

50376
1996
344

THÈSE

présentée à

L'Université des Sciences et Technologies de Lille

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université

Spécialité: Électronique

par

Bouchta LAYATI

**Croissance par épitaxie par jets moléculaires d'hétérostructures
AlInAs / Ga_{1-x}In_xAs / InP à dopage planaire pour application aux
transistors HEMT**

Soutenue devant la commission d'examen le 10 Décembre 1996

Membres du jury:

M	G SALMER	
M	Y DRUELLE	
M	X WALLART	
M	J MASSIES	Rapporteur
M	M A MUNOZ - YAGUE	Rapporteur
M	A CAPPY	
Mme	M VAN HOVE	



Remerciements

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

Je tiens à exprimer ma sincère gratitude à Monsieur le Professeur E Constant, directeur de l'IEMN, de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je remercie Monsieur le Professeur G Salmer directeur du DHS qui me fait l'honneur de présider le jury.

La direction de ce travail a été assurée par Monsieur le Professeur Y Druelle et Monsieur X Wallart chargé de recherche au CNRS. Je leur exprime ma plus vive reconnaissance. Leur soutien amical et leur compétence scientifique m'ont aidé de façon déterminante.

Messieurs J Massies et M A Munoz-Yague directeurs de recherche au CNRS ont accepté de rapporter ce travail. Je leur exprime toute ma reconnaissance.

Je tiens également à remercier Madame M Van Hove du laboratoire IMEC à Louvain pour la réalisation des transistors hyperfréquences et pour sa participation à la commission d'examen de ce manuscrit.

Monsieur le Professeur A Cappy a eu l'amabilité d'examiner ce travail. Je le remercie de l'intérêt qu'il m'a ainsi témoigné.

J'adresse également mes vives remerciements à Messieurs J L Codron, C Coinon, O Dehaese, J F Lampin, J L Lorriaux, F Mollot et O Schuller pour la sympathie et l'amitié qu'il m'ont témoignées et pour les nombreuses et fructueuses discussions que nous avons eues.

La partie expérimentale de cette étude a fait appel aux compétences du personnel de la centrale de caractérisation et de technologie. Je leur exprime toute ma gratitude.

J'exprime toute ma reconnaissance à l'équipe de chercheurs dirigée par Monsieur W de Raedt à l'IMEC de Louvain pour les discussions scientifiques que nous avons eues.

Monsieur J P Dehorter a assuré la reprographie, je le remercie de son aimable coopération.

Enfin je remercie de façon générale tous les membres du laboratoire pour leur marque d'amitié.

INTRODUCTION

Introduction générale

En 1997 est prévu le démarrage d'un nouveau système de communication baptisé Iridium. Ce projet prévoit la mise en orbite de soixante six satellites autour du globe terrestre à une altitude basse de 780 km. Grâce à cette couverture satellite globale les communications personnelles pourront être établies directement entre différents interlocuteurs situés sur n'importe quel point de la surface de notre planète. Ces communications ne nécessiteront que très peu d'infrastructures terrestres. On voit ainsi l'intérêt de ce genre de système non seulement dans certaines régions du monde où les réseaux téléphoniques sont très peu développés mais aussi partout ailleurs avec le développement des communications mobiles. L'orbite assez basse des satellites offre l'avantage par rapport aux orbites plus hautes d'assurer une meilleure qualité d'émission et de réception du signal, de minimiser les phénomènes d'écho et d'entraîner un faible temps de propagation des signaux.

Iridium fait parti d'un vaste projet dans lequel sont impliquées de grandes compagnies appartenant à l'industrie électronique (Motorola avec Iridium, TRW avec Odyssey (lancement prévu en 1998), larel et Qualcum avec Globalstar (lancement prévu en 1998),...). Outre les enjeux économiques considérables, Iridium et les autres systèmes doivent stimuler d'importants besoins de composants électroniques capables notamment de fonctionner de plus en plus vite avec un très faible niveau de bruit. Ce type de composant fait encore l'objet de nombreuses recherches internationales en microélectronique à partir de matériaux tels que le Silicium et surtout les composés III V.

Des efforts importants ont été réalisés ces dernières années dans le but d'étudier les matériaux III V destinés à la réalisation de composants pour des applications en optoélectronique ou en microélectronique.

Ainsi des progrès considérables ont été réalisés dans les techniques industrielles de croissance de ces matériaux soit par épitaxie par jets moléculaires (MBE) ou en phase gazeuse à partir des organométalliques (MOCVD).

L'épitaxie par jets moléculaires est une méthode très performante qui a atteint un haut niveau de maturité et qui est désormais employée comme technique de production pour composants microondes.

Plusieurs filières de composants à effet de champ microondes sont à l'étude dans les laboratoires avec comme objectifs principaux, la montée en fréquence d'une part et la puissance d'autre part.

En particulier la filière HEMT AlInAs / GaInAs / InP est très intéressante pour les performances en fréquence et la qualité des caractéristiques faible bruit des transistors.

L'objectif de notre travail a été de maîtriser la technique de croissance par épitaxie par jets moléculaires (EJM) de cette hétérostructure dans le but de réaliser au laboratoire des transistors microondes ou des amplificateurs intégrés faible bruit.

Nous nous sommes attachés à optimiser les conditions de croissance des matériaux et de l'hétérostructure afin de tirer partie, le plus efficacement possible, des effets physiques espérés (densité de charges et mobilité électronique élevées).

Dans le premier chapitre nous relatons brièvement les différentes évolutions technologiques qui ont permis de placer la filière HEMT AlInAs/GaInAs/InP en première position dans le domaine des performances hyperfréquences et faible bruit. Puis nous regroupons pour chaque composé ternaire AlInAs et GaInAs, les principales caractéristiques physiques qu'il nous a semblé utile de rappeler pour une meilleure compréhension des résultats expérimentaux.

Dans le second chapitre nous décrivons les différents modes opératoires que nous avons définis pour réaliser les croissances des matériaux. Nous rappelons le principe et le fonctionnement des différentes techniques de caractérisation que nous avons été amenés à employer pour analyser nos échantillons tant au point de vue physique que du point de vue électrique.

Enfin nous présentons dans le troisième chapitre les résultats expérimentaux. Les structures ont été optimisées dans le cas d'un canal GaInAs adapté sur InP puis dans le cas d'un canal contraint. Nous avons particulièrement étudié l'hétérostructure à dopage planaire.

A partir de ces résultats nous avons pu réaliser des structures de transistor HEMT à canal contraint dont nous présentons les résultats de caractérisations hyperfréquences.

Plan général

Introduction générale

Introduction du chapitre I.

I I Evolution de transistors à effet de champ..

I II Le Hemt AlInAs / GaInAs / InP.

I II 1 Structure de l'épitaxie.

I II 2 Relations caractéristiques.

I II 3 Choix des matériaux.

I III Caractéristiques physiques des matériaux.

III 1 Introduction.

I III 2 Structure cristalline.

I III 3 Le matériau GaInAs.

I III 4 Le matériau AlInAs.

Conclusion du chapitre I.

Introduction du chapitre II.

II I Croissance des matériaux.

II I 1 Généralités sur l'EJM.

II I 2 Description des procédures d'épitaxie de AlInAs et de GaInAs.

II II Caractérisations des matériaux.

II II 1 Caractérisations physiques.

II II 2 Caractérisations électriques.

Conclusion du chapitre II.

Introduction du chapitre III.

III I Etude préliminaire de la croissance des matériaux Al InAs et GaInAs.

III I 1 Choix des paramètres de croissance.

III I 2 Caractéristiques électriques des matériaux.

III II Etude des hétérostructures AlInAs / GaInAs / InP .

III II 1 Introduction.

III II 2 Structure directe.

III II 3 Structure inverse.

III II 4 Structure directe à canal contraint.

III II 5 Structures HEMT.

Conclusion du chapitre III.

Conclusion générale.

Chapitre 1

RAPPEL DE BASES

Chapitre 1

Rappels de bases

Introduction:

Dans ce premier chapitre nous rappelons les différentes évolutions technologiques qui ont conduit à la filière AlInAs / GaInAs / InP pour la fabrication du transistor HEMT par rapport aux autres filières.

Après avoir exposé brièvement le fonctionnement de ce type de transistor, nous rappelons quelques grandeurs caractéristiques du transistor qui vont nous permettre de connaître le niveau de performances statiques et fréquentielles de ce composant.

Ensuite nous montrons l'intérêt de l'emploi du substrat InP en citant un état de l'art des performances relevées dans la bibliographie avec des HEMT AlInAs / GaInAs sur InP.

Enfin quelques propriétés physiques importantes des matériaux AlInAs et GaInAs seront abordées afin de mieux cerner les potentialités électriques intrinsèques de chaque matériau.

Plan du chapitre I

I I Evolution des transistors à effet de champ.

I II Le HEMT AlInAs / GaInAs / InP.

I II 1 Structure de l'épitaxie

I II 1 1 Définition

I II 1 2 Formation du gaz 2D.

I II 1 3 La commande du gaz 2D.

I II 2 Relations caractéristiques.

I II 2 1 Courant drain en fonction de V_{gs}

Régime linéaire.

Régime de saturation.

I II 2 2 Transconductance.

I II 2 3 Conductance de sortie.

I II 2 4 caractéristiques dynamiques hyperfréquences du HEMT.

I II 3 Choix des matériaux.

I II 3 1 Substrat GaAs.

I II 3 2 Substrat InP.

I II 4 Etat de l'art des Hemt AlInAs / GaInAs / InP.

I III Caractéristiques physiques des matériaux.

I III 1 Introduction.

I III 2 Structure cristalline.

I III 3 Le matériau GaInAs.

I III 3 1 Structure de bande.

I III 3 2 Paramètre de maille.

I III 3 3 Masse effective.

I III 3 4 Mobilité.

I III 4 Le matériau AlInAs

I III 4 1 Structure de bande.

III 4 2 Paramètre de maille.

I III 4 3 Masse effective.

I III 4 4 Mobilité.

I I Evolution des transistors à effet de champ .

Au cours des années 1970, les laboratoires s'intéressent de plus en plus au matériau semiconducteur Arséniure de Gallium pour ses performances électriques supérieures à celles obtenues avec le Silicium et notamment en ce qui concerne la mobilité électronique.

On a vu ainsi apparaître les transistors à effet de champ en Arséniure de Gallium, [1] appelés MESFET (Métal Semiconductor Field Effect Transistor).

De nombreuses études ont été menées depuis sur ce composant qui est aujourd'hui très couramment utilisé en tant qu'élément d'amplification ou de génération faible signal dans une gamme de fréquences allant de quelques gigahertz jusque quelques dizaines de gigahertz.

Une des limitations des performances du composant aux plus hautes fréquences est liée au phénomène d'interactions électrons-impuretés dans le canal GaAs du transistor.

L'idée de base [2] pour limiter ce problème a été de séparer spatialement les électrons du canal et les impuretés donneuses d'électrons en utilisant une hétérojonction constituée d'un semi-conducteur dopé avec une grande bande interdite et d'un matériau non dopé et à petite bande interdite pour le canal.

La structure de bande de l'hétérojonction représentée sur la figure 1 crée un puits de potentiel à l'interface des deux matériaux

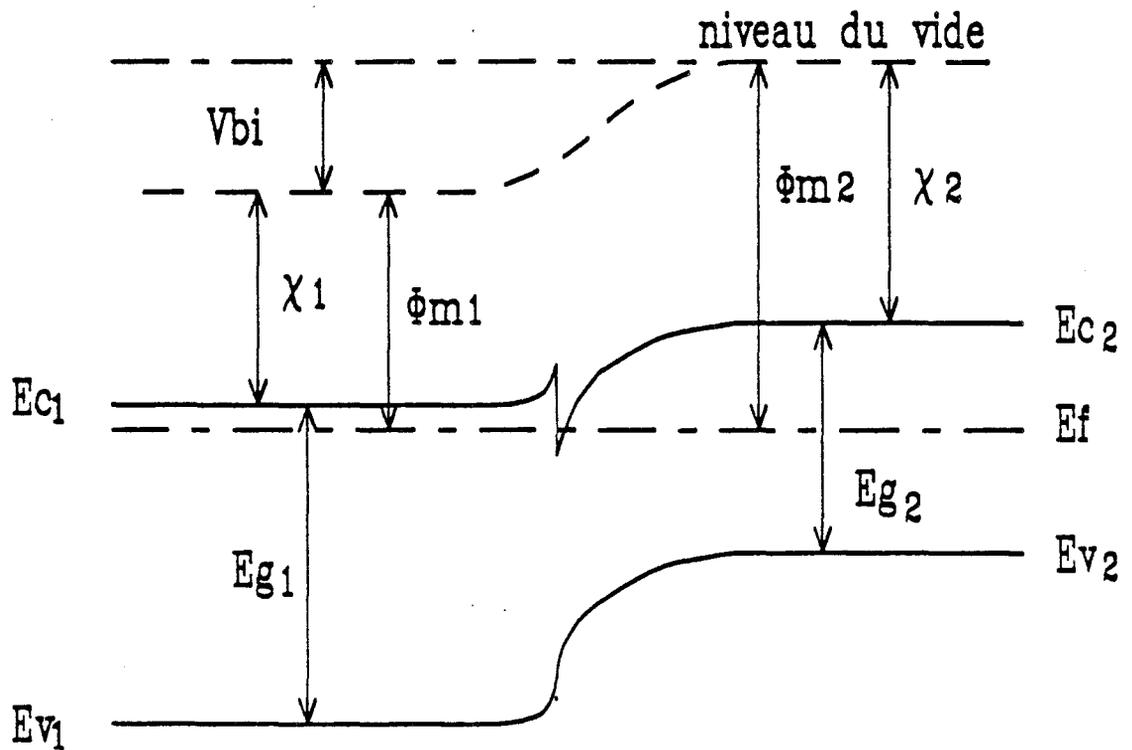
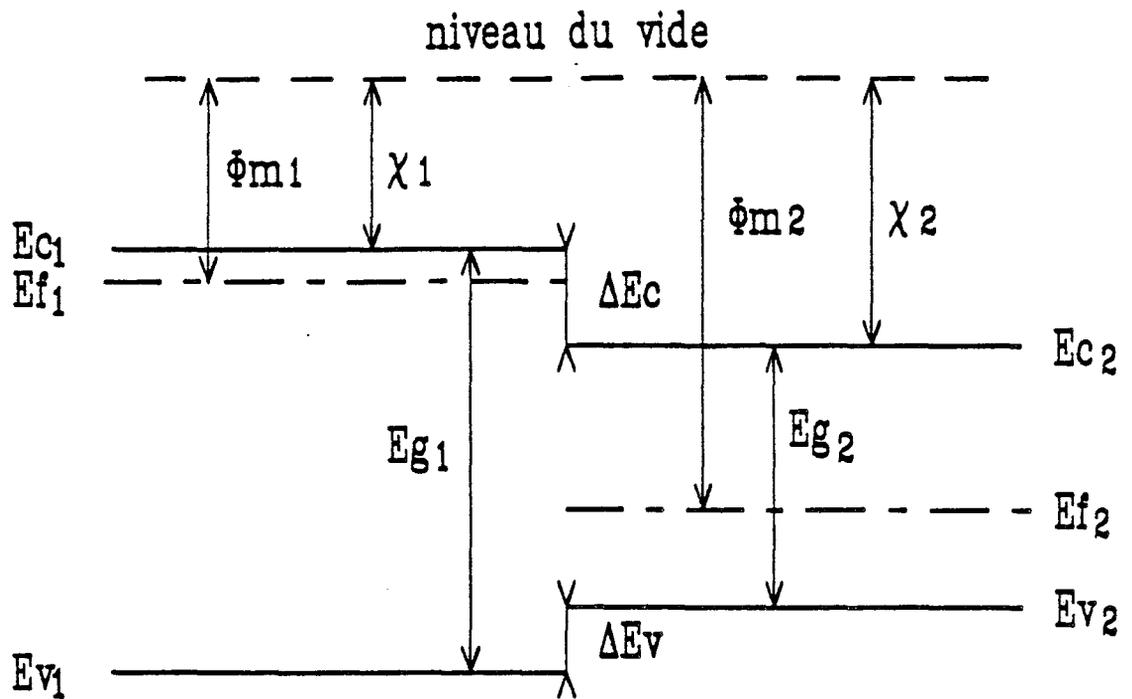


Figure I 1: Modèle d'Anderson d'une hétérojonction.

caractérisés par leur niveau de Fermi E_f , de bande de conduction E_c , de bande de valence E_v . Leur travail de sortie et leur affinité électronique sont notés respectivement Φ_m et χ .

Les électrons transférés depuis la couche donneuse, occupent les niveaux d'énergie du puits et constituent une zone conductrice quasi-bidimensionnelle formée par un gaz bidimensionnel (2D). Le transfert d'électrons provient de l'occupation des niveaux d'énergie du puits de potentiel créé à l'interface. Les transistors basés sur ce type de modèle sont appelés High Electron Mobility Transistor (HEMT) ou Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor (TEGFET) ou encore Modulation Doped Field Effect Transistor (MODFET).

Ils furent réalisés pour la première fois en 1980 avec une structure d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ déposé sur substrat semi-isolant GaAs [3, 4]. L'adaptation en maille entre les deux matériaux est pratiquement vérifiée quelle que soit la fraction molaire 'x' d'Aluminium. En pratique x est généralement choisie largement inférieure à 0.4, valeur au-delà de laquelle la bande interdite de l'AlGaAs devient indirecte. L'utilisation du Hemt GaAlAs / GaAs reste importante dans le domaine de l'amplification faible signal. Cependant ce dispositif présente une faible discontinuité de bande de conduction à l'hétérojonction d'environ $\Delta E_c = 0.3 \text{ V}$ pour $x = 0.3$. L'existence de pièges profonds appelés centres DX dans l'AlGaAs dus à la présence d'Aluminium limite le transfert électronique dans le canal à des valeurs de l'ordre de 10^{12} cm^{-2} .

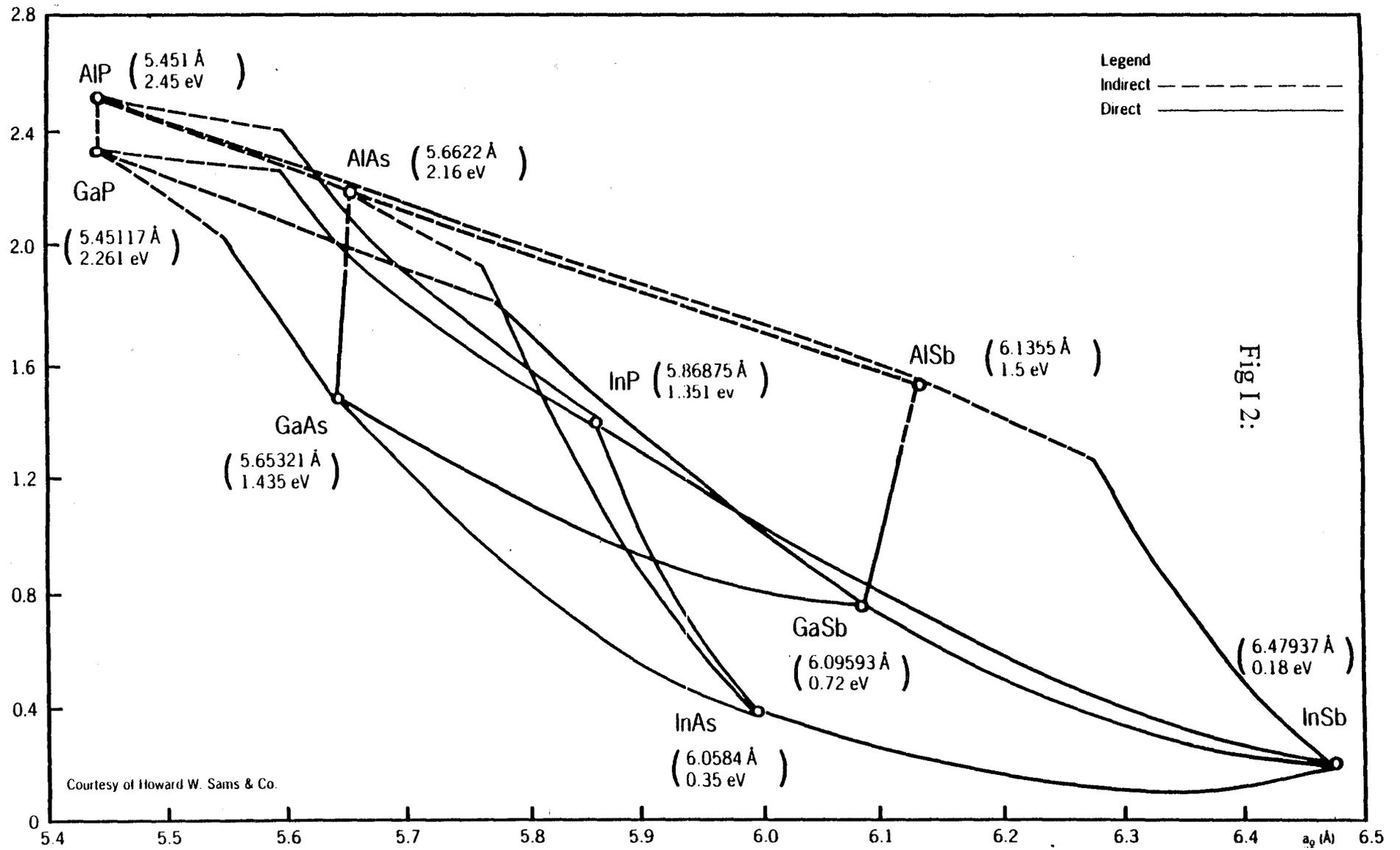


Fig I.2:

Figure I 2: Energie de bande interdite en fonction du paramètre de maille pour les principaux composés III V.

L'étape suivante consiste à utiliser le matériau ternaire $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ pour le canal du transistor [5]. Ce matériau présente non seulement une hauteur de bande interdite plus petite que le GaAs mais aussi une meilleure mobilité pour les électrons. On augmente ainsi le ΔE_c de l'hétérojonction AlGaAs / GaInAs ce qui est favorable au Hemt. Il apparaît cependant un problème pratique lié à la variation du paramètre de la maille cristalline en fonction de la composition d'Indium comme le montre le graphe de la figure 2. Au-delà d'une certaine épaisseur de GaInAs épitaxié sur GaAs l'énergie élastique emmagasinée dans la couche contrainte peut être relaxée et conduire à l'apparition de dislocations au niveau de l'interface avec le substrat ainsi que le montrent les schémas représentés sur la figure I 3. Cette détérioration de la qualité cristalline vient alors perturber le comportement électrique de l'hétérojonction. On peut considérer que l'adaptation en maille d'une couche de GaInAs d'épaisseur égale à 20 nm sur un substrat GaAs reste vraie si la proportion d'Indium est inférieure 0.2. On obtient ainsi un canal GaInAs contraint en compression: c'est la filière pseudomorphique. Les densités de charges N_s , transférées sont plus élevées que dans le cas précédent et sont d'environ $1.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Plus on augmente la composition d'Indium dans le canal et plus on améliorera les propriétés électriques. Cependant compte tenu de la variation de la dimension de la maille cristalline et la nécessité de maintenir une épaisseur de canal suffisante de l'ordre de 20 nm, on est amené à changer la nature des matériaux de l'hétérojonction et du substrat afin de conserver une bonne une bonne qualité cristalline de la structure.

En se référant à la figure 2, il est évident que la structure AlInAs/ GaInAs /InP est la plus favorable.

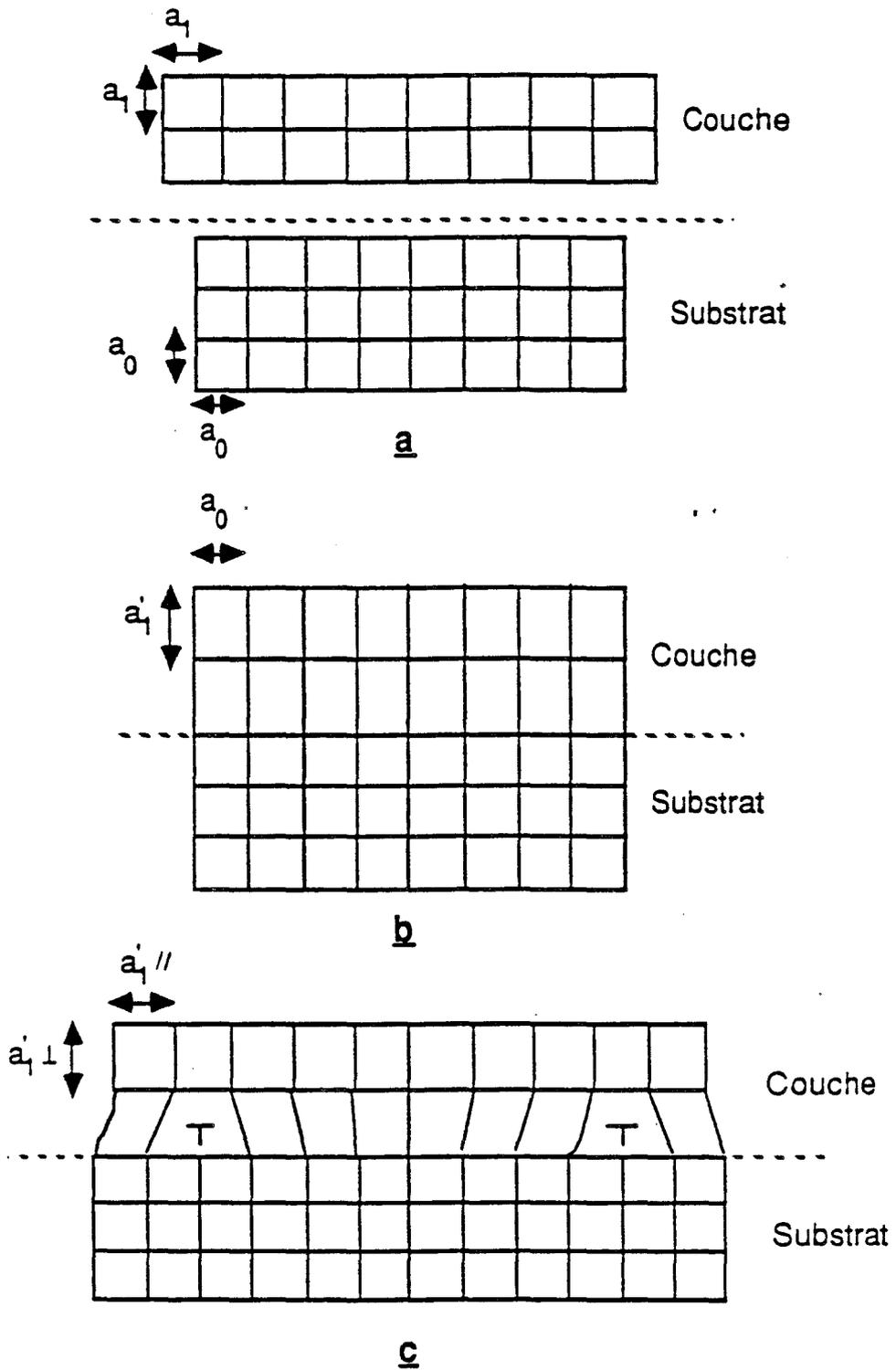


Fig I 3: a -Epitaxie d'une couche de paramètre a_1 sur un substrat de paramètre $a_0 < a_1$.
 b -Cas d'une couche adaptée en maille sur le substrat avec une déformation tétragonale de la maille de la couche.
 c - La désadaptation est partiellement compensée par une relaxation plastique sous forme de dislocations.

La composition d'Indium du GaInAs est dans ce cas égale à 0.53. La discontinuité de la bande de conduction est augmentée à 0.5 eV. La charge électronique du gaz 2D peut varier jusqu'à une valeur de l'ordre de $2.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ avec une mobilité qui peut être supérieure à $10000 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$ à 300K.

On peut également envisager dans cette filière un canal pseudomorphique en augmentant la composition d'Indium jusque 75 % afin d'accroître la mobilité dans le canal.

Les transistors réalisés dans cette filière ont démontré leur supériorité par rapport aux autres structures dans les applications faible bruit et hyperfréquences avec des fréquences de coupure supérieures à 120 GHz.

I II Le HEMT AlInAs / GaInAs / InP.

I II 1 Structure de l'épitaxie.

I II 1 1 Définition:

La structure d'un HEMT conventionnel de la filière AlInAs / GaInAs / InP est représentée sur la figure I 4.

On épitaxie sur le substrat une couche d'AlInAs non dopée, appelée couche tampon pour absorber les défauts de la surface du substrat et obtenir une bonne qualité cristalline de l'ensemble de la structure[6]. Cette

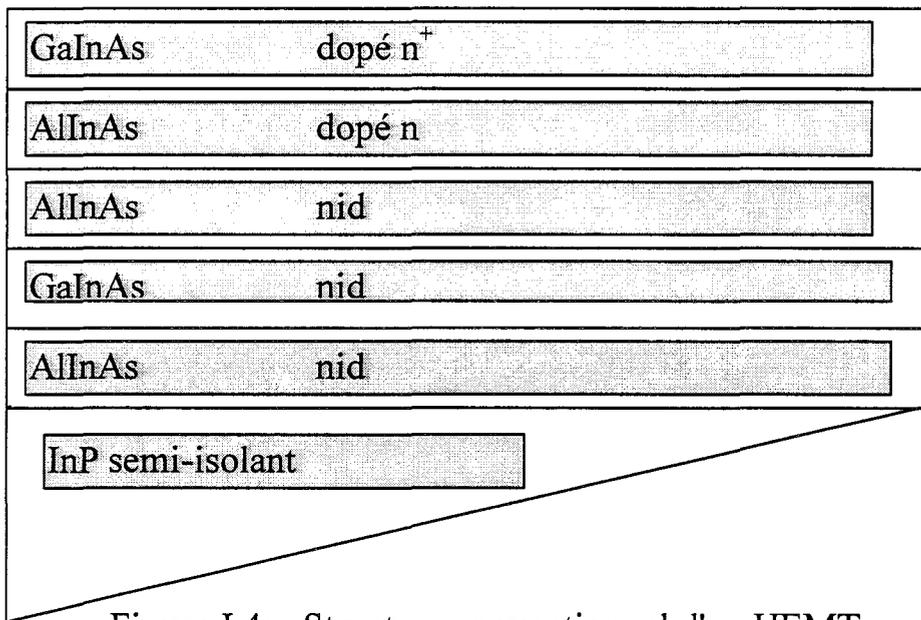


Figure I 4: Structure conventionnel d'un HEMT de la filière AlInAs / GaInAs sur InP.

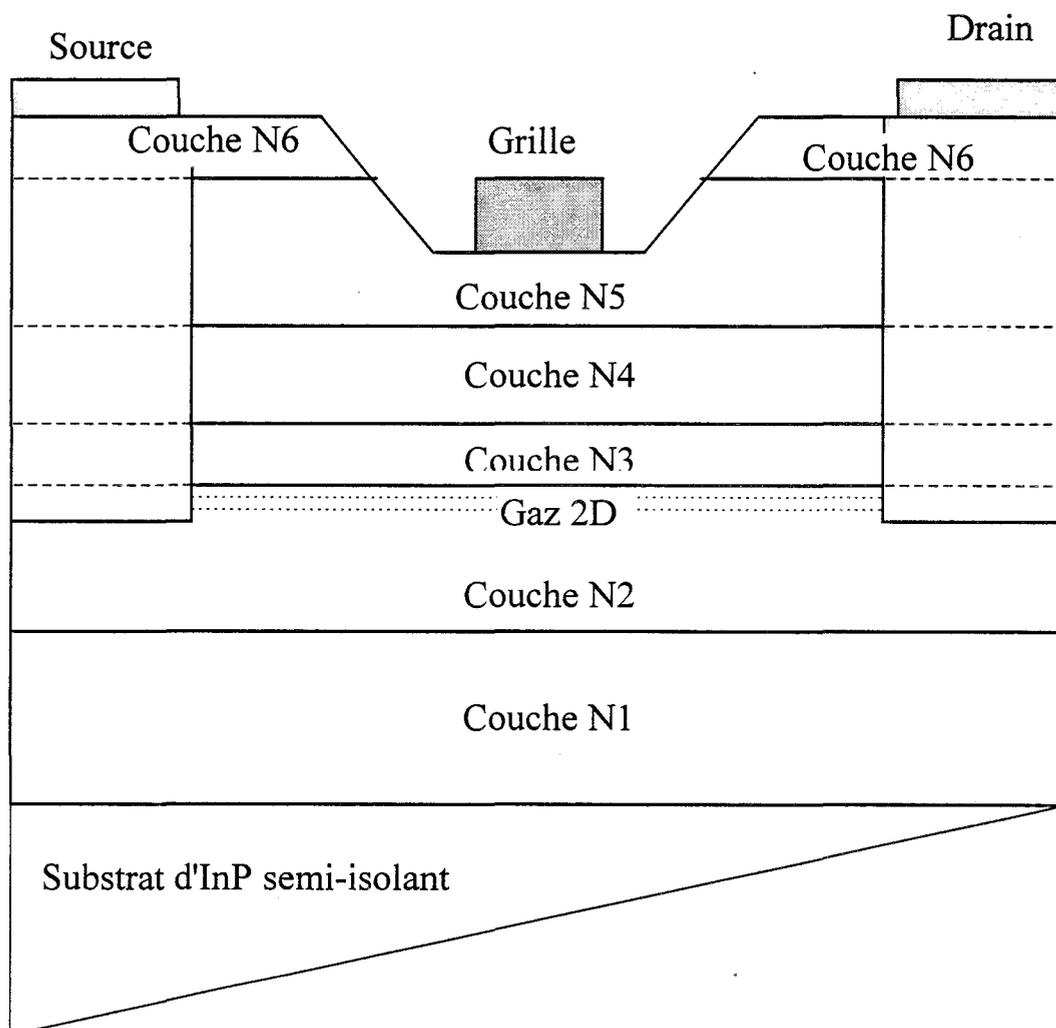


Figure I 5: Structure de base du HEMT AlInAs / GaInAs sur InP

couche d'épaisseur suffisante composée d'un matériau à grand gap (AlInAs) crée une barrière de potentiel pour les électrons du canal qui resteront confinés dans celui-ci en réduisant le courant de fuite par le substrat. Ce courant de fuite sera d'autant plus faible que la résistivité de la couche tampon sera grande.

La couche supérieure de la structure composée de GaInAs dopée n^+ facilite la diffusion des contacts ohmiques pour la réalisation des électrodes de source et de drain.

Cette couche de contact est enlevée dans la zone de commande de l'hétérojonction AlInAs / GaInAs pour réaliser le transistor comme le montre le schéma de la figure I 5.

Le contact Schottky constituant la grille de commande du transistor est réalisé sur la couche AlInAs non dopé (couche N5) afin de bénéficier d'une barrière de potentiel la plus grande possible dans ce système.

Les électrons de la couche donneuse (couche N4: AlInAs dopé n^+) sont transférés dans le canal GaInAs (couche N2).

Les électrons du gaz 2D dans le canal (couche N2) sont séparés spatialement des impuretés ionisées de la zone donneuse par une fine couche d'AlInAs non dopée (couche N3) appelée espaceur.

I II 1 2 Formation du gaz 2D

Le diagramme de la structure de bande de l'hétérojonction est représentée sur la figure I 6 où Φ_M est la barrière de potentiel entre le métal et le semiconducteur et V_G la tension de grille appliquée.

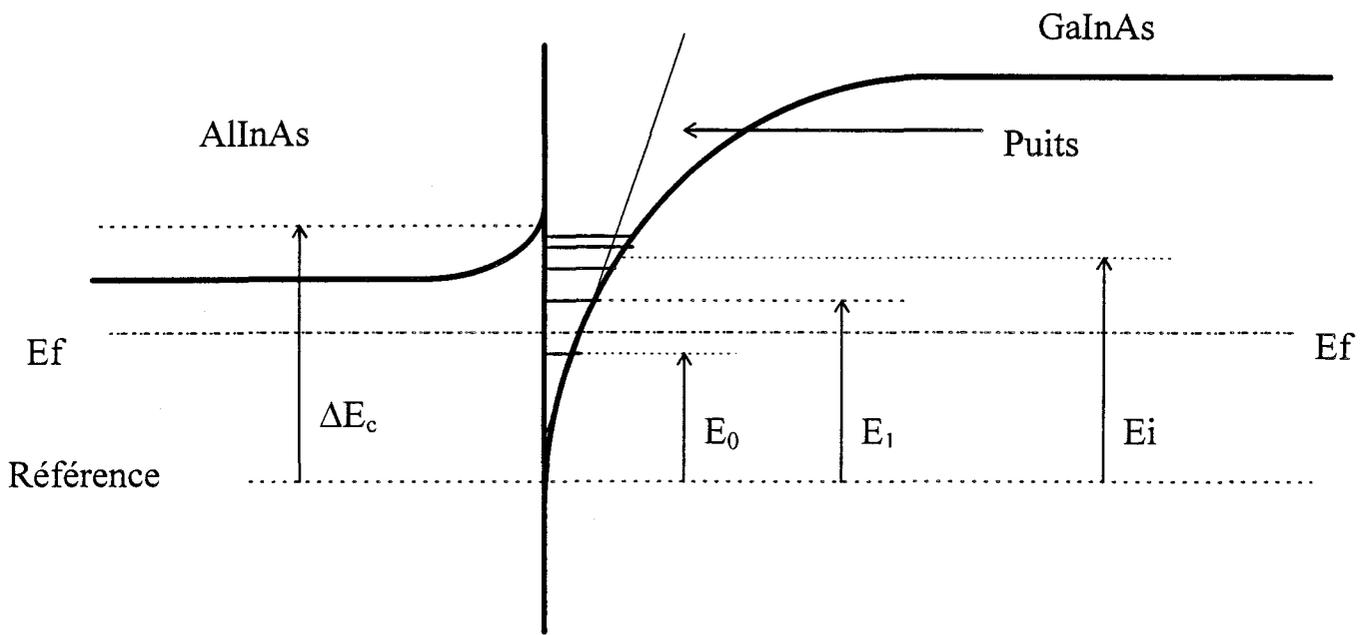


Figure I6: Sous bandes et approximation triangulaire du puits de potentiel de l'hétérojonction AlInAs / GaInAs à l'équilibre thermodynamique.

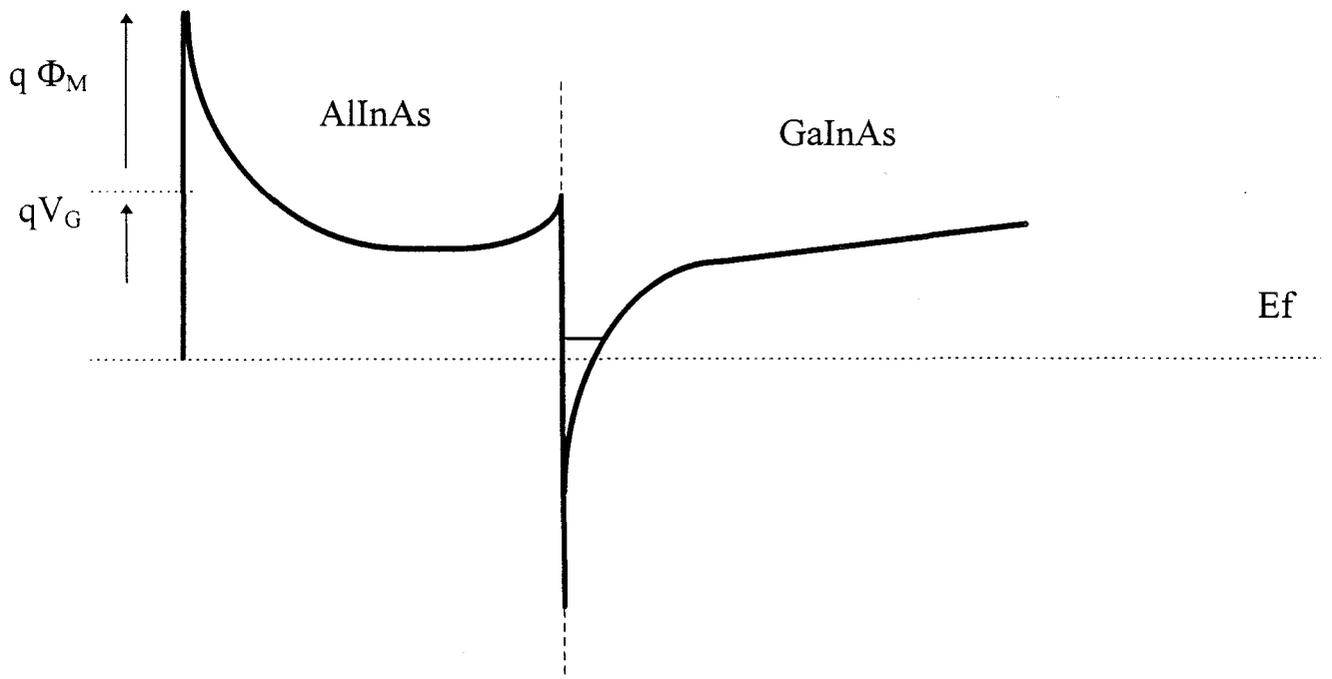


Figure I 7: Diagramme de bande d'une hétérojonction dont la couche d'accumulation est contrôlée par une jonction Schottky.

La largeur du puits de potentiel formé à l'interface est d'environ une centaine d' Angström [7]. Les effets quantiques sont caractérisés par des sous bandes d' énergie de niveau E_0, E_1, \dots, E_i auxquels on peut relier un taux d' occupation par les électrons. A partir de la résolution auto-cohérente des équations de Schrödinger et de Poisson et en supposant la forme du puits de potentiel triangulaire on aboutit aux relations suivantes [8]:

$$E_0 \text{ (eV)} = \gamma_0 n_s^{2/3}$$

$$E_i \text{ (eV)} = \gamma_1 n_s^{2/3}$$

Ou E_i représente l'énergie du niveau i , γ_i est un coefficient et n_s représente la densité de charges négatives accumulées dans le puits

Des études [5] ont montré que plus de 80% des porteurs libres remplissent les deux premiers niveaux.

Le nombre d'électrons N_s déduit de la statistique de Fermi-Dirac s'exprime par la relation suivante, en considérant deux niveaux de peuplement E_1 et E_0 [9]:

$$N_s = \frac{m_n kT}{\pi h^2} \text{Ln} \left[\left(1 + \exp \left(\frac{q(E_f - E_0)}{kT} \right) \right) \times \left(1 + \exp \left(\frac{q(E_f - E_1)}{kT} \right) \right) \right]$$

m_n est la masse effective de l'électron, k la constante de Boltzmann, h la constante de Planck, q la charge de l'électron, E_f le niveau de Fermi et T la température.

I II 1 3 La commande du Gaz 2D

Sous l'effet d'un champ électrique, les électrons transférés à l'interface de l'hétérojonction se déplacent entre la source et le drain et constituent le courant de drain I_d .

On applique ensuite une tension grille source (V_{gs}) sur la barrière Schottky afin de transférer plus ou moins d'électrons de la couche donneuse vers le canal.

L'équilibre thermodynamique dans la structure est rompu et le niveau de Fermi est décalé de $q V_{gs}$ [10] comme le montre le schéma de la figure I 7.

Ainsi par variation de cette tension V_{gs} on parvient à moduler le courant drain I_d dans le canal. En l'absence de tension extérieure si le canal est déjà peuplé électroniquement on dit que le composant est 'normally on' dans le cas contraire il s'agit d'un fonctionnement 'normally off'.

Plusieurs modèles analytiques développés entre autres par Delagebeaudeuf [10] et al ou encore Shey et al [11] ont été élaborés pour traduire de manière plus ou moins proche de la réalité l'évolution de la commande de charges dans le canal en fonction de la tension grille.

La charge à l'interface le long du canal s'exprime en fonction de V_{gs} par la relation:

$$Ns(x) = \frac{\varepsilon}{qd} (V_{gs} - V_{th} - V(x))$$

Où ε est la constante diélectrique de la couche barrière, q la charge absolue de l'électron, d la distance entre la grille et le canal, V_{th} la tension de seuil sur la grille pour laquelle le canal commence à conduire. V_{th} a pour expression:

$$V_{th} = \Phi_m + V_{Ef} - V_{\Delta Ec} - V_p$$

Où V_p est défini comme la tension de pincement du gaz et s'exprime par la relation:

$$V_p = \frac{qNd}{2\varepsilon} (d-e)^2$$

Nd représente la densité volumique de charges dans la couche AlInAs dopée, e l'épaisseur de l'espaceur et d la distance entre la grille et le canal.

En tenant compte à la fois de la commande de charges et de la géométrie du transistor, on peut écrire les relations caractéristiques traduisant le fonctionnement statique du transistor.

I II 2 Relations caractéristiques du transistor:

I II 2 1 Courant drain en fonction de V_{gs} :

Nous rappelons d'abord l'évolution du courant de drain résultant du déplacement des électrons dans le gaz pour un composant de largeur Z :

$$I_{DS} = q Z N_s(x) v(x)$$

Où N_s représente la densité surfacique de charges dans le gaz et v la vitesse des électrons dans le canal.

Cette expression montre que l'intensité du courant dans le canal est proportionnel au nombre d'électrons transférés.

La relation ci-dessous s'exprime en fonction de la tension V_{gs} et de la tension Drain Source:

a En régime linéaire:

$$I = \mu Z \frac{\varepsilon}{d} (V_{gs} - V_c(x) - V_{th}) \frac{dV_c(x)}{dx}$$

Où $V_c(x)$ représente la tension dans le canal créée par la différence de potentiel entre le drain et la source, μ la mobilité des électrons et Z la largeur de la grille.

Soit encore en prenant en compte la longueur L de la grille et la tension V_D au niveau du drain:

$$I = \mu \frac{Z \varepsilon}{L d} [(V_{gs} - V_{th})V_D - \frac{V_D^2}{2}]$$

b en régime de saturation:

$$I_{sat} = \mu \frac{Z \varepsilon}{L d} \frac{V_{Dsat}^2}{2}$$

Où V_{dsat} est la tension de drain à partir de laquelle les électrons atteignent leur vitesse de saturation.

I II 2 2 -Transconductance:

Pour mieux saisir l'efficacité de la commande d'injections de porteurs dans le canal on écrit la transconductance, g_m :

$$g_m = \frac{\delta I_{DS}}{\delta V_{GS}} \quad \text{à } V_{DS} \text{ constante.}$$

Dans l'étude expérimentale qui nous intéresse cette grandeur augmente d'une part avec N_s et d'autre part avec la diminution de la distance séparant le contact de grille et la zone active. La transconductance dépend aussi fortement de la qualité du transport électronique dans le semiconducteur où est créé le gaz bidimensionnel. Cependant une distance trop courte entre la grille et le canal entraîne une tension de pincement du canal trop faible d'où un compromis à trouver sur ces épaisseurs. Une densité

de charges aussi élevée dans la couche AlInAs dopée peut faire apparaître une conduction parallèle supplémentaire à la conduction du canal commandée par V_{gs} . La commande d'injection est alors perturbée et est caractérisée par un mauvais g_m .

I II 2 3 Conductance de sortie:

La variation du courant en fonction du champ électrique existant entre la source et le drain se traduit par la conductance de sortie. Elle est définie par:

$$g_d = \frac{\delta I_{DS}}{\delta V_{DS}} \text{ à } V_{GS} \text{ constante.}$$

C'est un paramètre assez difficile à prévoir précisément car il met en jeu des phénomènes physiques complexes, surtout à fort V_s [12]. Il doit être très proche de zéro pour un bon composant.

Une conductance de sortie élevée est le signe d'une diminution du nombre de porteurs dans la zone d'accumulation. Ceux-ci peuvent subir des effets de piégeages en dehors du canal. Ce phénomène va en s'accroissant avec le dopage de la couche donneuse. Il est indispensable d'assurer un bon confinement du gaz 2D dans le canal. C'est pourquoi la bonne qualité de la couche tampon AlInAs apparaît essentiel pour obtenir une faible valeur du g_d .

Les grandeurs caractéristiques du transistor dont nous venons de rappeler les relations, dépendent de la qualité des matériaux épitaxiés et du choix de la structure de l'hétérojonction. Ces relations définissent le fonctionnement statique du transistor. Les performances hyperfréquences du transistor sont également sensibles à la topologie choisie et au processus de fabrication du transistor.

Nous rappelons dans le paragraphe suivant les relations essentielles définissant les caractéristiques dynamiques.

I II 2 4 Caractéristiques dynamiques hyperfréquences du HEMT:

Nous rappelons sur la figure I 8, le schéma équivalent dynamique du HEMT.

La zone délimitée par le cadre en pointillé représente le transistor intrinsèque. Les autres grandeurs représentent les éléments d'accès entre la zone active et le milieu extérieur.

Le comportement en fréquence du transistor traduit les performances dynamiques. On définit la fréquence de coupure des porteurs encore appelée F_c :

$$F_c = \frac{g_m}{2\pi C_{gs}} = \frac{1}{2\pi\tau} (1 + \varepsilon(V_{gs}))$$

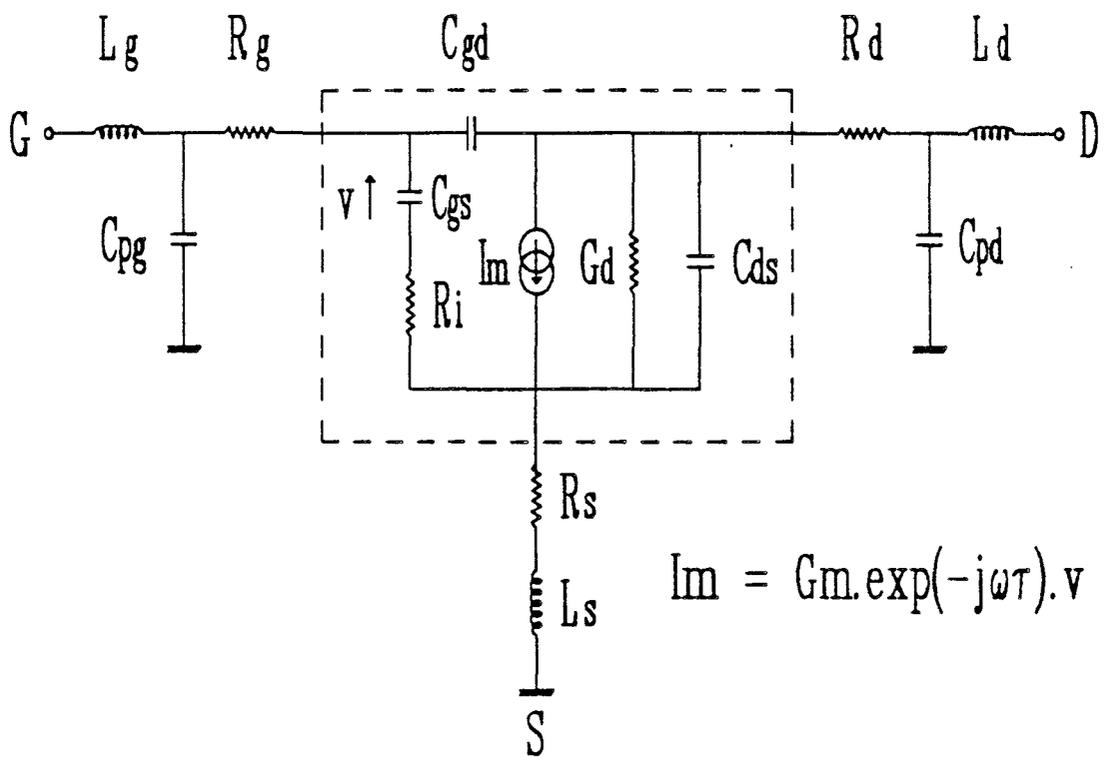


Figure I 8:

schéma équivalent petit signal d'un transistor à effet de champ.

τ est le temps de transit des électrons sous la grille et $\epsilon(V_{gs})$ représente un terme correctif qui dépend des variations de la vitesse moyenne et de l'épaisseur du canal conducteur avec la tension V_{gs} .

La fréquence de transition est égale à la fréquence pour laquelle le gain en courant intrinsèque est égal à 1. Cette fréquence de transition a pour expression [13]:

$$F_T = \frac{g_m}{2\pi(C_{gs} + C_{gd} + C_{pg})}$$

Où g_m représente la transconductance, C_{gs} la capacité grille-source, et C_{gd} la capacité grille-drain et C_{pg} la capacité plot grille.

La plage d'utilisation maximale du transistor est définie par la fréquence maximale d'oscillations, F_{max} qui a pour expression :

$$F_{max} = \frac{F_c}{(4R_o g_d + 4F_c R_g C_{gd})^{1/2}}$$

$$\text{Avec } R_o = R_i + R_s + R_g$$

L'utilisation du HEMT en amplification doit prendre en compte les effets sur le rapport signal sur bruit provoqués par les différentes sources de bruit du transistor qui sont essentiellement des bruits de diffusion et de grenaille aux très hautes fréquences[14]. Les performances en bruit du composant sont caractérisées par le facteur de bruit. On définit alors un

facteur de bruit minimum, F_{\min} dont l'évolution théorique assez complexe est donné par plusieurs modèles.[15, 16]

Pratiquement F_{\min} dépend de la longueur de grille, de la mobilité électronique et de la distance entre la grille et le canal.

Il est beaucoup plus difficile d'établir des corrélations entre les performances dynamiques du transistor et les conditions de croissance de l'hétérojonction. En effet en régime dynamique, les éléments passifs du schéma équivalent sont des facteurs limitatifs. Ces éléments sont essentiellement liés aux procédures technologiques de la fabrication du transistor et à la topologie. Par contre les propriétés électriques des matériaux qui sont primordiales dépendent des méthodes d'élaboration.

Le but de ce travail n'est pas d'étudier la fabrication technologique des transistors HEMT. Nous nous limitons donc aux conditions de croissance des matériaux et des hétérojonctions et à la caractérisation électrique des structures.

En conclusion de ces rappels sur le fonctionnement du HEMT, si on considère les expressions du courant et du g_m , on voit que le principal critère que l'on retrouve dans ces grandeurs physiques caractéristiques est le produit ($N_s \times \mu$). Il doit être le plus grand possible.

Il faut choisir un matériau pour le canal assurant une grande mobilité pour les électrons d'une part et un couple de matériau pour

l'hétérojonction qui présente la plus grande discontinuité de bande de conduction pour que le nombre de porteurs libres transférés dans le canal soit maximal.

On est donc amené à choisir d'abord une filière de matériaux pour les bonnes performances physiques recherchées, mais il est aussi nécessaire de prendre en compte d'autres critères notamment ceux liés à la croissance et à la qualité cristalline des matériaux.

Par ailleurs il est indispensable d'optimiser les dimensions de la structure afin de rendre plus efficace le produit ($N_s \times \mu$) et de minimiser les éléments de conduction parallèle qui pourraient subsister dans les couches donneuses ou dans la couche tampon et qui réduiraient les performances globales du transistor.

C'est l'étude que nous présentons dans le chapitre III.

I II 3 Choix des matériaux.

L'objectif de ce travail étant l'étude des conditions de croissance des hétérojonctions AlInAs / GaInAs. Nous nous limiterons donc à ce type de filière.

Au laboratoire nous disposons d'un bâti d'épitaxie par jets moléculaires pour réaliser les structures. Dans ce bâti, nous pouvons indifféremment utiliser les substrats GaAs ou InP et il nous faut donc choisir une filière.

I II 3 1 Le substrat GaAs.

La croissance des matériaux $\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$ / $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ sur un substrat GaAs pose un gros problème à cause du désaccord de maille entre matériau épitaxié et substrat. Celui-ci est d'environ quelques pour-cent.

Une croissance sans précaution particulière crée des dislocations de désadaptation qui peuvent émerger dans les couches actives du transistor et détériorer les caractéristiques électriques.

La croissance d'une couche tampon dite métamorphique, entre le substrat et les couches actives permet d'obtenir une structure de transistor AlInAs / GaInAs sur un substrat GaAs tout à fait performante [17].

Pour notre part nous avons choisi la croissance sur un substrat InP.

I II 3 2 Le substrat InP.

Celui-ci bien que beaucoup plus fragile mécaniquement et plus cher que le GaAs représente un support intéressant pour la fabrication de Hemt. Il permet en effet la réalisation de l'hétérojonction $\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$ / $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ avec un très bon accord cristallographique pour une fraction molaire d'InAs respectivement égale à $x = 0.53$ et $y = 0.52$. Les bonnes propriétés électriques de ces matériaux énoncées en introduction sont donc ici plus facilement accessibles. A condition de ne pas dépasser une certaine épaisseur pour rester adapté en maille sur InP il est possible en augmentant la proportion d'Indium dans le $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ d'améliorer l'offset de bandes de

conduction de l' hétérojonction. On récupère ainsi dans le canal une densité surfacique de porteurs libres et une mobilité associée plus élevées ce qui permet, comme nous l'avons déjà vu, de mieux optimiser les performances du composant. Enfin l'InP possède une bien meilleure conductivité thermique que le GaAs ($0.68 \text{ W cm}^{-1}\text{K}^{-1}$ contre $0.44 \text{ W cm}^{-1}\text{K}^{-1}$) [18]. Ce qui peut être un avantage.

En conclusion, l'utilisation du substrat InP pour la fabrication de transistors Hemt $\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As} / \text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ est actuellement le meilleur candidat pour répondre aux applications hyperfréquences et faible bruit [19].

Pour mieux exprimer les fortes potentialités de la filière InP nous allons maintenant présenter un aperçu de quelques résultats relevés dans la littérature.

I II 4 Etat de l'art des transistors HEMT AlInAs / GaInAs / InP.

Pour établir une hiérarchie dans les performances hyperfréquences des transistors, nous avons choisi de prendre en compte la fréquence de coupure du gain en courant (F_T) et le facteur de bruit minimum (F_{\min}). La figure I 9 montre l'évolution du F_T en fonction de la longueur de grille du transistor pour toutes les structures réalisées actuellement. Outre le fait que la fréquence de transition F_T augmente lorsque la longueur de grille diminue, on observe sur la figure I 9 qu'à longueur de grille constante, c'est

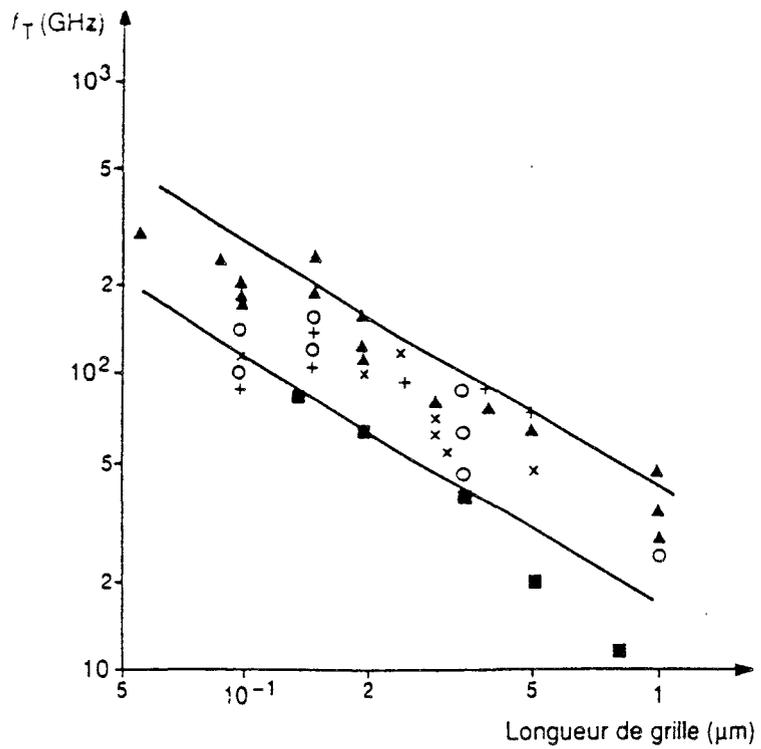


Figure I 9:

- + MEFET GaAs
- x HEMT conventionnel
- o HEMT pseudomorphique
- ▲ HEMT sur InP
- MOSFET Si

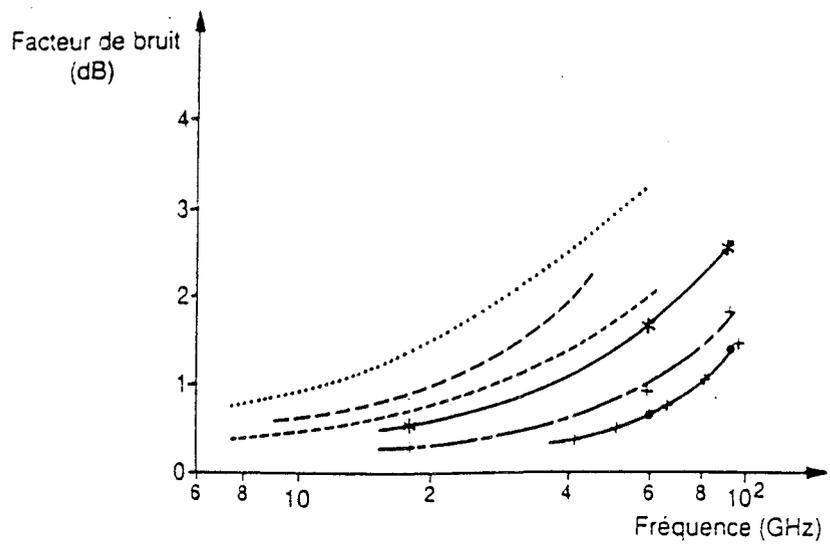


Figure I 10:

- MEFET GaAs ($L_G = 0,25 \mu\text{m}$)
- HEMT AlGaAs/GaAs ($L_G = 0,25 \mu\text{m}$)
- MEFET GaAs ($L_G = 0,2 \mu\text{m}$)
- * HEMT AlGaAs/GaInAs ($L_G = 0,15 \mu\text{m}$)
- + HEMT AlInAs/GaInAs ($L_G = 0,15 \mu\text{m}$)
- HEMT AlInAs/GaInAs ($L_G = 0,1 \mu\text{m}$)

pratiquement toujours la structure Hemt de la filière InP qui présente un F_T supérieur.

La figure I 10 montre l'évolution du facteur de bruit en fonction de la fréquence. On observe là aussi la supériorité des Hemt AlInAs/GaInAs/InP.

Pour les transistors de cette filière, nous avons reportés dans le tableau suivant quelques résultats résumant les meilleurs performances relevées pour quelques paramètres.

Paramètre	Valeur	canal	Longueur de grille	Référence
F_T	340 GHz	adapté	0.05 μ m	Hughes Research Laboratories
F_{min}	0.7 dB à 18 GHz 1.2 dB à 94 GHz	Pseudo-morpique	0.1 μ m	Martin Marietta Laboratories
$g_{m_{ext}}$	1550 mS/mm	Pseudo-morpique	0.1 μ m	TRW Inc
G_d	50 mS/mm	Pseudo-morpique	0.1 μ m	Univ Michigan
IDS	1.2 A/mm	Pseudo-morpique	0.1 μ m	Univ Michigan

On note un $F_T = 340$ GHz [20] et un $F_{min} = 0.65$ dB à 6 GHz (1.2 dB à 94 GHz et un gain associé de 5 à 6 dB) [21]. On retrouve la supériorité de cette filière en citant d' autres valeurs à savoir: une transconductance de 1550 mS/mm[22], une conductance de sortie de 50 mS/mm [22] et un courant de

drain de 1.2 A/mm [23]. Tous ces résultats sont obtenus pour des transistors à grille submicronique dans lesquels la densité surfacique de porteurs est d'environ $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ avec une grande mobilité électronique de l'ordre de $10000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à température ambiante.

