

N° 893

50376  
1992  
135

62757

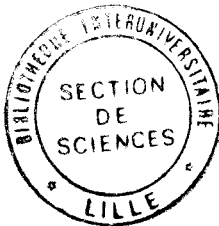
50376  
1992  
135

# THÈSE

Présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille

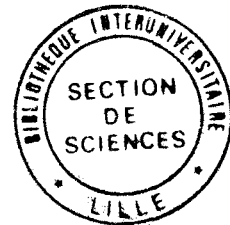
pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ**  
**Spécialité : ELECTRONIQUE**



par

**Patrick MOUNAIX**



**Hétérostructures double barrière pour la réalisation de  
diodes et de transistors à effet tunnel résonnant**

Soutenue le 7 Avril 1992 devant la commission d'examen.

Membres du jury :	Mr G. SALMER	Président
	Mr D. LIPPENS	Directeur de thèse
	Mr J. MASSIES	Rapporteur
	Mr R. FAUQUEMBERGUE	Rapporteur
	Me M.A. POISSON	Examineur
	Mr P. GUERET	Examineur
	Mr A. CAPPY	Examineur

à MICKAEL , à CHRISTINE

à MES PARENTS

à MA FAMILLE

# Remerciements

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur G. Salmer.

Monsieur le Professeur G. Salmer me fait l'honneur de présider cette commission d'examen. Je le remercie tout particulièrement.

Monsieur D. Lippens, Directeur de Recherche au C.N.R.S., a dirigé ce travail. Ses conseils, sa patience, son dynamisme et sa confiance ont été indispensables pour mener à bien ce travail. Qu'il trouve ici l'expression de ma sincère gratitude.

Je remercie tout particulièrement Monsieur J. Massies, Directeur de Recherche au Laboratoire de Physique du Solide et Energie Solaire à Valbonne et Monsieur R. Fauquembergue, Professeur de l'Université de Lille I, qui ont accepté de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Madame M.A. Poisson, Ingénieur au Laboratoire Central de Recherche de Thomson qui me fait l'honneur de participer au jury de cette thèse.

Je suis très sensible à la présence de Monsieur P. Guéret, Ingénieur à I.B.M. Research Division à Zurich, d'avoir accepté de participer au jury de cette thèse.

Je voudrais également remercier tout particulièrement Monsieur A. Cappy, Professeur de l'Université de Lille I, pour avoir accepté de juger ce travail.

Toute ma sympathie va à Mesdames E. Delos, S. Lepilliet ainsi qu'à E. Playez de la Centrale de Caractérisation, pour leur aide constante à la caractérisation des composants.

J'exprime mes plus vifs remerciements à Mesdames A. Fattorini, P. Legris, M. Miens, Messieurs P. Armand, M. François, B. Grimbert, A. Leroy, P. Tilmant, M. Muller, J. Vanbremeersch et D. Vandermoere, de la Centrale de Technologie sans lesquels ce travail n'aurait pu être mené à bien. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma sincère reconnaissance.

Je remercie également les membres de la Centrale d'Épitaxie et tout particulièrement Messieurs J.L. Codron et J.L. Lorriaux pour leurs précieux conseils ainsi que la réalisation des couches.

Ce mémoire a été réalisé au C.I.T.I. avec le traitement de texte LATEX par Mesdames M. Vandaele et I. Derudder. Je leur adresse mes remerciements pour leur remarquable travail et leur patience à toute épreuve.

Je remercie également Monsieur J. P. Dehorter pour la reprographie de ce mémoire.

Je tiens également à remercier les membres de l'équipe "transport vertical dans les hétérostructures" ainsi que tous mes amis du Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs pour la sympathie témoignée tout au long de ces années.

# Table des matières

Introduction générale . . . . .	1
<b>1 Techniques numériques de modélisation des caractéristiques de conduction</b>	<b>5</b>
1.1 Introduction . . . . .	5
1.2 Résolution de l'équation de Schrödinger unidimensionnelle indépendante du temps . . . . .	7
1.2.1 Motivations . . . . .	7
1.2.2 Hypothèses . . . . .	7
1.2.3 Fonction d'onde à l'équilibre . . . . .	11
1.2.4 Fonction d'onde hors équilibre . . . . .	13
1.2.5 Calcul de la transmission . . . . .	13
1.2.6 Caractéristique courant-tension . . . . .	14
1.3 Application aux cas des structures double barrière $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$	
$0 < x \leq 1$ . . . . .	17
1.3.1 Confinement par vallée $\Gamma$ . . . . .	19
1.3.1.1 Simulation des structures $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ , $x \leq 0,4$ . . . . .	19
1.3.1.2 Simulation des structures $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ ; $x > 0,4$ . . . . .	19
1.3.2 Confinement par vallée $X$ . . . . .	21
1.3.3 Mixing $\Gamma - X$ . . . . .	25
1.3.4 Masse de bande interdite . . . . .	27
1.3.5 Conclusion . . . . .	28
1.4 Traitement de la réaction de charge d'espace dans la zone puits-double barrière . . . . .	28
1.4.1 Méthode de calcul . . . . .	29
1.4.2 Effet de bistabilité intrinsèque . . . . .	33
1.4.2.1 Résultats . . . . .	33

1.4.2.2	Analyse . . . . .	33
1.4.3	Conclusion . . . . .	36
1.5	Perturbation de potentiel à base de GaInAs . . . . .	37
1.5.1	Motivations . . . . .	37
1.5.2	Confrontation théorie-expérience . . . . .	41
1.6	Conclusion . . . . .	42
<b>2</b>	<b>Effet d'injection bidimensionnelle</b>	<b>49</b>
2.1	Introduction . . . . .	49
2.2	Position du problème . . . . .	49
2.3	Modélisation de la zone d'accumulation . . . . .	50
2.3.1	Hypothèse et méthode de calcul . . . . .	50
2.3.2	Résultats . . . . .	53
2.4	Modélisation de la zone de diffusion $n^{++}/n$ . . . . .	55
2.4.1	Méthode numérique . . . . .	55
2.4.2	Résultats . . . . .	57
2.5	Superposition de deux phénomènes . . . . .	57
2.6	Mise en évidence d'une injection bidimensionnelle . . . . .	59
2.6.1	Résultats expérimentaux . . . . .	59
2.6.2	Confrontation théorie-expérience . . . . .	61
2.6.2.1	Caractéristique statique . . . . .	61
2.6.2.2	Caractéristiques de transmission . . . . .	63
2.6.2.3	Conclusion . . . . .	65
2.7	Influence des paramètres de structures . . . . .	67
2.7.1	Influence du niveau de dopage . . . . .	67
2.7.2	Influence de la longueur de l'espaceur . . . . .	68
2.7.3	Conclusion . . . . .	69
2.8	Modélisation de la zone collecteur . . . . .	71
2.8.1	Rôle de l'espaceur de collecteur . . . . .	71
2.8.2	Résistance de charge d'espace . . . . .	73
2.9	Structure à pré-puits . . . . .	75
2.9.1	Motivations . . . . .	75
2.9.2	Simulation des structures pré-puits (Prewell) . . . . .	77
2.9.2.1	Résultats expérimentaux . . . . .	77
2.9.2.2	Traitement simplifié . . . . .	77
2.10	Conclusion . . . . .	81

<b>3</b>	<b>Technologie de fabrication et caractérisation dynamique</b>	<b>87</b>
3.1	Introduction . . . . .	87
3.2	Croissance de structures à base de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$ . . . . .	89
3.2.1	Principe de l'épitaxie par jets moléculaires . . . . .	89
3.2.2	Cinétique de croissance . . . . .	90
3.2.3	Cas du $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$ . . . . .	91
3.3	Pseudomorphisme et conditions de croissance du $\text{GaInAs}/\text{GaAs}$ . . . . .	93
3.3.1	Paramètres structuraux et électriques . . . . .	93
3.3.2	Origine de la contrainte et notion d'épaisseur critique . . . . .	95
3.3.2.1	Origine de la contrainte . . . . .	95
3.3.2.2	Epaisseur critique . . . . .	96
3.3.2.3	Variation du Gap avec la contrainte . . . . .	96
3.3.2.4	Croissance de $\text{GaInAs}/\text{GaAs}$ . . . . .	98
3.4	Technologie de fabrication des composants intégrés . . . . .	99
3.4.1	Motivations . . . . .	99
3.4.2	Option choisie et procédure . . . . .	99
3.4.3	Séquences technologiques . . . . .	100
3.4.3.1	Définition des repères . . . . .	100
3.4.3.2	Contact ohmique supérieur . . . . .	100
3.4.3.3	Définition des mésas . . . . .	103
3.4.3.4	Isolation des composants . . . . .	105
3.4.3.5	Contact ohmique inférieur . . . . .	105
3.4.3.6	Dépôt du Nitrure de silicium . . . . .	107
3.4.3.7	Définition du chemin de descente . . . . .	107
3.4.3.8	Ouverture des fenêtres . . . . .	109
3.4.3.9	Dépôt du fil de descente . . . . .	109
3.4.3.10	Empreinte cascade . . . . .	109
3.4.4	Caractéristiques électriques statiques . . . . .	111
3.4.5	Conclusion . . . . .	113
3.5	Caractérisation dynamique des diodes à effet tunnel résonnant . . . . .	113
3.5.1	Introduction . . . . .	113
3.5.2	Circuit équivalent à éléments localisés . . . . .	115
3.5.2.1	Stabilité des mesures . . . . .	115
3.5.3	Etude de la structure $\text{GaAlAs}/\text{GaAs}$ à faible conduction . . . . .	116
3.5.3.1	Mesure en Résistance Différentielle Positive (R.D.P.) . . . . .	116

3.5.3.2	En Résistance Différentielle Négative . . . . .	121
3.5.4	Etude de structures à forte conduction . . . . .	125
3.5.4.1	Structure à pré-puits . . . . .	125
3.5.4.2	Structure à puits enterré . . . . .	126
3.5.5	Synthèse des résultats expérimentaux . . . . .	127
3.5.6	Amélioration possible par technologie de type pont à air . . . . .	129
3.5.6.1	Description du processus . . . . .	129
3.5.6.2	Evaluation des éléments parasites . . . . .	131
3.5.7	Exemples d'applications des diodes à effet tunnel résonnant . . . . .	131
3.5.7.1	Multiplication de fréquence . . . . .	133
3.5.7.2	Application en détection . . . . .	134
3.6	Conclusion . . . . .	135
<b>4</b>	<b>Transistor Tunnel Résonnant</b> . . . . .	<b>143</b>
4.1	Introduction . . . . .	143
4.2	Analyse des transistors à effet tunnel résonnant . . . . .	145
4.2.1	Le RHET . . . . .	145
4.2.2	Le R.T.F.E.T. . . . .	147
4.2.2.1	Principe . . . . .	147
4.2.2.2	Applications . . . . .	149
4.2.3	Le RTBT . . . . .	153
4.3	Transistor avec commande dans le puits . . . . .	155
4.3.1	Description du mode de fonctionnement . . . . .	155
4.3.1.1	Le BiQuaRTT . . . . .	155
4.3.1.2	Transistors à puits profond . . . . .	156
4.3.1.3	Transistor à base inversée . . . . .	157
4.3.2	Simulations des structures à puits profond . . . . .	159
4.3.2.1	Conception de la géométrie des transistors . . . . .	159
4.3.2.2	Hypothèse de bande plate dans le puits . . . . .	161
4.3.2.3	Commande par réaction de charge d'espace dans le puits	163
4.4	Technique de fabrication des transistors quantiques . . . . .	171
4.4.1	Les enjeux technologiques . . . . .	171
4.4.1.1	Attaque sélective . . . . .	172
4.4.1.2	Contact ohmique peu profond . . . . .	172
4.4.2	Exemple de réalisations . . . . .	173
4.5	Résultats expérimentaux . . . . .	179



4.5.1	Résultats . . . . .	179
4.5.2	Analyse . . . . .	183
4.6	Conclusion . . . . .	187
<b>5</b>	<b>Tunnel résonnant de trous dans le système GaInP/GaAs</b>	<b>195</b>
5.1	Introduction . . . . .	195
5.2	La structure double barrière GaInP/GaAs . . . . .	197
5.3	Fabrication de la structure test . . . . .	201
5.3.1	Epitaxie MOCVD . . . . .	201
5.3.2	Technologie de fabrication . . . . .	201
5.3.2.1	Description de la séquence épitaxiale . . . . .	201
5.3.3	Réalisation technologique . . . . .	202
5.4	Caractéristique courant-tension . . . . .	203
5.5	Analyse des résultats . . . . .	205
5.5.1	Approche simplifiée: séparation trous lourds-trous légers . . . . .	205
5.5.2	Description théorique du mixing trous lourds-trous légers . . . . .	209
5.5.2.1	Formalisme . . . . .	209
5.5.3	Résultats . . . . .	215
5.6	Conclusion . . . . .	219
	Conclusion générale . . . . .	225
<b>A</b>	<b>Résolution de l'équation de Schrödinger- Méthode de RUNGE KUTTA :</b>	
	détails numériques . . . . .	<b>227</b>

## **Introduction générale**

# Introduction Générale

L'électronique moderne fait de plus en plus appel à des fonctions analogiques très hautes fréquences et de logiques ultra-rapides. Cette recherche constante vers une rapidité accrue des dispositifs passe nécessairement par une diminution des dimensions des zones actives des composants. Si au départ cette réduction n'est qu'un problème d'échelle, on se heurte très rapidement à des aspects plus fondamentaux lorsque les dimensions mises en jeu deviennent comparables à la longueur d'onde de l'onde associée aux porteurs de charge. L'exploitation de la nature ondulatoire des porteurs n'est pas nouvelle. La diode à effet tunnel, pour laquelle les phénomènes de conduction sont basés sur la pénétration de la fonction d'onde dans une zone classiquement interdite, constitue l'une des premières démonstrations des effets quantiques en électronique. Le moteur des développements récents sur ce sujet est incontestablement la technologie pour laquelle des progrès considérables ont été réalisés ces quinze dernières années.

Dans le domaine des semiconducteurs, c'est principalement les hétérostructures qui ont bénéficié de ces avancées. Pour être plus précis, on a pu, grâce à la maîtrise des techniques d'épitaxies par jets moléculaires et par la méthode des organométalliques, faire croître en alternance différents matériaux dont les épaisseurs sont typiquement de quelques dizaines d'angströms. Cette maîtrise de l'épitaxie a permis de développer un très grand nombre de composants à transport vertical tels que les transistors bipolaires à hétérojonctions ou les composants dipôles à hétérostructures.

Parmi les concepts généraux liés aux effets quantiques, nous nous sommes attachés dans ce travail à tirer profit de l'effet tunnel résonnant que l'on peut observer dans les hétérostructures de type puits-double barrière. La figure 1 illustre la structure de base, le principe de fonctionnement ainsi que les caractéristiques statiques résultantes pour un dipôle utilisant l'effet tunnel résonnant. La zone active, constituée d'une double barrière et d'un puits, entraîne la localisation momentanée sur les niveaux quantiques des électrons supposés dans cet exemple majoritaires. Ces niveaux représentent des chemins privilégiés pour les électrons qui s'appêtent à franchir la structure double barrière par effet tunnel résonnant. Ceci est démontré par les pics observés dans les spectres de probabilité de transmission reportés à droite de la structure. La conduction est assurée entre deux réservoirs identifiés par les zones foncées et dont la distribution

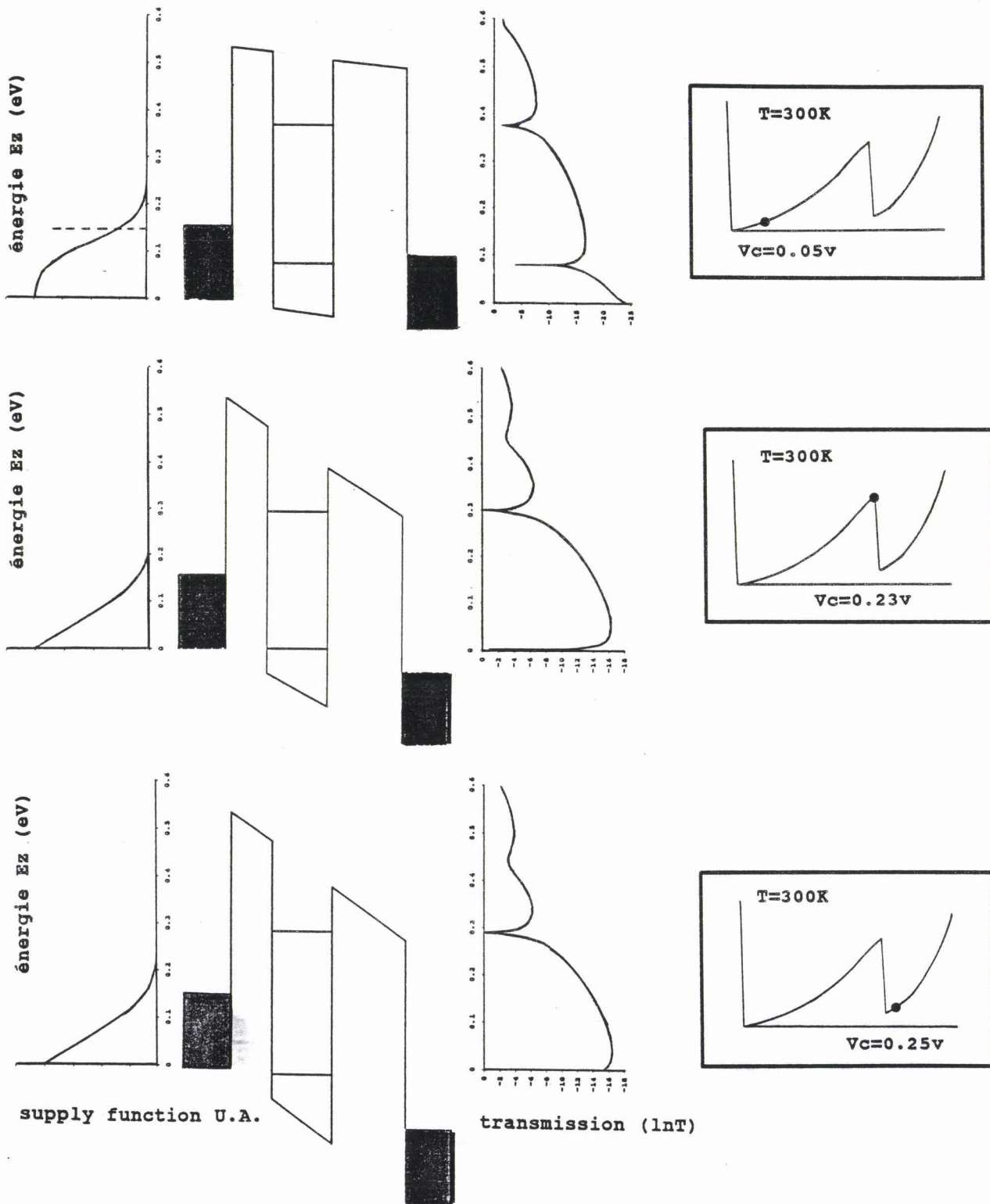


Figure 1: Illustration de l'effet tunnel résonnant.

en énergie est schématisée le plus à gauche. Les caractéristiques de conduction, qui font apparaître un effet de résistance différentielle négative, peuvent se comprendre à partir des trois conditions de polarisation représentées. Initialement, les porteurs traversent la structure par effet tunnel résonnant en profitant du niveau quantique fondamental. Lorsque celui-ci devient inaccessible aux porteurs incidents, une chute brutale du courant est attendue. Les contributions non résonnantes conduisent à une augmentation des valeurs de courant à plus forte polarisation.

Les avantages de cet effet d'interférence, entre les ondes associées aux électrons et qui conduit à l'effet de résonance, sont des temps de réponse très courts ( $< \text{ps}$ ) associés à des densités de courant qui peuvent être très importantes ( $> 100 \text{ kA/cm}^2$ ). Par ailleurs, ces effets sont observables à température ambiante ce qui n'est pas le cas pour la plupart des structures à effet interférentiel.

Notre travail se situe à la charnière entre la physique de base et les applications. Nous consacrerons un effort important à l'étude et la caractérisation de structures dipôles qui constituent les éléments de base de la plupart des dispositifs. Il nous semble que le dénominateur commun de ces études soit les phénomènes de réaction de charge d'espace qui ne peuvent plus être négligés dans la description réelle des composants. Ce terme de réaction de charge d'espace est à prendre au sens large puisque nous aborderons les problèmes de formation de barrière électrostatique dans les zones d'accès ainsi que la contre réaction menant à des phénomènes de bistabilité dans la zone quantique. Ces études seront menées à partir de simulations numériques relativement complètes et nous verrons que souvent nous arriverons à décrire la réalité expérimentale. Sur la base de ces études, nous essaierons de proposer des éléments d'optimisation des contrastes en courant et de la densité de courant résonnant. Il est bien évident que l'utilisation pratique des composants passe par un effort technologique visant à son intégration monolithique. Ceci constitue le deuxième volet des études présentées dans ce mémoire. Celui-ci va permettre de caractériser les composants tant en régimes statique que dynamique. Enfin nous effectuerons une recherche plus exploratoire vers la compréhension et la réalisation de composants tripôles où l'effet transistor a pour origine la modulation du flux résonnant d'électrons et vers la compréhension de l'effet tunnel résonnant de trous.

Pratiquement le manuscrit reprend les points suivants.

Dans le premier chapitre, nous exposerons les techniques numériques de modélisation des caractéristiques de conduction en régime statique. C'est principalement la répartition spatiale des fonctions d'onde et les spectres de transmission qui seront déterminés. Ces formalismes seront appliqués de façon relativement exhaustive aux structures  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$  en considérant respectivement les problèmes de transition gap direct-gap indirect, de bistabilité intrinsèque et de perturbation de potentiel à base de  $\text{GaInAs}$ .

Les études précédentes étant principalement focalisées sur la zone puits double barrière, nous traiterons dans le deuxième chapitre les zones d'accès pour lesquelles les mécanismes de diffusion, d'accumulation et de désertion jouent un rôle primordial. Ici également, nous analyserons le cas de structures incluant du  $\text{GaInAs}$  dans les zones d'accès.

La présentation du travail, relatif à la technologie et à la caractérisation dynamique, sera faite dans le troisième chapitre. Après un bref rappel des conditions de croissance de structures  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As}/\text{GaAs}$ , nous exposerons en détail les différentes étapes technologiques aboutissant à la fabrication de composants intégrés. Une caractérisation complète de l'impédance petit signal des composants réalisés nous permettra de proposer un schéma équivalent directement exploitable pour les applications en multiplication de fréquence et en détection.

Le quatrième chapitre traitera des dispositifs à effet tunnel résonnant dans une configuration tripôle. Après une phase de compréhension par la simulation des réseaux de caractéristiques, nous développerons des processus technologiques spécifiques qui mèneront à la commande d'états quantiques directement dans le puits.

Nous terminerons ce mémoire par une présentation des premiers résultats obtenus pour le système  $\text{GaInP}/\text{GaAs}$  pour lequel l'effet tunnel résonnant de trous se révèle favorable. La mise en évidence expérimentale d'un transport résonnant de trous sera complétée par une description théorique des corrélations qui peuvent exister entre sous-bandes de trous lourds et légers.

