bref rappel de la technologie que nous avons utilisée, plusieurs HEMTs à grille longue seront étudiés. Les profils de commande de charge et de mobilité nous permettront de connaître avec plus de précision la dynamique des électrons sous la grille.

Enfin, un HEMT métamorphique à grille submicronique (  $0,4 \mu\text{m}$  ) sera étudié. Ses performances hyperfréquences intrinsèques seront comparées à celles d'un HEMT pseudomorphique de même géométrie réalisé au laboratoire.

$N_1, \mu_1$	GaInAs Nd <sup>+</sup> ou n.i.d. + AlInAs Nd ou N $\delta$
$N_2, \mu_2$	Canal GaInAs n.i.d.
	Tampon métamorphique + substrat GaAs

**Figure III.1:** Modélisation des couches actives pour l'effet Hall à deux couches.

## 2 Méthodes de caractérisation des HEMTs métamorphiques

### 2.1 Introduction

Les méthodes de caractérisation que nous présentons ici concernent les HEMTs métamorphiques, à la différence des caractérisations des matériaux du chapitre précédent.

Toutes ces méthodes nécessitent la réalisation d'une technologie des semi-conducteurs aboutissant à un transistor, à l'exception de l'effet Hall où la réalisation d'un trèfle est indispensable.

Les différentes techniques sont l'effet Hall sur des trèfles de Van der Pauw appliqué aux couches complexes ( effet Hall à deux couches ), la magnéto-résistance qui permet d'obtenir les profils de mobilité en fonction de la tension appliquée sur la grille, les profils  $C_g(V_{gs})$  donnant l'évolution de la capacité totale en fonction de  $V_{gs}$  ( à rapprocher des courbes C-V simulées par HELENA ), et les caractérisations continues et hyperfréquences des HEMTs.

### 2.2 Effet Hall

L'effet Hall sur les couches actives des HEMTs se déroule de la même manière que pour les couches dopées en volume. Seule l'interprétation des mesures diffère.

Les différents éléments qui sont mesurés concernent la couche de contact, la couche donneur et le canal, et constituent une vue d'ensemble.

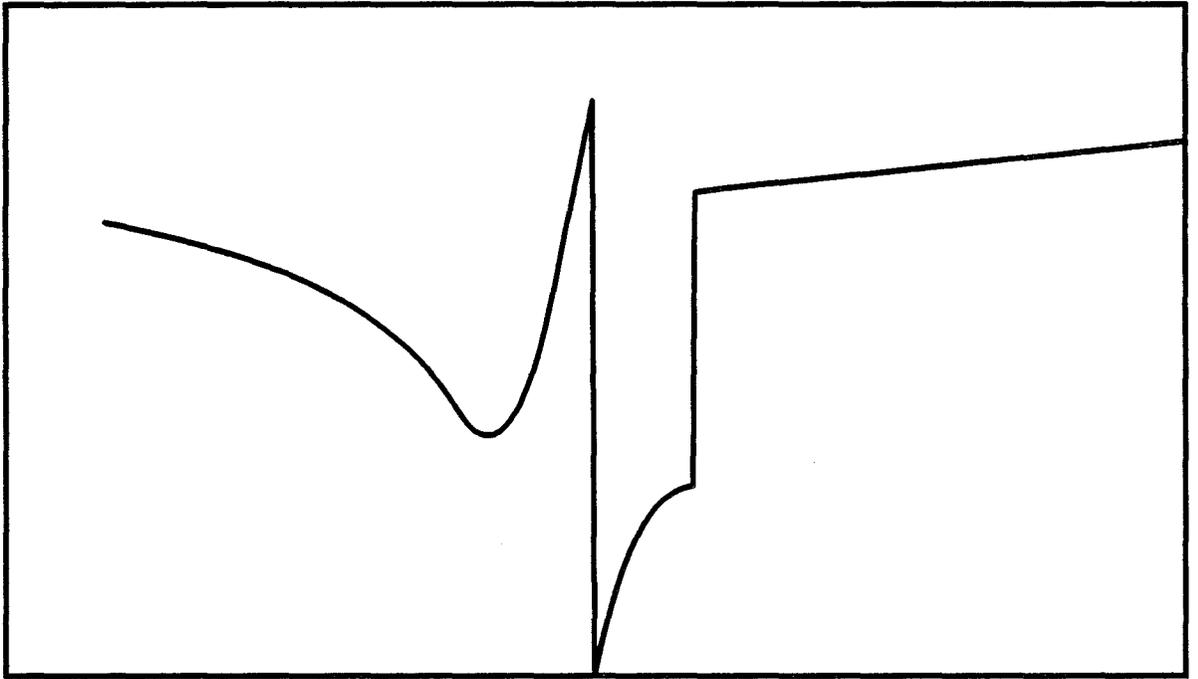
Dans ces conditions, retrouver la mobilité de la densité de charges des électrons du canal nécessite une attention particulière.

Les équations énoncées dans le chapitre 2 concernant des couches simples et homogènes peuvent se réécrire pour le cas de couches complexes.

Des trois couches de matériaux formant la partie active du HEMT, seules deux couches possèdent des mobilités ou des densités élevées: la couche de contacts et le canal. La couche de matériau donneur a une mobilité beaucoup plus faible qui peut être négligée à 77K.

Nous pouvons alors séparer les couches actives en deux parties, celle numérotée 1 regroupe la couche de contacts et la couche donneur, celle numérotée 2 représente le canal ( figure III.1 ).

En supposant que chaque partie a une mobilité  $\mu_i$  et une densité surfacique de charges  $N_i$ , la résistance carrée s'écrit:



**Figure III.2:** Structure de bande d'une hétérojonction métamorphique avec un plan de dopage.

$$R_{\square} = \frac{1}{q \sum_i N_i \mu_i}$$

la densité de Hall devient alors:

$$N_H = \frac{(\sum_i \frac{N_i \mu_i}{1 + \mu_i^2 B^2})^2}{\sum_i \frac{N_i \mu_i^2}{1 + \mu_i^2 B^2}} + B^2 \sum_i \frac{N_i \mu_i^2}{1 + \mu_i^2 B^2}$$

Si nous voulons connaître la mobilité et le  $N_s$  dans le gaz bidimensionnel il nous faut extraire de ces formules  $\mu_2$  et  $N_2$ , en connaissant seulement  $R_{\square}$  et  $\mu_H$  (ou  $N_H$  car  $\mu_H = (q R_{\square} N_H)^{-1}$ ).

Pour cela, nous proposons les deux méthodes utilisées au laboratoire; la méthode des attaques chimiques et celle du champ magnétique variable.

### 2.2.1 Méthode des attaques chimiques

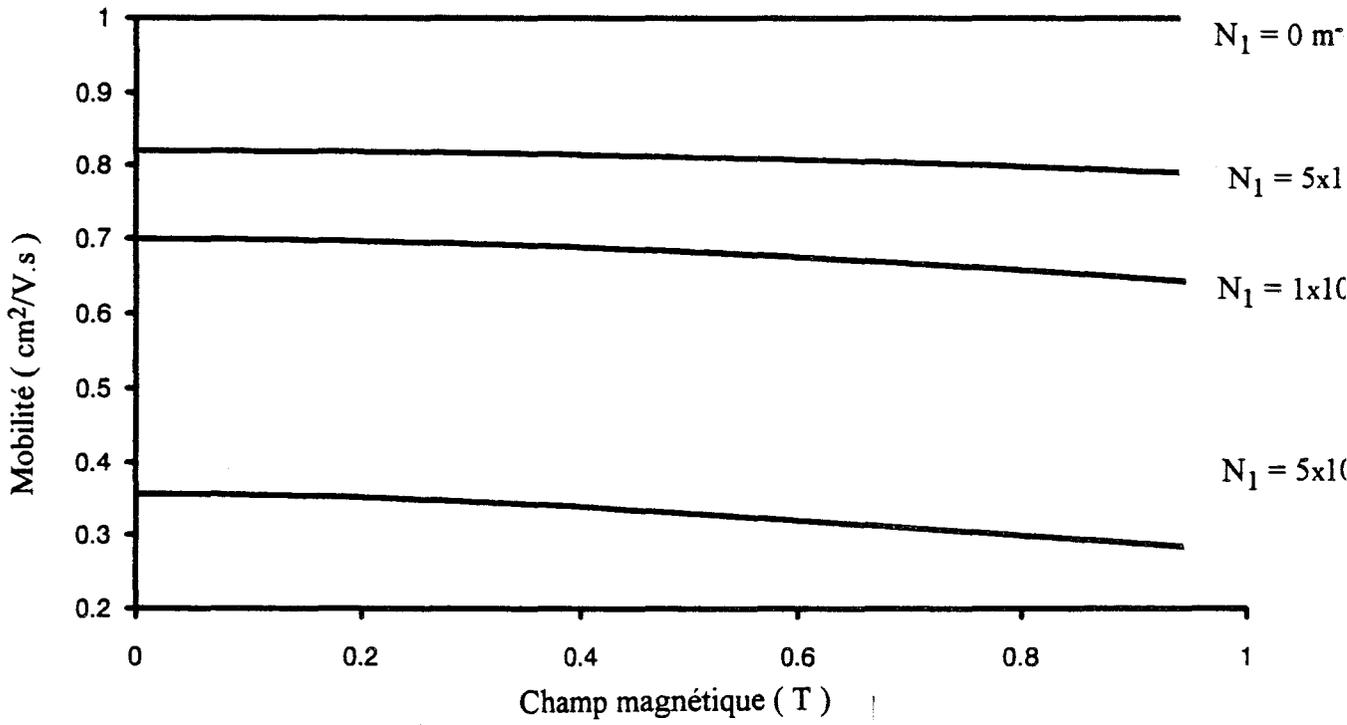
Le but de cette méthode est d'éliminer par une attaque chimique la couche de contacts qui contribue à la mobilité de la couche n°1.

Ainsi, la mobilité  $\mu_H$  mesurée se rapproche de la mobilité  $\mu_{2D}$  du gaz bidimensionnel. En outre, pour connaître la densité de porteurs dans le gaz,  $N_s$ , il est nécessaire de poursuivre l'attaque chimique de manière à bloquer le niveau de Fermi dans la bande interdite de l'AlInAs par un potentiel de surface. Dans ce cas, nous pouvons assimiler  $N_H$  à  $N_s$ .

Cependant, cette méthode comporte certains inconvénients.

Tout d'abord, la mise en oeuvre d'une attaque chimique homogène sur la surface d'un trèfle (environ  $9 \text{ mm}^2$ ) est parfois difficile. De plus le contrôle de l'épaisseur attaquée est indispensable car il ne faut pas que l'attaque chimique s'arrête trop près du gaz sous peine de n'avoir plus aucun électron transféré.

Ensuite, pour le cas de l'AlInAs dopé par un plan de dopage d'atomes de Silicium, l'interprétation avec cette méthode n'est plus possible. De par la structure de bande imposée par le plan (figure III.2), la mobilité dans le plan est élevée ( $\sim 2000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ ) et la proximité du plan et du gaz bidimensionnel ne permet pas de les attaquer.



**Figure III.3:** Evolution de la mobilité de Hall en fonction du champ magnétique appliqué pour différentes valeurs de  $N_1$ .

La méthode, plus facile à mettre en oeuvre, que nous proposons maintenant repose sur l'utilisation du modèle de transport à deux couches.

### 2.2.2. Méthode du champ magnétique variable

Cette méthode permet de tenir compte des termes en  $(\mu_i B)^2$  présents dans les équations. En effet, ces termes sont non négligeables si les paramètres mesurés  $\mu_H$  et  $N_H$  évoluent avec le champ magnétique.

Etant données les mobilités plus faibles de la couche 1 ( GaInAs dopé et AlInAs non dopé ), le terme  $(\mu_1 B)^2$  peut être négligé devant le terme  $(\mu_2 B)^2$ .

La méthode consiste donc à réaliser des mesures d'effet Hall à plusieurs valeurs du champ magnétique B ( nous disposons, en centrale de caractérisation, d'un champ magnétique variable de 0,1 à 0,9 Tesla ). L'interprétation de ces mesures, réalisées à 300K ou à 77K, se fait par la recherche, à l'aide d'une méthode des moindres carrés, de la solution (  $N_1, \mu_1, N_s, \mu_{2D}$  ) donnant pour chaque valeur du champ magnétique les  $N_H$  et  $\mu_H$  correspondant aux valeurs mesurées.

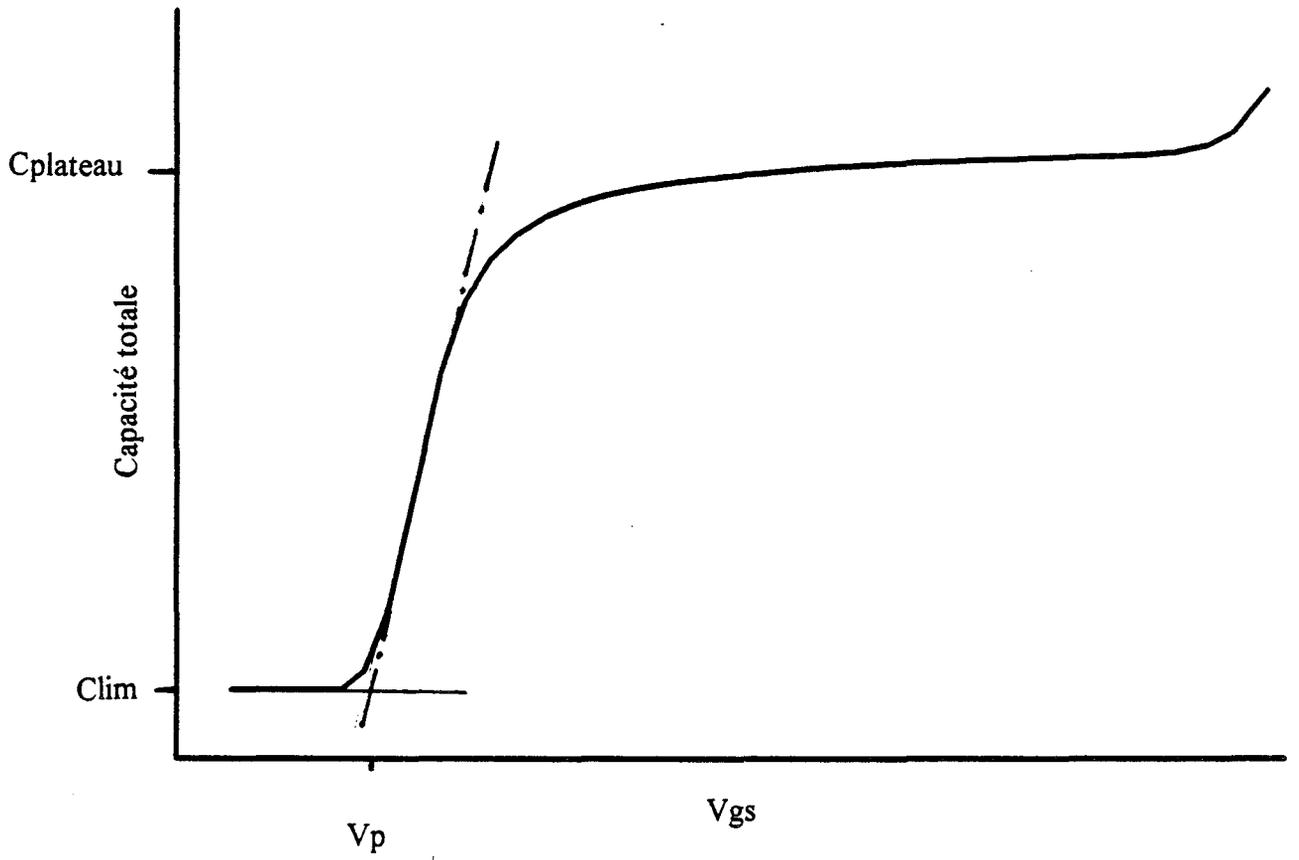
L'évolution de la mobilité ( ou de la densité ) de Hall mesurée est fortement dépendante des valeurs des  $N_i, \mu_i$  (  $i = 1, 2$  ). L'allure de la courbe d'évolution de la mobilité en fonction du champ magnétique nous permet de déduire les propriétés électriques du gaz bidimensionnel. A titre d'exemple, nous avons tracé sur la figure III.3 l'évolution de la mobilité pour différentes valeurs de  $N_1$ . Pour cela, nous avons fixé la valeur de  $\mu_1$  à 1000  $\text{cm}^2/\text{V.s}$ ,  $\mu_2$  à 10000  $\text{cm}^2/\text{V.s}$ , et  $N_2$  à  $2 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$ . Ainsi, pour qu'il y ait un effet visible dû au champ magnétique, il faut que le produit  $N_1 \mu_1$  soit comparable au produit  $N_2 \mu_2$ .

### 2.2.3 Conclusion

Les deux méthodes d'interprétation des mesures d'effet Hall sur des structures HEMT permettent de donner une valeur assez précise des paramètres de transport dans le canal GaInAs métamorphique.

La densité surfacique de charges pourra être comparée aux simulations effectuées par HELENA, ce qui nous permettra de donner une valeur relativement précise de la discontinuité de bande de conduction.

A titre de remarque, la plupart des HEMTs métamorphiques que nous étudierons ont une couche de contacts fine et non dopée. Nous pouvons considérer que cette couche sera complètement désertée par le potentiel de surface. Ainsi, le système à 2 couches reviendra à la couche donneur pour la couche n°1 et le canal comme couche n°2.



**Figure III.4:** Courbe typique de  $C_g(V_{gs})$ . Nous avons indiqué les valeurs de la tension de pincement  $V_p$ , de la capacité du plateau  $C_{plateau}$  et de la capacité limite  $C_{lim}$ .

De même, les mesures brutes effectuées sur de telles structures à 77K donneront des valeurs ( $N_H, \mu_H$ ) proches de ( $N_s, \mu_{2D}$ ) à l'instar de la méthode des attaques chimiques.

### **2.3 Profils de commande de charges dans un HEMT**

Comme toutes les méthodes de caractérisation que nous allons aborder, cette méthode nécessite une technologie des semi-conducteurs afin d'obtenir des HEMTs. Ces transistors sont ensuite découpés et montés dans un boîtier BMH60 qui sert à la plupart des caractérisations.

#### **2.3.1 Obtention des profils $C_g(V_{gs})$**

La mesure des profils  $C_g(V_{gs})$  est effectuée à l'aide d'un pont réflectométrique couplé à un ordinateur et à une table traçante. La fréquence de mesure se situe dans l'intervalle 100 à 500 MHz afin de s'affranchir des parasites basse fréquence dûs aux phénomènes de surface ou aux pièges en volume du matériau [1].

Les résultats de cette mesure sont les profils  $C_g(V_{gs})$  et les profils de charges  $Q(V_{gs})$  obtenus par intégration de la courbe précédente.

#### **2.3.2 Interprétation des profils $C_g(V_{gs})$**

Sur une courbe typique de  $C_g(V_{gs})$  ( figure III.4 ) et pour une tension inférieure à la tension de pincement, la capacité  $C_g$  reste pratiquement constante à une valeur  $C_{lim}$ , qui ne correspond pas à des charges situées sous la grille, mais à des effets de bord de grille et de géométrie du transistor. Cette capacité  $C_{lim}$  peut donc être soustraite à la capacité  $C_g$  pour  $V > V_{pincement}$  en valeur absolue, notamment dans le calcul de  $Q$ .