Cependant les très bonnes performances évoquées précédemment ne doivent pas cacher les inconvénients de ce type de filières.

Les opérations de fabrication des transistors sont délicates notamment pour maintenir de faibles résistances de contact de source et de drain. Le creusement du recess pour réaliser le contact Schottky de grille doit être parfaitement maîtrisé compte tenu des faibles épaisseurs des couches de la structure[24, 25].

Les matériaux utilisés présentent des propriétés physiques intéressantes mais aussi quelques inconvénients.

La barrière de potentiel de la Schottky réalisé sur le matériau AlInAs est faible.

Le canal GaInAs avec un taux d'Indium élevé est très sensible au phénomène d'ionisation par impacts et par conséquent à la tension V_{ds} [26, 27]. C'est pourquoi de nombreuses études d'optimisation du transistor restent à encore à venir bien que les potentialités de la structure aient été démontrées.

Après avoir évoqué les raisons qui ont motivé le choix de la filière, l'objet de notre travail concerne l'étude des conditions de croissance des matériaux AlInAs et GaInAs sur InP. Nous rappelons dans le paragraphe suivant quelques caractéristiques physiques importantes de ces matériaux.

I III Caractéristiques physiques des matériaux.

I III 1 Introduction.

La figure I 2 rappelle l'évolution de la largeur de la bande interdite des principaux semiconducteurs III -V. Comme nous l'avons rappelé au début de ce chapitre, l'adaptation en maille des matériaux $Ga_{1-x}In_xAs$ et $Al_{1-y}In_yAs$ sur substrat d'InP est obtenue pour des fractions molaires $x = 53\%$ et $y = 52\%$.

Nous faisons figurer dans le tableau suivant la valeur du paramètre de maille, le point de fusion et la densité des matériaux binaires formant les principaux composés III-V.

Composé Binaire	AlP	AlAs	AlSb	GaP	GaAs	GaSb	InP	InAs	InSb
a (Å)	5.467	5.660	6.136	5.4512	5.6532	6.0959	5.8687	6.0583	6.4794
Densité en $gm\ cm^{-3}$	2.40	3.70	4.26	4.138	5.3161	5.6137	4.81	5.667	5.7747
Point de fusion en °C	2550	1740	1065	1467	1240	712	1062	942	527

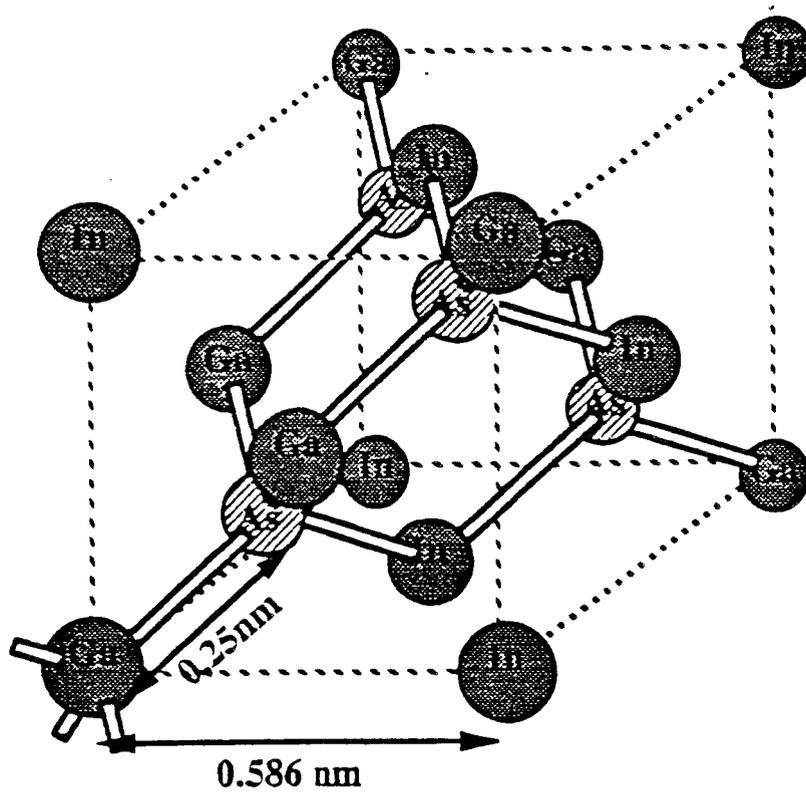


Fig I 11: -Structure cristalline de type zinc-blende des matériaux semi-conducteurs III-V.

I II 2 Structure cristalline.

L'AlInAs et le GaInAs cristallisent dans la même structure cristallographique que l'InP à savoir la structure Zinc Blende (sphalérite) qui consiste en l'interpénétration de deux systèmes cubiques faces centrées (fig I 11), l'un décalé par rapport à l'autre en diagonale d'un quart du paramètre de maille du cube. Chaque système est occupé respectivement par des atomes d'élément III (Al, Ga ou In) et des atomes d'élément V (As). Ainsi chaque atome d'élément III possède quatre atomes voisins d'élément V situés au sommet d'un tétraèdre, puis douze autres voisins plus éloignés, atomes d'élément III et ainsi de suite. Cette structure paraît ainsi relativement peu remplie. Les atomes n'occupent environ que 34% du volume total.

Nous rappelons maintenant les propriétés physiques des matériaux GaInAs et AlInAs qui nous intéressent plus particulièrement dans cette étude afin de les caractériser individuellement.

I II 3 Le matériau GaInAs.

I II 3 1 La structure de bande d'énergie du GaInAs.

Il s'agit d'une structure à gap direct. La dépendance en température de l'énergie de la bande interdite est généralement donnée [28] par l'expression:

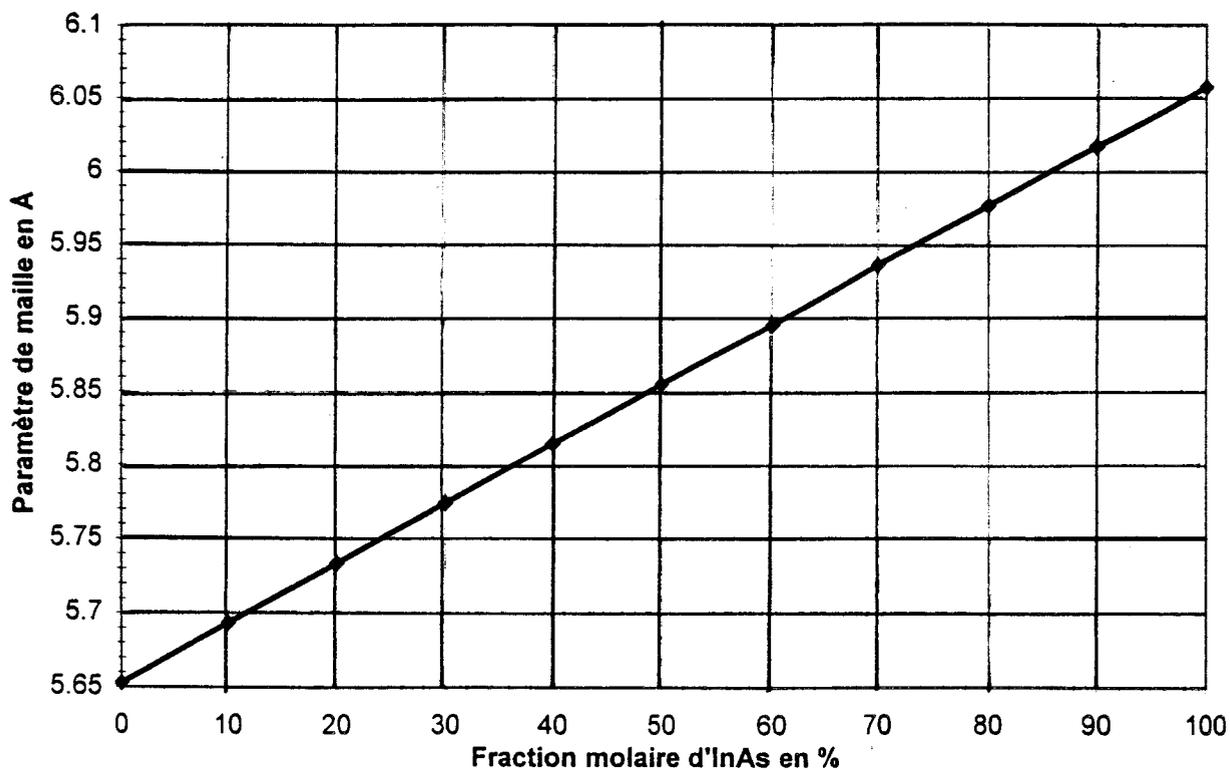
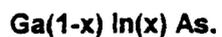


Fig I 12: Paramètre de maille de $Ga(1-x)In(x)As$ en fonction du pourcentage d'Indium.

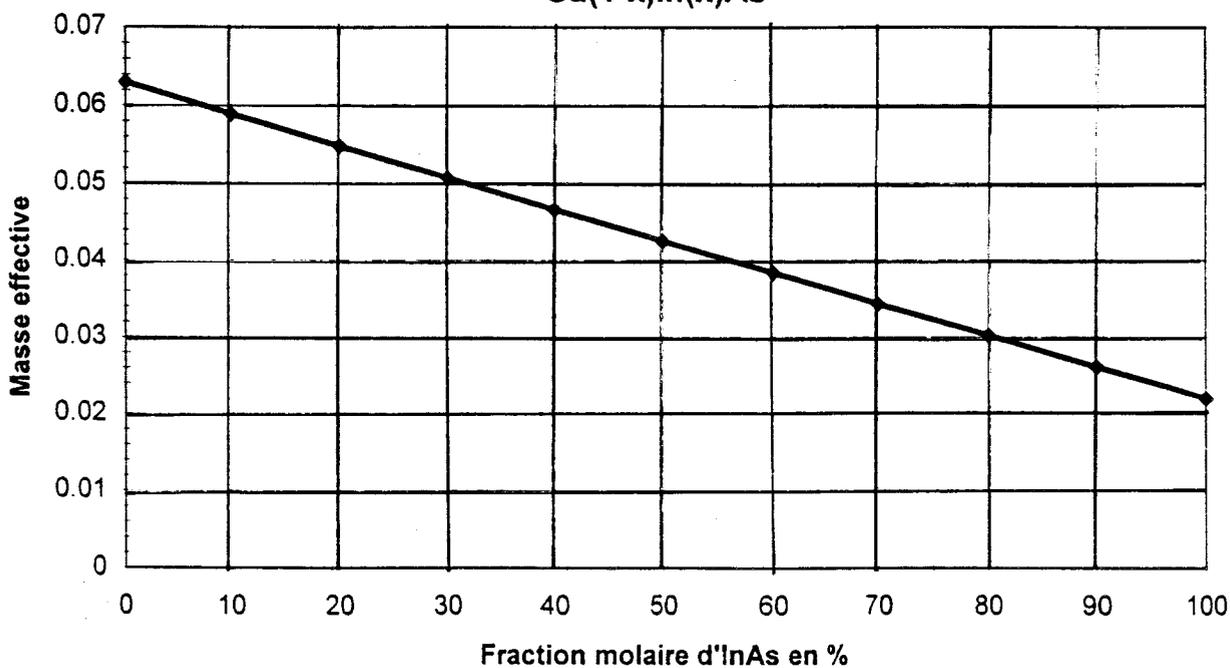
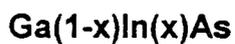


Fig I 13: Evolution de m_r en fonction de la composition.

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

où $Eg(0) = 0.814$ eV, α et β sont des constantes qui valent respectivement: $4.906 \cdot 10^{-4}$ eV K⁻¹ et 301 K [29].

Différents auteurs ont publiés des lois empiriques basées sur des interpolations de mesures de la variation non linéaire du gap en fonction du pourcentage de la fraction molaire d'InAs. Nous citons ici une de ces lois [30] que nous serons amenés à utiliser dans la suite de notre étude:

$$Eg(Ga_{1-x}In_xAs) = 1.424 - 1.548x + 0.478x^2 \quad \text{à } T = 300K$$

Dans le cas particulier où $x = 0.53$ nous prendrons par la suite, l'énergie de la bande interdite égale à 0.75 eV à 300K et 0.80 eV à 77K [31].

I II 3 2 Paramètre de maille.

Le paramètre de maille du GaInAs varie en fonction de la composition d'Indium.

On adopte généralement une règle linéaire d'interpolation appelée loi de Vegard, pour trouver le paramètre de maille du matériau ternaire en fonction des matériaux binaires qui le composent. On a ainsi la relation suivante:

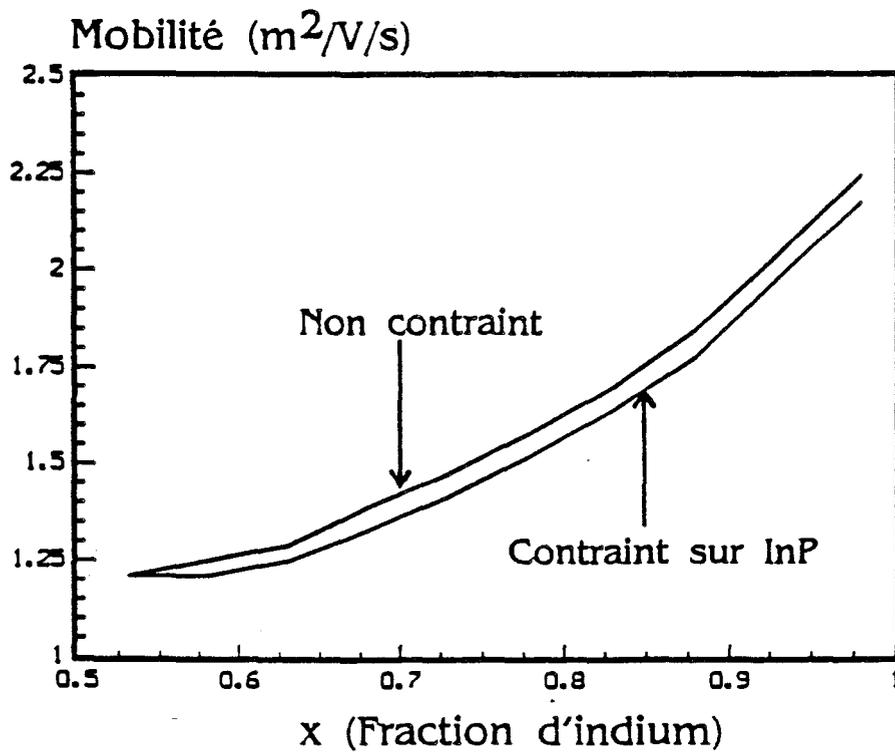


Fig I 14:

Mobilité électronique dans $\text{Ga}(1-x)\text{In}(x)\text{As}$ à $T=300\text{K}$

$$a(\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}) = a(\text{InAs}) \times x + a(\text{GaAs}) \times (1 - x)$$

Soit en remplaçant $a(\text{InAs})$ et $a(\text{GaAs})$ par leur valeur en Angström on obtient la loi de Végard suivante pour le $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ qui est représentée sur la figure I 12, à 300K:

$$a(\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}) = 5.653 + 0.405x \quad \text{à } T = 300\text{K}$$

I II 3 3 la masse effective.

La figure I 13 représente l'évolution de la masse effective relative dans la vallée Γ en fonction de la composition. Elle suit une progression décroissante linéaire suivant la relation [32]:

$$m_{\Gamma}^* = 0.063 - 0.041x$$

Le semi-conducteur GaInAs possède une masse effective très faible ce qui rend ce matériau susceptible de conférer aux électrons qui s'y propagent une mobilité élevée d'où l'intérêt porté à ce matériau. L'augmentation de la composition en Indium doit permettre ainsi un accroissement de la mobilité électronique.

I II 3 4 La mobilité.

Des calculs théoriques basés sur des simulations de type Monte-Carlo ont été effectués au laboratoire par l'équipe du Pr Fauquembergue pour déterminer la mobilité des électrons dans le matériau GaInAs. Nous présentons sur la figure I 14 les résultats des évolutions des mobilités électroniques obtenues sur une gamme de composition supérieure à 52% dans le cas du matériau non dopé. On peut remarquer sur la figure précédente qu'un matériau contraint a pour effet de réduire la mobilité d'environ 5%. Compte tenu des nombreux paramètres technologiques mis en jeu , il y a lieu d'optimiser la croissance des différentes couches afin de limiter le plus possible la contrainte.

I III 4 Le matériau AlInAs

I III 4 1 la structure de bande d'énergie.

L'énergie de bande interdite pour l'AlInAs adapté sur InP s'exprime en fonction de la température par la relation[33]:

$$E_g(T) = 1.541 - \frac{4.73 \cdot 10^{-4} T^2}{T + 149} \quad \text{eV}$$

Il faut noter que l' $\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$ présente une bande interdite indirecte lorsque la composition y est inférieure à 0.29 puis directe pour y supérieure à 0.29 [34]. Les formules numériques donnant les évolutions de E_g en fonction la fraction molaire d'InAs s'expriment pour $T = 300\text{K}$ [35]:

$$E_g(\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}) = 3.053 - 3.489y + 0.859y^2 \quad \text{pour } y > 0.29$$

$$E_g(\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}) = 2.162 - 0.454y + 0.991y^2 \quad \text{pour } y < 0.29$$

Pour une variation de la composition d'Indium autour de celle qui correspond à un matériau adapté sur InP E_g peut être exprimée par une loi linéaire [36].

$$E_g = 2.647 - 2.29y \quad \text{à } 300\text{K}$$

$$\text{avec: } 0.45 < y < 0.54$$

Ainsi la bande d'énergie interdite de la structure adaptée vaut 1.45 eV à 300K [37] et 1.53 eV à 77K.

I III 4 2 Le paramètre de maille.

De même que pour le GaInAs nous supposons une interpolation linéaire entre les paramètres des deux matériaux binaires AlAs et InAs.

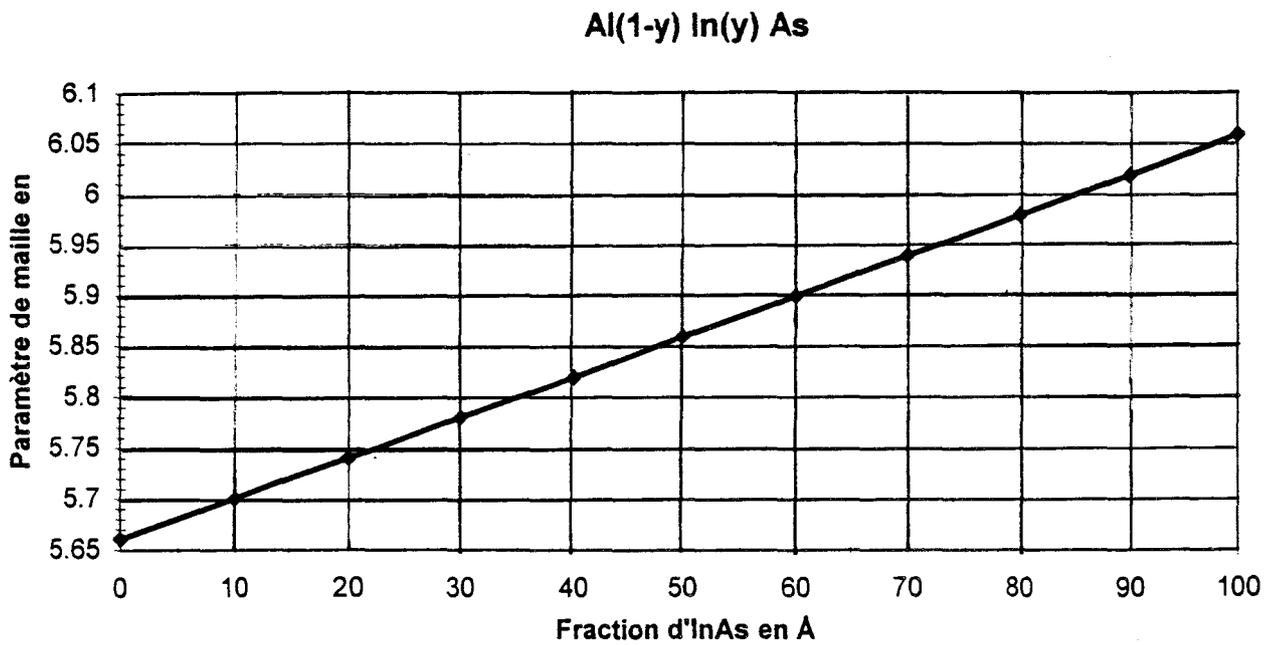


Fig I 15: Paramètre de maille d'Al(1-y)In(y)As an fonction du du pourcentage d'Indium.

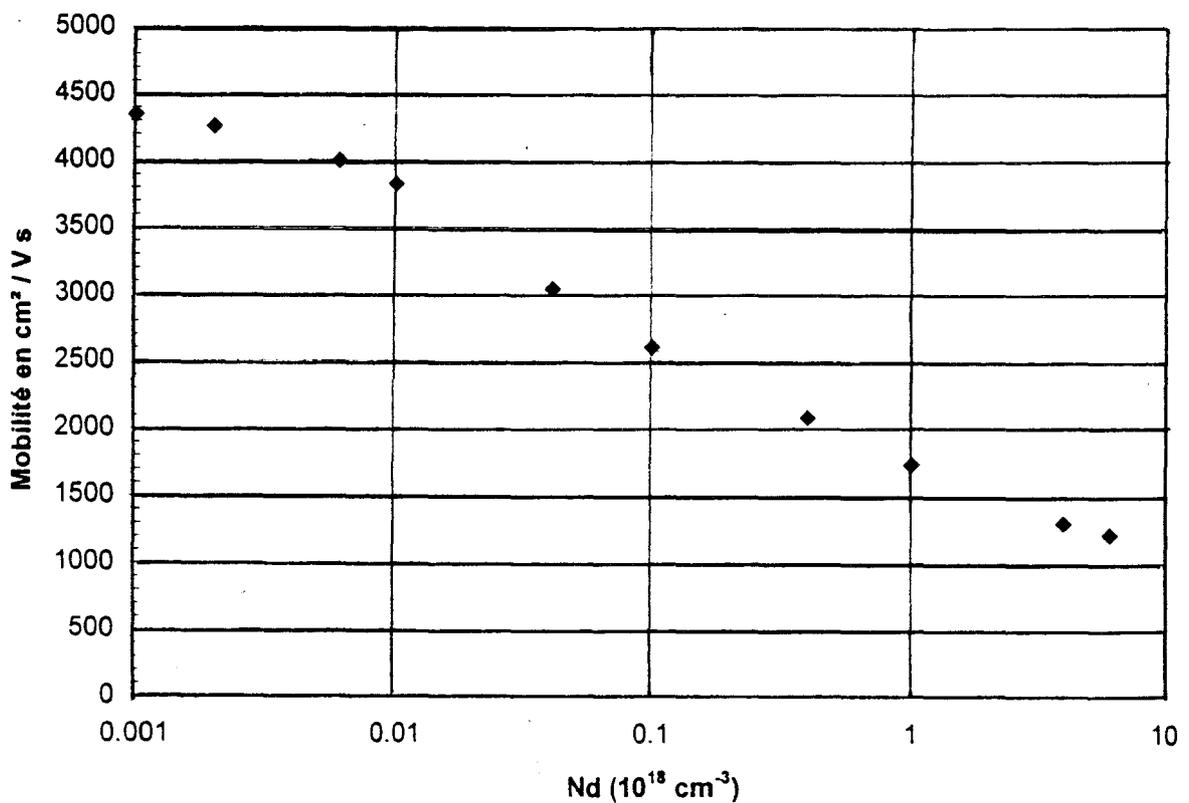


Fig I 16: Mobilité faible champ en fonction du dopage à T = 293K pour l'Al_{0.48}In_{0.52}As.

La loi de Végard s'exprime alors pour le matériau $\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$ par la relation suivante à 300K et est représentée sur la figure I 15:

$$a(\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}) = 5.661 + 0.398y \quad \text{en Angström}$$

I II 4 3 La masse effective.

Pour y variant peu autour de 0,52 la masse effective relative des électrons dans la vallée Γ de $\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$ suit une évolution linéaire qui s'écrit [38]:

$$m_{\Gamma}^* = 0.15 - 0.128y$$

Ce matériau possède une masse effective plus élevée que celle du GaInAs. (0.08 pour l'AlInAs contre 0.04 pour le GaInAs)

I III 4 4 La mobilité.

La mobilité électronique reste faible quelque soit le taux d'Indium dans la couche. Nous avons ainsi choisi de montrer les résultats théoriques de simulations de la mobilité en fonction de la concentration de

dopant reportés sur la figure I 16. C'est en effet dans un rôle couche dopée n que nous étudierons par la suite le semi-conducteur AlInAs.

Ces résultats théoriques ont été obtenus par simulation Monte Carlo[9]. On relève les valeurs faibles de la mobilité par rapport à celles obtenues dans les matériaux GaAs ou GaInAs. Rappelons que dans la structure Hemt c'est une couche d'AlInAs qui fait fonction de réservoir d'électrons avant d'être transférer dans le canal.

Cette couche est donc très dopée et compte tenu de la faible mobilité des porteurs , sa résistivité reste élevée si le transfert d'électrons dans la canal n'est pas maximal.

I IV Conclusion

Dans ce chapitre nous avons rappelé les principales propriétés et l'intérêt des transistors HEMT de la filière AlInAs / GaInAs / InP.

Le puits de potentiel qui apparaît à l'interface AlInAs / GaInAs est plus grand que pour les autres structures habituelles (0.52 eV).

La mobilité des électrons dans le canal est supérieure à 10000 cm^2/Vs grâce au matériau GaInAs dont la composition d'Indium est élevée.

La grande discontinuité de la bande de conduction permet d'atteindre des densités électroniques dans le gaz 2D d'environ $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Ces considérations font que les transistors HEMT sur substrat InP présentent des performances hyperfréquences et faible bruit bien supérieures à celles des autres transistors. D'où le grand intérêt que portent les laboratoires à cette filière.

Nous avons présenté ensuite les principales expressions qui caractérisent habituellement les transistors HEMT et que nous appliquerons au chapitre III pour valider la qualité des structures que nous avons étudiées.

Enfin quelques caractéristiques électriques théoriques ont été données pour les matériaux massifs constituant le transistor.

Dans le chapitre suivant nous abordons les techniques de croissance et de caractérisation de ces matériaux massifs constituant le transistor.

Références Bibliographiques du Chapitre 1

[1]: C Liechi

IEEE MTT Vol 24 NO 6 p 279-300, 1976

[2]: R Dingle, H L Störmer, A C Gossard, W Wiegman.

Appl Phys Letter 33(7) p665-667 Oct 1978.

[3]: D Delagebeaudeuf, P Delescluse, P Etienne, M Labnion, J Chaplart, N T Linh

Elect Letters, Vol 16 p667-668 1980.

[4]: T Mimura, S Hiyamizu, T Fujii, K Nanhu

Japan J Appli Phys Vol 19 pL225L227 1980.

[5]: M Y Kao

IEEE Electron Devices Lett Vol 10 NO 12 1989

[6]: U Mishra, A S Brown, M J Delaney, T Greiling, C F Krumm.

IEEE Trans on MTT Vol 37, No 9, Septembre 1989.

[7]: T J Drummond, W T Masselink, H Morkoc

Proceeding of the IEEE Vol 74 No6, Juin 1986.

[8]: J Yoshida

IEEE Trans on Elec Dev Vol ED 26 NO1 p 156 157, 1986.

[9]: W B Joyce, R W Dixon

Appl Phys Letters Vol 31 p354, 1977.

[10]: D Delagebeaudeuf, N Linh

IEEE Trans Electron Devices, Vol ED-29 No 6 p955-960, 1982.

[11]: A J Shey, W H Ku

IEEE Electron Devices Letters Vol 9 No 12 Déc 1988.

[12]: H Happy

Thèse soutenue à L'Université de Lille 1, 1992.

[13]: Semiconducteurs pour hyperfréquences

A Cappy, Techniques de l'ingénieur, traité Electronique.

[14]: A Cappy

Noise Modelling, Compound Semiconductor Device Modelling édité par Springer Verlag, 1993.

[15]: A Cappy

IEEE Trans Electron Devices 32 No 12, 1985.

[16]: R A Pucel

Advances Electron Physics, Vol 38: 135-265.

[17]: M Gill, B C Kane, S P Swenson, D W Tu, P N Uppal, N E Byer

IEEE Electron Devices Letter Vol 17 No 7, Juillet 1996.

[18]: X Li, W I Wang, A Y Cho, D L Sivco

IEEE Elect Devices Letters Vol 14 No 4, p170-172; 1993.

[19]: J Dickmann, K Riepe, A Geyer, B E Maile, A Schurr, M Berg, H Daembkes
Jpn J Appl Phys Vol 35 (1996) pp10-15, Janvier 1996.

[20]: L D Ngyen, A S Brown, M A Thompson, L M Jelloian.
IEEE Trans Electron Devices Vol 39 pp 2007-2014, Septembre 1992.

[21]: K H G Duh, S M J Liu, S C Wang, M Y Kao, P Ho, P M Smith, P C Chao, M
W Popieszalski
Asia Microwave Conference, 39-1 p1053-1056, Décembre 1994.

[22]: M Wojtowicz, R Lai, D C Streit, G I Ng, T R Block, K L Tan, P H Liu, A K
Freudenthal, R M Dia
IEEE Electron Devices Letters Vol 15 NO 11, Nov 1994.

[23]: Y Kwon, D Pavlidis, T L Brock, D C Streit
IEEE Trans on Electrons Devices, vol 42 No 6, Juin 1995.

[24]: Y Umeda, T Enoki, K Arai, Y Ishii
IEICE Trans Electron E 75C(1992) 649.

[25]: S Agawala, K Nummila, I Adesida, C Canneau, R Bhat
IEEE Electron Device Letters Vol 14 No 9 Sept 1993

[26]: L M Jelloian, M Matloubian, T Liu, M Lui, M A Thompson
IEEE Electron Device Letters Vol 15 No15, Mai 1994.

[27]: K B Choug, C Canneau, W P Hong, J I Song

IEEE Electron Devices Letters Vol 15 No1, Janvier 1994.

[28]: Y P Varshni

Physica Vol 34, 1967 p149

[29]: P W Yu, E kuphal

Solid State Commun 49(1984) 907

[30]: Y F Biryulin, N V Gamina, M G Milvidskii, M G Chaldychev, V V Shmartsev,
V Yu

Sov Phys Semicond (English Transl), 17(1983), 68 Fiz Tekh Poluprovodn 17 (1983)
108.

[31]: K H Goetz, D Binberg, H Jürgensens, H J Selders, A V Solomonov, A V
Glinskü, M Raseghi

J Appl Phys 54 (1983) 4543

[32]: S Adachi

J App Phys Vol 53 No 12 p8775 (1982).

[33]: D K Gaskill, N Bottka, L Aina, M Mattingly.

Appl Phys Lett 56 (13), Mars 1990.

[34]: M R Lorenz, A Onton

Proc 10th Int Conf Semicond Phys, Cambridge / Mass USAEC New York 1970 p444

[35]: J Chen

Appl Phys Lett Vol 61, no9 p116, 1992

[36]: B Wakefield, M A G Halliwell, T Kerr, D A Andrews, G J Davies, D R Wood.
Apl Phys Lett Vol 44, p341 (1984).

[37]: G J Davies, T Kerr, C G Tuppen, B Wakefield, D A Andrews
J Vac Sci Technol B2 (1984) 219

[38]: K Brennan
IEEE Trans Elect dev, Vol ED-33 No 10 p1502 (1986)

Chapitre 2

DESCRIPTION DES MÉTHODES EXPÉRIMENTALES
D'ÉLABORATION ET DE CARACTÉRISATION DES
ÉCHANTILLONS.

CHAPITRE II

Description des méthodes expérimentales d'élaboration et de caractérisation des échantillons.

Introduction

Ce deuxième chapitre est consacré à la présentation des techniques de mesures et d'analyse que nous avons employées.

Nous décrivons le bâti d'épitaxie que nous avons utilisé pour réaliser les échantillons et nous expliquons les procédures de calibration que nous avons établies pour effectuer la croissance des matériaux GaInAs dans de bonnes conditions avec une qualité cristallographique acceptable pour réaliser des transistors hyperfréquences.

Enfin nous présentons les méthodes de caractérisation usuelles des matériaux semi-conducteurs. En particulier nous exposons celles que nous avons pu utiliser au cours de ce travail.

Nous distinguons les caractérisations physiques des matériaux d'une part et les caractérisations électriques d'autre part. Ces dernières nous permettent de valider les structures que nous présentons au chapitre III, pour aboutir à la réalisation de transistors Hemt.

Plan du chapitre 2

II I: Croissance des matériaux.

II I 1: Généralités sur EJM.

II I 1 1: Description du bâti.

II I 1 2: Mesure de la température du substrat.

II I 1 3: Mesure des flux.

II I 1 4: Diffraction RHEED.

II I 2: Description des procédures d'épitaxie de AlInAs et de GaInAs.

II I 2 1 Désoxydation du substrat.

II I 2 2 Epitaxie des alliages.

II I 2 3 Correction des transitoires.

II II Caractérisation des matériaux.

II II 1 Caractérisations physiques.

II II 1 1 DDX.

II II 1 1 1 Désadaptation et

composition.

II II 1 1 2 Epaisseur de la couche.

II II 1 1 3 Exemple de spectre DDX.

II II 1 2 SIMS.

II II 1 3 Photoluminescence.

II II 2 Caractérisations électriques

II II 2 1 C(V).

II II 2 1 1 Diode Schottky.

II II 2 1 2 Bille de mercure.

II II 2 2 Magnétorésistance.

II II 2 3 Effet Hall.

II II 2 3 1 Bas champ.

II II 2 3 2 Exploitation.

II II 2 3 3 Fort champ magnétique.

Conclusion

II I Croissance des matériaux:

Les hétérojonctions AlInAs / GaInAs / InP que nous avons étudiées sont réalisées par épitaxie par jets moléculaires. Nous présentons dans le paragraphe suivant quelques rappels sur l'EJM.

II I 1 Généralités sur l'EJM

II I 1 1-Description du bâti

Le développement des composants microondes ou optoélectroniques conduit à des structures de plus en plus complexes aussi bien par le nombre de matériaux utilisés que par la composition des couches semi-conductrices présentes dans une même épitaxie. Cela a nécessité des techniques d'élaborations de plus en plus sophistiquées comme l'épitaxie par jets moléculaires ou la MOCVD.

L'épitaxie par jets moléculaires (EJM) est une technique arrivée maintenant à maturité qui est considérée comme l'une des plus performantes puisqu'elle permet de faire croître des matériaux de très bonne qualité en maîtrisant l'épaisseur des couches pratiquement à la monocouche atomique près.

Les résultats que nous présentons ici ont été obtenus à partir d'échantillons réalisés au laboratoire sur un bâti d'épitaxie Riber 2300 P à sources métalliques solides dont le schéma est représenté sur la figure II 1.

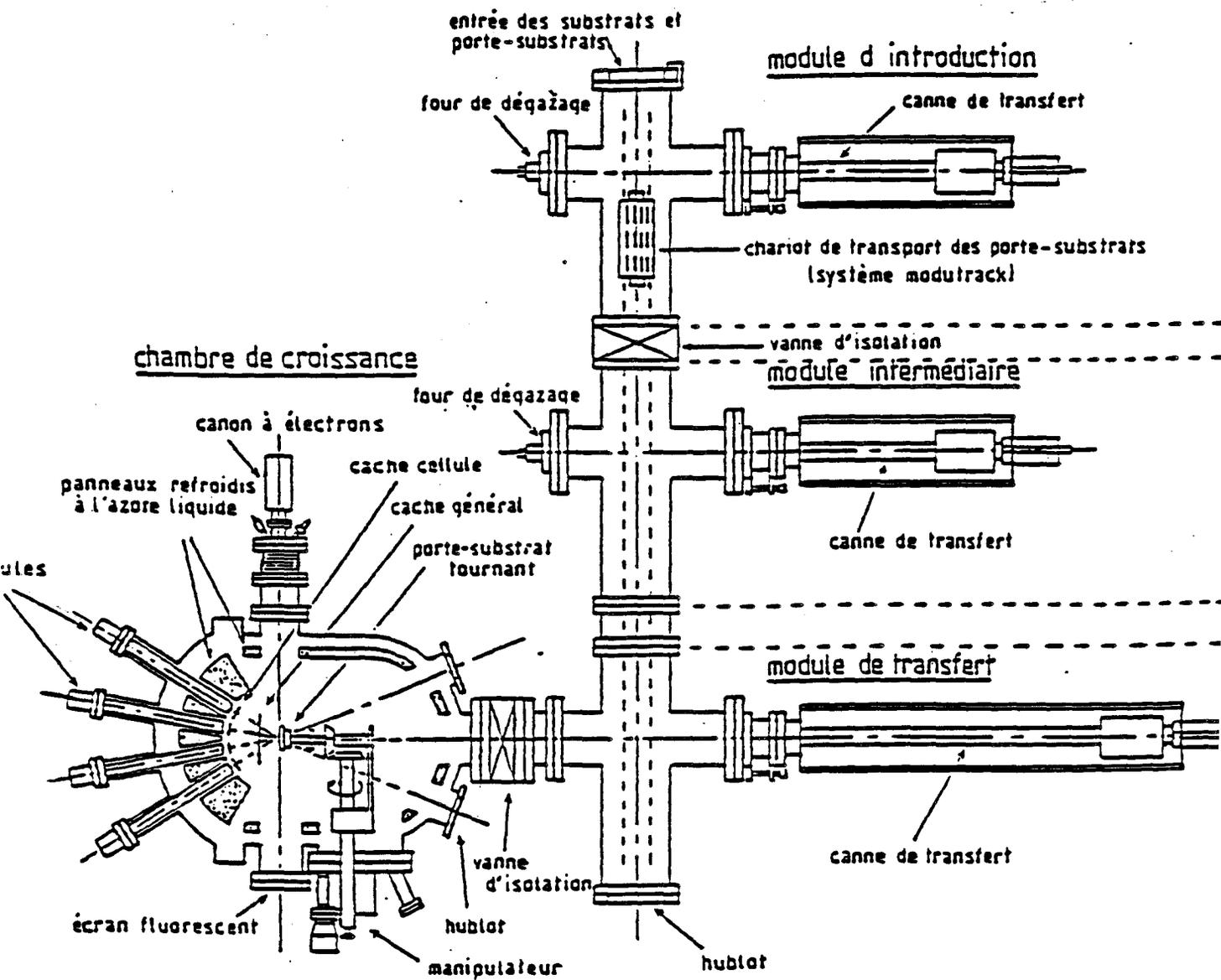


Fig II 1: Schéma du système Riber 2300 comportant la chambre de croissance et les modules de transfert.

Il se compose de trois modules séparés les uns des autres par des vannes tiroirs. Nous distinguons le sas d'introduction, le sas intermédiaire et la chambre de croissance.

Les échantillons sont introduits dans le bâti par le sas d'entrée. Un système de chariot mobile sur rail transporte les échantillons de l'entrée vers la chambre d'épitaixie. L'échantillon est ensuite placé sur le bras manipulateur grâce à l'utilisation d'une canne magnétique. Il peut alors subir différents mouvements de rotations et de translations pour être présenté devant les cellules d'effusion. Nous disposons de huit emplacements pour les différents éléments III et V. Trois cellules sont réservées pour les éléments III contenant respectivement le Gallium, l'Indium, l'Aluminium, deux cellules d'Arsenic et deux cellules de dopants. Les dopants utilisés sont le Béryllium pour le type p, et le Silicium pour le type n. Le huitième emplacement cellule sert de fenêtre de visée pour la mesure de la température du substrat pendant la croissance. La mesure est faite par un pyromètre optique placé à l'extérieur du bâti.

Les flux atomiques des matériaux en évaporation sont dirigés sur la surface du substrat et la distance sources - substrat est telle que le trajet des atomes des différents matériaux s'effectue sans collision. L'ultravide régnant dans la chambre est assuré par une pompe ionique et une pompe cryogénique qui nous permettent de maintenir une pression d'environ 10^{-10} Torr dans le réacteur lorsque les parois de celui-ci sont refroidies à l'azote liquide et en absence de flux d'Arsenic.

Ces flux sont commandés en tout ou rien par l'ouverture ou la fermeture de caches situés devant les cellules entraînant ainsi une variation abrupte soit de la composition d'un matériau ou du dopage dans l'épitaixie.

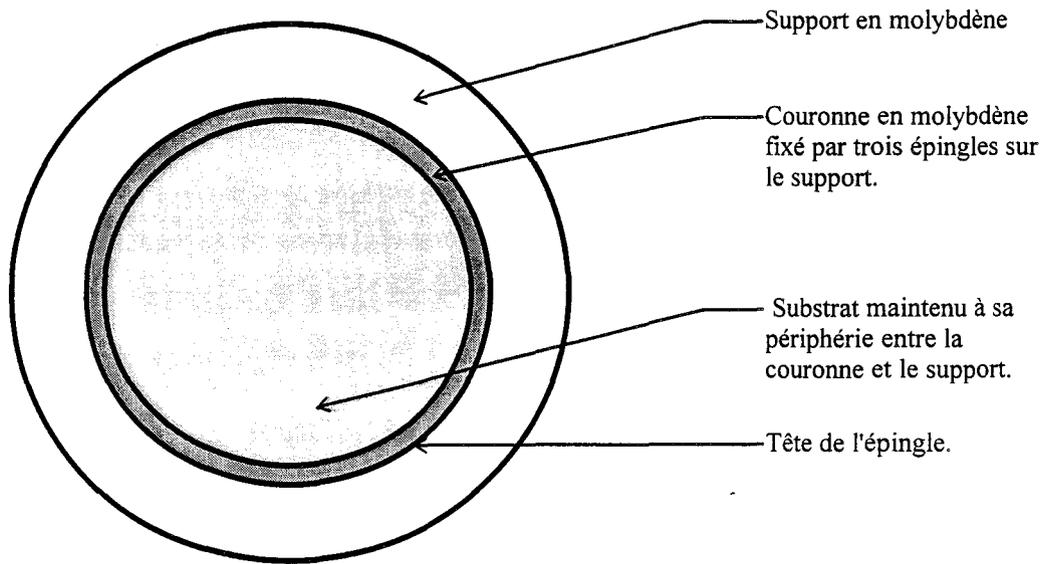


Fig II 2 a: Vue de dessus du substrat monté en "indium free" sur son support

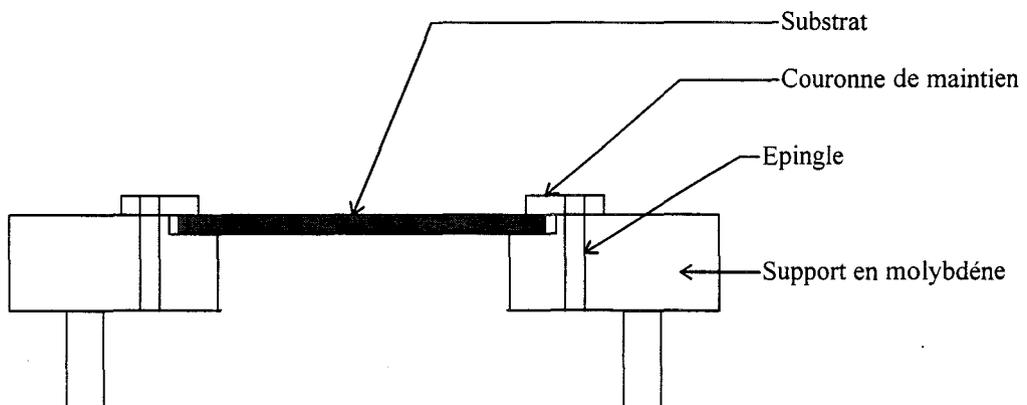


Fig II 2 b: Vue en coupe du substrat monté en "indium free" sur son support.

Pour notre travail nous avons utilisé des substrats InP avec une orientation 100 dans la direction de croissance. Ces substrats sont prêts à l'emploi, c'est à dire qu'aucune préparation chimique n'est nécessaire avant l'introduction de l'échantillon dans le bâti d'épitaxie. Le substrat d'un diamètre standard de deux pouces est fixé sur un support en molybdène "In free" (cf fig II 2 a et II 2 b). Le support facilite la manipulation entre le sas d'introduction et la chambre d'épitaxie.

La face arrière du substrat est chauffée directement par un filament haute uniformité noyé dans un support de nitrure de bore pyrolytique (pBN). Un thermocouple mesure la température du support pBN pour permettre une régulation convenable de la température du substrat. La température de la face avant du substrat est mesurée par le pyromètre optique extérieur.

Lorsque les épitaxies sont effectuées sur des quarts de substrats, l'échantillon est préalablement collé avec de l'Indium sur un substrat de Silicium. L'ensemble est ensuite fixé sur le support en molybdène "In Free".

II I I 2 Mesure de la température du substrat.

La température du substrat pendant la croissance est mesurée d'une part par un thermocouple et d'autre part par un pyromètre infrarouge. Ce dernier donne une indication plus réelle comparée au thermocouple qui ne peut pas être mis en contact avec le matériau semi-conducteur à cause de la

rotation de celui-ci pendant la croissance. Un écart de plus de 100°C peut être observé entre ces deux méthodes de mesure. Le thermocouple sert d'élément de mesure du régulateur de température du four.

Cependant un calibrage périodique du pyromètre s'avère nécessaire. En effet les dépôts métalliques, essentiellement d'Arsenic, sur le hublot de visée peuvent perturber la mesure. Un chauffage constant du hublot pourrait limiter ce désagrément [1].

Plusieurs méthodes de calibration de la température du substrat sont possibles, en se référant à une modification physique précise de l'échantillon cristallin placé dans la chambre.

Par exemple, nous avons utilisé l'observation de la fusion d'un matériau de référence dans la gamme de température utilisée. Il s'agit du matériau InSb qui a une température de fusion égale à 525°C [2].

Nous préférons caler la température à chaque croissance en observant la reconstruction de surface de l'échantillon par la diffraction d'électrons (RHEED) au moment de la désoxydation du substrat avant la croissance. Dans le cas du substrat InP, la transition: $2 \times 4 - 4 \times 2$ se produit précisément à 560°C sous une pression d'Arsenic de 10^{-5} Torr [3].

Si la température du substrat InP doit être particulièrement contrôlée, il faut aussi maîtriser très précisément les flux des différents matériaux.

II 1 3 Mesure des flux.

Les matériaux sont placés dans des creusets en nitrure de Bore pyrolytique chauffés à température constante. L'évaporation est mesurée en flux d'atomes par unité de surface et de temps. La figure II 3 représente une cellule d'évaporation.

En supposant la cellule idéale équivalente à une cellule de Knudsen, le flux théorique incident sur la surface du substrat s'exprime par la relation suivante :

$$F = \frac{ap \cos \theta}{\pi d^2 \sqrt{2\pi m k T}} \quad (\text{mol} / \text{cm}^2\text{s}) \quad (1)$$

Avec:

- a: surface d'ouverture de la cellule,
- p: la tension de vapeur du matériau à la température T,
- θ : angle entre l'axe du flux et la normale au substrat,
- d: distance entre la bouche de la cellule et le substrat,
- m: masse de l'élément source.

La détermination du flux n'est pas facilement accessible expérimentalement, mais les conditions d'ultravide permettent de mesurer la pression partielle équivalente au flux en utilisant une jauge de type Bayart-Alpert placée sur le manipulateur, qui se substitue au substrat face aux cellules, par rotation. La jauge donne une indication directe de la pression partielle d'un élément chimique incident sur le substrat. Cette pression, P,

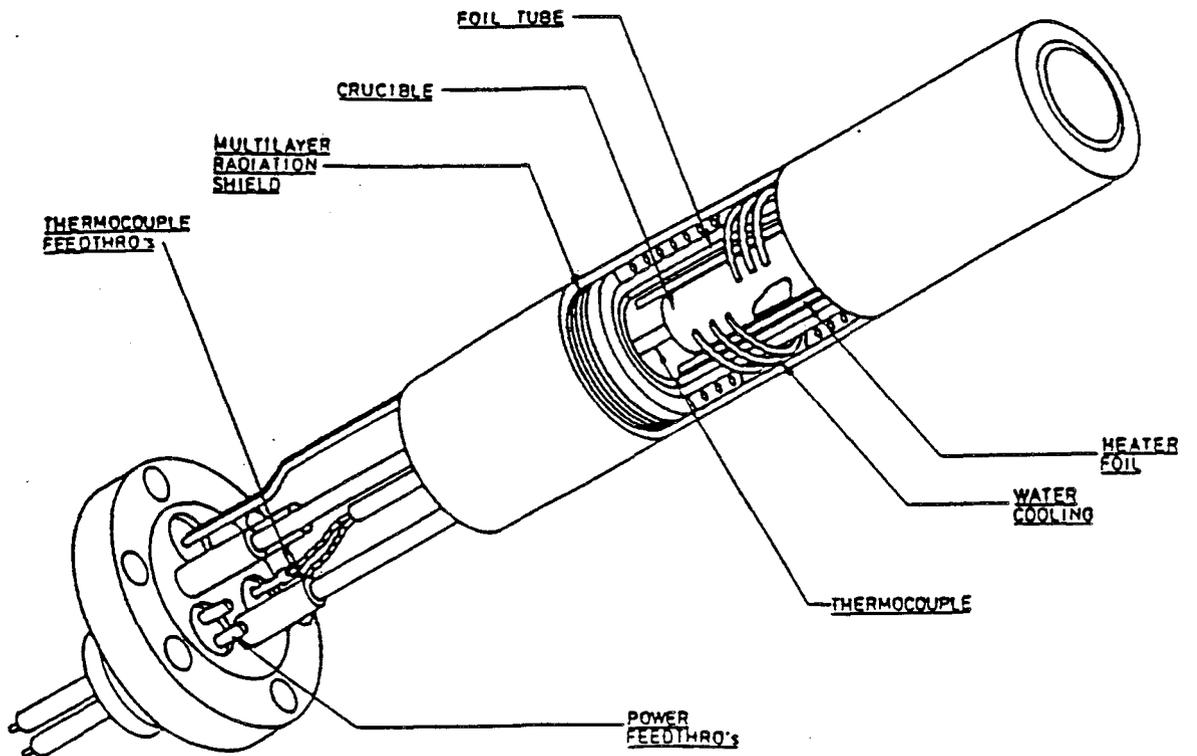


Figure II 3: Cellule d'évaporation.

représente, à une constante près, qui dépend de la nature de l'élément chimique émetteur, le flux de celui-ci. L' évolution de la pression suit une loi en fonction de la température de chauffage T, de la cellule qui s'écrit:

$$\text{Log } P = (A/T) - B \quad (2)$$

A et B sont des constantes. T est la température de la cellule exprimée en Kelvin

Expérimentalement, la mesure de ces pressions équivalentes aux flux, (PEF), nécessite quelques précautions. En effet il faut attendre quelques minutes après l'ouverture du cache d'une cellule pour s'affranchir du transitoire et laisser stabiliser le flux.

Cependant il faut soustraire à la valeur lue directement une pression résiduelle, très faible mais parfois non négligeable, existant lorsque les caches des cellules sont fermés. Les pressions partielles des éléments III sont mesurables à l'aide de la jauge de Bayart - Alpert, dans les conditions d'utilisation du bâti par contre les pressions partielles des éléments dopants sont très faibles et sont inférieures à la sensibilité de la jauge. Dans ce cas il est nécessaire de faire des étalonnages a posteriori par des mesures électriques de concentrations d'impuretés dans un matériau homogène. Pour des conditions de croissance normales où l'on peut supposer que toutes les impuretés incorporées dans le volume sont électriquement actives, le flux du matériau dopant s'écrit simplement par la relation :

$$F = n \times v, \quad (\text{nombre d'atomes/cm}^2 \text{ s}) \quad (3)$$

ou n est la concentration volumique en impuretés par cm^3 et v la vitesse de croissance en cm par seconde.

Le flux d'un élément III peut être calculé à partir de la vitesse de croissance, par la relation directe suivante :

$$F = V \times N \quad (4)$$

V est la vitesse de croissance de l'élément binaire (ex: GaAs) en monocouche par seconde et N le nombre de sites atomiques disponibles sur une monocouche en at cm^{-2} .

Sachant qu'une monocouche contient deux atomes d'élément III par maille dans le cas de la structure Zinc Blende des semi-conducteurs III V le nombre de sites N est égal à $2/a^2$, où a est le paramètre de maille du matériau. Pour le GaAs et l'InP on obtient:

	a en Å	N en nbre d'at / cm^2
GaAs	5.6533	$6.26 \cdot 10^{14}$
InP	5.8686	$5.81 \cdot 10^{14}$

Le flux s'exprime en $\text{at / cm}^2/\text{s}$.

Nous verrons dans le paragraphe suivant comment mesurer in situ la vitesse de croissance du matériau binaire à l'aide de la diffraction d'électrons (RHEED).

II I 1 4 Diffraction d'électrons à haute énergie en incidence rasante (Réflexion High Energy Electron Diffraction.ou RHEED).

Un des avantages de l'épitaxie par jets moléculaires est la possibilité d'utiliser des moyens de contrôle fonctionnant sous ultravide. C'est le cas de la diffraction haute énergie d'électrons rasants (RHEED). La figure de diffraction II 4 d'une surface monocristalline (GaAs ou InP) permet d'apprécier la qualité cristalline de la surface du substrat avant et pendant la croissance en contrôlant le caractère bidimensionnelle de l'épitaxie.

Pour déterminer la vitesse de croissance d'un matériau et par conséquent les flux correspondants, le RHEED est un moyen de contrôle in situ précieux et employé couramment. La mesure s'effectue à partir de l'observation de l'évolution au cours du temps de l'intensité lumineuse de la tache spéculaire du RHEED [4]. Cette tache comme le montre la figure II 4 est le point lumineux le plus intense situé sur la raie centrale et le moins sensible aux effets de dynamique de diffraction [5].

Lorsque l'on enregistre l'intensité de la tache spéculaire durant la croissance d'un matériau (GaAs par exemple), on observe des oscillations qui s'amortissent progressivement, représentées sur la figure II 5.

On sait qu'une période des oscillations correspond à la croissance d'une monocouche [6]. On mesure ainsi directement la vitesse de croissance. Le flux de cet élément s'écrit simplement par la relation :

$$F = \frac{2}{T\lambda^2} \quad \text{at/cm}^2\text{s} \quad (5)$$

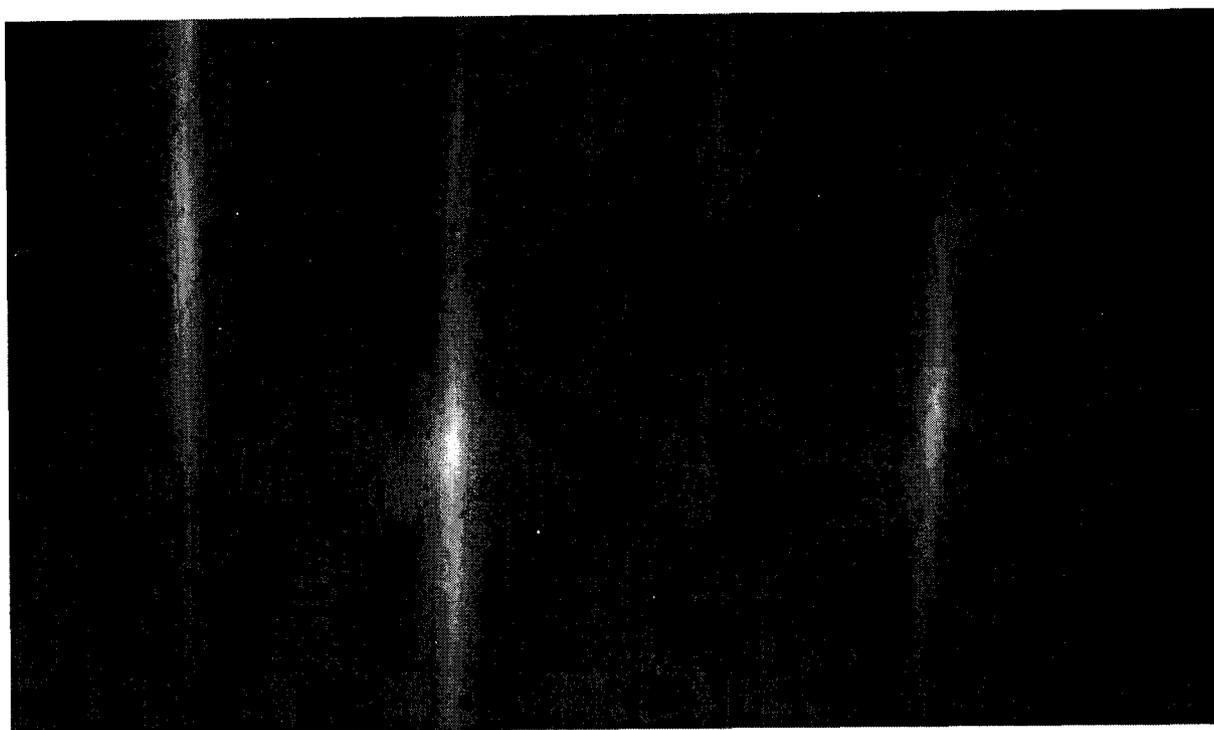


Fig II 4: Diagramme de diffraction du faisceau d'électrons observé sur l'écran Rued

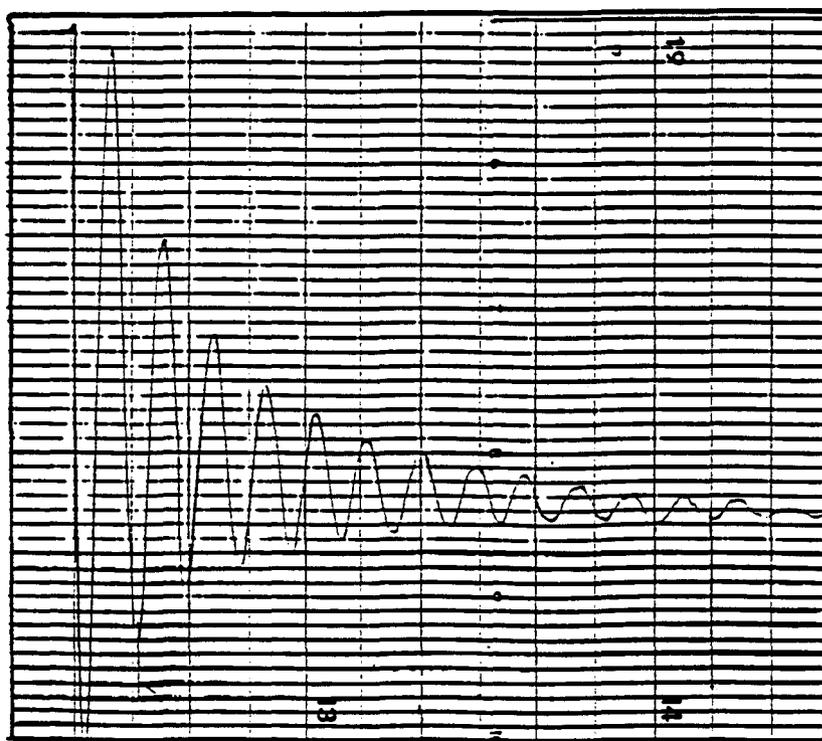


Figure II 5: Enregistrement en fonction du temps des oscillations de l'intensité de la tâche spéculaire.

a est le paramètre de maille du substrat et T la période de l'oscillation.

On s'affranchit de la variation transitoire du flux à l'ouverture du cache des cellules en laissant ouvert celui-ci quelques minutes avant le début de la mesure, et en démarrant la croissance à partir du cache général qui est situé plus loin des cellules. Après chaque arrêt de croissance, la surface est 'reliée' sous flux d'arsenic. L'intensité de la tache spéculaire revient alors à son niveau initial.

Dans le cas de matériaux ternaires, les mesures respectives des vitesses de croissance, pour le matériau ternaire lui-même puis pour les binaires qui le composent, nous permettent de calculer la composition du ternaire.

En effet, pour un élément ternaire constitué de 3 atomes d'espèce différente, A, B et C et en travaillant sur une surface stabilisée en élément C on peut écrire la fraction molaire du binaire AC de la manière suivante:

$$X_{AC} = \frac{F_A}{F_A + F_B} = \frac{V_{AC}}{V_{ABC}} = \frac{V_{AC}}{V_{AC} + V_{BC}} \quad (6)$$

ou F_A et F_B représentent le flux des éléments A et B et V la vitesse de croissance correspondante en monocouche/s sur le même substrat.

Dans le cas qui nous préoccupe, c' est à dire la croissance de GaInAs ou d'AlInAs sur InP, cette méthode de calibrage in situ de la composition chimique est une première approche pour trouver les conditions

de croissance qui donnent l'adaptation en maille sur le substrat. On a pu chiffrer une incertitude d'environ 5 % sur le flux d'Indium ainsi calculé pour les matériaux ternaires par rapport aux résultats obtenus par d'autres méthodes beaucoup plus précises que nous verrons par la suite.

Après avoir rappelé quelques généralités sur l'épitaxie par jets moléculaires nous abordons maintenant les problèmes spécifiques à la croissance des matériaux sur substrat InP.

II I 2 Description des procédures d'épitaxie des matériaux AlInAs et GaInAs sur InP

Nous exposons dans ce paragraphe les différentes procédures que nous avons utilisées pour réaliser les croissances des matériaux AlInAs et GaInAs sur un substrat InP dans un réacteur EJM à sources solides sans source phosphore.

I II 2 1 Désoxydation du substrat.