## **Chapitre 1**

### **Techniques numériques de modélisation des caractéristiques de conduction**

# Chapitre 1

## Techniques numériques de modélisation des caractéristiques de conduction

### 1.1 Introduction

La conception d'une structure double barrière à effet tunnel résonnant met en jeu un grand nombre de paramètres qu'ils soient d'origine physique ou géométrique. Lorsqu'on s'intéresse aux mécanismes physiques impliqués ainsi qu'aux caractéristiques de conduction résultantes, on constate une grande interdépendance des paramètres physiques et géométriques. Il en résulte que l'optimisation de ces composants vers des applications très haute fréquence par exemple ne peut se concevoir qu'avec l'aide de techniques de simulation.

Nous nous proposons dans ce chapitre d'analyser essentiellement la double barrière. Nous verrons plus en détail les zones tampon par la suite. A la base, il nous faut résoudre l'équation de Schrödinger unidimensionnelle. Celle-ci nous donne accès non seulement aux états propres mais aussi aux fonctions d'onde pour l'ensemble des valeurs d'énergie des porteurs incidents. On en déduit alors le spectre de transmission puis la caractéristique courant-tension. Muni de cet outil théorique, nous nous intéresserons essentiellement au système  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$  dont les principales difficultés proviennent de la transition gap direct-gap indirect ainsi que des grandes discontinuités en bande de conduction. Nous traiterons ensuite les processus de réaction de charge d'espace dans le puits. Enfin, fort de nos acquis, nous proposerons une structure à puits





enterré qui présente des potentialités intéressantes. Dans l'ensemble de cette étude, nous nous appuyerons dans la mesure du possible sur des relevés expérimentaux de caractéristiques  $I(V)$ .

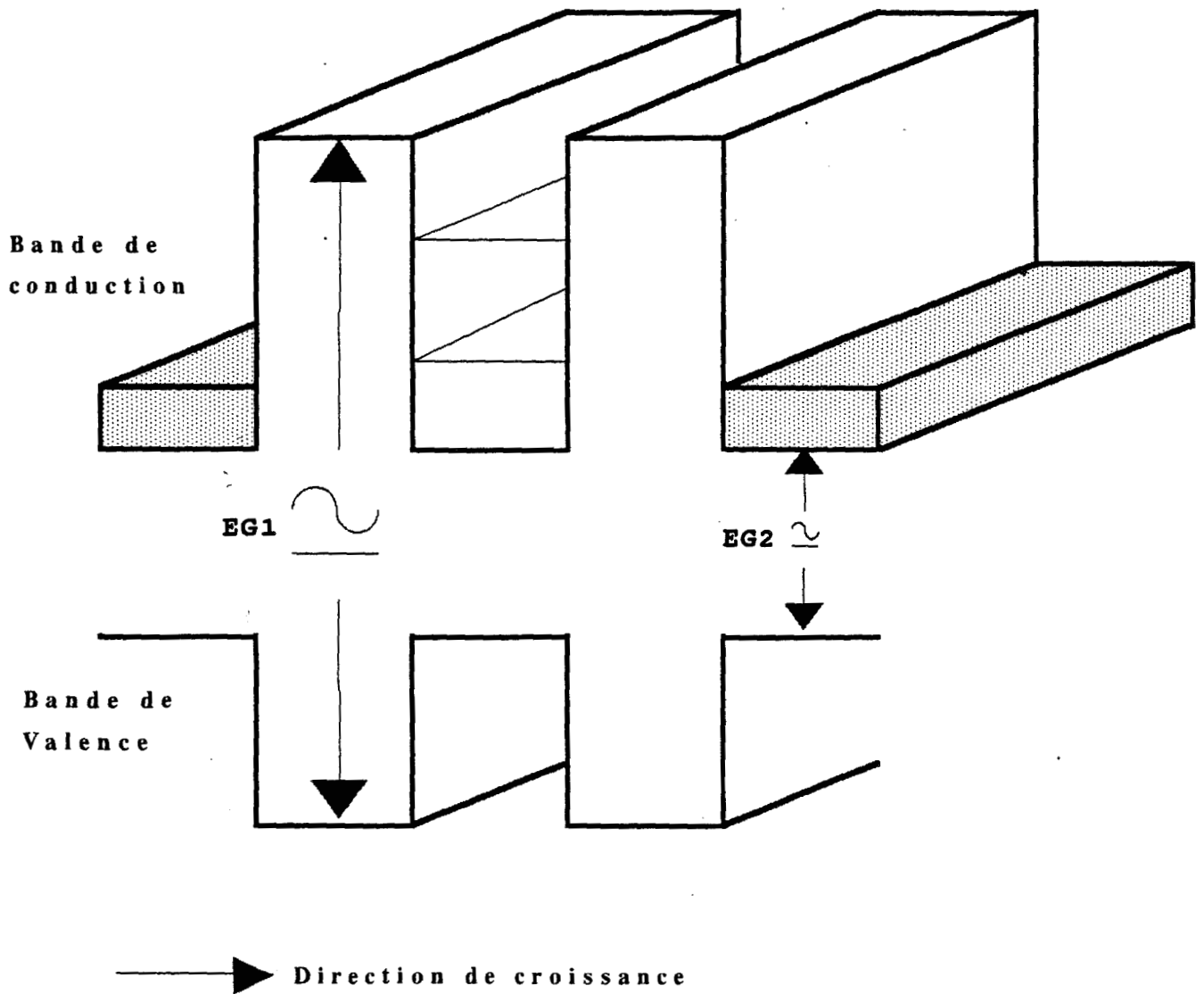
## 1.2 Résolution de l'équation de Schrödinger unidimensionnelle indépendante du temps

### 1.2.1 Motivations

Nous recherchons ici principalement à dériver les caractéristiques courant-tension pour des structures où le transport par effet tunnel est prépondérant. Il ne s'agit pas à proprement parlé d'un mécanisme de transport dans la mesure où celui-ci sous-entend des changements d'états. En fait, nous allons considérer dans un premier temps que l'onde représentative d'un état électronique conserve sa cohérence de phase et que seuls les processus de réflexion sur les barrières et d'atténuation par transmission partielle sont pris en compte. Dès lors, le calcul de la densité de courant tunnel en fonction de la polarisation revient à calculer la probabilité de transmission pour toutes les valeurs d'énergie accessibles aux électrons. On pondère ensuite le spectre de transmission par une fonction de distribution qui décrit la probabilité d'occupation des états énergétiques dans l'émetteur. Nous allons considérer ces deux étapes successivement.

### 1.2.2 Hypothèses

Le calcul du spectre de transmission se résume à un rapport en amplitude des fonctions d'onde transmises et incidentes. Il est toutefois souvent judicieux de représenter les variations spatiales des fonctions d'onde correspondantes aux états propres. Outre l'identification des résonances, l'analyse de ces fonctions renseigne sur l'intensité du couplage des états quantiques avec les zones adjacentes assimilables à un continuum.



**Figure 1.1:** Schématisation des bandes de conduction et de valence d'une structure double barrière à l'équilibre. Cette représentation montre les hypothèses d'interfaces abruptes et planes entre les différents matériaux épitaxiés.

Les résultats proposés seront obtenus dans le cadre des hypothèses suivantes :

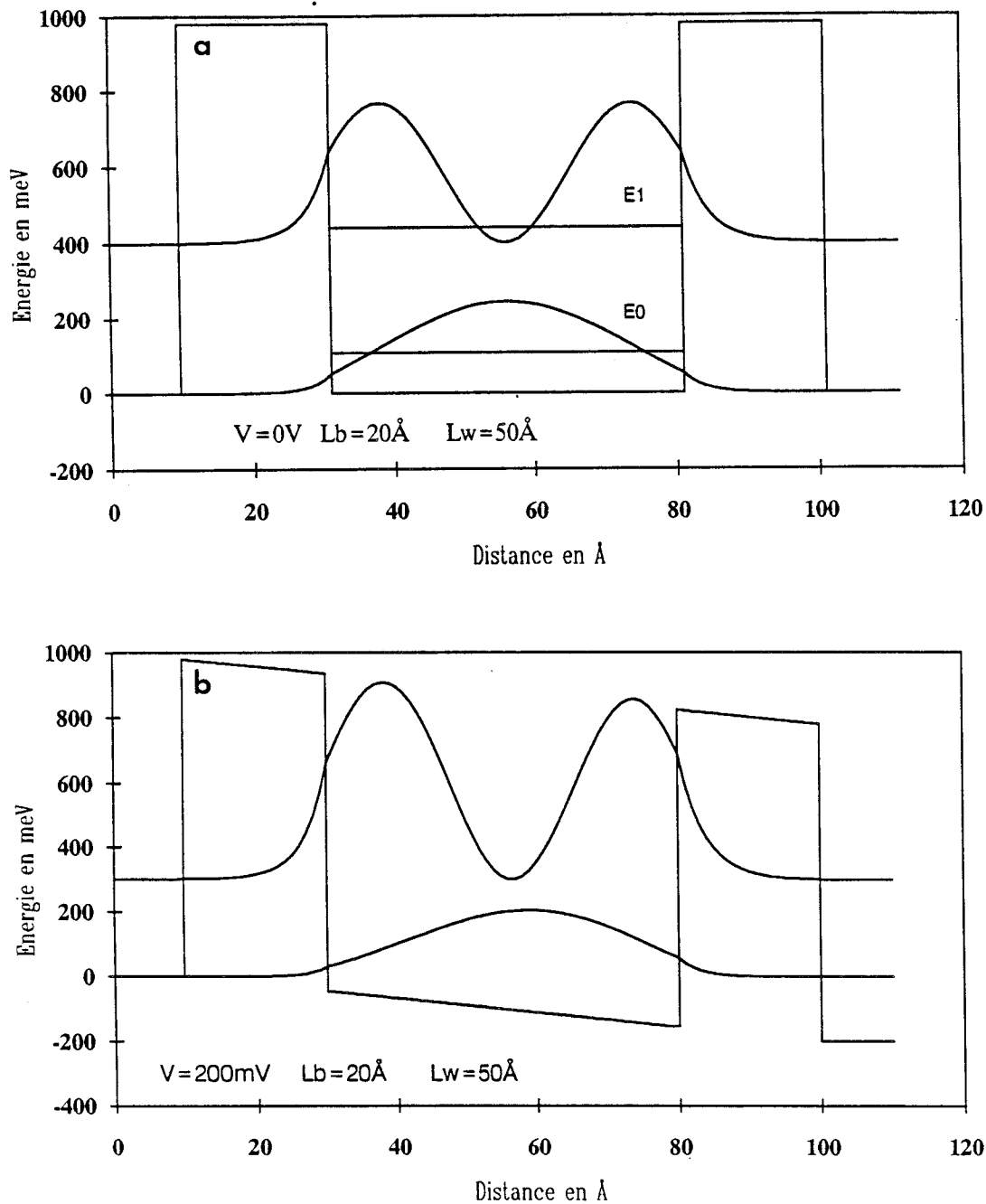
- Nous supposons que le problème se réduit à l'étude du mouvement des porteurs perpendiculairement aux couches semiconductrices. Par conséquent, la fonction d'onde ne dépendra que de l'énergie longitudinale  $E_z$ . Cette séparation des directions  $(x,y)$  de la direction de croissance  $(z)$  sous-entend que la quantité de mouvement parallèle aux interfaces est conservée dans l'interaction avec les barrières.
- Notre analyse sera faite dans l'approximation de la masse effective qui intervient dans l'Hamiltonien monoélectronique. En pratique, nous utiliserons la masse effective des matériaux en volume. Nous verrons la limite de ce concept dans le cas de discontinuités élevées (typiquement  $\Delta E_c > 500$  meV) et la nécessité d'une approche différente qui permet de rendre compte de la non parabolicité dans la bande interdite.
- Pour cette partie, le transport électronique constitue l'essentiel des phénomènes mis en jeu. Nous verrons dans le chapitre 5 que l'analyse du transport résonnant de trous nécessite en effet d'introduire un Hamiltonien décrivant les trous lourds et les trous légers.
- Enfin, les interfaces des hétérojonctions sont supposées abruptes comme le montre la figure 1.1 qui schématise le profil de potentiel typique d'une diode double barrière. Par ailleurs, nous négligerons les effets consécutifs aux fluctuations d'interfaces.

Ces hypothèses mènent à l'équation de Schrödinger unidimensionnelle en régime indépendant du temps.

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial}{\partial z} \psi(k_z, z) \right) + \left( V(z) - E_z \right) \psi(k_z, z) = 0 \quad (1.1)$$

où  $\psi(k_z, z)$  est la fonction enveloppe qui sera appelée par la suite fonction d'onde.  $V(z)$  est un potentiel variable sur l'espace qui tient compte des modulations de matériaux et du potentiel électrostatique.

L'équation de Schrödinger est résolue numériquement à l'aide d'un algorithme de type Runge-Kutta [1] dont la procédure est rappelée en annexe. Cette méthode s'est révélée stable avec une discrétisation spatiale raisonnable (pas typique 1 Å) et peut prendre en compte des potentiels  $V(z)$  de forme quelconque.



**Figure 1.2:** a) : Probabilités de présence électronique en unité arbitraire sur le premier et deuxième niveau à l'équilibre : les barrières sont en AlAs et le puits en GaAs.  
 b) : Probabilités de présence électronique en unité arbitraire sur le premier et deuxième niveau pour une tension de 200 mV. On note un décalage des fonctions d'onde vers le collecteur consécutif à une augmentation de la transparence de la barrière collecteur.

### 1.2.3 Fonction d'onde à l'équilibre

La figure 1.2a montre la densité de probabilité pour une énergie incidente égale à la première et à la deuxième résonance. La structure étudiée possède des largeurs de barrière en AlAs de 20 Å alors que le puits en GaAs mesure 50 Å. Une discontinuité de 980 meV en bande de conduction pour l'AlAs est communément admise. Enfin, une masse effective de  $0,150 m_o$  pour l'AlAs et  $0,067 m_o$  pour le GaAs constituent les derniers paramètres nécessaires aux calculs,  $m_o$  étant la masse de l'électron au repos.

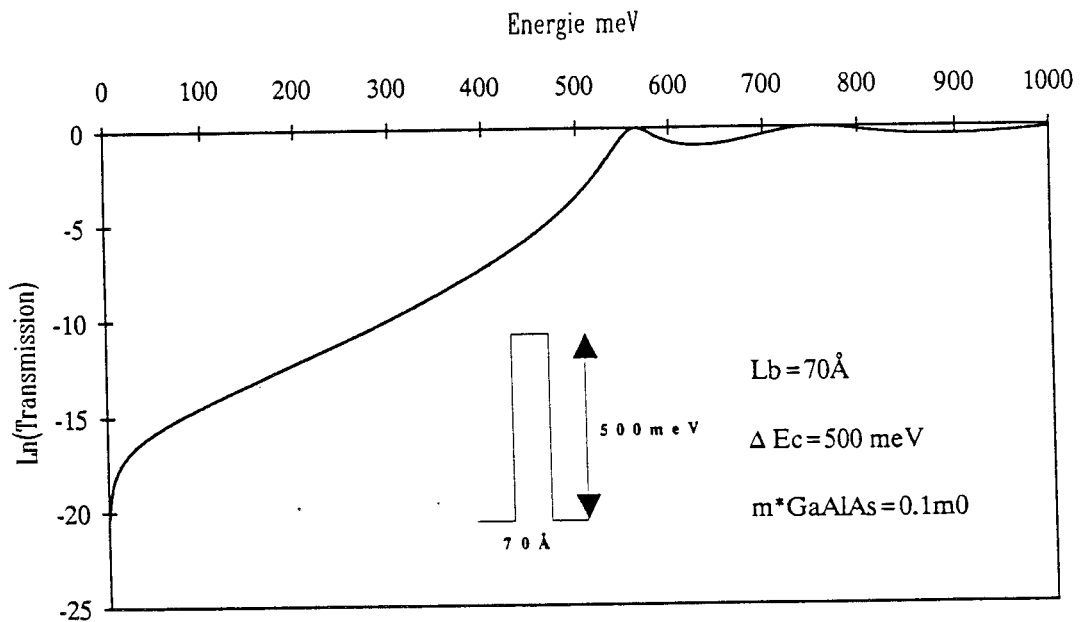
On constate tout d'abord une pénétration relativement importante des densités de probabilité dans les barrières de potentiel pour les deux états résonnants. Une ou deux demies longueurs d'onde s'étendent sur une largeur effective supérieure à la largeur du puits. On retrouve ici les raisonnements des états strictement confinés avec des barrières de hauteur finie et de largeur illimitée. En première analyse, par conséquent, nous pouvons avoir une idée assez exacte des énergies de résonance par un calcul des états propres pour un puits de potentiel entraînant une localisation stricte. Concrètement, le calcul revient à la résolution d'une équation transcendante [2].

Cependant, lorsqu'il existe un couplage avec le continuum, la durée de vie sur les états quantiques devient finie. Chaque valeur discrète de l'énergie résonnante est alors communément appelée état quasi-lié ou métastable. Nous verrons que les états quantiques présentent dans ce cas un certain étalement en énergie que l'on peut relier directement à la durée de vie.

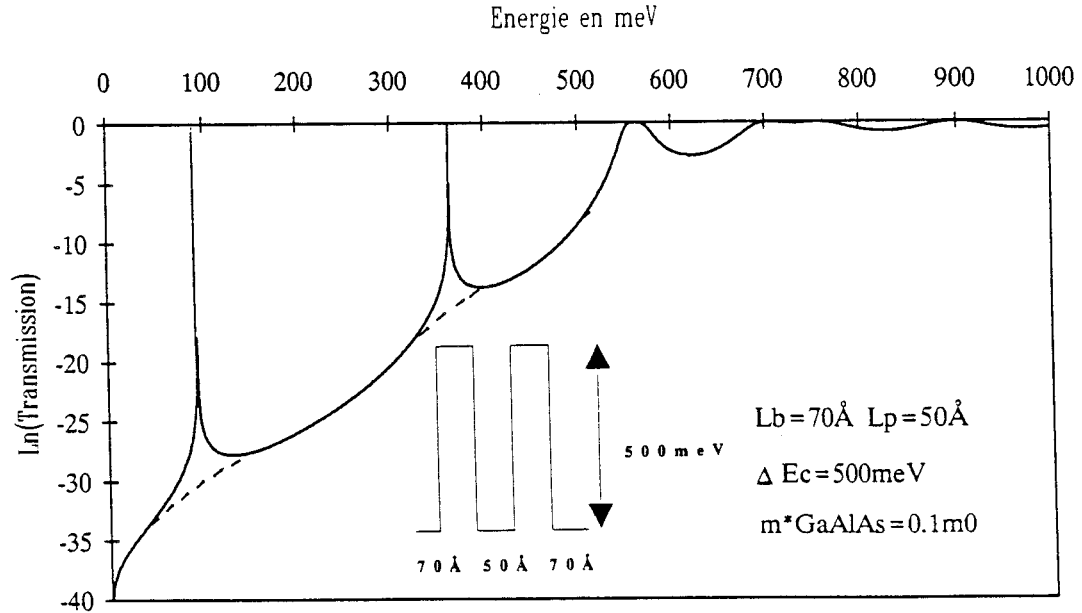
En dernière remarque, notons qu'aux interfaces, les fonctions d'onde visualisées sur les figures 1.2a et 1.2b présentent des légères ruptures de pente. Ceci est la conséquence directe du principe de conservation du courant [3] qui permet d'établir :

$$\frac{1}{m_g^*} \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)_{z=0^-} = \frac{1}{m_d^*} \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)_{z=0^+} \quad (1.2)$$

où  $m_g^*$  et  $m_d^*$  désignent les masses effectives à gauche et à droite de l'interface ici choisie arbitrairement en  $z = 0$ .



**Figure 1.3:** Transmission en fonction de l'énergie  $E_z$  pour une simple barrière  $\text{Ga}_{0,4}\text{Al}_{0,6}\text{As}$ . Les oscillations pour  $E > \Delta E_c$  sont des effets de réflexions quantiques.



**Figure 1.4:** Transmission à l'équilibre d'une structure double barrière. L'apparition de pics dans la transmission reflète la présence de niveaux résonnants dans le puits.

### 1.2.4 Fonction d'onde hors équilibre

Sous l'action d'une polarisation extérieure et dans l'hypothèse d'un champ électrique constant, les fonctions d'onde associées aux deux premiers états propres subissent des modifications illustrées sur la figure 1.2b. Les niveaux quantiques se décalent par rapport à la valeur d'énergie de référence prise au bas de la bande de conduction côté émetteur. Pour le premier niveau, on observe alors une augmentation du couplage avec le collecteur consécutif à une transparence accrue de la barrière droite, ces conséquences directes de l'application d'un champ électrique constituent les effets prépondérants. En effet, compte tenu des dimensions géométriques considérées ainsi que les valeurs de champ électrique interne, les effets de "Stark-Shift" sont négligeables [4] [5].

### 1.2.5 Calcul de la transmission

Nous allons illustrer le calcul de transmission sur deux exemples respectivement la structure simple barrière et double barrière.

La figure 1.3 donne le spectre de transmission pour une simple barrière en  $\text{Ga}_{0,4}\text{Al}_{0,6}\text{As}$  d'épaisseur  $70 \text{ \AA}$ , le matériau de référence étant constitué de GaAs. Jusqu'à des valeurs d'énergie voisines de la hauteur de la discontinuité, le spectre  $T(E_z)$  est monotone avec des valeurs de probabilité de transmission extrêmement faibles aux basses énergies. Les oscillations que l'on peut discerner pour  $E_z > \Delta E_c$  résultent du phénomène d'interférence constructive des ondes progressives entre les plans définis par les interfaces des hétérostructures.

Dans le cas de la double barrière, on obtient le spectre de transmission donné sur la figure 1.4. Ici la structure est symétrique avec une largeur de barrière en GaAlAs de  $70 \text{ \AA}$  et un puits de GaAs de  $50 \text{ \AA}$ . Le pourcentage d'aluminium vaut 60%. Bien qu'opaques séparément, deux barrières et un puits forment un système aux propriétés fondamentalement différentes. On constate que pour cette structure à l'équilibre (champ électrique nul) le coefficient de transmission prend des valeurs unitaires pour les énergies de résonance. En revanche, pour des structures dissymétriques, sous l'action d'une polarisation notamment, ceci n'est plus vérifié [6]. Ce phénomène de résonance peut s'interpréter comme une construction interférentielle côté collecteur des ondes interagissant avec la double barrière [7]. De plus, on peut montrer que l'enveloppe des états hors résonance, représentée en trait pointillé sur la figure 1.4, équivaut à celle d'une simple barrière de largeur égale à la somme des deux barrières élémentaires.



La dernière remarque concerne le spectre de transmission au voisinage des énergies de résonance. On définit leur largeur à mi hauteur  $\Gamma_e$  qui est d'autant plus importante que le couplage avec les états de continuum est accru. Le temps de durée de vie du niveau quantique correspondant à chaque énergie de résonance peut être relié à  $\Gamma_e$  par une relation du type [8] :

$$\tau_e = \frac{\hbar}{\Gamma_e} \quad (1.3)$$

$\hbar$  = quantum de moment cinétique.

$\tau_e$  = temps de durée de vie du niveau.