L'interprétation des courbes  $C_g(V_{gs})$  nous donne deux informations importantes : la tension de pincement, et la valeur de la capacité du plateau. De plus, l'allure de la courbe, c'est à dire la présence plus ou moins prononcée du plateau, nous donne une information qualitative sur la commande du gaz bidimensionnel.

La tension de pincement du transistor nous permet de calculer assez simplement et en faisant peu d'hypothèses, la profondeur du recess de grille ( ou encore la distance entre la grille et le gaz bidimensionnel ).

L'intégration de la courbe  $C_g(V_{gs})$  nous donne une information sur la densité de charges surfacique  $N_s$  du gaz bidimensionnel.

Cette expérience correspond aux profils de dopage et de capacité que calcule HELENA, en tenant compte que la grille est placée juste en dessous de la couche de contacts. Les valeurs mesurées correspondent aux valeurs  $C_{tot}$  et  $N_{tot}$  d'HELENA qui s'apparentent, pour les  $V_{gs}$  inférieurs à la remontée de la capacité, contribution du matériau donneur, aux valeurs du gaz bidimensionnel.

## 2.4 Profils de mobilité par magnétorésistance

Le principe de la mesure des mobilités par magnétorésistance s'appuie sur la variation de la résistance entre la source et le drain,  $R_{ds}$ , sous l'action d'un champ magnétique perpendiculaire au plan du transistor.

Pour le cas de couches simples ( comme le MESFET ), suivant que l'on s'intéresse à la variation de résistance ou de conductance, il est possible de donner l'expression des mobilités moyenne  $\mu_m$  et différentielle  $\mu_d$ :

$$\mu_m^2 = \frac{1}{B^2} \left( \frac{R_{ds}(B, V_{gs})}{R_{ds}(0, V_{gs})} - 1 \right)$$

et

$$\mu_d^2 = \frac{1}{B^2} \left( \frac{d(1/R_{ds}(0, V_{gs}))/dV_{gs}}{d(1/R_{ds}(B, V_{gs}))/dV_{gs}} - 1 \right)$$

où  $R_{ds}(0, V_{gs})$  est la résistance  $R_{ds}$  sans champ appliqué,  $B$  l'intensité du champ et  $V_{gs}$  la tension entre la source et la grille.

La mobilité moyenne  $\mu_m$  représente la mobilité des porteurs dans le canal sous la grille, et  $\mu_d$  est la mobilité des charges modulées dans le canal.

Pour une structure plus complexe, de type HEMT, où deux couches ( AlInAs dopé et canal GaInAs ) participent à la mobilité, les formules ci-dessus ne sont plus exactes.

L'introduction d'un modèle à 2 couches, à l'instar de l'effet Hall, est nécessaire. Appelons  $\mu_i$ ,  $N_i$  et  $C_i = dN_i/dV_{gs}$  les mobilités, densités surfaciques de charges et capacités des porteurs pour  $i = 1$  ( AlInAs dopé ) et  $i = 2$  ( canal GaInAs ).

Les formules deviennent [2]:

$$\mu_m^2 = \frac{\sum_i \frac{N_i \mu_i^3}{1 + \mu_i^2 B^2}}{\sum_i \frac{N_i \mu_i}{1 + \mu_i^2 B^2}}$$

et

$$\mu_d^2 = \frac{\sum_i \frac{C_i \mu_i^3}{1 + \mu_i^2 B^2} \times \left( 1 + \frac{N_i}{\mu_i} \frac{d\mu_i}{dN_i} \frac{3 + \mu_i^2 B^2}{1 + \mu_i^2 B^2} \right)}{\sum_i \frac{C_i \mu_i}{1 + \mu_i^2 B^2} \times \left( 1 + \frac{N_i}{\mu_i} \frac{d\mu_i}{dN_i} \frac{1 - \mu_i^2 B^2}{1 + \mu_i^2 B^2} \right)}$$

Il n'existe pas de relation directe entre  $\mu_m$ ,  $\mu_d$  et  $\mu_2$  ( mobilité dans le gaz d'électrons ), mais si nous considérons que  $\mu_2 > \mu_1$ , la mobilité moyenne est voisine de  $\mu_2$ . Par contre, l'introduction dans l'expression de  $\mu_d$  de termes en  $\frac{N_i}{\mu_i} \frac{d\mu_i}{dN_i}$  ne permet pas d'obtenir un critère quantitatif relatif à  $\mu_d$ .

La mesure proprement dite s'effectue sur un pont réflectométrique, comme pour la mesure des  $C_g$  (Vgs). La température de mesure peut varier de 77K à 300K avec le matériel dont nous disposons, sous un champ magnétique de 1,234 Tesla.

## 2.5 Autres caractérisations

Dans le but de comparer les transistors métamorphiques entre eux et aux autres filières, les caractérisations continues et hyperfréquences sont nécessaires.

La caractérisation continue, et plus particulièrement la caractéristique  $I_{gs}(V_{gs})$ , nous a permis de vérifier la qualité de la barrière Schottky sur l' $Al_{0,71}In_{0,29}As$ .

La caractérisation hyperfréquence, réalisée uniquement sur des HEMTs à grille submicronique, permet d'accéder aux valeurs de la transconductance, fréquence de coupure intrinsèques, et aux paramètres extrinsèques ainsi qu'aux éléments d'accès.

Ces résultats pourront être comparés aux simulations réalisées par HELENA de manière à valider le modèle pour les HEMTs métamorphiques.

## 2.6 Conclusion

Toutes ces caractérisations vont nous permettre de donner des critères de qualité importants pour les HEMTs métamorphiques.

Certains paramètres liés aux matériaux ( mobilité, qualité de la Schottky sur  $Al_{0,71}In_{0,29}As$  ) seront accessibles et donneront un élément de comparaison par rapport aux filières vues dans le chapitre 1.

De plus, une interaction des mesures (  $C_g(V_{gs})$ ,  $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$ , ...) avec les simulations d'HELENA permettra d'ajuster les paramètres d'entrée du modèle utilisé.

100 Å	$\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$	n.i.d.
$e_{\text{Schottky}}$ Å	$\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$	n.i.d.
$\delta$	plan de dopage	$N\delta$
30 Å	$\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$	n.i.d.
1000 Å	$\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$	n.i.d.
2000 Å	$\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$	n.i.d.
1 $\mu\text{m}$	$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ graduel x: 0,1 $\rightarrow$ 0,3	
Substrat GaAs (001) Semi Isolant		

(a)

Nom de l'épitaxie	Valeur du plan de dopage $N\delta$ ( $\text{m}^{-2}$ )	Épaisseur de la couche d'AlInAs (Å)
VAR1054	$4 \times 10^{16}$	300
VAR1138	$5 \times 10^{16}$	400
VAR1139	$6 \times 10^{16}$	400
VAR1140	$4 \times 10^{16}$	400
VAR1155	$3 \times 10^{16}$	400

(b)

**Figure III.5:** Structure de base des épitaxies "VAR" (a) et valeurs de l'épaisseur de la couche d'AlInAs non dopé et du plan de dopage (b).

### **3 Présentation des HEMTs métamorphiques**

#### **3.1 Introduction**

Nous allons présenter, dans ce chapitre, les structures des HEMTs métamorphiques réalisées au laboratoire et au Laboratoire Central de Recherche de Thomson-CSF. Pour chaque structure, nous donnerons les résultats de l'effet Hall, avec, quand cela a été réalisé, l'interprétation en champ magnétique variable.

#### **3.2 Structure des épitaxies HEMTs métamorphiques**

##### **3.2.1 Conditions de croissance**

Les conditions de croissance des HEMTs métamorphiques réalisés au laboratoire et plus particulièrement des couches actives de ces HEMTs sont identiques à celles qui ont été présentées pour l'AlInAs métamorphique dans le chapitre 2. Les flux des éléments III et V sont identiques ainsi que la température de croissance ( 520°C ). La montée de la température de 350°C à 520°C s'est effectuée pendant la croissance des 1000 derniers Angströms du tampon métamorphique.

##### **3.2.2 Structures**

Nous ne présentons ici que les structures de type HEMT dont les résultats en effet Hall ont été satisfaisants. Toutes les épitaxies commençant par "VAR" proviennent de Thomson LCR, les autres ayant été réalisées au laboratoire.

Ces épitaxies se caractérisent par des dopages planaires ou volumiques de différentes valeurs ( les couches provenant du DHS ne sont dopées que de manière volumique ), les épaisseurs des espaceurs, le dopage, l'épaisseur de la couche de contacts et enfin par des compositions en Indium variables.

Nous allons présenter la structure des épitaxies en distinguant celles qui proviennent du LCR et celles du DHS.

##### **3.2.2.1 Structure des couches "VAR"**

La structure de base des épitaxies reste identique ( figure III.5 ):

- tampon métamorphique graduel de 1  $\mu\text{m}$ ,
- tampon AlInAs sous le canal de 2000 Å,
- canal GaInAs de 1000 Å,

100 Å	Ga <sub>0,7</sub> In <sub>0,3</sub> As	n.i.d.
200 Å	Al <sub>0,71</sub> In <sub>0,29</sub> As	n.i.d.
200 Å	Al <sub>0,71</sub> In <sub>0,29</sub> As	2x10 <sup>24</sup> m <sup>-3</sup>
e <sub>espaceur</sub> Å	Al <sub>0,71</sub> In <sub>0,29</sub> As	n.i.d.
1000 Å	Ga <sub>0,7</sub> In <sub>0,3</sub> As	n.i.d.
2000 Å	Al <sub>0,71</sub> In <sub>0,29</sub> As	n.i.d.
1 µm	Ga <sub>1-x</sub> In <sub>x</sub> As graduel	
	x: 0,1 → 0,3	
Substrat GaAs (001) Semi Isolant		

(a)

n° épitaxie	épaisseur de l'espaceur (Å)
VAR1157	60
VAR1129	200

(b)

**Figure III.6:** Structure des épitaxies "VAR" dopées en volume (a) et épaisseurs de l'espaceur (b).

300 Å	$\text{Ga}_{0,74}\text{In}_{0,26}\text{As}$	$2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
200 Å	$\text{Al}_{0,75}\text{In}_{0,25}\text{As}$	n.i.d.
200 Å	$\text{Al}_{0,75}\text{In}_{0,25}\text{As}$	$2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
20 Å	$\text{Al}_{0,75}\text{In}_{0,25}\text{As}$	n.i.d.
6000 Å	$\text{Ga}_{0,74}\text{In}_{0,26}\text{As}$	n.i.d.
1000 Å	$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ graduel	n.i.d.
	x: 0,15 → 0,26	
4500 Å	$\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$	n.i.d.
Substrat GaAs (001) Semi Isolant		

**Figure III.7:** Structure de l'épitaxie 911119.

400 Å	$\text{Ga}_{0,74}\text{In}_{0,26}\text{As}$	$2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
200 Å	$\text{Al}_{0,75}\text{In}_{0,25}\text{As}$	n.i.d.
200 Å	$\text{Al}_{0,75}\text{In}_{0,25}\text{As}$	$2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
20 Å	$\text{Al}_{0,75}\text{In}_{0,25}\text{As}$	n.i.d.
3000 Å	$\text{Ga}_{0,74}\text{In}_{0,26}\text{As}$	n.i.d.
1000 Å	$\text{Al}_{0,75}\text{In}_{0,25}\text{As}$	n.i.d.
4500 Å	$\text{Ga}_{0,74}\text{In}_{0,26}\text{As}$	n.i.d.
1000 Å	$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ graduel	n.i.d.
	x: 0,15 → 0,26	
4500 Å	$\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$	n.i.d.
Substrat GaAs (001) Semi Isolant		

**Figure III.8:** Structure de l'épitaxie 911120.

400 Å	$\text{Ga}_{0,78}\text{In}_{0,22}\text{As}$	$2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
200 Å	$\text{Al}_{0,79}\text{In}_{0,21}\text{As}$	n.i.d.
200 Å	$\text{Al}_{0,79}\text{In}_{0,21}\text{As}$	$2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
20 Å	$\text{Al}_{0,79}\text{In}_{0,21}\text{As}$	n.i.d.
3000 Å	$\text{Ga}_{0,78}\text{In}_{0,22}\text{As}$	n.i.d.
1000 Å	$\text{Al}_{0,79}\text{In}_{0,21}\text{As}$	n.i.d.
4500 Å	$\text{Ga}_{0,78}\text{In}_{0,22}\text{As}$	n.i.d.
2000 Å	$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ graduel	n.i.d.
	x: 0,08 → 0,22	
4500 Å	$\text{Ga}_{0,92}\text{In}_{0,08}\text{As}$	n.i.d.
Substrat GaAs (001) Semi Isolant		

**Figure III.9:** Structure de l'épitaxie 920227.

600 Å	$\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$	$2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
200 Å	$\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$	n.i.d.
200 Å	$\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$	$2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
20 Å	$\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$	n.i.d.
4500 Å	$\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$	n.i.d.
3000 Å	$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ graduel	n.i.d.
	x: 0,15 → 0,3	
4500 Å	$\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$	n.i.d.
Substrat GaAs (001) Semi Isolant		

**Figure III.10:** Structure de l'épitaxie 920323.

100 Å	$\text{Ga}_{0,66}\text{In}_{0,34}\text{As}$	n.i.d.
200 Å	$\text{Al}_{0,67}\text{In}_{0,33}\text{As}$	n.i.d.
200 Å	$\text{Al}_{0,67}\text{In}_{0,33}\text{As}$	$2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
30 Å	$\text{Al}_{0,67}\text{In}_{0,33}\text{As}$	n.i.d.
150 Å	$\text{Ga}_{0,66}\text{In}_{0,34}\text{As}$	n.i.d.
1000 Å	$\text{Al}_{0,67}\text{In}_{0,33}\text{As}$	n.i.d.
4500 Å	$\text{Ga}_{0,66}\text{In}_{0,34}\text{As}$	n.i.d.
3500 Å	$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ graduel	n.i.d.
	x: 0,17 → 0,34	
4500 Å	$\text{Ga}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{As}$	n.i.d.
Substrat GaAs (001) Semi Isolant		

**Figure III.11:** Structure de l'épitaxie 920416.

Nom de l'épitaxie	T = 300K		T = 77K	
	$\mu_H$ (cm <sup>2</sup> /V.s)	$n_H$ (10 <sup>16</sup> m <sup>-2</sup> )	$\mu_H$ (cm <sup>2</sup> /V.s)	$n_H$ (10 <sup>16</sup> m <sup>-2</sup> )
911119	5250	4,36	20300	2,82
911120	5460	5,05	21700	3,3
920227	5770	3,68	19200	3,07
920323	4400	9,84	13900	5,80
920416	7360	2,12	24300	2,2

(a)

Nom de l'épitaxie	T = 300K		T = 77K	
	$\mu_{2D}$ (cm <sup>2</sup> /V.s)	$N_s$ (10 <sup>16</sup> m <sup>-2</sup> )	$\mu_{2D}$ (cm <sup>2</sup> /V.s)	$N_s$ (10 <sup>16</sup> m <sup>-2</sup> )
911119	-	-	28000	1,6
911120	8500	2	29000	2
920227	9000	1,5	28000	1,5
920323	8000	2,5	22000	2,5
920416	7600	2	25500	2

(b)

**Figure III.12:** Mesures d'effet Hall effectuées sur les couches à dopage volumique (a) et résultats des interprétations en champ magnétique variable (b).

- couche de contacts de GaInAs non dopé d'épaisseur 100 Å,
- compositions d'Indium fixes (  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  et  $\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$  ).

Pour la plupart des épitaxies, le dopage est un dopage plan d'atomes de Silicium. Pour deux épitaxies il s'agit d'un dopage volumique  $N_d = 2 \times 10^{24} \text{ at/m}^3$  sur une épaisseur de 400 Å ( figure III.6 ).

### 3.2.2.2 Structure des couches du DHS

Cinq épitaxies sont présentées ici. Les épitaxies 911119 et 911120 ( figures III.7 et III.8 ) ne diffèrent que par l'introduction d'un tampon en AlInAs non dopé sous le canal pour la couche 911120.

Les structures des autres épitaxies sont données sur les figures III.9 à III.11.

## 3.3 Effet Hall sur les structures HEMTs

L'étude de l'effet Hall se décomposera en deux parties concernant, pour la première, les structures à dopage volumique et pour la seconde, les structures à dopage plan.

### **3.3.1 Structures à dopage volumique**

Pour la plupart des structures à dopage volumique, les mesures d'effet Hall ne reflètent pas la mobilité et la densité du gaz bidimensionnel. Toutefois, malgré la présence d'une couche de contacts dopée, qui fait augmenter la valeur de  $N_H$ , les mobilités mesurées sont encourageantes ( figure III.12a ).

Une interprétation de ces mesures s'avère nécessaire pour déterminer les propriétés électriques du gaz d'électrons.

Nous avons réalisé une série de mesures en faisant varier le champ magnétique, et utilisé le programme numérique de manière à calculer la mobilité et la densité du gaz bidimensionnel à 300K et 77K.

L'interprétation des  $\mu_{2D}$  et  $N_s$  à 300 et 77K est donnée sur la figure III.12b.

Nous pouvons remarquer les différences entre l'épitaxie 911119 et 911120. L'insertion d'une couche d'AlInAs non intentionnellement dopée sous le canal GaInAs permet d'augmenter à la fois la densité de charges  $N_s$  ( de 1,6 à  $2 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$  ) et la mobilité ( de 28000 à 29000  $\text{cm}^2/\text{V.s}$  à 77K ). Cette couche d'AlInAs est alors un tampon électrique qui empêche les électrons de se propager dans le tampon métamorphique.

Nom de l'épitaxie	T = 300K		T = 77K	
	$\mu_H$ ( $\text{cm}^2/\text{V.s}$ )	$n_H$ ( $10^{16} \text{ m}^{-2}$ )	$\mu_H$ ( $\text{cm}^2/\text{V.s}$ )	$n_H$ ( $10^{16} \text{ m}^{-2}$ )
VAR1229	8400	0,73	41000	0,36
VAR1157	8257	1,43	35480	1,47

Figure III.13: Mesures d'effet Hall pour les épitaxies "VAR" dopées en volume.