L'utilisation des substrats 'prêts à l'emploi' évite toutes les étapes délicates de polissage mécano-chimiques et de passivation [7]. En effet

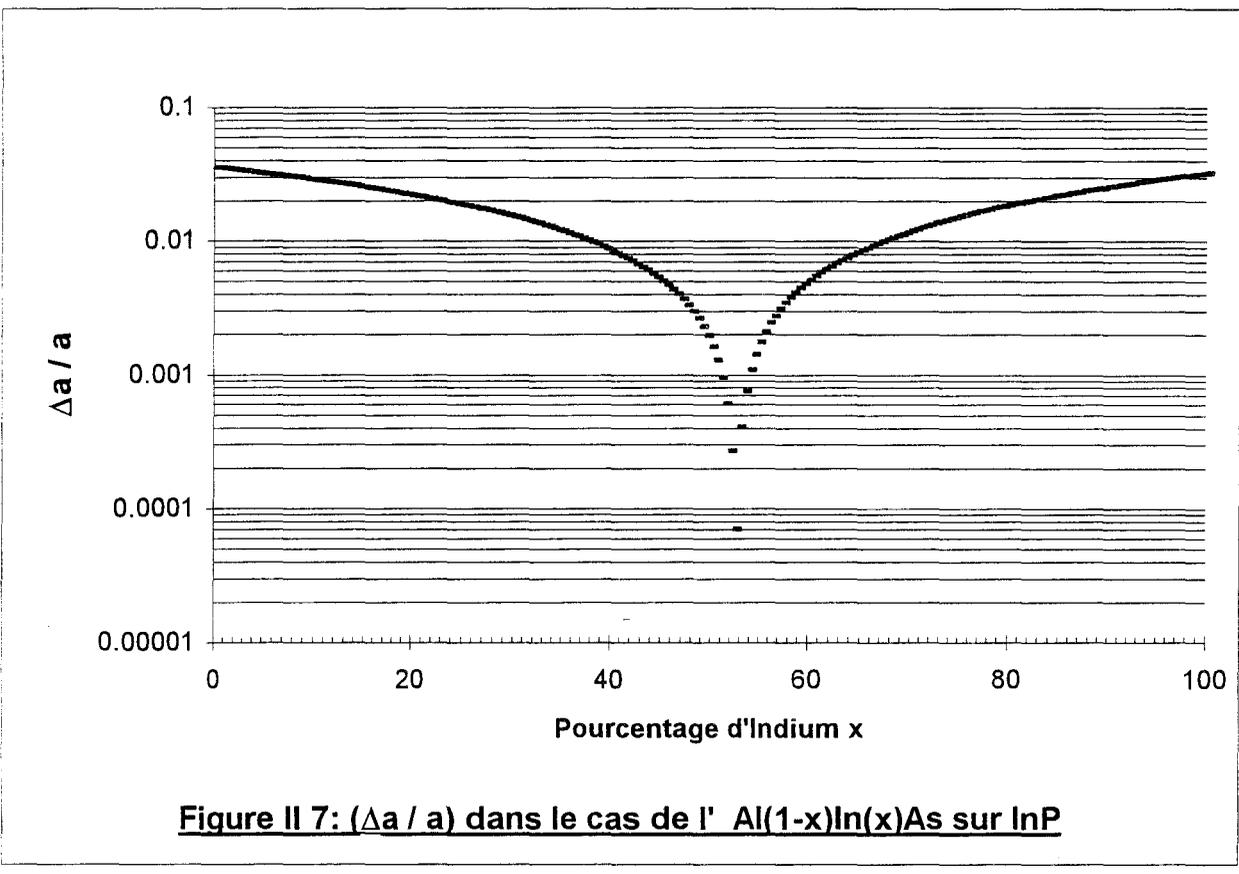
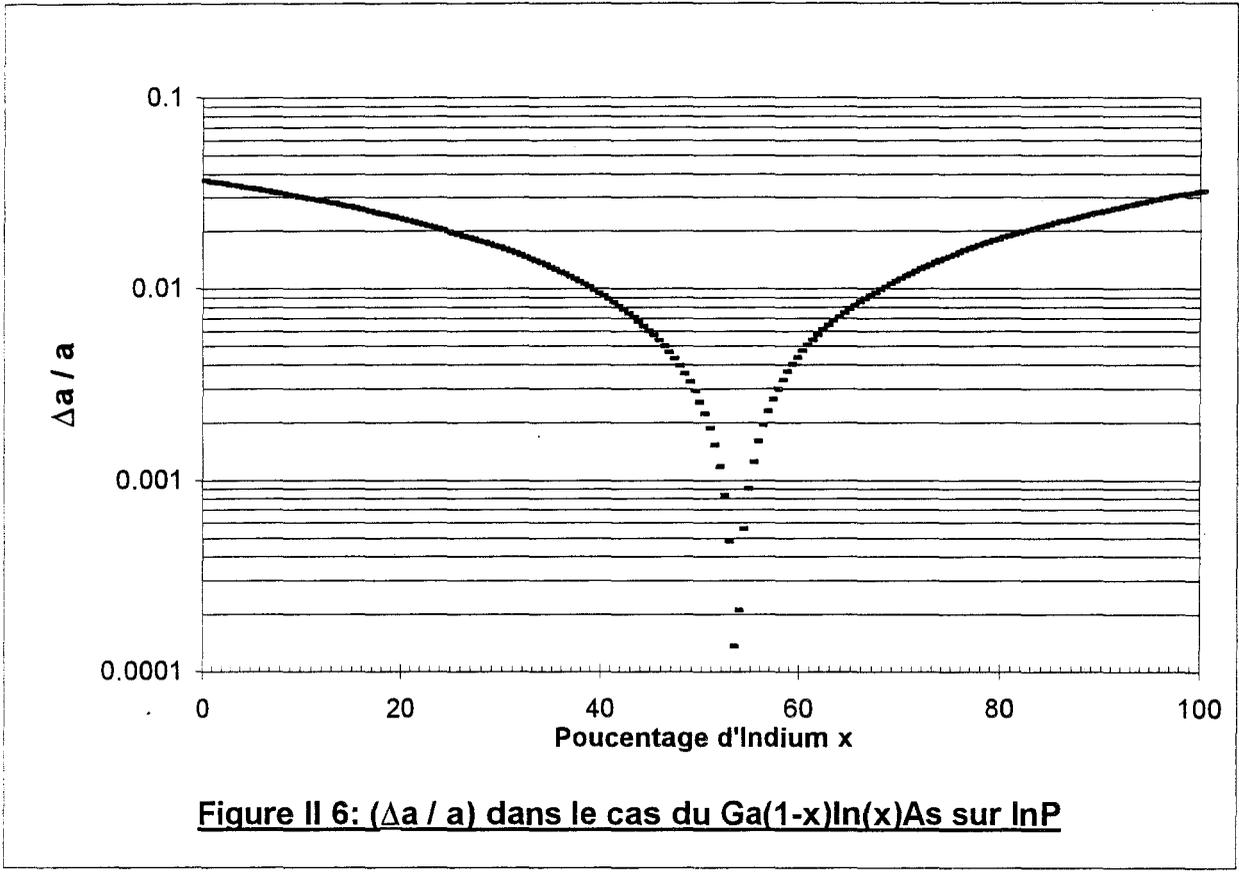
le matériau est encapsulé par un oxyde pour éviter au maximum toute altération provenant de l'atmosphère.

Cette couche de protection doit être enlevée in-situ avant de débiter l'épitaxie. Le substrat sur son support est d'abord dégazé sous ultra vide en dehors de la chambre de croissance dans le sas de transfert à une température d' environ 300°C, ceci afin d'éliminer une grande partie des impuretés (H₂O, C, ...) provenant du substrat et du support suite aux manipulations à l'air.

L'échantillon est enfin introduit dans le réacteur où il subit une rampe de chauffage jusqu'à une température supérieure à 500°C, sous pression d'Arsenic pour limiter l'évaporation du phosphore qui se produit à partir de 360°C [8].

L'évolution de la désoxydation peut être contrôlée par l'analyse du spectromètre de masse qui donne une indication sur la diminution de l'oxyde à la surface. Mais c'est essentiellement le spectre de diffraction d'électrons (RHEED) qui est utilisé ici. La visualisation d'anneau au début de la montée en température indique encore la présence d'oxyde.

Sous une pression d'Arsenic égale à 10^{-5} T et en se plaçant selon l'azimut 110 et $1\bar{1}0$ on observe l'apparition progressive de la reconstruction 2×4 . Celle-ci finit par transiter vers la 4×2 aux alentours de 560°C. Cette transition correspond au passage d' une surface riche élément V à une surface riche éléments III. Le substrat est alors refroidi très rapidement à 500° C, pour éviter de dégrader irrémédiablement la surface du substrat notamment suite à la désorption des atomes d' In [10 et 11]. Une fois la température du substrat stabilisée à cette valeur, nous pouvons commencer la croissance.



II 1 2 2 Épitaxie des alliages.

Notre travail a consisté à épitaxier des matériaux AlInAs et GaInAs adaptés en maille sur le substrat InP.

Le paramètre de maille des matériaux ternaires varie avec la fraction molaire des matériaux binaires qui le composent. Une petite variation de cette composition entraîne un changement sensible du paramètre cristallin de la couche comme le montre les figures II 6 et II 7. Une adaptation parfaite est ainsi impossible à obtenir. On caractérise cette désadaptation par le rapport:

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{a_0 - a}{a_0} \quad \text{où} \quad a \text{ est le paramètre de maille de la couche}$$

et

a_0 le paramètre de maille du substrat

L'épaisseur des croissances réalisées pour les transistors étant bien inférieure au μm nous pouvons admettre que si $\frac{\Delta a}{a} < 10^{-3}$. [12] la qualité de la couche est peu affectée par ce désaccord de maille. Au-dessus de cette limite on voit apparaître une désadaptation par apparition de "cross hatching" [13] ou de croissance tridimensionnelle. Si la désadaptation entre les matériaux épitaxiés augmente, il en résultera une diminution des performances électriques du semi-conducteur ainsi épitaxié.

On voit donc que la maîtrise de l'accord cristallographique sur le substrat n'est pas aisée. Elle dépend des valeurs de flux utilisés et de la

température du substrat pendant la phase de dépôts atomiques. Afin de déterminer les meilleures conditions de croissance, on utilise quand cela est possible les flux calculés par l'exploitation des oscillation du RHEED que nous avons décrit précédemment.

Les résultats définitifs sont obtenus après une analyse plus fine des épitaxies utilisant la double diffraction de rayons X (DDX). Nous présenterons le principe de cette mesure dans le paragraphe II 3 1a.

Décrivons maintenant la procédure de recherche des flux permettant l'accord de maille. On choisit un couple de valeur de pression équivalente au flux PEF_{In} et PEF_{Ga} qui correspond à un flux de Ga: F_{Ga} .

$$PEF_{Ga} \Leftrightarrow F_{Ga}$$

De même à la pression équivalente au flux d'In PEF_{In1} correspondra un flux F_{In1} .

$$PEF_{In1} \Leftrightarrow F_{In1}$$

F_{In1} est estimé a priori pour obtenir un matériau proche de l'adaptation. Après mesure de la composition on corrigera le flux d'Indium pour ajuster l'adaptation.

F_{Ga} est déterminé à partir de la vitesse de croissance du GaAs comme nous l'avons précisé précédemment.

Une mesure par DDX permet de calculer la composition en In, x_{In1} de l'échantillon. On peut alors écrire:

$$x_{In1} = \frac{F_{In1}}{F_{In1} + F_{Ga}} \quad (7)$$

Ou encore
$$F_{Ga} = F_{In1} \times \frac{1 - x_{In1}}{x_{In1}} \quad (8)$$

On maintient le flux de Gallium constant et on ajuste le flux d'In (F_{In2}) pour obtenir une couche de GaInAs adaptée sur le substrat InP, c'est à dire lorsque $x_{In} = 0.53$.

On écrit la relation précédente (8) pour les deux valeurs de flux d'Indium:

$$F_{In2} \times \frac{1 - 0.53}{0.53} = F_{In1} \times \frac{1 - x_{In1}}{x_{In1}} = F_{Ga} \quad (9)$$

On peut alors transposer cette relation aux pressions équivalentes aux flux de l'élément considéré et on obtient:

$$PEF_{In2} = \frac{0.53}{0.47} \times \frac{1 - x_{In1}}{x_{In1}} \times PEF_{In1} \quad (10)$$

Après avoir déterminé les conditions d'adaptation pour le GaInAs on applique le même raisonnement pour le matériau $Al_{(1-x)}In_{(x)}As$ mais cette fois on ajustera le flux d'Al en maintenant constant le flux d'Indium.

En effet pour la structure AlInAs / GaInAs il est plus aisé d'ajuster les flux de Al et de Ga et de maintenir constant le flux d'Indium.

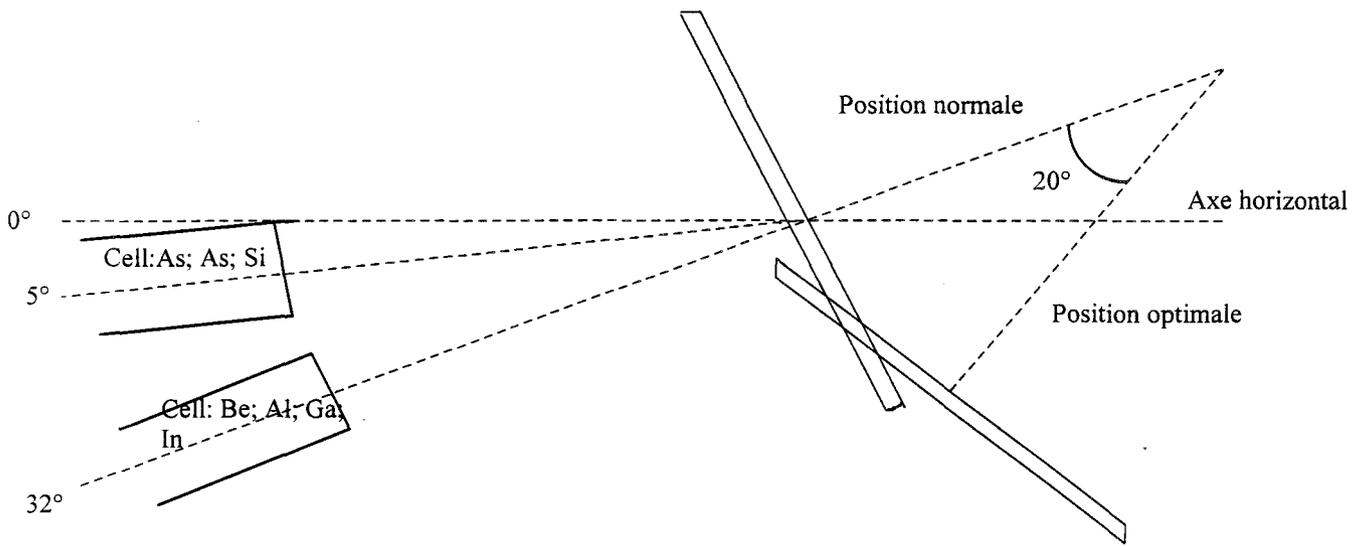


Fig II 8a: Position normale et optimale du manipulateur.

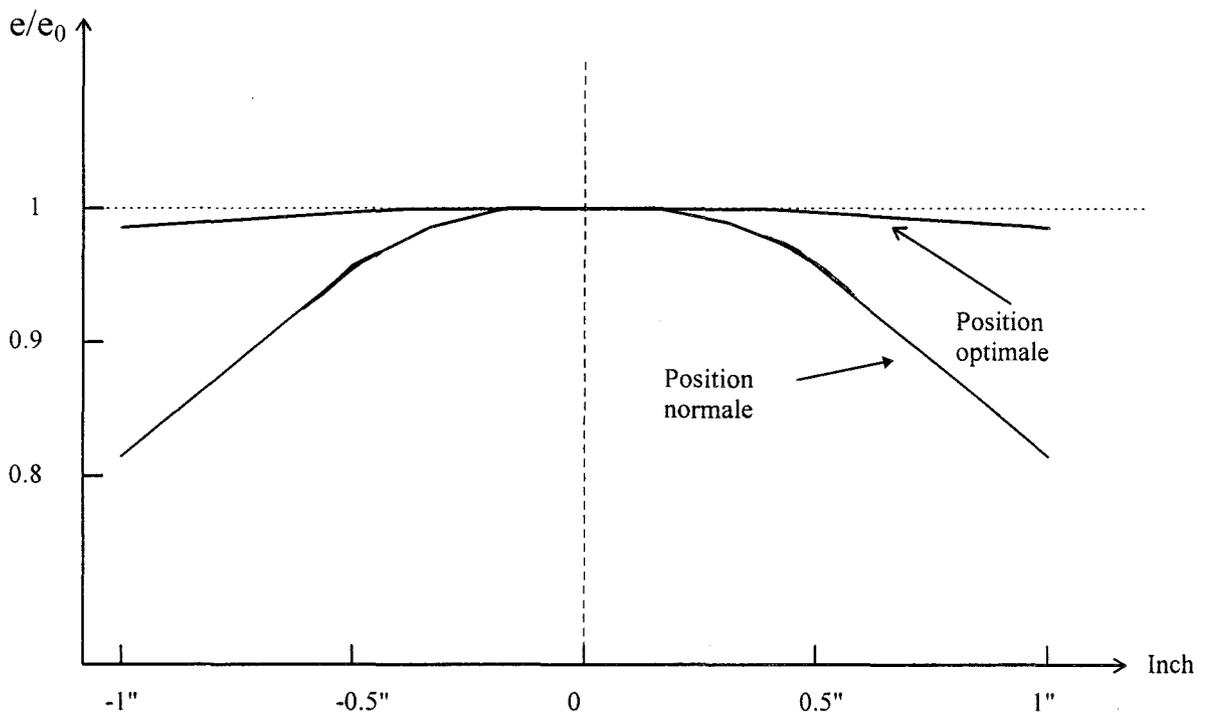


Fig II 8 b: Uniformité d'épaisseur obtenue sur un substrat 2" avec des cellules 135 (Ø 25mm)

Rappelons que l'adaptation d'AlInAs/InP est obtenue pour une composition d'In de 0.52 (cf chap1).

Si F_{Al3} est le flux d'Al utilisé pour l'échantillon test avec une composition x_{In3} , on peut calculer F_{Al4} qui donnera l'adaptation:

$$F_{Al4} = \frac{0.48}{0.52} \times \frac{x_{In3}}{1-x_{In3}} \times F_{Al3} \quad (11)$$

ou encore:

$$PEF_{Al4} = \frac{0.48}{0.52} \times \frac{x_{In3}}{1-x_{In3}} \times PEF_{Al3} \quad (12)$$

Les pressions équivalentes aux flux sont mesurées par une jauge Bayart Alpert placée en lieu et place du substrat à l'intersection des axes des cellules. C'est dans cette position que le flux est maximal. La position du substrat face aux cellules, à la place de la jauge de mesure, est appelée position 'normale'. Une croissance effectuée dans ces conditions révèle une uniformité d'épaisseur assez médiocre sur un diamètre inférieur à 25 mm.

Pour atteindre une uniformité d'épaisseur acceptable sur la totalité d'un substrat 2" de diamètre, il suffit d'incliner le substrat par rapport à l'axe des cellules (inclinaison de 20° environ schématisé sur la figure II 8 a) et de mettre ce dernier en rotation pour créer une symétrie autour de la normale au substrat. On obtient alors sur un diamètre de 2" une uniformité d'épaisseur (cf fig II 8b) égale à $\pm 1\%$ pour la position optimale contre $\pm 6\%$ pour la position normale.

Compte tenu de l'utilisation de nos épitaxies pour la réalisation de composants ou de circuits intégrés, il est important d'obtenir cette uniformité sur deux pouces à la fois en épaisseur et en composition.

En position optimale, notre bâti ne permet pas la mesure à l'aide du Rheed. Il nous est donc impossible d'utiliser la mesure des vitesses de croissance par les oscillations de Rheed.

L'épaisseur de la couche déposée est mesurée après une attaque chimique sélective qui s'arrête sur InP composée par : H_3PO_4 - (4) - H_2O_2 - (1) - H_2O - (25). Cette méthode permet de déterminer les vitesses de croissance des différents matériaux avec une précision d'environ 1 à 2%.

En position normale on peut comparer la vitesse de croissance mesurée par les oscillations de RHEED et déduite par la mesure d'épaisseur après attaque chimique. Nous avons relevé un écart de 2% entre les deux mesures.

II I 2 3 Correction des transitoires .

La détermination de la vitesse de croissance en EJM est fondamentale pour fixer les épaisseurs des différents matériaux à épitaxier. Cette vitesse se situe généralement entre 0,5 $\mu\text{m}/\text{h}$ et 1 $\mu\text{m}/\text{h}$ pour un meilleur contrôle de l'épitaxie.

Lorsque les structures deviennent très complexes et présentent une succession de couches d'épaisseur très faible composées de matériaux différents, une imprécision existe sur la composition du matériau et sur l'épaisseur. Ceci est dû à l'évolution transitoire des flux lors de l'ouverture du cache des cellules. La stabilisation des flux nécessite généralement quelques

minutes, ce qui est loin d'être négligeable devant la durée de certaines couches. Un écart en flux d'Al de 7% peut par exemple entraîner une variation de 4% de la proportion d'AlAs dans une couche d'AlInAs.

On réussit à palier à cet inconvénient en utilisant un procédé simple de régulation. Le creuset contenant l'élément que l'on va utiliser est chauffé à une température légèrement inférieure de quelques degrés à celle initialement étalonnée pour les flux désirés en régime constant. Ensuite à l'ouverture du cache, on ramène la cellule à sa température initiale par une rampe de quelques secondes. On constate ainsi que le flux passe à son régime stabilisé beaucoup plus rapidement.

L'influence de ce procédé est surtout sensible lors de la croissance de couches pseudomorphiques. Dans ce cas le contrôle de la composition doit être maîtrisé le mieux possible pour ne pas dépasser une épaisseur critique que nous expliciterons au chapitre III.

Après avoir décrit les procédures que nous avons mises au point pour épitaxier les matériaux GaInAs et AlInAs nous décrivons dans le paragraphe suivant les méthodes de caractérisation que nous avons utilisées.

II II CARACTÉRISATIONS DES MATERIAUX EPITAXIES.

Pour étudier la qualité et les performances électriques des matériaux semi-conducteurs élaborés, il faut pouvoir les caractériser. Nous

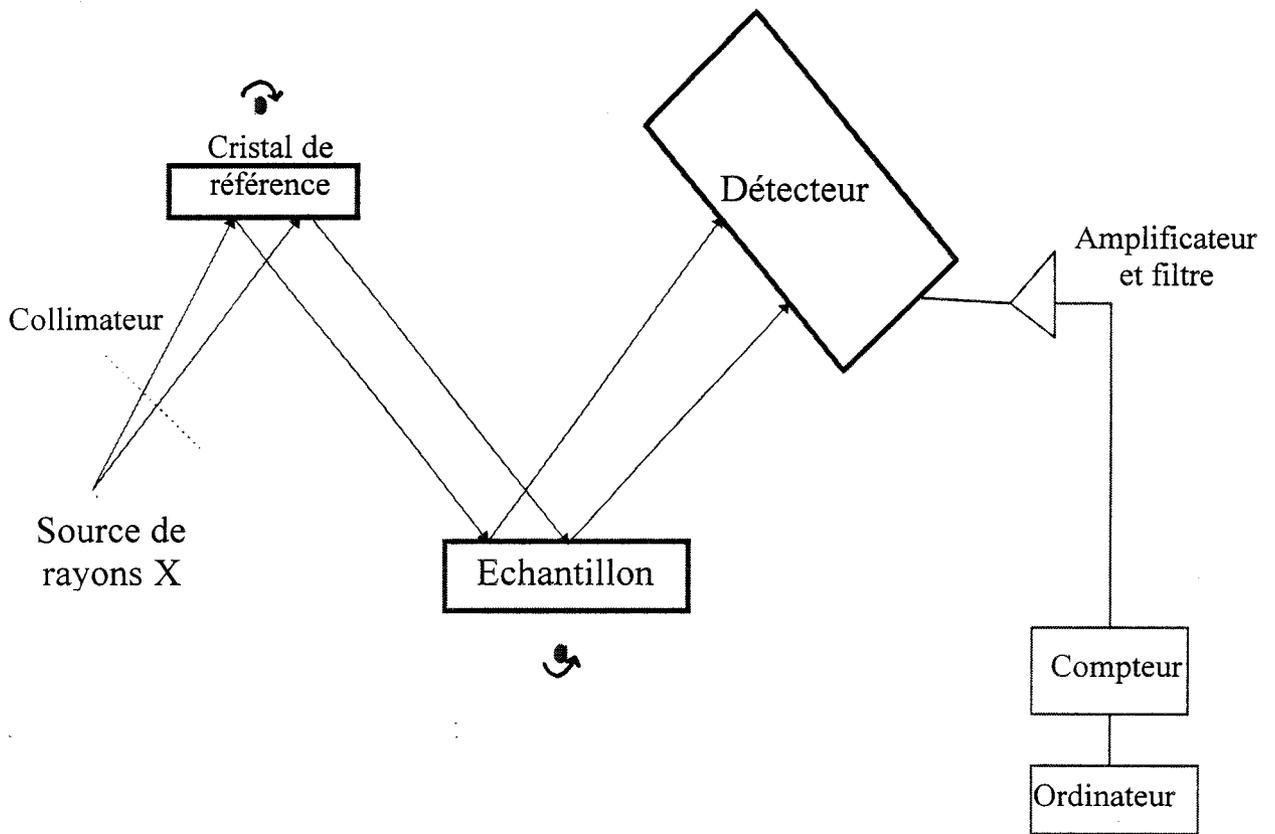


Figure II 9: Schéma de principe du dispositif permettant la mesure par double diffraction de rayons X.

avons utilisé différentes méthodes d'analyse dont nous allons ici exposer les principes. Nous aborderons d'abord les caractérisations physiques puis dans le paragraphe suivant les caractérisations électriques.

II II 1 Caractérisations physiques des matériaux.

I II 1 1 La double diffraction de rayons X.

La diffraction de rayons X sur une couche épitaxiée [14] est une méthode non destructive qui permet d'analyser la qualité et de mesurer la maille cristalline de l'échantillon. Nous présentons maintenant cette méthode.

La figure II 9 montre un schéma de principe du système d'analyse par double diffraction de rayon X (DDX).

Pour obtenir un faisceau monochromatique et très parallèle, les rayons X sont d'abord diffractés sur un cristal de référence parfaitement pur. Le faisceau réfléchi est alors dirigé vers le substrat à étudier où il subit une deuxième diffraction. Les rayons réfléchis sur les plans réticulaires sont détectés par un compteur d'intensité ou un photomultiplicateur. Les positions respectives de l'échantillon et du détecteur sont contrôlées et commandées par un micro-ordinateur. L'amplitude du signal détecté est enregistrée en fonction de l'angle d'incidence qui varie en faisant tourner l'échantillon autour d'un axe parallèle aux plans de diffraction. On observe un pic d'intensité lorsqu'une famille de plans réticulaires vérifie la loi de Bragg [15]:

$$2 \times d \times \sin \theta = n\lambda \quad (13)$$

'd' est la distance séparants les plans diffractants;

' θ ' est l'angle d'incidence ou angle de Bragg ;

' λ ' la longueur d'onde des rayons qui vaut ici 1,54 Å pour la raie $K\alpha_1$ du cuivre.

'n' un nombre entier.

Pour analyser l'adaptation d' une couche épitaxiée sur un substrat, on travaille en réflexion symétrique par rapport au plan (004) parallèle à la surface autour de quelques minutes d'arc d'une valeur θ_b , angle de Bragg qui dépend du matériau semi-conducteur analysé.

II II 1 1 1 Désadaptation et

composition :

Le désaccord du paramètre de maille de la couche avec le substrat fait apparaître clairement deux pics sur la figure II 10 à cause des deux réflexions de Bragg différentes. Le premier pic est relatif au substrat et l'autre est relatif à la couche épitaxiée. Ce désaccord effectif est donné par la relation suivante [16]:

$$\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_\perp = -\text{Cotg}\theta_b \times d\theta_b \quad (14)$$

$d\theta_b$ représente l'écart angulaire entre les deux pics et θ_b l'angle de Bragg.

La désadaptation réelle tient compte de la déformation de la maille en compression ou en tension. Elle se formule comme suit [17]:

$$\frac{\Delta a}{a} = \left(\frac{\Delta a}{a}\right)_\perp \times \frac{1-\nu}{1+\nu}$$

ν est le coefficient de poisson .

Connaissant le terme $\frac{\Delta a}{a}$ il est aisé de remonter à la composition à partir de la loi de Vegard.

II II 1 1 2 Épaisseur de la couche

épitaxiée

L'intégration de l'intensité des pics est directement reliée à l'épaisseur. On peut aussi mesurer cette dernière quand elle est de l'ordre du μm à cause de l'apparition des oscillations de Pendellösung [18] par la relation suivante :

$$\Delta\theta_p = \frac{\lambda \sin\theta_b}{e \sin 2\theta_b} \quad \text{en réflexion}$$

symétrique.

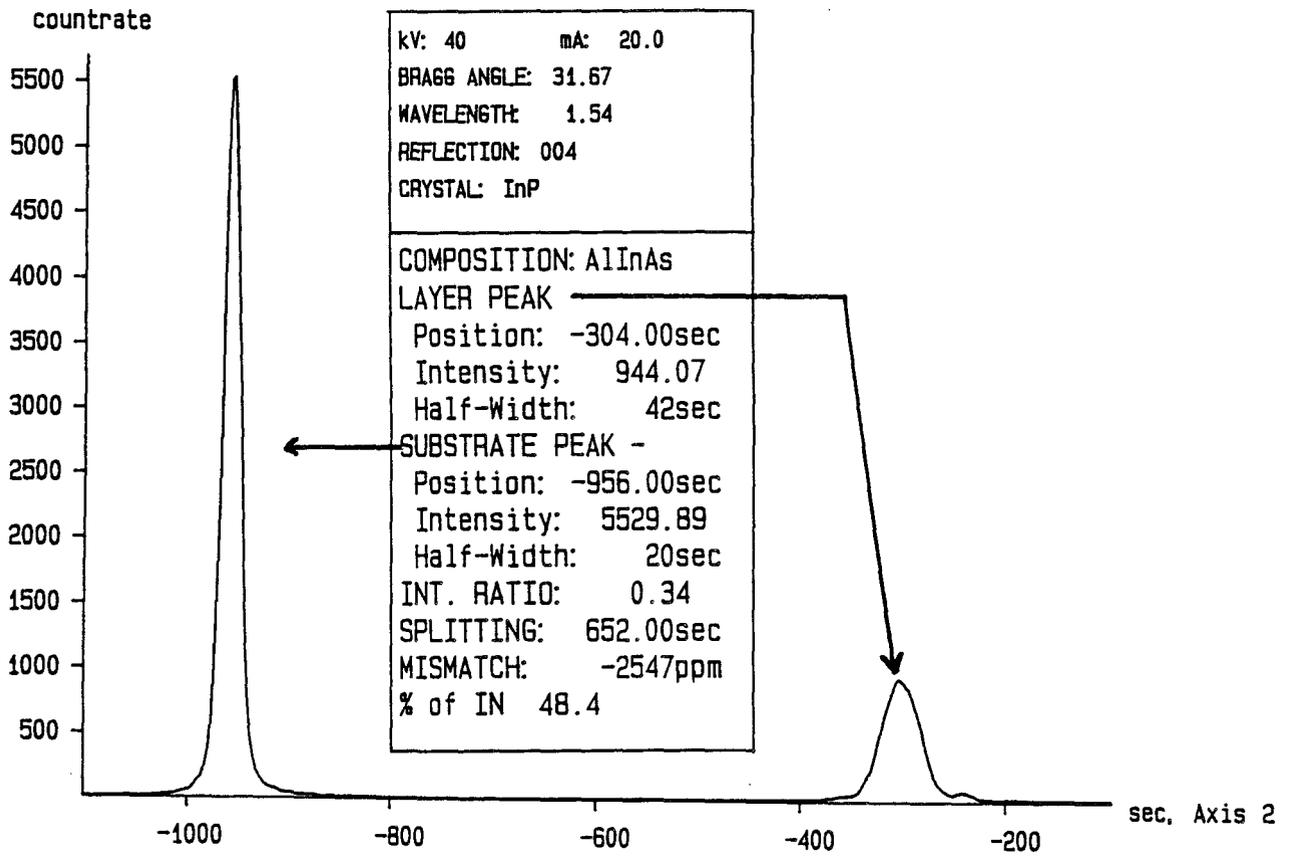


Fig II 10: Spectre et résultats d'analyse obtenu par DDX
sur un échantillon composée d'une couche d'AlInAs en
désaccord de maille sur InP.

' $\Delta\theta_p$ ' est la période des oscillations, e l' épaisseur de la couche.

Ces méthodes sont difficiles à mettre en oeuvre car l'intensité de ces oscillations est assez faible

Remarque:

La superposition des couches épitaxiées avec des paramètres de maille différents entraîne des contraintes sur les matériaux et engendre une courbure du substrat qui se traduit par un élargissement des pics de diffraction.

La largeur à mi-hauteur des pics de diffraction constitue un critère de qualité des structures cristallines.

Parmi ces différentes analyses exposées très brièvement, nous utilisons uniquement celles qui nous donnent des informations essentielles sur la désadaptation et la qualité des épitaxies.

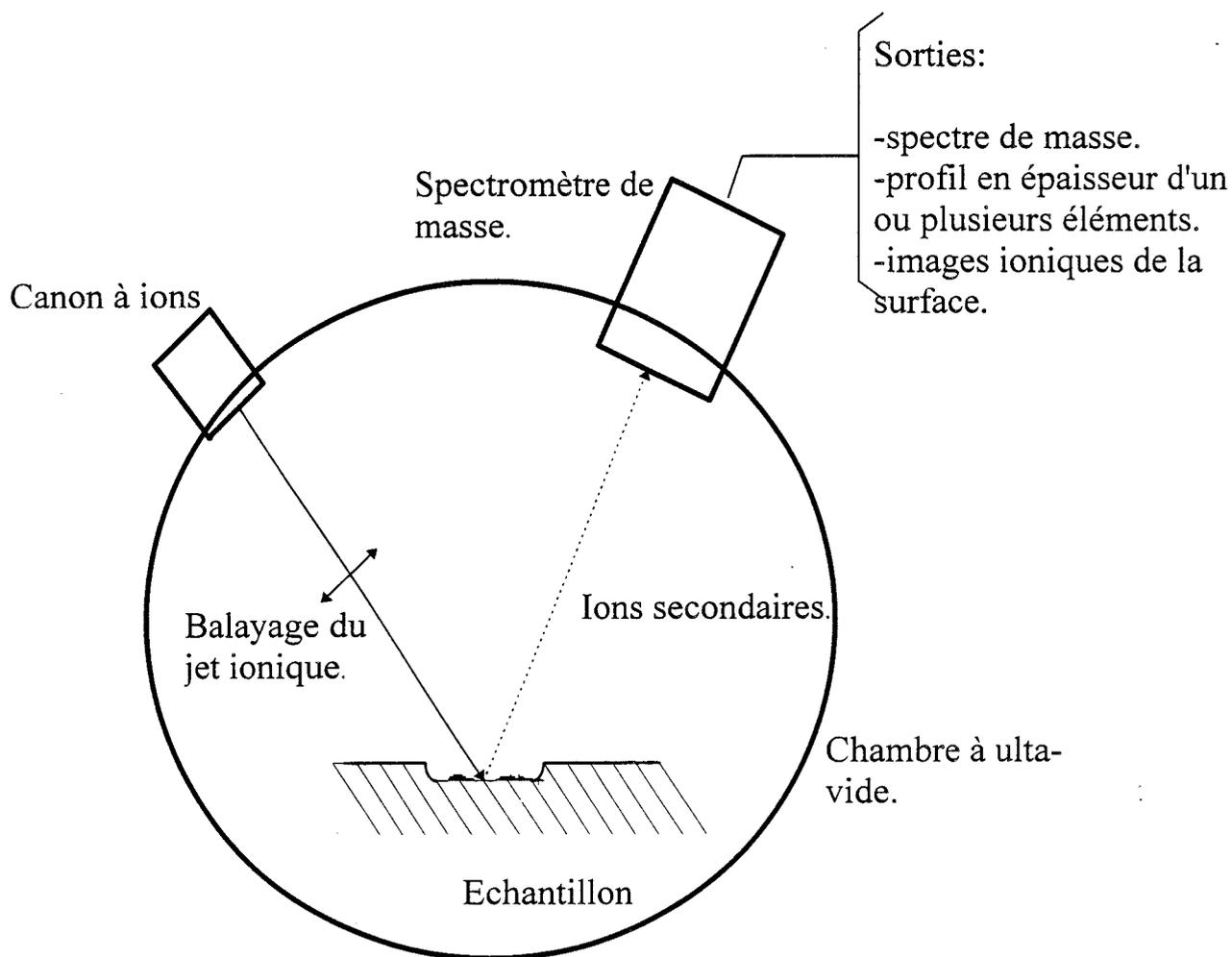


Figure II 11: Schéma de principe du SIMS.

II II 1 1 3 Exemple de spectre

DDX.

La figure II 10 montre le spectre et les résultats d'analyse obtenus pour un échantillon composé d'une couche de 4800 Å de $Al_{1-y}In_yAs$ épitaxié en désaccord de maille sur InP. Ainsi à partir de ce spectre on peut remonter aux paramètres cristallographiques de la couche qui sont ici un $\frac{\Delta a}{a}$ égal à 2.5% pour une composition d'Indium y de 48.4%.

II II 1 2 Spectroscopie de masse d'ions

secondaires.

La spectroscopie de masse d'ions secondaires (SIMS) analyse la nature des différents éléments composant les matériaux épitaxiés.

On utilisera le SIMS pour étudier les profils d'impuretés dopantes dans les couches ou les variations des espèces aux interfaces d'une hétérojonction ou encore pour détecter, dans les matériaux, la présence d'impuretés non désirées qui pourraient nuire aux performances électriques.

Comme le montre le schéma de la figure II 11, on utilise un bombardement ionique sous vide pour arracher les éléments de la couche à analyser. Les ions incidents les plus couramment utilisés sont le Cs^+ ou l' O_2^+ selon les espèces à analyser. Les atomes reçoivent assez d'énergie pour être

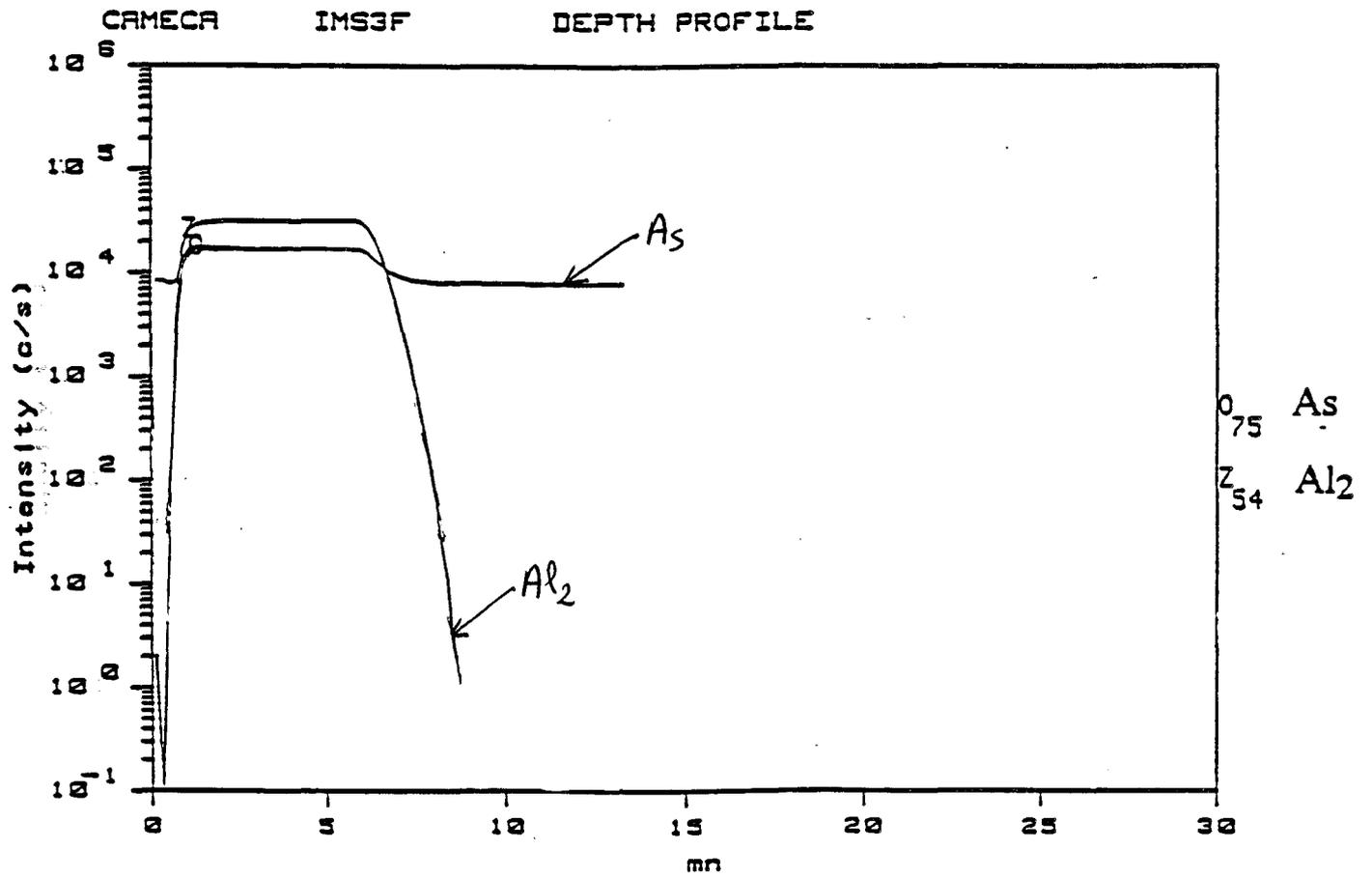


Figure II 12: Profil d'Aluminium déduit de l'analyse SIMS.

ionisés et expulsés de la surface. Ces ions secondaires sont analysés dans un spectromètre de masse.

En mesurant l'intensité des ions d'une même espèce en fonction de la vitesse d'érosion, on obtient un profil de concentration atomique dans l'échantillon testé. Il faut noter que la vitesse d'érosion dépend de la nature des matériaux rencontrés, ce qui entraîne une variation de la résolution spatiale de la mesure si l'échantillon est composé de matériaux différents. Ainsi l'exemple donné sur la figure II 12 montre le profil d'Aluminium et le profil d'Arsenic dans une hétérojonction AlGaAs / GaAs.

De plus pour quantifier le niveau du profil de dopage en impuretés, il faut auparavant étalonner l'expérience avec un échantillon similaire mais dont la concentration en impuretés considérées est connue.

II II 1 3 Photoluminescence

La couche à analyser est éclairée sous une source lumineuse cohérente monochromatique dont l'énergie est supérieure à celle de la bande interdite du matériau constituant l'épitaxie.

Dans ces conditions, un certain nombre de créations et de recombinaisons de paires électrons-trous entrent en jeu. Certaines recombinaisons sont radiatives et l'analyse spectrale du signal de photoluminescence émis, donne une bonne caractérisation du matériau.

Dans la plupart des cas une mesure rapide à 300 K ou à 77 K permet de déterminer la hauteur de bande interdite du matériau épitaxié en

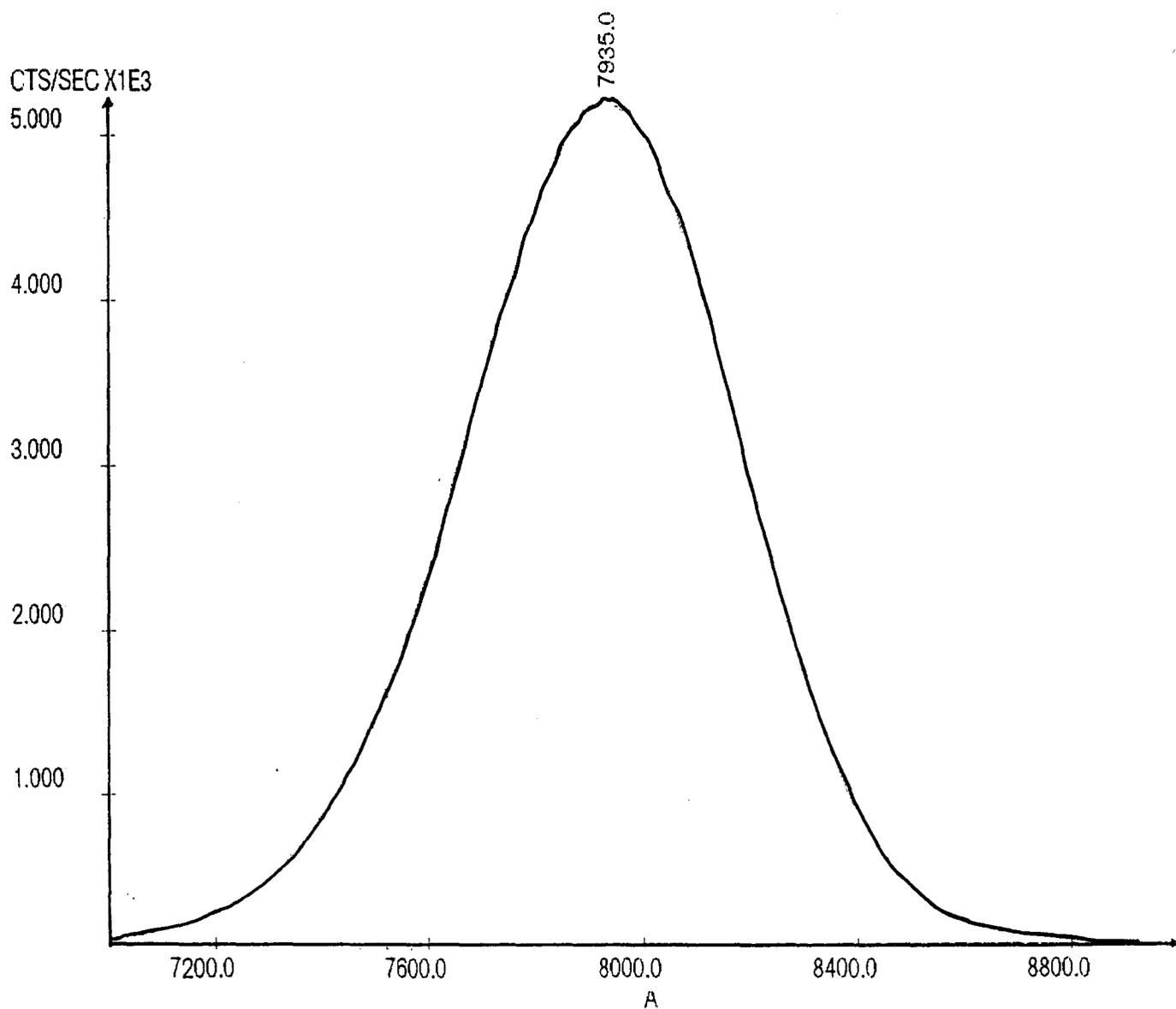


Fig II 13: Spectre de photoluminescence obtenu pour une couche d'Al_{0.52}In_{0.48}As d'épaisseur 4800 Å.

relevant la longueur d'onde du pic principal de photoluminescence. La figure II 13 montre l'exemple d'un relevé obtenu à 300K d'un matériau $Al_{1-y}In_yAs$ épitaxié sur InP. D'autre part la largeur à mi-hauteur de ce pic aux très basses températures nous donne une première information sur la qualité cristalline de la couche.

La valeur mesurée de la longueur d'onde est convertie en énergie de la bande interdite par la relation pratique suivante ou $E_{g\ s'}$ exprime en électron volt et la longueur d'onde en $\mu\text{ m}$:

$$E_{g\ eV} = \frac{1.24}{\lambda_{\mu\text{m}}}$$

Nous en déduisons alors la composition d' Indium dans le cas des matériaux ternaires qui nous intéressent en appliquant les relations énoncées dans le chapitre précédent.

On obtient ainsi dans l'exemple donné sur la figure II 13 une bande interdite pour le matériau $Al_{1-y}In_yAs$ égale à 1.546 eV ce qui correspond à une composition en Indium de 48.5%. Cette valeur est confirmée par l'analyse en DDX du même échantillon qui donne un résultat pour y égal à 48.4%.

Ces mesures (DDX et Photoluminescence) nous apportent une caractérisation essentielle du matériau du point de vue de sa structure cristalline et de sa composition. Il est maintenant nécessaire de compléter l'analyse des épitaxies par des mesures électriques en terme de concentrations de porteurs et de mobilités.

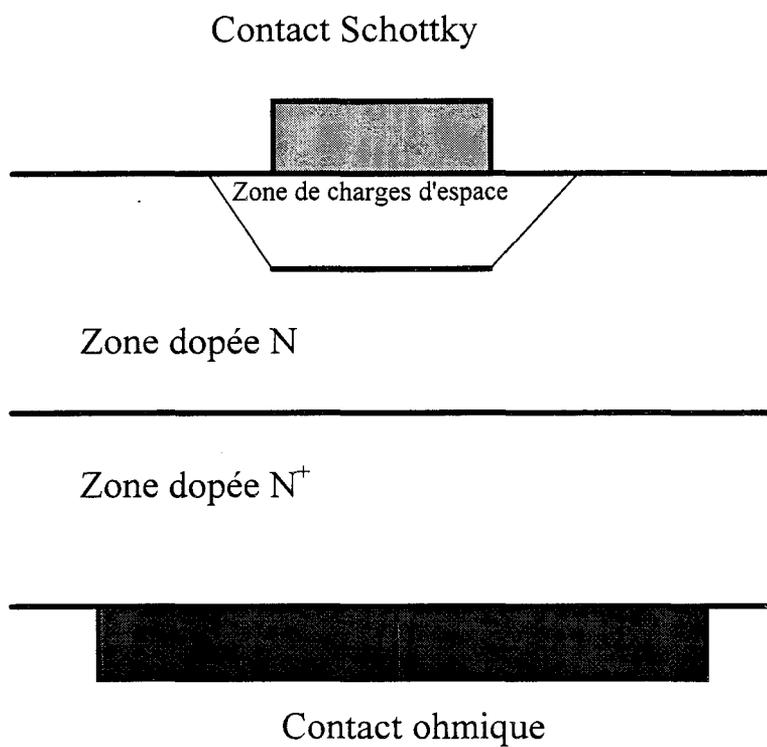


Figure IIJ4: Structure de l'échantillon pour la mesure de la capacité d'une diode Schottky en fonction de la tension.

II II 2 Caractérisations électriques

Les structures que nous avons épitaxiées sont destinées à la réalisation de transistors à effet de champ ou de circuits intégrés. Pour assurer les performances électriques de ces composants, il est indispensable de s'intéresser à la caractérisation électrique des couches.

La concentration des porteurs (électrons ou trous) et leur mobilités respectives sont les principaux paramètres à déterminer que ce soit dans une couche homogène ou dans une hétérostructure.

Nous présentons maintenant les méthodes que nous avons employées au laboratoire c'est à dire la méthode de mesure de la variation de la capacité en fonction de la tension appliquée sur une diode Schottky, $C(V)$, puis les méthodes de caractérisations basées sur l'effet Hall.

II II 2 1 Caractérisation $C(V)$

1- le principe.

Le principe consiste à mesurer la variation de la capacité inverse d'une diode Schottky en fonction de la tension appliquée [19].

On rappelle que la concentration d'impuretés N_d dans le cas d'une couche homogène uniformément dopée s' obtient par la relation:

$$N_d = \frac{C^3(V)}{qS^2 \varepsilon} \times \frac{dV}{dC} \quad \text{cm}^{-3} \quad (16)$$

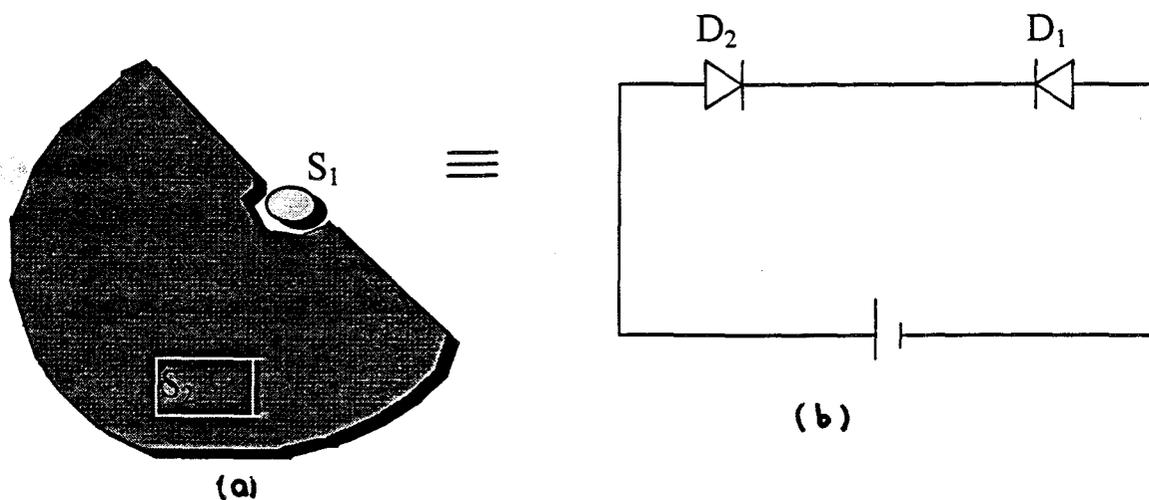


Figure II 15: Surfaces de contacts par la méthode de mesure par billes de Mercure et schéma électrique équivalent

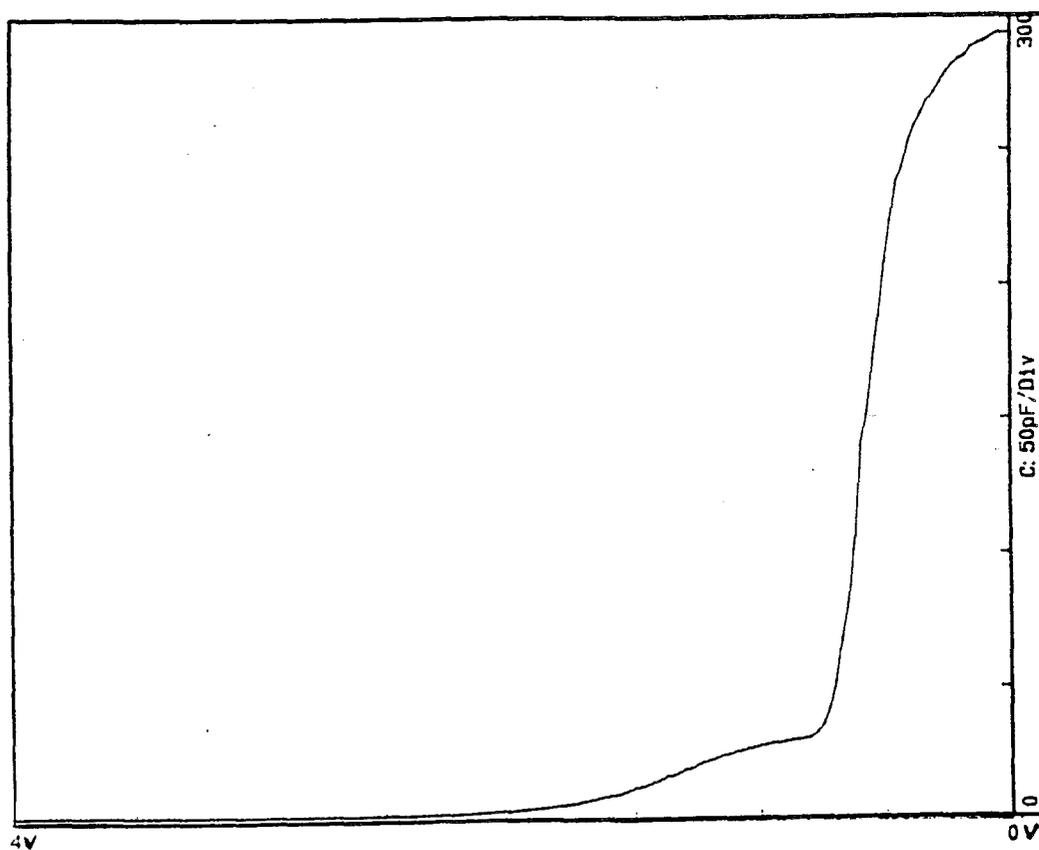


Figure II 16: Evolution C(V) obtenue par bille de Mercure.

S représente la surface de la jonction métal-semiconducteur.

ϵ est la permittivité du matériau.

q est la charge de l'électron.

$C(V)$ est la valeur de la capacité.

V la tension appliquée.

L'incertitude sur la détermination de la concentration N_d est fortement dépendante de la mesure de la surface électrique S .

Pour limiter cette incertitude il est préférable de réaliser l'échantillon à tester à partir d'une structure verticale où la surface active est définie par le contact métallique comme le montre la figure II 14. Dans ce cas la couche à analyser est épitaxiée sur un substrat dopé n^+ . Cependant cette méthode nécessite une épitaxie spécifique (sur un substrat n^+) et une réalisation technologique de la diode. En effet les transistors à effet de champ sont réalisés en structure planar à partir d'épitaxies sur un substrat semi-isolant.

Si on souhaite réaliser simplement un test de contrôle sur des couches destinées aux composants, on peut réaliser les contacts à l'aide d'une bille de mercure.

2- C (V) par la bille de Mercure.

Le principe de la mesure consiste à réaliser le contact Schottky à l'aide d'une goutte de Mercure sur la couche semiconductrice. Dans

ces conditions la mesure est rapide et non destructrice pour l' échantillon à tester. En effet elle ne nécessite pas de technologie particulière. Néanmoins, l' incertitude sur la surface de contact dépend fortement de la pression appliquée par le Mercure sur l' échantillon. Il est indispensable d' opérer avec une grande précision afin d' obtenir des résultats reproductibles.

La mesure par la bille de Mercure est possible aussi bien pour une structure verticale que pour une structure planaire [20].

Dans le cas d' une structure planaire, la géométrie des contacts est appropriée pour minimiser les erreurs. Les deux interfaces mercure - semi-conducteur ont des surfaces S_1 et S_2 très dissymétriques, dont un schéma est donné sur la figure II 15a. Le schéma électrique du système est représenté sur la figure II 15b et est constitué de deux diodes en série D1 et D2 dont l' une est polarisée en inverse et l' autre en directe. Compte tenu du rapport des surfaces S_1 et S_2 seule la variation de la capacité liée au contact polarisé en inverse qui possède la surface la plus petite S_1 est significative.

La mesure de la capacité C_1 est faite à 1 MHz en fonction de la tension appliquée par un capacimètre Boonton. La figure II 16 montre l' évolution de la capacité pour un dopage plan Si dans une couche d' AlInAs.

A partir de la variation $C(V)$ on peut remonter à la concentration d' impuretés ionisées présentes dans la structure.[21]

C' est la mobilité des porteurs dans une structure qui contribue aux performances du transistor. Dans le paragraphe suivant, nous rappelons les méthodes de mesure de ce paramètre.

II II 2 2 Mesure du profil de mobilité par Magnéto-résistance.

Dans le cas d'un transistor à effet de champ, lorsque l'on applique un champ magnétique perpendiculaire à la surface de l'échantillon comme le montre le schéma de la figure II 17, la résistance électrique mesurée entre le drain et la source varie selon la loi [22]:

$$R_{DS \text{ avec } B} = R_{DS \text{ sans } B} (1 + (\mu_0 B)^2) \quad (17)$$

Pour le transistor à effet de champ, il est facile d'appliquer en même temps une tension de commande V_{GS} afin de déserrer progressivement le canal. La mesure de la résistance R_{DS} en fonction de la variation de la tension V_{GS} nous conduit à la notion de mobilité différentielle d'une part (μ_d) et de mobilité moyenne d'autre part (μ_m). Ces mobilités s'expriment par les relations suivantes:

$$\mu_m = \sqrt{\frac{1}{B^2} \left(\frac{R_{DS}(B, V_{GS})}{R_{DS}(0, V_{GS})} \right) - 1} \quad (18)$$

$$\mu_d = \sqrt{\frac{1}{B^2} \left(\frac{d(1/R_{DS}(0, V_{GS})/dV_{GS})}{d(1/R_{DS}(B, V_{GS})/dV_{GS})} \right) - 1} \quad (19)$$

Il y a lieu de tenir compte de l'influence des résistances parasites de source R_s et de drain R_D . La résistance drain source s'écrit alors [23]:

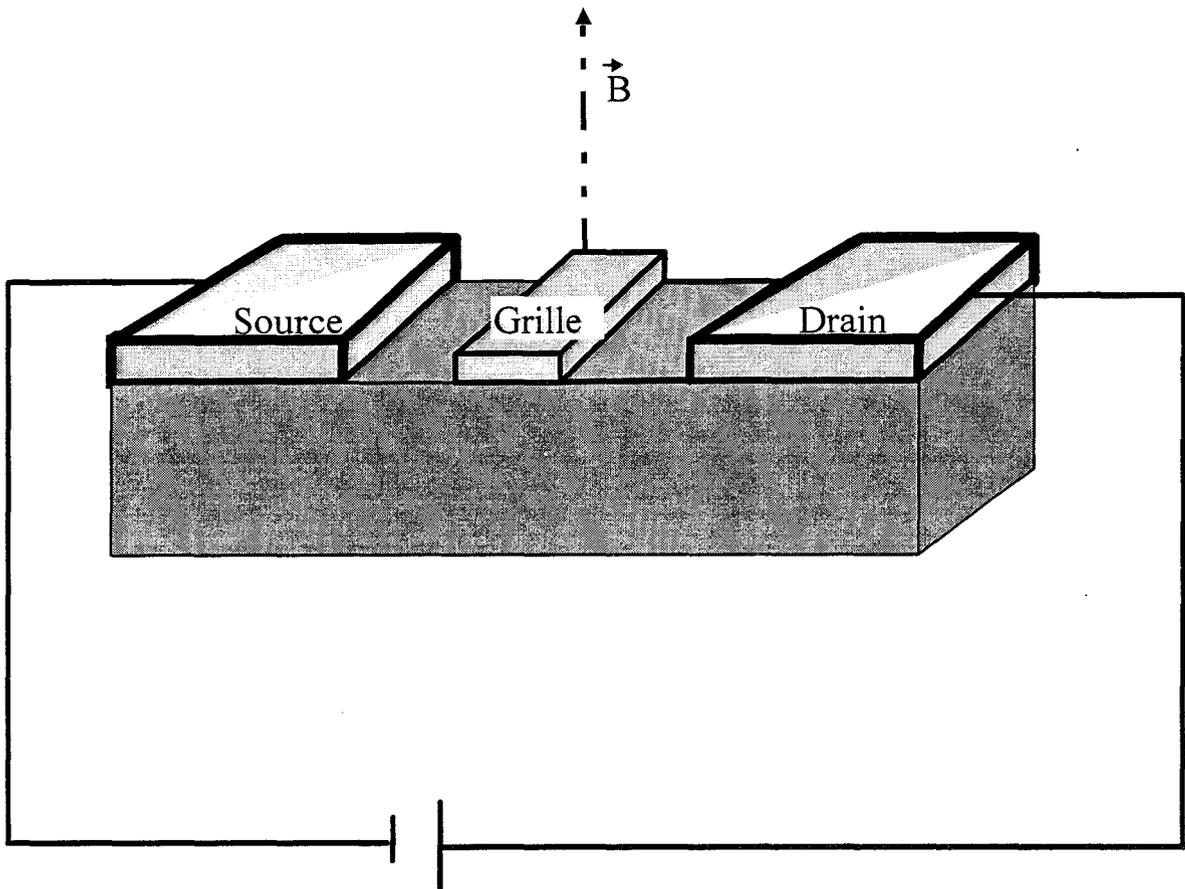


Figure II 17: TEC polarisé soumis à un champ magnétique.

$$R_{DS}(0, V_{GS}) = R_S + R_D + R_C(V_{GS}) \quad (20)$$

$$R_{DS}(B, V_{GS}) = (R_S + R_D)(1 + \mu_1^2 B^2) + R_C(V_{GS})(1 + \overline{\mu_C^2}(V_{GS})B^2)$$

Avec μ_1 mobilité des porteurs dans les zones d'accès source-grille et grille-drain, μ_C la mobilité des porteurs dans le canal sous la grille, R_S la résistance d'accès de la source et R_D la résistance d'accès du drain.