A titre d'exemple, pour une structure avec  $L_b^1 = 50 \text{ \AA}$  et  $L_p^2 = 50 \text{ \AA}$  avec un pourcentage  $x = 0,3$  d'aluminium pour les barrières, on obtient pour le niveau fondamental et à l'équilibre un temps de 0,2 ps ce qui correspond à une largeur à mi-hauteur de 3 meV. Ceci explique en partie les fréquences de fonctionnement de certains dispositifs comme les oscillateurs à 710 GHz [9], les détecteurs à 2,5 THz [10] et les multiplicateurs de fréquence à 320 GHz [11].

### 1.2.6 Caractéristique courant-tension

Connaissant le spectre de transmission, quelque soit la valeur du potentiel appliqué, l'expression du courant à une tension  $V_c$  s'obtient en menant à bien le calcul de l'intégrale [12].

$$J(V_c) = \frac{qm^*k_b\theta}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty T(E_z, V_c) \mathfrak{S}(E_z, V_c) dE_z \quad (1.4)$$

---

<sup>1</sup>Lb = largeur de barrière

<sup>2</sup>Lp = largeur de puits

*Le courant est obtenu du calcul*

$m^*$	=	masse effective de l'électron dans l'émetteur.
$E_z$	=	énergie des porteurs dans la direction perpendiculaire aux couches.
$k_b$	=	constante de Boltzmann.
$T(E_z, Vc)$	=	spectre de transmission.
$\theta$	=	température.

La fonction  $\mathfrak{S}(E_z, Vc)$  intervenant dans l'expression (1.4) est appelée fonction d'alimentation ou "Supply function". Elle reflète la distribution sur les états d'énergie  $E_z$  des porteurs côté émetteur et collecteur. Elle est obtenue en intégrant la distribution de Fermi sur les  $k_{//}$ . Son expression est dans le cas de dopages égaux des réservoirs côté émetteur et collecteur [13].

$$\mathfrak{S}(E_z, Vc) = \ln \left\{ \frac{1 + \exp[(E_f - E_z)/k_b\theta]}{1 + \exp[(E_f - E_z - qVc)/k_b\theta]} \right\} \quad (1.5)$$

où  $Vc$  est la tension aux bornes du composant.

Le terme figurant au dénominateur représente la fonction d'alimentation du collecteur. Pratiquement, il devient négligeable devant celui décrivant l'alimentation de l'émetteur situé au numérateur pour des tensions de quelques dizaines de mV. On obtient alors une expression relativement simple de  $\mathfrak{S}(E_z, Vc)$  qui, dans l'hypothèse des basses températures, prend une forme triangulaire dès que la tension dépasse quelques dizaines de mV. Précisons toutefois que pour les hétérostructures de type composants prévues pour fonctionner à 300 K, la queue de distribution en énergie (c'est-à-dire  $E_z > E_f$ ) joue un rôle prépondérant. Elle est responsable de la composante de courant dite courant assisté thermiquement et introduit une forte proportion de courant non résonnant dans la mesure où pour ces valeurs d'énergie les transmissions hors résonance sont importantes.

Le résultat de l'expression (1.4) est directe en effectuant l'intégration jusqu'à des valeurs de quelques  $kT$  au-dessus du niveau de Fermi. Une méthode d'intégration à pas variables concourt également à des temps de calcul raisonnables.

Pour nous aider à chiffrer les ordres de grandeur intervenant dans les caractéris-

tiques de conduction, il peut être utile de rappeler que [1] :

- Le rapport  $J_p/J_v$  (densité de courant pic =  $J_p$  ; densité de courant vallée =  $J_v$ ) varie en  $1/T$  ;  $T$  = transmission élémentaire de la barrière la plus transparente.
- La densité de courant-pic est en première approximation limitée par la transmission de la barrière la plus opaque ainsi que par la largeur de la résonance  $\Gamma_e$

$$J_p \sim \frac{qm^*(E_f - E_o)}{4\pi\hbar^3} T_{res} \Gamma_e \quad (1.6)$$

$T_{res}$  : le maximum du spectre de transmission.

$E_o$  : Energie mesurée par rapport au bas de la bande de conduction fournissant la valeur maximale du courant à la polarisation considérée.

- Pour cette dernière grandeur, on montre que  $\Gamma_e$  peut être approximé par :

$$\Gamma_e = \frac{E_1}{\pi} (T_g + T_d) \quad (1.7)$$

$T_g, T_d$  : transmission élémentaire des barrières gauche et droite.

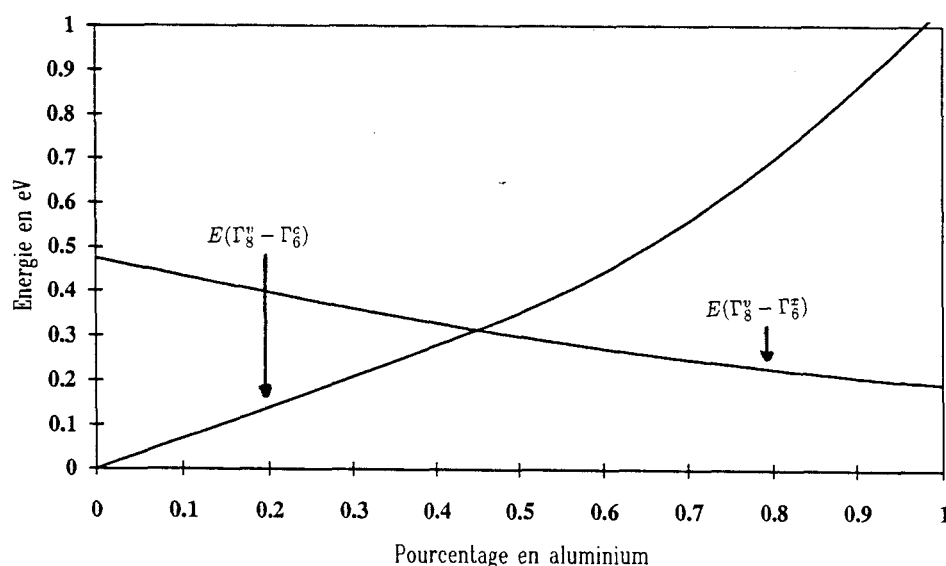
$E_1$  : valeur de l'énergie du niveau fondamental.

Ceci laisse entrevoir une ingénierie de structures complexes basée sur le choix judicieux de géométries et de matériaux.

Avant d'aborder les calculs de courant pour les structures GaAlAs/GaAs, il nous semble important de revenir sur l'hypothèse relativement optimiste d'un transport purement cohérent. En effet, il existe fatalement durant le passage des électrons à travers la structure une probabilité non négligeable qu'ils subissent des interactions sur phonons notamment. On peut appréhender de façon extrêmement globale les implications que peuvent avoir ces termes de perturbation par un paramètre phénoménologique  $\gamma$  mesurant le degré de la perte de cohérence. Nous ne développerons pas ici cette approche déjà largement abordée [7] [14] [15]. Nous retiendrons cependant de ces études que quantitativement on introduit une légère diminution du courant pic alors que l'on observe une augmentation drastique du courant vallée. Il en résulte une forte diminution du contraste en courant dont les valeurs sont plus proches de l'expérience. Quoiqu'il en soit, l'approche cohérente reste relativement satisfaisante pour de nombreuses applications. Elle mène à des résultats probants comme l'évaluation de la température critique à laquelle disparaît l'effet de résistance différentielle négative [16].

### 1.3 Application aux cas des structures double barrière $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$ $0 < x \leq 1$

Outre le fait que la croissance dans le système de matériaux  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$  soit bien maîtrisée, comme nous le verrons dans le chapitre 3, le confinement des électrons et des trous se fait dans le matériau de plus faible gap (hétérostructure de type I). Cette localisation est d'autant plus importante que le pourcentage d'aluminium est élevé. On se heurte cependant, à un pourcentage  $x$  croissant, au problème du passage en gap indirect pour les matériaux constituant les barrières. Cette transition est illustrée figure 1.5 où nous avons reporté les variations des grandeurs  $E(\Gamma_8^y - \Gamma_6^c)$  et  $E(\Gamma_8^y - \Gamma_6^x)$  en fonction du pourcentage d'aluminium [17]. On constate le changement de nature gap direct-gap indirect pour une composition  $x \sim 0,4$ . Il en résulte une ambiguïté quant au choix de la discontinuité lorsque le pourcentage d'aluminium dépasse cette valeur critique. Pour illustrer le problème, nous allons nous placer dans deux situations pour lesquelles il nous est possible d'effectuer une comparaison théorie-expérience et qui concernent les diodes double barrière  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$  avec  $x = 0,3$  et  $x = 1$ .



**Figure 1.5 :** Variation de  $E(\Gamma_8^y - \Gamma_6^c)$  et  $E(\Gamma_8^y - \Gamma_6^x)$  en fonction du pourcentage d'aluminium pour une hétérostructure  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$ . Le changement de nature du gap intervient pour  $x \sim 40\%$ .

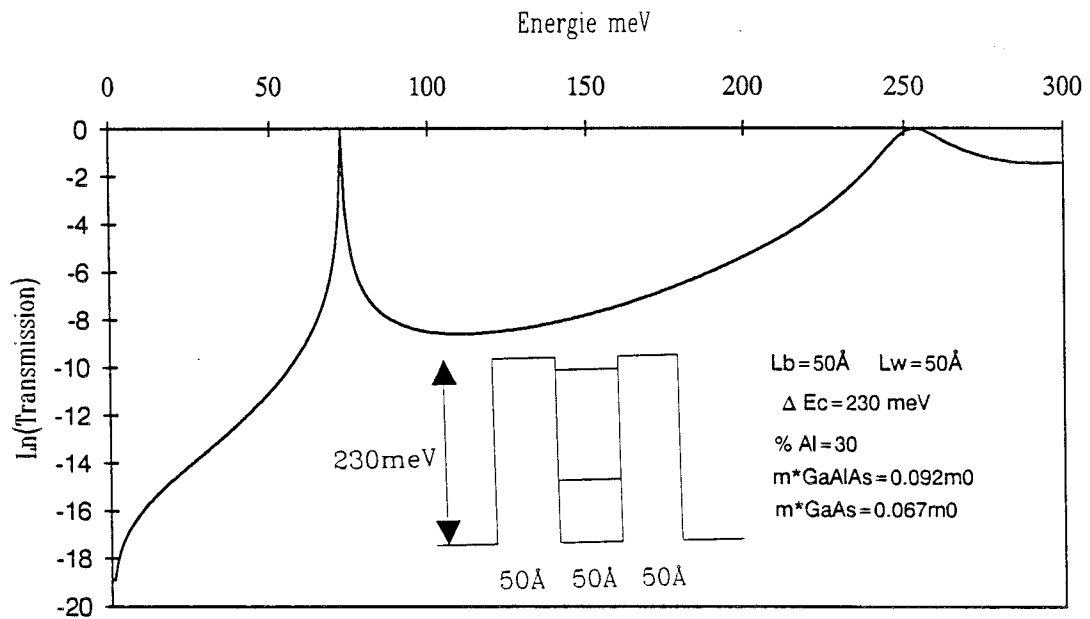


Figure 1.6: Transmission en fonction de l'énergie pour une double barrière symétrique à l'équilibre, le deuxième niveau est quasi-virtuel.

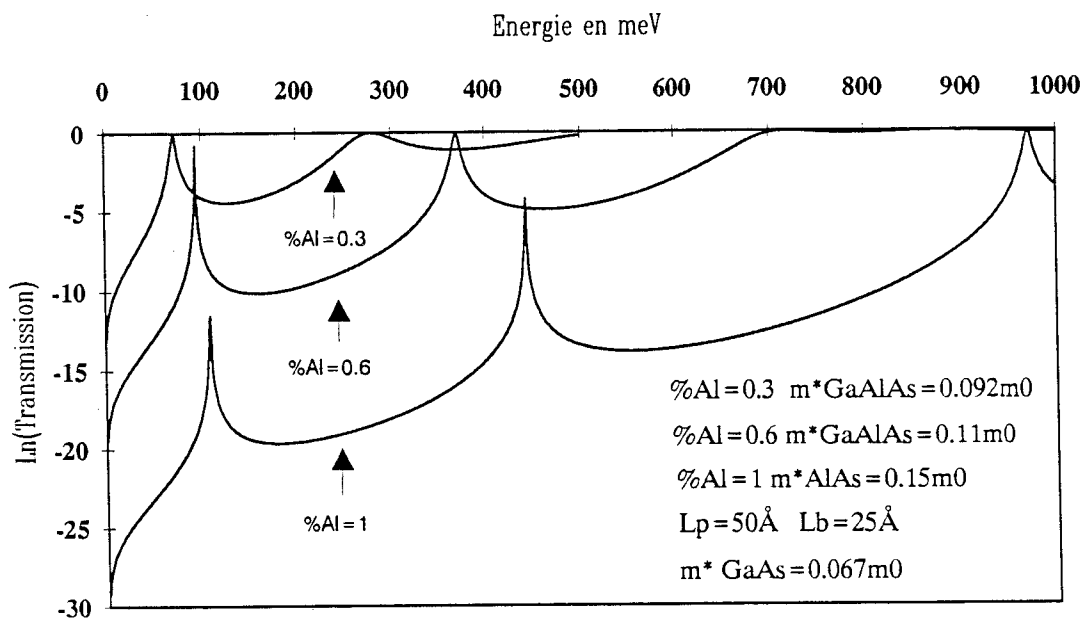


Figure 1.7: Incidence de l'augmentation de % x d'aluminium sur une structure symétrique à l'équilibre. La largeur à mi-hauteur des pics de transmission décroît fortement avec x.

### 1.3.1 Confinement par vallée $\Gamma$

#### 1.3.1.1 Simulation des structures $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ , $x \leq 0,4$

La figure 1.6 donne le résultat de la courbe de transmission  $T(E_z)$  à l'équilibre pour une hétérostructure  $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ ,  $L_b = 50 \text{ \AA}$  /  $\text{GaAs}$ ,  $L_p = 50 \text{ \AA}$  /  $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ ,  $L_b = 50 \text{ \AA}$ . La discontinuité  $\Delta E_c$  est prise égale à 230 meV, les masses effectives sont de  $0,067 m_0$  pour le  $\text{GaAs}$  et  $0,092 m_0$  pour le  $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ . Deux niveaux résonnants à 77 meV et 250 meV peuvent être identifiés, le second niveau étant virtuel. Le calcul de la caractéristique statique à 300 K donne une densité de courant pic de l'ordre de la dizaine de  $\text{kA/cm}^2$  en supposant une dégénérescence dans l'émetteur  $E_f - E_c = 50 \text{ meV}$ , ce qui correspond à un dopage en pratique de l'ordre de  $10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$ . Les ordres de grandeur de  $J_{\text{pic}}$  calculés sont en assez bon accord avec l'expérience montrant la validité de la description par les points  $\Gamma$  dans ce cas.

#### 1.3.1.2 Simulation des structures $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ ; $x > 0,4$

En revanche, pour  $x > 0,4$ , on note un désaccord très important pour le pic de courant entre les résultats de calcul et l'expérience. Sur la figure 1.7, nous montrons comment une augmentation du pourcentage d'aluminium modifie le spectre de transmission à l'équilibre. Dans l'hypothèse d'un confinement de type  $\Gamma$ , le résultat marquant est la réduction extrêmement importante de la largeur des pics de transmission à  $x$  croissant. Ceci entraîne une baisse considérable des valeurs de courant dans la mesure où c'est l'intégrale de la transmission qui intervient dans le calcul de celui-ci. Par ailleurs, on constate un décalage des niveaux résonnants vers les états de haute énergie directement associé à l'augmentation des barrières de potentiel.

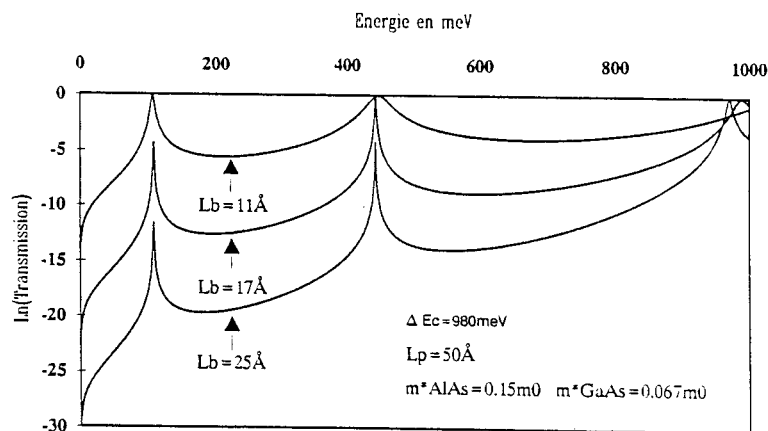


Figure 1.8: Influence de la largeur des barrières sur les profils  $T(E_z)$ .

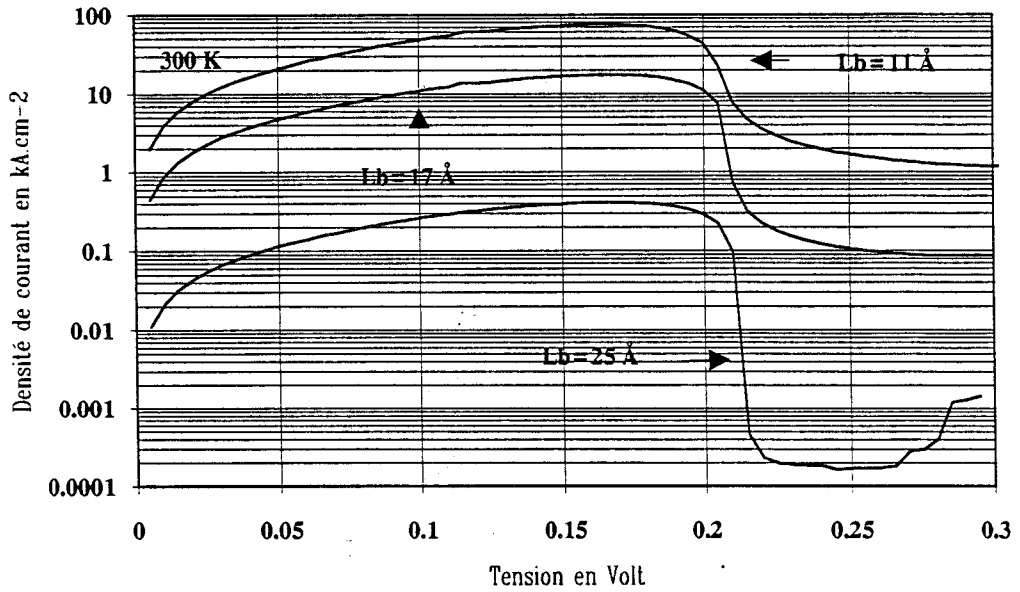


Figure 1.9: Caractéristique statique  $I(V)$  en fonction de  $L_b$  pour des structures symétriques AlAs/GaAs.  $J_p$  décroît mais le contraste en courant augmente en fonction de  $L_b$ .

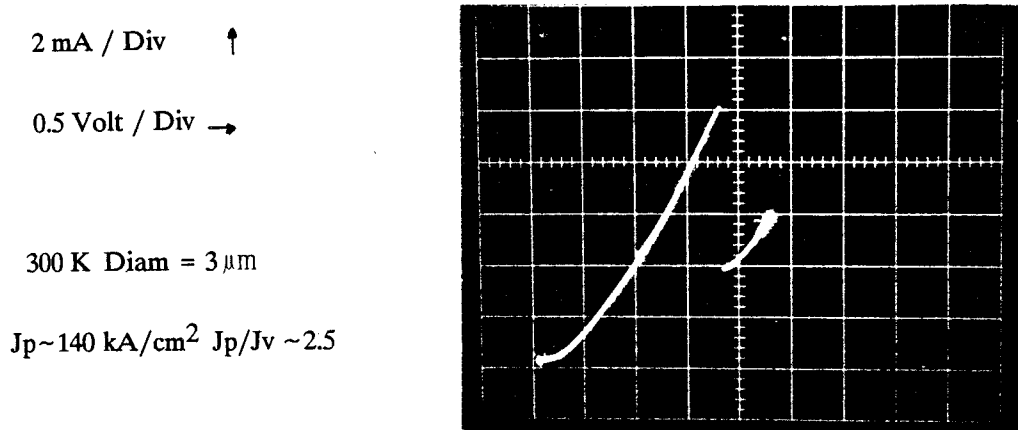


Figure 1.10: Caractéristique de conduction d'un échantillon AlAs/GaAs de  $3 \mu\text{m}$  de diamètre. Les barrières font  $17 \text{ \AA}$  de large et le puits  $45 \text{ \AA}$ .

Si maintenant on ne considère que le cas d'hétérostructures en AlAs/GaAs, de largeurs de barrière différentes, on obtient les résultats de la figure 1.8 calculés pour  $L_b$  valant 11,17,25 Å respectivement. Des effets similaires en ce qui concerne la sélectivité des pics de résonance sont démontrés. En terme de courant, les résultats sont reportés sur la figure 1.9. En faisant varier  $L_b$  de 11 Å à 25 Å, on diminue la densité de courant de deux ordres de grandeur. Une première comparaison théorie-expérience peut être faite à partir de la figure 1.10 qui montre la caractéristique  $I(V)$  d'une diode AlAs,  $L_b = 17$  Å/GaAs,  $L_p = 45$  Å/AlAs,  $L_b = 17$  Å. La section est ici de  $3,5 \mu\text{m}^2$  ce qui donne des densités de courant voisines de  $140 \text{ kA/cm}^2$  alors que nous avons calculé numériquement une valeur de  $17 \text{ kA/cm}^2$ . Ce désaccord sur les valeurs de courant ne peut s'expliquer par l'incertitude sur la largeur des barrières dans la mesure où celles-ci ont été contrôlées par R.H.E.E.D. (Reflection High Energy Electron Diffraction) durant l'épitaxie. On constate également que les valeurs de contraste en courant calculées sont très optimistes en comparaison des valeurs expérimentales. Théoriquement, nous calculons  $J_p/J_v = 473$  alors qu'expérimentalement, nous relevons une valeur de  $J_p/J_v = 2,5$ .

Plusieurs hypothèses peuvent être émises pour améliorer la description théorique des structures AlAs/GaAs. Elles concernent la possibilité d'un transport par vallées  $X$ , la perte de cohérence, l'inadéquation d'une masse de bas de bande de conduction.

### 1.3.2 Confinement par vallée $X$

Lorsqu'on inclut la possibilité d'un transport par vallée  $X$ , le problème se complique notablement dans la mesure où l'on se heurte à l'anisotropie fortement marquée de la structure de bande. On peut s'en rendre compte au vu des isoénergies calculées par la méthode du pseudopotential pour l'AlAs dans le plan  $\Gamma, X, K$  données dans la référence [18].

Plusieurs auteurs ont montré la possibilité de deux types d'effet tunnel.

Le premier est un processus direct et fait intervenir la vallée  $X$  dans la direction (001) correspondant à la direction de croissance [19]. C'est alors la masse longitudinale de la vallée  $X$  qui doit intervenir dans le calcul des probabilités de transmission.