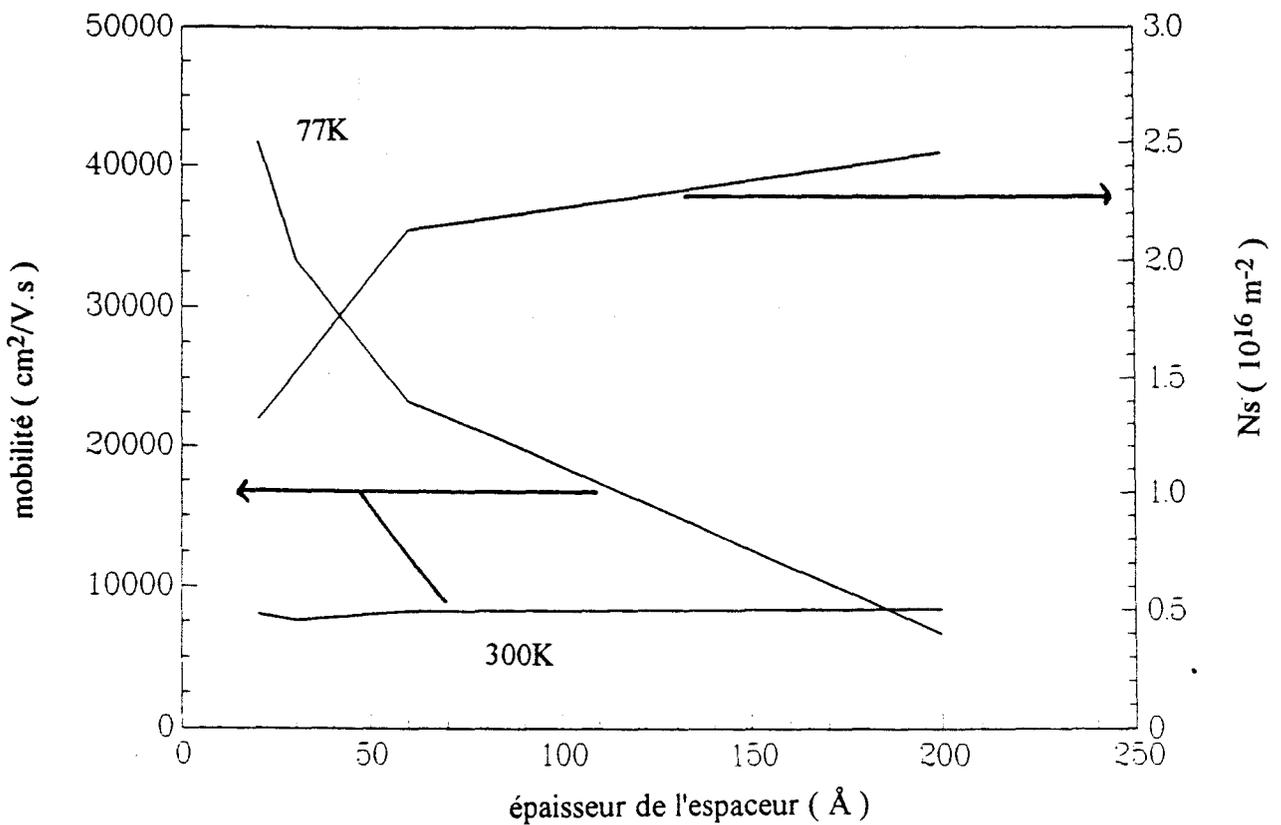


Figure III.14: Evolution de la mobilité et de la densité du gaz bidimensionnel en fonction de l'épaisseur de l'espaceur à 300 et 77K.

Nom de l'épitaxie	T = 300K		T = 77K	
	$\mu_H$ (cm <sup>2</sup> /V.s)	$n_H$ (10 <sup>16</sup> m <sup>-2</sup> )	$\mu_H$ (cm <sup>2</sup> /V.s)	$n_H$ (10 <sup>16</sup> m <sup>-2</sup> )
VAR1054	6180	2,98	20700	3,18
VAR1138	7580	2,95	25070	3,02
VAR1139	7690	3,06	25040	3,13
VAR1140	8060	2,49	26750	2,74
VAR1155	7640	2,54	25820	2,84

**Figure III.15:** Mesures d'effet Hall sur les couches "VAR" à plan de dopage.

En fait, il s'agit de la discontinuité de bande de conduction entre le canal GaInAs et le tampon électrique qui localise les électrons dans le puits de potentiel symétrique.

Pour les autres épitaxies, à dopage identique, il semble que le nombre d'électrons transférés dans le canal varie suivant la qualité de l'AlInAs dopé (pièges...).

Si nous nous intéressons plus particulièrement à la structure 920416, nous pouvons voir que les  $N_H$  et  $\mu_H$  mesurés sont sensiblement égaux aux  $N_s$  et  $\mu_{2D}$  calculés, ceci en raison de la couche de contacts non dopée.

Ainsi, pour les deux épitaxies VAR1157 et VAR1229, la même interprétation est possible ( figure III.13 ).

En faisant varier l'épaisseur de l'espaceur de 20 Å ( 920323 ) à 200 Å ( VAR1229 ), nous observons une diminution de la densité surfacique de charges de  $2,5 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$  à  $3,5 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$  liée à une augmentation de la mobilité jusqu'à  $41000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  ( figure III.14 ).

De plus pour un espaceur de 20 Å, les caractéristiques moyennes du gaz bidimensionnel sont  $N_s = 2 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$  et  $\mu_{2D} \sim 29000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ .

### 3.3.2 Structures à dopage plan

Toutes les structures à plan de dopage ne possèdent que 2 couches où transitent des électrons à haute mobilité : le plan de dopage et le gaz bidimensionnel. Nous pouvons considérer que la couche de contact  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  d'épaisseur 100 Å non dopée est totalement désertée par le potentiel de surface.

Des mesures de mobilité de Hall sur des plans de dopage Silicium dans GaAs ont donné des valeurs proches de  $2000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  à 300K et  $2500 - 3000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  à 77K pour une densité d'atomes dans le plan de dopage de  $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  [3].

Les mesures d'effet Hall sur les couches "VAR" sont présentées sur la figure III.15.

Nous avons effectué, sur une de ces couches, des mesures en champ magnétique variable qui ont montré que la densité et la mobilité de Hall ne dépendaient quasiment pas de la valeur du champ magnétique aussi bien à 300K qu'à 77K. Ainsi, les mesures présentées peuvent être considérées comme correspondant au  $N_s$  et  $\mu_{2D}$  du gaz bidimensionnel d'électrons.

Il apparaît, au vu de ces mesures, que la densité de charges dans le puits (  $N_s$  ) est plus importante à la température de l'azote liquide, mais aussi que tous les électrons susceptibles d'être transférés ( présents dans le plan de dopage ) ne le sont pas ( seulement  $3,5 \times 10^{16}$  électrons/ $\text{m}^2$  dans le puits pour un nombre d'atomes incorporés dans le plan de  $5$  à  $6 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$  ).

Nous verrons plus loin que le  $\Delta E_c$  à 77K est de l'ordre de 0,55 eV et contre 0,6 eV à 300K. Ainsi, l'augmentation du  $N_s$  à 77K doit être liée à un meilleur transfert des électrons du plan de dopage au canal lorsque la température diminue.

### 3.3.3. Conclusion

Des mesures d'effet Hall que nous venons de présenter, nous pouvons dire que :

- L'incorporation dans la structure d'une couche d'AlInAs métamorphique non intentionnellement dopé sous le canal permet une meilleure localisation des électrons dans le puits, même si celui-ci est large ( épitaxies 911119 et 911120 ),
- l'augmentation de l'épaisseur de l'espaceur pour les structures à dopage volumique permet d'atteindre de très hautes mobilités à 77K ( 41000 cm<sup>2</sup>/V.s ),
- l'utilisation de dopages planaires aboutit à l'obtention de densités de charges élevées ( > 3x10<sup>16</sup> m<sup>-2</sup> ) et de bonnes mobilités,
- les densités de charges mesurées pour les structures "VAR" tendent à saturer vers 3,5x10<sup>16</sup> m<sup>-2</sup> compte tenu de la densité élevée du plan de dopage ( 6x10<sup>16</sup> m<sup>-2</sup> ),
- la conduction parallèle qu'il pourrait y avoir dans le plan de dopage n'est pas visible par effet Hall, même en faisant varier le champ magnétique.

Les résultats que nous venons de présenter indiquent que les hétérojonctions métamorphiques ont d'excellentes propriétés de transport.

## 4 Réalisation et caractérisation de HEMTs métamorphiques

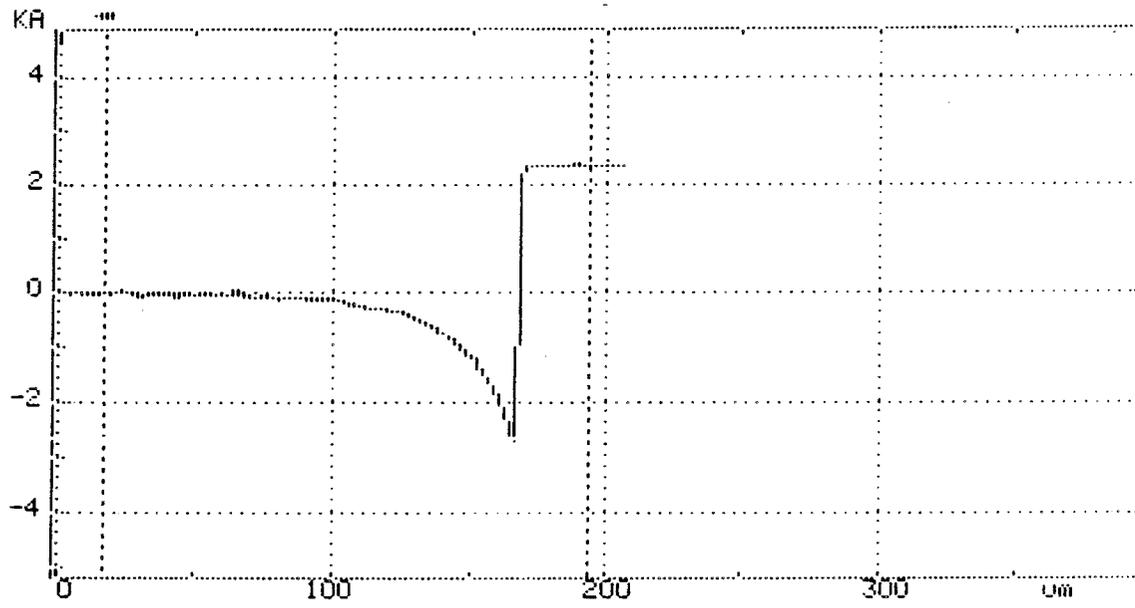
### 4.1 Introduction

Dans ce paragraphe, nous allons étudier la réalisation et la caractérisation des HEMTs métamorphiques dont les structures ont été étudiées dans le paragraphe précédent.

Après une description de la technologie employée de manière générale pour les HEMTs Al<sub>0,71</sub>In<sub>0,29</sub>As - Ga<sub>0,7</sub>In<sub>0,3</sub>As, nous détaillerons en premier l'étude des HEMTs à grille longue ( L<sub>g</sub> > 1 μm ). Cela nous permettra d'obtenir de nouveaux résultats concernant les matériaux utilisés ( hauteur de barrière sur AlInAs, mobilité et densité du gaz bidimensionnel ) et une comparaison avec les simulations effectuées sur HELENA nous indiquera la validité du modèle et les paramètres de calcul à modifier.

La dernière partie concernera les transistors HEMTs à grille courte ( L<sub>g</sub> < 1 μm ) ainsi que leurs performances hyperfréquences.

11/25 05:22  
 ID#  
**VERT. 10KA**  
 L - 41. A  
 R 2.329KA  
**2.370KA**  
 Avg-2.357KA  
 TIR 5.065KA  
 Ra 672. A  
**HORIZ 400um**  
 L 16.00um  
 R 194.0um  
**178.0um**  
 Area 0.4198  
**SCAN MENU 1**  
 um s/um  
 2000 .2 1  
**207 1 5**  
 80 5 25  
 SCAN t=21 s  
 DIR. —>  
 STYLUS 11mg  
 178 206um LEVEL



**TENCOR INSTRUMENTS**

**Figure III.16:** Profil d'attaque du  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  avec une solution  $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$  1:1:60.

## **4.2 Elements de technologie**

### **4.2.1 Introduction**

La mise en oeuvre d'une technologie adaptée au système GaInAs-AlInAs métamorphique a posé de nombreux problèmes. En effet, l'expérience de la technologie au laboratoire consiste essentiellement dans le système GaAs-GaAlAs ( HEMTs sur substrat de GaAs ). De plus, la technologie utilisée nécessite la réalisation d'un recess pour déposer la grille sur l'AlInAs.

Le choix de solutions d'attaque chimique adaptées à ce type de HEMT, des dépôts et recuits de contacts ohmiques et de contact Schottky a nécessité un grand nombre d'essais avant de prétendre les appliquer aux HEMTs.

### **4.2.2 Solutions d'attaque chimique**

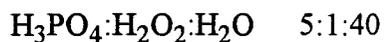
La première solution d'attaque que nous avons testée était celle que l'on utilise habituellement pour les isolations des HEMTs sur GaAs, en l'occurrence  $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$  1:1:100. Malheureusement, cette solution n'attaque pas le matériau GaInAs qu'il soit pseudomorphique ou non.

Nous nous sommes alors intéressés aux solutions d'attaque utilisées pour les HEMTs sur substrat d'InP pour lesquelles l'agent gravant était un acide fort ( acide sulfurique  $\text{H}_2\text{SO}_4$  ) ou faible ( acide orthophosphorique  $\text{H}_3\text{PO}_4$  ).

De nombreux essais nous ont conduit à utiliser l'acide orthophosphorique pour les solutions d'attaque plutôt que l'acide sulfurique pour deux raisons. La première est que la réalisation de la solution avec l'acide sulfurique est plus exothermique que celle avec  $\text{H}_3\text{PO}_4$  et demande plus de temps avant d'atteindre la température ambiante. L'autre raison est que nous avons observé sur certaines couches des dépôts à la surface gravée et une gravure plus importante au pied du masque ( figure III.16 ).

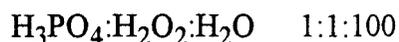
Les solutions retenues sont :

- pour l'isolation (mesa)



dont la vitesse de gravure est de 39 Å/s sur du  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$ .

- pour le recess



dont la vitesse de gravure est de 10 Å/s.

Type de désoxydation	Résistance de contact ( $\Omega$ .mm)	Résistance carrée ( $\Omega/\square$ )
HCl pur	0,6	235
B.O.E.	0,53	235

**Figure III.17:** Résistances de contact du dépôt Ni/AuGe/Ni pour deux préparations de surface différentes.

Nous avons aussi essayé d'utiliser la technique de gravure sèche par plasma afin de réaliser l'étape de recess. Certains gaz (  $\text{SF}_6$ ,  $\text{CH}_4$  ) ont la particularité d'attaquer sélectivement le GaInAs et l'AlInAs, à l'instar du  $\text{CCl}_2\text{F}_2$  ( Fréon 12 ) pour le couple GaAs/GaAlAs [4].

Ne disposant pas de ces gaz dans notre bâti de gravure, nous avons opté pour une gravure très lente permettant de stopper la gravure avec une grande précision. Nous avons utilisé le  $\text{SiCl}_4$  comme gaz en réduisant au minimum la puissance et le DC Bias.

Les meilleurs résultats obtenus donnent une vitesse de gravure de 4 Å/s mais une variation des conditions de formation du plasma a été observée à chaque fois, rendant l'expérience non reproductible.

### 4.2.3 Contacts ohmiques

Par rapport aux contacts ohmiques habituellement réalisés au laboratoire, nous nous sommes intéressés à modifier la préparation de surface de l'échantillon avant dépôt, les matériaux formant le contact et le recuit.

Les dépôts de contacts ohmiques ont été effectués dans un bâti sous vide ALCATEL muni d'un canon à électrons servant à évaporer les matériaux dans les creusets.

Les recuits ont été réalisés dans un four à recuit rapide de type HEATPULSE 210 sous flux d'Argon.

#### 4.2.3.1 Préparation de surface.

Une désoxydation de la surface de semi-conducteur à métalliser est nécessaire de manière à obtenir une surface propre où les contacts ohmiques seront uniformément déposés.

Nous avons testé deux solutions de désoxydation : l'acide chlorhydrique pur (  $\text{HCl}$  ) et le BOE ( Bufferized Oxide Etchant ), solution commerciale contenant de l'acide fluorhydrique tamponné.

Après 20 secondes de désoxydation, les différents échantillons ont été séchés à l'azote sans avoir été rincés à l'eau et immédiatement introduits dans le bâti de dépôt.

Des essais ont été effectués sur une couche du type VAR1054 sur laquelle des échelles de résistances ont été réalisées ( figure III.17 ). Les résistances de contact ont été mesurées par la méthode TLM.

Un dépôt de Ni/AuGe/Ni ( 20Å - 1500Å - 510 Å ) a été réalisé sur deux échantillons désoxydés l'un avec de l' $\text{HCl}$  et l'autre avec le BOE. Le recuit des deux plaquettes a consisté dans le cycle 420°C pendant 40 secondes.

Température de recuit (°C)	Résistance de contact ( $\Omega \cdot \text{mm}$ )	Résistance carrée ( $\Omega/\square$ )
400	0,1 - 0,14	151
420	0,31	160
440	0,27 - 0,34	156

**Figure III.18:** Résistances de contact obtenues après dépôt de Palladium - Germanium.  
Evolution avec la température de recuit.

Température de recuit (°C)	Résistance de contact ( $\Omega \cdot \text{mm}$ )	Résistance carrée ( $\Omega/\square$ )
380	0,4	247
400	0,49	242
420	0,62	250
440	0,75	260

**Figure III.19:** Evolution de la résistance de contact pour le dépôt Ni/AuGe/Ni en fonction de la température de recuit.

Les résistances de contact mesurées montrent une légère amélioration lorsque l'on utilise le BOE (  $R_c = 0,6 \Omega \cdot \text{mm}$  pour HCl,  $R_c = 0,53 \Omega \cdot \text{mm}$  avec BOE ).

Il semble donc que l'utilisation du BOE améliore la préparation de la surface de manière à favoriser la diffusion des métaux dans la couche semi-conductrice.

#### 4.2.3.2 Dépôts et recuits de contacts ohmiques

Dans le but d'améliorer les résistances de contact des HEMTs métamorphiques afin, notamment, d'obtenir les meilleures performances extrinsèques en hyperfréquence, nous avons regardé deux types de dépôt: le couple Pd/Ge formant des contacts non alliés et le groupe Ni/AuGe/Ni où nous avons surtout étudié les températures de recuit.

##### Contacts Pd-Ge

L'avantage principal des contacts non alliés par rapport aux contacts classiques est de ne pas former de grains lors du refroidissement. Ainsi, la définition géométrique des contacts n'est pas affectée par le recuit. Cela permet de réaliser des composants de faible dimension [5].

De nombreux essais ont été réalisés [6] en utilisant le dépôt de 500 Å de Palladium et de 1360 Å de Germanium.

Les échelles de résistances ont été réalisées sur une couche tampon métamorphique identique à 910608 comportant 2000 Å de couche de contact en  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  dopée au Silicium à  $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

Malgré les bons résultats obtenus ( figure III.18 ) notamment pour le recuit à 380°C pendant 5 secondes (  $R_c \sim 0,12 \Omega \cdot \text{mm}$  ), la reproductibilité de ces résultats n'a pu être atteinte.