La mesure de la mobilité différentielle en fonction de V_{GS} par magnéto-résistance permet de tester les propriétés conductrices du canal d'un transistor en fonctionnement. Il est ainsi possible de corréler la mobilité des charges dans le canal avec la tension de commande V_{GS} .

La mesure par effet Hall des épitaxies donne une valeur moyenne de la mobilité dans toutes les couches de l'échantillon. Nous décrivons cette méthode dans le paragraphe suivant.

II II 2 3 Méthode de mesures par effet Hall à bas champ magnétique.

II II 2 3 1 Champ magnétique faible.

La caractérisation par effet Hall est un moyen simple et rapide pour contrôler la qualité électrique des couches épitaxiées. Nous appliquons

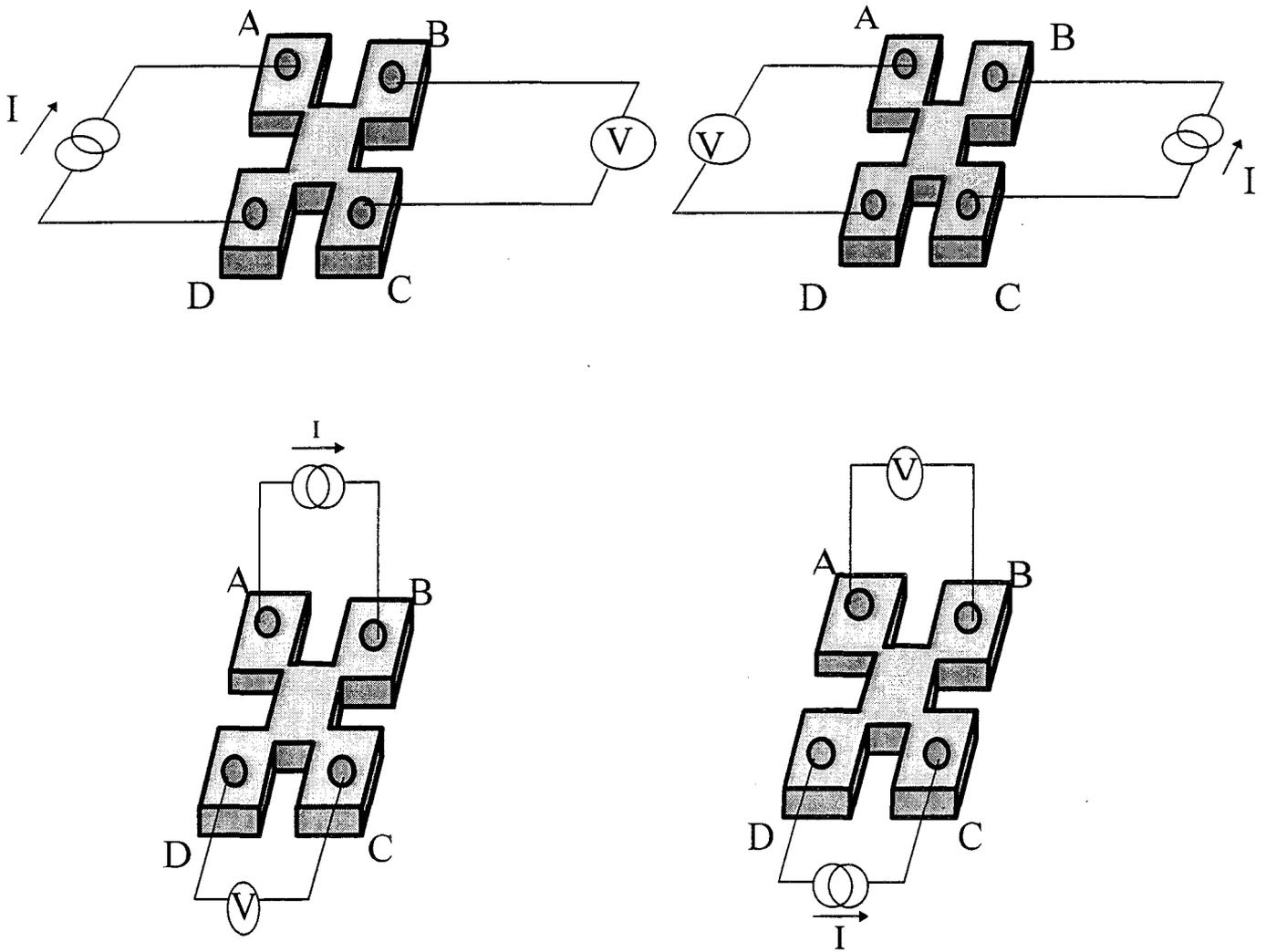


Figure II 18: Connections pour la mesure de la résistivité.

au laboratoire la méthode du trèfle de Van der Pauw avec un banc de mesures automatisées [24].

La géométrie spécifique des échantillons est le plus souvent réalisée par sablage. Cependant cette étape d'abrasion mécanique bien que très rapide peut être très dommageable dans certains cas pour l'échantillon en engendrant des fissures dans la structure. En effet le substrat InP est très fragile et ne se prête pas bien à ce genre de manipulation. Il est préférable dans ce cas de faire des "mésa" par attaque chimique.

C'est pourquoi nous avons été amenés dans ce type de situation à définir les motifs en forme de trèfle par attaque chimique de l'échantillon après que celui-ci ait été résiné et masqué.

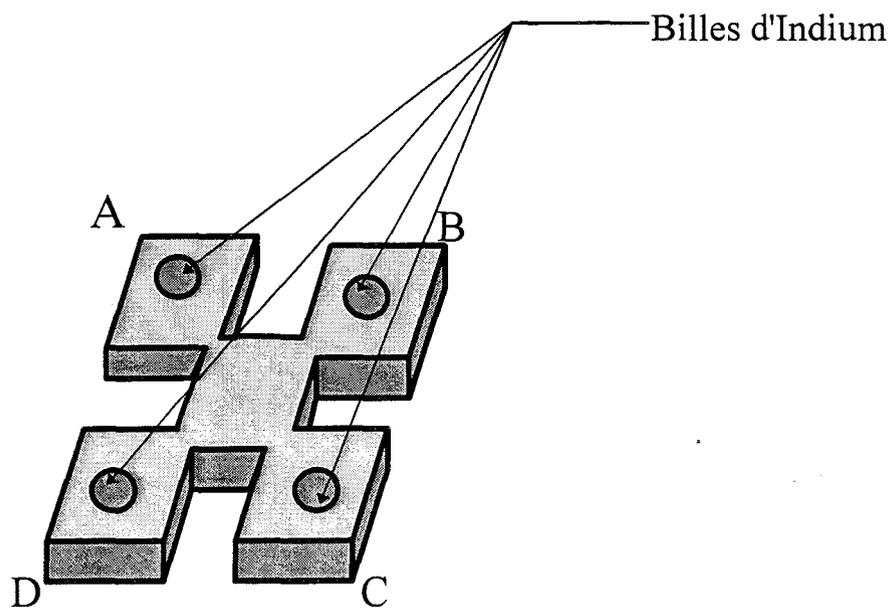
Les contacts ohmiques sont obtenus dans tous les cas par diffusion de bille d'Indium aux extrémités du trèfle.

Ainsi par mesures successives, en permutant les contacts selon les schémas de la figure II 18 et II 19, nous déduisons d'abord la valeur moyenne de la résistivité par l'expression

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} R_{\text{moyen}} \times f \quad (\Omega \cdot \text{m}) \quad (21)$$

avec d : épaisseur de la couche, R : résistance mesurée.

' f ' est appelé coefficient de Van der Pauw. Il dépend du rapport entre la mesure de R pour deux configurations successives de connections. Ce coefficient traduit l'indépendance de la géométrie de l'échantillon sur la mesure. L'erreur de mesure sur la résistivité par rapport à la géométrie des contacts est minimale si f est très proche de 1 (>0.99).



Motif en forme de tréfle.

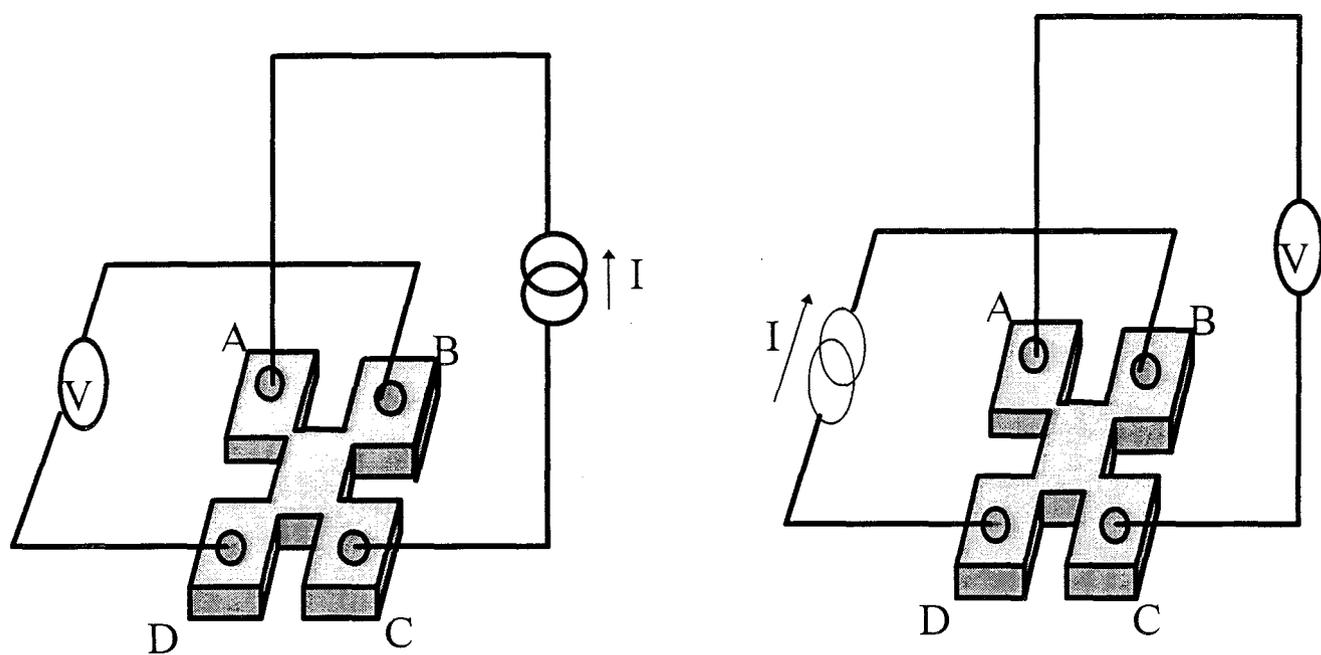


Figure II 19: Connections réalisées pour la mesure d'effet Hall.

-la constante de Hall R_H est extraite des variations de la résistance lors de l'application d'un champ magnétique par la relation suivante :

$$R_H = \frac{\Delta R \times d}{I \times B} \quad (\text{m}^3/\text{C}) \quad (22)$$

avec B induction magnétique.

I le courant.

d l'épaisseur de la couche.

ΔR la variation de la résistance R avec le champ magnétique.

Le signe de R_H nous indique le type de porteurs libres (n ou p)

Des expressions (a) et (b) nous aboutissons aux résultats finaux suivants:

$$\text{-la mobilité: } \mu_H = \frac{1}{\rho} \times R_H \quad (\text{m}^2/\text{V S}) \quad (23)$$

$$\text{-la concentration de porteurs: } n_H = \frac{1}{q \times |R_H|} \quad (\text{m}^{-3}) \quad (24)$$

$$\text{Avec } q = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

On remarque que le calcul de la mobilité est indépendant de l'épaisseur de l'échantillon, par contre il n'en est pas de même pour le calcul de la densité n_H . Nous avons introduit une correction sur l'épaisseur électrique de la couche en prenant en compte l'épaisseur des zones désertées électriquement par les potentiels de surface et d'interface avec le substrat. Les

mesures sont effectuées à 300 K et à 77 K . L'échantillon peut être soumis à un éclairage pour détecter la présence éventuelle de pièges dans le matériau épitaxié .

Les résultats que nous avons obtenus et que nous présentons dans le chapitre suivant pour les matériaux homogènes sont en accord avec ceux relevés dans la littérature. Cette méthode est suffisante pour la caractérisation électrique de monocouches épitaxiées.

Cependant ces mesures ne donnent qu' une moyenne des phénomènes électriques existant dans l' échantillon. Les résultats bruts de la mesure s' avèrent donc insuffisants dans le cadre de l' étude de structures plus complexes comme les hétérostructures composées de plusieurs couches en parallèle de caractéristiques électriques différentes.

Pour résoudre ce problème, nous avons été amenés à traiter numériquement les mesures de Hall.

Nous présentons les différentes méthodes que nous avons utilisées.

II II 2 3 2 Exploitation des mesures de μ_H et de n_H

Notre étude porte essentiellement sur les hétérostructures AlInAs/GaInAs. Dans une structure de ce type représentée sur la figure II 20,

on constate la présence de la couche d' AlInAs réservoir d' électrons et d' un gaz 2D à l' interface dont les caractéristiques électriques (n et μ) sont très différentes, la mobilité dans l'AlInAs étant très inférieure à celle obtenue dans le gaz. Nous parlons alors de modèle bicouche défini par les paramètres respectifs des porteurs: densités surfaciques N_1 et N_2 et mobilité μ_1 et μ_2 .

Dans l' hypothèse ou ces deux couches contribuent à la conduction total de la structure, et que les mesures de Hall intègrent ces deux couches, on peut écrire la concentration n_H et la mobilité μ_H calculées à partir des mesures, en fonction de N_1 , μ_1 , N_2 , μ_2 et du champ magnétique B [25].

n_H et μ_H sont définis alors par les relations suivantes:

$$n_H = \frac{\left(\frac{N_1 \mu_1}{1 + \mu_1^2 B^2} + \frac{N_2 \mu_2}{1 + \mu_2^2 B^2} \right)^2}{\frac{N_1 \mu_1^2}{1 + \mu_1^2 B^2} + \frac{N_2 \mu_2^2}{1 + \mu_2^2 B^2}} + B^2 \left(\frac{N_1 \mu_1^2}{1 + \mu_1^2 B^2} + \frac{N_2 \mu_2^2}{1 + \mu_2^2 B^2} \right) \quad (25)$$

$$\mu_H = \frac{N_1 \mu_1^2 (1 + \mu_2^2 B^2) + N_2 \mu_2^2 (1 + \mu_1^2 B^2)}{N_1 \mu_1 (1 + \mu_2^2 B^2) + N_2 \mu_2 (1 + \mu_1^2 B^2)} \quad (26)$$

On suppose que N_1 , μ_1 correspondent à la couche donneuse et N_2 , μ_2 au gaz 2D.

Nous obtenons ainsi un système de deux équations à quatre inconnues qu' il faut résoudre. Nous avons d' abord utilisé une méthode

développée au laboratoire [25] pour l'étude des hétérojonctions pseudomorphiques GaAlAs/GaInAs.

Le principe consiste à tracer dans un premier temps, à cause de la mauvaise connaissance du potentiel de surface entraînant une incertitude sur N_1 et μ_1 , des courbes isomobilités (μ_1) et des courbes isodensités (N_1) en fonction des variables (N_2) et (μ_2). Ainsi en se donnant des valeurs limites pour N_1 et μ_1 ces courbes permettent de cerner les solutions pour N_2 et μ_2 . Cependant dans notre cas l'imprécision sur les caractéristiques (N_1 μ_1) de la couche donneuse AlInAs ne permet pas de conclure directement. En effet dans l'hypothèse où la mobilité μ_1 est beaucoup plus faible que la mobilité μ_2 du gaz 2D, on peut supposer, dans les expressions de n_H et μ_H citée précédemment que le terme $(\mu_1 B)^2$ est négligeable devant 1 et que la dépendance de n_H et μ_H avec le champ B est due essentiellement à N_2 et μ_2 .

Une méthode simple pour extraire les paramètres de la couche consiste alors à injecter dans les relations (25 et 26) les valeurs probables N_1 μ_1 N_2 μ_2 et de rechercher par une méthode de moindre carré la solution la plus réaliste donnant pour chaque valeur de B un bon accord entre les valeurs n_H et μ_H calculées et les valeurs mesurées.

Cependant dans notre application à une hétérostructure AlInAs/GaInAs sur InP, ce type de résolution semble inadapté car le système converge souvent vers des solutions irréalistes. Ceci est probablement dû à la très faible valeur de la mobilité μ_1 dans l'AlInAs par rapport à μ_2 mobilité du gaz 2D. Ainsi une variation importante de μ_1 autorise un même choix de solutions pour les autres paramètres.

Nous avons ainsi préféré utiliser une méthode purement analytique que nous avons mis au point pour éviter ce problème de

convergence vers une solution multiple. C'est cette méthode que nous décrivons maintenant.

Dans l' hétérostructure AlInAs/GaInAs constituant le modèle bicouche (fig 20), N_1 et μ_1 représentent respectivement la densité et la mobilité des électrons dans la couche donneuse AlInAs. La mobilité μ_1 correspond à celle mesurée dans le matériau massif pour une simple couche et sa valeur en fonction de N_1 est connue. Par conséquent on fixera μ_1 dans la suite de l'analyse.

Compte tenu des faibles valeurs de mobilités dans le matériau AlInAs, et la variation expérimentale de B on peut négliger $(\mu_1 B)^2$ devant 1.

Dans ces conditions, les relations (25 et 26) de n_H et μ_H peuvent s'écrire de la manière suivante en posant:

$$X_1 = N_1 \mu_1 \quad X_2 = N_2 \mu_2 \quad \text{et} \quad \alpha = \mu_2 / \mu_1 \quad (27)$$

$$n_H = \frac{\left(x_1 + \frac{x_2}{1 + (\alpha \mu_1 B)^2} \right)^2}{\mu_1 x_1 + \frac{x_2 \alpha \mu_1}{1 + (\alpha \mu_1 B)^2}} + B^2 \left(x_1 \mu_1 + \frac{x_2 \alpha \mu_1}{1 + (\alpha \mu_1 B)^2} \right) \quad (28)$$

$$\mu_H = \frac{\mu_1 x_1 + \frac{\mu_1 x_2 \alpha}{1 + (\alpha \mu_1 B)^2}}{x_1 + \frac{x_2}{1 + (\alpha \mu_1 B)^2}} \quad (29)$$

Nous estimons par ailleurs la densité de porteurs déplétés $N_{\text{dép}}$, par le potentiel de surface dans la couche donneuse AlInAs. $N_{\text{dép}}$ est calculée

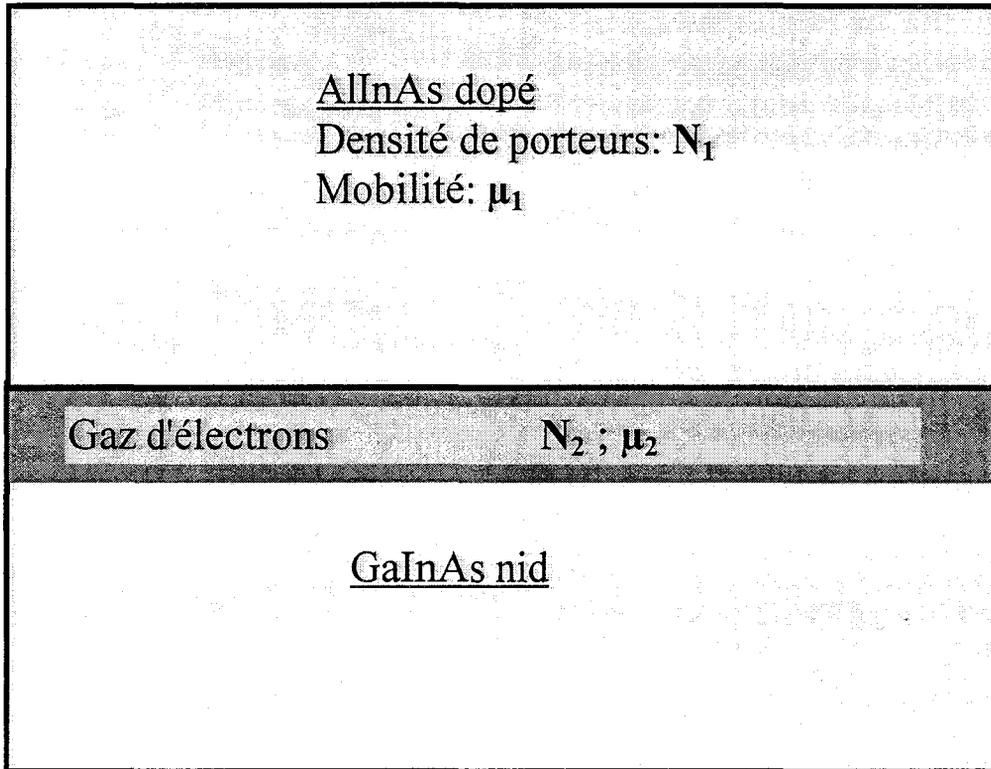


Figure 20: Hétérostructure AlInAs - GaInAs.

théoriquement à partir d'une simulation de la structure, que nous décrivons dans le chapitre III.

Si N est la densité surfacique d' électrons incorporés dans la couche AllnAs, la densité surfacique contribuant à la conduction électrique du système s' écrit:

$$N_T = N - N_{\text{dép}} = N_1 + N_2 \quad (30)$$

On supposera que N est égal au nombre d' atomes d' impuretés incorporées pendant la croissance.

En utilisant les variables réduites définies précédemment (27), on obtient une équation supplémentaire:

$$N_T \mu_1 = x_1 + x_2 / \alpha \quad (31)$$

Finalement nous sommes simplement amenés à résoudre un système de trois équations (28), (29), (31) à trois inconnues : x_1 , x_2 , α pour trouver les valeurs de N_1 , N_2 , μ_2 , connaissant les valeurs de n_H , μ_H , N_T , B et μ_1 .

Donnons un exemple de calcul pour une hétérojonction AllnAs/GaInAs dont la couche donneuse contient un plan de dopage de $5 \cdot 10^{12}$ cm⁻²:

Soient les données expérimentales n_H et μ_H résumées dans le tableau ci-dessous

Température	Densité de porteurs n_H en cm^{-2}	Mobilité μ_H en cm^2/Vs
300K	$2.31 \cdot 10^{12}$	8800
77K	$2.60 \cdot 10^{12}$	23100

Deux méthodes de calcul ont été effectuées pour le même échantillon à partir de ces données mesurées, l'une utilisant la méthode analytique (méthode 1) énoncée précédemment et l'autre basée sur la méthode des moindres carrés (méthode 2) citée à la page 73. Les densités de porteurs et les mobilités calculées sont données dans le tableau ci-après:

	μ_1 en cm^2/Vs à 300K	N_1 en cm^{-2} à 300K	μ_2 en cm^2/Vs à 300K	N_2 en cm^{-2} à 300K	μ_1 en cm^2/Vs à 77K	N_1 en cm^{-2} à 77K	μ_2 à 77K	N_2 en cm^{-2} à 77K
Méthode 1	500	$7.75 \cdot 10^{11}$	8990	$2.22 \cdot 10^{12}$	500	$4.18 \cdot 10^{11}$	23300	$2.58 \cdot 10^{12}$
Méthode 2	1320	$3.1 \cdot 10^{12}$	10800	$1.5 \cdot 10^{12}$	1050	$5.4 \cdot 10^{12}$	26000	$2.1 \cdot 10^{12}$

Les résultats trouvés par la méthode 2 montrent comment cette méthode peut donner des solutions aberrantes. On obtient par exemple:

-des valeurs de mobilités dans l'AlInAs très supérieures à celles couramment mesurées expérimentalement et qui diminuent avec la température.

-une somme ($N_1 + N_2$) à 77 K qui dépasse la valeur de la densité d'impuretés introduite au cours de la croissance.

Les résultats que nous présentons au chapitre III ont été calculés exclusivement par la méthode analytique.

Les mesures d'effet Hall sont effectuées à champ magnétique faible. Des mesures à champ fort sont très intéressantes pour caractériser le gaz 2D c'est ce que nous présentons dans le paragraphe suivant.

I II 2 3 3 Mesures à fort champ magnétique.

Si les mesures par effet Hall à bas champ à 77K constituent une première caractérisation des hétérostructures AlInAs/GaInAs, elles sont insuffisantes pour analyser complètement le gaz bidimensionnel d'électrons. D'autres mesures basées sur les propriétés quantiques de l'hétérostructure nous apportent des éléments complémentaires.

L'expérimentation nécessite des champs magnétiques intenses et un système de mesures à 4K mettant en oeuvre un cryostat spécialisé. Nous avons pu effectuer ces mesures au laboratoire de Structure et Propriétés de l'Etat Solide de l'Université de Lille. La forme géométrique des échantillons testés est celle du trèfle de Van der Pauw dans lequel est injecté un courant

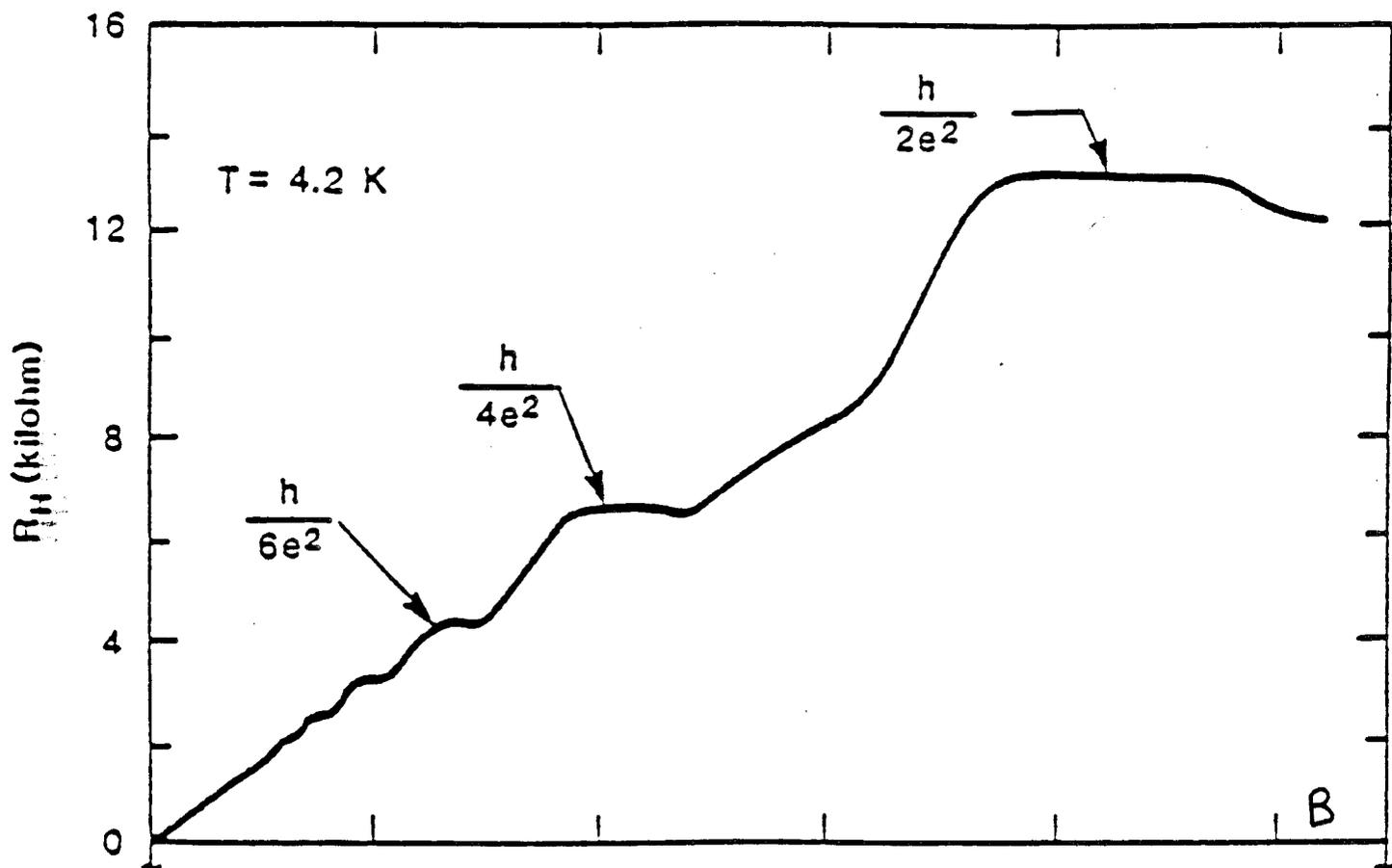


Fig II 24: Evolution en plateau de la résistivité transverse en fonction du champ magnétique.

constant I très faible et sur lequel nous mesurons l'évolution de la tension V en fonction du champ B . Suivant les configurations de mesures représentées sur les schémas des figures II 18 et II 19, on accède à l'évolution de la résistivité longitudinale ou transverse du matériau en fonction du champ magnétique B .

Ainsi la température très basse et la variation élevée du champ entraîne une condensation des états électroniques libres dans le gaz sous forme de niveaux régulièrement espacés, appelés niveau de Landau. La densité d'état est modifiée et évolue avec B . La résistivité transverse ρ_T cesse d'être linéaire et présente des plateaux espacés d'une valeur égale à une fraction de h/q^2 , c'est l'effet Hall quantique découvert en 1980 par Von Klitzing et al [26]. La figure II 21 montre un exemple d'évolution de ρ_T en fonction de B .

Par contre l'évolution de la résistivité longitudinale présente des oscillations en fonction de $1/B$ comme le montre la figure II 22 pour une hétérojonction AlInAs / GaInAs. C'est l'effet Shubnikov de Haas observé pour la première fois par Fowler en 1966 [27].

La période de l'oscillation dépend du niveau de répartition des porteurs dans le gaz 2D et la densité surfacique N_s correspondant au niveau est défini en fonction de la période par la relation [28]:

$$N_s = \frac{2 \times q}{h \times \frac{1}{B_F}} \quad (32)$$

h est la constante de Planck, q est égal à $1.6 \cdot 10^{-19}$ C et $1/B_F$ est la période des oscillations.

Si le gaz 2D est réparti sur plusieurs niveaux d'énergie, le signal traduisant la résistivité longitudinale est plus complexe. Il est constitué d'une

930337SDH 4K

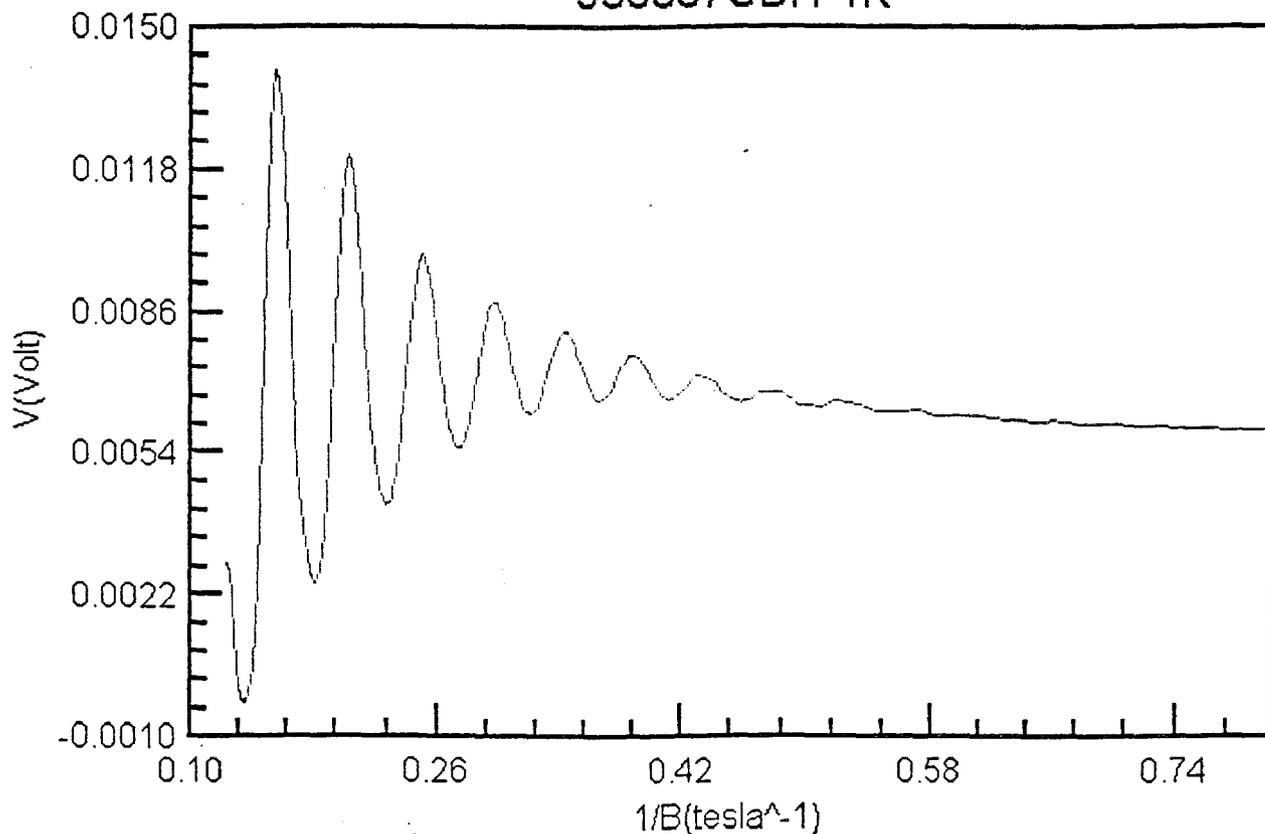


Figure II 22: Oscillations Shubnikov de Haas en fonction de l'inverse du champ magnétique.

Puissance spectrale: 930337 SH

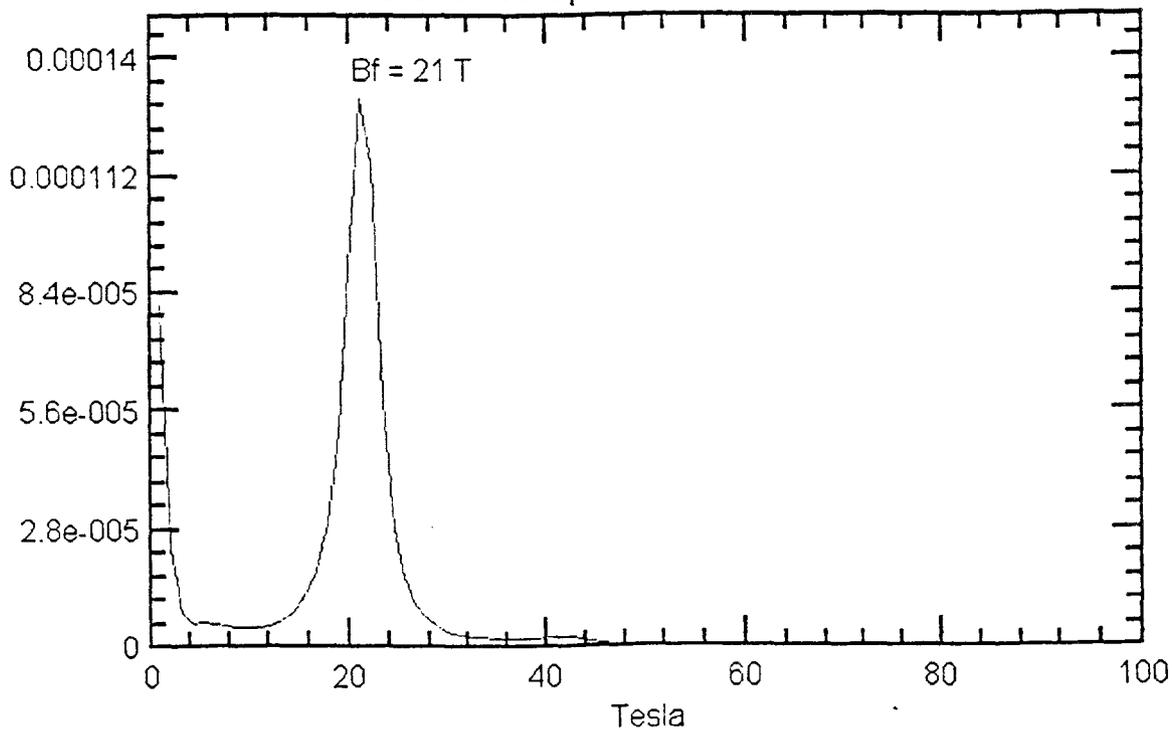


Figure II 23: Transformée de Fourier des oscillations Shubnikov de Haas.

somme de signaux périodiques dont chaque période correspond à un niveau peuplé. Pour lever l'indétermination des niveaux il suffit d'effectuer une transformée de Fourier de la résistivité afin d'aboutir à la répartition spectrale des niveaux d'énergie. La figure II 23 montre la puissance spectrale de la résistivité longitudinale représentée sur la figure II 22.

Les résultats d'une hétérojonction AlInAs (n^+) / GaInAs / InP présentés ici (fig II 22 et 23) mettent en évidence l'intérêt de la mesure. Nous avons utilisé cette méthode de caractérisation du gaz 2D par les oscillations de Shubnikov de Haas pour notre étude sur les structures Hemt AlInAs/GaInAs/InP dont nous présentons les résultats expérimentaux dans le chapitre suivant.

Conclusion:

En tenant compte des contraintes et des avantages engendrés par notre système d'épitaxie par jets moléculaires, nous avons défini une procédure de croissance pour élaborer les matériaux AlInAs /GaInAs sur InP.

Afin d'obtenir les conditions optimales de croissance, cette procédure doit être contrôlée par certains outils très performants qui sont ici la photoluminescence, la spectroscopie de masse d'ions secondaires et surtout l'analyse par double diffraction de rayons X.

Dans l'objectif final d'une réalisation de HEMT, une analyse quantitative des performances électriques des hétérostructures épitaxiées s'avère nécessaire. C'est ce que nous avons appliqué à l'aide de techniques de mesures par $C(V)$, par magnétorésistances et par effet Hall.

L'utilisation de cette dernière technique représente une grosse partie de notre travail. Les résultats de mesures obtenus par effet Hall ont fait l'objet d'un traitement particulier pour s'adapter au type d'hétérostructure étudiée. Nous avons ainsi développé un calcul assez simple qui permet à partir des données expérimentales de donner une bonne information sur la répartition des porteurs et de la mobilité dans nos échantillons.

Enfin une autre technique expérimentale basée sur les oscillations de la résistivité sous l'effet de champ magnétique fort et à basse température va nous permettre de mieux caractériser la densité de porteurs présents dans le gaz 2D.

Il reste à mettre en pratique les méthodes que nous venons de décrire. C'est l'objet du chapitre III dans lequel nous présentons les résultats expérimentaux de notre étude.

Références Bibliographiques du chapitre 2:

[1]: JC Harmand

Thèse soutenue à l'Université de ParisVII le 2 Mars 1988.

[2]: R Houdré, F Gueissaz, M Gailhanou, JD Ganière, A Rudra, M Ilegems

Sixième conférence sur la MBE, La Jolla, 27-31 Aout 1990.

[3]: ND Zakharov, Z Lilienthal Weber, W Swider, AS Brown, R Metzger

APL 63 (20) 15 Novembre 1993.

[4]: CJ Sa, HH Wieder

Rev Sci Intrum 61 (2) Février 1990.

[5]: F Turco

Thèse soutenue à l'Institut National Polytechnique de Grenoble le 24 Février 1988.

[6]: JM Van Hove, CS Lent, PR Pukite, PI Cohen

J Vac Sci Technol B1 741 (1983).

[7]: M Lambert

Thèse soutenue à l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse le 27 Juin 1984.

[8]: M T Norris, C R Stanley.
Appl Phys Lett 35 615 (1979).

[9]: F Turco, J Massies
APL 51 1989 (1987).

[10]: CT Foxon, BA Joyce
J Cryst Growth 44, 75 (1978)

[11]: BI Miller, JH MC Fee
J Electrochem Soc Solid State Science and Technologie Aout 1992.

[12]: Y Morishita, S Goto, Y Nomura, M Tamura, T Isu, Y Katayana
Jpn J Appl Phys Vol 33 pp L9-L22 (1994).

[13]: PA Chilton, WS Truscott, YF Wen
J Vac Sci Tech B(6) Juillet Aout 1988.

[14]: P F Fewster
APL Surf Sci 50, 9-18 (1991).

[15]: A H Compton, S K Allison
X Rays in theory and experiment, Van Nostrand New York (1935).

[16]: T Ryan
Characterization of epitaxial sructures by HR XRD (cours MRS).

[17]: BK Tanner.

Analysis of microelctronic materials and devices édité par M Grasserbauer et H W Werner (1991).

[18]: I C Bassagnana, CC Tan

J Appl Cryst, 22, 269 (1989).

[19]: R A Stradling, P C Klipstein,

Growth and Characterization of semiconductors, A Hilger (1991).

[20]: A Lederman

Solid State Technology, Aout 1981.

[21]: Growth and characterisation of selicinductors édité par R A Stradling, P C Klipstein - (Adam Hilger)).

[22]: W Ford, J Barrera

Prof of Semi-insulating III-V Conf pp 352-357 Evian 1982.

[23]: A Cappy

Thèse d'Etat soutenue à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I le 19 Décembre 1986.

[24]: C Allet

Mémoire CNAM Lille 1987.

[25]: Y Cordier

Thèse soutenue à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I le 14
Février 1992.

[26]: K Von Klitzing, G Dorda, M Pepper
Phys Rev Lett, 45 494 (1980).

[27]: A B Fowler, F F Fang, W E Howard, P J Stiles.
Phys Rev Lett 16 (20) 901-903 (1966).

[28]: Z Bougrioua

Thèse soutenue à l'Université des Sciences et Technologies de Lille 1, le 16
Décembre 1996.

Chapitre 3

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

Chapitre III

Étude expérimentale.

Introduction:

Le chapitre III regroupe l'aspect expérimental de notre étude.

En premier lieu nous abordons l'étude de la croissance du matériau massif GaInAs ou AlInAs adapté ou contraint sur le substrat d'InP avec une détermination précise des flux atomiques des éléments III et V utilisés et la température de croissance. Les caractéristiques électriques de ces structures sont analysées dans le cas d'un dopage volumique puis d'un dopage planaire.

Dans une seconde partie nous étudions les conditions de croissance d'une hétérostructure AlInAs / GaInAs. A la suite des résultats de caractérisations électriques nous définissons une structure optimale de l'hétérojonction AlInAs / GaInAs qui semble le mieux convenir pour la fabrication d'un transistor Hemt.

Nous soulignons l'intérêt de chaque type de dopage et sa localisation. Plusieurs études ont été menées en fonction des épaisseurs des couches et de l'influence de la contrainte cristallographique imposée dans la couche active de GaInAs.

Enfin nous donnons quelques caractéristiques importantes mesurées sur des Hemt réalisés à partir des couches que nous avons épitaxiées.

Plan du chapitre III

Introduction

III I Étude préliminaire de la croissance des matériaux GaInAs et AlInAs.

III I 1 Choix des paramètres de croissance.

III I 1 1 Température de croissance.

III I 1 2 Détermination des flux d'éléments III.

III I 1 2 1 Introduction.

III I 1 2 2 Méthode de calcul.

-couches adaptées.

-couches pseudomorphiques.

III I 1 2 3 Caractérisation par DDX.

III I 1 3 Influence de la pression d'Arsenic.

III I 1 4 Conclusion.

III I 2 Caractéristiques électriques des matériaux.

III I 2 1 Dopage volumique.

III I 2 2 Dopage plan

III I 2 2 1 Concentration et mobilité.

III I 2 2 2 Localisation du plan.

III II Etude des hétérostructures AlInAs / GaInAs / InP.

III II 1 Introduction.

III II 1 1 Choix de la structure.

III II 1 2 Première approche par simulation de la structure.

III II 2 Structure directe.

III II 2 1 Dopage volumique dans la couche donneuse.

III II 2 1 1 Influence de l'épaisseur de la couche donneuse.

III II 2 1 1 1 Résultats expérimentaux.

III II 2 1 1 2 Caractérisation de N_s en champ magnétique

fort.

III II 2 1 2 Influence de l'épaisseur du canal.

III II 2 2 Dopage planaire.

III II 2 2 1 Influence de l'épaisseur de l'espaceur.

III II 2 2 2 Influence de la densité électronique du plan.

III II 2 2 2 1 Simulation.

III II 2 2 2 2 Résultats expérimentaux.

III II 2 2 3 Étude en fonction de la température de croissance.

III II 3 Structure inverse.

III II 3 1 Problème liés à la structure inverse.

III II 3 2 Résultats expérimentaux.

III II 3 3 Optimisation des conditions de croissance.

III II 4 Structure directe à canal contraint.

III II 4 1 Épaisseur critique.

III II 4 2 Résultats expérimentaux.

III II 4 2 1 Dopage volumique.

III II 4 2 2 Dopage planaire.

III II 5 Structures HEMT.

III II 5 1 Caractérisation par effet Hall des épitaxies.

III II 5 2 Caractérisations par magnétorésistance.

III II 5 3 Résultats expérimentaux des transistors microondes.

III II 5 3 1 Topologie.

III II 5 3 2 Caractérisations statiques.

III II 5 3 3 Caractérisations hyperfréquences.

III I Étude préliminaire de la croissance des matériaux GaInAs et AlInAs.

Nous déterminons dans ce paragraphe, des paramètres de croissance qui permettront d'obtenir des épitaxies de bonne qualité.

Les critères de qualité retenus sont d'une part un excellent état de surface présentant un minimum de défauts pour la réalisation future de composants submicroniques et d'autre part des performances électriques en accord avec celles publiées dans la littérature.

Compte tenu de la nature des matériaux ternaires GaInAs et AlInAs qui présentent un paramètre de maille variable avec la composition d'Indium, on étudiera plus particulièrement la qualité cristallographique.

III I 1 Choix des paramètres de croissance.

III I 1 1 Température de croissance:

Pour fixer la température de croissance nous avons utilisé les résultats publiés dans la littérature [1][2] qui donnent pour cette température une valeur comprise entre 510°C et 530°C. Nous avons donc choisi de travailler dans cette gamme de température.

III I1 2 -Détermination des flux d'éléments III.

III I 1 2 1 Introduction:

La vitesse de croissance de l'épitaxie dépend du flux des éléments de type III comme nous l'avons rappelé au chapitre 2. Nous avons choisi les flux atomiques de ces matériaux afin d'obtenir une vitesse de croissance comprise entre $0.5 \mu\text{m/h}$ et $1 \mu\text{m/h}$. Ces valeurs permettent une bonne maîtrise des épaisseurs (d'environ une monocouche par seconde) et réduisent les défauts de croissance pour donner des états de surface de bonne qualité. D'autre part elles correspondent à des températures de cellules qui restent dans une gamme tolérable ($< 1200^\circ\text{C}$) pour ne pas détériorer les matériaux constituant les creusets (PBN).

Pour cette première approche nous avons choisi de travailler en position normale aux cellules que nous avons définie au chapitre 2 afin de pouvoir exploiter la possibilité de mesurer les vitesses de croissance par la lecture directe de la période de l'oscillation de l'intensité de la tache spéculaire du RHEED. Comme nous l'avons vu, cette méthode in-situ est rapide et utilisable en temps réel. Rappelons que les flux sont estimés par la pression partielle. Nous avons ainsi mesuré les vitesses de croissance des matériaux binaires GaAs et AlAs sur un substrat GaAs et nous en avons déduit les flux de Gallium et d'Aluminium. Le problème est plus délicat pour déterminer le flux d'Indium. En effet le composé binaire InAs n'est pas adapté en maille avec aucun des substrats utilisés habituellement (GaAs et InP), et de ce fait la croissance sur ces substrats devient rapidement tridimensionnelle et donne une image au Rheed inexploitable. Ne disposant pas de substrat InAs, nous mesurons alors la vitesse de croissance des composés ternaires $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ et

$Al_{1-y}In_yAs / InP$. Nous pouvons ainsi calculer le flux d'Indium connaissant les flux de Ga et d'Al.

III I 1 2 2 Méthode de calcul:

Nous appliquons la méthode décrite au chapitre 2. Par exemple pour le GaInAs l'adaptation est obtenue pour une proportion d'InAs x égale à 0.53. que l'on peut exprimer en fonction des flux d'Indium et de Gallium par la relation:

$$X_{In} = \frac{F_{IN}}{F_{In} + F_{Ga}} \quad (III\ 1)$$

De la relation III 1 on exprime le flux d'Indium par:

$$F_{In} = \frac{x_{In}}{1 - x_{In}} \times F_{Ga} \quad (III\ 2)$$

Le flux de Gallium F_{Ga} est déterminé à partir de la vitesse de croissance du matériau GaAs. Les vitesses de croissance des matériaux binaires sont proportionnelles aux flux, on obtient alors les relations suivantes:

$$V_{InAs} \quad (mc / s) = \frac{x_{In}}{1 - x_{In}} \times V_{GaAs} \quad (mc / s) \quad (III\ 3)$$

et:

$$V_{GaInAs} \quad (mc / s) = V_{InAs} \quad (mc / s) + V_{GaAs} \quad (mc / s) \quad (III\ 4)$$

Couches adaptées en maille sur InP:

En s'imposant une vitesse de GaInAs égale à une monocouche par seconde pour $x = 0.53$, on aboutit à partir III 3 et III 4 aux deux relations simples suivantes:

$$\begin{aligned} V_{GaAs} &= (1 - x_{In}) \times V_{GaInAs} = 0.47mc / s \\ V_{InAs} &= x_{In} \times V_{GaInAs} = 0.53mc / s \end{aligned} \quad (III 5)$$

Le flux de Gallium est alors égal à [chap 2]:

$$F_{Ga} = 0.47 \times \frac{2}{a_{InP}^2} \text{nombre at/cm}^2 \text{ s} \quad (III 6)$$

Où a_{InP} est le paramètre de maille de l'InP

Il reste à ajuster le flux d'Indium pour que la vitesse de GaInAs soit égale à une monocouche /s.

Cette façon de procéder tend a priori à donner une indication sur les valeurs expérimentales à utiliser. Ces valeurs sont vérifiées et optimisées si nécessaire après analyse des couches par diffraction de rayons X (DDX).

Nous procédons de la même manière pour l'AlInAs.

Lorsque les épitaxies sont réalisées sur un substrat deux pouces pour garantir l'uniformité des épaisseurs sur la totalité du substrat, nous effectuons les croissances en position "optimale". Dans ces conditions de croissance il nous est impossible, avec notre bâti, d'utiliser le RHEED. Nous allons donc approximer les vitesses de croissance par rapport à la position

normale Nous sommes partis de la constatation qu'en position optimale, la vitesse de croissance à flux d'éléments III maintenus constants est à peu près divisée par deux par rapport à celle en position normale. C'est pourquoi dans une première approche nous multiplions par deux les flux déterminés en position normale afin de conserver la même vitesse dans les deux cas. Les valeurs définitives des flux sont extraites comme précédemment des renseignements fournis par nos échantillons testés en DDX.

- Couches pseudomorphiques:

Les flux atomiques ayant été déterminés dans le cas d'une croissance du matériau l'AlInAs et GaInAs adaptés sur InP, nous pouvons extrapoler par un calcul simple les nouvelles valeurs de flux pour une autre composition d'Indium.

En appliquant les relations décrites au chapitre 2 pour le matériau $Ga_{1-x}In_xAs$ nous pouvons écrire:

$$F_{In} = F(a)_{Ga} \times \frac{0.53}{0.47} \text{ nbre at/cm}^2 \text{ s} \quad (\text{III } 7)$$

Où $F(a)_{Ga}$ est le flux de Ga pour le matériau en accord de maille sur InP.

Pour une composition d'InAs x quelconque de 0.53, la relation III 1 s'écrit:

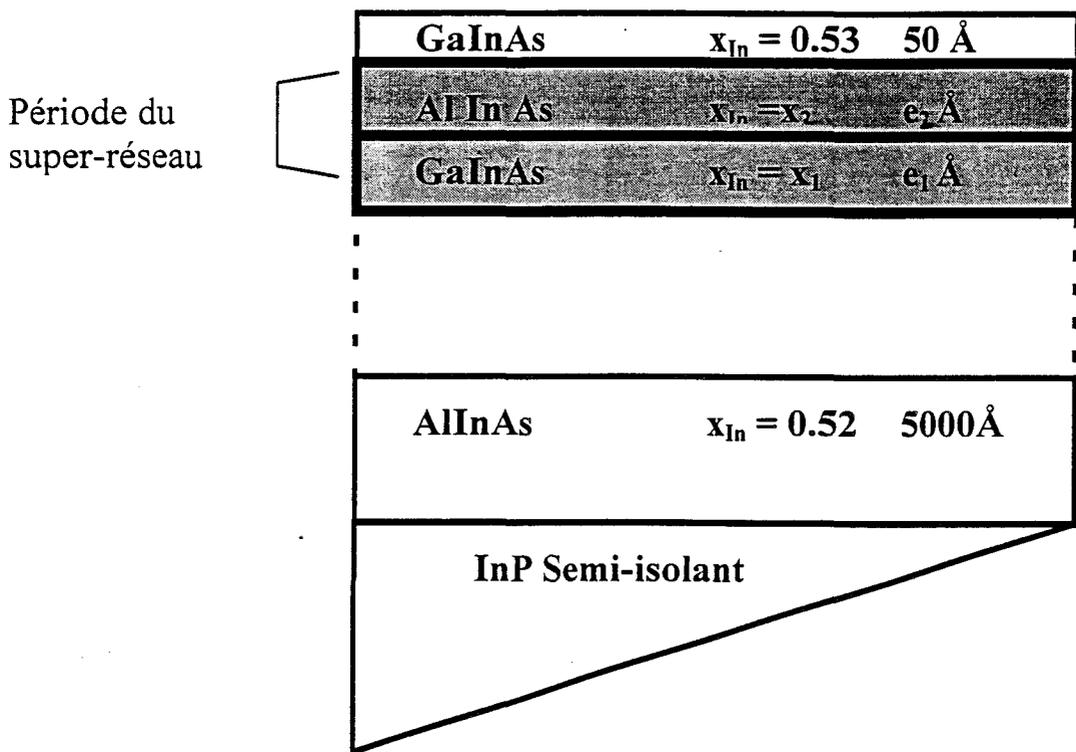


Figure III 1: Structure de l'échantillon test analysé par Double Diffraction de Rayon X.

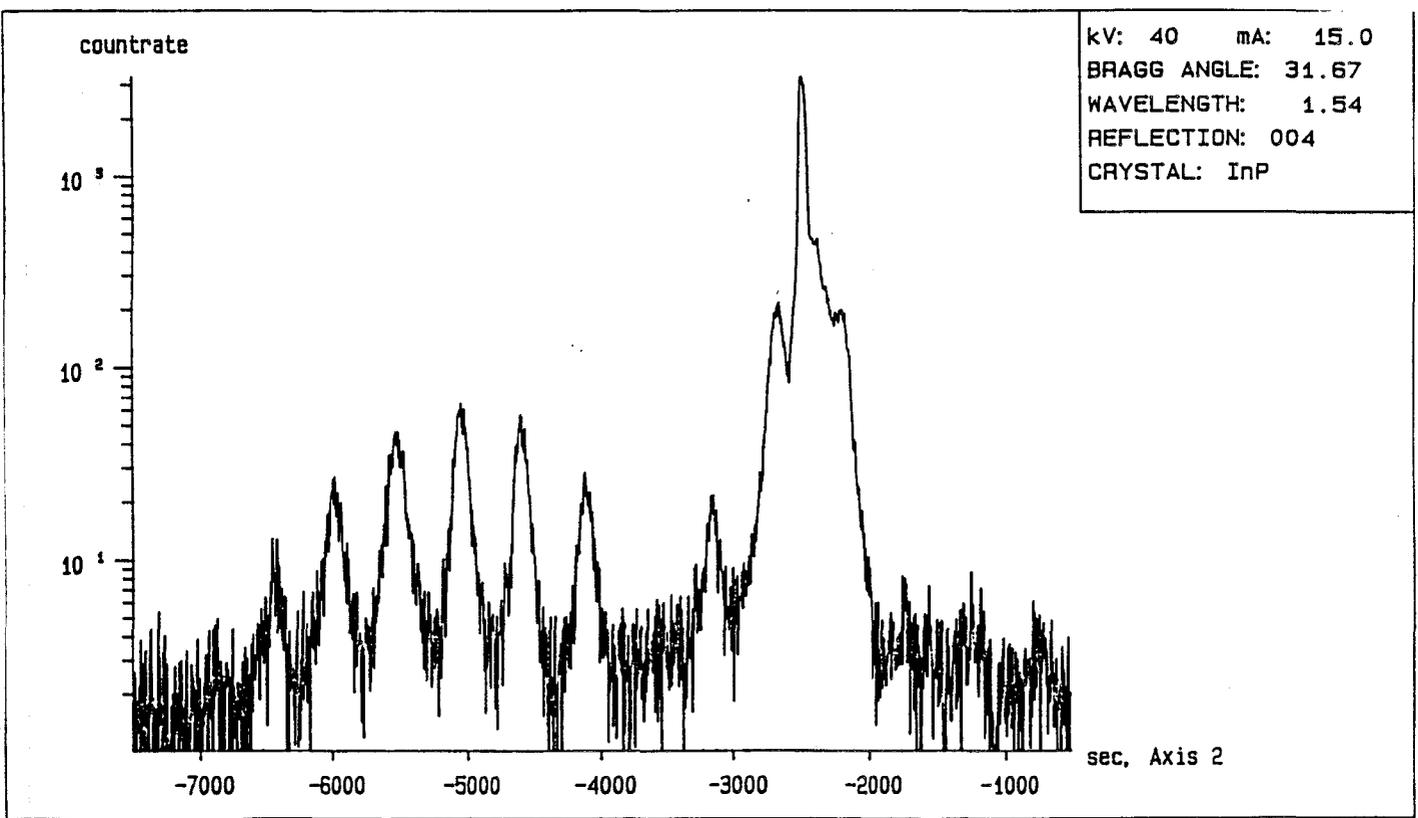


Fig III 2: Spectre DDX de la structure comportant un super réseau représenté sur le schéma ci-dessus.

$$F_{In} = F(c)_{Ga} \times \frac{x}{1-x} \text{ nbre at/ cm}^2 \text{ s} \quad (\text{III } 8)$$

En maintenant constant le flux d'Indium et en agissant sur le flux de Gallium pour obtenir un matériau contraint, on obtient:

$$F(c)_{Ga} = F(a)_{Ga} \times \frac{0.53}{0.47} \times \frac{1-x}{x} \text{ nbre at/cm}^2 \text{ s} \quad (\text{III } 9)$$

Où $F(c)_{Ga}$ est le flux de Gallium pour le matériau contraint.

La dernière relation (III 9) concernant le même élément chimique peut se transformer directement en utilisant la pression équivalente au flux de cet élément mesurée à la jauge Bayart Alpert en supposant une relation linéaire entre le flux et la pression équivalente au flux:

$$Pef(c)_{Ga} = Pef(a)_{Ga} \times \frac{0.53}{0.47} \times \frac{1-x}{x} \text{ Torr} \quad (\text{III } 10)$$

La vitesse de croissance en monocouche par seconde s'exprime comme suit: (III 11)

$$V_{(Ga_{1-x}In_xAs)} = \frac{F(c)_{Ga} \times a^2}{(1-x) \times 2} = \frac{F(c)_{Ga}}{(1-x) \times 5.808 \times 10^{14}} \text{ (mc/s)}$$

Avec a paramètre de maille de la couche contrainte égal à celui de l'InP, soit $5.86 \cdot 10^{-8}$ cm.

Nous procédons de la même manière pour la détermination des flux dans le cas de l'AlInAs contraint sur InP.

III 1 2 3 Caractérisation DDX

La composition réelle en Indium des échantillons épitaxiés est contrôlée en DDX. Une structure spéciale représentée sur la figure III 1 est élaborée à cet effet. Elle est constituée d'un super réseau dont la période T est définie par une fine couche d'épaisseur e_1 d'un matériau 1 ($\text{Ga}_{1-x_1}\text{In}_{x_1}\text{As}$) contraint et d'une autre couche plus épaisse d'épaisseur e_2 d'un matériau 2 ($\text{Al}_{1-x_2}\text{In}_{x_2}\text{As}$ adapté en maille sur InP).

L'analyse par double diffraction de rayons X de ce type de structure fournit les renseignements sur la période (T) en Å et sur la composition moyenne (x_{moy}) en Indium dans toute la structure [3]. T et x_{moy} peuvent s'écrire en fonction de e_1 , e_2 , x_1 , x_2 :

$$\begin{cases} T = e_1 + e_2 & \text{en Å} & (a) \\ x_{\text{moy}} = \frac{x_1 e_1 + x_2 e_2}{e_1 + e_2} & & (b) \end{cases} \quad (\text{III } 12)$$

Dans notre cas x_2 est connu et vaut 0.52 pour l'AlInAs adapté sur InP. Le système d'équation précédent III 12 comporte alors trois inconnues: x_1 , e_1 , e_2 . On peut déterminer une troisième équation reliant x_1 et x_2 avec les temps de croissance respectifs t_1 , t_2 pour les matériaux 1 et 2 au cours d'une période T à partir des vitesses de croissances en Å v_1 et v_2 de ces matériaux. En effet comme le flux d'Indium est maintenu constant tout au long de

l'épitaxie du super-réseau et en négligeant la déformation de la maille cristalline du matériau contraint on parvient à écrire:

$$x_1 v_1 = x_2 v_2 \quad (III13)$$

Les épaisseurs e_1 , e_2 se déduisent des vitesses par les relations:

$$e_1 = v_1 t_1 \quad e_2 = v_2 t_2 \quad (III14)$$

Finalement la combinaison des équations III 13 et III 14 fournit la troisième équation III 15 nécessaire à notre système pour trouver les trois inconnues e_1 , e_2 et x_1 :

$$\frac{e_2}{e_1} = \frac{x_1 t_2}{x_2 t_1} \quad (III 15)$$

Nous en déduisons alors aisément le pourcentage d'Indium dans la couche contrainte:

$$x_1 = \frac{x_{moy}}{1 + \frac{t_2}{t_1} \left(1 - \frac{x_{moy}}{x_2}\right)} \quad (III 16)$$

Le spectre de la structure est représenté sur la figure III 2. Les résultats obtenus donne une composition de 68% Ce résultat est en bon accord avec les calculs effectués à partir des pressions équivalentes aux flux choisies

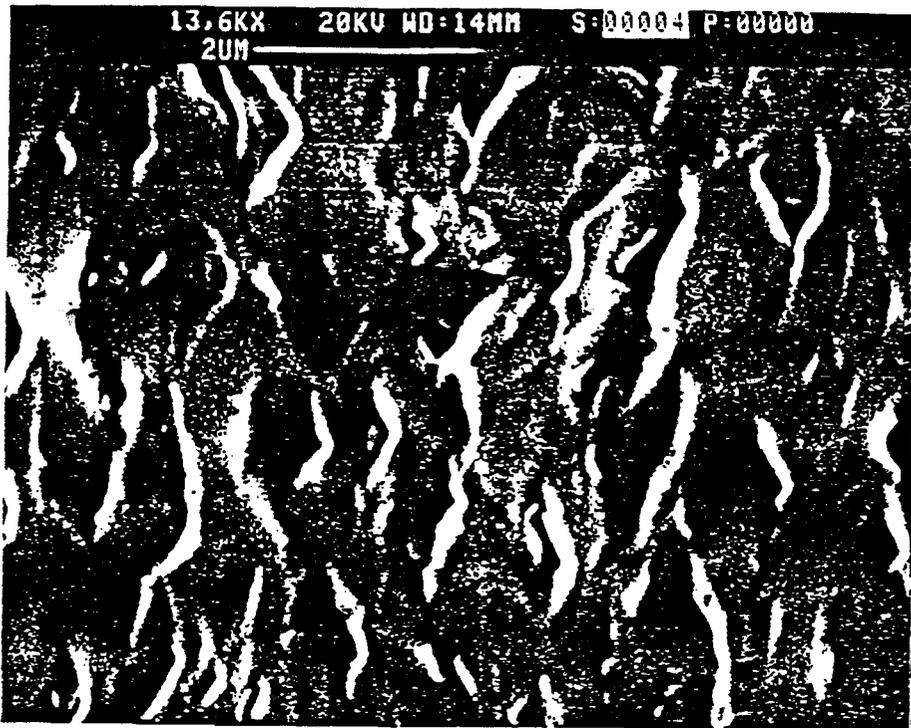


Fig III 3: Surface du matériau GaInAs adapté en maille sur InP épitaxié avec un rapport $P_{\text{efV}} / P_{\text{efIII}} < 20$.

pour obtenir une contrainte correspondant à 70% d'Indium dans le matériau GaInAs de la structure.