Le second met en jeu des interactions inélastiques. Les électrons ont alors la possibilité d'accéder aux vallées latérales. Dans ce dernier cas la masse transverse, nettement

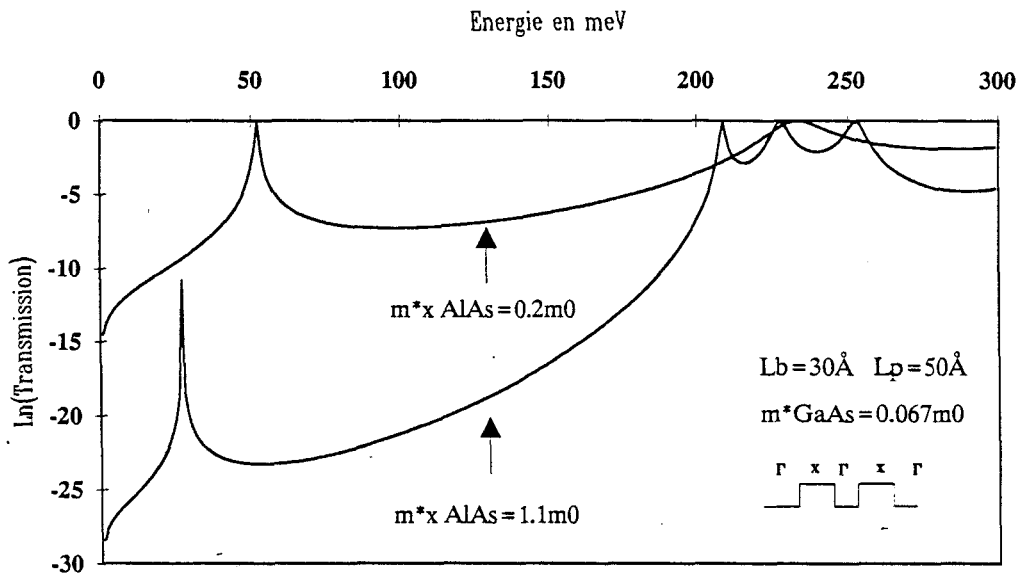


plus faible, fixe la valeur des transmissions. Insistons sur l'énorme différence entre la masse longitudinale  $m_i^{*X} \simeq 1,1m_o$  et transversale  $m_i^{*X} \simeq 0,2 m_o$  qui augmente encore l'incertitude des prédictions théoriques. De plus, il est peu probable qu'un type de passage par effet tunnel se fasse à l'exclusion de tout autre. Il existe fatalement un mélange non seulement entre vallées  $X$  et vallées  $\Gamma$  mais aussi entre vallées  $X$  entre elles. Afin d'évaluer les contributions de chacun des processus par la transmission, nous avons repris une démarche adoptée par Mendez [20] pour une structure double barrière qui consiste à considérer les combinaisons possibles à partir des situations  $\Gamma - X$  élémentaires. Nous en avons sélectionné trois qui nous semble les plus représentatives. Ce sont :

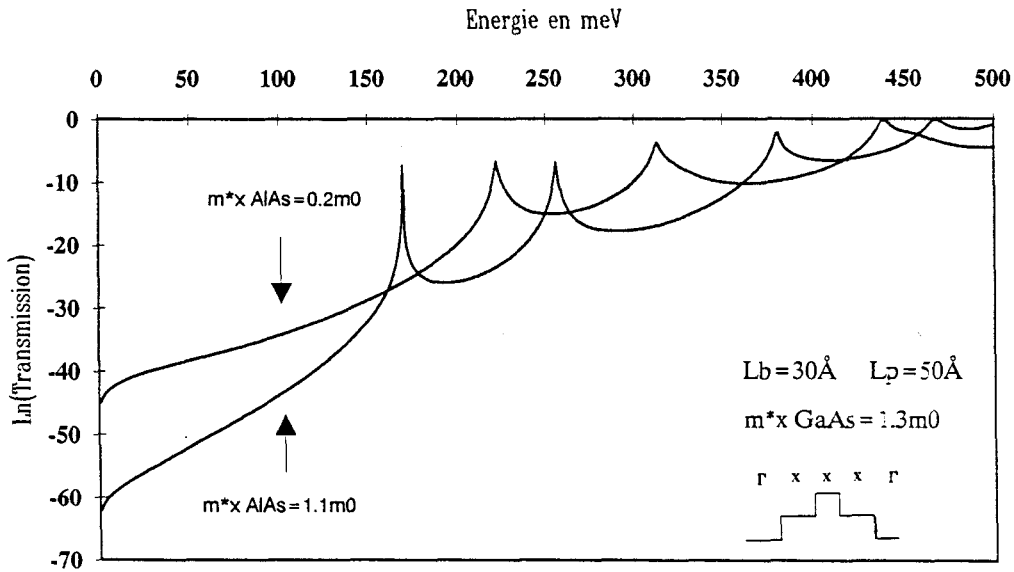
Cas n ° 1	$\Gamma X \Gamma X \Gamma$
Cas n ° 2	$\Gamma X X X \Gamma$
Cas n ° 3	$X X X X X$

Tous les spectres de transmission proposés par la suite sont relatifs à une structure symétrique avec  $L_b = 30 \text{ \AA}$  en AlAs et  $L_p = 50 \text{ \AA}$  en GaAs. Le spectre de transmission pour le cas n ° 1, qui correspond à une double barrière construite à partir des discontinuités de types  $X$ , est donnée sur la figure 1.11. Ce calcul a été effectué pour les valeurs des masses longitudinales et transversales, la discontinuité entre la vallée  $X$  de AlAs et la vallée  $\Gamma$  de GaAs vaut 190 meV. On constate que la position des pics ainsi que leur intensité peuvent renseigner sur le type de processus par effet tunnel élastique ou inélastique mis en cause. En revanche, il nous semble difficile de traiter des situations de mélange dans la mesure où un simple principe de superposition n'est pas applicable.

Pour le cas n ° 2, nous obtenons les résultats de la figure 1.12. La discontinuité entre vallée  $X$  et vallée  $\Gamma$  dans GaAs vaut 480 meV, les autres paramètres restent identiques. Des pics dans la transmission sont apparents et ce sans l'existence de puits à proprement parlé. Ce n'est pas le cas en polarisation où il se forme un puits triangulaire entre le profil  $X$  de l'AlAs et  $X$  du GaAs. Une étude expérimentale ainsi que l'analyse de ces effets ont été publiées dans la référence [21].



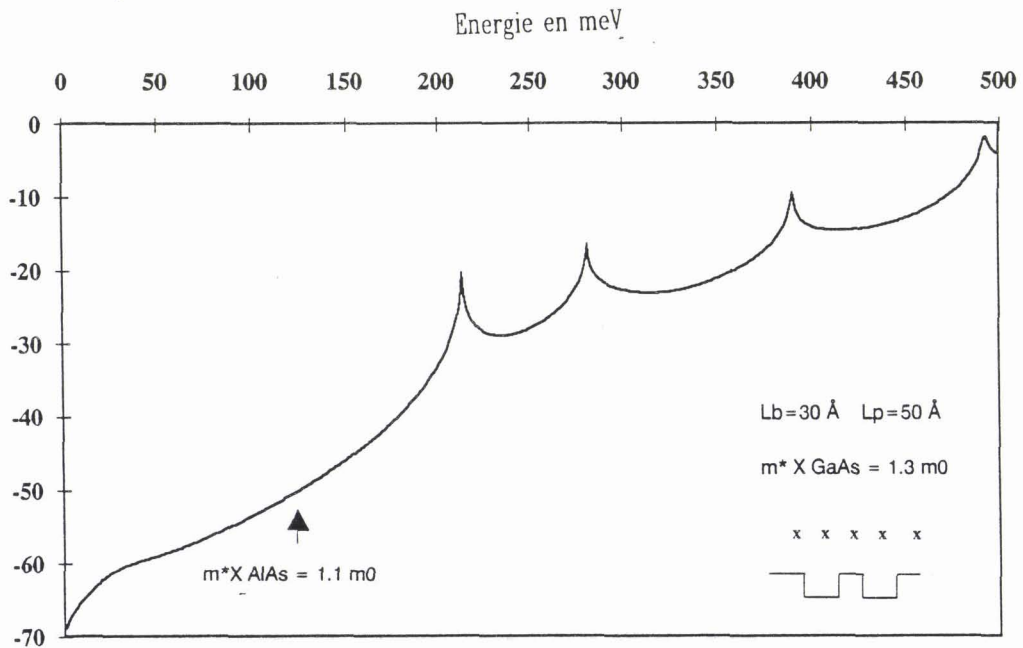
**Figure 1.11 :** Transmission à l'équilibre en fonction de l'énergie  $Ez$  pour un profil de potentiel  $\Gamma X \Gamma X \Gamma$ . L'utilisation d'une masse effective longitudinale ( $m^* = 1,1 m_0$ ) et transversale ( $m^* = 0,22 m_0$ ) dans les barrières en AlAs mène à deux spectres différents.



**Figure 1.12 :** Transmission à l'équilibre  $T(Ez)$  avec un profil de potentiel  $\Gamma X X X \Gamma$  avec la prise en compte des masses longitudinale et transversale pour l'AlAs et le GaAs. On note des pics de transmission dus aux phénomènes de réflexion quantique, le profil ne présentant pas de puits à proprement parlé.

Enfin, le cas n° 3 mène à un système de type double puits. On identifie, dans les variations de la transmission  $T$  en fonction de  $E_z$  reportées sur la figure 1.13, un doublet situé à basse énergie qui témoigne du confinement des porteurs dans les vallées  $X$  d'AlAs. Bien que les largeurs de barrières soient identiques dans ce cas, le couplage assuré par la barrière  $X$  du GaAs conduit à scinder l'état fondamental initial en deux pics de résonance.

En résumé, nous retiendrons que le premier chemin crée un niveau situé à basse énergie, fortement couplé au continuum comme l'atteste sa largeur à mi-hauteur. Cela peut permettre d'augmenter de façon significative la densité de courant pic. En revanche, les cas 2 et 3 créent des résonances situées à plus hautes énergies. Elles ne vont donc intervenir qu'à forte polarisation et joueront principalement un rôle dans les contributions de courant vallée. Quantitativement, cependant, il nous semble difficile de pondérer chacun des mécanismes et ainsi remonter aux phénomènes responsables des caractéristiques de conduction.



**Figure 1.13:** Transmission à l'équilibre  $T(E_z)$  avec un profil de potentiel XXXXX avec la prise en compte de la masse longitudinale de l'AlAs et du GaAs. Ce profil double puits mène à plusieurs résonances.

### 1.3.3 Mixing $\Gamma - X$

Il nous reste maintenant à préciser le degré de mélange entre les processus par vallée  $\Gamma$  et vallées  $X$ . Par ailleurs, il convient de donner un ordre de grandeur des épaisseurs critiques de barrière pour lesquelles le transport par vallées  $X$  devient prépondérant. Si les simulations précédentes nous permettent d'étudier l'influence de tel ou tel chemin, en aucun cas elles ne chiffrent l'importance relative des processus élémentaires. Il faut utiliser, dans ce cas, des modèles plus fondamentaux tels que ceux proposés par Ando [22] utilisant la méthode de type liaisons fortes ou ceux reportés par March [23] et Ko et Inkson [24] qui utilisent la méthode du pseudopotentiel. De plus, nous allons essayer de voir si cette information peut être accessible par des études expérimentales.

Théoriquement, Ko et Inkson [24] font une étude de la transmission d'une double barrière avec des largeurs  $L_b$  qui varient entre 5,65 Å et 113 Å en incluant ou négligeant le transport multi-état. Ils montrent que pour des  $L_b \geq 50$  Å les états  $X$  ont une influence notable sur les courbes de transmission. En revanche, pour des largeurs de barrière égales à 28,3 Å, les différences se situent dans l'existence de résonance et d'antirésonance qui ont peu d'influence sur la valeur de courant. On peut trouver des conclusions similaires d'après les études reportées dans les références [22] et [23].

Expérimentalement, il a été également montré que pour des largeurs relativement faibles, les phénomènes de transport mettant en jeu les vallées  $X$  sont du second ordre. Ainsi Landheer [25], à partir d'une étude sur des simples barrières de largeurs différentes et en s'aidant d'un modèle incluant un parcours de type  $\Gamma - \Gamma - \Gamma$ ,  $\Gamma - X - X$  et  $\Gamma - X - \Gamma$ , conclut que pour le système AlAs/GaAs les effets de mélange sont négligables pour  $L_b < 30$  Å. Par contre, pour des largeurs de barrière de 40 Å [27] et de 80 Å [21], il est démontré l'existence d'une résistance différentielle négative prouvant sans équivoque l'influence des vallées  $X$ . Enfin des mesures sous pression hydrostatique [28], dont l'augmentation de celle-ci permet de diminuer l'écart d'énergie entre la vallée  $\Gamma$  du GaAs et la vallée  $X$  du  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ , montrent que l'augmentation des courants vallées résultent d'un effet tunnel par vallées  $X$  de type Fowler-Nordheim résonnant ou non résonnant.

En résumé, nous retiendrons que le passage par effet tunnel mettant en jeu les vallées  $X$  peut être négligé dans nos structures AlAs/GaAs qui ont des largeurs de barrière  $< 20$  Å. Il n'en reste pas moins qu'il subsiste un désaccord sur la valeur pic de courant que nous nous proposons d'expliquer partiellement par la notion de masse effective de bande interdite.

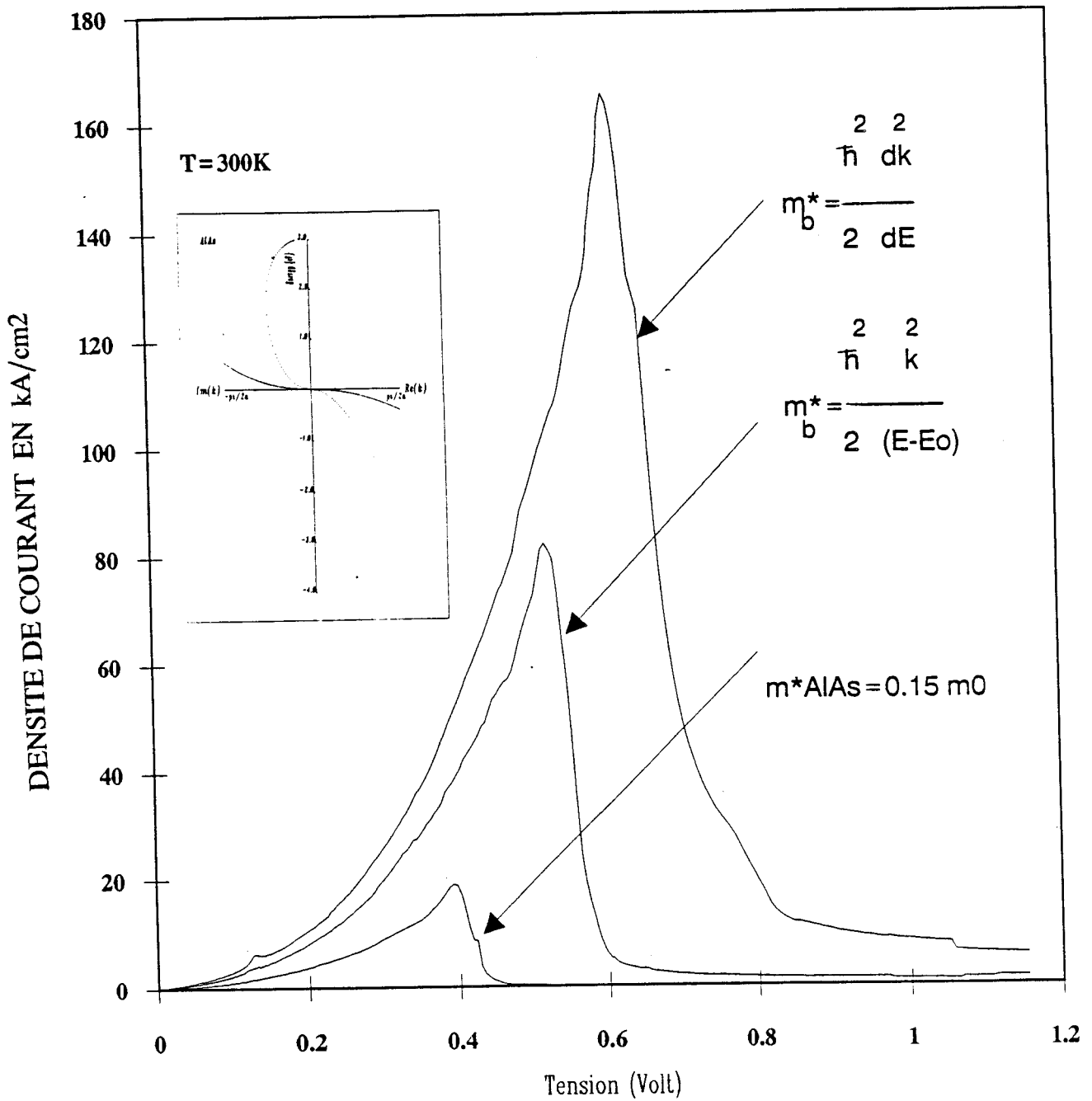


Figure 1.14: Densités de courant calculées en fonction de la tension pour une double barrière AlAs/GaAs. On remarque des différences de densités pics si on tient compte ou non de la renormalisation de la masse effective dans les barrières. Le diagramme de dispersion  $\epsilon(k)$  pour l'AlAs est montré en insert.

### 1.3.4 Masse de bande interdite

Dans le cas de structures à grande discontinuité, il est problématique d'affecter à un porteur qui interagit avec la barrière loin de la bande de conduction du matériau à grand gap une masse de "Band-Edge". Cette question cruciale a été reconnue dès la mise en évidence de l'effet tunnel en général [29]. Pour décrire théoriquement cet aspect, il est nécessaire d'établir le diagramme de dispersion dans la bande interdite ce qui correspond à un vecteur d'onde imaginaire. Plusieurs auteurs ont reporté de tels calculs qui permettent, soit directement à partir des relations  $\epsilon(k)$ , soit en introduisant un facteur de non parabolicité en bande interdite, de rendre compte de ces effets [30].

Nous nous proposons ici d'étudier les répercussions de la non parabolicité en bande interdite sur les caractéristiques de conduction d'une double barrière AlAs,  $L_b = 17 \text{ \AA}$  / GaAs,  $L_p = 45 \text{ \AA}$  / AlAs,  $L_b = 17 \text{ \AA}$  dont nous avons reporté auparavant les caractéristiques expérimentales sur la figure 1.10. Dans l'insert de la figure 1.14, nous donnons le diagramme de dispersion de l'AlAs calculé par la méthode de type liaisons fortes [31]. Doté de ces relations  $\epsilon(k)$ , il s'agit de définir une masse effective fonction de l'énergie. Cette masse décrit la pénétration de l'onde évanescente dans la zone classiquement interdite. Deux définitions différentes nous semblent pouvoir être proposées.

D'une part, la masse effective  $m_g^*$  proposée par Ando [23] :

$$m_g^* = \frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial(k^2)}{\partial \epsilon} \quad (1.8)$$

Dans ce cas,  $m_g^*$  suit une évolution continue entre les valeurs de masses de bande de conduction et de valence. Une importante difficulté théorique vient cependant du fait qu'en milieu de gap la masse s'annule.

D'autre part, il est possible de reporter la non parabolicité sur la masse effective en supposant que pour toute valeur d'énergie, on a une relation du type :

$$\epsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_g^*(\epsilon)} \quad (1.9)$$

Les résultats des calculs de courant en fonction de la tension dans le cadre de ces deux hypothèses ainsi qu'en considérant une masse de "Band-Edge" sont reportés sur la figure 1.14. Au vu de ces résultats, on constate qu'un meilleur accord théorie-expérience est obtenu pour la densité de courant pic lorsque la non parabolicité est incluse. Ceci est une conséquence directe d'un allègement de la masse de bande interdite en accord avec d'autres expériences, de résonance cyclotron notamment [31], qui montrent que la masse doit être renormalisée à des valeurs plus faibles que la masse de "Band-Edge". Toutefois, il convient d'être prudent quant à la définition de la masse effective. Il nous semble qu'il soit plus judicieux de travailler à l'avenir directement à partir des relations  $\epsilon(k)$ . Ceci en particulier permet de traiter le cas de barrières type AlSb/InAs pour lesquelles les porteurs sont injectés avec des énergies proches du bas de la bande de valence. Un effet de résistance différentielle négative dû à la non parabolicité a été mis en évidence sur une simple barrière dans ce cas [32].

### 1.3.5 Conclusion

En résumé de cette partie où de nombreux problèmes fondamentaux ont été abordés, nous retiendrons que pour les applications composants, c'est-à-dire pour des largeurs de barrière très faibles, on peut avoir une description des caractéristiques de courant en supposant un confinement par vallée gamma et en renormalisant la masse effective dans les barrières. Ces problèmes de définition des paramètres de structure étant partiellement résolus, nous allons traiter la réaction de charge d'espace dans le puits qui entraîne également des modifications importantes dans les caractéristiques de conduction.

## 1.4 Traitement de la réaction de charge d'espace dans la zone puits-double barrière

Dans l'ensemble des simulations présentées jusqu'ici, nous avons négligé la réaction de charge d'espace dans la zone double barrière. Or celle-ci se révèle importante dans la mesure où la moindre modification du profil de potentiel de la structure tend à déplacer la position en énergie des niveaux quantiques vis à vis de la distribution des états peuplés d'émetteur. Nous nous proposons ici de préciser quantitativement les répercussions engendrées par la charge piégée sur les caractéristiques de conduction. Dans ce but, il nous faut résoudre de façon autoconsistante les équations de Schrödinger et de Poisson pour déterminer simultanément les répartitions spatiales de la charge libre et la redistribution du potentiel.

### 1.4.1 Méthode de calcul

A tension de polarisation  $Vc$  fixée, le calcul de la densité de courant  $J$  traversant la structure s'obtient par intégration sur l'énergie de la grandeur élémentaire :

$$dJ(E_z, Vc) = \frac{qm^*k_b\theta}{2\pi^2\hbar^3} T(E_z, Vc) \mathfrak{S}(E_z, Vc) dE_z \quad (1.10)$$

La distribution spatiale de la densité de charges élémentaires d'énergie comprise entre  $E_z$  et  $E_z + dE_z$  suit celle de la probabilité de présence  $|\psi(z, E_z)|^2$  à l'énergie  $E_z$ . L'équation précédente peut être utilisée pour normaliser cette charge sous la forme :

$$dn(z, E_z, Vc) = \frac{dJ(E_z)}{qv(E_z, Vc)} |\psi(z, E_z)|^2 \quad (1.11)$$

où

$$v(E_z, Vc) = \sqrt{\frac{2(E_z + qVc)}{m^*}} \quad (1.12)$$

$v(E_z, Vc)$  représente la vitesse ballistique des porteurs injectés à l'énergie  $E_z$  dans l'émetteur et subissant une accélération due à  $Vc$  lors de la traversée de la structure. A l'abscisse  $z$ , la densité locale de charge libre est alors obtenue par intégration sur l'énergie de chaque contribution élémentaire  $dn$ . Il vient donc :

$$n(z) = \frac{qm^*k_b\theta}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty \frac{T(E_z, Vc) \mathfrak{S}(E_z, Vc) |\psi(z, E_z)|^2}{qv(E_z, Vc)} dE_z \quad (1.13)$$

Le calcul est peu différent du calcul du courant et peut être réalisé en parallèle de celui-ci. Cette charge libre influence donc le potentiel qui obéit à l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial^2 V(z)}{\partial z^2} = \frac{q}{\epsilon} [n(z) - Nd(z)] \quad (1.14)$$

avec les conditions aux limites :

$$V(z_0) = 0 ; V(z_n) = Vc$$

$(z_0, z_n)$  abscisses du début et de la fin de la structure double barrière.