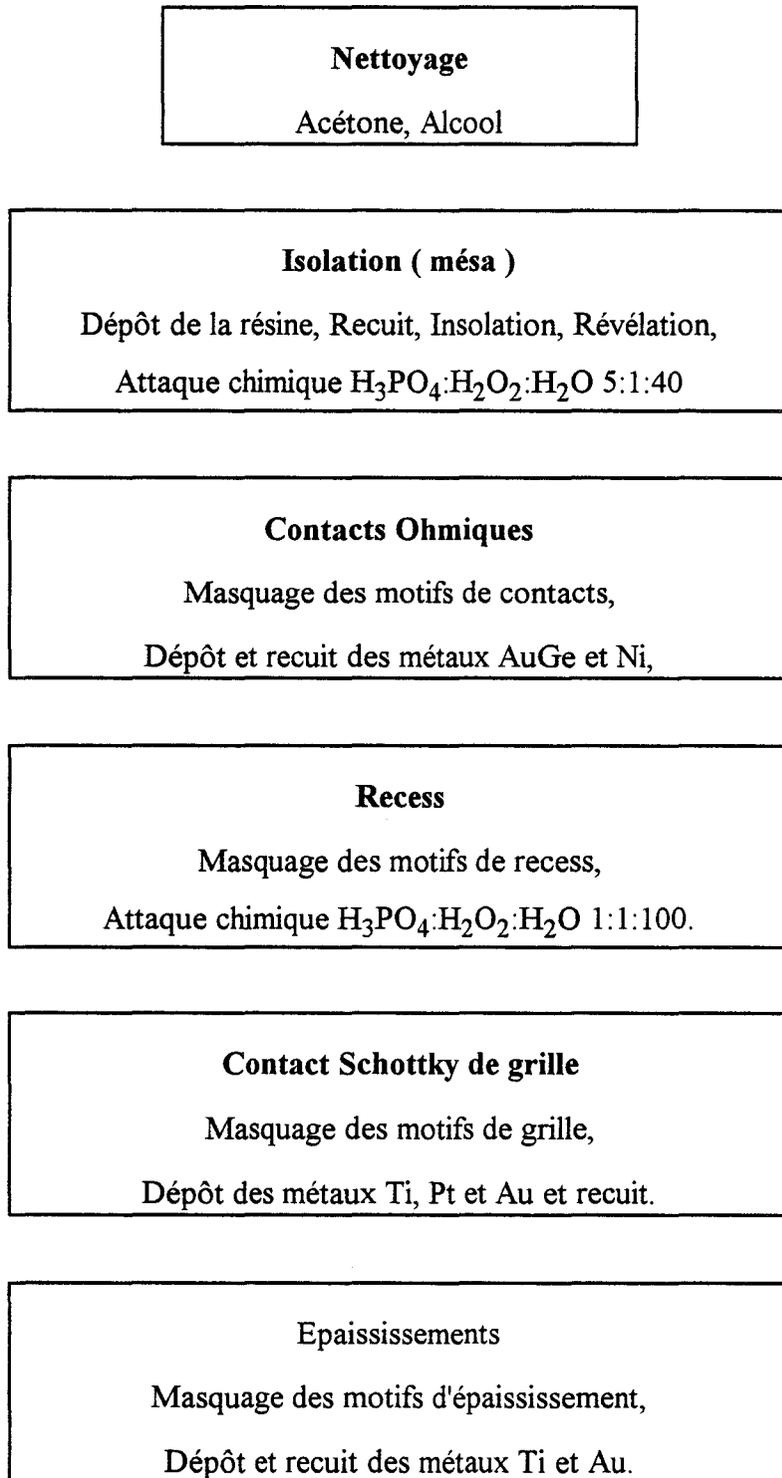
##### - Contacts Ni/AuGe/Ni

Nous avons pour ce type de dépôt, regardé l'influence de la température du recuit sur la résistance de contact.

La technique de dépôt est celle présentée plus haut avec une désoxydation au BOE. La température du recuit a varié de 380°C à 440°C par pas de 20°C.

Les résistances de contact mesurées par la méthode de TLM sont donnés sur la figure III.19.

Le recuit à 380°C donne de bonnes résistances de contact pour une couche non dopée ( 0,2 à 0,3  $\Omega \cdot \text{mm}$  ), mais tous les contacts ne sont pas ohmiques et présentent un point d'inflexion dans leur caractéristique.



**Figure III.20:** Résumé des étapes technologiques nécessaires à la réalisation d'un transistor à effet de champ à grille recessée.

Nom du HEMT	Longueur de grille Lg ( $\mu\text{m}$ )	Largeur de grille W ( $\mu\text{m}$ )
VAR1054	6	140
911119	5,5	390
920416	9	390

**Figure III.21:** Dimensions des transistors ( longueur et largeur de grille ) à grille longue.

Nous avons donc retenu le recuit à 400°C pendant 40 secondes qui donne des résistances de contact de 0,5  $\Omega$ .mm en moyenne.

Une technique de dépôt, expérimentée au LCR sur des structures identiques, donne des résultats très satisfaisants (  $R_c \sim 0,1$  à  $0,15 \Omega$ .mm ). Cette fois, le dépôt consiste à évaporer séparément l'Or et le Germanium tout en conservant la composition de l'eutectique.

#### 4.2.4.3 Réalisation des contacts Schottky de grille

Pour la réalisation des grilles sur AlInAs, nous avons utilisé le dépôt Ti/Pt/Au classique suivi d'un recuit à 300°C pendant 20 minutes.

Nous avons aussi étudié la désoxydation au BOE qui nous a montré un défaut d'adhérence de la métallisation, que l'AlInAs vienne du LCR ou qu'il ait été réalisé au laboratoire.

Nous avons donc utilisé le plus souvent une désoxydation au HCl pur.

#### **4.2.5 Autres éléments de technologie**

La lithographie optique a été utilisée pour la réalisation de HEMTs à grille longue, tandis que pour les grilles submicroniques, la lithographie électronique est indispensable.

L'enchaînement des étapes technologiques est donnée sur la figure III.20. Cet enchaînement est commun aux deux lithographies, à l'exception des deux premières étapes ( isolation et contacts ohmiques ) qui sont inversées lors de la réalisation de HEMTs à grille submicronique.

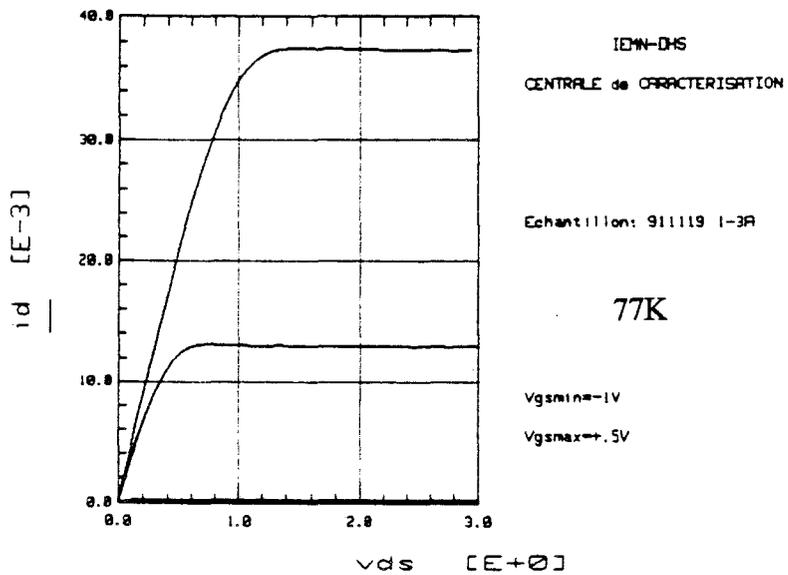
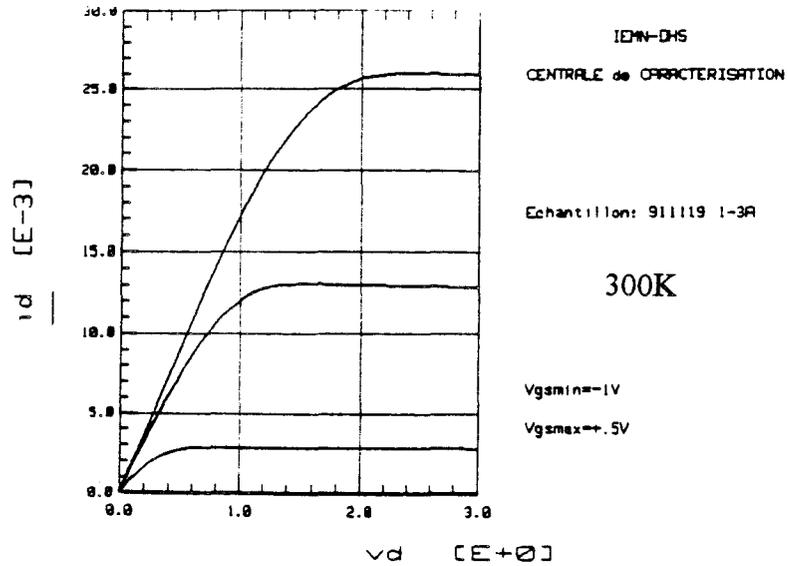
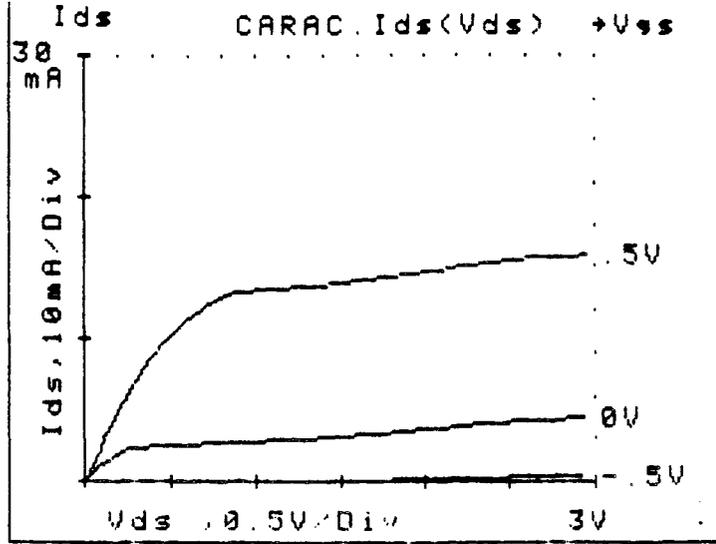
### 4.3 HEMTs métamorphiques à grille longue

#### **4.3.1 Introduction**

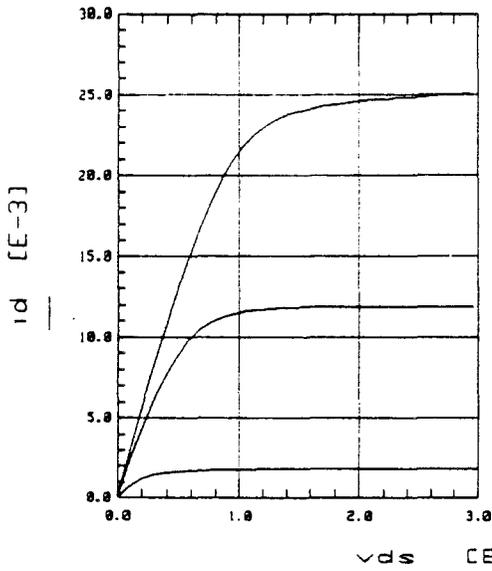
Les HEMTs métamorphiques à grille longue présentés ici ont été réalisés par lithographie optique. L'étape de recess chimique s'est effectuée dans tout l'espace source-drain en utilisant les contacts ohmiques comme masque ( sauf pour la structure VAR1054 ).

Les trois structures utilisées sont 911119, 920416, et VAR1054 [7] dont les dimensions sont données sur la figure III.21.

Les caractérisations ( magnétorésistance, commande de charges et caractéristiques continues ) ont été réalisées à température ambiante et à 77K.



**Figure III.22a:** Caractéristiques  $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$  des HEMTs métamorphiques 911119 à 300K et 77K et VAR1054 à 300K



IDM-CHS  
CENTRALE de CARACTERISATION

Echantillon: 920416  
Remarque:  $+20^\circ\text{C}$

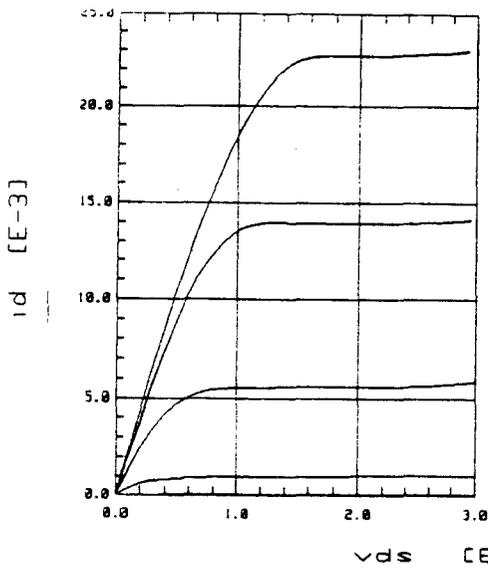
Parametres Mesures DC en Volts:

$V_{poff}$ : -1.0

$V_{g\_max}$ : 0.5

$V_{ds\_max}$ : 3

Pas sur  $V_{ds}$ : 1



IDM-CHS  
CENTRALE de CARACTERISATION

Echantillon: 920416  
Remarque:  $-100^\circ\text{C}$

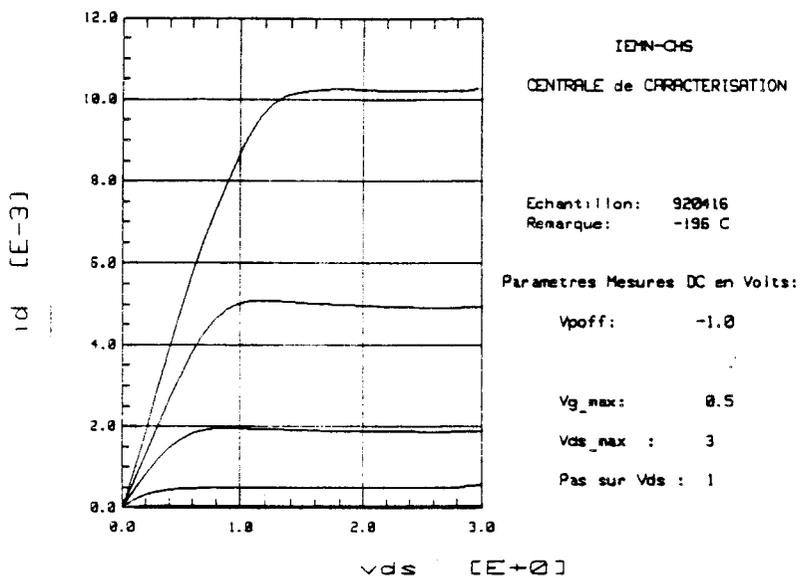
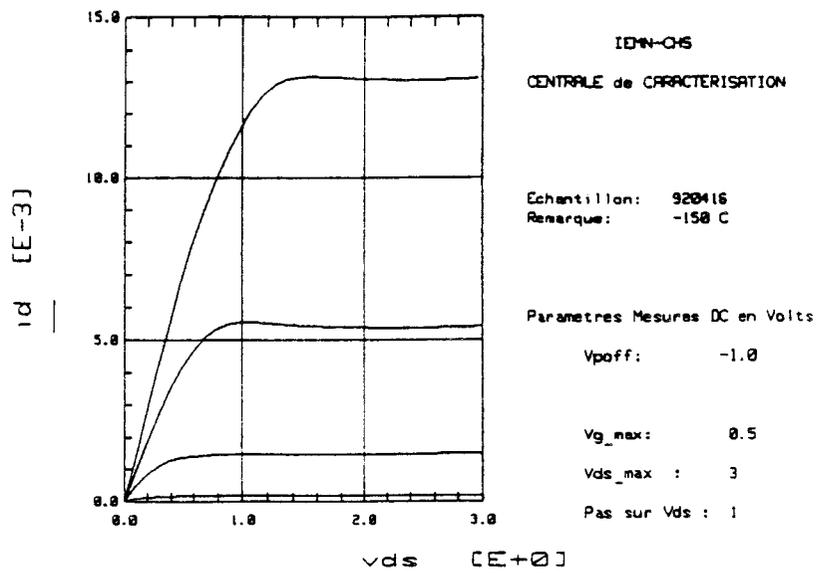
Parametres Mesures DC en Volts:

$V_{poff}$ : -1.0

$V_{g\_max}$ : 0.5

$V_{ds\_max}$ : 3

Pas sur  $V_{ds}$ : 1



**Figure III.22b:** Caractéristiques  $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$  du HEMT métamorphique 920416 de 300K à 77K.

L'intérêt de caractériser de tels HEMTs est que d'une part ils sont assez simples à fabriquer ( étapes technologiques simples ) et, que d'autre part, la surface importante de la grille permet de relier l'essentiel du comportement du transistor à celui des couches actives situées sous la grille.

#### 4.3.2 Caractérisation continue

Les caractérisations continues réalisées sur les HEMTs métamorphiques nous ont servi à obtenir, outre les caractéristiques  $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$ , la caractérisation de la Schottky sur AlInAs et les valeurs des résistances d'accès  $R_s$  et  $R_d$ .

La figure III.22 donne les caractéristiques  $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$  à 300K et 77K pour HEMT 911116, à 300K pour le HEMT VAR1054 et de 300 K à 77 K (300K, 193K, 123K et 77K) pour le HEMT 920416.

A part les valeurs médiocres des transconductances ( gm ) obtenues sur ces HEMTs, deux évolutions contradictoires sont à noter.

D'une part, pour le HEMT 911119, le courant maximal de drain à  $V_{gs} = +0.5$  V augmente lorsque l'on diminue la température.

D'autre part, entre 300K et 193K, le courant  $I_{ds_{max}}$  du HEMT 920416 varie très peu pour chuter à partir 143K.

De plus, les autres paramètres ( notamment  $R_s$  et  $R_d$  ) varient tous dans le même sens pour chaque transistor.

Dans le cas du HEMT 920416, la variation du courant de drain avec la température peut s'expliquer par la présence de pièges dans l'AlInAs qui s'activent en dessous de 193K. Ces pièges ont pour effet de diminuer le nombre de porteurs libres présents dans la couche donneur, et par suite de diminuer le courant collecté.

De plus, nous n'avons pas observé de chute du  $N_s$  lors des mesures d'effet Hall. Ainsi il se peut que le  $N_s$  ne varie pas à cause des pièges étant donné que le total des électrons qui peuvent être transférés (  $2 \times 10^{24} \times 200 \times 10^{-10} = 4 \times 10^{16}$  ) est très supérieur au  $N_s$  mesuré.

Par contre, dans le cas du HEMT 911119, il apparaît qu'il n'y a pas de pièges, et que l'augmentation des mobilités et vitesses dans le canal à 77K soit prédominante.

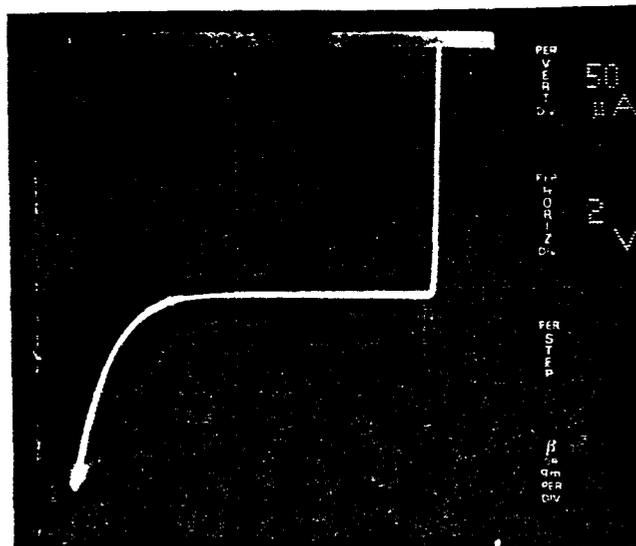
Concernant les caractéristiques de ces HEMTs tirées de la caractérisation continue, la connaissance des résistances d'accès  $R_s$  et  $R_d$  est indispensable d'une part pour corriger la technologie des contacts ohmiques, et, d'autre part pour tenir compte de ces accès pour l'interprétation d'expériences comme la magnétorésistance.