III I 1 3 Influence de la pression d'Arsenic.

L'arsenic à haute tension de vapeur est évaporé sous forme d'As₄ dont le coefficient de collage, inférieur à 0.5, dépend du flux d'élément III et vaut zéro en l'absence de cet élément pour une température de substrat voisine de 500°C.

La croissance par épitaxie par jets moléculaires de l'AlInAs et du GaInAs est réalisée dans les conditions d'une surface stabilisée Arsenic. L'incorporation d'un atome d'Arsenic pour un atome d'élément III, dont le coefficient de collage est unitaire dans la gamme de température de substrat utilisée, nécessite un Flux As₄ bien supérieur au Flux III [4].

Ainsi les fortes pressions d'Arsenic permettent non seulement d'éviter des lacunes d'As mais aussi de diminuer l'incorporation d'impuretés. Cependant si ces pressions sont trop élevées la mobilité des atomes d'éléments III à la surface est diminuée, ce qui pourra nuire à la qualité cristalline de la couche. C'est pourquoi il faut déterminer un bon compromis pour le rapport de flux d'éléments V/III qui autorise un excès d'Arsenic sans trop limiter la mobilité de surface citée précédemment et qui aboutit à une épitaxie présentant de bonnes caractéristiques électriques et un excellent état de surface.

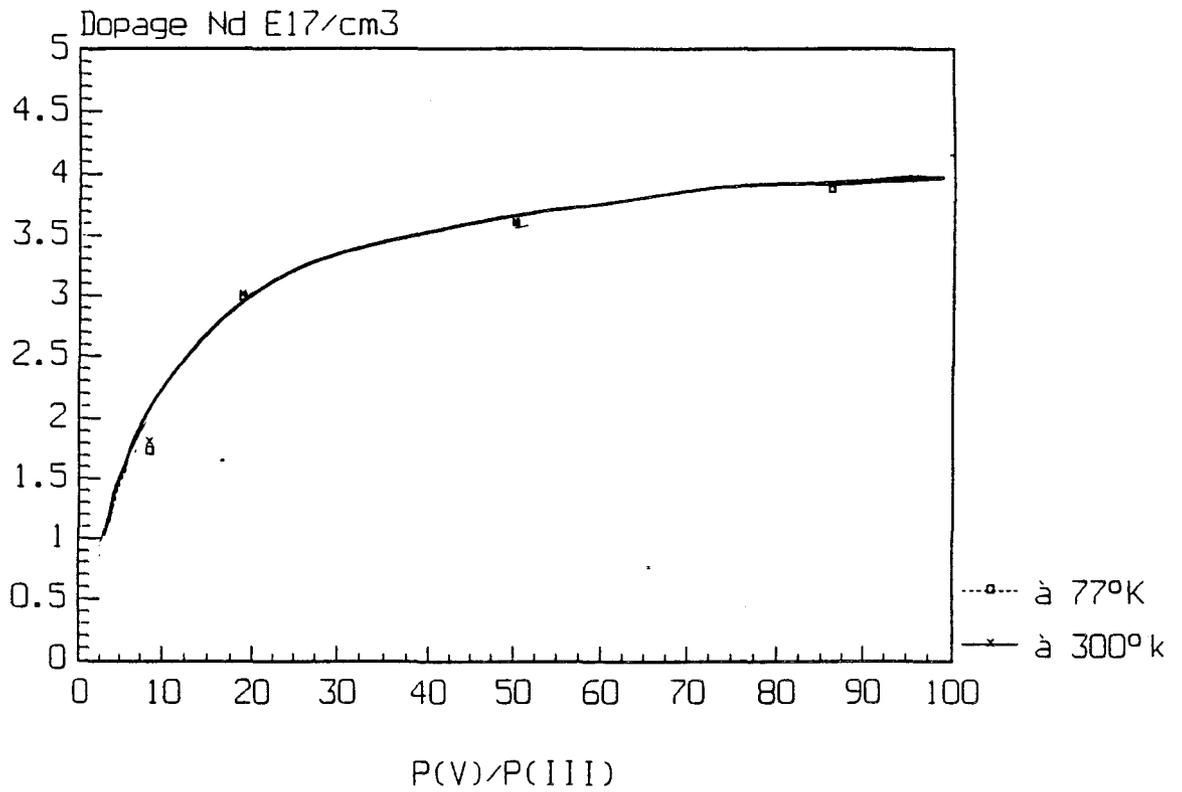


Fig III 4: Évolution de la concentration de porteurs libres mesurée par effet Hall en fonction du rapport P_{fV} / P_{fIII} .

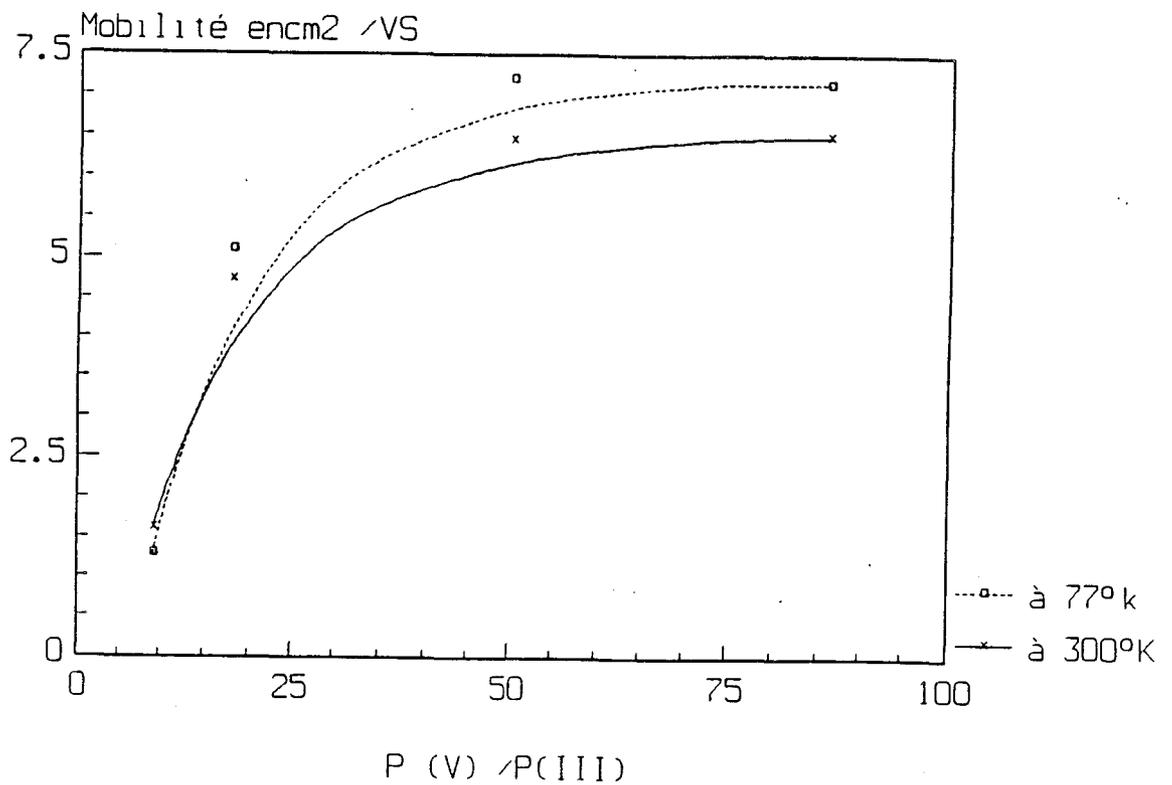


Fig III 5: Évolution de la mobilité électronique mesurée par effet Hall en fonction du rapport P_{fV} / P_{fIII} .

Nous avons réalisé plusieurs échantillons de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ dopés n, pour lesquelles nous avons gardé constant les flux de Ga, d'In et de Si. Les pressions équivalentes au flux de Ga et d'In sont respectivement égale à $1 \cdot 10^{-7}$ T et $1.65 \cdot 10^{-7}$ T. La température de la cellule de Silicium égale à 970°C est choisie pour donner un dopage volumique homogène de $4 \cdot 10^{17}$ at cm^{-3} . Pour chaque échantillon, nous avons fait varier le flux d' As_4 et nous avons étudié ces couches par rapport à leur morphologie de surface et en comparant leurs performances électriques mesurées en effet Hall. Une étude similaire a été menée pour l' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$. Elle aboutit aux mêmes conclusions.

Nous constatons une détérioration de la surface qui présente un aspect mate aux trop basses et aux trop fortes pressions d' As_4 . On explique ce résultat par le non respect de la stoechiométrie dans la couche entraînant une augmentation de la rugosité d'interface comme le montre la photo sur la figure III 3. L'évolution de la concentration d'électrons libres n_H et de la mobilité μ_H mesurés par effet Hall en fonction du rapport des pressions équivalentes aux flux est reportée sur les figures III 4 et III 5. On observe une diminution importante de la concentration électronique $n = N_D - N_A$ lorsque la pression d' As_4 devient inférieure à 10^{-5} Torr [5] pour une vitesse de croissance de 0.7 $\mu\text{m/s}$ en position normale. Si les arsenics moins mobiles laissent des sites vacants, les atomes de Silicium peuvent les occuper en acceptant un électron. Le silicium devient alors dopant de type p et la concentration d'électrons n mesurée diminue. A ces mêmes pressions, μ_H chute à cause de la dégradation structurelle du matériau ternaire épitaxié.

Compte tenu de ces résultats nous avons choisi un rapport $P_{\text{V}}/P_{\text{III}}$ voisin de 40. Ce rapport est supérieur à celui couramment utilisé pour l'Arséniure de Gallium où la liaison As-Ga est plus forte que celle As-In[6].

III I 1 4 Conclusion.

Les différentes études menées précédemment aboutissent à la détermination précise des flux nécessaires pour assurer une bonne croissance des matériaux AlInAs et GaInAs.

Ces considérations nous ont amené à choisir les pressions partielles suivantes:

-En position normale:

$$P_{ef_{As}} = 1 \times 10^{-5} \text{ Torr}$$

$$P_{ef_{Ga}} = 1 \times 10^{-7} \text{ Torr}$$

$$P_{ef_{Al}} = 6 \times 10^{-8} \text{ Torr}$$

$$P_{ef_{In}} = 2 \times 10^{-7} \text{ Torr}$$

-En position optimale:

$$P_{ef_{As}} = 2 \times 10^{-5} \text{ Torr}$$

$$P_{ef_{Ga}} = 2 \times 10^{-7} \text{ Torr}$$

$$P_{ef_{Al}} = 1.25 \times 10^{-7} \text{ Torr}$$

$$P_{ef_{In}} = 3.2 \times 10^{-7} \text{ Torr}$$

Avec ces conditions de Flux, nous mesurons une vitesse de croissance égale à 2.5 Angström/s. La désadaptation de la couche GaInAs ou AlInAs par rapport au substrat InP mesurée par DDX (cf fig III 7 a et b) donne

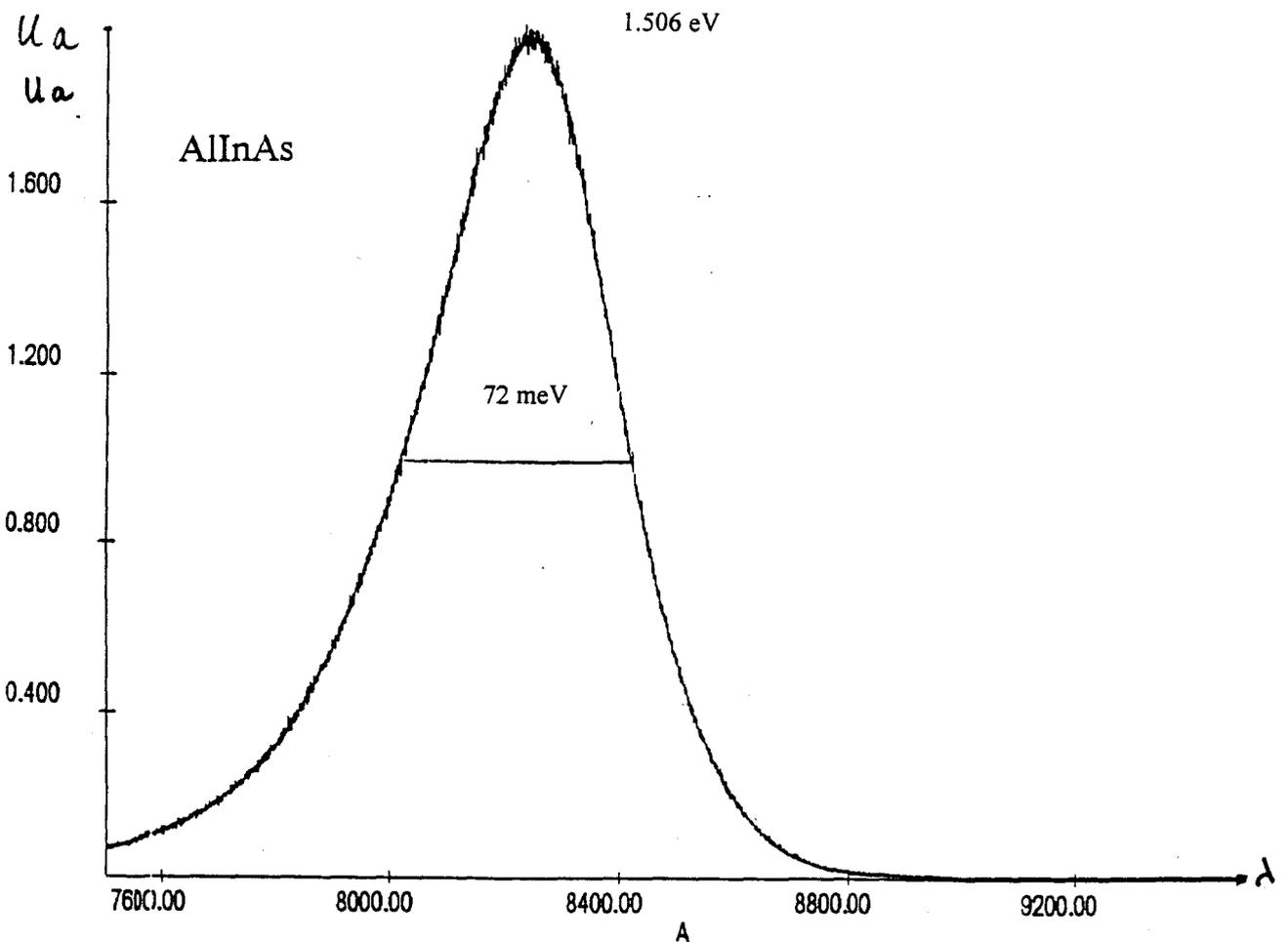
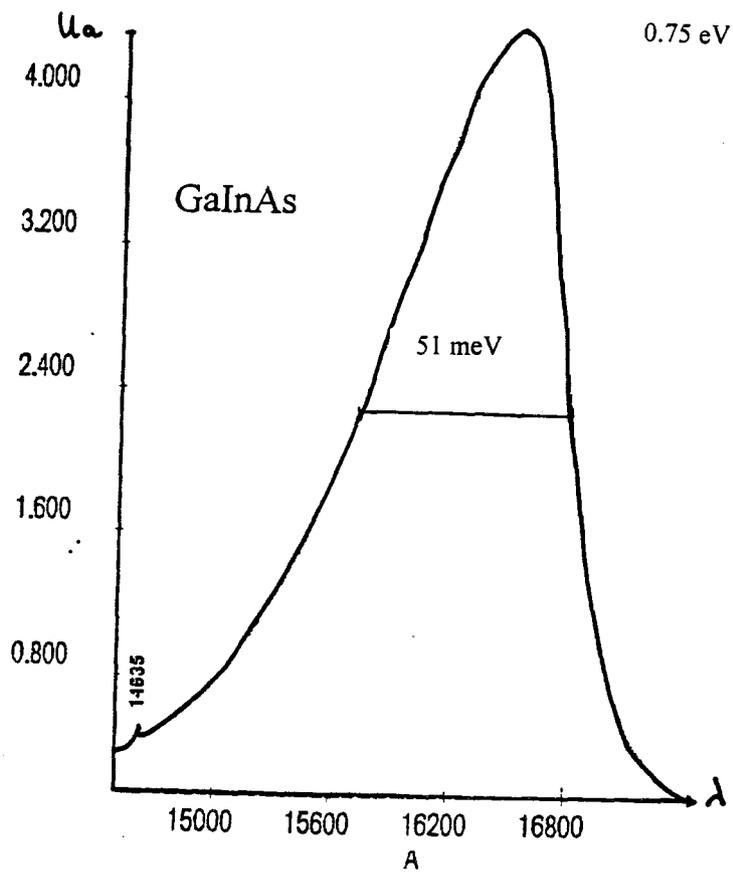


Fig III 6: Spectre de photoluminescence des matériaux GaInAs et AlInAs adaptés en maille sur InP à 300K.

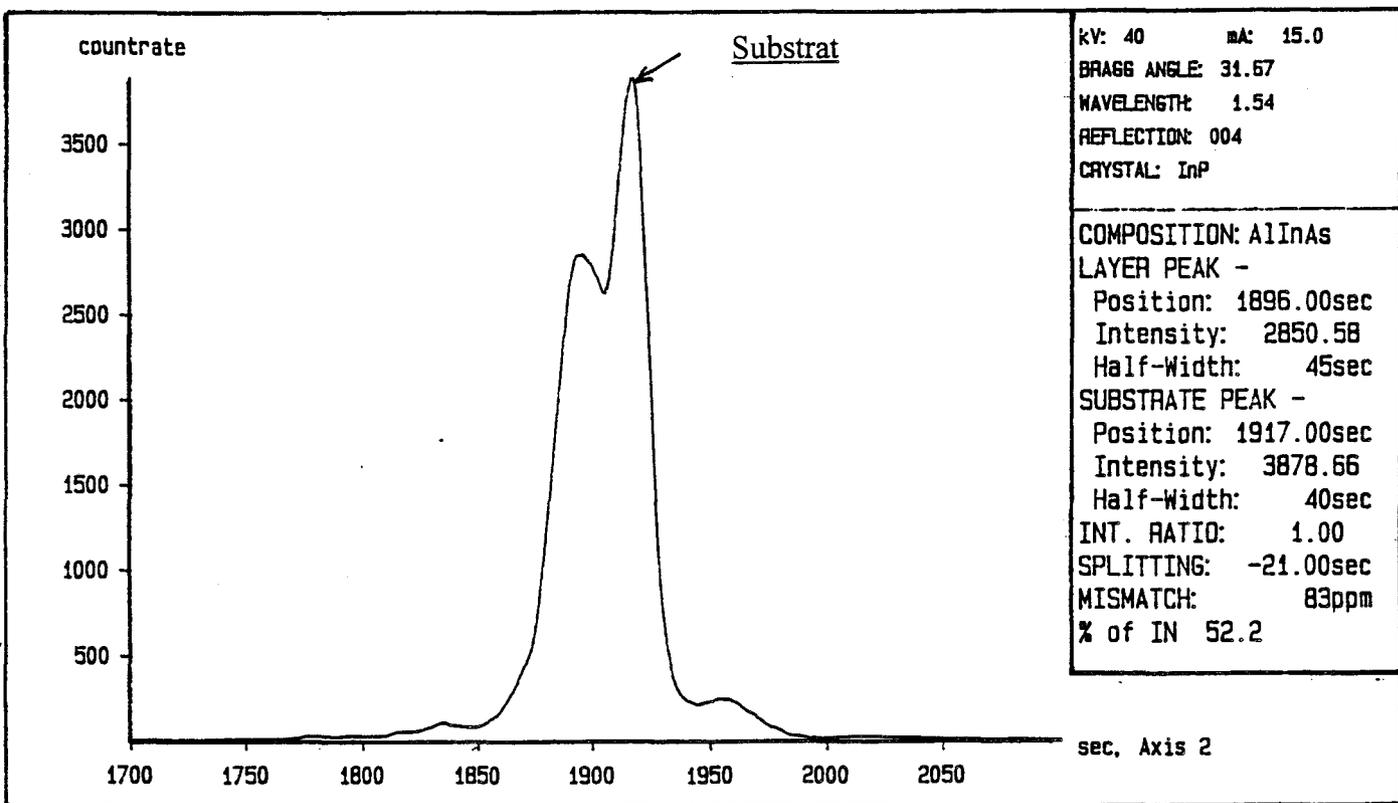


Fig III 7a: Spectre DDX d'AlInAs adapté en maille sur InP.

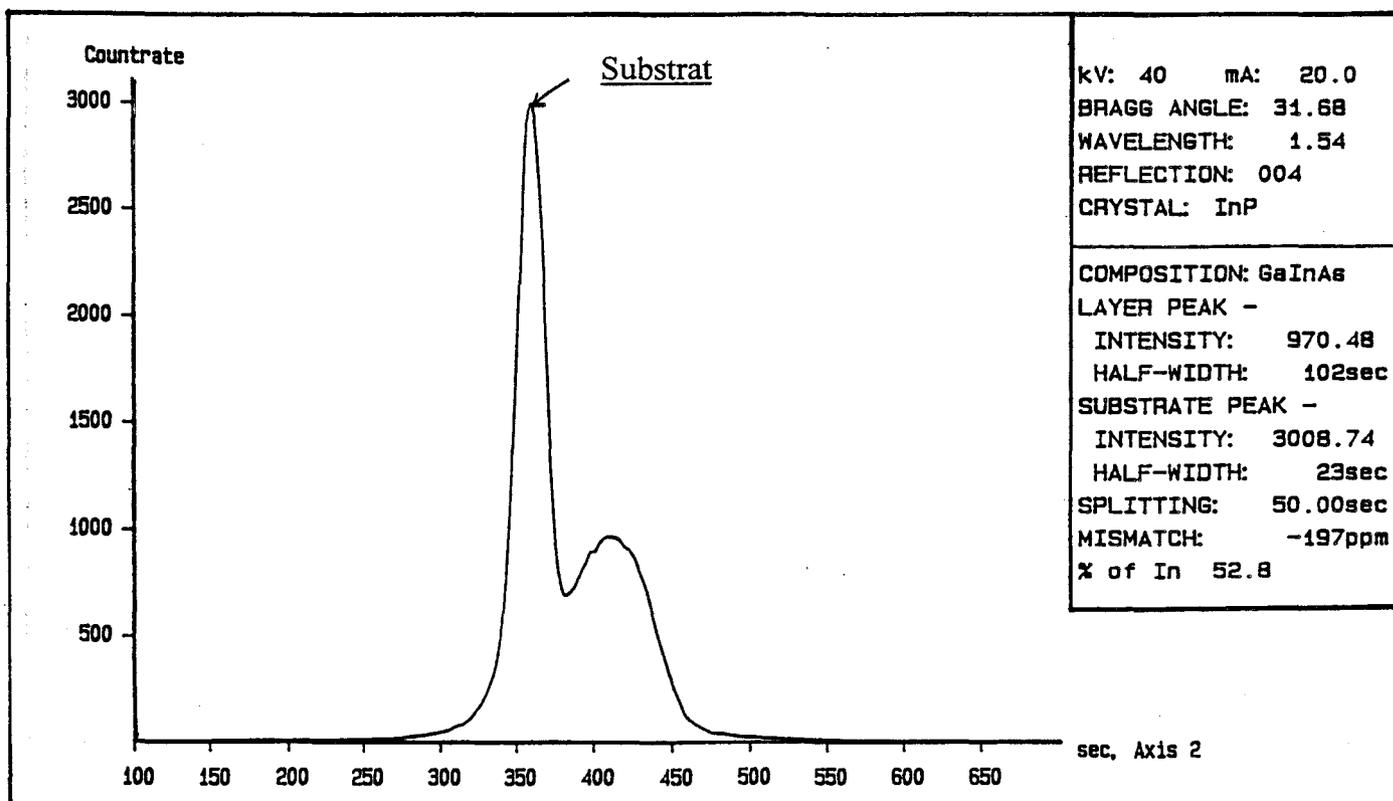


Fig III 7b: Spectre DDX de GaInAs adapté en maille sur InP.

des valeurs très faibles [7]: $\frac{\Delta a}{a} < 2 \times 10^{-4}$. Les spectres de photoluminescence de ces matériaux sont présentés sur la figure III 6.

Après avoir optimisé les paramètres de croissance des matériaux massifs pris chacun séparément, nous devons nous assurer des caractéristiques électriques de ces matériaux en terme de mobilité porteurs et de concentration d'impuretés.

L'intérêt de cette filière est principalement l'utilisation de l'hétérojonction AlInAs/GaInAs. C'est donc cette association de matériau qu'il faut étudier, néanmoins il est important de connaître avant les caractéristiques électriques de nos matériaux massifs. C'est ce que nous présentons dans le paragraphe suivant.

III I 2 Caractéristiques électriques des matériaux.

Nous avons réalisé des échantillons dopés Si que nous avons caractérisés par effet Hall en appliquant la technique du trèfle de Van der Pauw décrite dans le chapitre précédent. Bien que dans les hétérojonctions, seule la couche AlInAs sert de réservoir de porteurs, les deux matériaux GaInAs et AlInAs ont été étudiés. Nous avons envisagé d'abord le cas du dopage volumique uniforme puis le cas du dopage planaire qui est maintenant de plus en plus utilisé pour les transistors à hétérojonction.



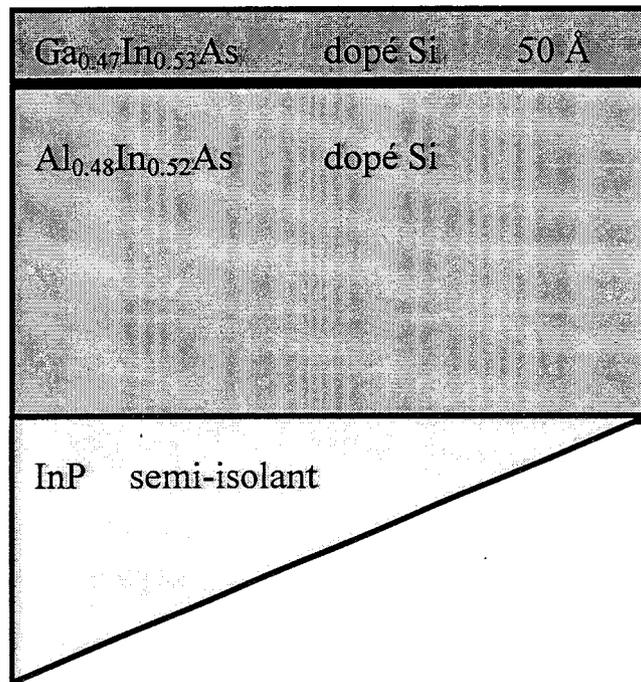


Figure 8: Structure test d'AlInAs caractérisée par effet Hall

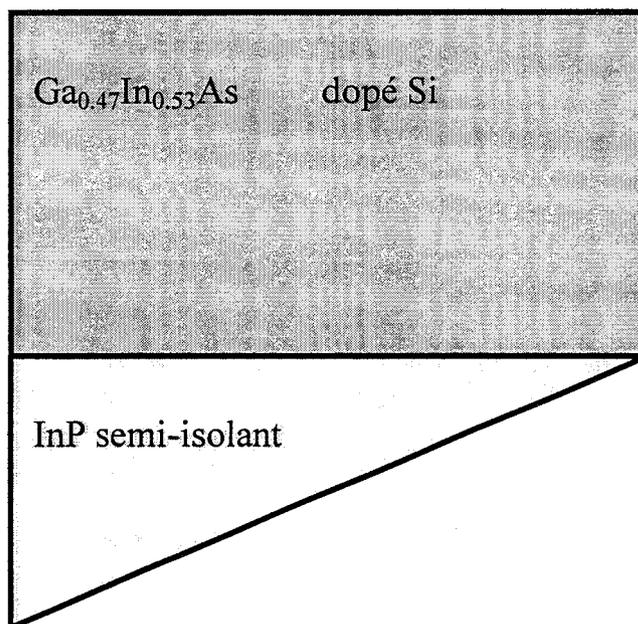


Figure 9: Structure test de GaInAs caractérisée par effet Hall

III I 2 1- Dopage volumique.

La structure test épitaxiée est représentée sur la figure III 8 et III 9. Elle est constituée d'une couche de 0.6 μm à 1.4 μm d'AlInAs ou de GaInAs adaptée sur InP. Dans le cas de l'AlInAs une fine couche de protection de 50 Angström de GaInAs est nécessaire afin non seulement d'éviter l'oxydation en surface du matériau due au taux élevé d'Aluminium[8], mais aussi d'améliorer la qualité des contacts ohmiques avec la diffusion de billes d'Indium.

Nous avons réalisé toute une série d'échantillons pour des températures de Si variant de 800°C à 1130°C. Dans le cas du dopage volumique le Si est incorporé uniformément pendant la croissance. Nous avons vu au chapitre précédent que le flux de Si incorporé est donné par le produit de la vitesse de croissance et de la concentration du dopant.

Les figures III 10 et III 11 représentent l'évolution de la concentration d'électrons mesurée dans les matériaux GaInAs et AlInAs en fonction de la température de la cellule de Si. Les vitesses de croissance des deux matériaux sont égales. On observe une évolution linéaire en fonction de $1/T(\text{K})$ conforme à la théorie que nous avons rappelé au chapitre II. Cependant pour les dopages élevés apparaît un phénomène de saturation probablement dû au positionnement d'atomes de Si en site arsenic entraînant un phénomène d'autocompensation. On fixera la limite supérieure acceptable de la concentration de dopants dans ces matériaux à $10^{19} \text{ at cm}^{-3}$. Cette valeur est bien supérieure aux valeurs usuelles utilisées dans les transistors HEMT. Les évolutions des mobilités en fonction de la concentration de porteurs dans les matériaux AlInAs et GaInAs sont représentées sur les figures III 12 et III 13.

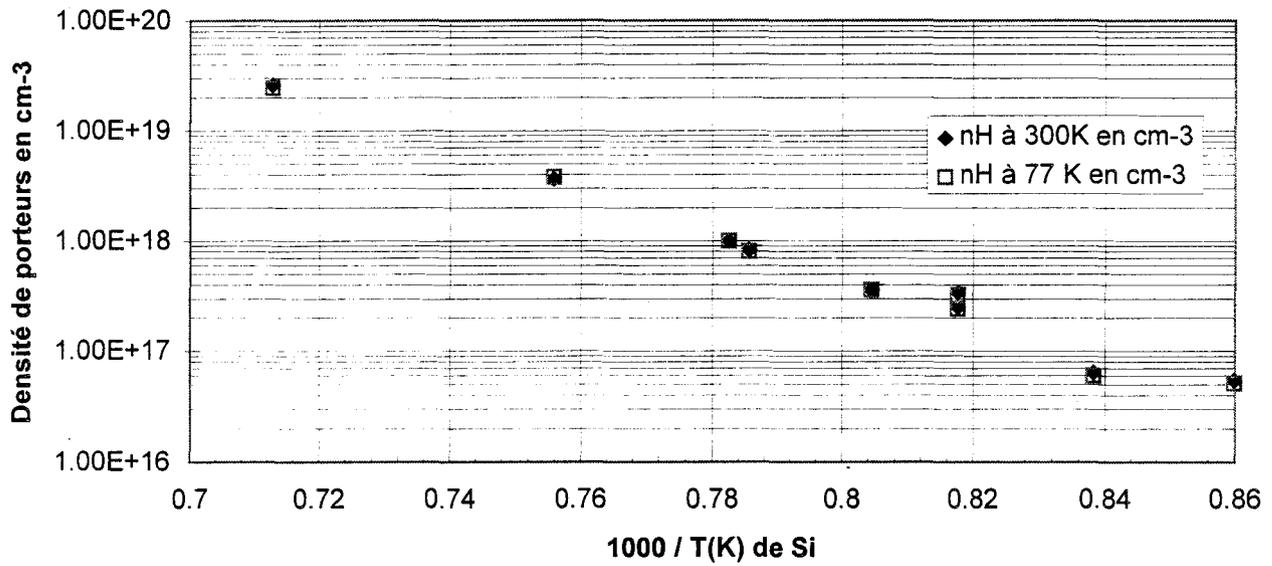


Fig III 10: Densité de porteurs mesurée par effet Hall dans le cas du Ga(0.47)In(0.53)As

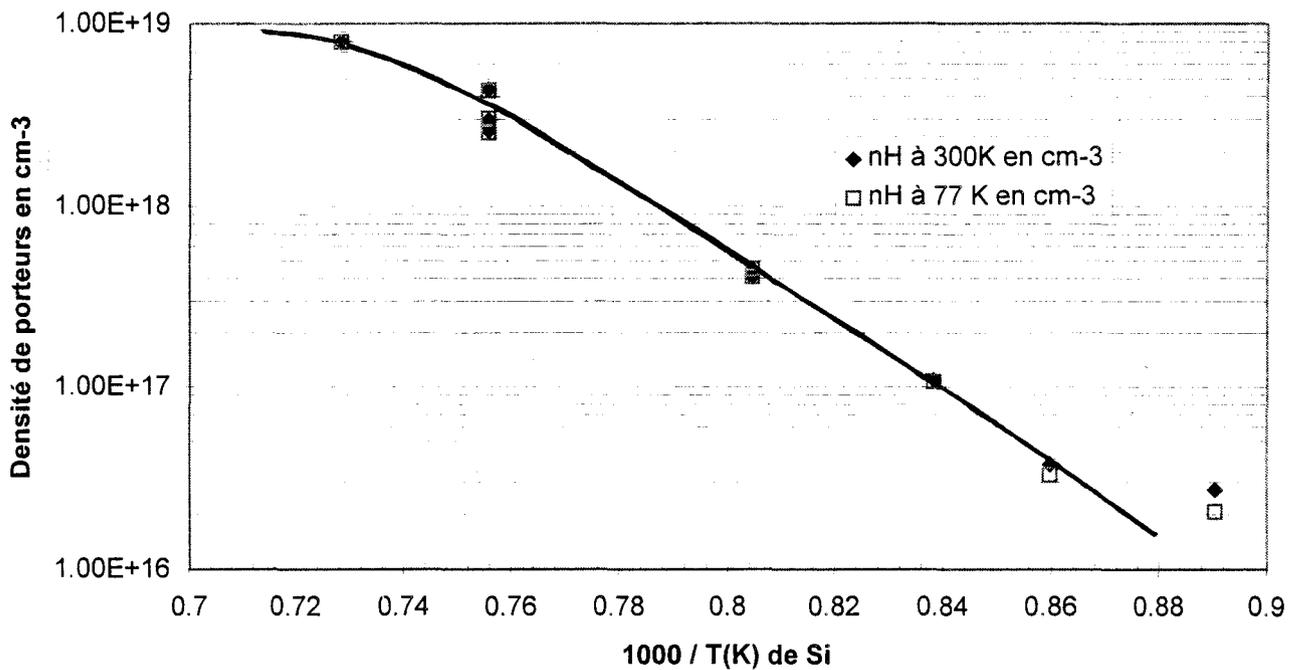


Fig III 11: densité de porteurs mesurée par effet Hall dans l'Al(0.48)In(0.52)As.

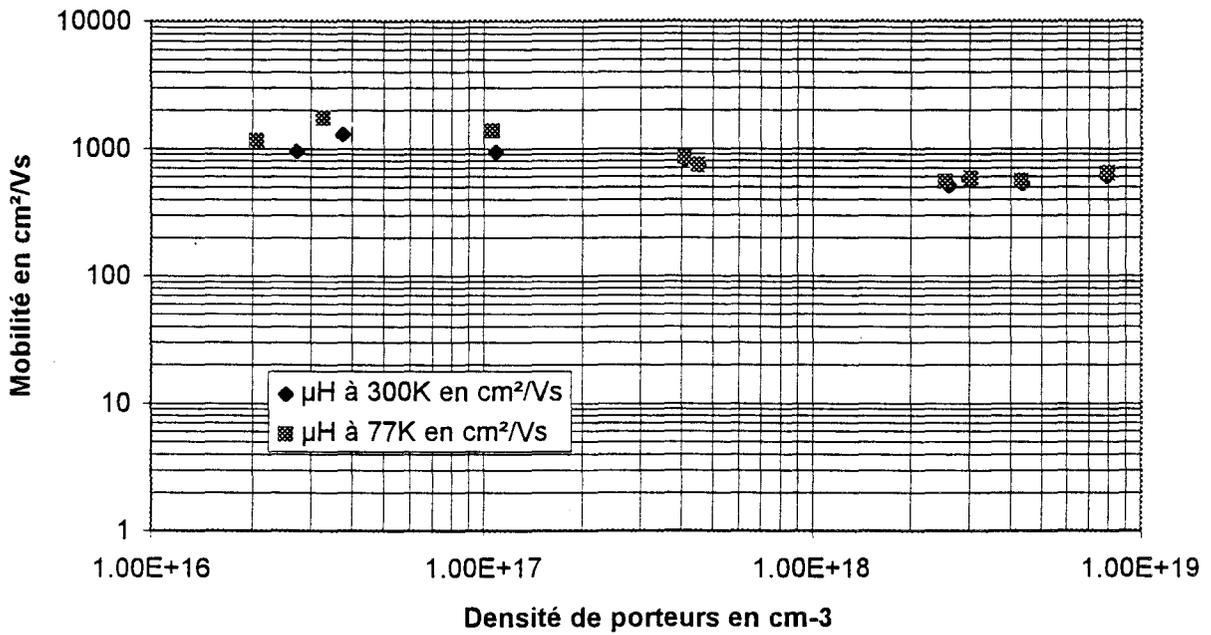


Fig 12: Mobilité en fonction de la densité de porteurs dans l'Al(0.48)In(0.52)As à 300K et 77K

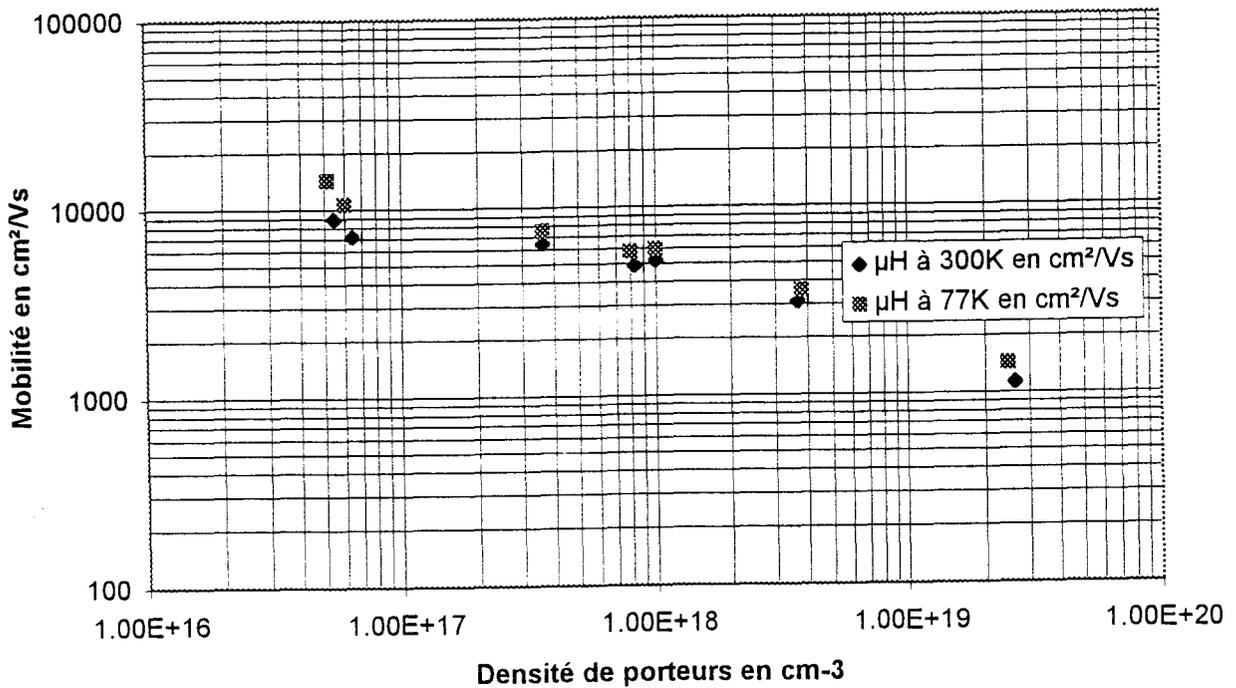


Fig III 13: Mobilité en fonction de la densité de porteurs dans le cas du Ga(0.47)In(0.53)As à 300K et à 77K

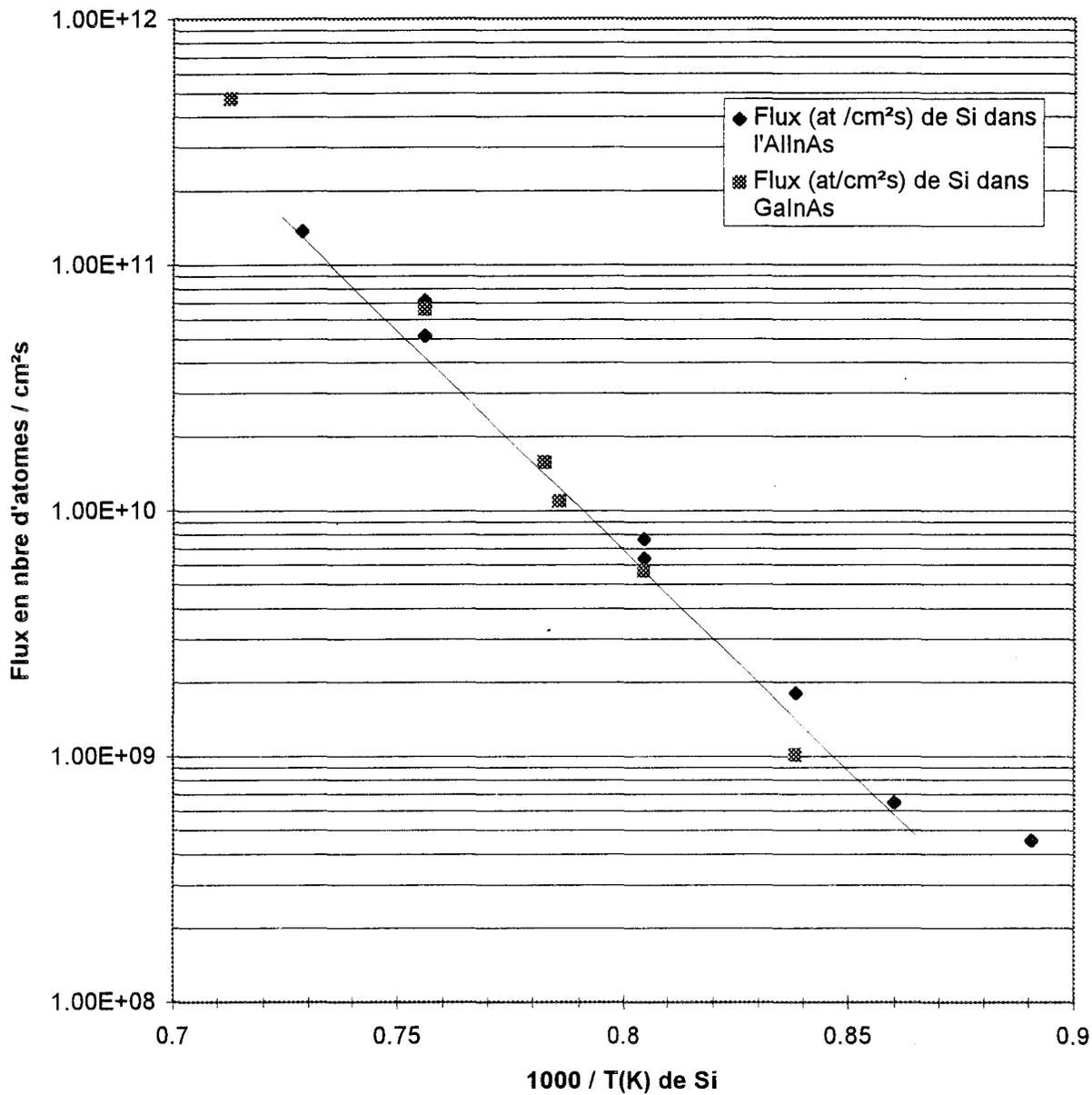


Fig III 14: Flux d'atomes de Silicium déposés dans le GaInAs et l'AlInAs

Remarquons que la mobilité électronique dans l'AlInAs reste très faible par rapport à celle du GaInAs.

A partir de ces résultats et de la vitesse de croissance on calcule le flux de Silicium en fonction de la température de la cellule en supposant a priori que tous les Si sont électriquement actifs. L'évolution du flux de Si est reportée sur la figure III 14. En comparant cette évolution avec celle obtenue par ailleurs à partir du GaAs dopé, épitaxié dans les conditions telles que le coefficient d'activité électrique du Si soit égal à 1, on constate une bonne concordance des deux résultats. On peut donc admettre que dans ces conditions, tous les atomes de Si incorporés dans le GaInAs et AlInAs sont tous électriquement actifs.

Après avoir caractérisé le dopage volumique homogène, il convient d'envisager le dopage planaire.

III I 2 2 Dopage plan

III I 2 2 1 Concentration d'électrons et mobilité.

Le dopage plan introduit par Ploog en 1986 [9] est de plus en plus utilisé dans les transistors à hétérojonction.

A l'inverse du dopage volumique, les atomes de Silicium sont localisés dans un plan au milieu de la couche d'AlInAs.

Durant la formation du plan les flux d'éléments III sont donc coupés tandis que le cache d'Arsenic est maintenu ouvert pour favoriser l'incorporation des Silicium en site III. Des impuretés résiduelles peuvent aussi

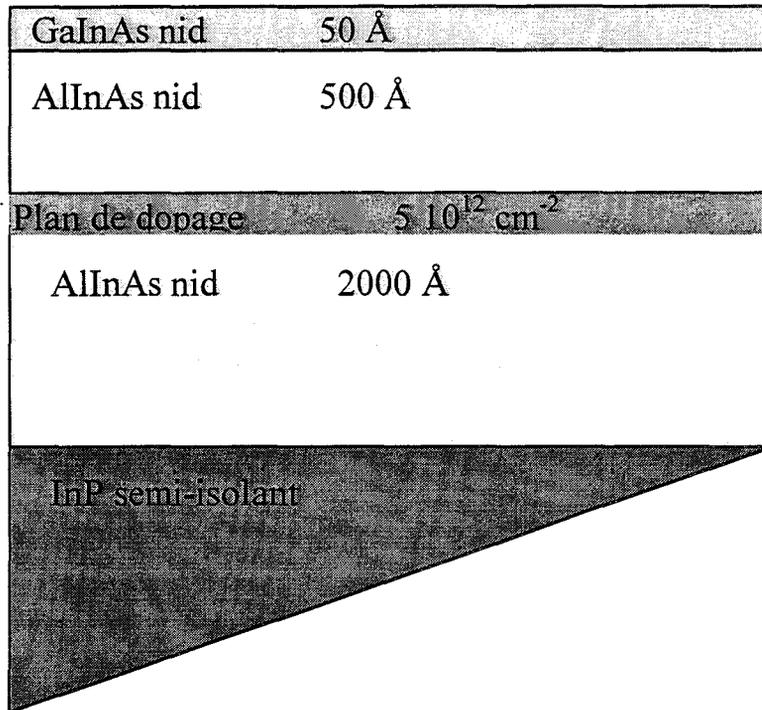


Fig III 15a: Structure test à plan de dopage pour mesure par effet Hall.

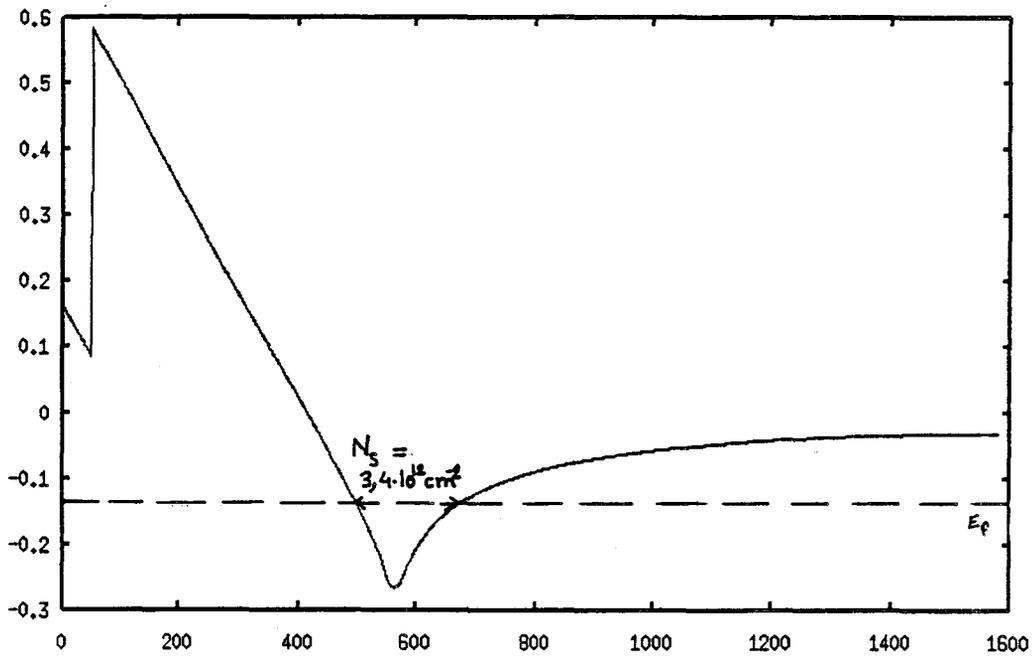


Fig III 15b: Profil de la bande de conduction obtenu par simulation de la structure représentée sur la figure III 15a

s'incorporer, mais H Künzel et al ont montré[10] compte tenu du faible temps de l'arrêt de croissance (quelques dizaines de secondes) que ce phénomène était trop minime pour avoir une incidence sur les performances électriques de la structure. Nous nous sommes limités dans notre étude au dopage plan dans l'AlInAs dont nous verrons les applications dans la suite de ce chapitre.

Nous avons choisi de travailler avec un flux de Si égal à 10^{11} at $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Cette valeur de flux nous permet de viser les dopages recherchés d'environ $5 \cdot 10^{12}$ at cm^{-2} , avec une durée d'ouverture de la cellule pour la formation du plan inférieure à la minute et une température de cellule acceptable voisine de 1120°C .

Une structure à plan de dopage représentée sur la figure III 15 a ainsi été réalisée et caractérisée. Le plan de dopage souhaité est ici égal à $5 \cdot 10^{12}$ at cm^{-2} .

Les concentrations surfaciques de porteurs mesurées par effet Hall sont respectivement égales à $3.3 \cdot 10^{12}$ et $4 \cdot 10^{12}$ at cm^{-2} à 300 K et 77 K pour une mobilité constante égale à $510 \text{ cm}^2 / \text{V s}$. Ces valeurs mesurées sont conformes aux résultats obtenus pour la répartition de charges électriques dans cette structure (cf fig III 15b) à partir de la simulation de la bande de conduction en fixant le potentiel de surface à 0.3 V [11] et un ΔE_c égal à 0.5V à l'hétérojonction GaInAs/AlInAs. Nous reviendrons plus précisément sur le principe de ce type de simulation au paragraphe III II 1 2.

On peut donc supposer que le coefficient d'activité électrique des Si dans le plan est sensiblement égal à 1. Ce résultat est comparable à celui trouvé pour le GaAs où une étude réalisée sur les plan de dopage a montré la même efficacité électrique pour un nombre d'atomes donneurs inférieur à $7 \cdot 10^{12}$ at cm^{-2} . Il faut remarquer que la mesure donne une valeur plus grande de la concentration d'électrons à 77 K qu'à 300 K. Ceci a déjà été observé avec des

GalnAs nid	50 Å	
AlInAs nid	500 Å	
Plan de dopage		$2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$
AlInAs nid	2000 Å	
AlInAs	1000 Å	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
InP dopé N ⁻		

Fig III 16a: Structure de l'échantillon pour la réalisation de la diode Schottky.

dopages de même type dans le GaAs ou l'AlGaAs [12] et peut être expliqué par une quantification du plan de dopage [13]. La concentration plus élevée à 77K serait liée à la contribution plus importante du premier niveau de quantification dans le puits créé par le plan de dopage.

Nous avons également caractérisé ces échantillons par $C(V)$, méthode que nous avons décrite au chapitre II. Nous avons épitaxié une structure sur substrat n^+ (cf fig III 16a) sur laquelle nous avons réalisé une diode schottky dont la surface est égal à 10^{-8} cm^2 . Des mesures de capacité en fonction de la tension appliquée nous ont permis de déterminer la densité de porteurs libres par intégration de la courbe $C(V)$ que nous avons reportée sur la figure III 16b. Nous avons obtenu des résultats satisfaisants avec une densité de Si visée dans le plan de $2 \cdot 10^{12} \text{ at cm}^{-2}$. La courbe $C(V)$ de la figure III 17 présente des plateaux et une variation brusque de $C(V)$ résultat de la déplétion rapide du plan. La densité de porteurs calculée à tension nulle est environ égal à $1 \cdot 10^{12} \text{ at cm}^{-2}$ ce qui correspond à la densité non déplétée par le potentiel de surface de la structure pris égal à 0.87V et représentant le potentiel de built in de la diode Schottky réalisée. On rappelle que la tension de built in s'écrit dans notre cas:

$$v_b - v_p = \frac{qN_d a}{e} \text{ en V}$$

v_p est la tension de pincement, N_d est la densité électronique du plan en m^{-2} , a est la distance en m séparant le contact Schottky du plan, ϵ la permittivité du matériau de l'AlInAs et q la charge de l'électron.

Ainsi avec les pressions d'Arsenic utilisées, les atomes de Si sont des dopants de type n. Ils s'incorporent dès qu'il atteignent le substrat en

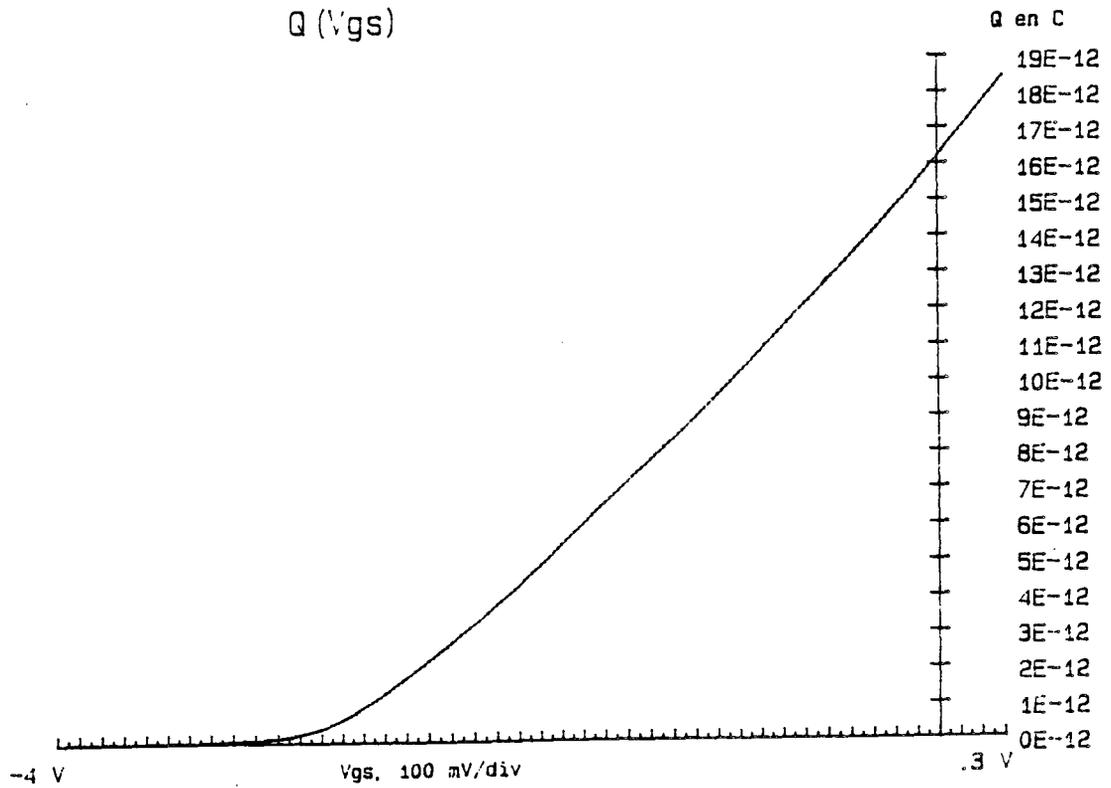


Fig III 16b: Densité de charges obtenue par intégration de la courbe C(V) tracée à partir de mesures sur l'échantillon dont la stucture est donnée sur la figure III 15.

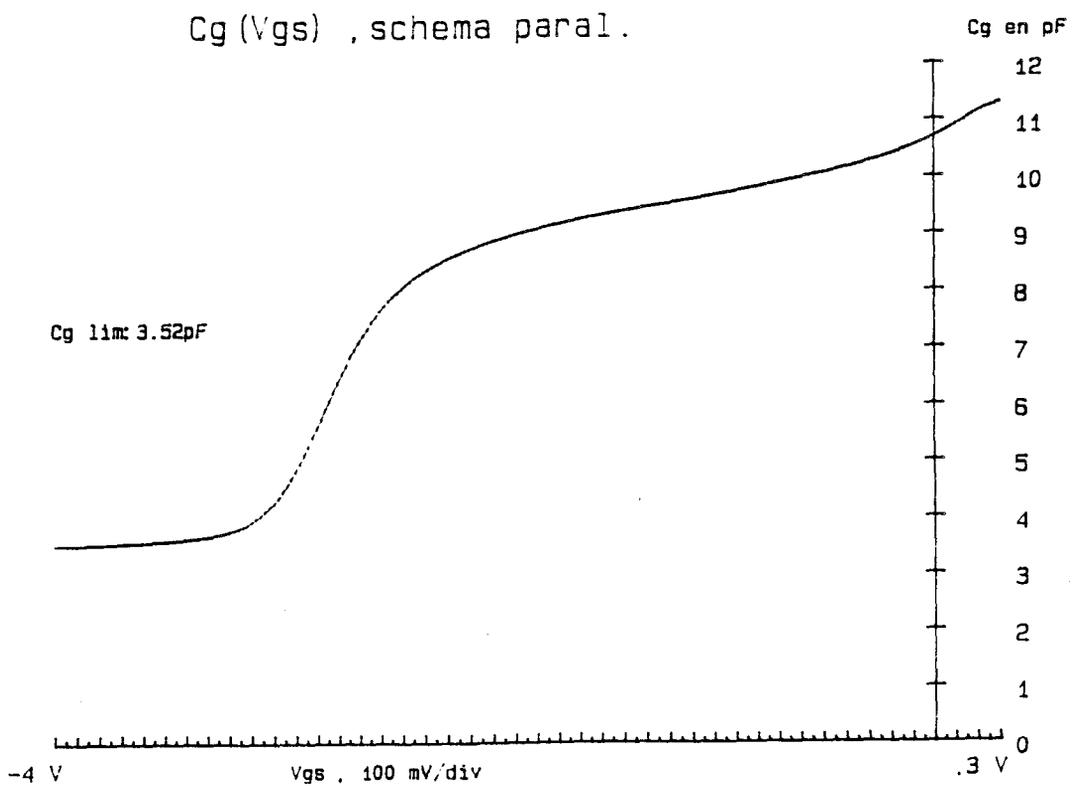


Fig 17: Courbe C(V) relevée sur l'échantillon de la figure III 16.

de dopants pendant l'arrêt de croissance reste négligeable devant le nombre de sites disponibles. Celui-ci est sur une surface de GaInAs de l'ordre de $5.8 \cdot 10^{14}$ at/cm² alors que l'on dépose $5 \cdot 10^{12}$ at de Si par cm² soit environ un rapport 100. Ainsi ce dépôt d'impuretés n'affecte pas le caractère bidimensionnel de l'épitaxie et l'on peut en effet le constater en examinant le spectre de diffraction RHEED après la reprise de croissance qui conserve des raies très fines et intenses.

III I 2 2 2 Localisation du plan dans la couche AlInAs

Lorsque l'on réalise un plan de dopage dans une structure Hemt par EJM, il est essentiel de connaître avec précision la localisation du plan et la densité réelle du plan. Pour cela nous avons cherché à observer l'effet de ségrégation des atomes de Si dans le matériau AlInAs.

Nous avons réalisé deux structures différentes représentées sur les figures III 18 a et b. L'échantillon de type A contient deux plans de dopage respectivement $5 \cdot 10^{12}$ et $2 \cdot 10^{12}$ at cm⁻² espacés d'une couche d'AlInAs de 750Å non dopé. L'échantillon de type B est semblable au précédent avec des plans respectivement égaux à $2 \cdot 10^{12}$ et 10^{13} at cm⁻² espacés de 1000Å dans le matériau AlInAs.