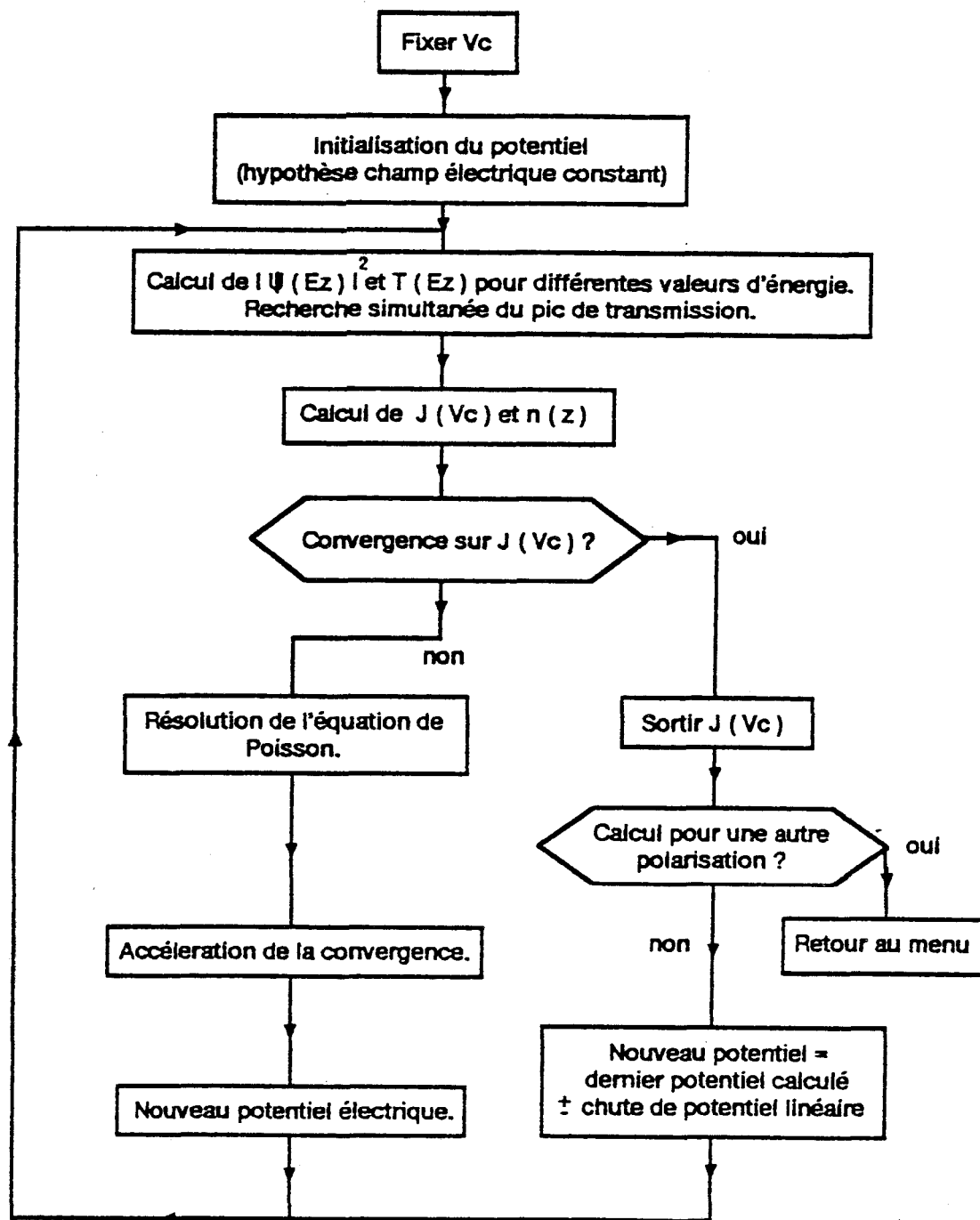


Figure 1.15: Organigramme de la méthode auto-cohérente du calcul du potentiel et du courant.

L'organigramme de la méthode numérique de résolution autoconsistante des caractéristiques de conduction est présenté sur la figure 1.15. La première étape consiste en l'initialisation du champ électrique au sein de la structure, en supposant celui-ci uniforme à la tension fixée. En résolvant l'équation de Schrödinger, on accède quelques soient les valeurs d'énergie à la transmission  $T(E_z)$  et la probabilité de présence  $|\psi(E_z)|^2$ . Connaissant la fonction d'alimentation, on en déduit alors  $J(V_c)$  conformément à (1.4) ainsi que  $n(z)$  avec (1.13). La résolution de l'équation de Poisson fournit la nouvelle répartition  $V(z)$  déduit de  $n(z)$  et celle-ci est réemployée dans l'équation de Schrödinger à l'itération suivante.

La convergence s'effectue sur la valeur de la densité de courant entre deux itérations. Le critère de convergence provoque l'arrêt de la procédure autoconsistante lorsque la valeur de la densité de courant varie dans une fourchette de 1%. Une routine d'accélération de convergence qui consiste à choisir la valeur moyenne entre le potentiel calculé à l'itération précédente et celui déterminé en cours de calcul permet de satisfaire au critère de convergence typiquement après une dizaine d'itérations.

Pour explorer la caractéristique à tension croissante ou décroissante, l'incrément de tension (positif ou négatif) est distribué linéairement sur la zone active puis ajouté (retranché) au dernier potentiel calculé de façon autoconsistante.

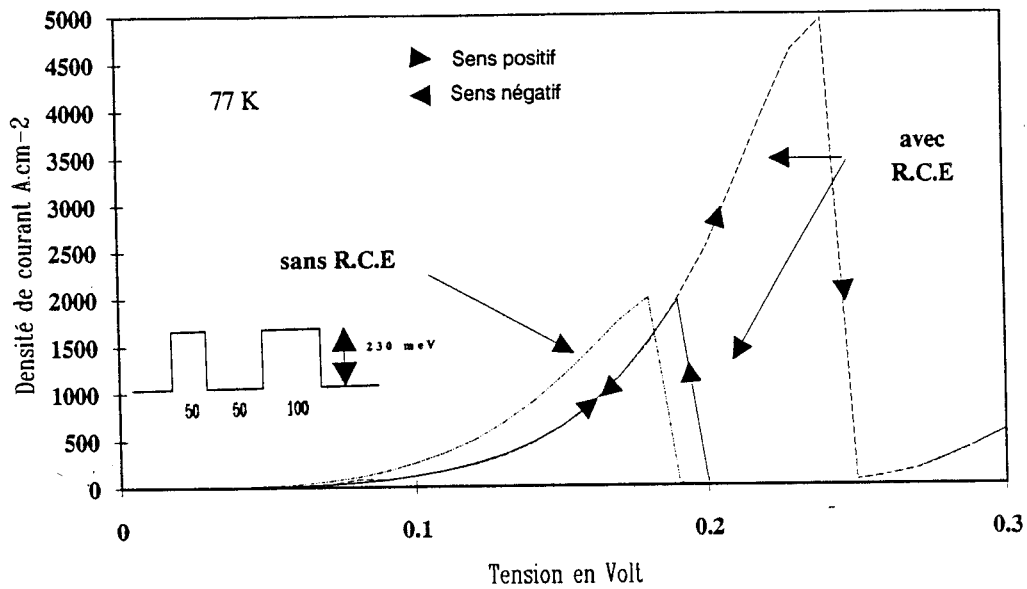


Figure 1.16 : Densités de courant calculées à 77K pour une structure asymétrique. On note l'influence du sens de polarisation lorsqu'on prend en compte la réaction de charge d'espace.

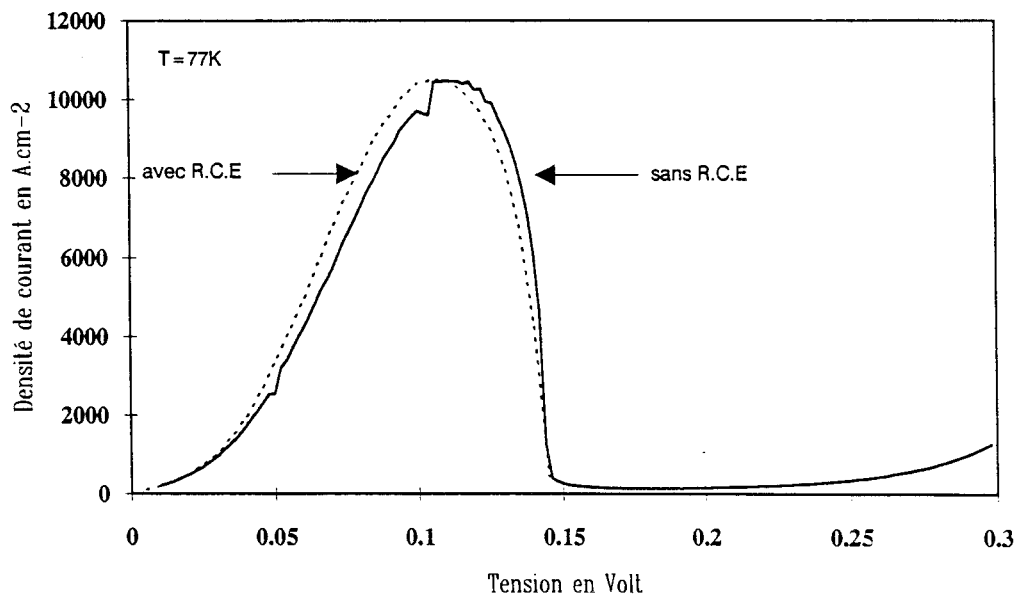


Figure 1.17 : Densités de courant calculées pour une structure symétrique  $L_b = 50 \text{ \AA}$ ,  $L_p = 50 \text{ \AA}$ . Le pourcentage d'aluminium vaut 30%. La réaction de charge d'espace a très peu d'influence dans ce cas.

## 1.4.2 Effet de bistabilité intrinsèque

### 1.4.2.1 Résultats

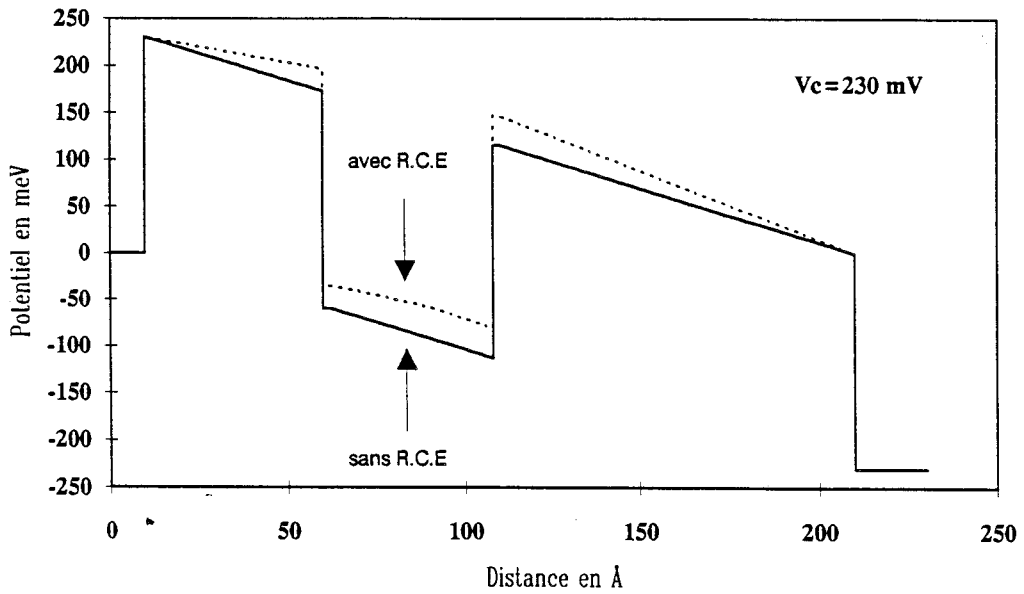
Pour illustrer le phénomène du piégeage des porteurs, nous rapportons les simulations des caractéristiques de conduction de structures symétriques et asymétriques.

La figure 1.16 donne les caractéristiques  $J(V)$  calculées pour la structure constituée d'une barrière émetteur de 50 Å, un puits en GaAs de 50 Å et enfin une barrière collecteur de 100 Å. La discontinuité  $\Delta E_c$  en bande de conduction vaut 230 meV, ce qui représente un pourcentage d'aluminium de 30% pour les barrières en  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ . Les calculs sont effectués à 77K et nous avons fixé le niveau de Fermi à 50 meV, ce qui correspond à un dopage dans la zone réservoir de l'ordre de  $10^{18}$  at/cm<sup>3</sup> dans du GaAs. A titre de comparaison, nous avons également reporté les variations courant-tension sans tenir compte de la réaction de charge d'espace (R.C.E.). Lorsqu'on effectue un balayage à tension croissante (sens positif), nous observons une augmentation de la densité pic du courant ( $X_2$ ) ainsi que de la tension  $V_{\text{pic}}$ . A l'inverse pour un balayage inverse (sens négatif), les caractéristiques avec et sans R.C.E. sont peu différentes.

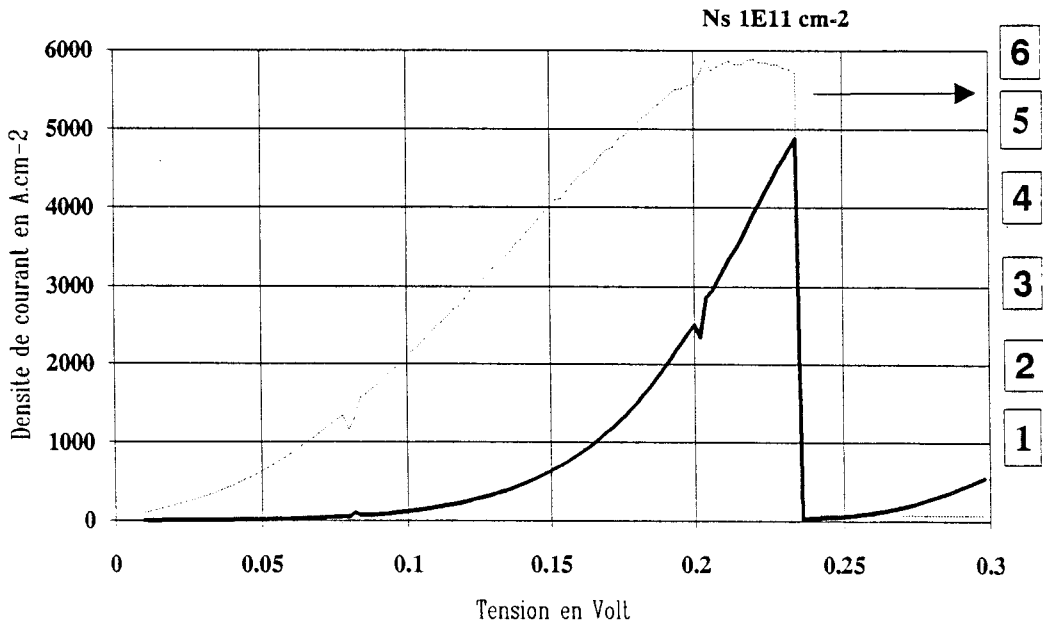
Pour une structure symétrique, ayant pour géométrie  $L_b = 50$  Å /  $L_p = 50$  Å avec les mêmes matériaux pour les barrières, quasiment aucune différence significative ne peut être mise en évidence lorsque l'on tient compte ou non de la charge piégée. La figure 1.17 donne le résultat obtenu dans ce cas.

### 1.4.2.2 Analyse

Le résultat le plus intéressant qui ressort des simulations précédentes est la bistabilité mise en évidence pour la structure dissymétrique. Afin de mieux comprendre le phénomène, nous avons reporté sur la figure 1.18 pour une même tension, qui correspond à  $V_{\text{pic}}$  de la structure dissymétrique ( $V_p = 230$  mV), le profil de potentiel calculé dans la double barrière suivant le sens d'excursion de la caractéristique.



**Figure 1.18:** Profils du potentiel pour la structure asymétrique 50/50/100 polarisée à la tension pic. La réaction de charge d'espace modifie de façon importante les profils de  $V(z)$ .



**Figure 1.19:** Evolution de la densité de courant et de la densité surfacique de charges dans le puits en fonction de la polarisation (sens positif) pour la structure asymétrique 50/50/100.

Les variations de la bande de conduction tracées en pointillé correspondent au balayage positif en tension. Dans ce cas, la densité de courant est élevée, ce qui permet d'accumuler un grand nombre de charges dans le puits. Par R.C.E., cette accumulation induit une diminution de la chute de potentiel côté émetteur alors que les variations de  $V(z)$  sont accrues côté collecteur. Cette courbure de bande provoque un déplacement à plus haute énergie de l'ensemble du puits, les états quasi-liés suivant les mêmes translations. Ce phénomène de R.C.E., qui est ici conséquent, permet au premier niveau quantique de se maintenir à quelque meV au-dessus de la bande de conduction de l'émetteur, retardant l'effet de résistance différentielle négative (R.D.N.). Le fait que le courant soit plus important est directement lié à une augmentation de la transparence de la barrière collecteur. Le courant entretient le phénomène d'accumulation qui va subsister jusqu'à la tension critique qui correspond à l'effacement du niveau fondamental de la double barrière face aux états peuplés d'émetteur. Quantitativement, les densités surfaciques ( $ns$ ) de charges peuvent être élevées comme on peut s'en rendre compte sur la figure 1.19 qui décrit l'évolution de  $ns$  superposée à celle du courant entre 0 et 300 mV (sens positif) pour la structure dissymétrique. A la tension pic,  $ns$  vaut environ  $5,5 \cdot 10^{11}$  at.cm<sup>-2</sup>. Si l'on s'intéresse maintenant au sens décroissant de polarisation, on obtient le profil de potentiel en trait gras sur la figure 1.18. Les variations de  $V(z)$  sont quasi linéaires ce qui montre que la charge piégée a peu d'influence. Elle correspond au  $ns$  obtenu en état de faible conduction ( $V > 250$  mV) de la figure 1.19. Les valeurs sont alors  $< 10^{10}$  at.cm<sup>-2</sup>.

Cette hystérésis, décelée numériquement lors de la simulation de la structure dissymétrique, constitue une propriété intrinsèque de la structure [33] [34]. Elle a été démontrée expérimentalement sans ambiguïté par Alves [35] sur une structure comparable à la structure dissymétrique que nous avons simulée. La structure est polarisée avec la barrière la plus épaisse côté collecteur pour assurer un fort piégeage des porteurs dans le puits.

Pour ce qui nous concerne, l'essentiel des structures qui ont été épitaxiées sont symétriques. De plus, de par la faible épaisseur des barrières, les densités de courant sont relativement élevées. Dans ce cas, il est très difficile en pratique d'accéder au phénomène de bistabilité intrinsèque car il est souvent masqué par d'autres formes de bistabilités ou bistabilités extrinsèques [36]. Ainsi, la moindre résistance série dans des conditions de forte conduction entraîne une hystérésis importante dans la plage de ten-

sion où existe la R.D.N.. Par ailleurs, on observe des instabilités dans la R.D.N. qui résultent du faible niveau d'impédance des diodes. Ces instabilités ne sont pas uniquement préjudiciables au relevé des caractéristiques statiques mais nuisent également aux mesures dynamiques comme nous le verrons par la suite.

### 1.4.3 Conclusion

Nous venons de voir que le phénomène de réaction de charge d'espace dans la zone quantique peut conduire à des déplacements significatifs de la position en énergie des niveaux quantiques. Dans une optique de composant dipôle conventionnel, si nous voulons tirer parti de cet effet, nous avons montré qu'il est impératif que la structure soit dissymétrique. Ceci va à l'encontre des objectifs en vue d'applications analogiques très haute fréquence ou de logique rapide pour lesquelles il est nécessaire d'employer des structures symétriques à fortes densités de courant. Dans ce cas, la charge piégée est alors faible et l'effet de bistabilité intrinsèque peu marqué est noyé dans d'autres types d'instabilités extrinsèques inexploitable. En revanche, pour des structures tripôles, comme nous le verrons dans le chapitre 4, nous pouvons amener une densité importante de charges dans un puits profond tel que le niveau fondamental soit strictement lié. On pourra donc envisager le contrôle du flux résonnant de porteurs via le second niveau par réaction de charge d'espace. Enfin, d'autres processus de remplissage du puits sont possibles par une excitation optique par exemple.

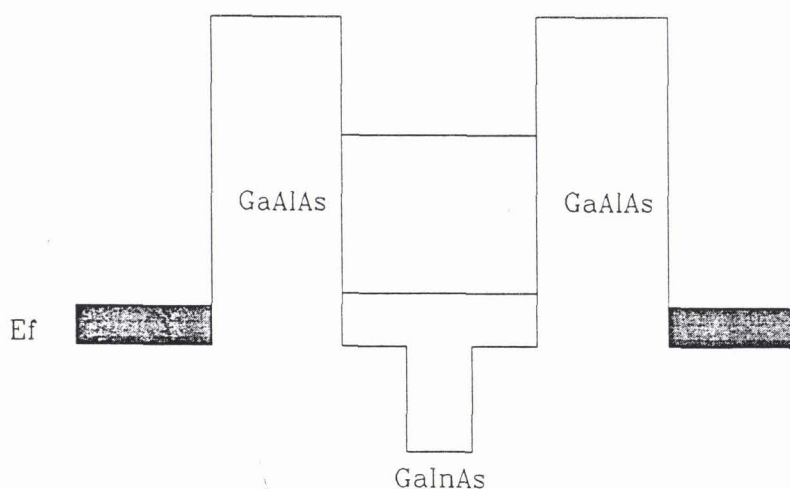


Figure 1.20 : Schématisation du profil de potentiel pour la structure à puits enterré.

## 1.5 Perturbation de potentiel à base de GaInAs

### 1.5.1 Motivations

Nous venons de voir que le phénomène de réaction de charge d'espace permet de repositionner en énergie l'échelle des niveaux quantiques par rapport à une situation de chute de potentiel linéaire. Parallèlement à ce contrôle électrostatique, nous pouvons envisager de modifier les états d'énergie résonnants par des perturbations locales de potentiel. Parmi les possibilités qui s'offrent à nous, il nous semble que la plus prometteuse, dans une optique d'optimisation des paramètres de conduction, soit une perturbation qui localement apparaisse comme un puits profond. Ceci peut se réaliser par l'insertion de GaInAs au centre d'un puits initial de GaAs. La figure 1.20 schématise les variations de la bande de conduction obtenue dans ce cas. Quelque soit le pourcentage d'indium dans le GaInAs, le matériau de bande interdite plus faible que celle du GaAs crée une structure de type puits enterré. Les motivations pour réaliser une telle structure peuvent se comprendre dans la mesure où cette perturbation ne va affecter que l'état fondamental. Rappelons en effet que la probabilité de présence pour le premier niveau est maximale à l'endroit de la perturbation. Il n'en est pas de même pour le second niveau qui présente un noeud en cette abscisse. Il en résulte un abaissement du niveau fondamental alors que le deuxième niveau reste pratiquement inchangé. A l'égard du spectre de transmission, cette séparation accrue entre les deux premiers niveaux va se traduire, en absence de polarisation, par une contribution hors résonance plus faible. Egalement, la valeur pic du courant va être obtenue à des tensions plus faibles. Le deuxième niveau est, dans ce cas, situé à des énergies très élevées et donc moins accessible par des porteurs activés thermiquement. Rappelons qu'une part importante de la contribution hors résonance provient du passage par effet tunnel via le second niveau des porteurs situés dans la queue de distribution de la fonction d'alimentation.