HEMT n°	T = 300K		T = 77K	
	Rs ( $\Omega$ )	Rd ( $\Omega$ )	Rs ( $\Omega$ )	Rd ( $\Omega$ )
VAR1054	18	18	-	-
911119	19	30	7,6	11
920416	17,3	16,8	10,6	11

**Figure III.23:** Valeurs des résistances Rs et Rd pour les HEMTs métamorphiques à grille longue mesurées en continu.

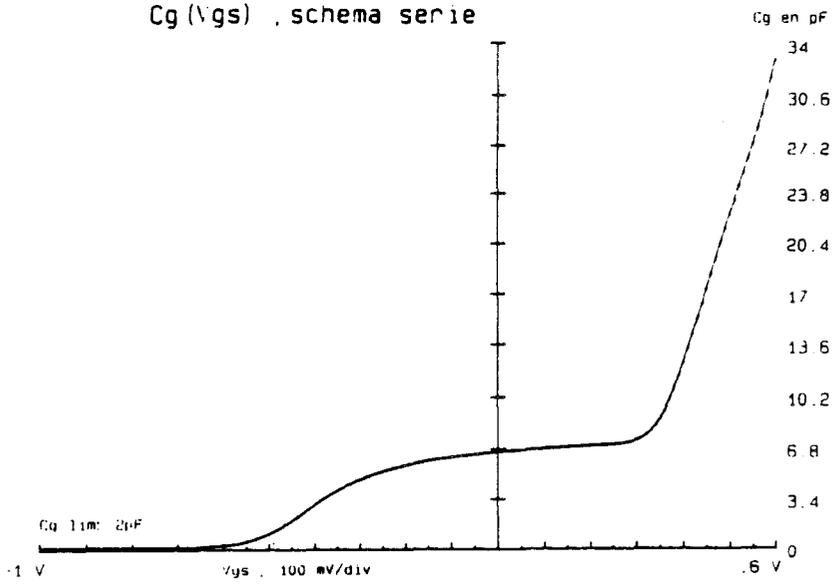
HEMT n°	T = 300K		T = 77K	
	$\eta$	$\eta \times V_b$ ( V )	$\eta$	$\eta \times V_b$ ( V )
VAR1054	1,1	0,67	-	-
911119	5,95	3,065	1,08	1,85
920416	2,93	1,282	1,1	0,93

**Figure III.24:** Caractéristiques du contact Schottky de grille: coefficient d'idéalité (  $\eta$  ) et tension de built-in (  $\eta \times V_b$  ).



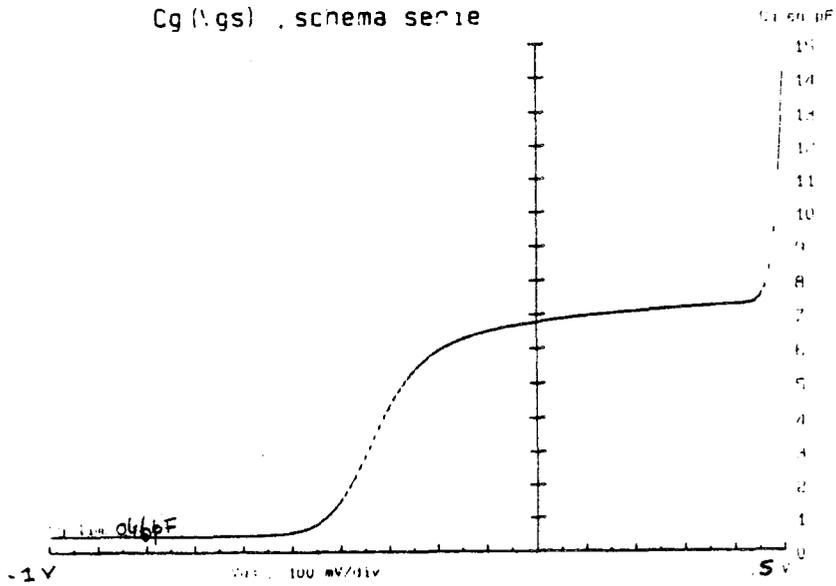
**Figure III.25:** Caractéristique Igs(Vgs) de la barrière Schottky du HEMT VAR1054 à 300K.

Cg (Vgs) . schema serie



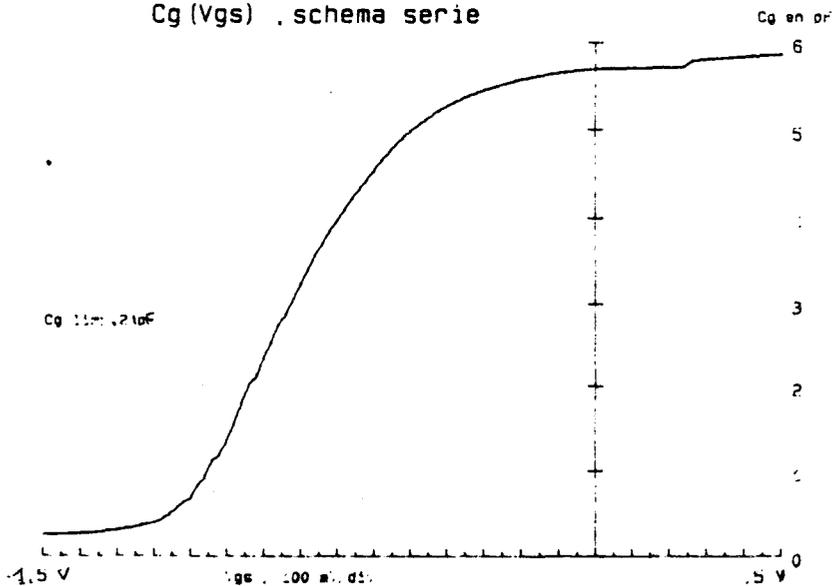
VAR1054 N3 03/12/91 Freq= 100 MHz Temp=20 oC (293K)

Cg (Vgs) . schema serie

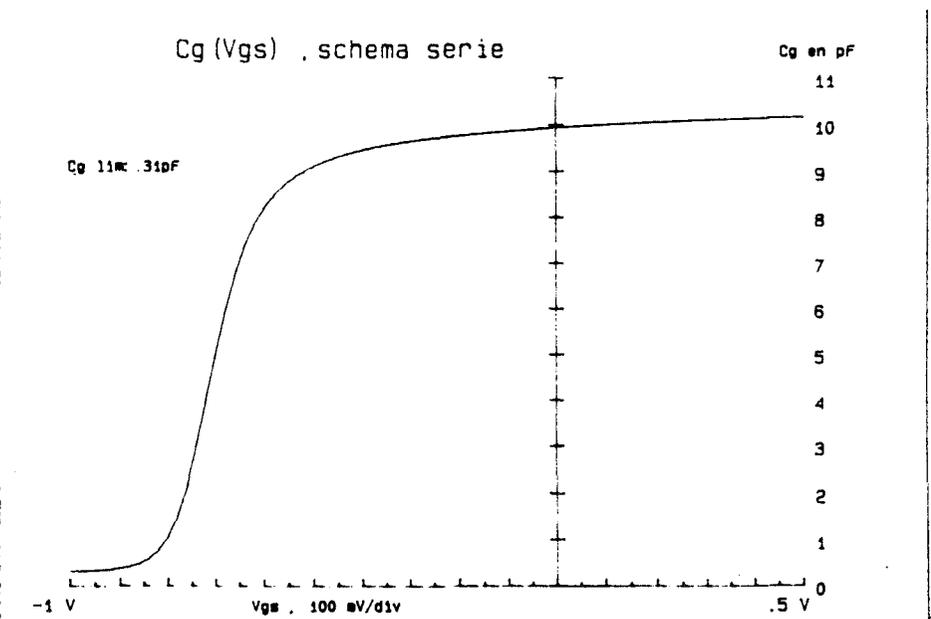
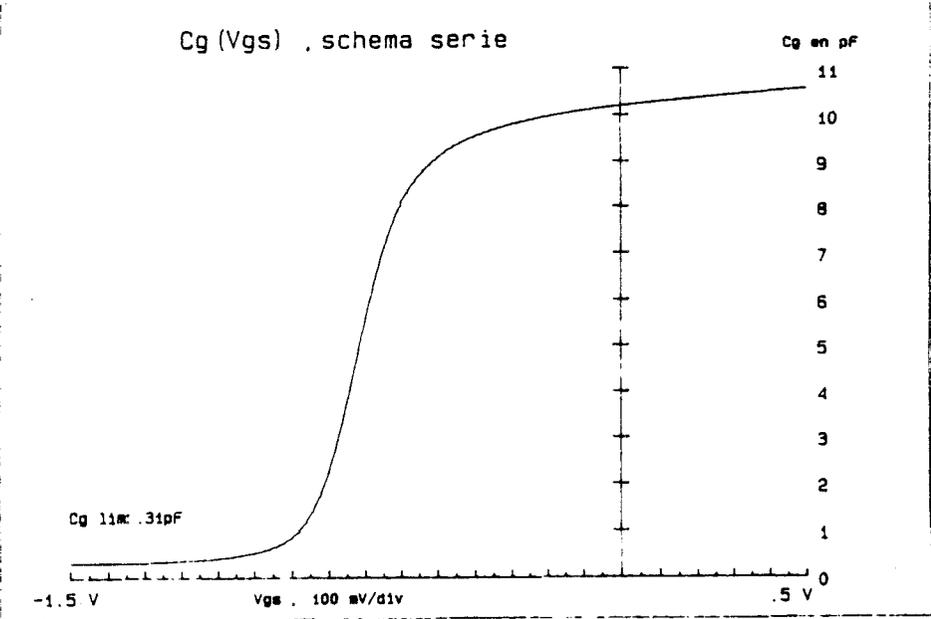
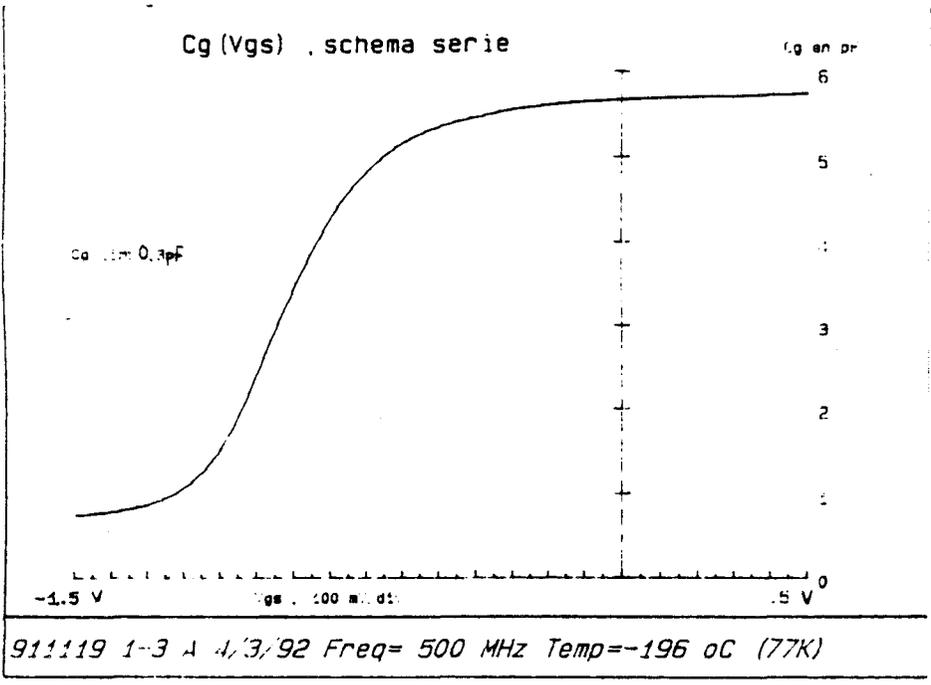


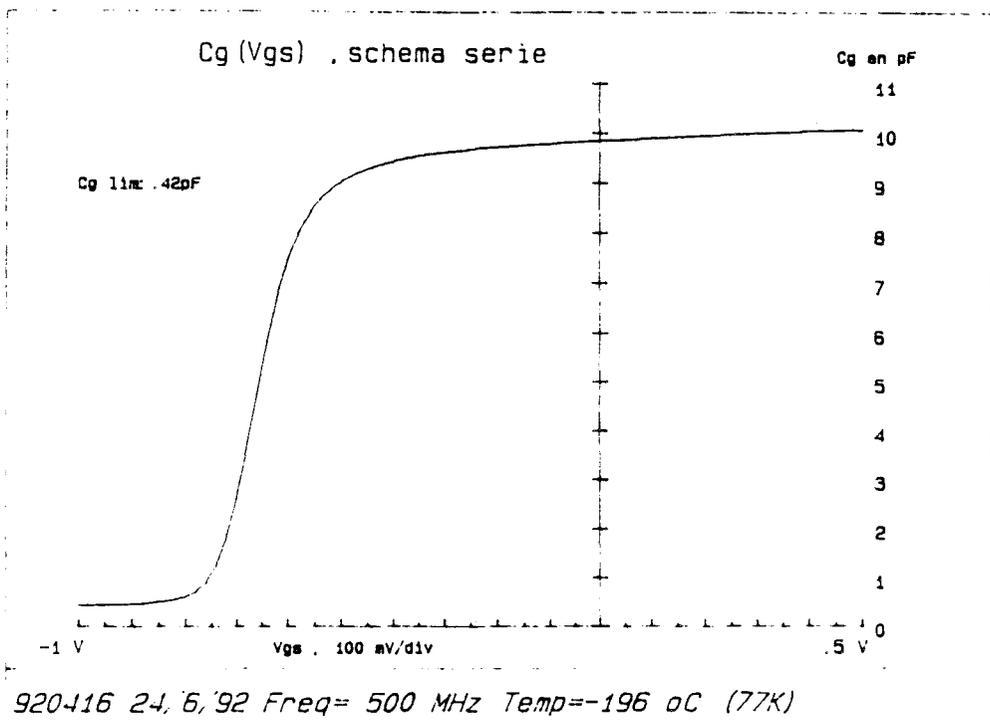
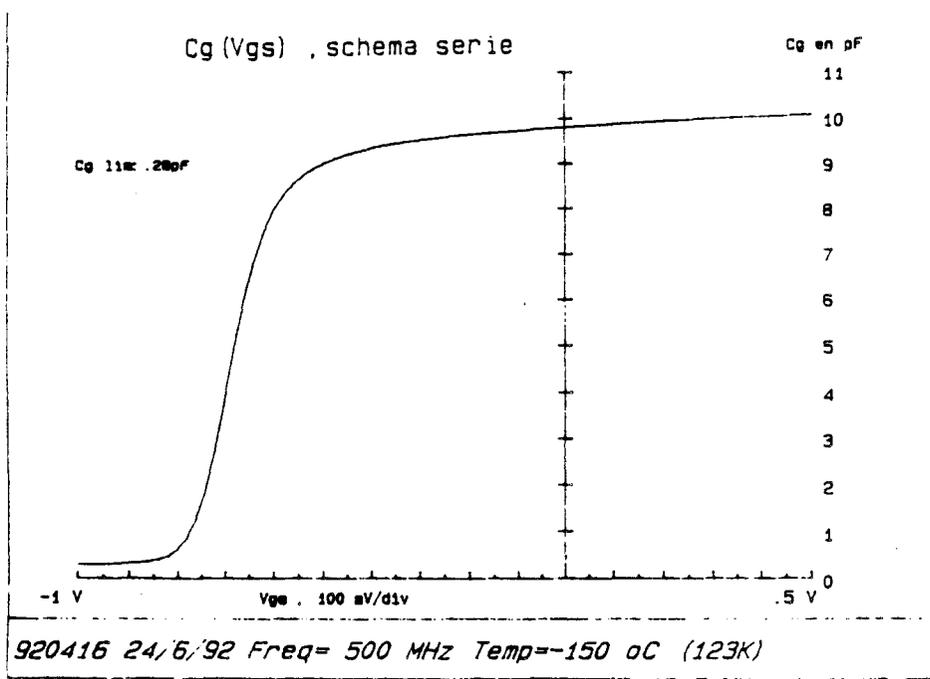
VAR1054 N3 03/12/91 Freq= 100 MHz Temp=-196 oC (77K)

Cg (Vgs) . schema serie



911119 1-A 4,3 '92 Freq= 500 MHz Temp=20 oC (293K)





**Figure III.26:** Caractéristiques  $C_g(V_{gs})$  réalisées sur les HEMTs métamorphiques à grille longue à 300 et 77K.

Les valeurs de  $R_s$  et  $R_d$  mesurées à 300K et 77K ( sauf pour la VAR1054 ) sont relativement élevées compte tenu essentiellement de la couche de contacts non dopée et de la séquence de métaux qui n'est pas optimale ( figure III.23 ).

De manière à confirmer les hypothèses que nous avons énoncées dans le premier chapitre concernant la qualité de la barrière Schottky sur AlInAs métamorphique, nous avons réalisé la mesure du coefficient d'idéalité de la jonction ainsi que du potentiel de built-in  $V_b$ .

Cette mesure est réalisée en traçant  $V_{gs}$  en fonction de  $\log(I_{gs})$ . La portion de la courbe linéaire a comme pente  $\frac{q}{\eta kT}$  et comme ordonnée à l'origine  $A T^2 \exp\left(\frac{q V_b}{kT}\right)$  avec  $A$  constante de Richardson.

Nous avons trouvé d'excellentes barrières Schottky pour le composant VAR1054 alors que pour les HEMTs réalisés au laboratoire les résultats sont médiocres ( figure III.24 ).

La différence de qualité de la Schottky entre ces HEMTs semble uniquement due à la couche d'AlInAs métamorphique. En effet lors de la réalisation au laboratoire du HEMT à grille submicronique sur une couche de type VAR1054 provenant du LCR la qualité de la Schottky était similaire ( voir la réalisation de HEMTs à grille submicronique ).

Les tensions de claquage de la grille en inverse atteignent des valeurs élevées même si la présence d'une couche de contact non dopée tend à repousser cette tension vers les  $V_{gs}$  négatifs [8]. Une tension de claquage de -10 V a été mesurée sur les HEMTs VAR1054 ( figure III.25 ).

### 4.3.3 Profils de commande de charges.

Les profils de commande de charges des HEMTs métamorphiques 911119, 920416 et VAR1054 sont présentés sur la figure III.26 pour les deux températures de mesure 77K et 300K.

Sur chacune de ces couches, nous pouvons remarquer qu'un plateau correspondant à la commande des charges dans le gaz bidimensionnel apparaît et son amplitude en  $V_{gs}$  est toujours supérieure à 0,5 Volts à 300K et de l'ordre de 1 Volt à 77K. Cette amplitude est définie vers les  $V_{gs}$  négatifs par la tension de pincement et pour les  $V_{gs}$  positifs par l'accumulation de charges dans l'AlInAs ( "remontée" de la capacité ).

L'existence de ce plateau est caractéristique de la commande de charges des HEMTs, et il apparaît que l'amplitude du plateau est supérieure à celle mesurée pour les HEMTs pseudomorphiques sur GaAs et adaptés en maille sur InP, ce qui confirme le fait

que la densité de charges accumulée dans le canal est plus importante pour les HEMTs métamorphiques.

L'obtention des profils  $C_g(V_{gs})$  permet d'obtenir 2 grandeurs qui sont directement reliées aux paramètres des matériaux et de la technologie : la valeur de la capacité du plateau et la tension de pincement.

La capacité du plateau s'exprime par :

$$C_{\text{plateau}} - C_{\text{lim}} = \frac{\epsilon S}{e_{\text{eff}}}$$

où  $C_{\text{lim}}$  est la capacité limite mesurée pour  $V_{gs} \ll V_p$ ,  
 $\epsilon$  la permittivité du matériau AlInAs,  
 $S$  la surface de la grille  
 $e_{\text{eff}}$  la distance efficace entre la grille et le gaz bidimensionnel.