Nous avons épitaxié ces deux structures à une température de croissance de 500°C puis à une température égale à 450°C.

GaInAs	50Å	nid
AlInAs	750Å	nid
Plan de dopage $2 \cdot 10^{12}$ at Si cm ⁻²		
AlInAs	750Å	nid
Plan de dopage $5 \cdot 10^{12}$ at Si cm ⁻²		
AlInAs	3000Å	nid
InP semi-isolant		

Figure III 18a: Structure de type A étudiée au SIMS.

GaInAs	50Å	nid
AlInAs	750Å	nid
Plan de dopage $2 \cdot 10^{12}$ at Si cm ⁻²		
AlInAs	1000Å	nid
Plan de dopage $1 \cdot 10^{13}$ at Si cm ⁻²		
AlInAs	3000Å	nid
InP semi-isolant		

Figure III 18b: Structure de type B étudiée au SIMS.

Les échantillons ont été analysés en spectroscopie de masse d'ions secondaires (SIMS) au laboratoire du LPM de l'INSA à Lyon. Les spectres de Si obtenus sont représentés sur les figures III 19 a et b.

On observe nettement la présence des deux pics dans chacun des échantillons.

La largeur à mi-hauteur de ces pics est sensiblement constante et égale à 70 Å. Cette mesure doit être considérée avec précaution en tenant compte de la résolution en profondeur inhérente à la technique et par conséquent de la précision de la mesure. On ne peut pas conclure à ce stade de l'étude sur l'absence du phénomène de diffusion des atomes de Si dans l'AlInAs.

L'effet prépondérant que l'on peut observer sur ces spectres est la ségrégation des atomes de Si vers la surface pour une température de croissance plus élevée. Ainsi dans chacun des cas on relève un décalage des plans vers la surface de 30Å vers la surface lorsque la température de croissance passe de 450 à 500°C.

Ces premières mesures nous ont permis de montrer une localisation des plans conforme à ce que nous attendions et de souligner le phénomène de ségrégation des atomes de Silicium en surface avec la température. L'aspect quantitatif de ces plans reste difficile à obtenir de part la technique de mesure utilisée.

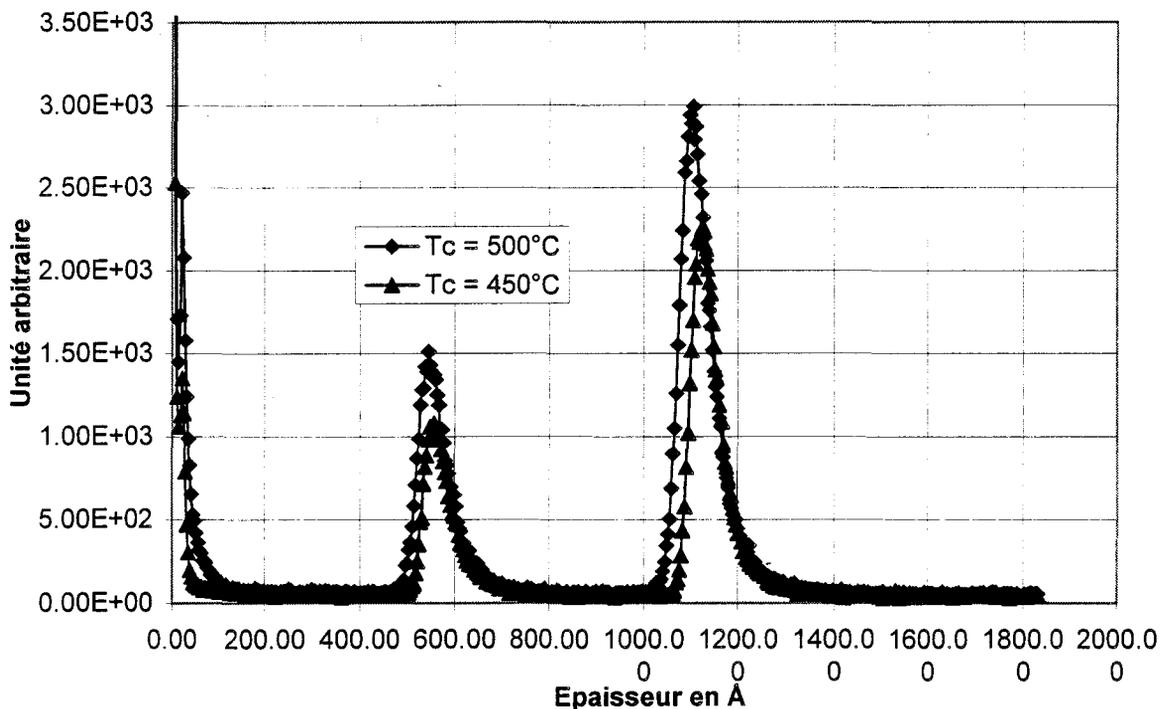


Figure III 19a: Analyse SIMS des échantillons de type A

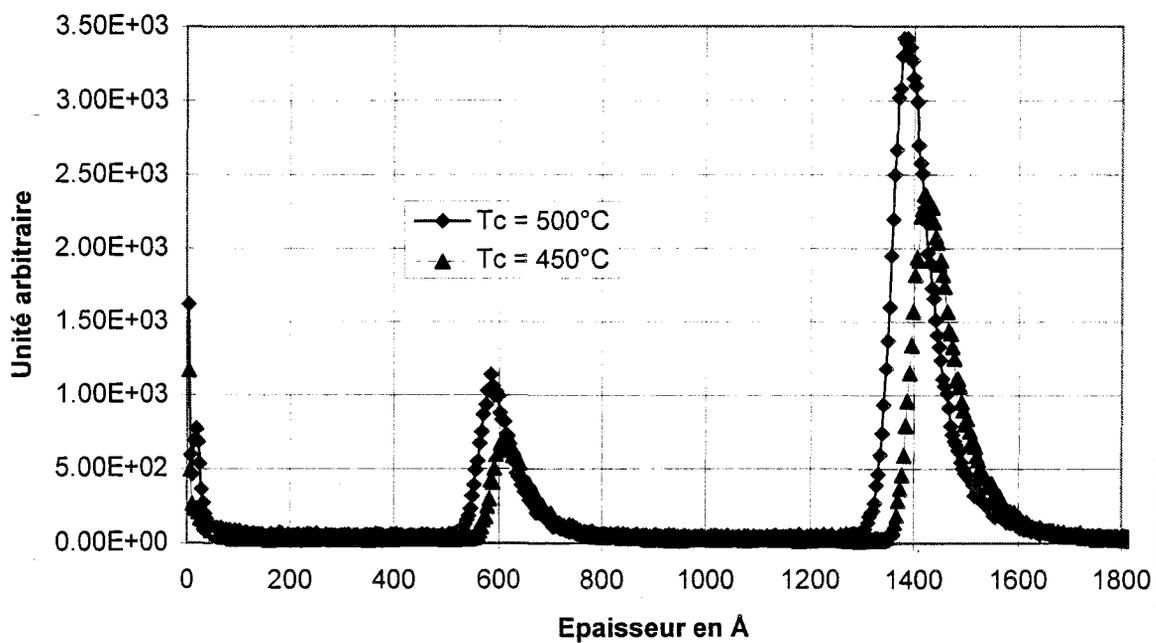


Fig III 19b: Analyse SIMS sur les échantillons de type B.

III II Étude des hétérostructures AlInAs/GaInAs.

III II 1 Introduction

Après avoir établi les conditions de croissance et les caractéristiques électriques des matériaux massifs, nous envisageons maintenant les structures à hétérojonction AlInAs/GaInAs.

Nous nous sommes fixés deux objectifs:

- un transfert maximum d'électrons dans le puits avec un minimum d'électrons restant dans la couche donneuse pour éviter une conduction parallèle parasite.

- une mobilité la plus élevée possible dans le gaz 2D.

Pour atteindre ces résultats nous avons fait varier plusieurs paramètres expérimentaux. Nous envisageons le dopage volumique puis le dopage plan dans la couche donneuse d'AlInAs. Nous optimisons les différentes couches de la structure dans le cas d'un canal adapté puis nous abordons ensuite le cas du canal contraint.

III II 1 1 Choix de la structure.

Il nous semble intéressant de définir d'abord notre structure test afin de prendre en compte les différentes couches, le type de dopage et le potentiel de surface de la couche supérieure.

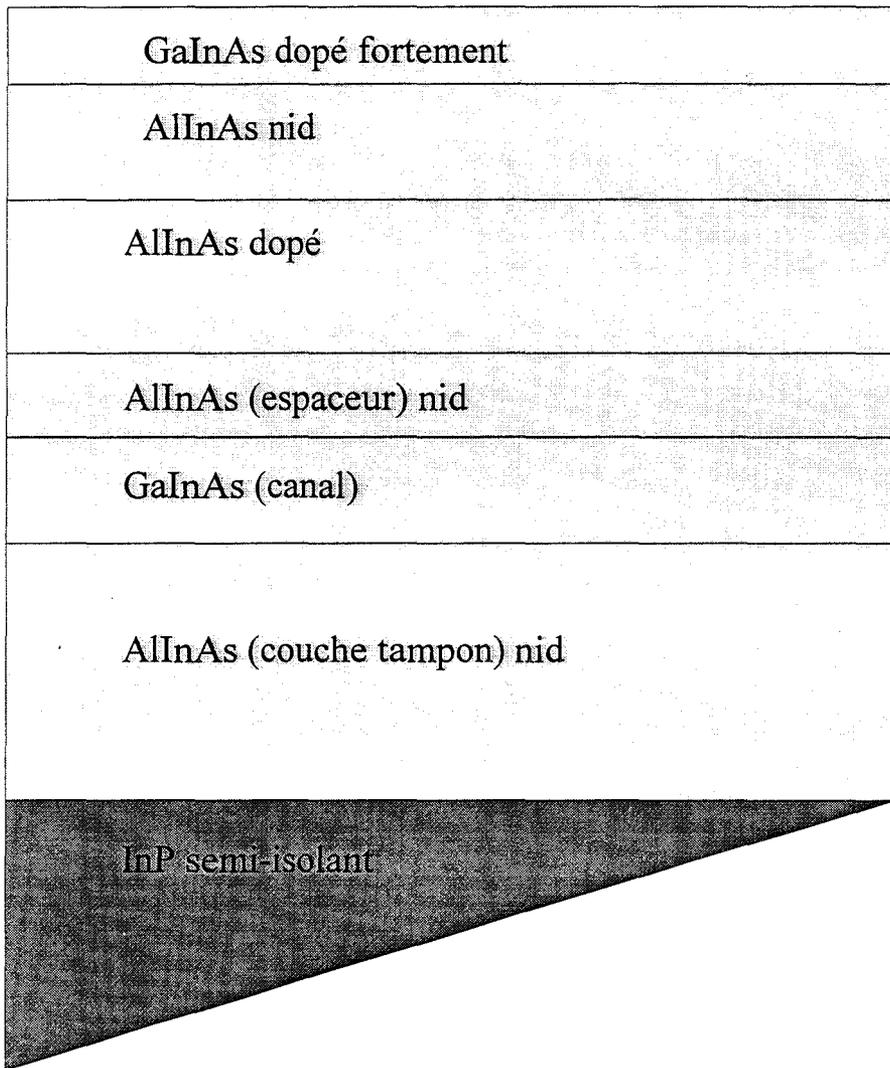


Fig III 20: Structure conventionnelle pour l'élaboration du transistor à hétérojonction AlInAs-GaInAs.

La figure 20 rappelle la structure conventionnelle du transistor à hétérojonction. La couche supérieure de GaInAs dopée n est épitaxiée dans le but de faciliter les contacts ohmiques et pour éviter l'oxydation au contact de l'air de la couche donneuse, liée au taux élevée d'Aluminium. Elle nous permet également de fixer un potentiel de surface de référence égal à 0.3 eV [11]. Compte tenu de ces hypothèses nous allons simuler cette structure et calculer la répartition des charges électriques dans chacune des couches

III II 1 2 Première approche par une simulation de la structure de bande de conduction.

Nous avons utilisé un programme de simulation mis au point au laboratoire[14] pour étudier la répartition des charges dans les différents types de structures. Le profil de bande de conduction à travers les différentes couches déposées sur le substrat est défini par une approche semi- classique basé sur la résolution auto-cohérente de l'équation de poisson dans l'approximation Thomas-Fermi.

-l'équation de poisson:

$$\frac{\delta^2 V(z)}{\delta z^2} = \frac{q}{\epsilon} (N_d(z) - n(z)) \quad (\text{III } 17)$$

La direction de croissance est suivant (z), $N_d(z)$ est le niveau de dopage.

GaInAs	$1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	50 Å
AlInAs	dopé	a Å
AlInAs	nid	30 Å
GaInAs	nid	200 Å
AlInAs	nid	1000 Å
InP semi-insolant		

Fig III 21: Schéma de l'hétérostructure pris en compte pour la simulation.

- la densité $n(z)$ dans l'approximation de Thomas-Fermi est donné par:

$$n(z) = N_c \int_0^{\infty} \frac{\left(\frac{E - E_c(z)}{k_B T}\right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \exp\left(\frac{E - E_f}{k_B T}\right)} dE \quad (\text{III } 18)$$

$E_c(z)$ est la bande de conduction locale égale au potentiel d'hétérostructure ajouté au potentiel électrostatique $V(z)$. T est la température. N_c est la densité effective d'état dans la bande de conduction:

$$N_c = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2}\right)^{3/2} \quad (\text{III } 19) \quad \text{avec } k_B \text{ constante de}$$

Boltzman, m^* la masse effective des électrons, \hbar la constante de Planck.

Les calculs sont effectués en statique c'est à dire en l'absence de courant. Les paramètres à introduire pour définir la structure sont:

- l'épaisseur des différentes couches matériaux.
- la densité volumique de dopage introduite pendant la croissance pour chacune des couches.
- la température.
- la valeur du potentiel de surface.
- le ΔE_c entre le GaInAs et l'AlInAs.

Comparée à d'autres méthodes de simulation comme celle basée sur la résolution auto-cohérente des équations de Schrödinger et de Poisson [15], celle utilisée ici donne les mêmes résultats pour la détermination du profil de potentiel. L'approximation de Thomas-Fermi conduit cependant à une surestimation d'environ 10% de la densité surfacique de charges[16] dans

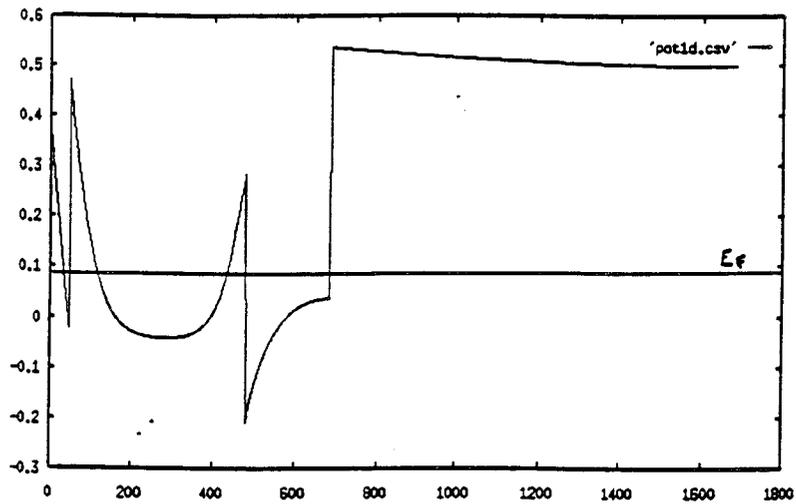


Figure III 22a: Profil de potentiel de l'échantillon 3 ($N_d = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)

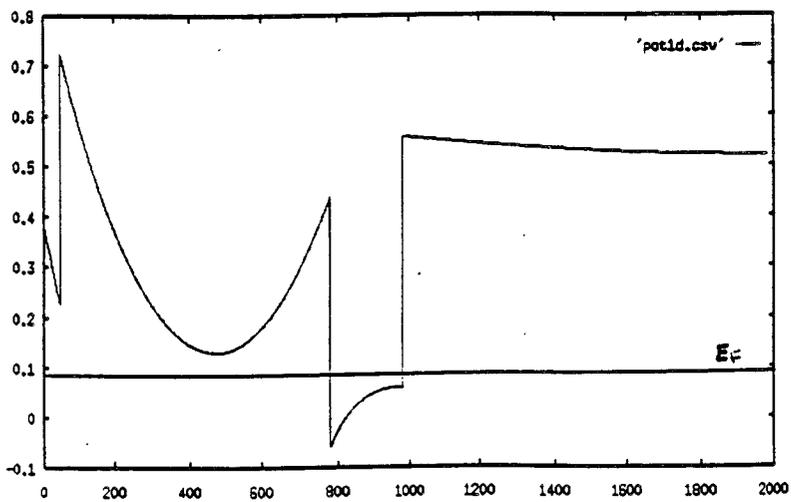


Figure III 22b: Profil de potentiel de l'échantillon 2 ($N_d = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)

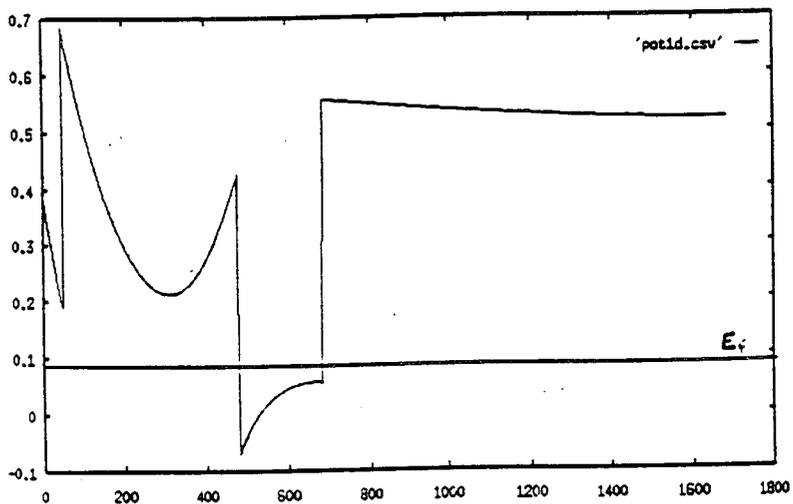


Figure III 22c: Profil de potentiel de l'échantillon 3 ($N_d = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)

la structure en ne tenant pas compte des effets quantiques. Cette méthode ne nous sert pas à quantifier précisément la répartition de charges mais à avoir une idée de l'importance relative du nombre d'électrons répartis dans la structure.

Nous avons simulé la structure représenté sur la figure III 21. Elle se compose d' une couche tampon de 1000 Å, d'une couche de GaInAs non dopée de 200 Å, d'une couche d'AlInAs dopée à un valeur Nd et d'épaisseur a et enfin une couche de GaInAs dopée à 10^{18} at cm^{-3} de 50 Å d'épaisseur.

Plusieurs simulations ont été réalisées en fonction du dopage de la couche d'AlInAs et de son épaisseur afin de s'affranchir du potentiel de surface et dans le but d'obtenir un transfert d'électrons le plus élevé possible dans le canal. La densité d'atomes de Silicium incorporés reste inférieure à 10^{19} at cm^{-3} pour éviter non seulement le phénomène d'autocompensation [17] mais aussi la ségrégation et l'accumulation de Si à la surface entraînant une dégradation de la morphologie. Les figures III 22 (a, b, c) montre le profil de potentiel à 300K obtenu pour trois valeurs différentes de dopage volumique de la couche donneuse d'AlInAs. Le tableau ci-dessous résume les caractéristiques des échantillons et les résultats des simulations.

	Densité volumique totale de charge dans la couche donneuse en cm^{-3} N_d	Densité surfacique totale de charge dans la couche donneuse, en cm^{-2} N	Épaisseur de la couche donneuse en Å	Densité surfacique de charges transférés dans le canal en cm^{-2} n	Densité surfacique de charges restant dans la couche donneuse en cm^{-2} n_r	Densité surfacique de charges déplété par le potentiel de surface en cm^{-2} $n_{\text{dép}}=N-(n+n_r)$
Ech 1	$5 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{13}$	400	$3.11 \cdot 10^{12}$	$1.14 \cdot 10^{13}$	$5.5 \cdot 10^{12}$
Ech 2	$1 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{12}$	400	$1.5 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^9$	$2.5 \cdot 10^{12}$
Ech 3	$5 \cdot 10^{17}$	$3.5 \cdot 10^{12}$	700	$1.3 \cdot 10^{12}$	$1.77 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{12}$

On constate que le nombre de porteurs (n) transférés dans le canal est d'autant plus grand que le dopage de la couche donneuse est grand, mais le nombre de porteur (N) restant dans la couche donneuse croit de la même manière. On voit très nettement que l'on a un système à deux couches: le canal avec le gaz 2D (n) et la couche donneuse AlInAs (N) où la mobilité est médiocre. D'autre part la discontinuité de bande créée à l'interface entre la couche d'encapsulation de GaInAs et la couche d'AlInAs dopé joue un rôle non négligeable sur la densité de porteurs déplétés par le potentiel de surface comme le montre la courbure de bande.

On voit qu'il est nécessaire d'ajuster l'épaisseur et le dopage de la couche donneuse afin de minimiser l'effet de conduction parallèle de cette couche tout en ayant transféré le maximum d'électrons. Ceci nous entraîne à rechercher expérimentalement une optimisation de cette épaisseur et de déterminer les paramètres de chaque couche.

Nous présentons dans les paragraphes suivants les résultats expérimentaux pour les hétérostructures habituellement utilisées pour la réalisation de Hemt.

III II 2 Structures directes à canal adapté.

Nous nous sommes intéressés à l'exploitation de type bicouche que nous avons décrite au chapitre II et à l'évolution de ses résultats en fonction de différents paramètres de croissance. Rappelons que l'objectif fixé est d'obtenir une densité de charges et une mobilité maximale à l'interface AlInAs/GaInAs.

III II 2 1 Structures à dopage volumique.

Le schéma de cette structure est représentée par la figure III 23

III II 2 1 1 Influence de l'épaisseur de la couche donneuse.

III II 2 1 1 1 Résultats expérimentaux.

L'étude est réalisée en maintenant la densité de dopage volumique constante égale à $5 \cdot 10^{18} \text{ at cm}^{-3}$ pour une épaisseur de la couche d'AlInAs variant de 150 à 300 Å.

GaInAs	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	50 Å
AlInAs	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	150 à 300 Å
AlInAs	nid	30 Å
GaInAs	nid	200 Å
AlInAs	nid	3000 Å
InP semi-isolant		

Fig III 23: Structure à dopage volumique: étude en fonction de l'épaisseur de la couche donneuse.

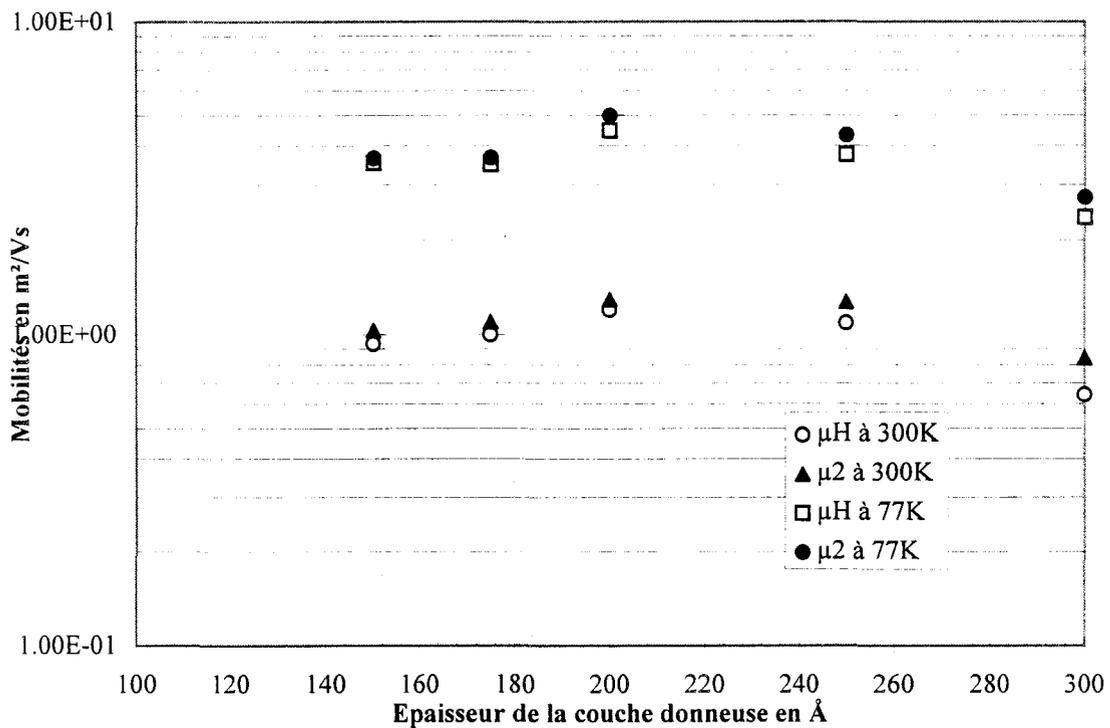


Fig III 24: μ_H - μ_2 en fonction de l'épaisseur de la couche donneuse

Les courbes représentées sur les figures III 24 et III 25(a et b) montrent l'évolution des mobilités et des densités de porteurs mesurées par effet Hall dans ces différents échantillons. L'exploitation de ces données dans l'hypothèse du modèle bicouche nous indique l'existence d'une conduction parallèle dans la couche donneuse caractérisée avec une densité surfacique de charge Ns_1 et par une mobilité électronique μ_1 fixée à la valeur de $500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ mesurée pour un dopage à $5 \cdot 10^{18} \text{ at cm}^{-3}$.

Sur le graphe de la figure III 24 la mobilité μ_2 des électrons dans le puits suit la même évolution que celle de Ns_2 jusqu'à atteindre son maximum pour une épaisseur de 200 \AA . On peut parler de phénomène d'écrantage avec le produit $Ns \mu$ qui passe par un maximum à cause de la diminution du potentiel d'interaction électrons-impuretés [18]

La densité surfacique du canal, Ns_2 reste toujours inférieure à Ns_1 (cf fig III 25 a et b). Ces deux valeurs augmentent régulièrement avec l'épaisseur (quelque soit la température). Cependant on observe une saturation du nombre d'électrons transférés dans le puits, aux environs de $2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ pour une couche d'AlInAs de 250 \AA d'épaisseur tandis que Ns_1 continue de croître.

III II 2 1 1 2 Caractérisation du gaz 2D à fort champ magnétique à 4K

Afin de mieux caractériser le gaz 2D, nous avons mesuré certains échantillons en champ magnétique fort à 4K en exploitant l'effet Shubnikov de Haas.

Fig III 25a: NH-Ns1-Ns2 en fonction de l'épaisseur de la couche donneuse à 300K

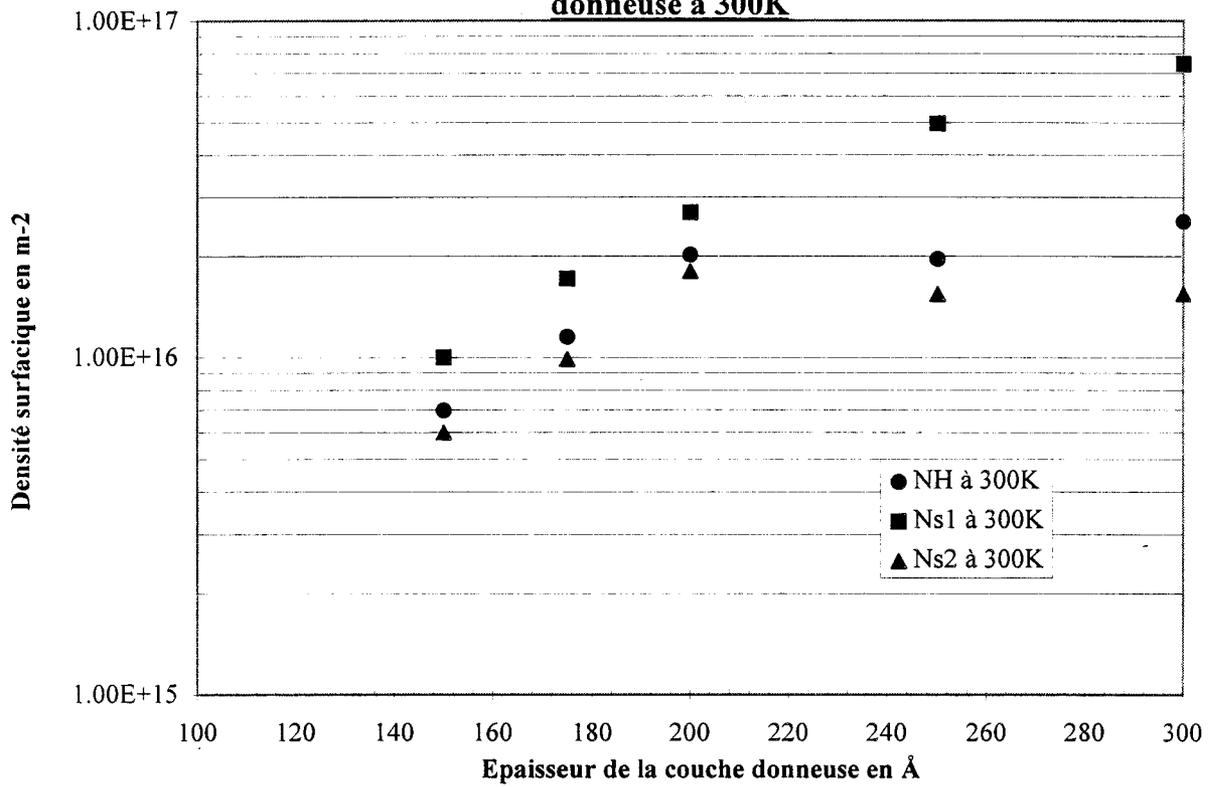
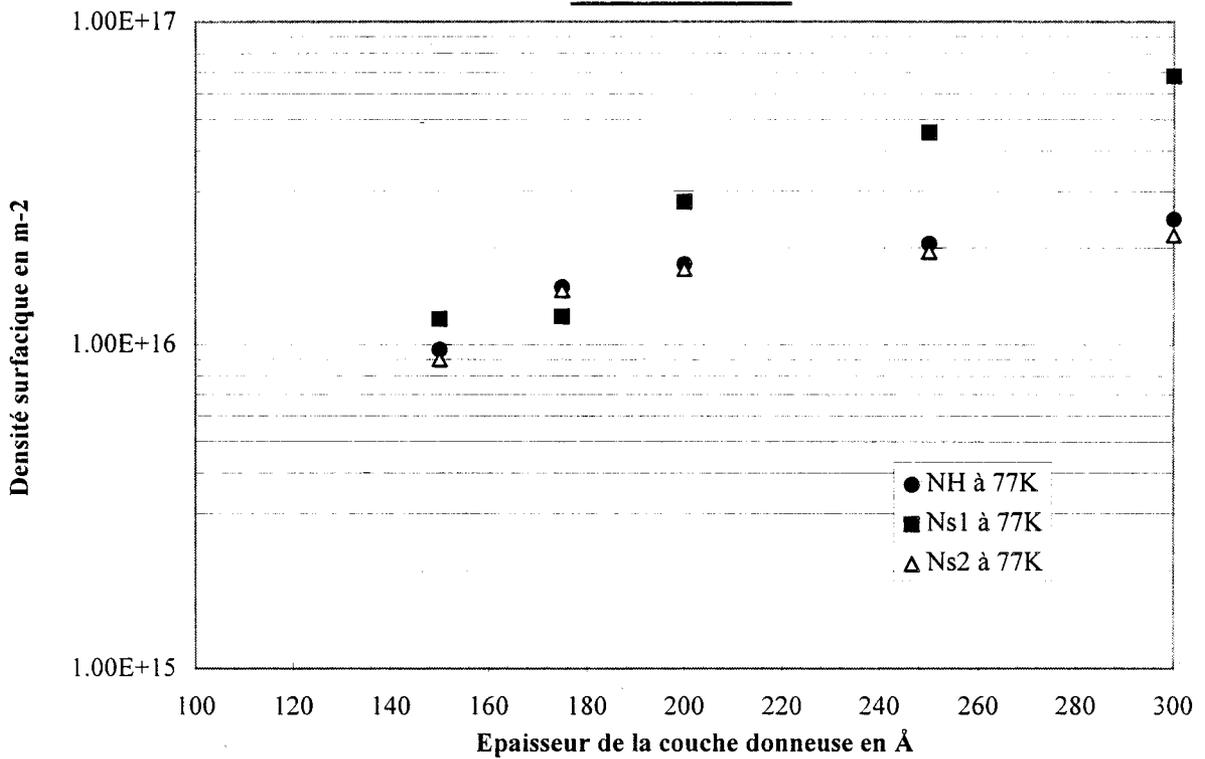


Fig III 25b: NH-Ns1-Ns2 en fonction de l'épaisseur de la couche donneuse à 77K



Les figures III 26a, III 27a et III 28a montrent la variation de la résistivité longitudinale en fonction de $1/B$ pour les échantillons dont la structure correspond à la figure III 23. Ces échantillons sont référencés 616, 512 et 337 dans le tableau ci-après. Nous avons fait varier l'épaisseur de la couche donneuse d'électrons dopée volumiquement à $5 \cdot 10^{18} \text{ at cm}^{-3}$. On observe une série d'oscillations de la résistivité que nous avons analysées en effectuant une transformée de Fourier et dont les résultats sont reportés sur les figures III 26b, III27b, III28b. On met en évidence une répartition électronique dans le gaz sur plusieurs niveaux pour les structures 616 et 512. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau suivant.

Référence de l'échantillon	Epaisseur de la couche donneuse en Å	Densité d'électrons sur le niveau1 en cm^{-2}	Densité d'électrons sur le niveau 2 en cm^{-2}
616	300	$2.01 \cdot 10^{12}$	$4.1 \cdot 10^{11}$
512	200	$1.4 \cdot 10^{12}$	$4.35 \cdot 10^{11}$
337	150	$1.01 \cdot 10^{12}$	0

Nous avons reporté sur le graphe de la figure III 29 l'évolution de N_s calculé à partir des mesures à champ fort et les valeurs obtenues à partir de l'exploitation de notre modèle à deux couches.

On constate que les deux méthodes donnent des résultats tout à fait comparables ce qui valide le modèle de conduction parallèle à deux couches.

Par la suite au vu des résultats présentés dans ce paragraphe et en tenant compte du problème de la commande de grille dans la réalisation de transistors, nous avons choisi une structure avec une couche donneuse AlInAs de 250 Å d'épaisseur et un dopage volumique de $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ afin d'obtenir le meilleur produit $N_s \mu$ dans le canal.

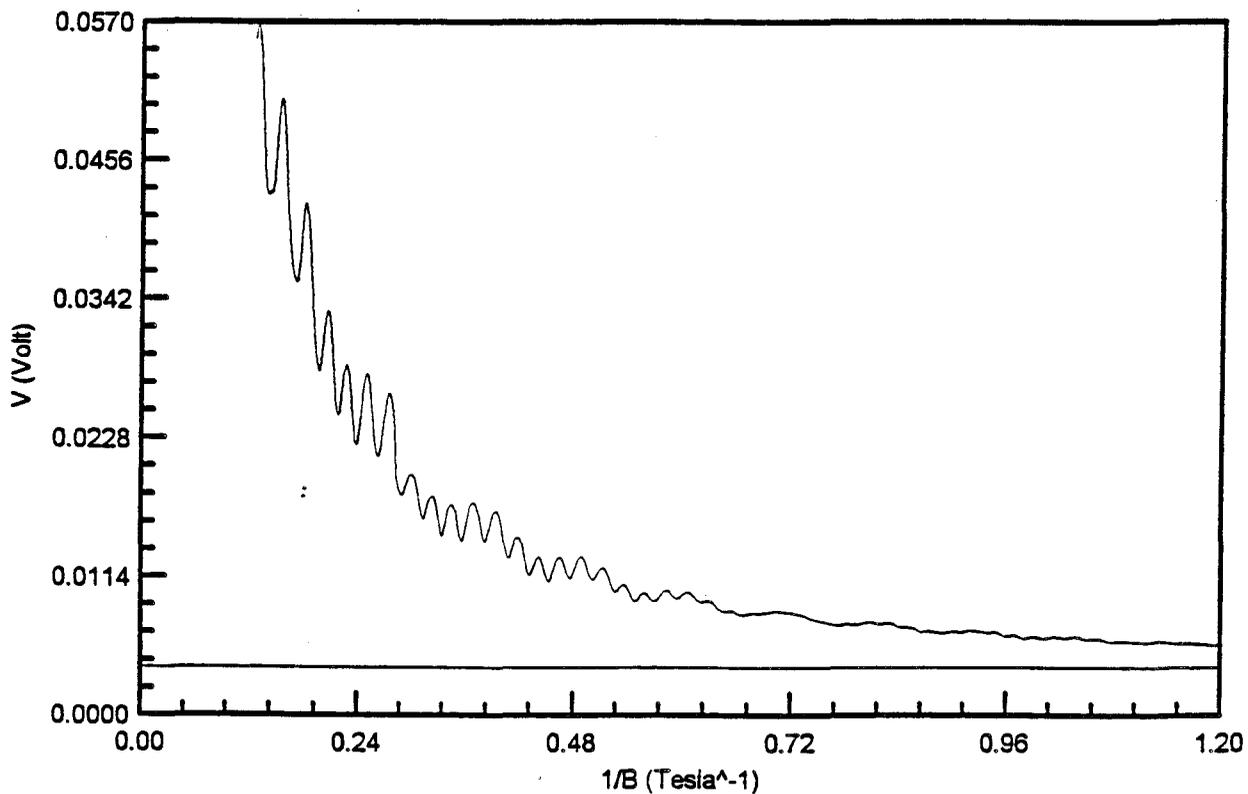


Fig III 26 a: Oscillation de la résistivité en fonction de l'inverse du champ magnétique (échantillon 616).

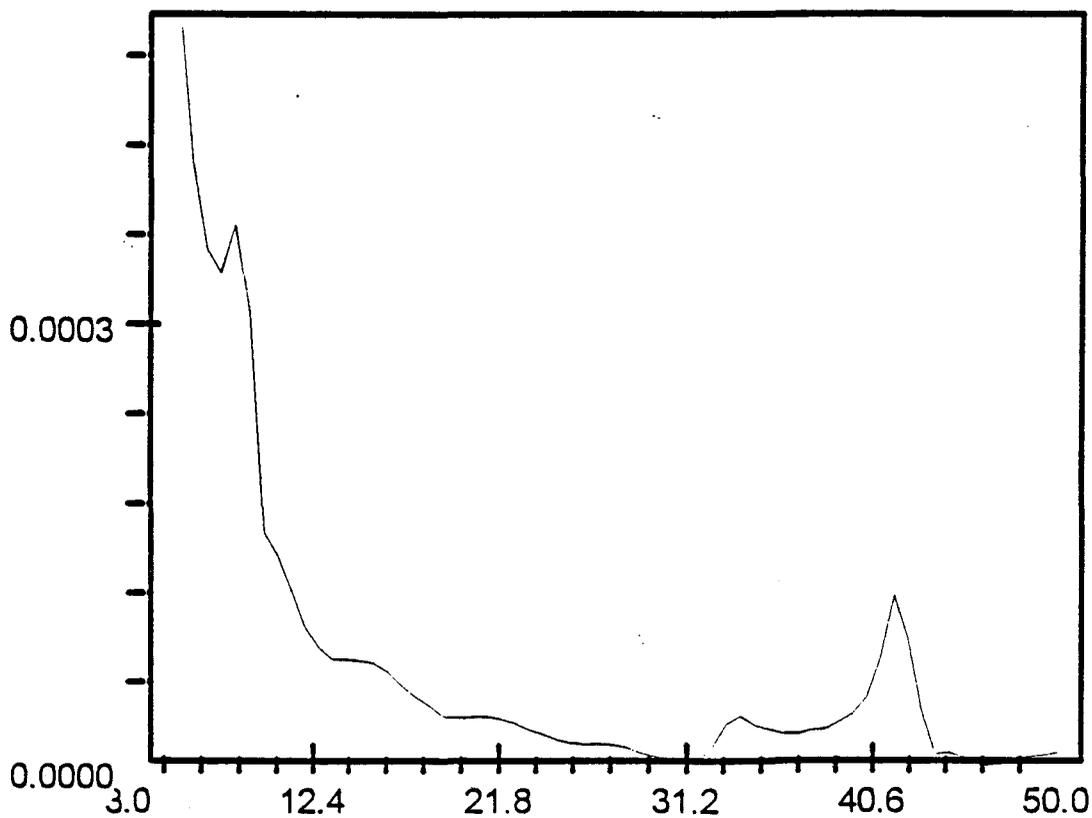


Fig III 26 b: Transformée de Fourier des oscillations de la résistivité (échantillon 616).

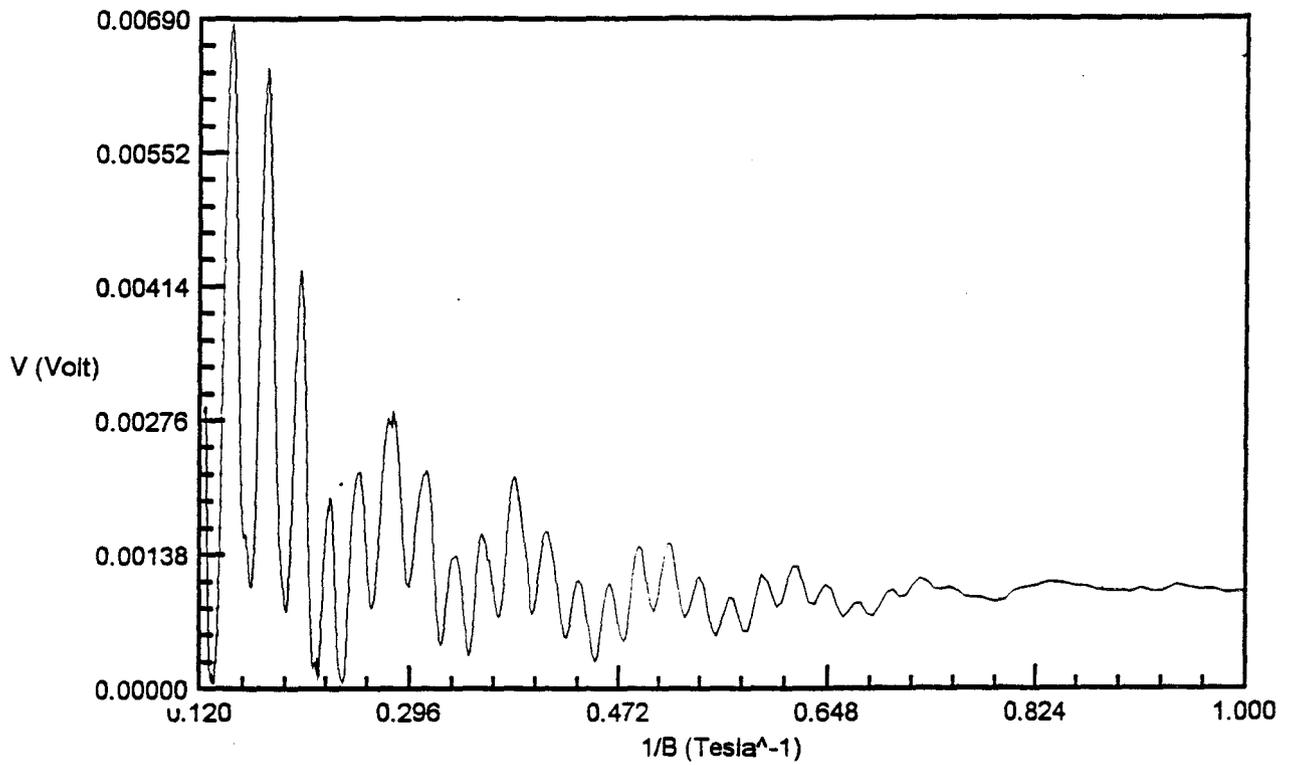


Fig III 27 a: Oscillation de la résistivité en fonction de l'inverse du champ magnétique (échantillon 512).

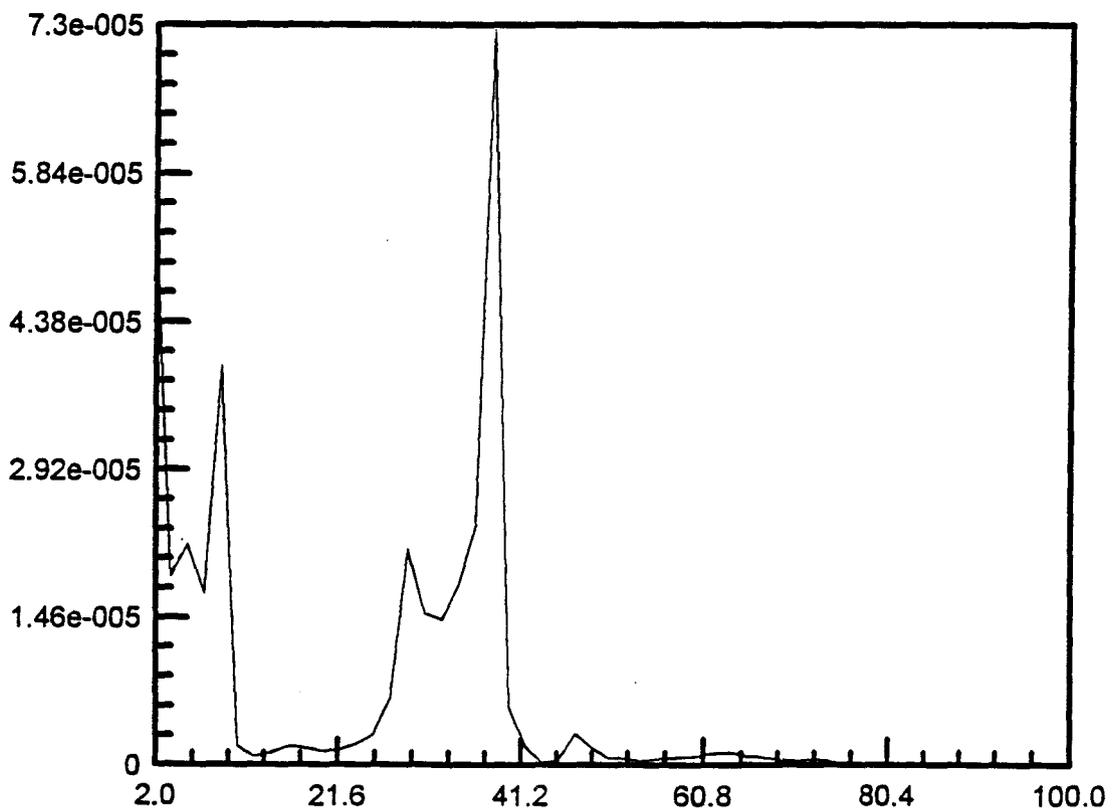


Fig III 27 b: Transformée de Fourier des oscillations de la résistivité (échantillon 512).

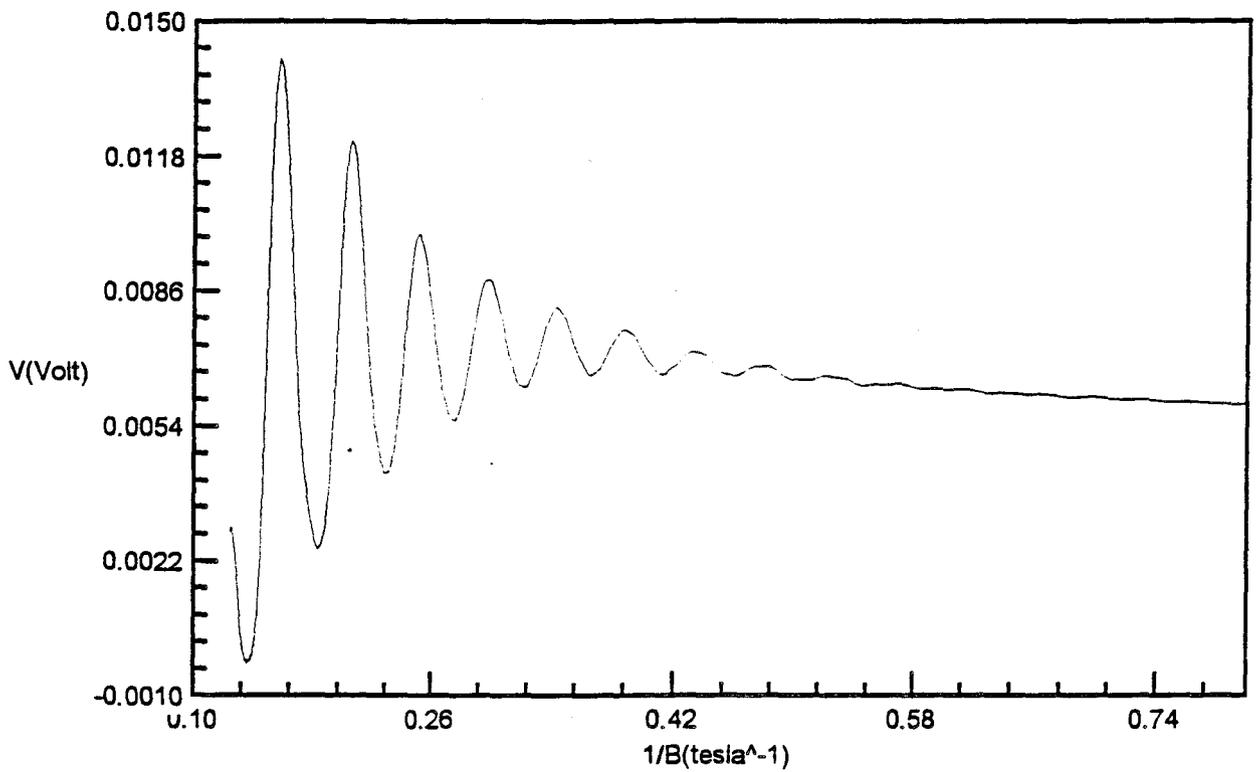


Fig III 28 a: Oscillation de la résistivité en fonction de l'inverse du champ magnétique (échantillon 337).

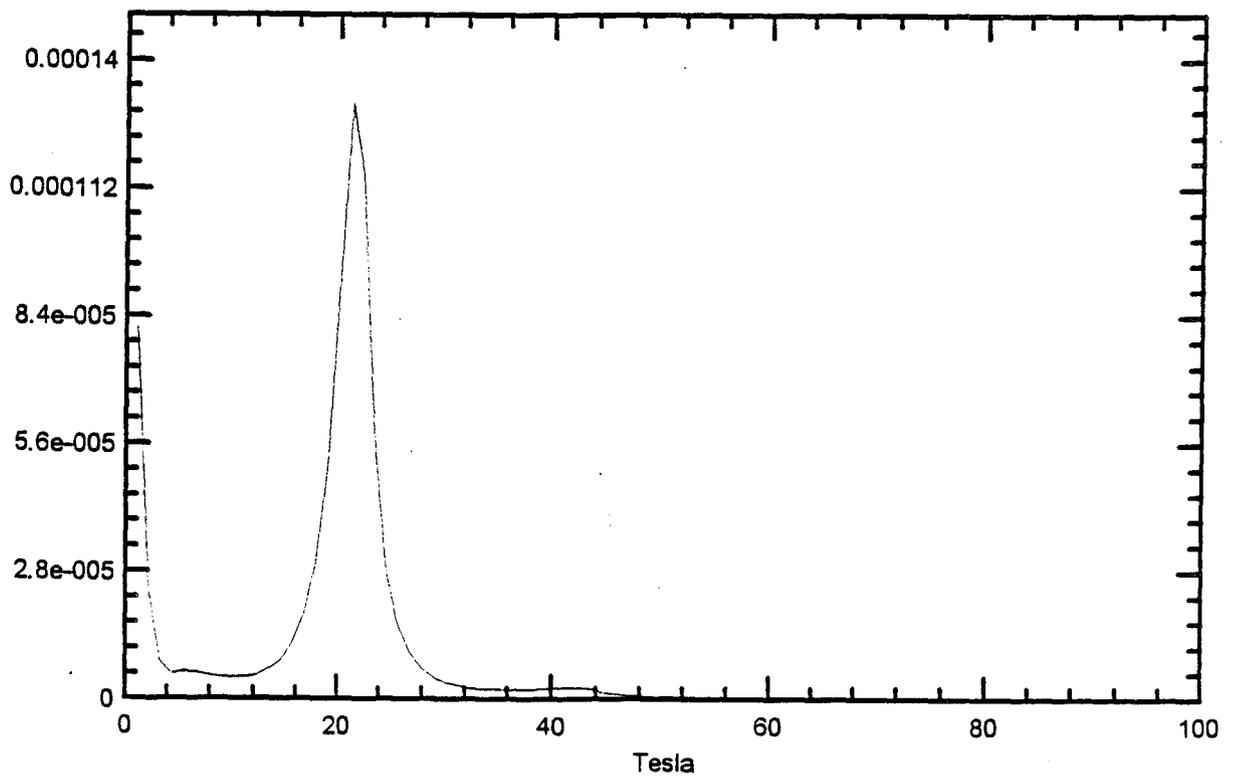


Fig III 28 b: Transformée de Fourier des oscillations de la résistivité (échantillon 337).

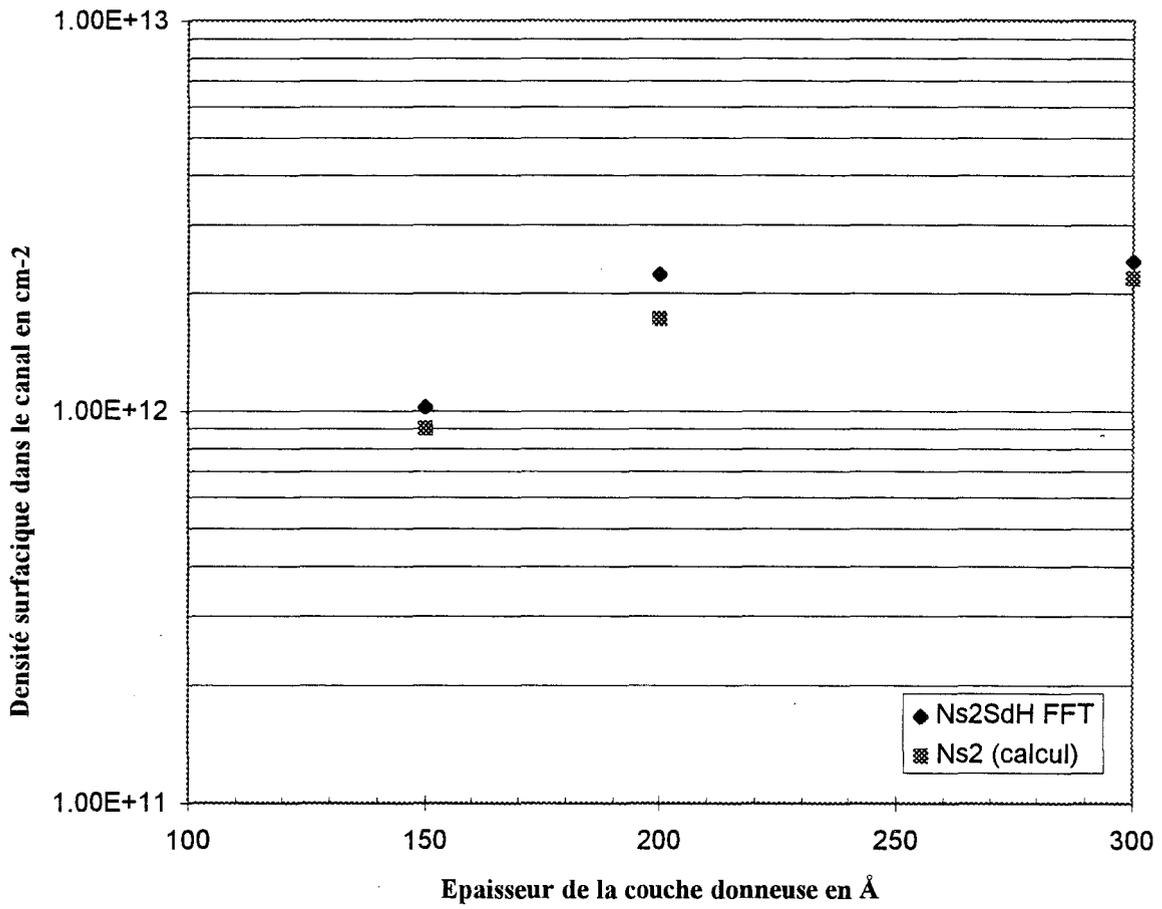


Fig III 29: Comparaison Shubnikov de Haas -Ns2 calculé

Fig III 30a: Densités de porteurs en fonction de l'épaisseur du canal à 300K

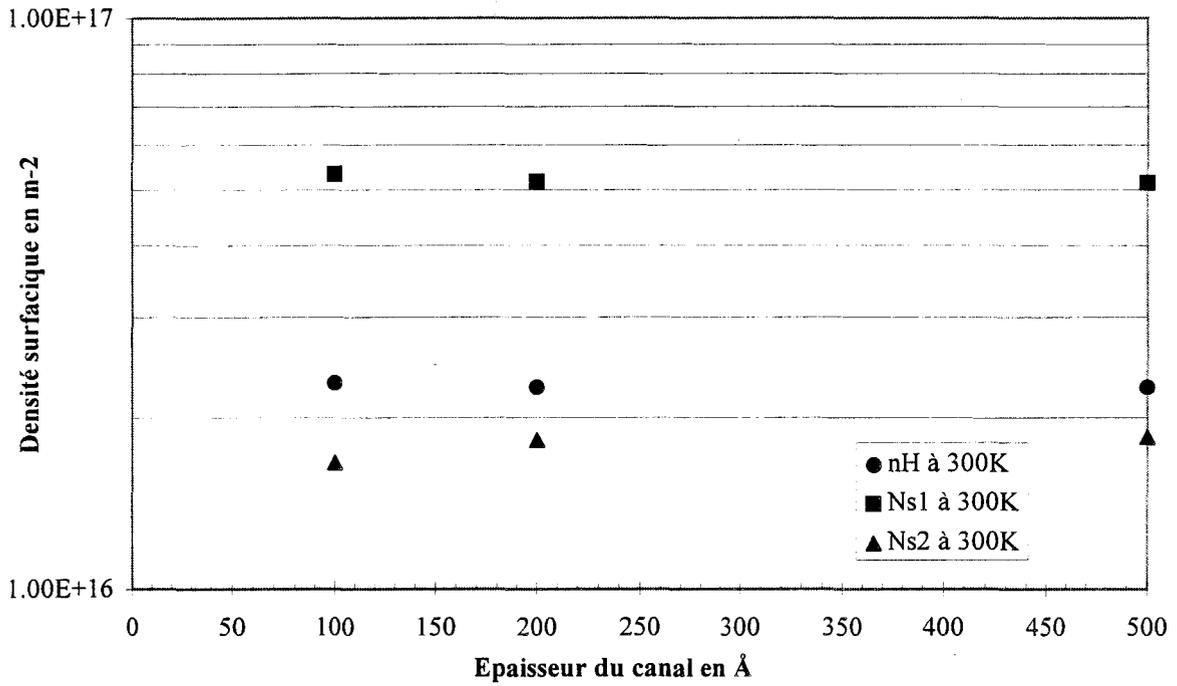
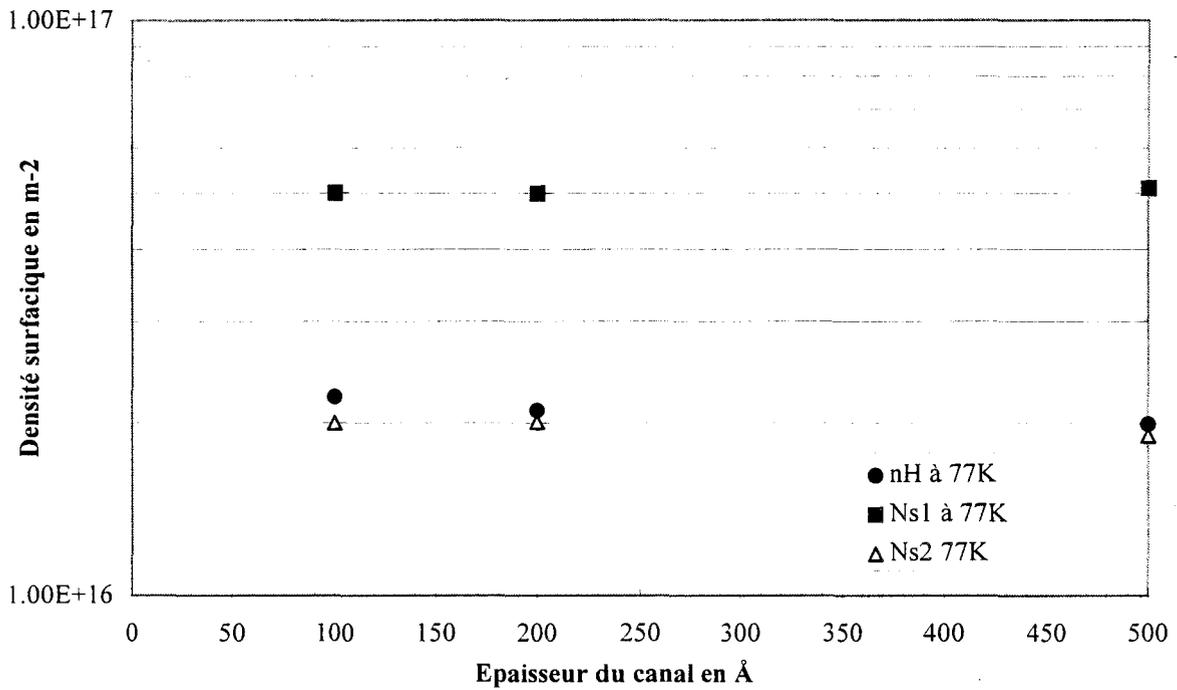


Fig III 30b: Densités de porteurs en fonction de l'épaisseur du canal à 77K



III II 2 1 2 Étude en fonction de l'épaisseur du canal.

Après avoir défini les paramètres de la couche donneuse, nous étudions l'influence de l'épaisseur du canal.

Nous avons considéré trois échantillons avec une couche donneuse d'électrons définie comme précédemment soit de 250 Å d'AlInAs dopé à $5 \cdot 10^{18}$ at cm⁻³. La zone active est composée par la couche de GaInAs adaptée en maille et dont l'épaisseur est suivant l'échantillon respectivement de 100, 200, 500 Å.

Les résultats représentés sur le graphe de la figure III 30 a et b montrent l'invariance de la répartition des porteurs dans la structure en fonction de l'épaisseur du canal. On remarque toutefois une légère diminution de la densité surfacique N_{s2} dans le canal à 100 Å. Ceci est certainement dû au rétrécissement du puits à l'interface AlInAs/GaInAs provoquant alors une remontée des niveaux d'énergie de peuplement électronique. Ainsi la limite de confinement du gaz semble apparaître en dessous de la centaine d'Angström[11].