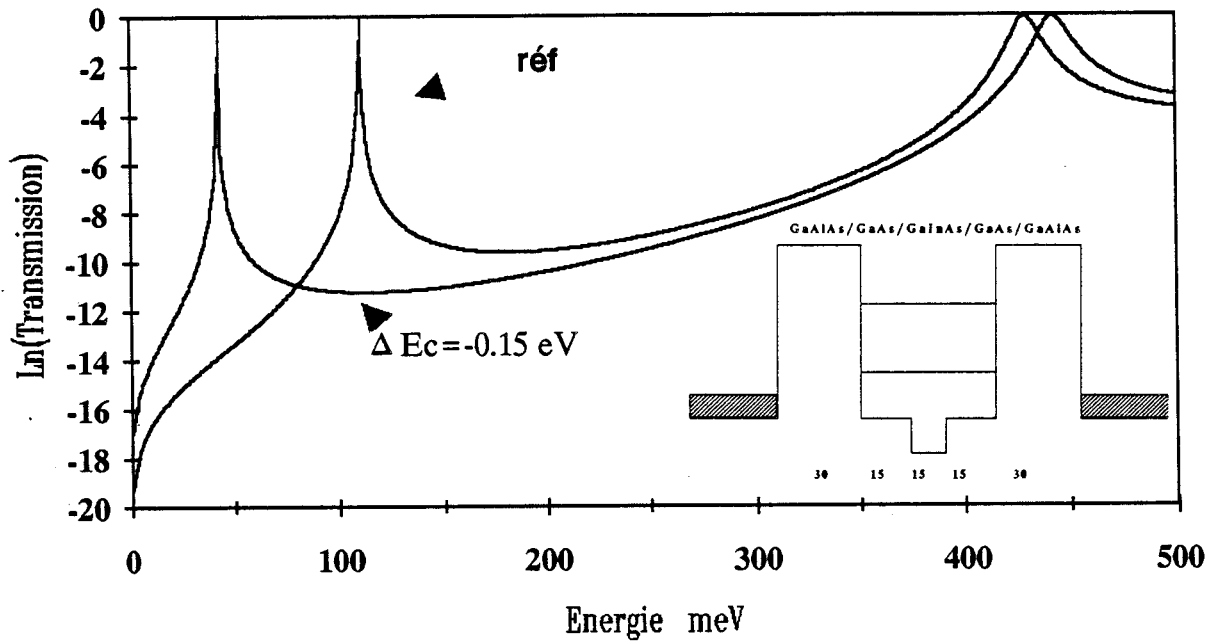


Figure 1.21 : Spectres de transmission à l'équilibre en fonction de  $E_z$  avec et sans puits enterré.

GaAs	2E18 at.cm-3	5000 Å
GaAs	2E17 at.cm-3	500 Å
GaAs	NID	50 Å
Ga <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> As x=0.6	NID	30 Å
GaAs	NID	15 Å
Ga <sub>1-y</sub> In <sub>y</sub> As y=0.22	NID	15 Å
GaAs	NID	15 Å
Ga <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> As x=0.6	NID	30 Å
GaAs	NID	50 Å
GaAs	2E17 at.cm-3	500 Å
GaAs	2E18 at.cm-3	1 μm
Substrat semi-isolant		

Figure 1.22 : Séquence de croissance de la structure à puits enterré.

Pour chiffrer quantitativement les améliorations résultant de cette ingénierie de la fonction d'onde, nous avons reporté sur la figure 1.21 les variations de la transmission en fonction de l'énergie  $E_z$  d'une structure à l'équilibre comportant deux barrières de  $\text{Ga}_{0.4}\text{Al}_{0.6}\text{As}$  de 30 Å d'épaisseur, d'un puits de 45 Å de large composé de 15 Å de  $\text{Ga}_{0.75}\text{In}_{0.25}\text{As}$  encadré par deux couches de  $\text{GaAs}$  de 15 Å. Les paramètres de simulations sont:  $m^* \text{ GaAlAs} = 0,11 m_o$ ,  $m^* \text{ GaInAs} = 0,058 m_o$ ,  $m^* \text{ GaAs} = 0,067 m_o$ . Les discontinuités sont prises égales à  $\Delta E_c \text{ GaAlAs/GaAs} = 500 \text{ meV}$  et  $\Delta E_c \text{ GaInAs/GaAs} = -150 \text{ meV}$ .

A titre de comparaison, les résultats de calculs réalisés sans puits enterré sont également reportés. Sur le spectre de transmission, nous notons la translation du premier pic de 110 meV à 39 meV alors que le deuxième pic n'évolue guère. L'analyse de la fonction d'onde pour le premier pic révèle que la probabilité de présence est bien de type premier niveau. Insistons sur le fait que la perturbation ne mesure que 15 Å et que dans ce cas aucun niveau quantique n'existe à l'intérieur du puits de  $\text{GaInAs}$ . Pour s'en convaincre, on peut se référer au cas extrêmement simple de puits de faible largeur  $L_p$ . Dans le cas limite où  $L_p$  tend vers 0, on montre que le premier niveau affleure le haut du puits. La présence supplémentaire de deux barrières de confinement, ici de  $\text{GaAlAs}$ , conduit à tirer le niveau hors du puits enterré en renforçant la localisation. L'accroissement de l'écart entre les deux niveaux quantiques au moyen d'une perturbation très fine de  $\text{GaInAs}$  centrée dans le puits de  $\text{GaAs}$  peut également être envisagé à partir d'une structure incorporant un puits homogène de  $\text{GaInAs}$  de plus faible largeur afin de maintenir l'état fondamental à un niveau à peu près constant.

Dans cette phase de simulation, nous retiendrons deux choses :

En translatant vers les basses énergies le niveau fondamental, une perturbation de potentiel de type  $\text{GaInAs}$  devrait provoquer une conduction quasi-instantanée dans la mesure où le premier niveau est à portée des électrons incidents à très faible polarisation. Par ailleurs, on s'attend à une amélioration du contraste en courant consécutif d'un écart plus important entre  $E_0$  et  $E_1$ . Nous nous proposons de vérifier expérimentalement ces deux points.

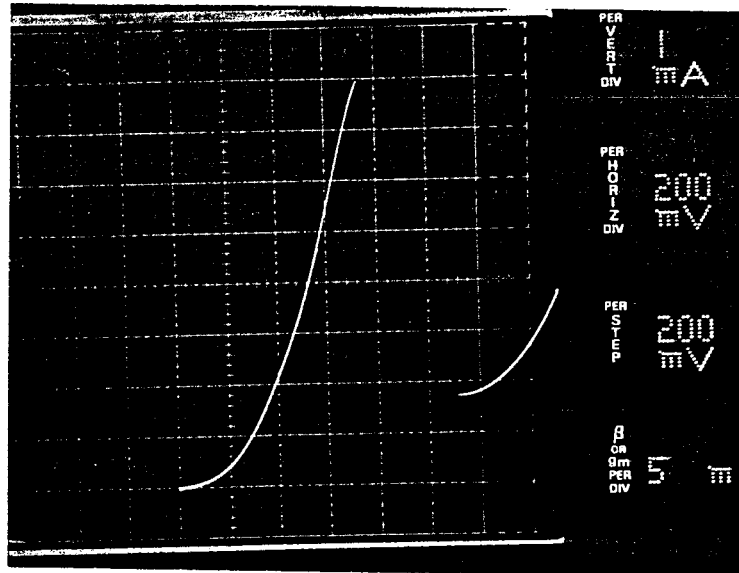


Figure 1.23: Relevé typique de caractéristique  $I(V)$  à 300K pour la structure à puits enterré.  $J_p$  vaut  $40 \text{ kA/cm}^2$  et  $J_p/J_v \sim 4,8$ .

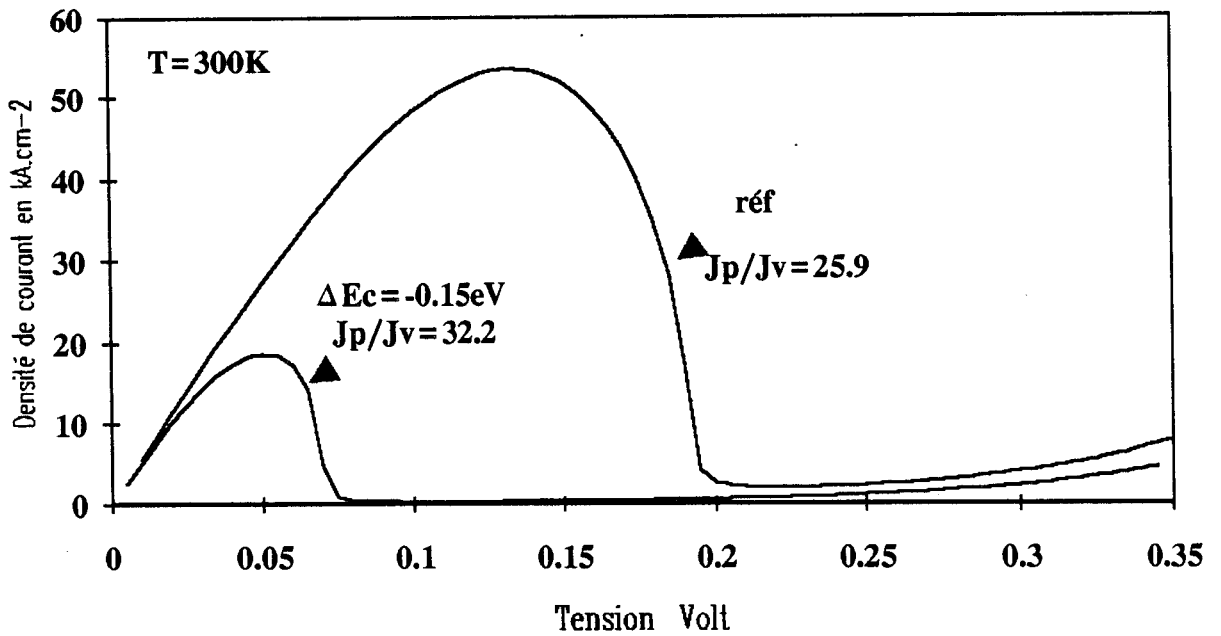


Figure 1.24: Caractéristique  $J(V)$  calculée à 300K avec et sans puits enterré. On note les conséquences du GaInAs sur  $J_p$  et sur le contraste en courant  $J_p/J_v$ .

### 1.5.2 Confrontation théorie-expérience

La séquence de croissance du composant que nous nous proposons d'étudier se trouve sur la figure 1.22. La structure double barrière est identique à celle que nous avons simulée dans le paragraphe relatif au spectre de transmission. Cette couche a été élaborée par épitaxie par jets moléculaires au L.C.R. Thomson alors que la technologie a été réalisée au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs[37][38]. Le détail des procédures technologiques fera l'objet du chapitre 3 de ce mémoire. La figure 1.23 rapporte un relevé typique courant-tension pour un composant de section égale à  $9 \mu m^2$  à 300K. Le rapport courant pic sur courant vallée vaut ici 4,8 pour une densité de courant pic de l'ordre de  $40 \text{ kA/cm}^2$ . Ce résultat constitue un des meilleurs compromis densité de courant pic-contraste en courant pour le système GaAs/GaAlAs. Pour être complet, mentionnons également une grande homogénéité des caractéristiques de conduction sur la plaquette test révélant ainsi une grande qualité et maîtrise de l'épitaxie. En se référant aux efforts développés par d'autres équipes [39][40], nous pouvons citer les résultats de l'équipe de Siemens qui ont obtenu avec une structure pseudomorphique  $J_p = 7 \text{ kA/cm}^2$  avec un  $J_p/J_v = 5.9$ . Il nous semble nécessaire de reporter la meilleure performance actuelle détenue par l'équipe du MIT [40]. Ils utilisent dans ce cas des matériaux de type AlAs/GaInAs/InAs, avec un contraste de 30 à 300K et  $J_p = 6 \text{ kA/cm}^2$ . Il faut préciser qu'ils tirent parti de l'énorme discontinuité entre AlAs et InAs, le GaInAs jouant le rôle de transition pour la croissance épitaxiale, ce qui explique les très bons  $J_p/J_v$  au détriment d'un  $J_p$  faible. Notons également le fait que les masses effectives d'InAs constituent un atout supplémentaire pour des meilleures performances.

D'un point de vue théorique, nous avons également déduit des spectres de transmission les caractéristiques de conduction  $J(V)$  de la structure pseudomorphique fabriquée au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs, reportées sur la figure 1.24. Pour les calculs, nous n'avons pris en compte ni la présence d'espaceur ni l'influence des vallées  $X$ . On trouve également sur cette figure la caractéristique  $J(V)$  obtenue pour une structure identique sans puits enterré. La comparaison des résultats montre que l'adjonction de GaInAs permet une augmentation théorique d'un rapport deux. En revanche, la densité pic diminue de  $51 \text{ kA/cm}^2$  à  $20 \text{ kA/cm}^2$ .

## 1.6 Conclusion

Outre les techniques numériques rapidement exposées, nous avons montré dans ce chapitre qu'un certain nombre de problèmes se posent dans l'emploi de barrières à grande discontinuité de type AlAs/GaAs. Le premier de ces problèmes est que l'on sous estime la valeur du courant vallée si on ne tient pas compte des composantes de courant parasite via un transport inélastique par les vallées  $X$ . Ensuite, il apparaît nécessaire de renormaliser la masse effective à une valeur souvent très proche de celle correspondante au matériau d'émetteur. Des comparaisons théories-expériences montrent que ce n'est que par ce biais que l'on décrit les ordres de grandeur des densités de courant pic.

Par ailleurs, les phénomènes de réaction de charge d'espace se révèlent tout à fait intéressants car ils induisent des décalages en tension importants ainsi que de fortes augmentations de courant. Il semble toutefois que ce soit en tripôle que l'on tire le plus de profit de cet effet.

Enfin, nous avons proposé et réalisé une structure à perturbation de potentiel qui permet de contrôler l'état fondamental. Ces composants ont montré des excellentes caractéristiques expérimentales. Sur la base des formalismes mis en oeuvre, il nous reste à présent à considérer la structure double barrière dans son intégralité afin de mettre en évidence l'importance des espaceurs sur les caractéristiques de conduction.

# Bibliographie

- [1] DE SAINT POL L.  
Thèse de doctorat de l'Université de Lille I, 1990.
- [2] WEISBUSH C., VINTER B.  
Quantized Semiconductor Structures Physics and applications  
Academie Press, Boston, 1991.
- [3] BASTARD G.  
Superlattice band structure in the envelope function approximation.  
Phys. Rev. B., Vol 24, N° 10, p. 5693, 1981.
- [4] BASTARD G.  
Wave mechanics applied to semiconductor heterostructure, p. 308.  
Les éditions de Physique, 1988.
- [5] BEDU P.  
Thèse de doctorat de l'Université de Lille I, à paraître.
- [6] RICCO B., AZBEL M.  
Physics of resonant tunneling. The one dimensional double barrier case.  
Phys. Rev. B 29, 4, p. 1970, 1984.
- [7] JONSON M., GRINCWAJG A.  
Effect of inelastic scattering on resonant and sequential tunneling in double barrier  
heterostructures.  
Appl, Phys, Lett, 51, p. 1729, 1987.
- [8] FRENSLEY W.R.  
Appl. Phys. Lett 51, p. 448, 1987.

- [9] BROWN E.R., SÖDESTRÖM, PARKER C.D., MAHONEY L.J.,  
MOLVAR K.M., Mc GILL T.C.  
Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant tunneling diodes  
Appl. Phys. Lett. 58 (20), p. 2291, 1991.
- [10] SOLLNER T.C.L.G., GOODHUE W.R., TANNENWALD P.E., PARKER C.D.  
Resonant tunneling through quantum well at frequencies up to 2,5 THz  
Appl. Phys. Lett. 43, p. 588, 1983.
- [11] BOUREGBA R., LIPPENS D., PALMATEER L., BOCKENHOFF E.,  
BOGEY M., DESTOMBES J.L., LECLUSE A.  
Frequency multiplication using resonant tunneling diode with output at submilli-  
metre wavelengths.  
Electronics Letters Vol. 26, n° 21, p. 1804-1805, Oct. 1990.
- [12] FROMHOLD A.T.  
Quantum mechanics for applied physics and engineering  
Academic Press 1981.
- [13] CHOU S., WOLAK E., HARRIS J.R.  
Resonant tunneling of electrons of one or two degrees of freedom.  
Appl. Phys. Lett. 52, P. 657, 1988
- [14] LIPPENS D., LORIAUX J.L., VANBÉSIEN O., DE SAINT POL L.  
Experimental investigations of the effect of inelastic scattering on resonant  
tunneling.  
Inst. Phys. Conf. Sec. n° 106, chapter 11, p. 813  
Paper presented at Int symp GaAs and Related Compounds  
Chapter 1, p. 813, 1989.
- [15] VANBÉSIEN O., LIPPENS D.  
DC and AC , analysis of high current double barrier structures.  
Solid State Electronics, Vol. 32, n° 12, p. 1533-1537, 1989.
- [16] VANBÉSIEN O., BOUREGBA R., MOUNAIX P., LIPPENS D.  
Temperature dependance of peak to valley current in resonant tunneling double  
barrier  
"Resonant tunneling in semiconductors" in Physics and Applications Edité chez  
Plenum Publishing Corporation.

- [17] MADELLUNG O.  
Semiconductors Group in elements and III-V compounds p.151, 1991  
Data in Science and Technology, édité par Springer Verlag.
- [18] VANBÉSIEN O.  
Thèse de doctorat de l'Université de Lille I, 1991.
- [19] BONNEFOI A.R., Mc GILL T.C., BURNHAM R.D.  
Resonant tunneling through GaAs Quantum well energy levels confined by  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$   $\Gamma$  and  $X$  point barriers.  
Phys rev. B., Vol. 37, n° 15, p. 8754, 1988.
- [20] MENDEZ E.E., CALLEJA E., GONZALES DA SILVA CET., CHANG LL., WANG W.I.  
Observation by resonant tunneling of high energy states in  $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  quantum wells.  
Phys. rev B., Vol. 33, n° 10, p. 7368, 1984.
- [21] MENDEZ E.E., WANG W.I., CALLEJA E., GONCALVES DA SILVA CET.  
Resonant tunneling via  $X$  point states in  $\text{AlAs}/\text{GaAs}/\text{AlAs}$  heterostructures.  
Appl. Phys. Letters, 50(18), p. 1263, 1987.
- [22] ANDO T., AKERA H.  
Connection of envelope functions at semiconductor heterointerfaces II  
Mixings of  $\Gamma$  and  $X$  valleys in  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$   
Phys. Rev. B., vol. 40, n° 17, p. 11619, 1989.
- [23] MARCH A.C.  
Electron Tunneling in  $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$  Heterostructures  
IEEE Journal of quantum electronics, Vol. QE 23, N° 4, p. 371, 1987.
- [24] KO D.Y., INKSON J.C.  
Matrix Method for tunneling in heterostructures: Resonant tunneling in Multilayer Systems  
Phys. Rev. B. Vol. 38, n° 14, p. 9945, 1988.



- [25] LANDHEER D., LIU H.C., BUCHANAN M., STONER R.  
Tunneling through AlAs barriers:  $\Gamma - X$  transfert current  
Appl. Phys. Lett. 54 (18), p. 1784, 1989.
- [26] BERESFORD R., LUO L.F., WANG W.I., MENDEZ EE.  
Resonant tunneling through  $X$  valley states in GaAs/AlAs/gaas Single barrier heterostructure.
- [27] MENDEZ E.E., COLLEJA E., WANG W.I.  
Tunneling through indirect gap semiconductor barriers  
Phys. rev B., Vol 34, n° 8, p. 6026, 1986.
- [28] KANE K.O.  
Theory of tunneling  
Journ. Appl. Phys. Vol. 32, n° 1, p. 83, 1961.
- [29] KENNETH V., ROUSSEAU, WANG K.L., SHULMANN J.N.  
 $\Gamma$  and  $X$  state influence on resonant tunneling current in single and double barrier GaAs/AlAs structures.  
Appl. Phys. Lett. 54 (14), p. 1341, Avril 1989.
- [30] SADAUNE V.  
Thèse de doctorat de l'Université de Lille I, à paraître.
- [31] BROZAK G., ANDRADES E.A., SHAM L.J., DEROSA, MICELI, SCHWARZ, HARBISON, FLOREZ ALLEN  
Tunneling cyclotron resonance and the renormalized effective mass in semiconductor barrier.  
Phys. Rev. Lett, vol. 64, n° 4, p. 471, Janvier 1990.
- [32] Par exemple BERESFORD R., LUO L.F., WANG W.I.  
Negative differential resistance in AlGaSb/InAs single barrier heterostructures at room temperature.  
Appl. Phys. Lett. 54 (19), p. 1899, 1989.
- [33] SHEARD F.W., TOOMBS G.A.  
Space charge build up and bistability in resonant tunneling double barrier structures.  
Appl. Phys. Lett. 52 (15), p. 1228, 1988.

- [34] GOLDMANN V.J. TSUI D.C., CUNNINGHAM J.E.  
Observation of intrinsic bistability in resonant tunneling structures  
Phys. Rev. Lett., Vol. 58, n° 12, p. 1256, 1987.
- [35] ALVES E.S. EAVES L., HENINI M., HUGUES O.H., LEAD BEATER M.L.,  
SHEARD F.W., TOOMBS G.A.  
Observation of intrinsic bistability in resonant tunneling devices  
Elect. Letters, Vol.24, N° 18, p. 1190, 1988
- [36] BOUREGBA R.  
Thèse de doctorat de l'Université de Lille I, 1991 .
- [37] LIPPENS O., BARBIER E., MOUNAIX P.  
Fabrication of high performance  $Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As/GaAs$  resonant  
tunneling diodes using a microwave compatible technology  
IEEE, Electronics devices Lett. Vol. 12 N° 3, p. 114, 1991.
- [38] MOUNAIX P., BEDU P. LIPPENS D., BARBIER E.  
Measurement of negative differential conductance up to 40 GHz for vertically  
integrated resonant tunneling diodes.  
Electronics Letters Vol. 27, N° 15, p.1358, 1991.
- [39] RIECHER H., BERNKLAU D., REITHMAIER J.P., SCHNELL R.D.  
High performance resonant tunneling structures on GaAs substrates.  
Electronics Letters, Vol. 26, N° 5, p. 340, 1990.
- [40] BROKAERT T.P.E., LEE W. , FONSTAD C.G.  
Pseudomorphic  $In_{0.53}Ga_{0.47}As/AlAs/InAs$  resonant tunneling diodes with peak  
to valley ratios of 30 at room temperature.  
Appl. Phys. Lett. 53(16), p. 1545, 1988



## **Chapitre 2**

### **Effet d'injection bidimensionnelle**

## Chapitre 2

# Effet d'injection bidimensionnelle

### 2.1 Introduction

Le premier chapitre était consacré au traitement de la zone purement quantique (puits, double barrière), nous focaliserons notre attention sur les zones d'accès d'émetteur et de collecteur qui comme nous le verrons, jouent un rôle primordial dans les phénomènes de conduction.