L'expression de la tension de pincement nous conduit à distinguer 2 cas : le cas du dopage plan et le cas du dopage volumique ( pour lequel une couche d'AlInAs non dopée existe ).

Pour un dopage plan  $N\delta$  ( $\text{m}^{-2}$ ):

$$V_b - V_p = \Delta E_c + \frac{q N\delta a}{\epsilon}$$

où  $a$  représente l'épaisseur de matériau entre la grille et le plan de dopage et  $V_b$  le potentiel de built-in.

Pour un dopage volumique  $N_d$  ( $\text{m}^{-3}$ ):

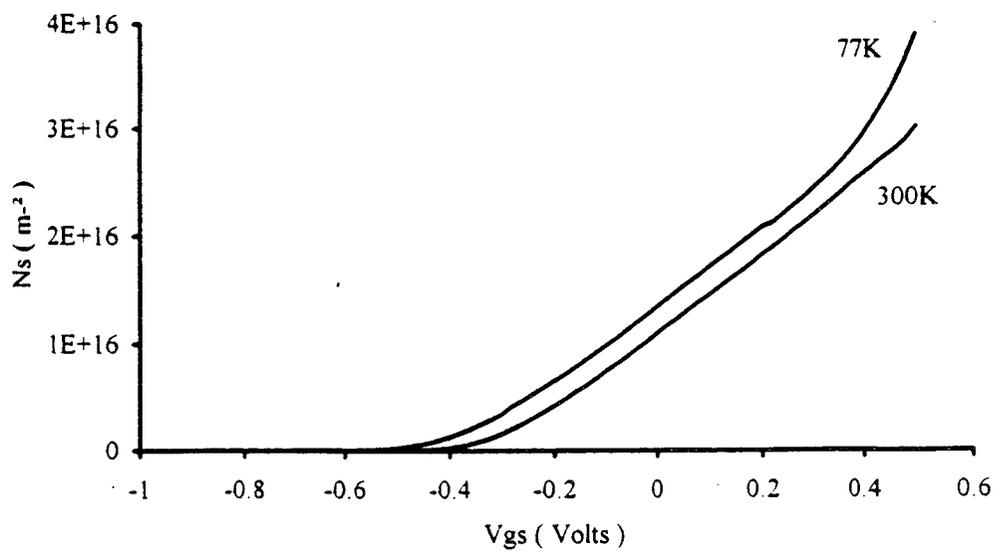
$$V_b - V_p = \frac{q N_d a^2}{2 \epsilon} + \frac{q N_d a L}{\epsilon} + \Delta E_c$$

où :  $a$  = épaisseur d'AlInAs dopé,  
 $L$  = épaisseur d'AlInAs non dopé.

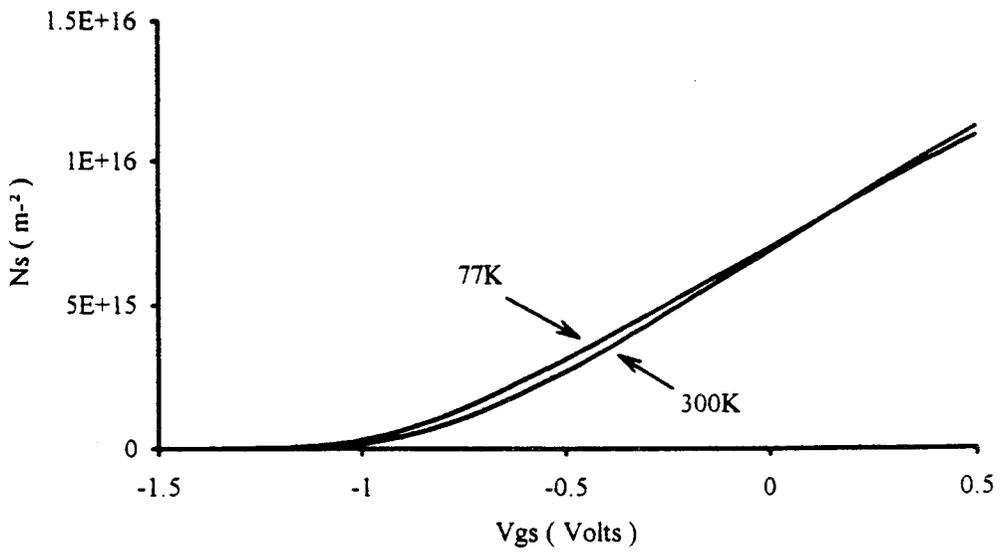
Dans le cas où l'attaque de recess aurait entièrement enlevé la couche d'AlInAs non dopée, seul le terme en  $\frac{q N_d a^2}{2 \epsilon}$  subsiste.

	VAR 1054	911119	920416
Surface de grille ( $\mu\text{m}^2$ )	840	2145	3510
Capacité du plateau (pF)	6,6	5,44	9,79
Permittivité relative	12	12	12
Tension de pincement (V)	- 0,55	- 1,15	- 0,86
Dopage de l'AlInAs	$4 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$	$2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$	$2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
Tension de built-in (V)	0,65	0,65	0,65
$\Delta E_c$ (eV)	0,6	0,6	0,6
$e_{\text{eff}}$ (Å)	127	395	360

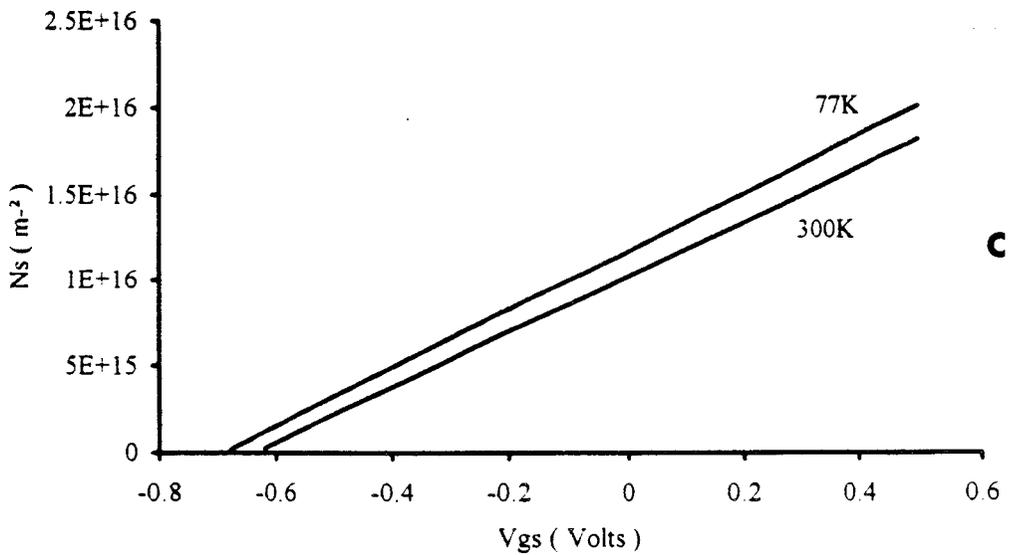
**Figure III.27:** Caractéristiques extraites des courbes  $C_g(V_{gs})$ .



**a**



**b**



**c**

**Figure III.28:** Caractéristiques  $N_s(V_g)$  extraites par intégration des profils  $C_g(V_{gs})$  pour les HEMTs VAR1054 (a), 911119 (b) et 920416 (c).

Le tableau contenant les grandeurs caractéristiques à 300K des HEMTs étudiés ( surface de grille, tension de pincement, capacité du plateau, dopage... ) ainsi que les grandeurs calculées ( épaisseur effective sous la grille... ) est donné figure III.27.

En calculant l'épaisseur effective sous la grille par la première méthode et en déduisant l'épaisseur d'AlInAs restant au dessus des couches dopées, il est possible de revenir à la valeur de  $\Delta E_C - V_b$  pour les deux températures 300K et 77K. Nous avons vu que lors de la caractérisation de la Schottky, le potentiel de built-in est accessible par la mesure. Etant donnée la valeur du coefficient d'idéalité de la Schottky du HEMT VAR1054, nous considérons cette valeur de  $V_b$  comme la plus significative.

Pour ce transistor, nous trouvons à 300K un  $\Delta E_C$  de 0,6 eV, soit un peu plus faible que celui calculé dans le 1<sup>o</sup> chapitre.

Nous pouvons effectuer le même calcul à 77K en considérant que la variation de la permittivité du matériau est  $\frac{\epsilon_{300K}}{\epsilon_{77K}} = \frac{C_{300K}}{C_{77K}} = 1,04$  en supposant que l'épaisseur du matériau varie très peu.

Ainsi on trouve  $\Delta E_C = 0,53$  eV si le potentiel de built-in reste identique ( en fait on devrait plutôt trouver  $\Delta E_C \sim 0,55$  eV ).

Par intégration de la capacité du gaz bidimensionnel en fonction de  $V_{gs}$ , nous pouvons obtenir le profil de charges  $N_s(V_{gs})$  dans la plage où seul le gaz bidimensionnel est commandé.

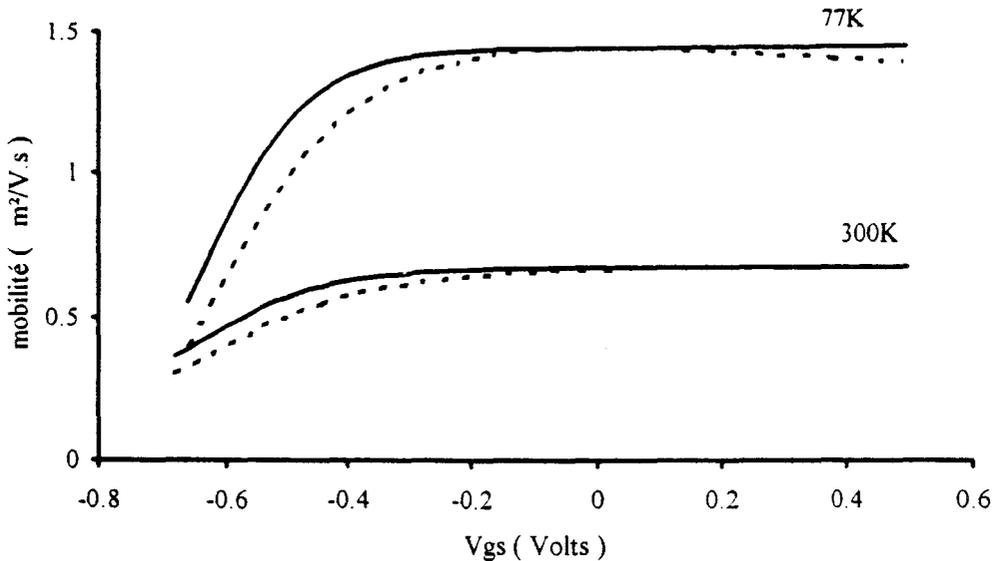
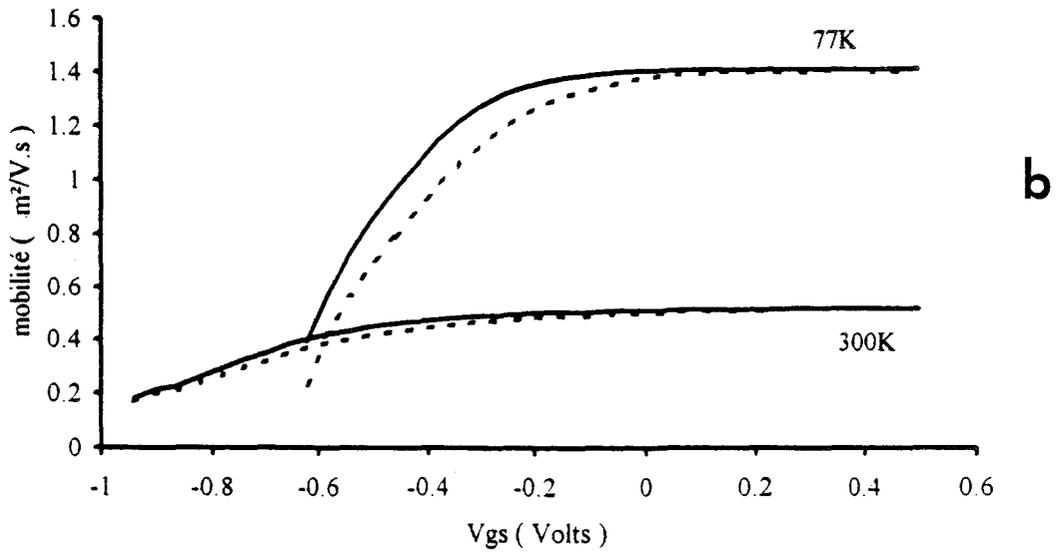
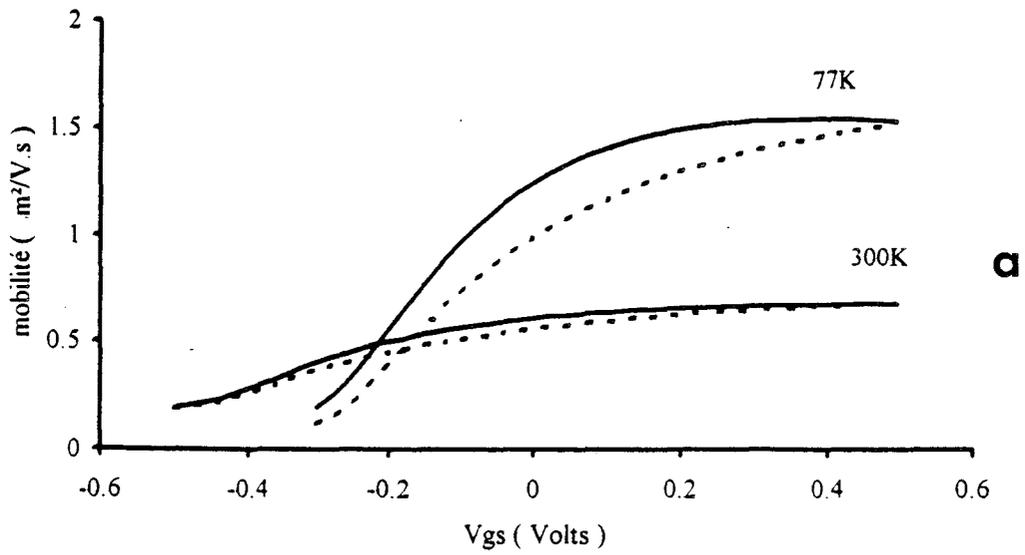
Le programme aidant à effectuer la mesure nous donne par intégration point à point la charge  $Q$  que l'on peut relier à la densité de charges en connaissant la surface de grille. ( figure III.28 ). La commande du gaz bidimensionnel est linéaire lorsque l'on augmente  $V_{gs}$ , ce qui correspond au plateau de la courbe  $C_g(V_{gs})$ , et on observe aussi un décalage de la tension de pincement entre les deux températures de mesure.

Pour le HEMT VAR1054, pour  $V_{gs} > 0,4V$ , la remontée de la charge correspond à l'accumulation de charges dans l'AlInAs.

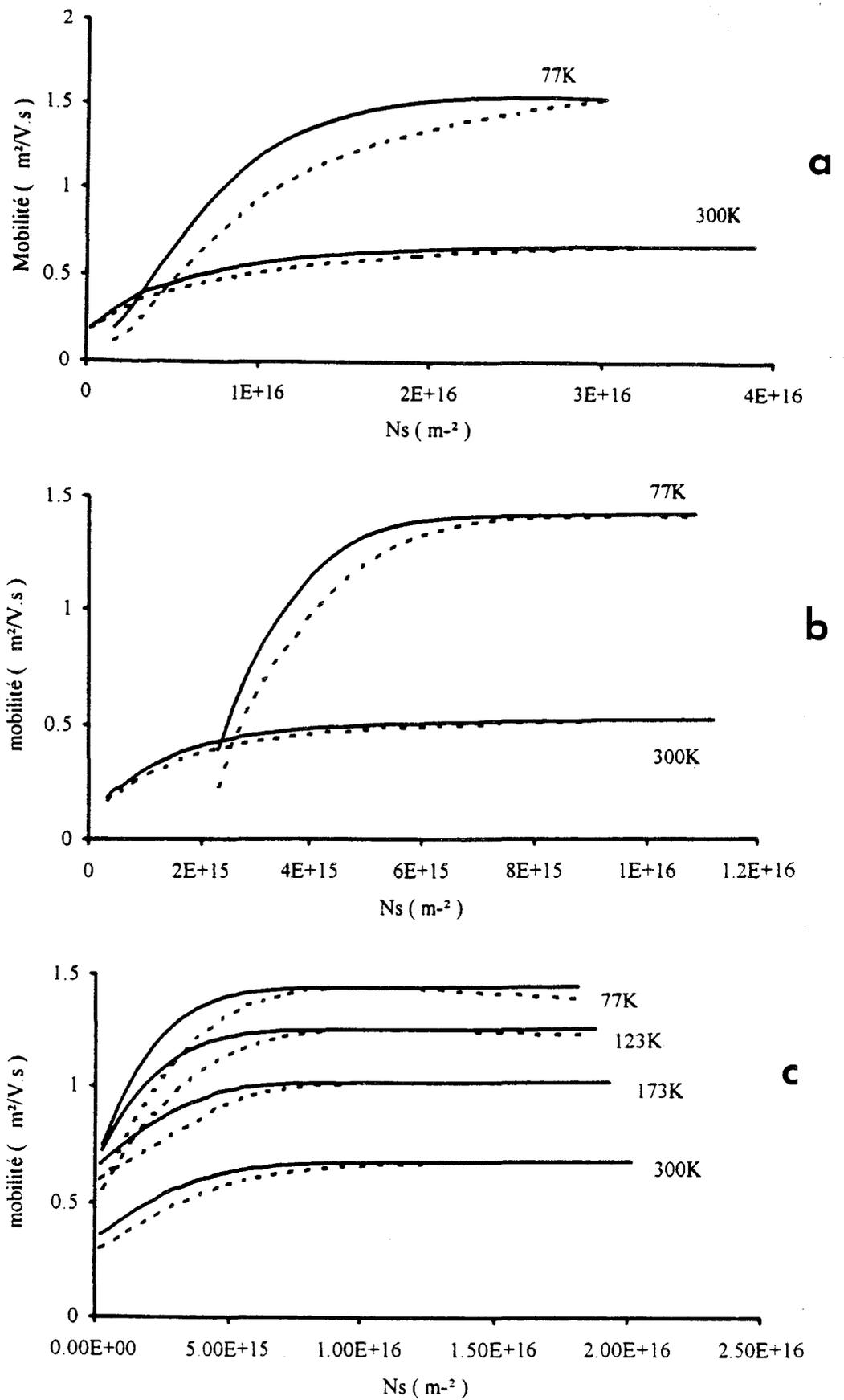
#### 4.3.4 Profils de mobilité par magnétorésistance

Après avoir vu la répartition de la densité de charges dans le gaz bidimensionnel, il est intéressant de connaître le profil de mobilité de ces charges.

Nous ne nous intéresserons ici qu'à la mobilité moyenne mesurée par magnétorésistance, car celle-ci est directement reliée au gaz bidimensionnel. De plus, nous



**Figure III.29:** Profils de mobilité moyenne en fonction de la tension appliquée sur la grille pour les HEMTs VAR1054 (a), 911119 (b) et 920416 (c). Les traits pointillés représentent la mobilité effectivement mesurée et les traits pleins, celle corrigée par les résistances d'accès.