Ce phénomène lié au mauvais confinement du gaz bidimensionnel est surtout perçu à travers les performances de la mobilité électrique dans ce gaz comme le montre le graphe de la figure III 30c. On observe une chute brutale de celle-ci lorsque l'épaisseur du canal diminue de 200 à 100 Angström. Cet effet est très marqué à basse température. Au-delà de 200 Å elle se stabilise rapidement à sa valeur maximale autour de 12000 et

Fig III 30c: Mobilités en fonction de l'épaisseur du canal

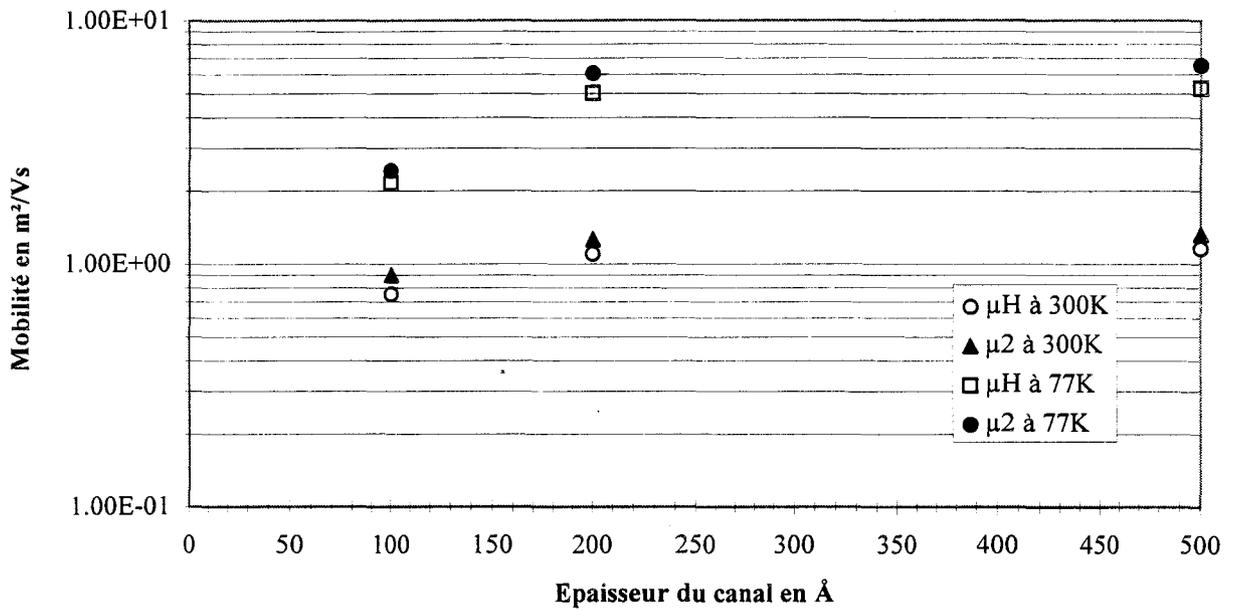


Fig III 31: Hétérostructure directe adaptée en maille et à dopage planaire.

GaInAs	5 · 10 ¹⁸ cm ⁻³	50 Å
AlInAs	nid	250 Å
Plan de dopage: 5 · 10 ¹² cm ⁻²		
AlInAs	nid (espaceur)	
GaInAs	nid	200 Å
AlInAs	nid	3000 Å
InP semi-isolant		

65000 cm²/Vs respectivement à 300K et 77K. Ces résultats se placent parmi les meilleurs publiés dans la littérature pour ce type de structure.

Finalement nous avons montré qu'une épaisseur de 200 Angström de GaInAs pour le canal correspond aux objectifs recherchés.

De ces résultats on peut conclure au choix d'une première structure avec un canal d'épaisseur égale à 200 Å et un dopage volumique dans la couche donneuse d'AlInAs de $5 \cdot 10^{18}$ cm⁻³. Nous allons comparer maintenant ces caractéristiques électriques dans le cas d'un dopage planaire à la place du dopage volumique.

Nous n'avons pas envisagé l'étude en fonction de l'épaisseur de l'espaceur pour la structure à dopage volumique, mais nous l'aborderons dans le paragraphe suivant pour le dopage plan où l'effet est plus intéressant.

III II 2 2 Dopage planaire

Le schéma de la structure directe est représenté sur la figure fig III 31. On trouve dans le sens de croissance, la couche tampon suivie du canal en GaInAs puis l'espaceur et le plan de dopage et enfin une couche non dopée d'AlInAs encapsulée par une fine couche de GaInAs dopée. Tout en gardant l'épaisseur du canal constant, nous allons étudier cette structure en fonction de l'épaisseur de l'espaceur et de la densité surfacique du plan de dopage. C'est ce que nous présentons maintenant.

Fig III 32a: Densités de porteurs: nH mesurée par effet Hall, Ns1 dans la couche donneuse, Ns2 dans le canal en fonction de l'épaisseur de l'espaceur à 300K.

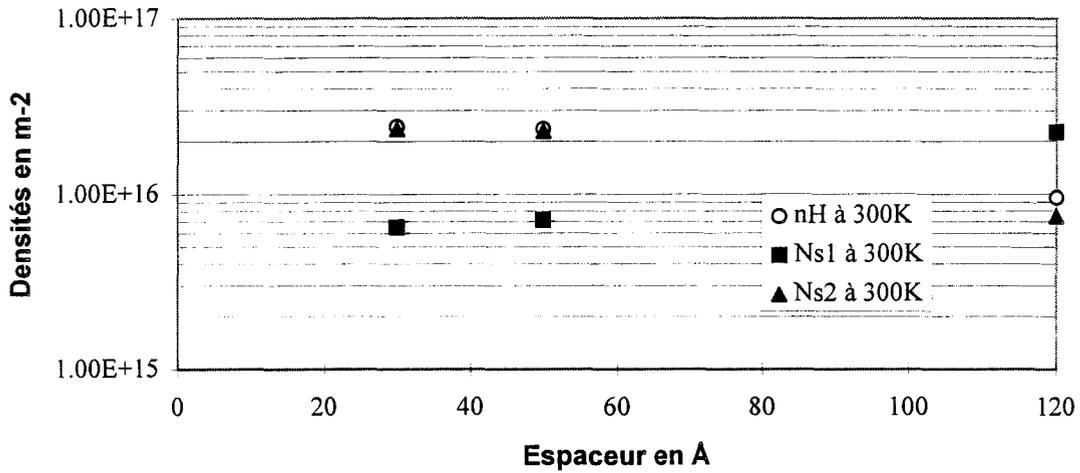


Fig III 32b: Densités de porteurs: nH mesurée par effet Hall, Ns1 dans la couche donneuse, Ns2 dans le canal en fonction de l'épaisseur de l'espaceur.

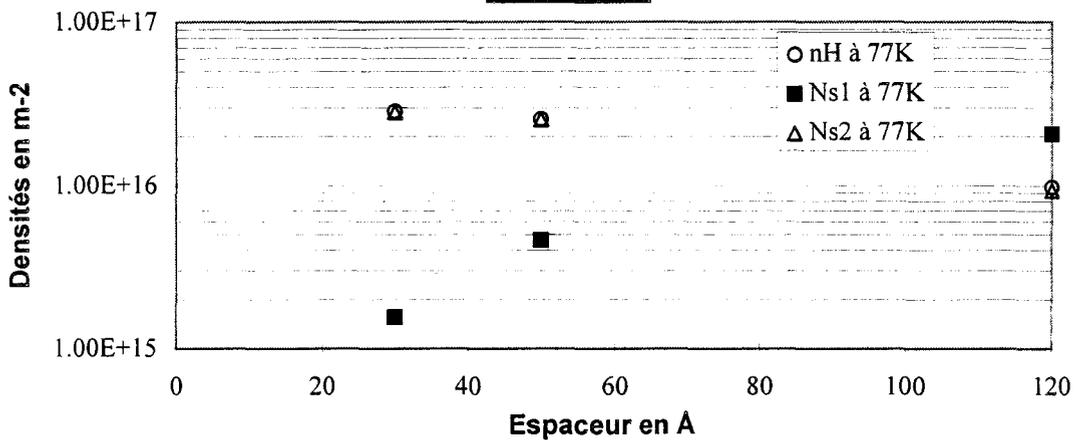
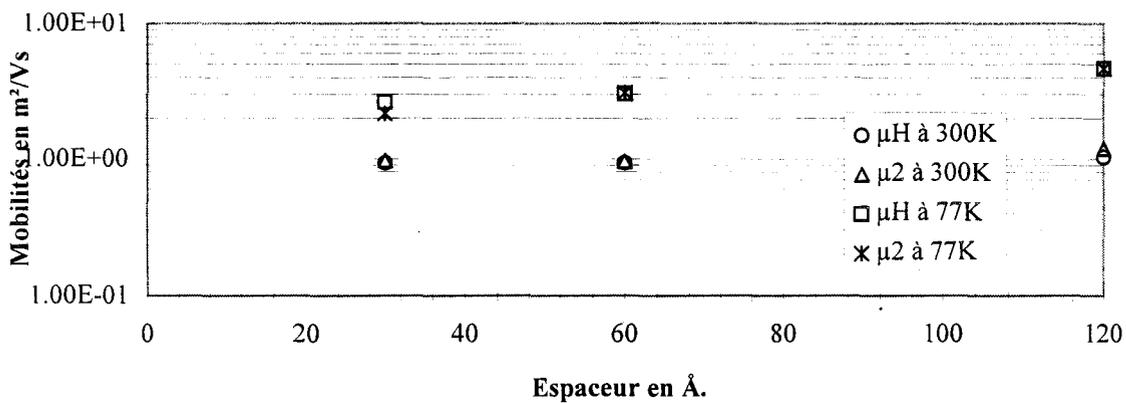


Fig III 32c: Mobilité μH mesurée par effet Hall et mobilité μ2 dans le canal en fonction de l'épaisseur de l'espaceur.



III II 2 2 1 Étude en fonction de l'épaisseur de l'espaceur

La couche d'AlInAs non dopé comprise entre le plan de dopage et le canal a pour rôle de séparer les impuretés ionisées des électrons transférés à l'interface. Les structures composants que nous réaliserons ensuite comportant toujours un plan de dopage, c'est pourquoi nous n'avons étudié l'influence de l'espaceur que pour cette configuration. Nous avons fait varier l'épaisseur de l'espaceur de 30 Å à 120 Å pour des structures comportant un dopage plan initial de $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

La mobilité des électrons dans le canal représentée sur le graphe de la figure III 32b croît légèrement avec l'espaceur à température ambiante à cause de la diminution de l'attraction coulombienne des atomes de Silicium lorsque l'épaisseur de l'espaceur augmente. Cet effet est plus net à 77K où la mobilité passe de 26300 à 47300 cm^2/Vs pour des espaceurs respectifs de 30 et 120 Angström. On peut supposer qu'à basse température les interactions des électrons avec les vibrations du réseau sont fortement atténuées dans le canal. La mobilité dans le plan de dopage est supposée constante ($500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) et égale à celle mesurée dans l'AlInAs contenant le même plan.

Inversement, la densité d'électrons, N_{s2} transférée dans le puits diminue lorsque la distance plan de dopage interface augmente. N_{s2} est pratiquement divisée par trois lorsque cette distance passe de 30 à 120 Å comme le montre le graphe de la figure III 32a et ce quelque soit la température utilisée. En dessous de 30 Å le transfert semble ne plus évoluer de manière appréciable autour de $2.8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. On note également un transfert légèrement plus grand à basse température qui peut être dû à un meilleur confinement électronique du gaz.

GaInAs	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	50 Å
AlInAs	nid	250 Å
Plan de dopage: $2 \cdot 10^{12}$ ou $3 \cdot 10^{12}$ ou $5 \cdot 10^{12}$ ou $8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$		
AlInAs	nid	30 Å
GaInAs	nid	200 Å
AlInAs	nid	3000 Å
InP semi-isolant		

Fig 33: Structure simulée pour l'étude en fonction de la densité du plan de dopage.

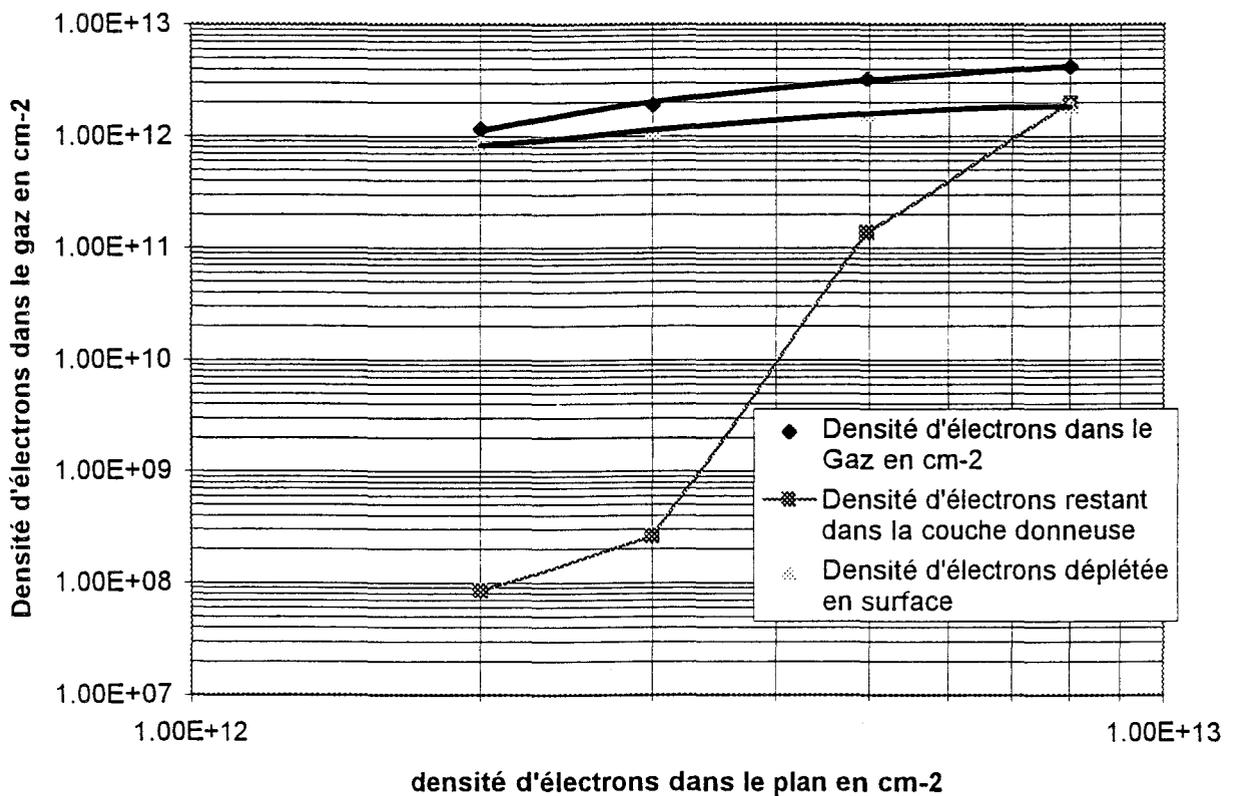


Fig 34: Répartition des porteurs obtenue par simulation en fonction de la densité électronique du plan dans la structure (fig III 42).

La densité de porteurs libres non transférés évolue avec des proportions inverses de celles citées précédemment pour N_s . A 30 \AA on peut considérer que les $7.34 \cdot 10^{11}$ et $1.56 \cdot 10^{11}$ électrons cm^{-2} à 300 et 77K restants sont négligeables et on peut par conséquent présenter notre structure avec une zone active constituée par le gaz bidimensionnel sans conduction parallèle.

Ainsi l'épaisseur de l'espaceur qui nous semble convenir le mieux pour cette hétérostructure est égale 30 \AA .

III II 2 2 2 Influence de la densité électronique du plan .

Après avoir défini les épaisseurs optimales des différentes couches de la structure, nous comparons dans ce paragraphe les performances électriques obtenues pour différentes valeurs de dopages planaires respectivement égales à $2 \cdot 10^{12}$, $5 \cdot 10^{12}$ et $8 \cdot 10^{12}$ at Si cm^{-2} .

Dans un premier temps nous avons appliqué pour chaque échantillon la simulation de la structure de bande décrite au chapitre II afin d'estimer la répartition des charges dans l'hétérojonction.

1-Simulation de la répartition des charges en fonction de la densité du plan.

La structure est décrite sur la figure III 33. Les résultats de la simulation pour les trois valeurs de dopage sont représentés sur la figure III 34. On constate que le nombre d'électrons transférés dans le gaz 2D augmente

Fig III 35a: Densité de porteurs: nH, Ns1 dans la couche donneuse, Ns2 dans le canal en fonction du plan à 77K.

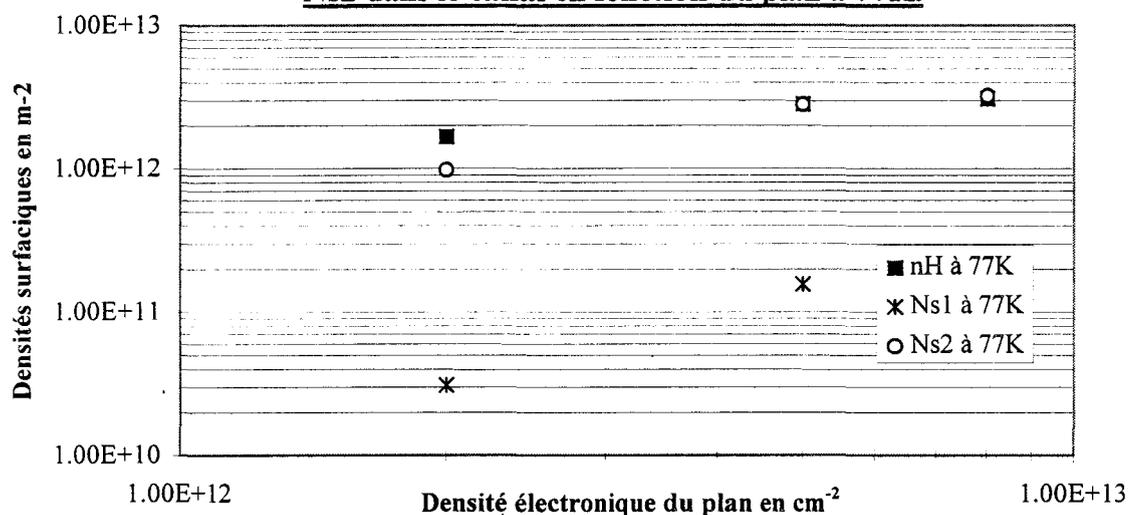


Fig III 35a: Densité de porteurs: nH, Ns1 dans la couche donneuse, Ns2 dans le canal en fonction du plan à 300K.

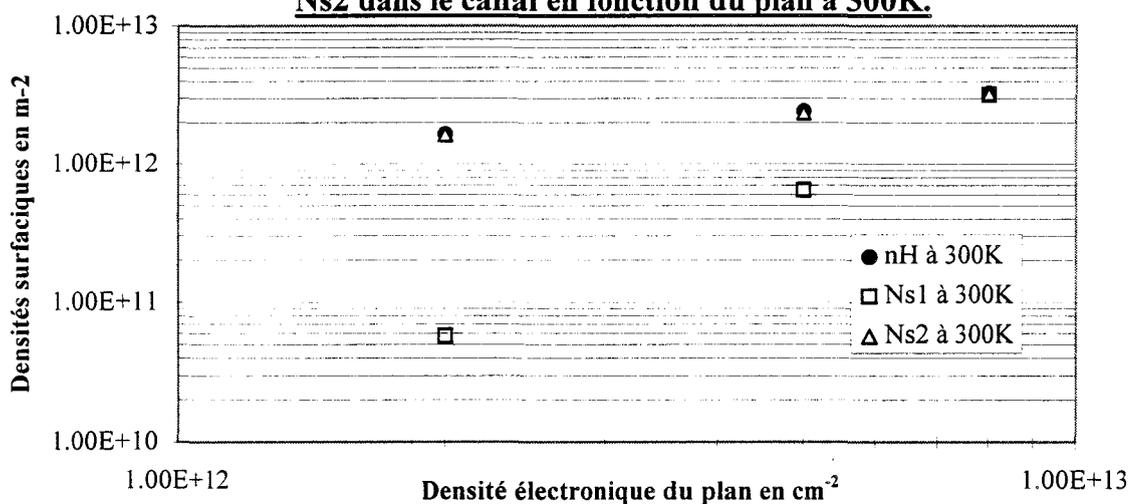
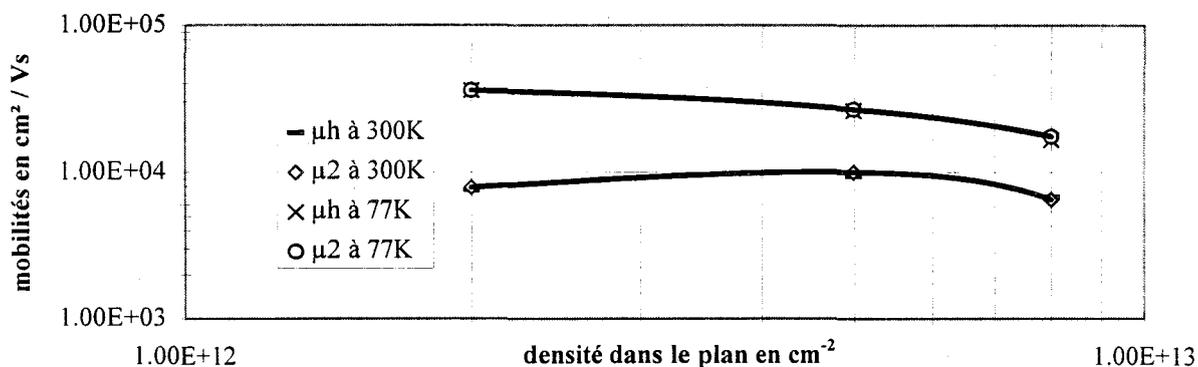


Fig III 35c: Mobilité mesurée par effet Hall μ_H et mobilité dans le canal μ_2 en fonction de la densité électronique dans le plan.



avec la densité du plan de dopage. On peut remarquer d'autre part que la densité d'électrons désertées à la surface et à l'interface de la couche supérieure de GaInAs, varie très peu lorsque la densité du plan augmente de $5 \cdot 10^{12}$ à $8 \cdot 10^{12}$ at/cm². L'accroissement de la densité d'électrons transférés dans le gaz 2D est alors plus grand que l'accroissement de la densité d'électrons restant dans le plan.

Ces valeurs numériques peuvent être différentes de celles obtenues en réalité. En effet la prise en compte d'un dopage planaire par le programme de simulation s'avère difficile. Le plan est modélisé par une couche d'AlInAs de très fine épaisseur (30 à 50 Å) et dont la densité surfacique électronique correspond à celle du plan modélisé. De plus l'épaisseur de cette couche ainsi définie n'est pas connu précisément. Néanmoins l'évolution qualitative obtenue de la répartition de charges est confirmée par les résultats expérimentaux présentés maintenant.

-2 Résultats expérimentaux.

Les courbes représentées sur les figures III 35 (a et b) montrent l'évolution de la densité de charges N_{s2} et de la mobilité en fonction de la densité du plan N_d .

La structure des échantillons testés épitaxiés est celle présentée lors de la simulation. Les échantillons ont été mesurés en effet Hall et les résultats exploités en supposant le modèle à deux couches. On observe ainsi une saturation de la densité N_{s2} du gaz 2D égal à $3 \cdot 10^{12}$ at /cm². Pour un plan de $8 \cdot 10^{12}$ at/cm² il faut remarquer que la densité d'électrons non transférés et

rester dans le plan dans l'AlInAs est du même ordre de grandeur que la densité transférée. Le plan de dopage présente alors une forte conduction parallèle qui constitue un effet parasite compte tenu de la faible mobilité des électrons dans le plan. La valeur transférée dans le gaz pour $N_d = 8 \cdot 10^{12}$ at/cm² n'est que très légèrement supérieure à celle obtenue à partir du plan à $5 \cdot 10^{12}$ at/cm² pour une densité résiduelle négligeable. On remarque que l'on atteint une valeur limite de peuplement du puits pour un plan de dopage de $5 \cdot 10^{12}$ at/cm². Toute augmentation de la densité du plan ne bénéficie pas au transfert dans le gaz 2D mais apporte une conduction parallèle dans la couche donneuse.

Les évolutions des mobilités reportées sur la figure III 35b montrent à 77K une forte diminution de μ_2 dans le canal avec la charge du plan. Ceci provient de l'interaction coulombienne croissante exercée par les atomes de Si ionisés sur le gaz et des interactions électron-électron.

En revanche à 300K μ_2 varie peu mais passe par un maximum pour un plan de $5 \cdot 10^{12}$ at/cm². Cette différence de comportement selon la température peut s'expliquer par d'autres effets de modulation non négligeables à température ambiante que sont l'état vibratoire du réseau [18] et la conduction possible dans le GaInAs en dehors du gaz d'électrons.

La présence d'un maximum signalé ci-dessus peut être provoqué par un effet d'écrantage qui sature moins vite à haute température pour des densités dans le gaz inférieures à $2 \cdot 10^{12}$ cm⁻² à 300K. L'écrantage diminue le potentiel d'interaction électrons-impuretés et la mobilité augmente jusqu'à la valeur limite de densité énoncée ci-dessus. Au-delà de cette valeur on retrouve les mêmes phénomènes limitatifs qu'à 77K.

A la suite de ces observations et dans le cas de l'hétérostructure présentée dans ce paragraphe l'utilisation d'un plan contenant $5 \cdot 10^{12}$ at Si cm^{-2} nous paraît répondre le mieux aux critères déjà énoncés au début de ce chapitre.

Si on compare les résultats du produit de la densité N_s transférée par la mobilité dans le gaz 2D, obtenus avec une couche uniformément dopée et avec un plan de dopage, on obtient respectivement $2.2 \cdot 10^{16}$ et $2.66 \cdot 10^{16}$ $(\text{Vs})^{-1}$ en gardant les mêmes épaisseurs pour le canal et l'espaceur pour chaque cas. La conduction parallèle dans le cas du plan de dopage reste ici négligeable.

Ceci montre l'avantage d'utiliser un plan de dopage dans les structures de transistor à hétérojonction.

C'est ce que nous utiliserons dans la suite de cette étude.

III II 2 2 3 Étude en fonction de la température de croissance.

Il nous paraît intéressant d'optimiser la température du substrat pendant la croissance en fonction des résultats électriques obtenus. C'est ce que nous présentons dans ce paragraphe.

Trois échantillons de même structure dont le schéma est donné sur la fig III 36 avec un dopage planaire de $5 \cdot 10^{12}$ at cm^{-2} ont été épitaxiés dans la même journée pour maintenir constantes les conditions de croissance. Seule la température du substrat pendant la croissance varie et elle est respectivement égale à 480, 500 et 520°C.

GaInAs	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	50 Å
AlInAs	nid	250 Å
Plan de dopage: $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$		
AlInAs	nid	30 Å
GaInAs	nid	200 Å
AlInAs	nid	3000 Å
InP semi-isolant		

Fig 36 : Structure de l'échantillon pour l'étude en fonction de la température de croissance.

Les figures III 37a et III 37b montrent l'évolution des densités N_{s1} et N_{s2} et de la mobilité μ_2 en fonction de la température de croissance. On observe une diminution significative de la mobilité dans le canal avec la baisse de la température du substrat. Celle-ci- chute de plus de 30% à 77K pour une variation de température égale à 40°C. En revanche le transfert électronique à l' interface évolue inversement et subit un accroissement de près de 20% pour la même variation de température que précédemment.

L' augmentation de la mobilité électronique en fonction de la montée de la température du substrat s'explique par l'amélioration probable de la qualité cristalline du canal et de l'interface. En effet les atomes déposés à la surface du substrat peuvent migrer plus facilement à la surface et assurer ainsi la bonne qualité cristalline de la structure [19]. Ce phénomène est beaucoup plus critique lors de la croissance de l'AlInAs où la faible mobilité des atomes d' Aluminium nécessite une température de croissance plus élevée que pour le GaInAs[20].

La plus faible densité électronique obtenue à l' interface avec l' élévation de la température du substrat est la conséquence d' une diminution du confinement du gaz bidimensionnel.

En conclusion, ces résultats confirment qu'une température de croissance de l'ordre de 510°C reste un bon compromis pour l'épitaxie de structure HEMT.

Nous nous proposons d'étudier dans le paragraphe qui suit, les conditions de croissance pour un dopage de l'interface arrière.

Fig III 37a: Densité de porteurs Ns1 restant dans la couche donneuse, densité de porteurs Ns2 dans le gaz en fonction de la température de croissance

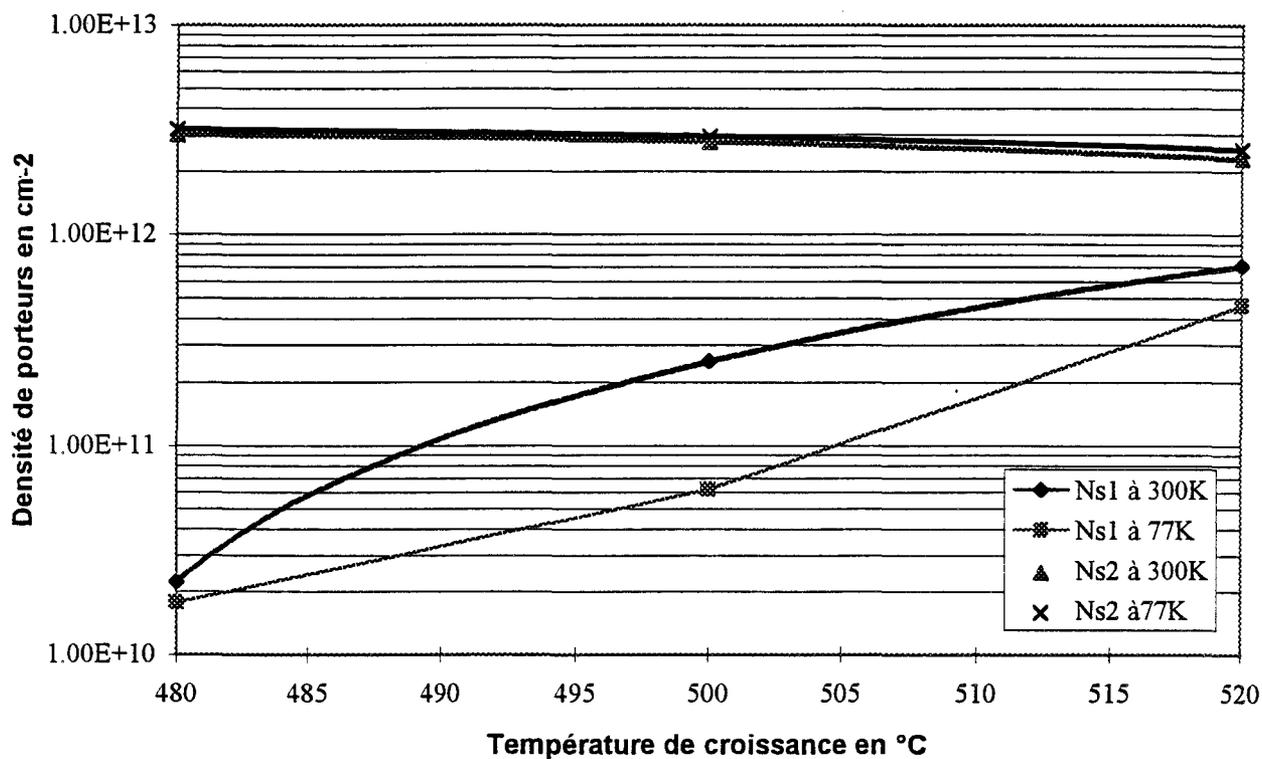
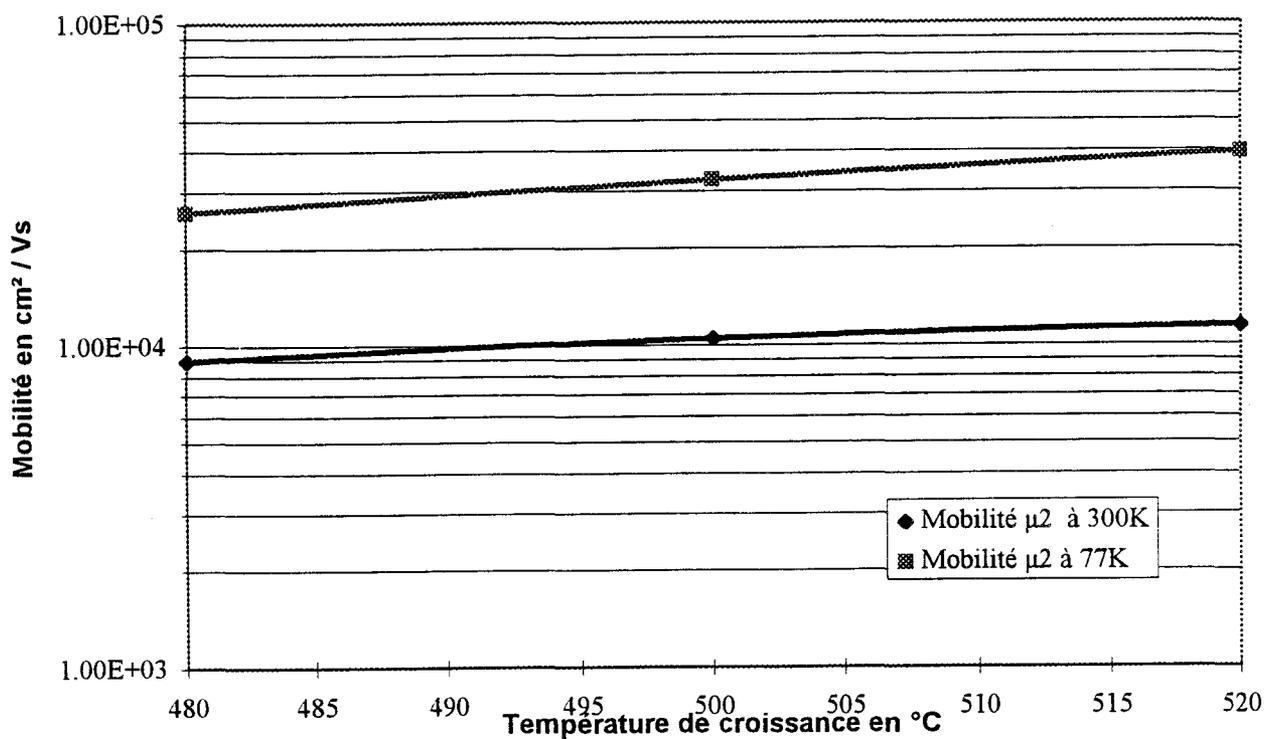


Fig III 37b: Mobilité dans le canal en fonction de la température de croissance



III II 3 Structures inverses.

Le schéma de la structure inverse est représenté sur la figure III38. Dans la direction de croissance on trouve la couche tampon, la zone dopée (dopage volumique ou plan de dopage), l'espaceur d'épaisseur a puis le canal GaInAs et une barrière en AlInAs.

Contrairement à la structure directe, l'interface de l'hétérojonction est située entre la charge d'électrons et la surface. Le gaz 2D est créé à l'interface arrière du canal. Ceci doit permettre un meilleur contrôle des charges sous la grille d'un transistor à effet de champ.

III II 3 1 Problèmes liés à la structure inverse.

Un certain nombre de considérations sont à prendre en compte pour définir la structure à hétérojonction inverse.

L'épaisseur de la couche barrière au dessus du canal ne doit pas influencer le transfert des électrons.

Le dopage de la couche arrière d'AlInAs doit être tel que le produit densité - mobilité des électrons dans le gaz 2D soit maximal.

Enfin du point de vue de la croissance cristalline, il faut prendre en compte une augmentation de la rugosité d'interface arrière relatée

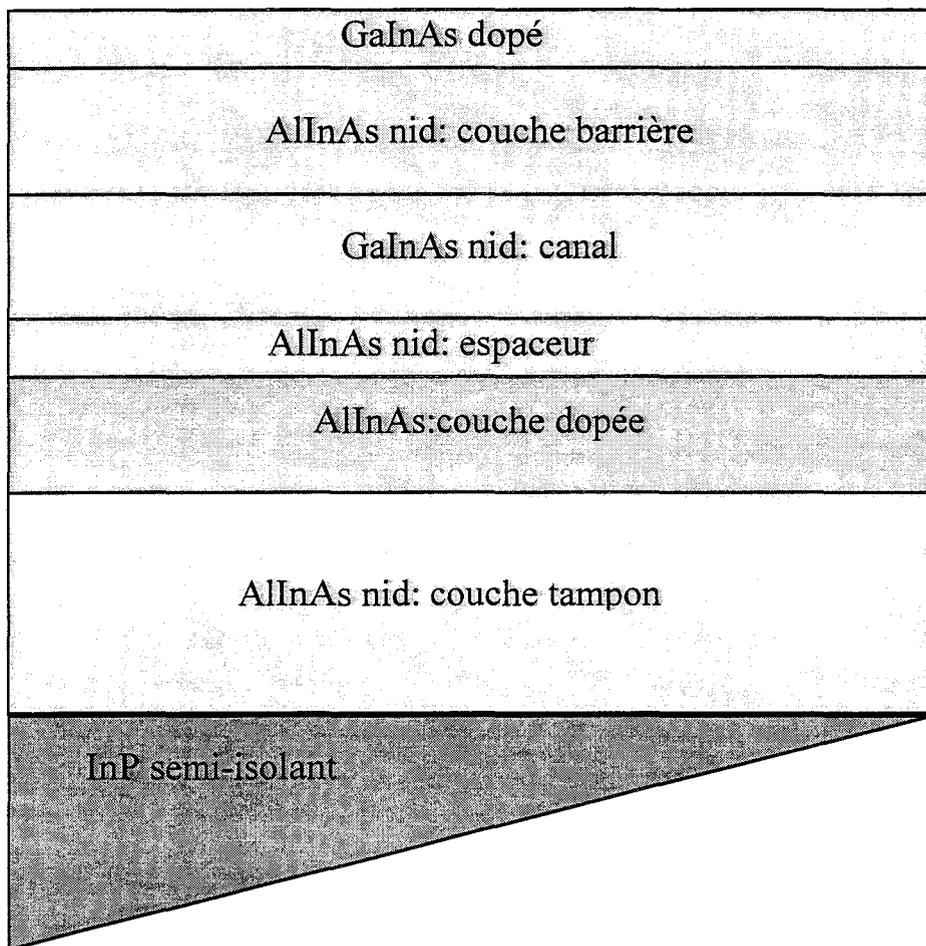


Fig III 38: Schéma de la structure inverse.

dans la littérature [21] et surtout le phénomène de ségrégation des atomes de Silicium [22] qui modifie les paramètres de la couche donneuse et entraîne une dégradation des performances électriques de l'hétérojonction inverse.

Il y a donc lieu d'étudier tout particulièrement les conditions de croissance de cette structure. C'est ce que nous présentons dans le paragraphe suivant.

III II 3 2 Résultats expérimentaux

Nous avons utilisé la simulation pour définir les paramètres de la structure, en tenant compte de l'influence du potentiel de surface sur les charges, et afin d'obtenir un transfert maximal d'électrons dans le gaz 2D tout en minimisant le nombre d'électrons non transférés pour réduire au mieux toute conduction parallèle dans la couche donneuse.

Nous envisageons ici le cas d'un dopage planaire dans le but d'obtenir un transfert maximal d'électrons.

La structure que nous avons définie est représentée sur la figure III 39. Elle est identique à celle décrite précédemment en remplaçant le dopage volumique de la couche donneuse par un plan de dopage. Nous avons simulé la structure pour deux valeurs de dopage. La figure III 40 donne la

GaInAs $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	100 Å
AlInAs nid	150 Å
GaInAs nid	200 Å
AlInAs nid	60 Å
Plan de dopage: $3 \cdot 10^{12}$ ou $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	
AlInAs nid	3000 Å
InP semi-insolant	

Fig III 39: Structure inverse à plan de dopage

représentation de la structure de bande et le tableau suivant donne la répartition des charges dans les différentes zones:

Echantillon	Ns dans le gaz 2D en cm^{-2} .	Ns restant dans le plan en cm^{-2} .	Ns déplété en surface en cm^{-2} .	Ns total en cm^{-2} .
1	$2 \cdot 10^{12}$	$5.3 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{12}$
2	$2.5 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{12}$

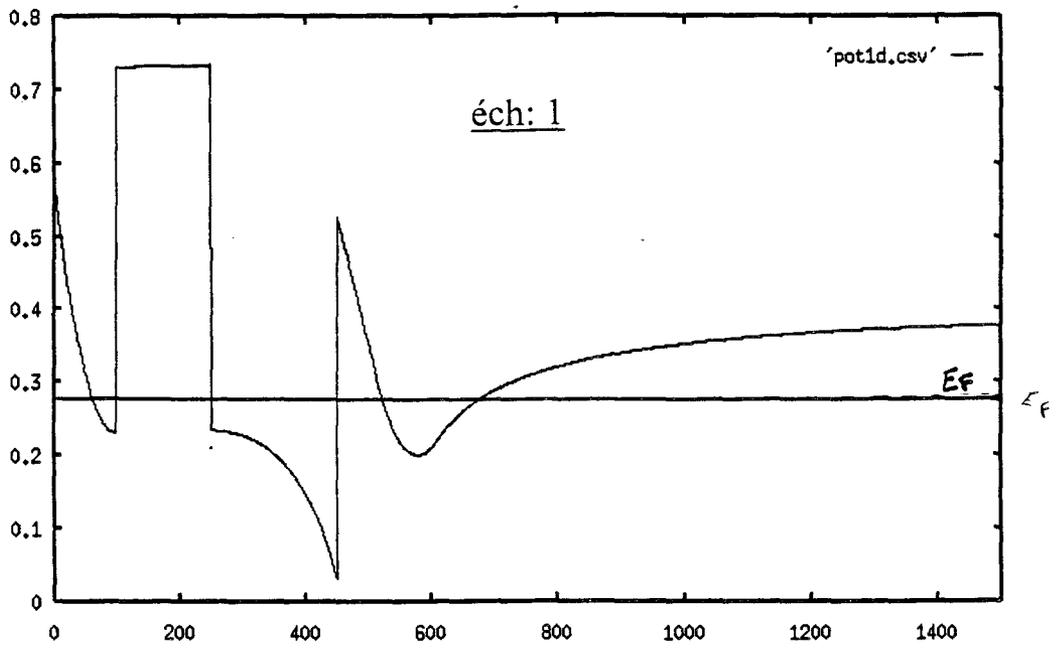
On constate que la charge dans le gaz 2D reste comprise entre 2 et $2.5 \cdot 10^{12} \text{ at/cm}^2$ et qui si on souhaite éviter la conduction parallèle, il faut supprimer les charges résiduelles dans le plan de dopage. C'est ainsi que nous nous limiterons à un dopage plan de $3 \cdot 10^{12} \text{ at/cm}^2$.

Il est à noter que l'effet du potentiel de surface pour cette structure reste négligeable sur le plan de dopage.

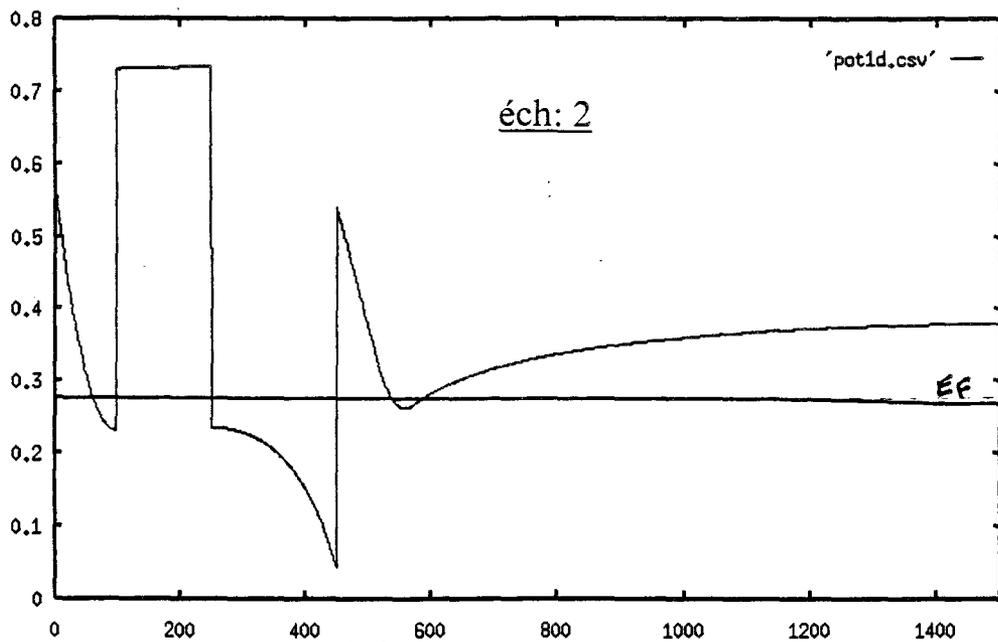
Nous avons épitaxié cette structure après avoir optimisé les conditions de croissance du plan afin de limiter la ségrégation du Si.

II III 3 3 Optimisation des conditions de croissance.

Le problème majeur rencontré pour réaliser l'hétérojonction inverse est de confiner suffisamment le plan de dopage à la position souhaitée en évitant toute migration des atomes de Si vers le canal. Pour limiter la ségrégation du Si vers la surface, nous avons abaissé la température du substrat de 100°C pendant le dépôt du Si. Le graphe représenté sur la figure III 41 ci-après montre l'évolution de la température du substrat en fonction du temps.



(a)



(b)

Fig III 40 : Profils de potentiel de l'échantillon 1 (couche donneuse de 100 Å) et de l'échantillon 2 (couche donneuse de 60 Å).

Température substrat (°C)

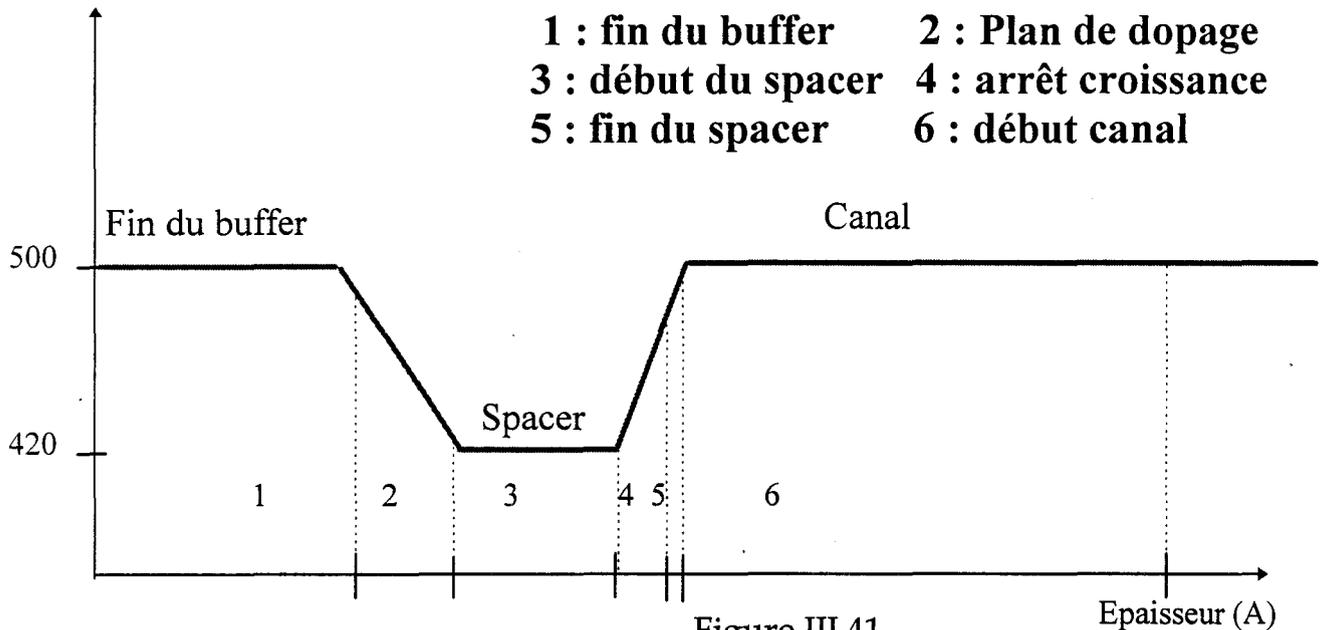


Figure III 41

Nous avons réalisé ces structures avec un plan de dopage de $3 \cdot 10^{12}$ at/cm² avec et sans correction de température pendant la croissance, le tableau ci-dessous montre les résultats de densité de charge et de mobilité mesurées par effet Hall et analysés sur l'hypothèse d'une conduction à deux couches.

	300K	300K	77K	77K
	Sans correction de température	Avec correction de température	Sans correction de température	Avec correction de température
nH en cm ⁻²	$1.52 \cdot 10^{12}$	$2.32 \cdot 10^{12}$	$1.95 \cdot 10^{12}$	$2.86 \cdot 10^{12}$
μH en cm ² /Vs	3850	8970	6670	25900
Ns ₂ en cm ⁻²	$1.22 \cdot 10^{12}$	$2.3 \cdot 10^{12}$	$1.86 \cdot 10^{12}$	$2.83 \cdot 10^{12}$
μ ₂ en cm ² /Vs	4280	9020	6840	26200

On constate nettement l'effet bénéfique de la diminution de la température de croissance pour réaliser l'hétérostructure inverse.

GaInAs	$x_{In} = 0.53$	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	50 Å
AlInAs	$x_{In} = 0.52$	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	250 Å
AlInAs	$x_{In} = 0.52$	nid	30 Å
GaInAs	$x_{In} = 0.65$	nid	100 Å
ou	$x_{In} = 0.75$	nid	100 Å
AlInAs	$x_{In} = 0.52$	nid	3000 Å
InP semi-insolant			

Fig III 42: Schéma de l'hétérostructure à dopage volumique et à canal contraint.

Cet effet joue à la fois sur le confinement du plan puisqu'on retrouve des densités escomptées et certainement aussi sur la qualité de l'interface puisque les mobilités enregistrées sont comparables à celles obtenues dans le cas de l'hétérojonction directe.

Toutes les structures étudiées jusqu'ici supposent un canal GaInAs adapté en maille sur le substrat. Dans le paragraphe nous envisageons le cas d'un canal contraint.

III II 4 Structures directes à canal contraint

Les résultats obtenus jusqu'à présent sont satisfaisants pour envisager la réalisation de composants. Néanmoins, pour augmenter encore les performances de ces hétérostructures, les nombreux résultats publiés dans la littérature [23] ont montré les effets bénéfiques de la contrainte en compression du matériau $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ formant le canal sur les propriétés électroniques de transport.

III II 4 1 Épaisseur critique.

Pour épitaxier un matériau GaInAs contraint sur un substrat InP, il y a lieu de tenir compte avant tout de l'épaisseur maximale permise de cette couche pour qu'il n'y ait pas apparition de dislocations ou de croissance tridimensionnelle dues à la relaxation du matériau. Cette épaisseur qui dépend

Fig III 43a: Densité de porteurs nH mesurée par effet Hall, Ns2 dans le canal, Ns1 restant dans la couche donneuse en fonction du pourcentage d'Indium dans le canal à 300K.

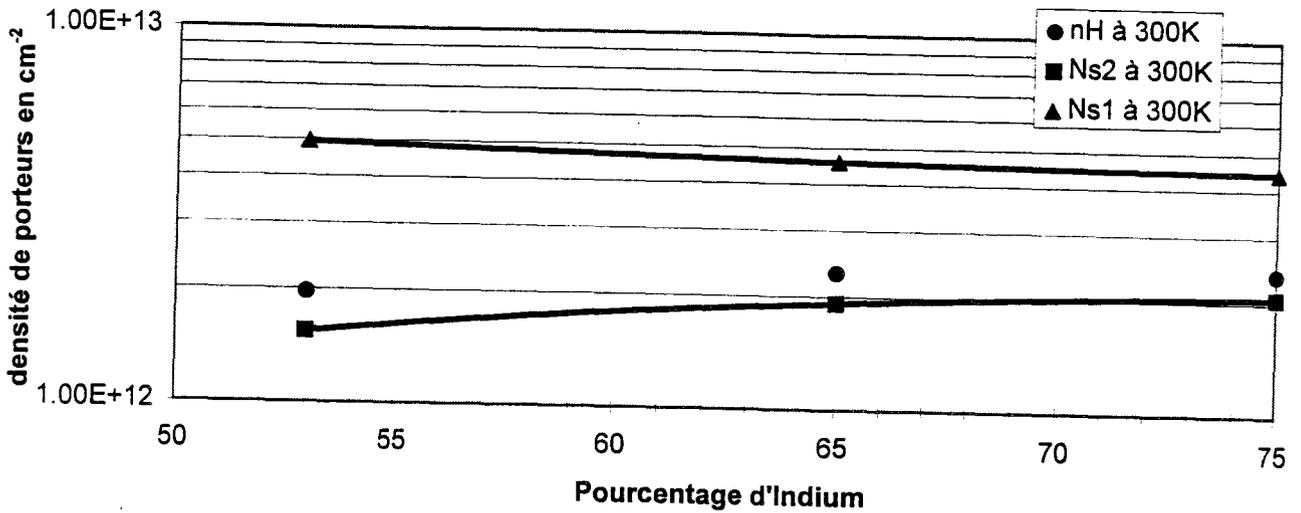


Fig III 43b: Densité de porteurs nH mesurée par effet Hall, Ns2 dans le canal, Ns1 restant dans la couche donneuse en fonction du pourcentage d'Indium dans le canal à 77K.

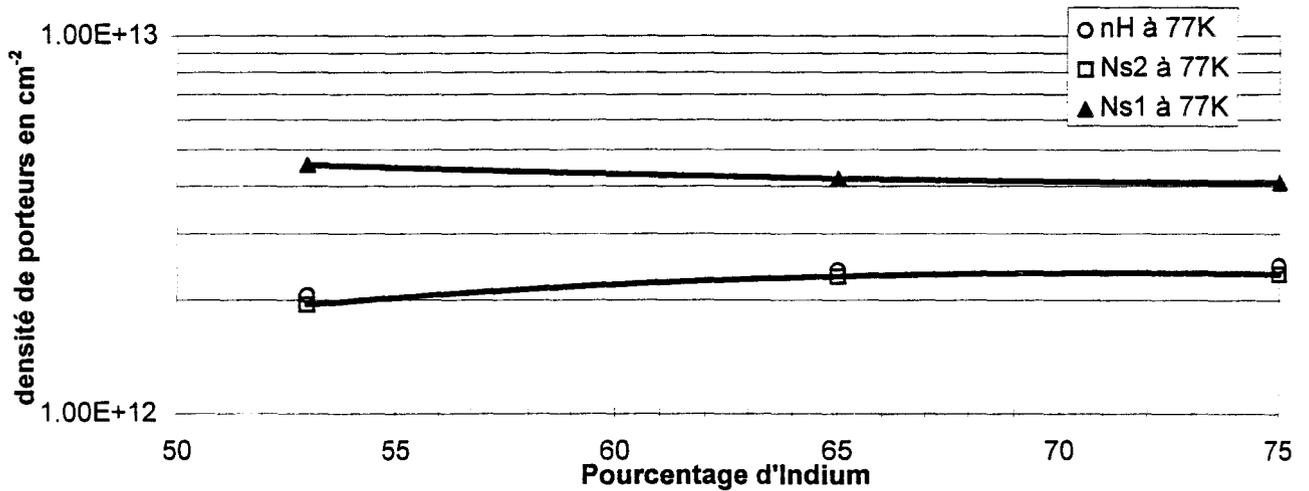
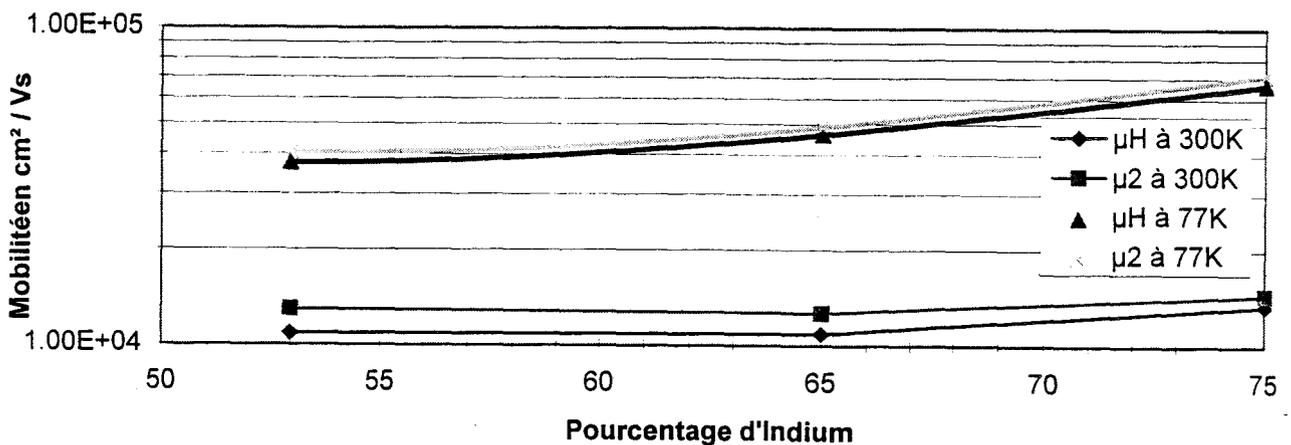


Fig III 43c: Mobilité μ_H mesurée par effet Hall, mobilité μ_2 dans le canal en fonction du poucentage d'indium dans le canal



de la composition du matériau ternaire mais aussi de la température de croissance est appelée épaisseur critique.

Elle a été calculée pour la première fois selon un modèle théorique à l'équilibre thermodynamique élaboré par Matthews et Blakeslee en 1974 [24]. Depuis d'autres chercheurs [25] par une approche différente en restant à l'équilibre thermodynamique ont reporté pour l'épaisseur critique des valeurs limites bien supérieures. Mais ce modèle n'est pas vraiment applicable pendant l'épitaxie par jets moléculaires car il ne tient pas compte des phénomènes cinétiques intervenant lors de la croissance. Concernant le GaInAs une très bonne qualité cristalline a d'ailleurs été démontrée en analysant ce matériau contraint sur InP par diffraction de rayons X à haute résolution [26].

Les limites des épaisseurs critiques trouvées dans la littérature [27] pour ce matériau ternaire épitaxié avec une fraction molaire d'InAs variant de 0.53 jusque 0.75 restent supérieures aux épaisseurs minimales nécessaires au bon confinement des électrons dans le canal et que nous estimons être de l'ordre de 80 Å à 100 Å.

Nous avons ainsi réalisé plusieurs hétérostructures à canal contraint dans lesquelles nous avons fait varier la composition d'InAs. Nous avons été amené à choisir une épaisseur inférieure à 150Å permettant le bon confinement des électrons et empêchant au maximum l'apparition de dislocations dans le canal.

GaInAs	$x_{In} = 0.53$	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	50 Å
AlInAs		nid	250 Å
Plan de dopage $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$			
AlInAs	$x_{In} = 0.52$	nid	30 Å
GaInAs	$x_{In} = 0.75$	nid	120 Å
AlInAs	$x_{In} = 0.52$	nid	3000 Å
InP semi-insolant			

Fig III 44: Schéma de la l'hétérostructure à canal contraint et à dopage planaire.

La densité surfacique dans l'AlInAs reste importante et provoque une conduction parallèle élevée.

L'effet de la contrainte est beaucoup plus évident sur l'évolution de la mobilité des porteurs dans le canal comme le montre le graphe de la fig III 43c. Celle-ci est pratiquement doublée lorsque la composition d'Indium, x_{In} passe de 0,53 à 0,75. On mesure à 77K une mobilité de 80000 cm^2/Vs . Cet accroissement de la mobilité est dû au meilleur confinement du gaz bidimensionnel d'électrons grâce à l'augmentation du puits de potentiel, associé à la diminution de la masse effective de l'électron dans la couche de GaInAs contraint [28].

Les mesures effectuées sur ces premiers échantillons montrent l'intérêt du canal contraint sur la mobilité. Dans le paragraphe suivant nous présentons les résultats pour des structures à dopage planaire.

III II 4 2 2 Dopage plan.

La structure épitaxiée est représentée sur la figure III 44. L'épaisseur du canal est fixée à 120 Å pour une composition d'InAs de 75%.

Les mesures d'effet Hall sont résumées dans le tableau ci-dessous.

	300K	77K
Ns1 en cm^{-2}	$6.28 \cdot 10^{11}$	$5.63 \cdot 10^{11}$
Ns2 en cm^{-2}	$2.97 \cdot 10^{12}$	$3.03 \cdot 10^{12}$
μ_2 en cm^2/Vs	10600	41700

$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$	$x_{\text{In}} = 0.53$	$6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	70 Å
$\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$	$y_{\text{In}} = 0.52$	nid	200 Å
Plan de dopage: $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$			
$\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$	$y_{\text{In}} = 0.52$	nid	60 Å
$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$	$x_{\text{In}} = 0.53$	nid	200 Å
$\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$	$y_{\text{In}} = 0.52$	nid	2500 Å
InP semi-isolant			

Fig III 45: Echantillon 1: structure Hemt adaptée.

$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$	$x_{\text{In}} = 0.53$	$6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	70 Å
$\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$	$y_{\text{In}} = 0.52$	nid	200 Å
Plan de dopage: $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$			
$\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$	$y_{\text{In}} = 0.52$	nid	60 Å
$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$	$x_{\text{In}} = 0.70$	nid	150 Å
$\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$	$y_{\text{In}} = 0.52$	nid	2500 Å
InP semi-isolant			

Fig 46: Echantillon 2: Structure Hemt à canal contraint.

On note aussi une légère augmentation du transfert électronique à l'interface, jusqu'à $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ qui semble être la valeur maximale pour un plan de $5 \cdot 10^{12} \text{ at Si cm}^{-2}$. La densité surfacique restant dans ce plan après transfert devient négligeable et de l'ordre de $6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ à 300K.

En revanche, la mobilité dans le gaz ($41700 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à 77K) n'atteint pas des valeurs aussi élevées que celle relevée pour la structure à dopage volumique. Notons que pour cet échantillon l'épaisseur du canal est plus épaisse (120 \AA) et la densité d'électrons plus grande.

En conclusion au fil de ces études en fonction des différents paramètres technologiques nous avons montré comment pour chaque type de structure on peut établir les conditions de croissance pour aboutir à une mobilité électronique et une densité de porteurs maximales dans le canal.

Nous avons ainsi réuni toutes les conditions essentielles pour réaliser des structures dédiées à des transistors HEMT.