Nous analyserons tout d'abord les conséquences de la présence d'une zone faiblement dopée (espaceur) qui induit une barrière supplémentaire électrostatique pour les porteurs incidents. Ceci sera poursuivi par une étude plus systématique en fonction du niveau de dopage et de la longueur de l'espaceur.

Enfin, nous étudierons l'effet d'injection bidimensionnelle (2D) non pas à l'aide d'un puits électrostatique, comme cela était le cas avec la zone d'accumulation, mais en créant volontairement un injecteur 2D par l'ajout de quelques monocouches de GaInAs en amont de la barrière émetteur.

En règle générale, nous appuierons chaque fois que possible notre argumentation par une comparaison théorie-expérience.

### 2.2 Position du problème

Initialement prévue pour éviter la diffusion du silicium dans la zone active pendant la croissance, l'insertion de zones tampon ou espaceurs entre la double barrière et les

zones fortement dopées s'est rapidement généralisée au vu des meilleures performances électriques obtenues. En fait, l'ajout de ces espaceurs (typiquement 500 Å) entraîne plusieurs conséquences principalement sur l'émetteur où deux phénomènes coexistent. Premièrement, à cause du gradient de concentration, les porteurs diffusent de la zone de contact vers l'espaceur. Deuxièmement, une zone d'accumulation créée par les électrons n'ayant pu traverser la structure se forme sous polarisation près de la première barrière.

## 2.3 Modélisation de la zone d'accumulation

### 2.3.1 Hypothèse et méthode de calcul

Le traitement rigoureux de la zone d'accumulation est loin d'être trivial. En effet, nous allons voir que l'on piège les électrons dans un puits de potentiel électrostatique et que ce confinement se traduit par la quantification de leurs énergies. Le traitement simultané des effets de quantification et de réaction de charge d'espace se heurte à des problèmes mis en évidence par Frensley [1]. Cet auteur conclut de façon indéniable que la prise en compte d'interactions sur phonons dans la zone d'espaceur est nécessaire pour obtenir une variation de potentiel physiquement acceptable. Par ailleurs, il montre également que ce problème difficile peut être contourné, en première analyse, en utilisant pour le calcul de la densité de porteurs une approche semi-classique de type Thomas-Fermi.

L'approximation de Thomas-Fermi qui sera à la base de nos modélisations repose sur les hypothèses suivantes :

- Nous supposons que dans la zone d'espaceur le niveau de Fermi est constant. Concrètement, ceci traduit le fait que les porteurs sont en équilibre thermodynamique.
- La modélisation du processus d'accumulation est obtenue en supposant l'absence de courant quelques soient les conditions de polarisation. Les caractéristiques de courant seront calculées dans un deuxième temps. La distribution électronique ne dépend alors que de la différence locale entre le niveau de Fermi de l'émetteur et le bas de la bande de conduction  $E_c(z)$ .

Etudions maintenant l'enchaînement qui permet d'aboutir au profil de potentiel auto-cohérent.

En premier lieu, nous fixons à l'interface zone d'accumulation double barrière une valeur de champ électrique qui constitue le paramètre d'entrée. Le second paramètre est relatif au niveau de Fermi correspondant au dopage. Pratiquement, le calcul du profil de potentiel se fait par itérations de la droite vers la gauche en évaluant pas à pas la concentration locale de la charge donnée par :

$$n(z) = \frac{\sqrt{2}}{\pi^2} \left( \frac{m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_c}^{\infty} \left( E - E_c(z) \right)^{1/2} \frac{1}{1 + \exp \frac{E_c(z) - E_f}{kT}} dE \quad (2.1)$$

La valeur du champ électrique est dérivée de l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial F}{\partial z} = \frac{q}{\epsilon} \left( n(z) - Nd \right) \quad (2.2)$$

$Nd$  : niveau de dopage dans l'espaceur.

Nous déterminons la tension  $V(z)$  par une nouvelle intégration de l'équation de Poisson.

Les conditions aux limites sont alors :

$$\begin{cases} n(z_0) = Nd \\ F(z_0) = 0 \end{cases} \quad z_0 : \text{origine de la zone de simulation}$$

L'auto-cohérence entre les valeurs de  $V(z)$  et  $n(z)$  est réalisée par ajustement de la tension  $V_{acc}$  qui décrit la chute de potentiel totale sur la zone d'accumulation. Si la valeur de cette tension est mal choisie, on n'arrive pas à assurer les deux situations simultanées d'annulation du champ électrique interne et d'électroneutralité en limite de zone. Un nouveau choix de potentiel  $V_{acc}$  est alors établi plus ou moins élevé par rapport à la valeur précédente suivant les variations de  $V(z)$ . Typiquement, avec un pas sur l'espace d'un Angström, nous obtenons la convergence du système après quelques dizaines d'itérations compte tenu de l'extrême sensibilité de la solution finale quant à la valeur du potentiel à l'interface. A titre d'information, un écart de  $10^{-5}$  volt sur  $V_{acc}$  peut entraîner une divergence du potentiel  $V(z)$  calculée à 500 Å de l'interface. Enfin, remarquons que le calcul précédent se déroule de façon similaire si l'on impose une tension à l'interface, la dichotomie se reportant alors sur le champ électrique.

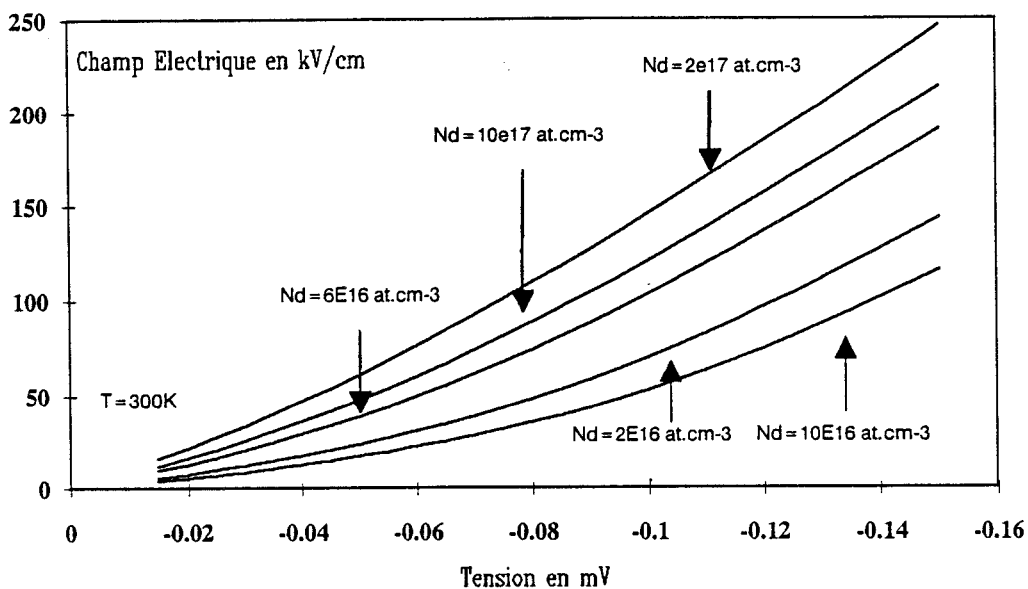


Figure 2.1:  $V_{acc}$  en fonction du champ en tête pour différentes valeurs de dopage à 300K.

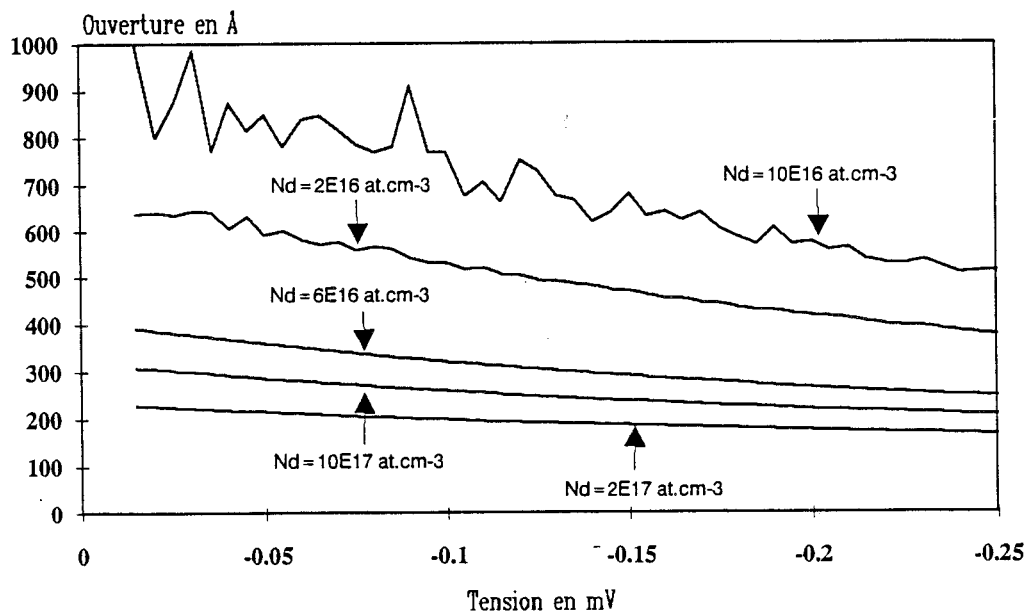


Figure 2.2: Ouverture du puits créé par réaction de charge d'espace en fonction de  $V_{acc}$  pour différentes valeurs de dopage. L'ouverture est ici définie comme le lieu où est absorbé 90% de  $V_{acc}$ .



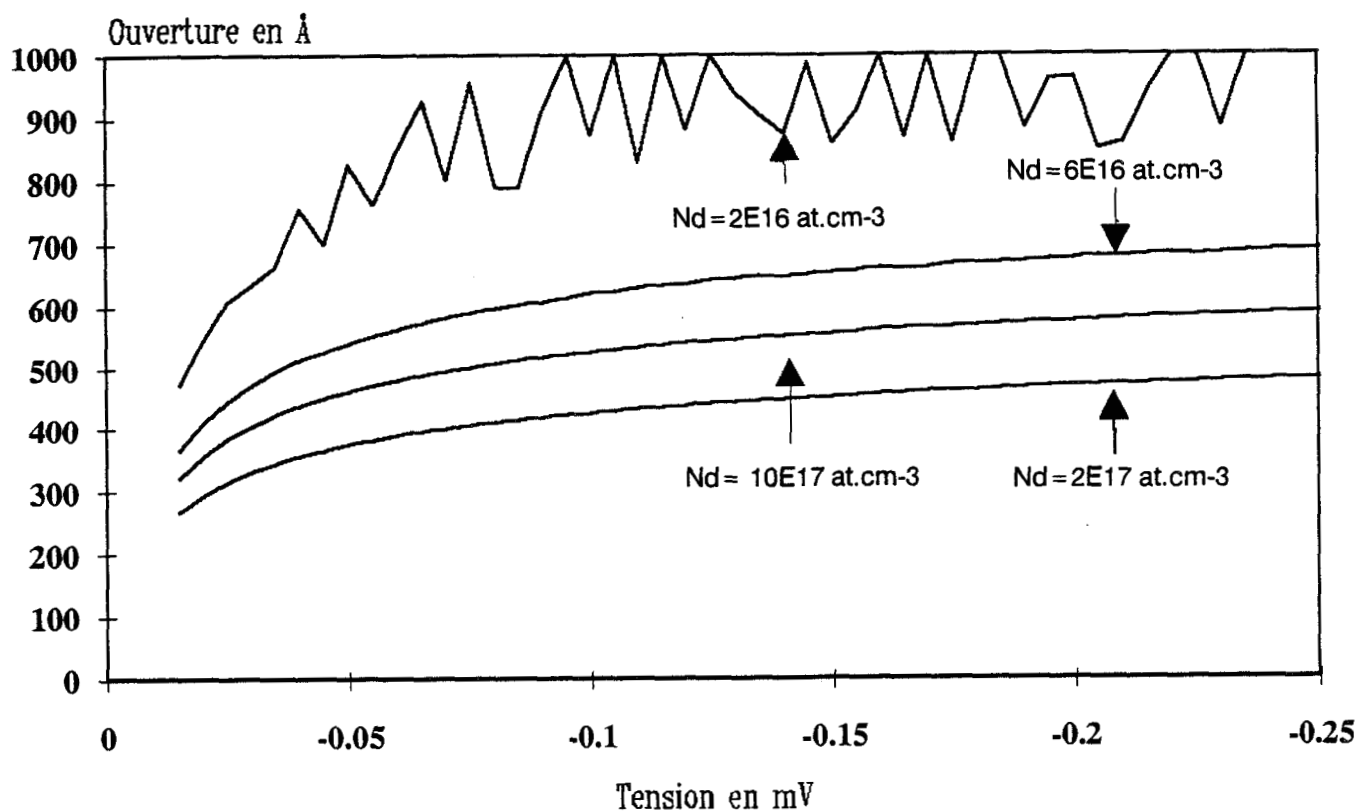
### 2.3.2 Résultats

La figure 2.1 rapporte les relations qui lient  $V_{acc}$  et le champ électrique en tête ( $Fe$ ). Les simulations sont effectuées à 300K pour différentes valeurs de dopage communément utilisées comprises entre  $10^{16}$  et  $2.10^{17}$  at.cm<sup>-3</sup>.

En premier lieu, on constate qu'il est possible d'obtenir des valeurs de champ électrique en tête entre 50 et 100 kV/cm pour des tensions  $V_{acc}$  de -75 mV suivant la valeur du dopage. Par ailleurs, on peut remarquer qu'au delà de -75 mV, les variations de  $Fe$  en fonction de  $V_{acc}$  sont pratiquement linéaires.

Un diagramme de même allure caractérise les variations de  $Fe$  en fonction de  $V_{acc}$  à 77K. Quantitativement cependant les variations du niveau de Fermi en fonction de la température pour les zones relativement peu dopées font que les valeurs  $Fe$  augmentent pour un  $V_{acc}$  et un niveau de dopage donné.

L'autre paramètre qui nous semble important pour caractériser la zone d'accumulation est l'ouverture de ce puits. Plusieurs définitions peuvent être retenues pour décrire cette ouverture. Pour notre part, nous avons choisi deux définitions, l'une par rapport à  $V_{acc}$ , l'autre par rapport au champ électrique. Sur la figure 2.2 nous avons reporté les variations de la distance nécessaire pour absorber 90% de la chute de potentiel  $V_{acc}$  en fonction de  $V_{acc}$  calculées à 300K. Si l'on se réfère à la valeur typique de  $2.10^{16}$  at.cm<sup>-3</sup>, cette courbe montre qu'une distance de 500 Å (520 Å pour  $V_{acc} = 100$  mV) est nécessaire pour assurer la montée du champ électrique. Cette distance est réduite à environ 200 Å lorsque le dopage vaut  $2.10^{17}$  at.cm<sup>-3</sup>.



**Figure 2.3 :** Ouverture du puits en fonction de  $V_{acc}$  pour différentes valeurs de dopage. L'ouverture est ici définie comme le lieu où il subsiste un champ électrique de  $1 \text{ kV/cm}$ .

De toute évidence, les distances mises en jeu sont relativement importantes. Pour conforter ce fait, la figure 2.3 représente l'ouverture avec cette fois-ci comme définition le lieu où il subsiste 1 kV/cm. Cette fois, les courbes augmentent rapidement avec la tension  $V_{acc}$  et traduisent l'augmentation du champ électrique à tension croissante. Les ordres de grandeur mises en jeu sont, comparativement aux valeurs précédentes, supérieures dans la mesure où l'on s'est fixé une valeur de champ électrique limite relativement faible devant les valeurs de  $Fe$ . Le caractère oscillant de la courbe dont le dopage est égal à  $2 \cdot 10^{16}$  at.cm<sup>-3</sup> témoigne de la sensibilité de calcul précédemment évoquée. En pratique, nous avons restreint notre analyse à des valeurs de dopage supérieures à  $10^{16}$  at.cm<sup>-3</sup> dans la zone d'espaceur.

## 2.4 Modélisation de la zone de diffusion $n^{++}/n$

### 2.4.1 Méthode numérique

L'algorithme décrit précédemment permet également de traiter le cas de l'homojonction  $n^{++}/n$ . Concrètement, on fixe premièrement une valeur de champ électrique à l'interface  $n^{++}/n$ . Le profil de potentiel est évalué de part et d'autre de l'interface de façon auto-cohérente avec les mêmes conditions adoptées pour le cas de l'accumulation. La valeur du champ électrique d'interface constitue le paramètre ajustable pour obtenir la convergence au niveau des conditions aux limites.

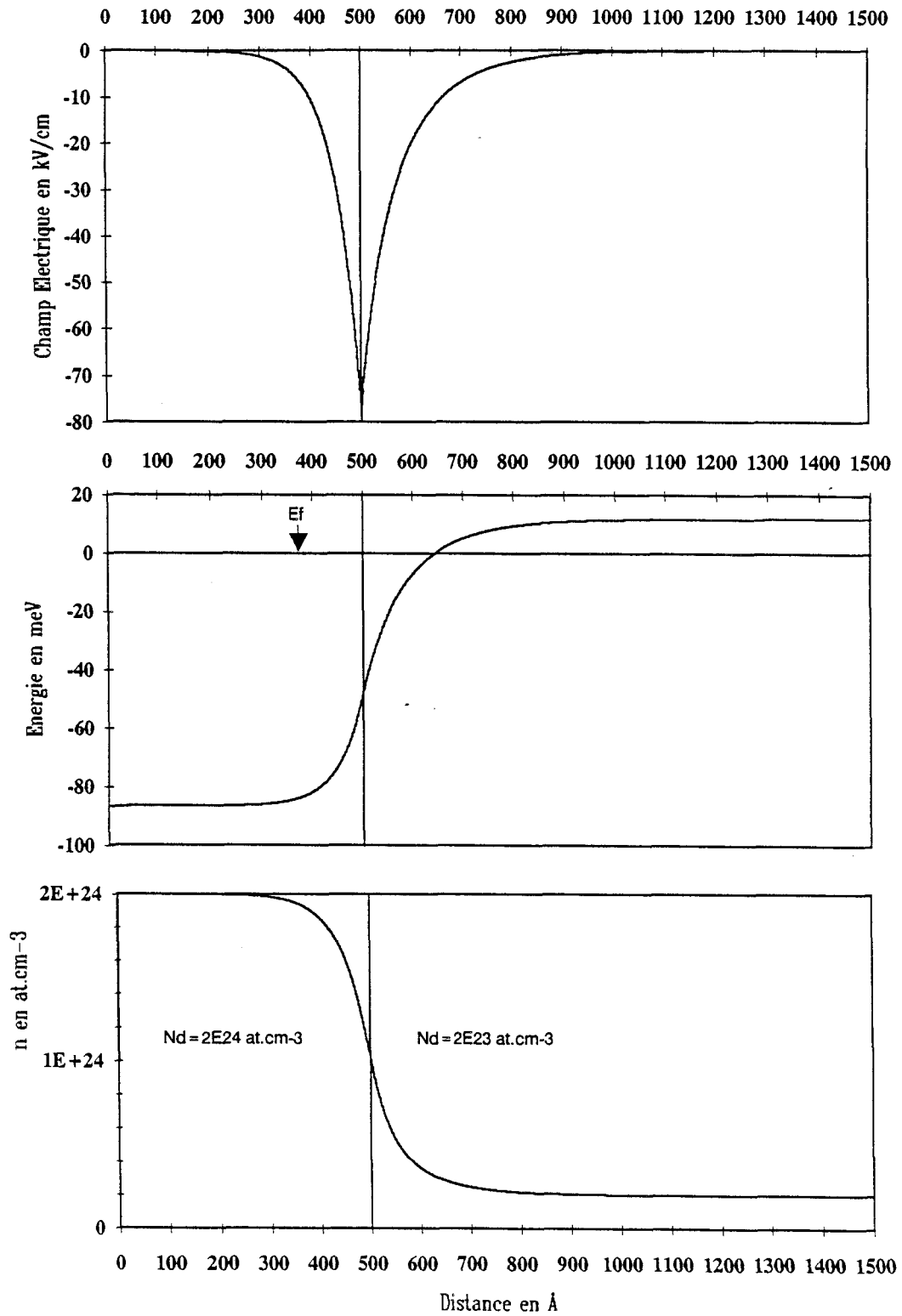


Figure 2.4: Carte de champ, variation de la bande de conduction et variation de la charge libre pour une homojonction 500 Å  $2.10^{18} \text{ at.cm}^{-3} / 1000$  Å  $2.10^{17} \text{ at.cm}^{-3}$  dans du GaAs.

## 2.4.2 Résultats

La figure 2.4 représente le profil de potentiel, la carte de champ électrique ainsi que la concentration en électrons pour une homojonction GaAs de géométrie et de dopage suivants : 500 Å,  $2.10^{18}$  at.cm<sup>-3</sup> / 1000 Å,  $2.10^{17}$  at.cm<sup>-3</sup>. La référence de l'énergie est prise ici au niveau de Fermi. Pour ce cas de modulation de dopage, la bande de conduction retrouve rapidement sa condition d'équilibre. Ainsi, dans la zone faiblement dopée, le champ électrique de diffusion (80 kV/cm à l'interface) est quasiment absorbé au bout de 400 Å par rapport à l'interface  $n^{++}/n$ . Au-delà de cette abscisse, la bande de conduction se situe à 11 meV du niveau de Fermi conformément à un dopage en volume de  $2.10^{17}$  at.cm<sup>-3</sup> à 300K. Dans la zone très fortement dopée, les longueurs mises en jeu sont pratiquement divisées par deux. On retrouve ici des raisonnements comparables à ceux évoqués pour la notion de longueur de Debye qui est inversement proportionnelle à la racine carrée du dopage. Relativement loin de la jonction, la bande de conduction se positionne à -86,4 meV, ce qui correspond à  $n$  dopage de  $2.10^{18}$  at.cm<sup>-3</sup> à 300K. Dans le but de tester la validité du modèle, il peut être intéressant de vérifier l'électronneutralité. Dans l'exemple présent, elle est assurée à 1% près.