**Figure III.30:** Profils de mobilité moyenne en fonction de la densité de charges  $N_s$  pour les HEMTs VAR1054 (a), 911119 (b) et 920416 (c). Les traits pointillés représentent la mobilité effectivement mesurée et les traits pleins, celle corrigée par les résistances d'accès.

avons effectué la correction de ces mobilités en tenant compte des résistances d'accès  $R_s$  et  $R_d$  de chaque HEMT.

En effet, la mobilité moyenne s'exprime en fonction de  $R_{ds}(B, V_{gs})$  et  $R_{ds}(0, V_{gs})$  qui sont les seules valeurs mesurées. Or la résistance totale entre le drain et la source peut s'écrire :

$$R_{ds}(B, V_{gs}) = (R_s + R_d) (1 + \mu_{ds}^2 B^2) + R_c(0, V_{gs}) (1 + \mu_m^2 B^2)$$

avec  $\mu_{ds}$  la mobilité des porteurs entre le drain et la source et  $\mu_m$  la mobilité moyenne mesurée.

Ainsi, la mobilité moyenne corrigée  $\mu_{mc}$  devient:

$$\mu_{mc}^2 = \frac{R_s + R_d}{R_{ds}(0, V_{gs})} \times \mu_{ds}^2 + \frac{R_c(0, V_{gs})}{R_{ds}(0, V_{gs})} \mu_m^2$$

Nous avons considéré que la mobilité  $\mu_{ds}$  était la mobilité des porteurs pour  $V_{gs} > 0$  V, définie par la mesure.

Nous avons donc tracé sur le même graphe, la mobilité moyenne mesurée et celle qui a été corrigée par les résistances d'accès pour chaque HEMT à 77K et 300K ( figure III.29 ).

Nous pouvons remarquer que la mobilité n'atteint pas les valeurs obtenues par effet Hall, surtout à 77K. Ceci peut s'expliquer par une dégradation des performances dues à la technologie nécessaire pour réaliser ces HEMTs.

Il est aussi intéressant de regarder les profils de mobilité en fonction de la densité de charges du gaz bidimensionnel ( figure III.30 ).

Pour chaque HEMT les charges apparaissent peu mobiles si leur densité est inférieure à  $10^{16} \text{ m}^{-2}$  environ.

Ceci est un comportement qui avait déjà été remarqué sur les HEMTs pseudomorphiques sur GaAs [2], [12].

#### 4.3.5 Conclusion

L'étude des HEMTs métamorphiques à grille longue confirme les simulations que nous avons réalisées dans le premier chapitre.

La portion de canal située sous la grille, dans laquelle nous pouvons négliger les effets de bords étant données les longueurs de grille utilisées ( 5, 8 et 9  $\mu\text{m}$  ), comporte une grande densité de charges de mobilité élevée.

100 Å	$\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$	n.i.d.
400 Å	$\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$	n.i.d.
$\delta$		$5 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$
30 Å	$\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$	n.i.d.
1000 Å	$\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$	n.i.d.
2000 Å	$\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$	n.i.d.
1 $\mu\text{m}$	$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ graduel x: 0,1 $\rightarrow$ 0,3	
Substrat GaAs (001) Semi Isolant		

Figure III.31: Structure de l'épitaxie VAR1138 ayant servi à la réalisation du HEMT métamorphique à grille submicronique.

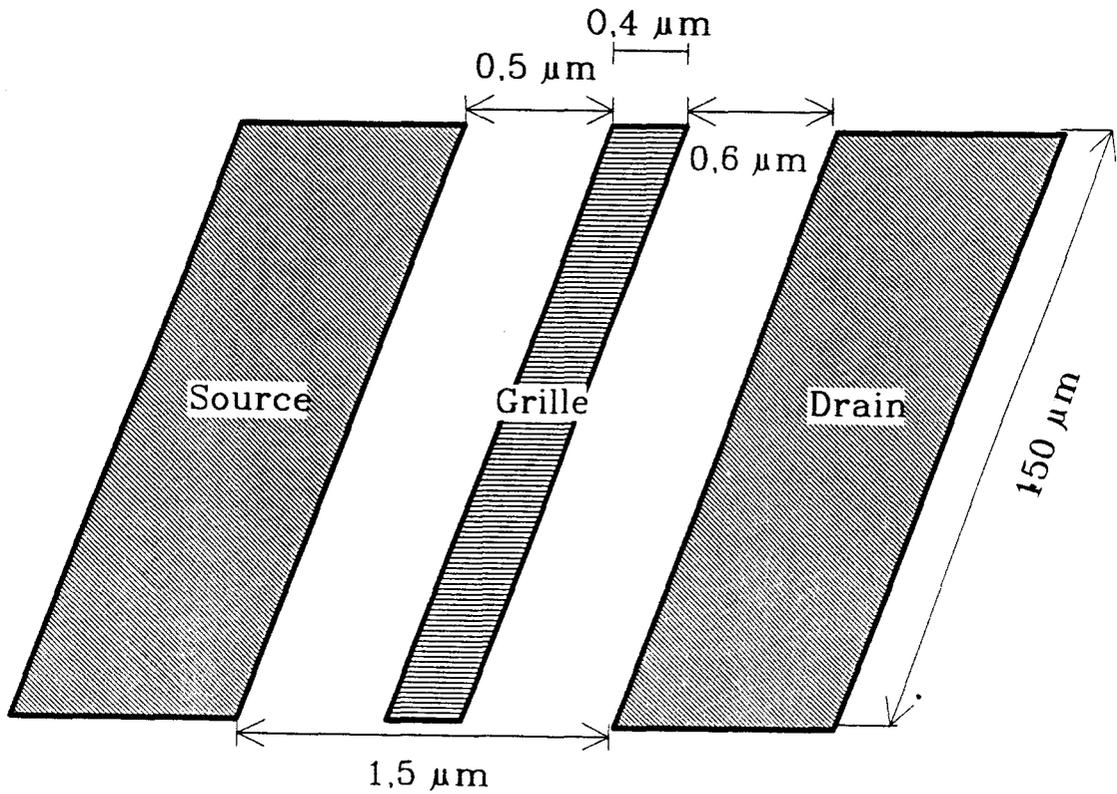
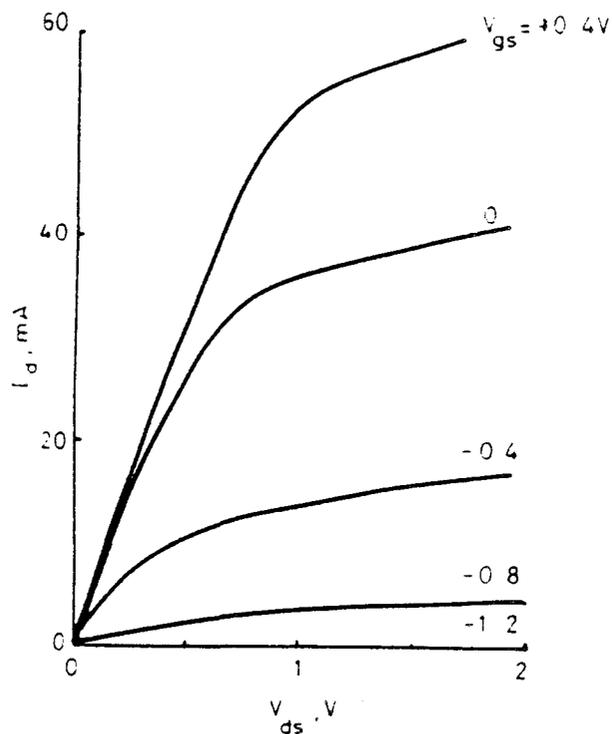
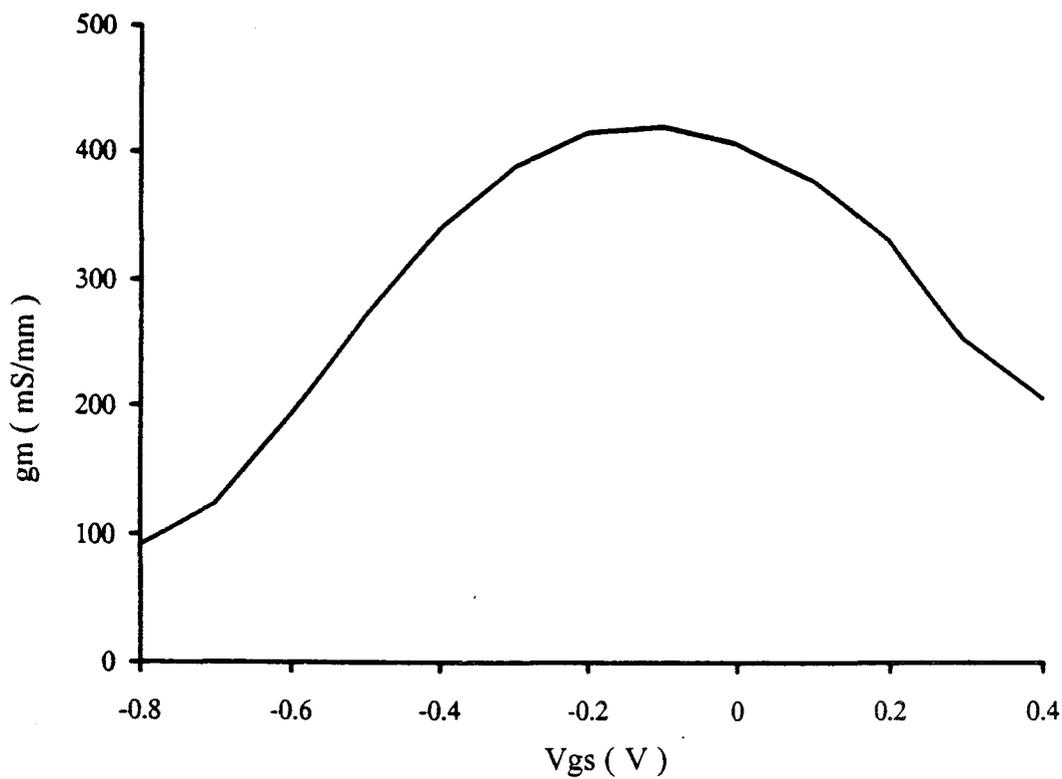


Figure III.32: Topologie du HEMT à grille submicronique.



**Figure III.33:** Caractéristique continue  $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$  pour un HEMT métamorphique de dimensions  $0,4 \times 150 \mu\text{m}^2$ .



**Figure III.34:** Caractéristique  $g_m(V_{gs})$  obtenue en continu à  $V_{ds} = +2$  Volts.

Pour des longueurs de grille submicroniques, ces propriétés devraient être conservées et permettre l'obtention de transconductances et de fréquences de coupure élevées.

#### **4.4 HEMT métamorphique à grille submicronique**

##### **4.4.1 Introduction**

La réalisation de HEMTs métamorphiques à grille submicronique nécessite une maîtrise parfaite de la technologie des semi-conducteurs, de manière à minimiser les éléments d'accès et des éléments parasites pouvoir prétendre à des performances hyperfréquences.

Les HEMTs que nous allons étudier ont été obtenus en utilisant la lithographie électronique permettant des longueurs de grille inférieures à  $0,6 \mu\text{m}$ .

La structure épitaxiée est identique à l'épitaxie VAR1054, avec un plan de dopage d'atomes de Silicium de densité  $5 \times 10^{16}$  atomes/ $\text{m}^2$  ( figure III.31 ).

Les contacts ohmiques ont été réalisés en évaporant le système Ni/AuGe/Ni qui a été recuit 40 secondes à  $400^\circ\text{C}$ . Après un léger recess, la grille a été déposée au travers d'un masque de PMMA. Sa longueur, mesurée par microscopie électronique à balayage est de  $0,4 - 0,45 \mu\text{m}$  ( figure III.32 ) [9].

Nous n'avons pas utilisé l'étape de dépôt de Nitrure servant à réaliser des grilles "champignon" afin de minimiser les capacités parasites.

La caractérisation de ce HEMT métamorphique a consisté dans la caractérisation continue permettant d'avoir la caractéristique  $I_{\text{ds}}$  ( $V_{\text{ds}}$ ,  $V_{\text{gs}}$ ) et la caractéristique du contact Schottky et dans la caractérisation hyperfréquence aboutissant aux éléments du schéma équivalent intrinsèque ainsi qu'aux performances extrinsèques.

##### **4.4.2 Caractérisation continue**

La caractérisation continue a été mise ne oeuvre sur un banc de mesure sous pointes cascade sur un HEMT de dimensions  $0,4 \times 150 \mu\text{m}^2$ .

La caractéristique  $I_{\text{ds}}$  ( $V_{\text{ds}}$ ,  $V_{\text{gs}}$ ) ( figure III.33 ) donne un courant  $I_{\text{ds}}$  maximal de 60 mA pour  $V_{\text{gs}} = + 0,4$  Volts, et une tension de pincement à  $V_{\text{gs}} = -1,2$  V.

La caractéristique de la transconductance en fonction de  $V_{\text{gs}}$ , mesurée en continu ( figure III.34 ) passe par un maximum à 63 mS ( 420 mS/mm ) pour  $V_{\text{gs}} = - 0,1$  Volts avec un courant de drain associé de 35 mA ( 230 mA/mm ).

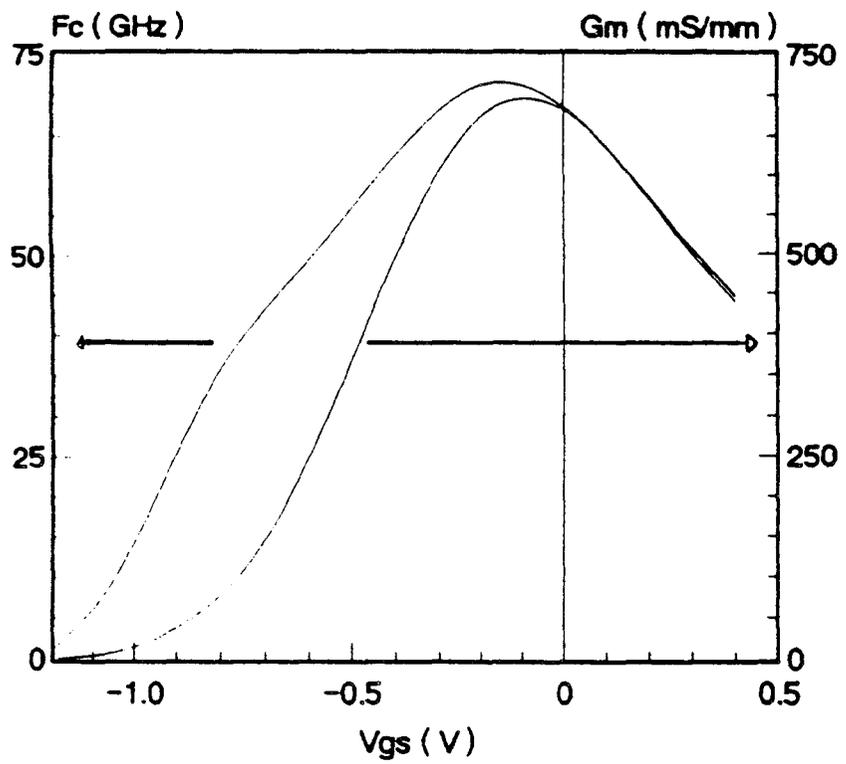


Figure III.35: Evolution de la transconductance ( $g_m$ ) et de la fréquence de coupure ( $f_c$ ) intrinsèques pour un HEMT de dimensions  $0,4 \times 150 \mu\text{m}^2$ .

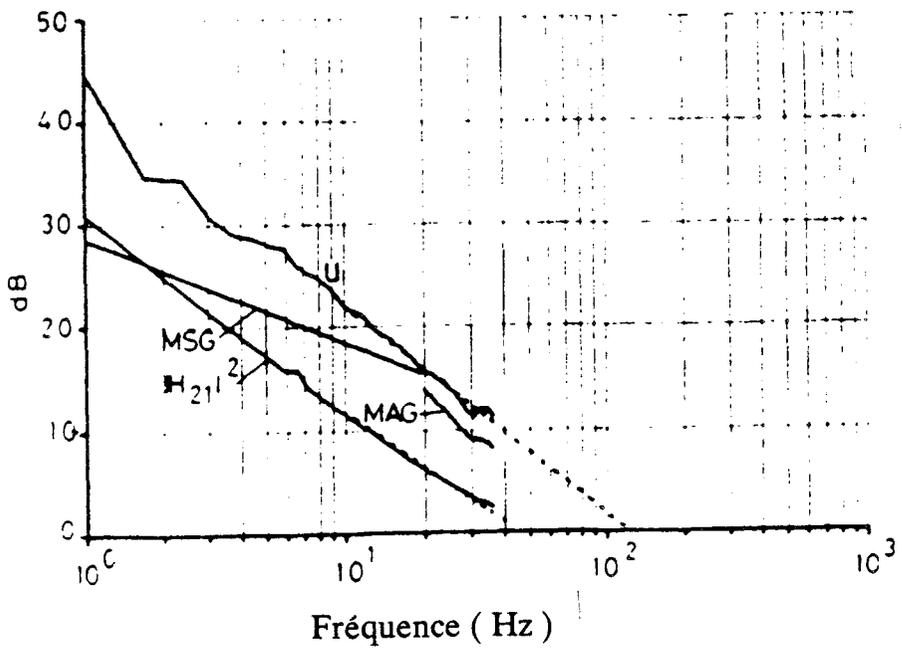


Figure III.36: Evolution de MSG, MAG,  $U$ ,  $|H_{21}|^2$  en fonction de la fréquence. Les extrapolations des gains  $U$  et  $|H_{21}|^2$  à l'unité donnent respectivement  $f_{max} = 115$  GHz et  $f_T = 45$  GHz.

Concernant le contact Schottky de grille, nous avons mesuré la tension de built-in et le coefficient d'idéalité de la même manière qu'au paragraphe précédent. Les résultats (  $\eta = 1,17$  et  $\eta V_b = 0,64$  Volts ) attestent d'une très bonne qualité de la Schottky qui confirme que l'AlInAs réalisé au LCR est de meilleure qualité que celui épitaxié par nos soins.

En supposant la valeur du  $\Delta E_c$  calculée au paragraphe précédent comme étant exacte, et en reprenant les formules de la tension de pincement en fonction de l'épaisseur d'AlInAs, nous trouvons que l'attaque de recess a enlevé environ 250 Å d'AlInAs, ce qui donne une distance effective entre la grille et le gaz bidimensionnel d'environ 190 Å.

#### 4.4.3 Caractérisation hyperfréquence

Cette caractérisation a été effectuée sur le même transistor que précédemment. Les éléments du schéma équivalent petit signal ont été déterminés à partir de la mesure des paramètres S dans la bande de fréquence 1,5 - 26,5 GHz.

La fréquence de coupure intrinsèque  $f_c$  ainsi que la transconductance intrinsèque  $g_{mi}$  ont été mesurées pour une tension source-drain  $V_{ds} = + 2$  Volts.