III II 5 Structures pour HEMT

A la lumière des résultats obtenus sur les différentes structures que nous avons étudiées et que nous venons de présenter dans les paragraphes précédents, nous avons épitaxié des structures dans le but de réaliser des transistors à effet de champs. Nous avons choisi quatre structures typiques dont la description est représentée sur les figures III 45, III 46, III 47, III 48. Il s'agit de quatre échantillons utilisant un ou deux plans de dopage

$\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$	$x_{\text{In}} = 0.53$	$6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	70 Å
$\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$	$y_{\text{In}} = 0.52$	nid	200 Å
Plan de dopage: $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$			
$\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$	$y_{\text{In}} = 0.52$	nid	30 Å
$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$	$x_{\text{In}} = 0.53$	nid	200 Å
$\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$	$y_{\text{In}} = 0.52$	nid	60 Å
Plan de dopage: $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$			
$\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$	$y_{\text{In}} = 0.52$	nid	2500 Å
InP semi-insolant			

Fig III 47: Echantillon 3: Structure Hemt adaptée à deux plans de dopage.

$\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$	$x_{\text{In}} = 0.53$	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	50 Å
$\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$	$y_{\text{In}} = 0.52$	nid	250 Å
Plan de dopage: $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$			
$\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$	$y_{\text{In}} = 0.52$	nid	30 Å
$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$	$x_{\text{In}} = 0.70$	nid	150 Å
$\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$	$y_{\text{In}} = 0.52$	nid	60 Å
Plan de dopage: $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$			
$\text{Al}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$	$y_{\text{In}} = 0.52$	nid	3000 Å
InP semi-insolant			

Fig III 48: Echantillon 4: Structure Hemt à canal contraint et à deux plans de dopage.

planaire avec selon le cas un canal adapté ou en compression sur InP ($x_{In} = 70\%$).

III II 5 1 Caractérisation par effet Hall des épitaxies.

Avant de réaliser les transistors, nous avons caractérisé ces échantillons par effet Hall afin de valider les performances électriques. Nous avons analysé ces résultats dans l'hypothèse du modèle à deux couches parallèles comme nous nous l'avons fait précédemment.

Le tableau (a) ci-après résume ces résultats pour l'ensemble des structures réalisées. Rappelons que N_{s1} et μ_1 représentent respectivement la concentration surfacique et la mobilité des porteurs restant dans le plan et N_{s2} et μ_2 les valeurs relatives au gaz 2D. Nous avons reporté sur le tableau le produit $N_{s2}\mu_2$ qui constitue un bon critère pour les performances potentielles des transistors

On constate aisément une augmentation du produit $N_{s2} \mu_2$ lorsque l'on passe de la structure standard (éch 1102) à la structure pseudomorphique (éch 1103) et à la structure à double plan de dopage (éch 1028 et 1110).

Pour la structure à double plan de dopage, l'augmentation du produit $N_{s2} \mu_2$ est dû essentiellement à l'accroissement notable de la densité d'électrons dans le canal liée à la présence des deux puits. La mobilité mesurée à 77K égale à $25900 \text{ cm}^2/\text{vs}$ est du même ordre de grandeur que celle mesurée pour un seul puits avec l'échantillon 1 et une structure adaptée sur InP.

Pour cette structure à deux plans de dopage, nous avons particulièrement soigné la croissance de l'hétérojonction inverse comme nous

	Température (K)	$\mu\text{H} (\text{m}^2/\text{Vs})$	$n\text{H} (\text{m}^{-2})$	$\text{Ns1}(\text{m}^{-2})$	$\text{Ns2}(\text{m}^{-2})$	$\mu 2(\text{m}^2/\text{Vs})$	produit $\text{Ns2}\mu 2$ $(\text{Vs})^{-1}$
Structure adaptée avec un seul plan de dopage							
ech 1102	300	8.86E-01	2.72E+16	3.26E+15	2.67E+16	6.92E-01	1.85129E+16
ech 1102	77	2.46E+00	2.51E+16	5.11E+15	2.49E+16	2.49E+00	6.18652E+16
Structure contrainte avec un seul plan de dopage							
ech 1103	300	9.90E-01	2.84E+16	1.78E+15	2.82E+16	9.94E-01	2.80469E+16
ech 1103	77	4.33E+00	2.53E+16	4.81E+15	2.52E+16	4.38E+00	1.10424E+17
Structure adaptée avec deux plans de dopage							
ech 1028	300	9.58E-01	5.00E+16	5.57E+15	4.94E+16	9.65E-01	4.76792E+16
ech 1028	77	2.58E+00	5.30E+16	2.08E+15	5.29E+16	2.59E+00	1.36803E+17
Structure contrainte avec deux plans de dopage							
ech 1110	300	1.12E+00	6.14E+16	9.43E+15	6.06E+16	1.13E+00	6.84326E+16
ech 1110	77	3.08E+00	6.24E+16	7.86E+15	6.21E+16	3.10E+00	1.92707E+17

Tableau a: Valeurs obtenues à partir des échantillons épitaxiés pour la réalisation de HEMT.

l'avons exposé au paragraphe III II 2 I 3. Nous pouvons en effet remarquer que nous n'avons pas observé de dégradation des caractéristiques électriques à l'interface inverse. La densité surfacique totale dans le canal résulte de la somme de la densité transférée à chaque interface. On mesure ici un n_s total dans le canal de $4.94 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Le canal contraint ($x_{In} = 0.7$) de l'échantillon 4 a permis d'obtenir une mobilité jusqu'à $31000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ pour une densité d'électrons et $6.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à 77K. Ainsi cette structure avec un canal contraint montre l'augmentation à la fois de la mobilité et du transfert d'électrons. Le produit $N_s \mu^2$ est pratiquement quatre fois plus grand que pour la structure classique éch 1102.

III II 5 2 Caractérisation par magnétorésistance:

Afin de valider nos structures, nous avons réalisé des transistors à grille longue que nous caractérisons en magnétorésistance. Nous avons réalisé des transistors avec les structures à simple plan de dopage avec un canal adapté (éch 1102) et avec un canal en compression ($x_{In}=70\%$) (éch 1103). Nous présentons les profils de mobilité moyenne et différentielle en fonction de la tension V_{GS} appliquée sur le contact Schottky pour les différents échantillons sur les figures III 49. Ces profils ont été relevés pour différentes températures de 77K à la température ambiante.

La mobilité différentielle des électrons est la mobilité des électrons qui s'ajoutent dans le canal par suite d'une augmentation de la

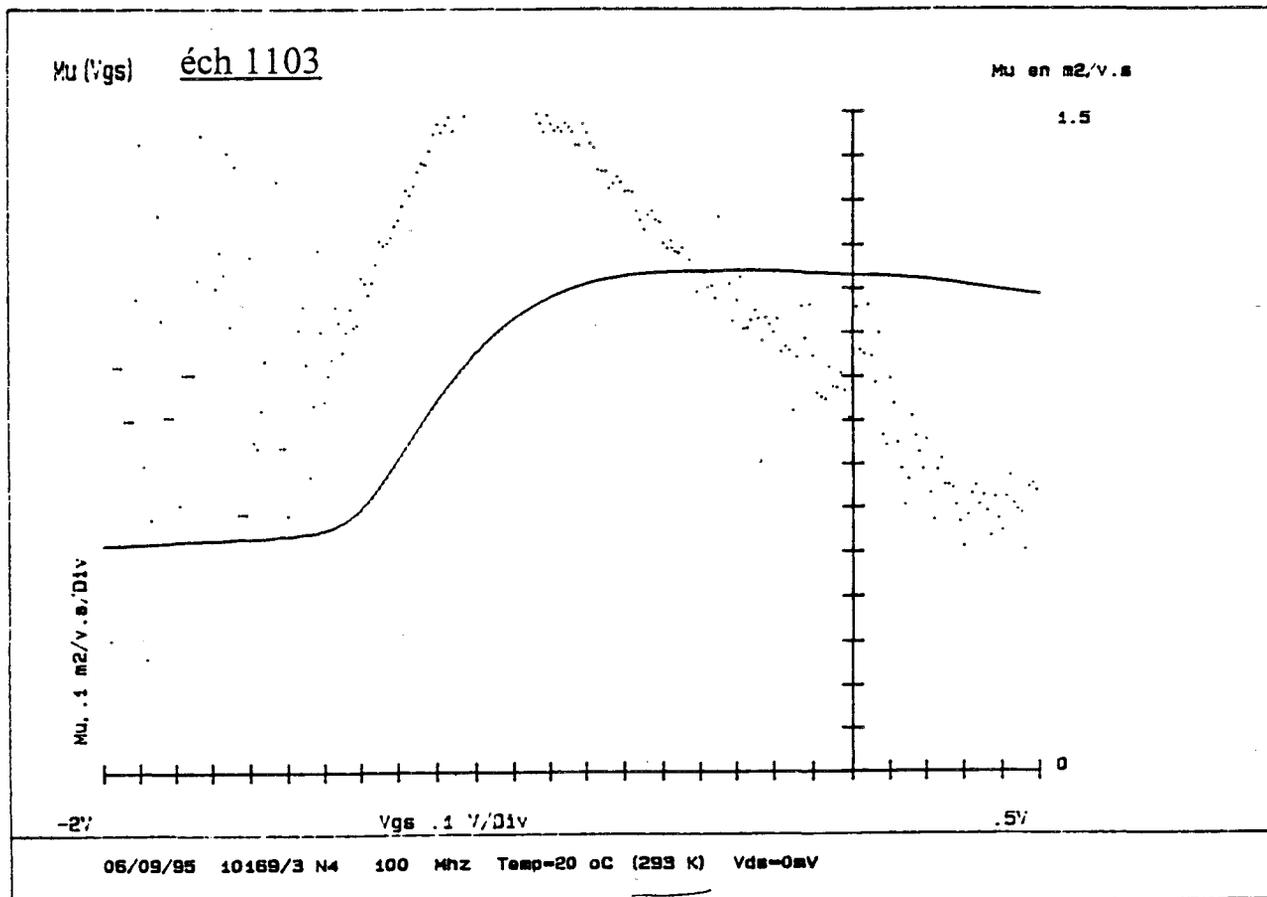
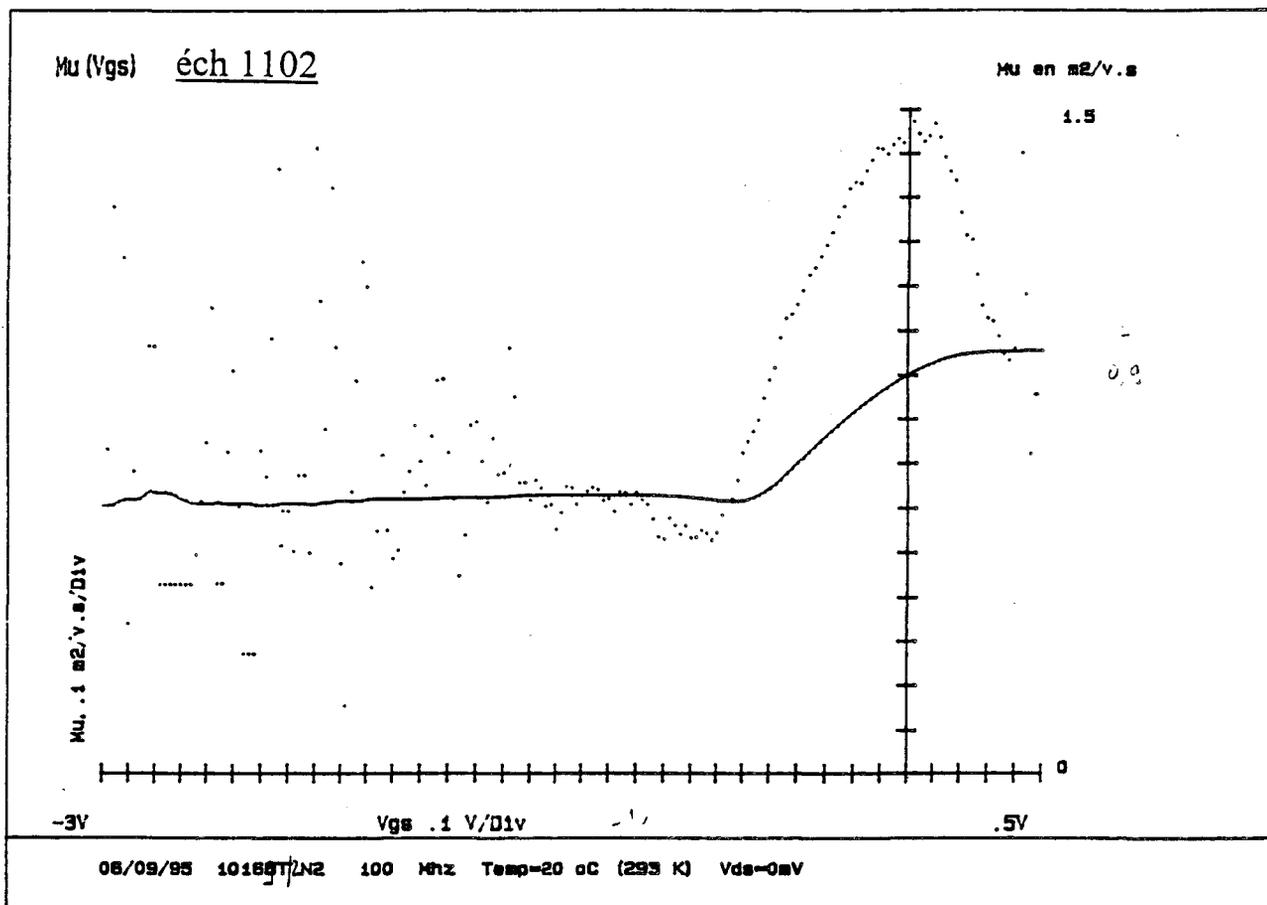


Fig III 49: Profil de mobilité obtenu à 300K à partir des mesures de magnéto-résistance sur l'échantillon 1102 et l'échantillon 1103.

tension V_{gs} . Dans le cas du HEMT, contrairement à une couche dopée uniformément, la mobilité différentielle diffère beaucoup de la mobilité moyenne. Lorsque la mobilité différentielle atteint son maximum en fonction de V_{GS} , ceci correspond également à la transconductance g_m maximale [29].

Nous obtenons une mobilité moyenne des porteurs à température ambiante égale à $9500 \text{ cm}^2/\text{vs}$ dans le transistor à canal non contraint et $11500 \text{ cm}^2/\text{vs}$ dans celui avec un canal en compression. Ces mobilités atteignent respectivement à 77K les valeurs de 20000 et 22000 cm^2/Vs .

Ces résultats viennent confirmer les résultats obtenus par effet Hall à 300K. En revanche à basse température les mobilités sont plus faibles que celles obtenues en effet Hall. Nous expliquons cette différence par une dégradation des structures apportée par les étapes successives de la réalisation technologique transistors.

Néanmoins compte tenu de ces résultats, on est en mesure d'espérer des bonnes performances pour des transistors hyperfréquences réalisés avec ces épitaxies.

III II 5 3 Résultats expérimentaux des transistors microondes:

III II 5 3 1 Topologie:

Les transistors Hemt à grille courte ont été réalisés avec les échantillon 1102, 1103 et 1028 au laboratoire IMEC à l'Université de Louvain. Les longueurs de grille varient de 0.2 à 0.25 μm . Les transistors sont réalisés

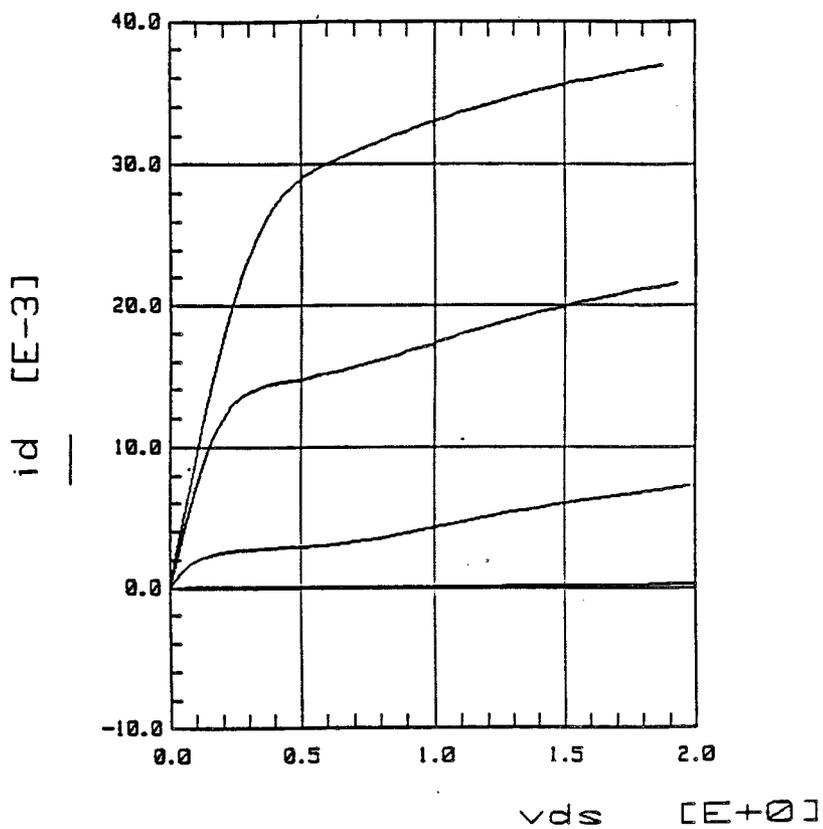


Fig III 50a: I_{ds} en fonction de V_{ds} pour l'échantillon LMC21.
 ($V_{gs_{min}} = -0.4V$, $V_{gs_{max}} = 0.4V$ par pas de $0.2V$).

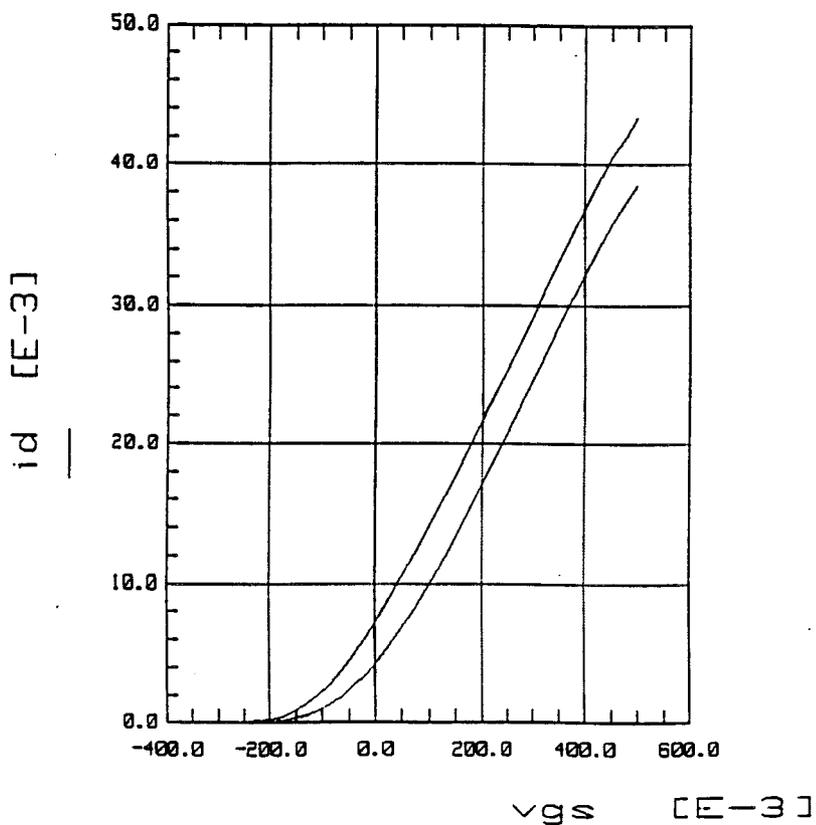


Fig III 50b : I_{ds} en fonction de V_{gs} pour l'échantillon LMC21
 ($V_{ds} = 1V - 2V$).

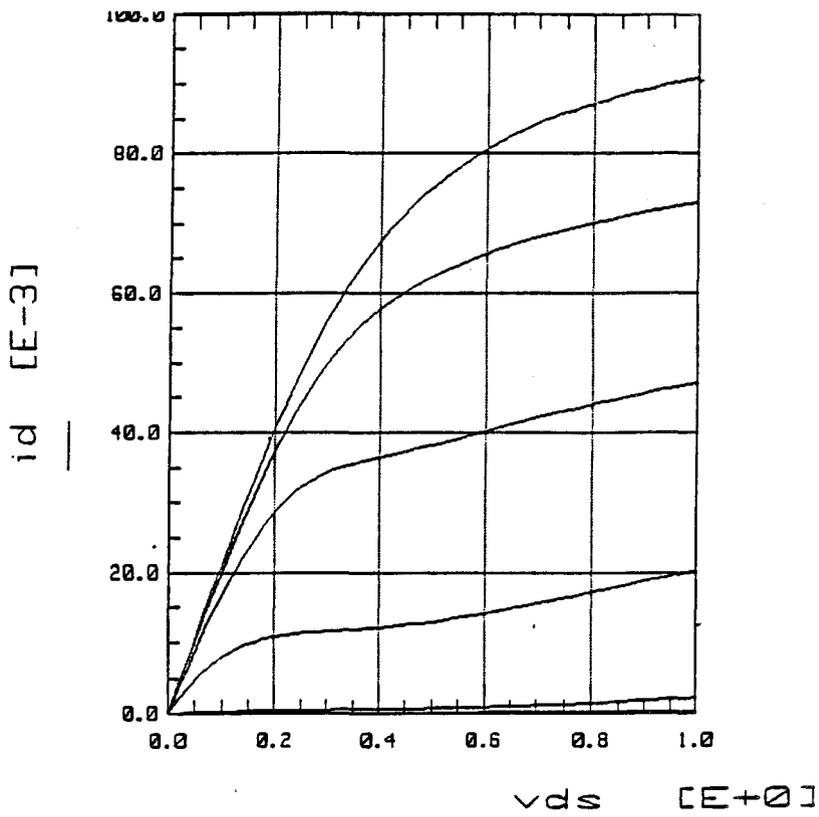


Fig III 51a: I_{ds} en fonction de V_{ds} pour l'échantillon PMCO1.
 ($V_{gs_{min}} = -0.5V$, $V_{gs_{max}} = 0.5V$ par pas de $0.2V$).

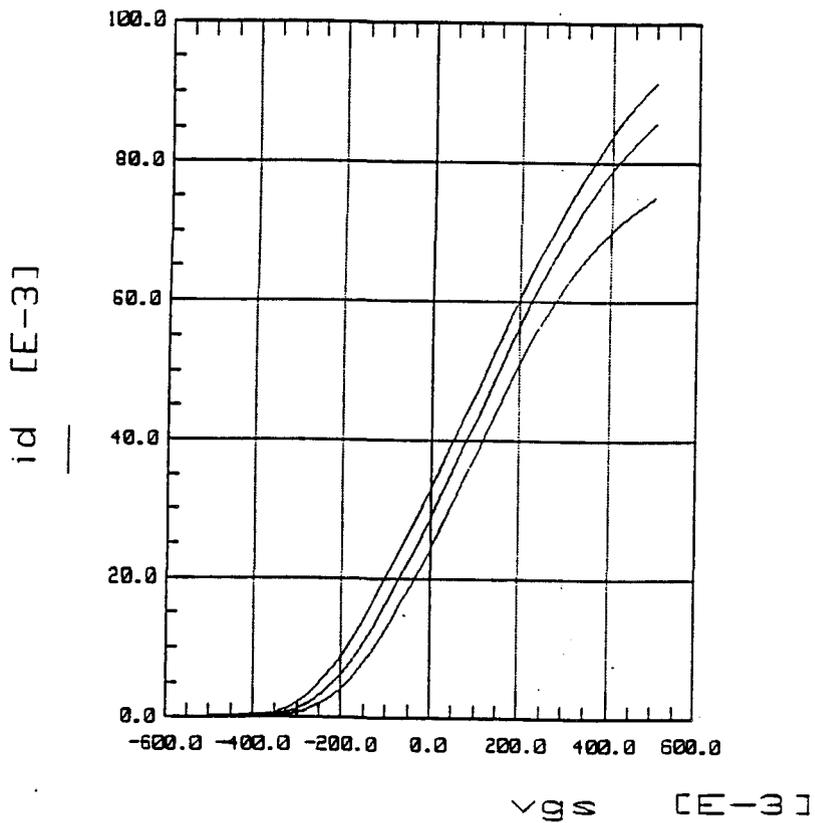


Fig III 51b: I_{ds} en fonction de V_{gs} pour l'échantillon LMC21.
 ($V_{ds} = 0.5V - 0.75V - 1V$).

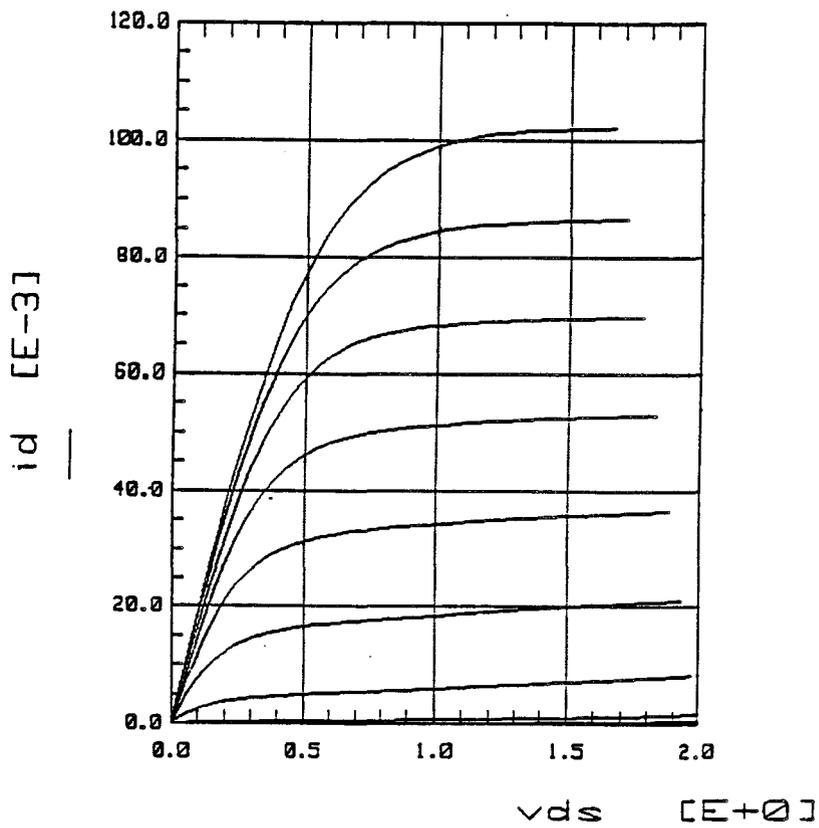


Fig III 52a: I_{ds} en fonction de V_{ds} pour l'échantillon DDCO4.
 ($V_{gs_{min}} = -1.2V$, $V_{gs_{max}} = 0.4V$ par pas de $0.2V$).

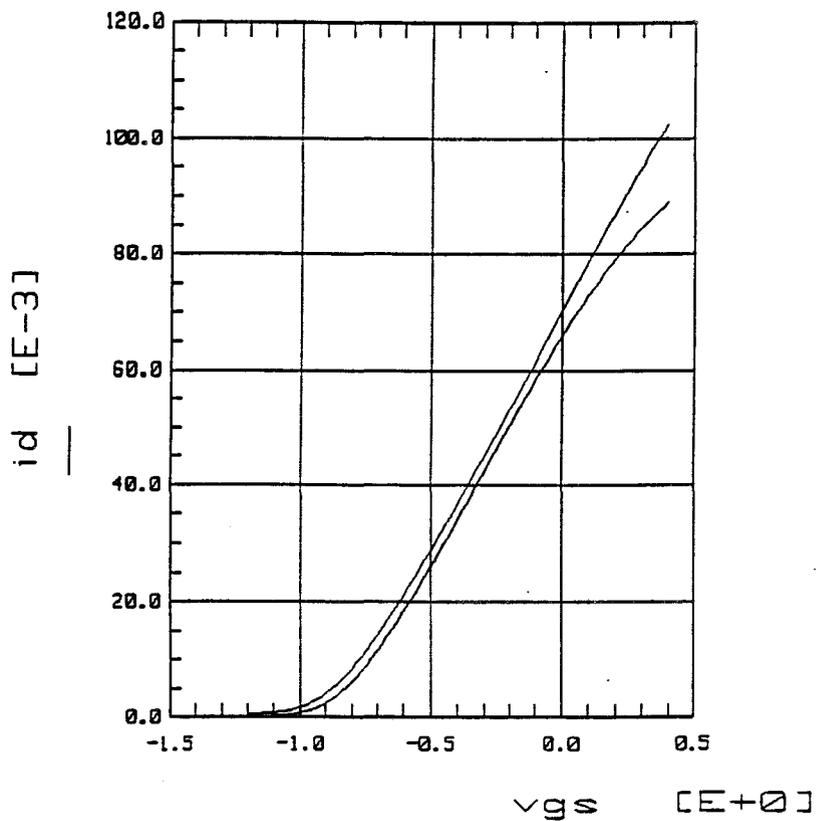


Fig III 52b: I_{ds} en fonction de V_{gs} pour l'échantillon DDCO4.
 ($V_{ds} = 1V - 2V$).

suivant une topologie permettant une caractérisation hyperfréquence sous pointes à l'analyseur de réseau jusque 60 GHz.

Le tableau suivant résume les caractéristiques géométriques des transistors qui ont été caractérisés en hyperfréquence.

Epitaxie	Transistor	Longueur de grille	Largeur de grille	Structure
Ech 1102	LMC21	0.25 μm	100 μm	adapté
Ech 1103	PMC01	0.20 μm	2 \times 75 μm	pseudomorphique
Ech 1028	DDC04	0.25 μm	100 μm	adapté (double plan)

III II 5 3 2 Caractéristiques statiques:

Les figures III 50, III 51, III 52 montrent le réseau $I_{ds}(V_{ds})$ et l'évolution du courant I_{ds} en fonction de V_{gs} pour chacun des échantillons testés. Les caractéristiques $I_d(V_{ds})$ montrent l'excellent comportement statique des transistors ainsi que la commande du gaz 2D par la tension V_{gs} observable par l'évolution de la transconductance $g_m(V_{gs})$ représentée sur les figures III 53-54-55.

Les courants I_{ds} de saturation de chacun des transistors sont résumés dans le tableau ci-dessous.

LMC21	350mA/mm	1 plan
PMC01	600mA/mm	1 plan
DDC04	1A/mm	2 plans

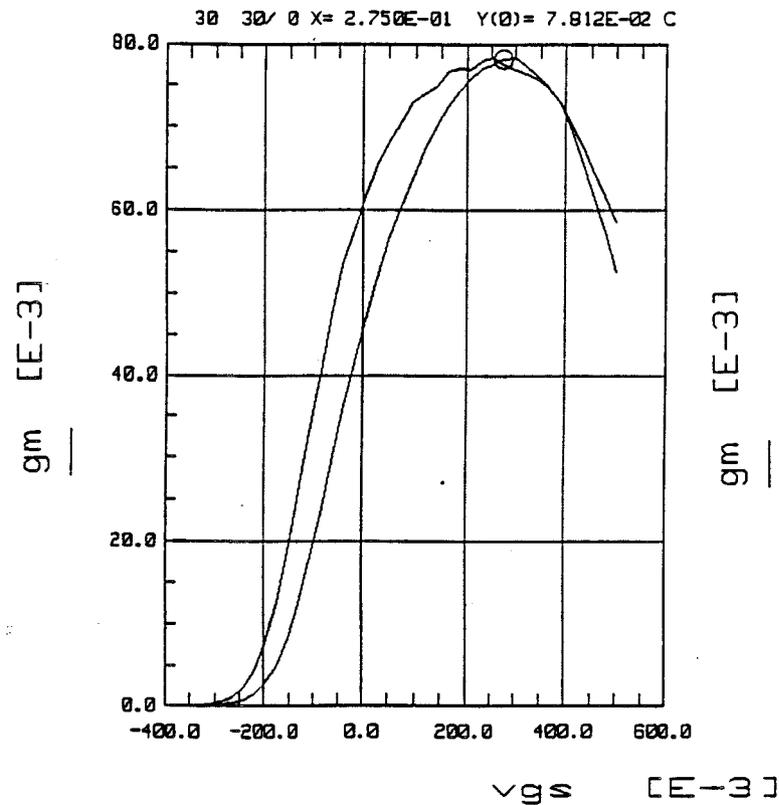


Fig III 53: gm en fonction de Vgs pour l'échantillon LMC21.

(Vds = 1V et 2V)

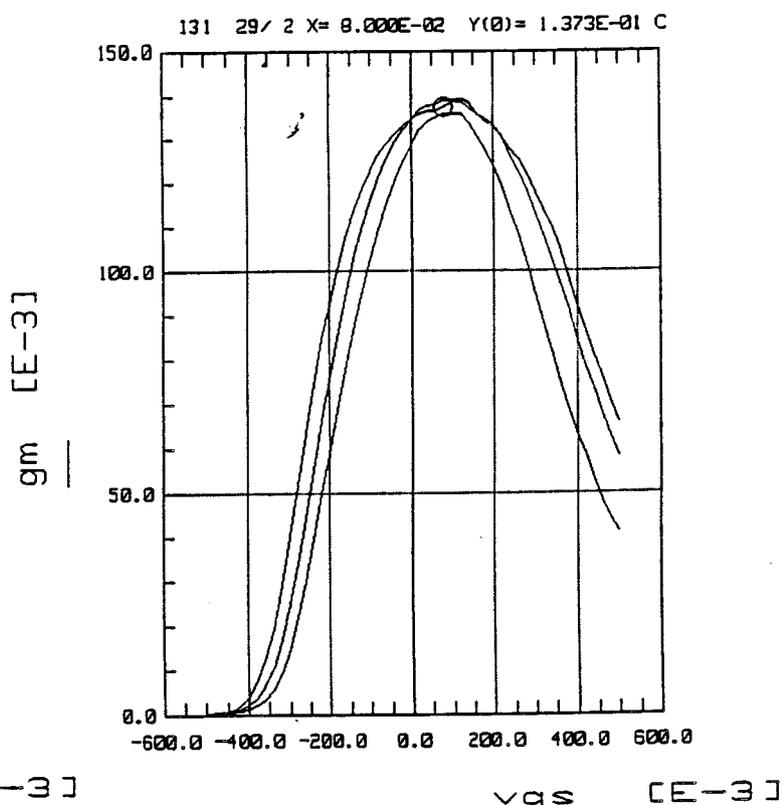


Fig III 54: gm en fonction de Vgs pour l'échantillon PMCO1.

(Vds = 0.5V, 0.75V et 1V)

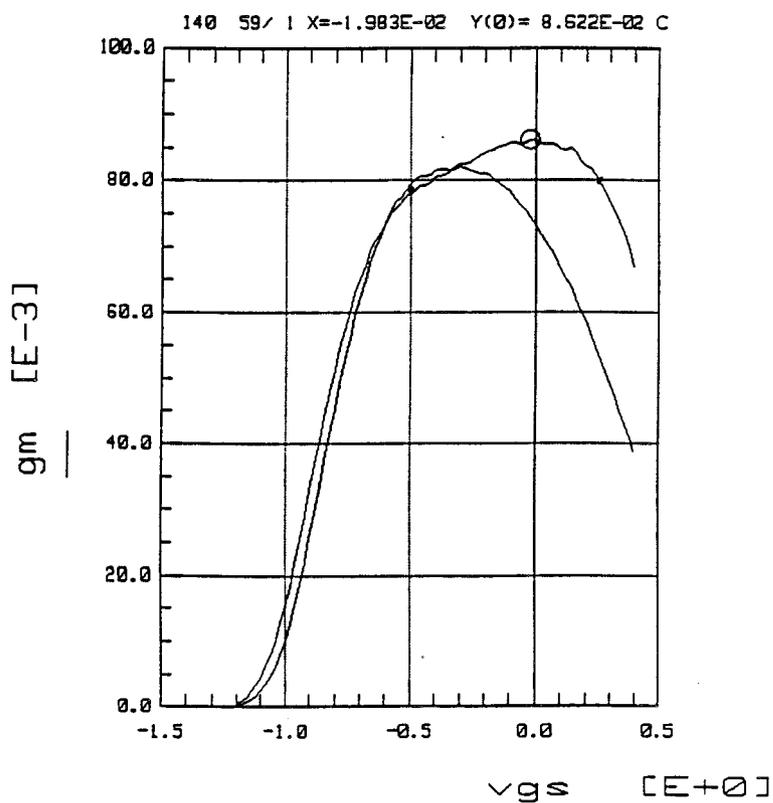


Fig III 55: gm en fonction de Vgs pour l'échantillon DDCO4. (Vds = 1V et 2V)

On retrouve bien évidemment l'augmentation du courant I_{ds} par rapport aux structures des épitaxies conformément à l'augmentation de $N_s 2\mu^2$ que nous avons dans le tableau (a) au paragraphe II IV I.

Les bonnes commandes (cf fig III 50a, III 51a et III 52a) de courant drain en fonction de la tension drain-source à différentes valeurs de tension grille-source illustrent un léger phénomène de piégeage d'électrons dans le buffer (kink effect [30]) dans nos hétérostructures. En revanche ce phénomène disparaît totalement dans le cas de l'échantillon avec une double hétérojonction. On peut supposer comme Kwon et Pavlidis l'ont écrit [31] que ceci est lié à l'existence de l'hétérojonction arrière qui sert de barrière pour empêcher les injections des électrons dans le buffer. Les tensions de pincement restent assez faibles comprises de -0.4V à -0.2V. A $V_{DS} = 2$ V ces caractéristiques $I(V)$ ne semblent pas se dégrader, malgré l'utilisation du matériau à petit gap qu' est le GaInAs.

Les valeurs maximales de g_m relevées pour les échantillons que nous avons mesurés sont respectivement égales à 781 mS/mm et 915 mS/mm pour le transistor adapté en maille et le transistor pseudomorphique. On peut noter l' effet bénéfique du canal pseudomorphique sur le courant drain et sur le g_m . En effet pour un même plan de dopage dans les deux structures, la quantité de charges transférées et la mobilité sont plus grandes dans le cas du canal pseudomorphique. On observe ici que le g_m est multiplié pratiquement par un facteur 1.2.

Dans le cas du transistor à double plan de dopage on observe la commande successive des deux plans sur l'évolution de g_m en fonction de V_{gs}

Fig III 56a: Gain en courant et gain unilatéral en fonction de la fréquence.
Structure LMC21

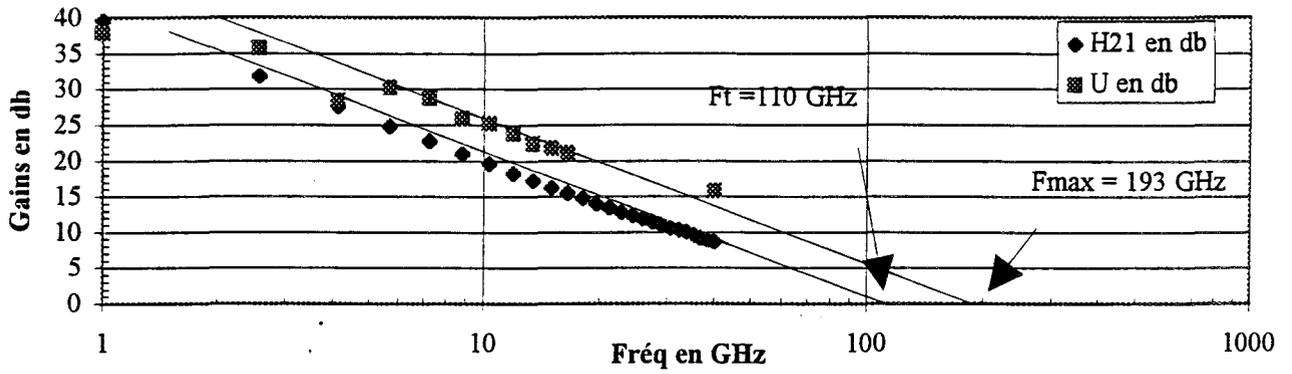


Fig III 56b: Gain en courant et gain unilatéral en fonction de la fréquence
Structure PMC01

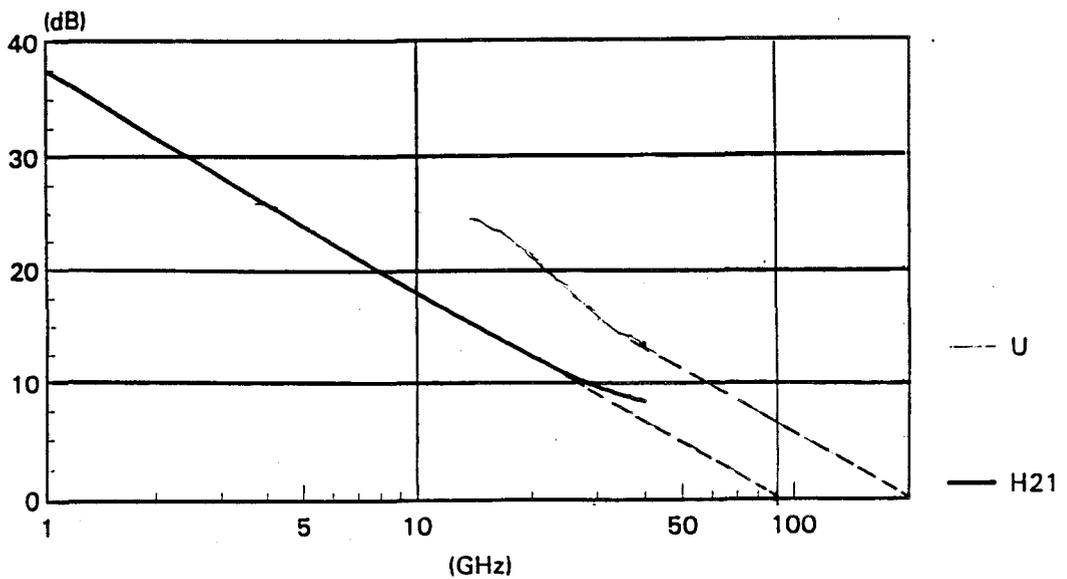
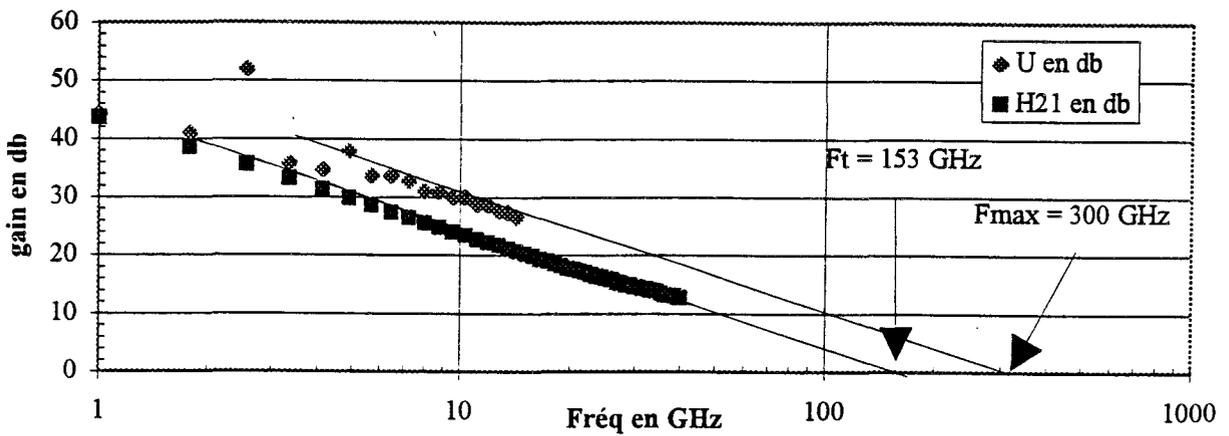


Fig III 56c: Gain en courant et gain unilatéral en fonction de la fréquence.

représentée sur la figure III 55. La transconductance reste supérieure à 800 mS/mm sur une plus large plage de tension V_{gs} de -0.5V à 0.25V.

Les résultats que nous venons de présenter en régime statique, se situent parmi les meilleurs publiés jusqu'alors. Dans le paragraphe suivant nous donnons quelques caractérisations essentielles du fonctionnement de ces transistors en hyperfréquences.

III II 5 3 3 Caractérisations hyperfréquences

Les transistors Hemt ont été caractérisés sous pointes de 2 GHz à 26 GHz à l'aide d'un analyseur de réseau Hewlet Packard 8510. La géométrie des contacts métalliques de grille, de drain et de source a été déterminé afin d'assurer une bonne adaptation avec les sondes de mesures.

A partir des paramètres S_{ij} du transistor pour plusieurs polarisations, on calcule le gain du courant H_{21} et la gain unilatéral en fonction de la fréquence.

L'évolution de ces grandeurs est reportée sur la figure III 56 (a, b, c) pour les trois types de transistors réalisés et pour une tension de polarisation $V_{ds} = 2V$ et une tension grille $V_{gs} = -0.2V$.

Fig III 58: Fc et Facteur de bruit minimum à 18 GHz en fonction de Ids
Echantillon PMC01

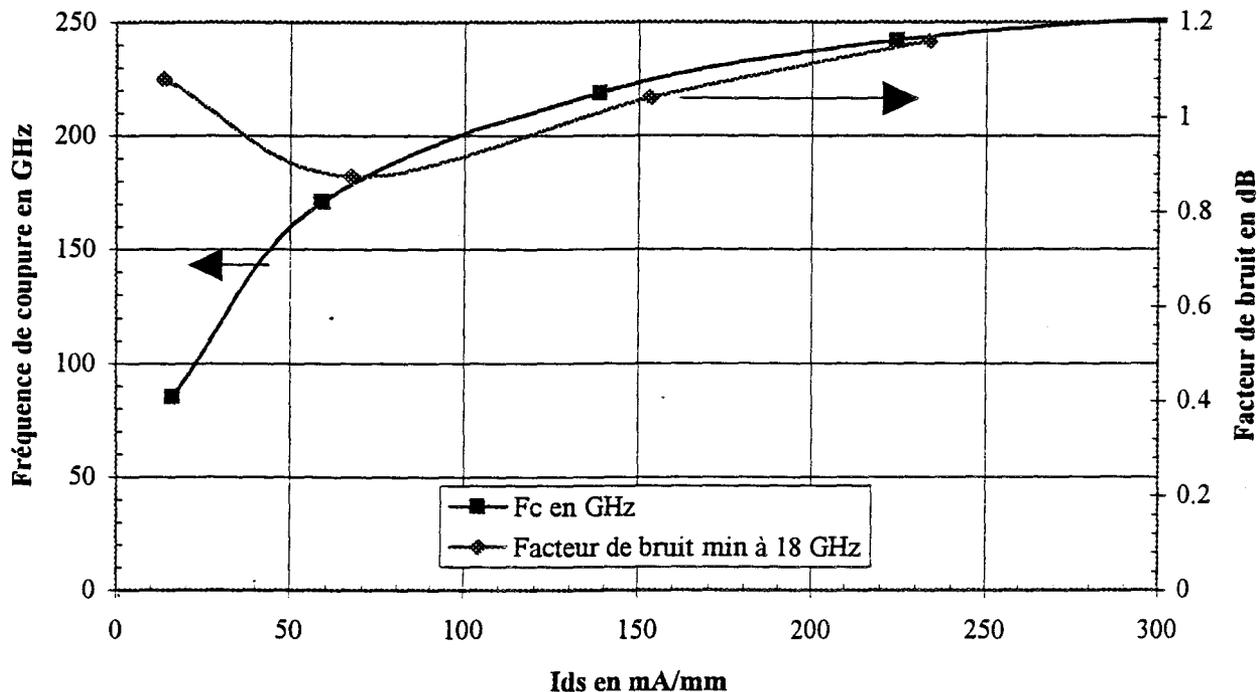
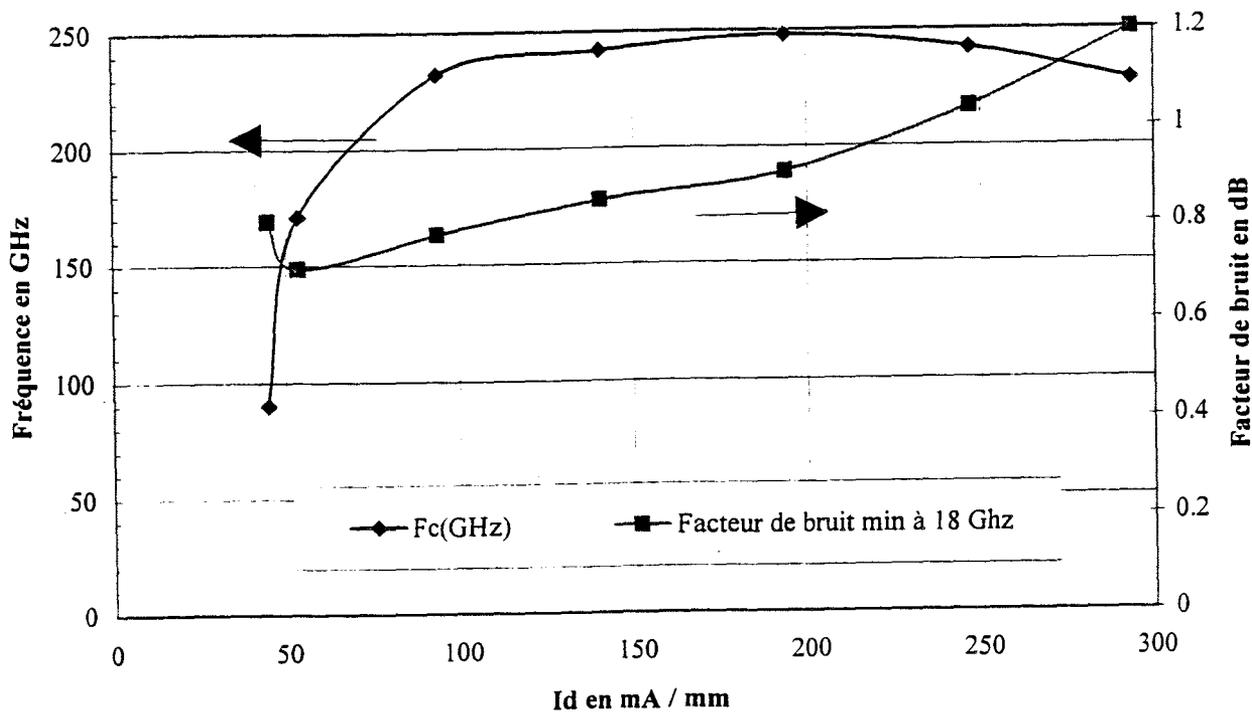


Fig III 57: Fc et Facteur de bruit minimum en fonction du courant Ids
Echantillon: LMC21.



Par extrapolation des valeurs de gain, on détermine les fréquences de coupures F_T et F_{max} que nous avons résumées dans le tableau ci-dessous.

transistor	F_T	F_{max}	dimension de grille
adapté	110 Ghz	193 Ghz	$50 \times 0.25\mu\text{m}$
pseudomorphique	153 GHz	300 GHz	$100 \times 0.25\mu\text{m}$
double plan	90 GHz	200 Ghz	$100 \times 0.25\mu\text{m}$

On obtient des valeurs de F_T de l'ordre de 100 GHz et plus pour des transistors dont la longueur de grille est comprise entre 0.2 et $0.25\mu\text{m}$.

Il faut cependant remarquer une supériorité pour le transistor à canal pseudomorphique avec un $F_T=153$ GHz et une fréquence $F_{max}=300$ GHz.

Ces résultats de composant comparatif entre les trois structures en régime dynamique corroborent ceux du produit mobilité et de N_s obtenus sur les épitaxies.

Pour compléter la caractérisation des composants, nous avons mesuré le facteur de bruit à 18 GHz pour les transistors à simple plan de dopage en fonction du courant I_{ds} . La figure (cf III 57 et III 58) montre simultanément en fonction de I_{ds} l'évolution du facteur de bruit et l'évolution de la fréquence de coupure intrinsèque calculée par la relation:

$$F_c = \frac{g_m}{2\pi C_{gs}}$$

Pour un courant I_{ds} inférieur à 100 mA/mm, on observe une augmentation très rapide de F_c avec un minimum du facteur de bruit. Parmi les transistors qui ont été mesurés, on constate que ces évolutions sont plus adoucies pour le transistor pseudomorphique. Il faut cependant noter que l'on obtient un facteur de bruit faible, inférieur à 0.8 dB, qui montre les potentialités de cette filière pour les amplifications faible bruit.

Les étapes technologiques dans la fabrication d'un composant sont très nombreuses et jouent un rôle non négligeable sur les performances finales. L'objectif de ce mémoire n'est pas d'étudier la fabrication des transistors, mais les résultats que nous avons présentés en régime dynamique hyperfréquences qui sont comparables aux meilleurs résultats de la littérature permettent de valider les conditions de croissance de nos épitaxies

Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre nous avons rassemblé les résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur les matériaux AlInAs et GaInAs puis sur les hétérojonctions AlInAs/GaInAs/InP. Ces résultats nous ont amené à réaliser des structures de transistor Hemt dont les caractéristiques dynamiques hyperfréquences mesurées sont comparables aux meilleures performances publiés à ce jour.

Ainsi nous sommes parvenus à maîtriser les conditions de croissance afin d'obtenir des matériaux AlInAs et GaInAs d'excellente qualité,

attestée par les analyses effectuées par spectroscopie de rayons X ou par photoluminescence.

Le comportement électrique de ces matériaux a été étudié par effet Hall et par C(V).

Nous avons montré l'importance des conditions d'épitaxie sur les caractéristiques électriques des hétérojonctions directes et inverses avec dopage volumique ou dopage planaire.

Ainsi nous avons mesuré une mobilité de $41700 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à 77K dans le canal GaInAs contraint avec 75% d'Indium, pour un dopage planaire de $5 \cdot 10^{12} \text{ at} / \text{cm}^2$.

Pour une hétérojonction inverse nous avons obtenu une mobilité de $26000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à 77K dans le canal de GaInAs adapté pour une densité de $2.8 \cdot 10^{12} \text{ at} / \text{cm}^2$. N_s de 2.83 cm^{-2} .

Nous avons montré qu'il est nécessaire d'optimiser les conditions de croissance pour assurer les performances électriques optimales notamment pour l'hétérojonction inverse.

Une analyse au SIMS des couches contenant un plan de dopage a montré un effet de ségrégation des atomes de Silicium susceptible de délocaliser le plan. Ce résultat doit être analysé de manière plus approfondie et nécessite des structures spécifiques.

Enfin nous avons optimisé les épaisseurs des couches pour trois structures de transistors Hemt: un transistor adapté sur InP, un transistor pseudomorphique, et un transistor à double plan de dopage à canal adapté.

Les résultats expérimentaux ont donné des fréquences de transition F_T supérieures à 100 GHz pour une longueur de grille de $0.2 \mu\text{m}$ et un facteur de bruit de 0.7 dB à 18 GHz.

Si les performances dynamiques relevées sur le transistor à double plan de dopage sont un peu plus faible ($F_T = 90$ GHz), il faut noter une évolution quasi plate du gm à plus de 800 mS / mm avec un courant maximum de 1 A / mm.

Ces structures Hemt de la filière InP épitaxiées par EJM présentent des performances électriques adaptées à la réalisation de transistors faibles bruit.

Références bibliographiques du chapitre 3

[1]: W Lee, C F Fonstad

J Vac Sci Technol B 4(2), Mar/Apr 1986

[2]: F Peiro, A Cornet, A Herms, J R Morante, A Georgalikas, G Halkias

J Vac Sci Technol B 10(5), Sep/Oct 1992

[3]: T Ryan

Characterization of epitaxial structures by HR XRD (cours MRS).

[4]: K Y Cheng, A Y Cho, T J Drummond, H Morkoc.

APL 40 (2) 15 Janvier 1982.

[5]: W P Hong, J E Oh, P K Bhattacharya, T E Tiwald.

IEEE Transaction on Electron Devices Vol 35 NO 10 Octobre 1988

[6]: M N Charasse.

Thèse soutenue à l'Université de Paris 6 le 27 Novembre 1985.

[7]: B R Bennett, J Del Alamo.

J Appl Phys 73 (7), 1 Avril 1993.

[8]: K A Prior, G J Davies, R Heckingbottom.

J Cryst Growth 66, 55 (1984).

[9]: E F Schubert, A Eischer, K Ploog.

IEEE Vol 33, NO 5 (1986).

[10]: H Künzel, H G Bach, J Böttcher, C Heedt.

J Vac Sci Technol B 12 (5) Sept/Oct 1994.

[11]: P Bourel.

Thèse soutenue à l'Université de Lille 1 le 5 Décembre 1991

[12]: B Splingart

Thèse soutenue à l'Université de Lille 1 le 14 Juin 1993.

[13]: A Zrenner, H Reisinger, F Koch, K Ploog.

Proceedings of 17th International Conférence on the Physics of Semiconductors. San Francisco 1984 Edited by J P Chadi et W A Harrison

[14]: V Sadaune

Thèse soutenue à l'Université de Lille 1 le 22 Octobre 1993.

[15]: A Cappy

Thèse d'Etat soutenue à l'Université de Lille 1 le 19 Décembre 1986.

[16]: L Burgnies, O Vanbesien, V Sadaune, D Lippens.

J Appl Phys 75 (9), 1 Mai 1994.

[17]: J P Praseuth, L Goldstein, P Heinoc, J Primot, G Danan.

J Appl Phys 61 (1) 1 January 1987.

[18]: L Baudry

Thèse soutenue à l'Université de Lille 1 le 7 Juillet 1993.

[19]: H Künzel, J Böttcher, R Cibis, G Urmann.

Appl Phys Lett 61 (11) 14 Septembre 1992.

[20]: S Moneger, A Tabata, C Bru, G Guillot, A Georgakilas, K Zekenter, G Halkias.
Appl Phys Lett 63 (12) 20 Septembre 1993.

[21]: A S Brown, U K Mishra, S E Rosenbaum.
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol 36 NO 4 Avril 1989.

[22]: A S Brown, R A Metzger, J A Henige, L Ngyuen, M Lui, R G Wilson.
Appl Phys Lett 59 (27) 30 Décembre 1991.

[23]: T Nakayama, H Miyamoto, E Oishi, N Samoto
Journal of Electronic Materials, Vol 25, No 4, 1996.

[24]: J W Matthews, A E Blakeslee.
Journal of Crystal Growth 27 (1974) 118-115.

[25]: R People, C Bean
Appl Phys Lett 47, 322 (1985)

[26]: M Gendry, V Drouot, C Santinelli, G Hollinger.
Appl Phys Lett 60 2249 (1992).

[27]: C Herbeaux.
Thèse soutenue à l'Université de Lille 1 le 11 Juin 1990.

[28]: A Chin, T Y Chang.
J Vac Sci technol B Vol 8 p 364-366 (1990).

[29]: R Khanna, M B Das

IEEE Electron Device Letters Vol 14 No 4 Avril 1993

[30]: T Akazaki, H Takayanagi, T Enoki

IEEE Electron device Letters Vol 17 no 7 Juillet 1996

[31]: Y Kwon, D Pavlidis, T Brock, G I Ng, K L Tan, J R Velebir, D C Streit.

Paper: WA2, 5th Conf on InP and Related Matériaux (1993)

CONCLUSION

Conclusion générale

L'objectif de ce travail était d'acquérir une compétence dans le domaine de la croissance par épitaxie par jets moléculaires de l'hétérostructure AlInAs / GaInAs / InP en vue de la réalisation de transistors HEMT faible bruit microondes.

Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous avons rappelé les éléments bénéfiques qui font l'intérêt de ce type d'hétérostructure, pour l'application envisagée.

Nous avons ensuite décrit les propriétés physiques importantes de ces matériaux qui nous ont amenées à comprendre l'influence de leur qualité intrinsèque sur le fonctionnement du composant.

Dans la seconde partie, nous avons présenté les moyens d'épitaxies et de caractérisations des matériaux que nous avons pu utiliser au cours de cette étude.

C'est ainsi que l'analyse par double diffraction de rayons X et les mesures électriques par effet Hall ont été des outils essentiels. Les mesures de mobilité des porteurs, basées sur l'effet Hall, ont fait l'objet d'une exploitation originale pour parvenir à quantifier la mobilité et la densité électronique dans le canal de GaInAs d'une part et dans la couche donneuse d'AlInAs d'autre part. Le calcul de la densité de charges dans le gaz 2D a été validé par des mesures en effet Hall à fort champ magnétique et par l'effet Shubnikov de Haas..

Le troisième chapitre relate le niveau des résultats que nous sommes parvenus à atteindre dans la réalisation des hétérostructures AlInAs / GaInAs / InP. Nous nous sommes fixés pour objectif l'optimisation de la structure pour obtenir un

produit mobilité densité de porteurs maximal dans le gaz 2D formé à l'interface AlInAs/GaInAs.

Nous avons étudié la formation de ce gaz bidimensionnel dans les cas d'une interface avant (AlInAs / GaInAs) et d'une interface arrière (GaInAs / AlInAs). Nous avons montré l'avantage du plan de dopage sur le dopage volumique pour l'amélioration du transfert électronique dans la couche active et pour un meilleur dépeuplement de la couche donneuse qui peut être responsable d'une conduction parallèle parasite. L'optimisation de ces résultats pour ces deux types d'interface a permis d'aboutir aux mêmes performances électriques ($\mu > 10000 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$ et $N_s = 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à 300K). L'utilisation d'un matériau de GaInAs contraint sur InP a permis d'augmenter fortement la mobilité dans le gaz ($> 14000 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$ pour une composition d'InAs égale à 75% à 300K).

Ces études nous ont conduit à proposer un dimensionnement des structures HEMT sur InP. C'est ainsi que nous avons réalisé des hétérostructures pour transistor avec plans de dopage et canal GaInAs adapté puis canal contraint. Nous avons obtenu une densité de charge N_s de $6 \cdot 10^{12} \text{ at} / \text{cm}^2$ avec une mobilité de $11000 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$ pour une structure à double plan de dopage et canal contraint.

Des transistors à grille submicroniques réalisés au laboratoire de IMEC ont montré des performances d'un niveau équivalent à l'état de l'art présenté dans la littérature ($F_T > 120 \text{ GHz}$ et $g_m > 1000 \text{ mS/mm}$). Le transistor HEMT à double plan de dopage offre quant à lui un courant drain de $1 \text{ A} / \text{mm}$ et une fréquence maximale d'oscillation supérieure à 100 GHz . Les meilleures performances en bruit ont été relevées sur l'échantillon à canal non contraint avec un seul plan de dopage. Nous avons obtenu un facteur de bruit de 0.7 dB à 18 GHz .

Ainsi les résultats obtenus sur des transistors submicroniques réalisés à partir de nos hétérostructures sont très encourageants et permettent de dire que les objectifs que nous nous étions imposés au début de cette étude ont été atteints.

La structure à double plan de dopage présente un grand intérêt pour des applications en puissance compte tenu du fort courant drain.

Néanmoins il est nécessaire d'étudier la croissance des couches d' $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ pour augmenter la barrière de potentielle pour la couche supérieure afin d'éviter les claquages et d'améliorer le caractère isolant de la couche tampon pour éviter des courants de fuite.