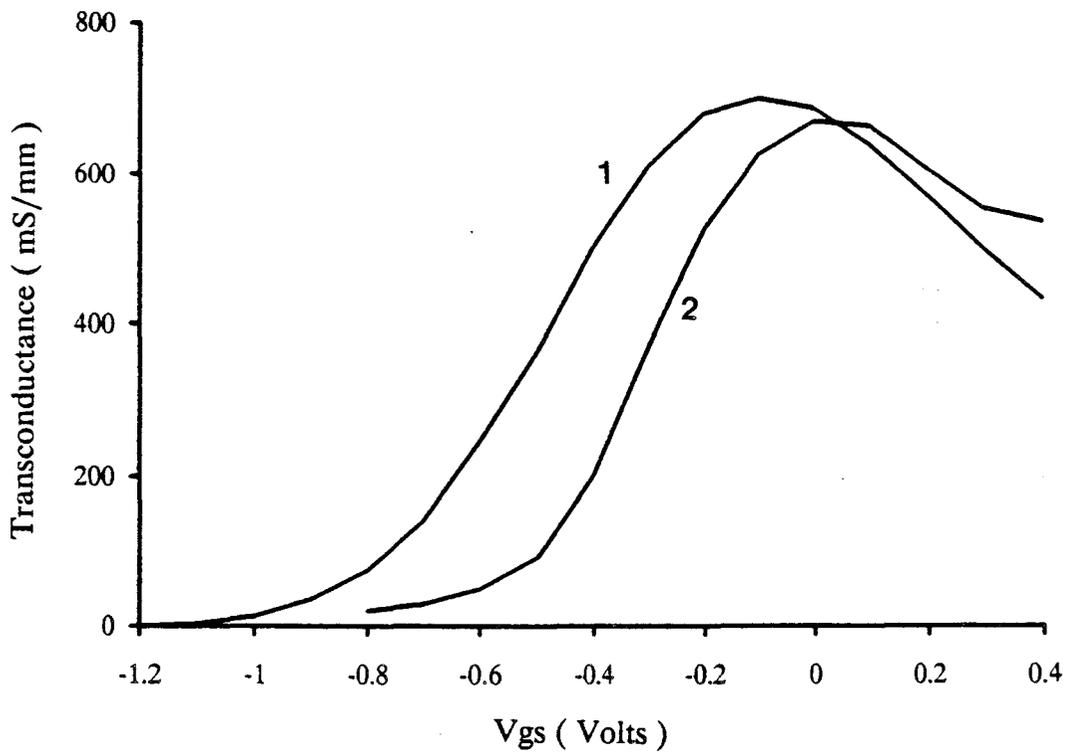
Le maximum de la courbe  $g_{mi}$  ( $V_{gs}$ ) se situe pour  $V_{gs} = - 0,1$  Volts et atteint la valeur de 700 mS/mm, tandis que la fréquence de coupure  $f_c = 65$  GHz ( figure III.35 ).

De la valeur de la fréquence de coupure intrinsèque nous pouvons calculer la vitesse moyenne des électrons sous la grille en utilisant la formule :

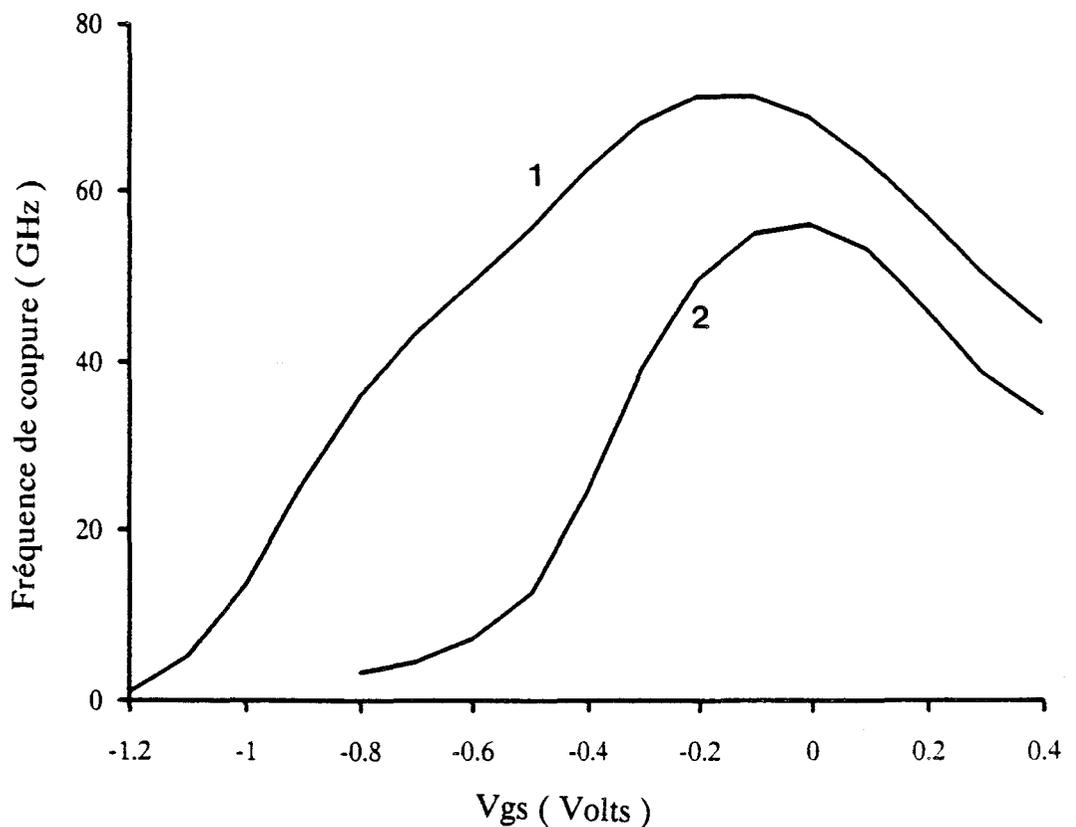
$$\langle v \rangle = 2 \pi L g f_c$$

Pour une longueur de grille de 0,4  $\mu\text{m}$ , la vitesse moyenne est de  $1,6 \times 10^5$  cm/s. Cette valeur indique une très bonne dynamique des électrons dans le canal GaInAs métamorphique.

Nous avons, de plus, mesuré les paramètres extrinsèques du composant, à savoir, le gain en courant  $|H_{21}|^2$ , le gain maximum lorsque le transistor est conditionnellement stable ( MSG ), le gain maximum disponible ( MAG ) et le gain unilatéral en puissance ( U ) [10] en fonction de la fréquence ( figure III.36 ).



**Figure III.37:** Comparaison de l'évolution des transconductances intrinsèques des HEMTs métamorphique (1) et pseudomorphique (2) sur GaAs en fonction de la tension  $V_{gs}$ .



**Figure III.38:** Comparaison de l'évolution des fréquences de coupure intrinsèques des HEMTs métamorphique (1) et pseudomorphique (2) sur GaAs en fonction de la tension  $V_{gs}$ .

L'extrapolation du gain en courant à l'unité, avec une pente de - 6dB/octave donne la fréquence de transition  $f_T$ , généralement utilisée pour les comparaisons des différentes filières ( voir chapitre 1 ). La valeur de  $f_T$  est de 45 GHz.

De même, l'extrapolation du gain unilatéral en puissance donne la fréquence maximale d'oscillations, dont la valeur est de 115 GHz.

Les valeurs élevées des éléments d'accès ( $R_s = 6,6 \Omega$ ,  $R_d = 7 \Omega$ ...) tendent à faire diminuer la valeur de  $f_T$  par rapport à la fréquence de coupure intrinsèque. Par contre, la valeur de  $f_{max}$  est élevée grâce à la faible valeur de la capacité grille drain  $C_{gd}$  ( $\sim 60$  fF/mm ).

Afin de valider notre modèle de simulation HELENA, nous avons utilisé ce logiciel et adapté les valeurs d'entrée ( $\Delta E_c$ ,  $R_c$ , éléments extrinsèques), de manière à retrouver les valeurs expérimentales.

Pour un  $\Delta E_c$  entre le GaInAs et l'AlInAs métamorphique de 0,64 eV, et reportant les valeurs de épaisseurs attaquées par le recess, nous avons obtenu les valeurs maximales de la transconductance, la capacité grille-source  $C_{gs}$  et la fréquence de coupure intrinsèque correspondant aux valeurs mesurées.

Ainsi, en adaptant les paramètres d'entrée d'HELENA, il est possible de confronter modélisation et mesure. Cela permet d'ajuster les valeurs du modèle ( notamment la discontinuité de bande de conduction ) à partir de la caractérisation du HEMT.

Nous avons également comparé les résultats cités ci-dessus pour le HEMT métamorphique de longueur de grille 0,4  $\mu\text{m}$  avec un HEMT pseudomorphique sur GaAs entièrement réalisé au laboratoire de longueur de grille identique.

Nous avons tracé l'évolution de la transconductance et de la fréquence de coupure intrinsèques en fonction de la tension appliquée sur la grille ( figures III.37 et III.38 ).

Les évolutions des transconductances sont quasiment identiques pour les deux HEMTs, avec cependant une valeur plus élevée pour le HEMT métamorphique. La différence entre les fréquences de coupure s'explique alors surtout par la différence entre les capacités grille-source  $C_{gs}$  au maximum du  $f_c$ . Cet écart est lié à la meilleure commande du gaz bidimensionnel dans le canal GaInAs métamorphique ainsi que nous l'avons montré dans le chapitre 1. Mais il est possible que la topologie de la grille ( triangulaire pour le HEMT métamorphique et champignon pour le HEMT pseudomorphique ) influe par l'intermédiaire des capacités parasites  $C_{gr}$  et  $C_{dr}$  indissociables de la mesure du  $C_{gs}$ .

#### 4.4.4 Conclusion

La réalisation d'un HEMT pseudomorphique à grille submicronique a posé quelques problèmes de compatibilité de l'attaque chimique avec la résine PMMA ( utilisée pour la lithographie électronique ).

Malgré une grande dispersion des caractéristiques des HEMTs suivant leur position sur le quart de plaque utilisé, plusieurs ont des performances acceptables, dont le meilleur que nous avons présenté.

La comparaison de ce HEMT avec un transistor pseudomorphique sur GaAs dont la structure optimisée est maintenant couramment utilisée au laboratoire donne un avantage de performance pour le HEMT métamorphique.

Il reste encore, pour approcher les performances données par HELENA ( chapitre 1 ) à optimiser la structure des couches actives et la technologie dans le but d'accroître le rendement et la reproductibilité.

## 5 Conclusion du chapitre III

Ce chapitre était consacré à l'étude expérimentale des hétérojonctions AlInAs/GaInAs métamorphiques.

Après avoir réalisé des mesures d'effet Hall sur les épitaxies HEMTs en faisant varier les valeurs et la nature du dopage dans l'AlInAs, l'épaisseur de l'espaceur et la composition en Indium, les résultats obtenus ont confirmé la théorie présentée dans le premier chapitre.

Les hétérojonctions métamorphiques produisent, grâce à la grande discontinuité de bande de conduction ( $\Delta E_C \sim 0,6 \text{ eV}$ ) une densité surfacique de charges supérieure à  $2 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$  dans quasiment tous les cas, avec une mobilité des porteurs de  $8000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  à température ambiante à  $30000 - 35000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  à 77K.

Les valeurs élevées de la mobilité et de la densité de charges dans le gaz bidimensionnel ont été confirmées lors de la caractérisation de HEMTs métamorphiques à grille longue. En effet, la contribution de la portion de couche active sous la grille, dont la longueur excède  $5 \mu\text{m}$ , est très importante par rapport aux zones d'accès.

La caractérisation  $C_g(V_{gs})$ , nous donnant l'évolution de la capacité du gaz bidimensionnel en fonction de la polarisation de grille et l'évolution de la charge commandée, a permis de préciser les paramètres technologiques du transistor (profondeur du recess, surface de la grille), mais aussi d'obtenir une bonne évaluation de la discontinuité de bande de conduction et du potentiel de built-in.

La magnétorésistance  $\mu(V_{gs})$  nous a permis de préciser la valeur de la mobilité moyenne des porteurs sous la grille.

Associée avec l'interprétation  $N_s(V_{gs})$ , nous avons remarqué que, comme pour les HEMTs pseudomorphiques sur GaAs, la mobilité moyenne chute lorsque la charge accumulée dans le canal diminue.

De plus, la caractéristique de la jonction Schottky  $I_{gs}(V_{gs})$  confirme le fait que le contact est de meilleure qualité sur un matériau à plus large bande interdite.

Forts de ces résultats encourageants, la réalisation d'un HEMT métamorphique à grille submicronique ( $L_g \sim 0.4 \mu\text{m}$ ) a été envisagée.

Les résultats obtenus (transconductance et fréquence de coupure intrinsèques) sont comparables à ceux d'un HEMT pseudomorphique sur GaAs, mais malgré des résistances

d'accès importantes et une structure non optimisée, la fréquence de transition ( $f_T = 45$  GHz) et la fréquence maximale d'oscillations ( $f_{max} = 115$  GHz) sont très encourageantes. Les résultats cités ci-dessus sont, à ce jour, les meilleurs publiés pour les HEMTs métamorphiques  $\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}/\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  sur substrat de GaAs.

Dernièrement, un HEMT métamorphique de longueur de grille  $0,2 \mu\text{m}$  réalisé sur une épitaxie similaire au Laboratoire Central de Recherche de THOMSON-CSF a donné une transconductance intrinsèque de  $930 \text{ mS/mm}$  pour un courant  $I_{ds}$  de  $230 \text{ mA/mm}$  [11].

### Bibliographie du chapitre III

- [1] A. Cappy  
Thèse de doctorat, Lille, 1986.
- [2] Y. Cordier  
Thèse de doctorat, Lille, 1992.
- [3] B. Spinglart  
Thèse de doctorat, Lille, 1993.
- [4] P. Win *et al.*  
Le vide, les couches minces, supp. n°256, page 310, 1991.
- [5] E.D. Marshall *et al.*  
Jal of Appl. Phys, vol.62, page 207, 1988.
- [6] H. Fourré  
DEA Electronique, Lille, 1992.
- [7] P. Win *et al.*  
Appl. Phys. Lett., vol. 61, n°8, page 922, 1992.
- [8] L.F. Palmateer *et al.*  
Appl. Phys. Lett., vol.51, n°21, page 2139, 1989.
- [9] P. Win *et al.*  
Elect. Lett., vol. 29, n°2, page 169, 1993.
- [10] G. Dambrine  
Thèse de doctorat, Lille, 1989.
- [11] Y. Cordier, P. Win *et al.*  
Présenté au Heterostructure Technology Workshop 1993, Lille, Sept 1993.
- [12] J.L. Thobel  
Thèse de Doctorat, Lille, 1988.



# **CONCLUSION GENERALE**

## Conclusion générale

L'objectif que nous nous étions fixé au début de ce mémoire, à savoir la réalisation de HEMTs métamorphiques AlInAs/GaInAs/GaAs performants a été atteint.

Tout d'abord, le concept d'hétérojonction métamorphique  $\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As} - \text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$  a prouvé, par la simulation de cette hétérojonction à l'équilibre thermodynamique, qu'elle produisait, pour une discontinuité de bande de conduction de 0,6 à 0,7 eV, une densité d'électrons dans le gaz bidimensionnel supérieure à  $4 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$ , cette valeur étant supérieure à celles des autres hétérojonctions GaInAs/GaAlAs sur substrat de GaAs et GaInAs/AlInAs sur substrat d'InP.

La simulation par HELENA d'un HEMT comportant l'hétérojonction ainsi définie a donné, au niveau des performances intrinsèques ( $g_m$  et  $f_c$ ), des résultats se situant entre ceux du HEMT pseudomorphique sur GaAs et du HEMT adapté en maille sur InP, calculés par l'intermédiaire du même programme. Même si le  $\Delta E_c$  est plus important pour le HEMT métamorphique que pour le HEMT adapté en maille sur InP, les propriétés hyperfréquences de ce dernier sont meilleures car le transport dans le canal  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  est meilleur (notons par exemple la faible valeur des masses effectives). Par contre, pour le HEMT pseudomorphique sur GaAs, la contrainte présente dans le canal tend à diminuer les performances.

D'un point de vue croissance par EJM du tampon métamorphique, il apparaît que le désaccord de maille de 2% entre le substrat et les couches actives est accommodé, mais la maille métamorphique n'est pas parfaitement cubique (le coefficient maximal de relaxation de la maille de GaInAs métamorphique, calculé à partir des spectres de double diffraction des rayons X, est de l'ordre de 85%).

De plus, nous avons montré que l'utilisation d'une rampe graduelle de composition en tant que tampon métamorphique permet de confiner la plupart des dislocations de désadaptation dans l'épaisseur du tampon, la densité de dislocations émergentes ne dépassant pas  $5 \times 10^5$  dislocations/cm<sup>2</sup>.

La structure mixte que nous avons réalisée, même si elle aboutit à des relaxations comparables, induit une désorientation entre les couches actives et le substrat relativement importante (0,7° environ), cela étant dû au trop grand nombre de dislocations créées à chaque interface, ou dans la couche graduelle.

L'analyse des clichés de microscopie électronique en transmission nous a permis de valider les conditions de croissance que nous avons choisies ( flux, température du substrat ). Les mesures d'effet Hall réalisées sur ces structures nous ont permis d'attester de la qualité électrique du tampon métamorphique, ou, tout au moins de la couche superficielle dopée.

Pour les structures de type HEMT à dopage volumique qui ont été réalisées, l'analyse des mesures d'effet Hall par un modèle à deux couches a montré les bonnes propriétés électriques du gaz bidimensionnel formé (  $\mu_{2D} > 29000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  avec  $N_s > 2 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$  ). De plus, l'insertion d'une couche d'AlInAs non dopé sous le canal du HEMT améliore les densité et mobilité du gaz.

Pour les structures à dopage plan, il apparaît que la densité de charges dans le gaz bidimensionnel ne dépasse pas les  $3,5 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$ , même si le plan de dopage comporte  $6 \times 10^{16}$  atomes de Silicium par mètre carré.

L'étude des transistors à grille longue (  $L_g > 1 \mu\text{m}$  ) a montré que les profils de commande de charge étaient conformes aux simulations effectuées précédemment, et que les plateaux des capacités  $C_g$  ont une amplitude, donc une plage de commande du gaz bidimensionnel, de l'ordre de 1 Volt en  $V_{gs}$ .

Les profils de mobilité obtenus par magnétorésistance montrent que la mobilité du gaz bidimensionnel sous la grille sont comparables à celles obtenues par effet Hall.

L'évolution de la mobilité en fonction de la densité de charges  $N_s$  est similaire à celle obtenue pour les HEMTs pseudomorphiques sur GaAs lorsque la mobilité diminue pour les  $N_s$  faibles.

La réalisation d'un HEMT métamorphique à grille submicronique (  $L_g = 0,4 \mu\text{m}$  ) nous a montré les bonnes performances intrinsèques de ce type de composant. Malgré les problèmes liés à la technologie qui n'est pas encore optimisée ( résistances d'accès importantes ), les performances hyperfréquences sont au moins comparables avec celles d'un HEMT pseudomorphique sur GaAs de géométrie identique réalisé au laboratoire. Les fréquences de coupure extrapolées des gains en courant (  $f_T$  ) et unilatéral (  $f_{max}$  ) atteignent des valeurs prometteuses pour des HEMTs à grille plus courte.

Nous avons prouvé, à l'aide de cette étude, que la croissance de GaInAs métamorphique sur substrat de GaAs était réalisable par EJM, et que la qualité des couches ainsi épitaxiées permettait la réalisation de HEMTs performants.

Cette technique peut s'adapter à n'importe quel système de matériaux, et peut donc se moduler au souhait du concepteur. La latitude que nous permet ce type de croissance pourrait permettre de résoudre certains problèmes liés par exemple aux substrats commerciaux qui ne sont pas adaptés à la fabrication de transistors ou de composants performants, ou qui n'existent pas ( GaSb, InSb, ... ).