## 2.5 Superposition de deux phénomènes

Si à présent, on essaie de traiter de façon globale les phénomènes de diffusion et d'accumulation, on se heurte en pratique à une très grande sensibilité des procédures numériques aux écarts de champ électrique à l'interface. Le moyen le plus simple de contourner cette difficulté consiste à étudier séparément les deux mécanismes et de supposer que le potentiel final résulte de la superposition des potentiels respectifs. Il faut insister de suite sur la limite de cette procédure qui peut s'avérer inexacte lorsque les deux phénomènes interagissent fortement. Les résultats d'une telle approximation se trouvent sur la figure 2.5 qui représentent une homojonction en GaAs de 500 Å,  $2.10^{18}$  at.cm<sup>-3</sup> / 1000 Å,  $2.10^{16}$  at.cm<sup>-3</sup>. La température vaut 300K avec un champ en limite de zone simulée égal à 100 kV/cm. À titre de comparaison, le profil de potentiel à l'équilibre est également reporté. On constate que le raccordement entre le champ électrique de diffusion négatif et celui établi par la zone d'accumulation se fait à une abscisse où les gradients de champ électrique sont peu importants. Les phénomènes de diffusion et d'accumulation sont ici quasi interdépendants. On note également un abaissement relatif de la barrière de potentiel créée par réaction de charge d'espace dû à la zone d'accumulation.

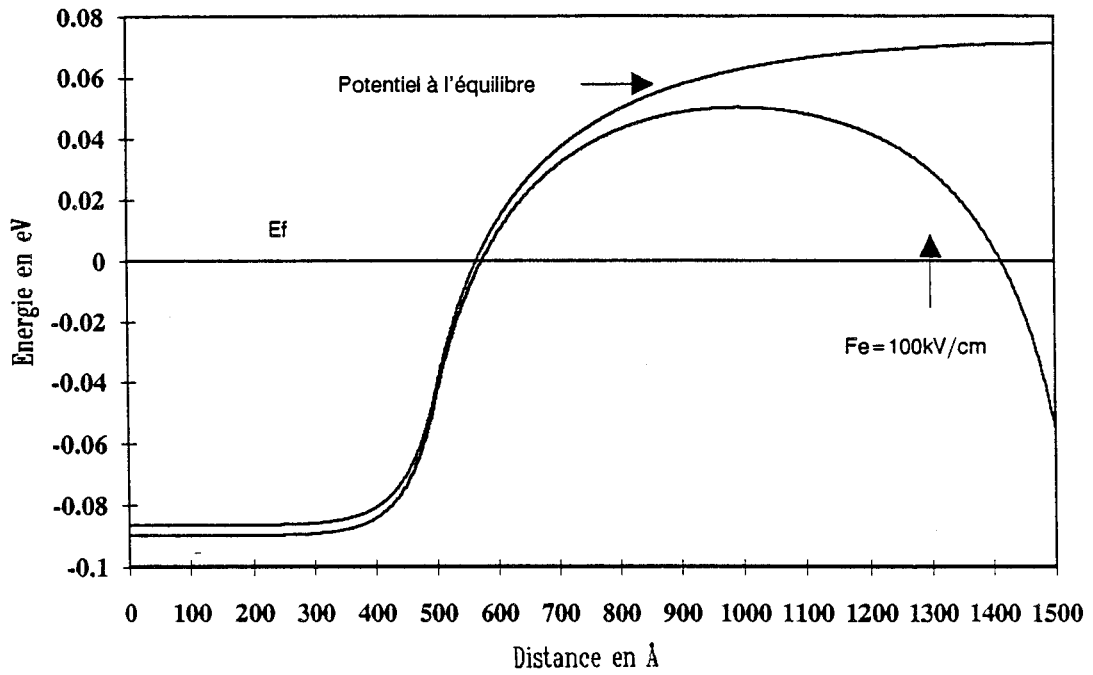


Figure 2.5 : Variation de la bande de conduction pour une homojonction 500 Å,  $2.10^{18}$  at.cm<sup>-3</sup> / 1000 Å,  $2.10^{16}$  at.cm<sup>-3</sup> où  $Fe = 100$  kV/cm. On trouve également le profil de potentiel à l'équilibre.

GaAs	$2E18$ at.cm-3	5000 Å
GaAs	$2E16$ at.cm-3	750 Å
GaAs	NID	25 Å
Ga <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> As x=0.3	NID	50 Å
GaAs	NID	50 Å
Ga <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> As x=0.3	NID	50 Å
GaAs	NID	25 Å
GaAs	$2E16$ at.cm-3	500 Å
GaAs	$2E18$ at.cm-3	5000 Å
GaAs	Substrat n <sup>+</sup>	

Figure 2.6 : Séquence épitaxiale de la structure utilisée pour la mise en évidence de l'effet d'injection bidimensionnelle.

## 2.6 Mise en évidence d'une injection bidimensionnelle

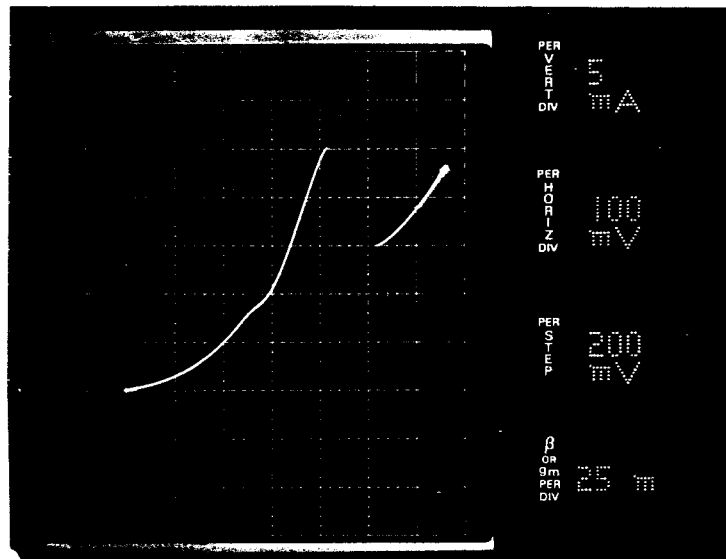
### 2.6.1 Résultats expérimentaux

La séquence de croissance de la couche épitaxiale qui nous a permis de mettre en évidence l'effet d'injection bidimensionnelle se trouve résumée dans le tableau 2.6. Il s'agit d'une structure conventionnelle, épitaxiée au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs, qui comporte une structure double barrière :  $L_b = 50 \text{ \AA}$ ,  $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$  /  $L_p = 50 \text{ \AA}$ ,  $\text{GaAs}$  /  $L_b = 50 \text{ \AA}$ ,  $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ . Les zones d'espaceurs sont dopées au silicium à  $2 \cdot 10^{16} \text{ at.cm}^{-3}$ . La technologie de fabrication des composants se réduit à deux contacts ohmiques face arrière et face avant. Des mésas assurant l'isolation des échantillons sont réalisés par attaque chimique. Les diamètres s'échelonnent entre 15 et  $100 \mu\text{m}$ .

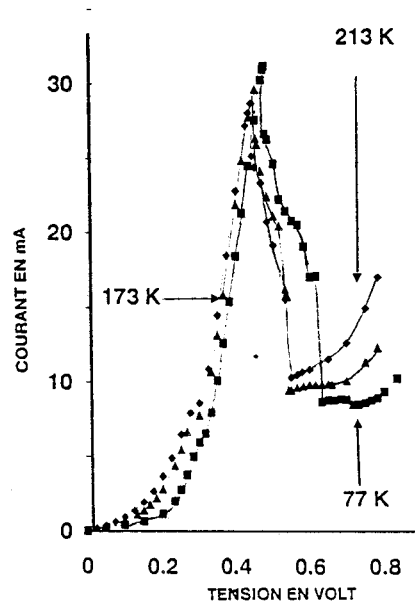
La figure 2.7 représente une caractéristique typique d'une diode de  $15 \mu\text{m}$  de diamètre. Le contraste en courant ( $J_p/J_v$ ) est de 1,8 à 300K associé à une densité de courant pic de l'ordre de  $15 \text{ kA/cm}^2$ . Ces valeurs sont relativement bonnes par rapport aux résultats publiés pour un pourcentage  $x = 30\%$  d'aluminium et attestent de la qualité de la couche.

La figure 2.8 montre l'évolution des caractéristiques  $I(V)$  à trois températures (77K, 173K, 213K). Le point important concerne l'anomalie de conduction qui apparaît dans la montée de courant pour des tensions de l'ordre de 300 mV. Lorsque la température décroît, cet accident tend à s'estomper. De plus, la densité de courant pic augmente et la densité de courant vallée diminue ce qui concourt à un  $J_p/J_v$  plus important à basse température.

Diam = 15  $\mu\text{m}$       $J_p = 15 \text{ kA/cm}^2$   
 $J_p/J_v = 1.8$



**Figure 2.7:** Relevé expérimental à 300K de la structure dont la séquence est reportée figure 2.6. Notons l'anomalie de conduction vers 260 mV.



**Figure 2.8:** Variation des caractéristiques de conduction pour différentes valeurs de température. L'accident de conduction tend à s'estomper si l'on diminue la température.

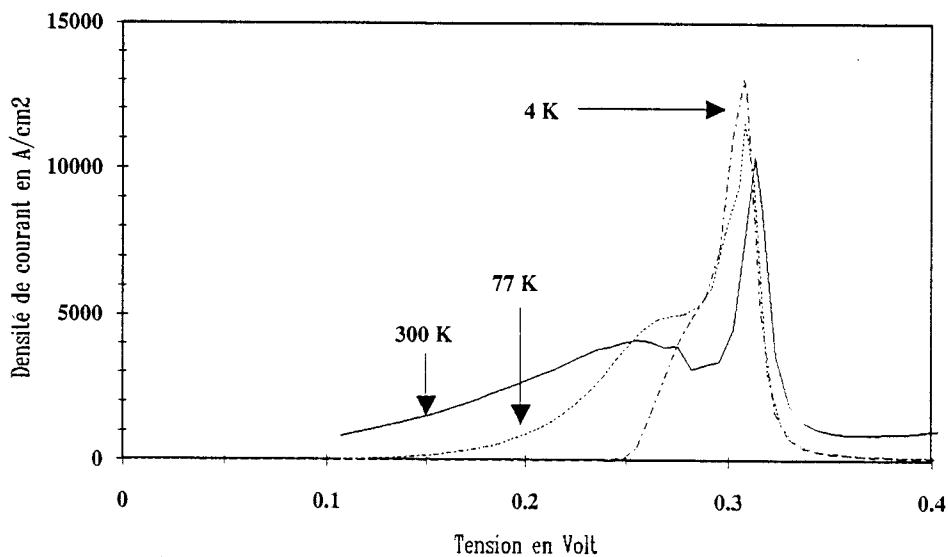


## 2.6.2 Confrontation théorie-expérience

### 2.6.2.1 Caractéristique statique

Cette confrontation est effectuée à partir des caractéristiques de courant mesurées et calculées. Théoriquement, pour accéder à l'information de la densité de courant, nous calculons les probabilités de transmission en injectant dans l'équation de Schrödinger le profil de potentiel englobant la zone d'espaceur établi dans l'approximation de Thomas-Fermi. A partir de ces transmissions, la caractéristique  $J(V)$  est obtenue en intégrant l'équation (1.4) en supposant que la fonction d'alimentation est fixée par la zone réservoir  $n^{++}$  tridimensionnel.

La figure 2.9 donne les caractéristiques  $J(V)$  calculées, pour une structure équivalente à celle étudiée expérimentalement à 300K, 77K et 4K. Une conséquence directe de l'ajout d'une zone faiblement dopée en amont de la structure est l'apparition de deux pics de courant. Quantitativement à 300K on obtient des densités de courant pic de 4,8 kA/cm<sup>2</sup> et 10,5 kA/cm<sup>2</sup> pour des tensions respectives de 0,26V et 0,32V. Ces valeurs théoriques sont en excellent accord avec les valeurs expérimentales de 4,3 kA/cm<sup>2</sup> et 13,5 kA/cm<sup>2</sup> pour les mêmes ordres de grandeur en tension.



**Figure 2.9 :** Caractéristiques  $J(V)$  calculées de la structure expérimentale à 300, 77 et 4K. Globalement, l'allure suit les relevés expérimentaux.

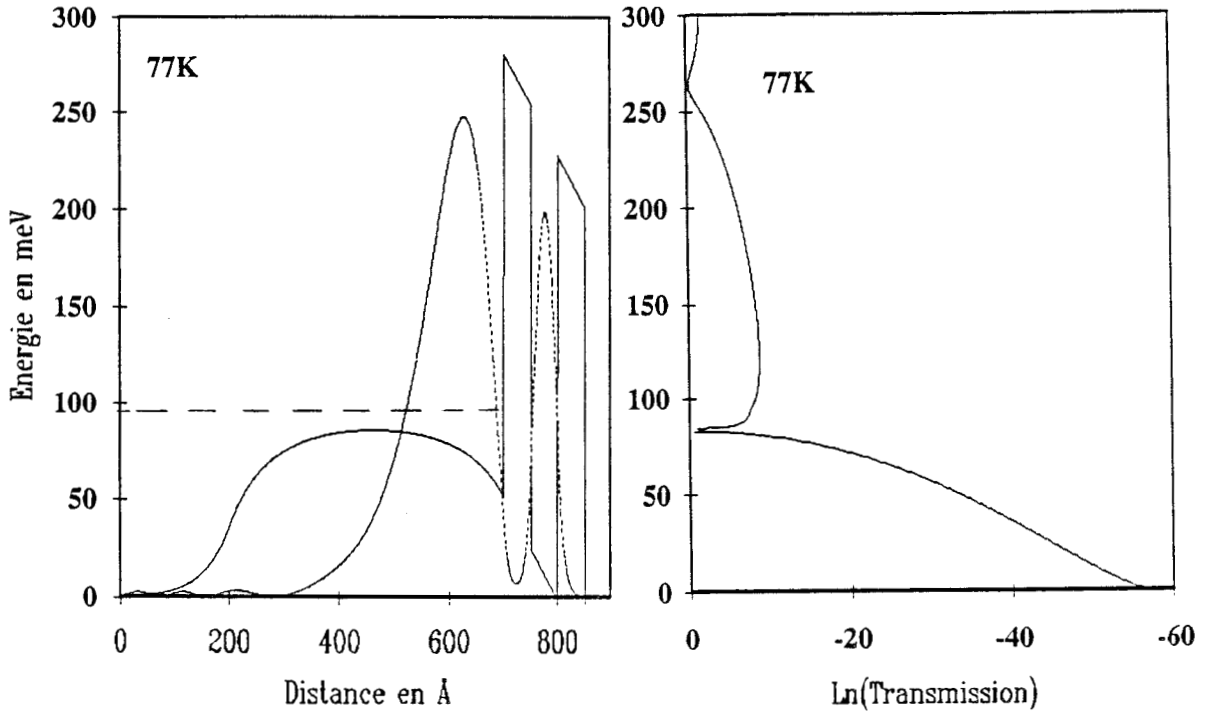


Figure 2.10: Variation du potentiel pour la tension  $V_{pic}$  et densité de probabilité en unité arbitraire pour  $\epsilon r$  révélé par le spectre de transmission ( $\epsilon r = 83,4$  meV).

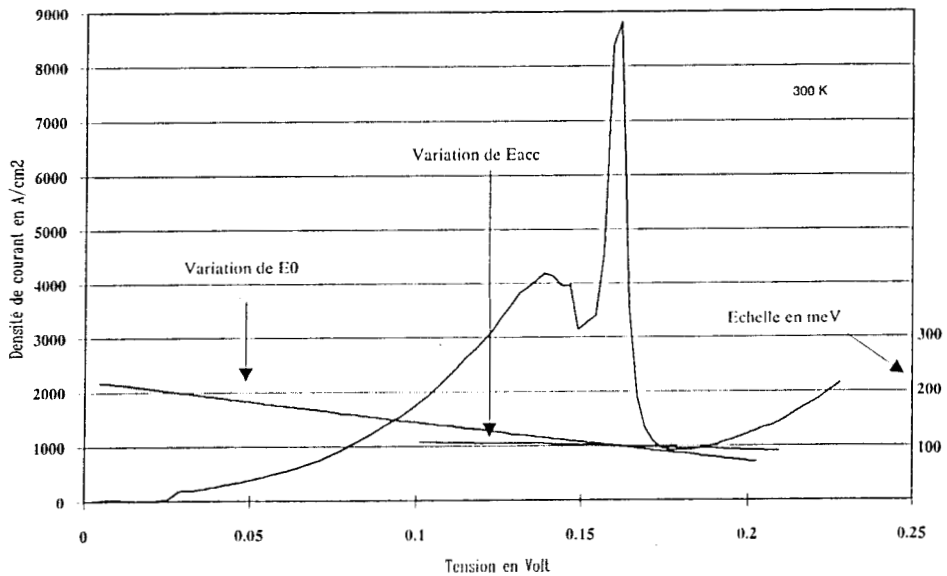


Figure 2.11: Evolution de la position de  $E_0$  et  $E_{acc}$  en fonction de la polarisation. On trouve également la caractéristique  $J(V)$  calculée à 300K. Le maximum de courant est obtenu au croisement des deux niveaux.

De plus, on note que les résultats théoriques prévoient un premier pic moins prononcé à basse température conformément à l'expérience [2]. On remarque également que le modèle permet de rendre compte d'une augmentation de  $J_{pic}$  avec la température (de l'ordre de 20% lorsque l'on passe de 300K à 77K) en accord avec l'expérience. Ces variations de  $J_{pic}$  avec la température apparaissent comme un effet d'espaceur et ne sont pas prévues par des simulations qui ne tiennent pas compte des zones peu dopées. Cette variation du pic de courant résulte principalement de deux effets antagonistes. Une baisse de température produit tout d'abord un rapprochement du niveau de Fermi de la bande de conduction dans la zone faiblement dopée. De façon quantitative, le niveau de Fermi passe de -77 meV à 300K à -10 meV à 77K. Par opposition, la queue de distribution des porteurs dans l'émetteur est moins étalée ce qui tend à diminuer la composante de courant activé thermiquement via le niveau résonnant du puits.

### 2.6.2.2 Caractéristique de transmission

Pour saisir la complexité du double mécanisme de conduction par effet tunnel, il peut être intéressant de représenter les profils de potentiel et les spectres de transmission associés. Nous nous focaliserons sur les deux points de polarisation où l'on observe deux maxima de courant.

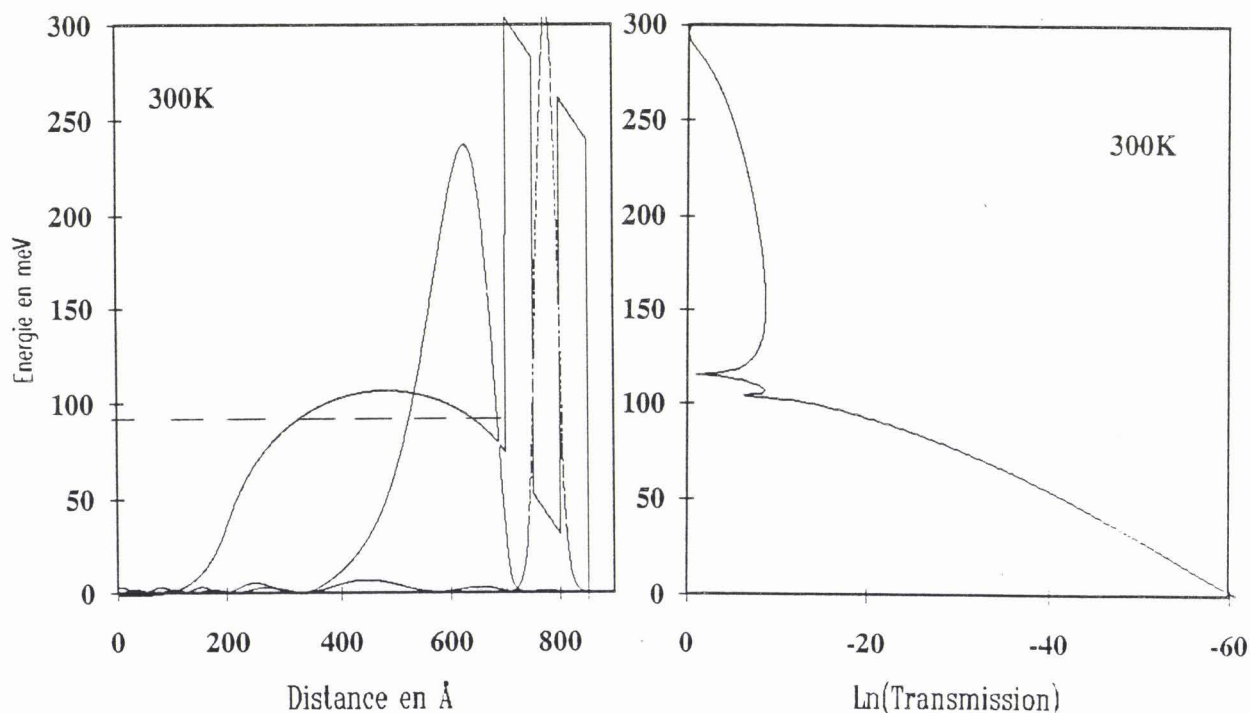
Sur la figure 2.10, nous donnons les variations  $v(z)$  du potentiel calculées de manière auto-cohérente pour la tension qui correspond au maximum de courant à 77K. Le niveau de Fermi, égal à 90 meV, est tracé en pointillé.

La fonction d'onde, qui correspond à l'énergie résonnante égale à 84,3 meV déduite de la valeur pic du spectre de transmission visualisé à droite de la figure 2.10, est également représentée. Elle se partage entre le puits créé par Réaction de Charge d'Espace (R.C.E.) et le puits de la double barrière. L'effet de résistance différentielle négative mis en évidence sur la figure 2.9 apparaît après le croisement du niveau quasi-lié dans la zone d'accumulation et le premier niveau du puits [3]. Les résultats sont en parfait accord avec l'analyse de Thomas [4] ainsi que ceux publiés par d'autres équipes récemment [5][6].

Pour préciser le domaine de tension où l'injection de type bidimensionnel commence à se manifester ainsi que la commande des niveaux, nous avons reporté sur la figure 2.11 les variations du niveau dans la zone d'accumulation  $E_{acc}$  et du niveau...

fondamental dans le puits de GaAs  $E_0$  en fonction de la tension appliquée. Remarquons l'apparition de  $E_{acc}$  dès 100 mV. En revanche, ce niveau est peu dépendant de la polarisation. Une conséquence directe de l'apparition de ce niveau dans la zone d'accumulation est qu'il existe un intervalle (bas de bande de conduction - niveau quasi-lié) très peu accessible aux porteurs. Ceci implique qu'il est erroné de penser que la zone d'accumulation étend le domaine d'énergie de la distribution des porteurs incidents. En revanche, la chute de potentiel sur la zone d'accumulation contribue à une augmentation de la transparence de la barrière émetteur.

Si à présent, on reporte le profil de potentiel et le spectre de transmission correspondant à la tension de 0,26V où le premier pic de courant est observé, deux maxima de transmission sont clairement distincts sur la figure 2.12.



**Figure 2.12 :** Profil de bande de conduction et probabilité de transmission correspondant au premier pic de courant calculé à 300K. Les fonctions d'onde sont calculées pour les deux énergies résonnantes  $\varepsilon_1 = 104,25$  meV et  $\varepsilon_2 = 115,3$  meV

Le pic le plus prononcé se situe à 115,3 meV. Il est alimenté par les états étendus au dessus de la barrière créée par R.C.E. La fonction d'onde décrivant l'état à 115,3 meV correspond à celle qui est localisée dans le puits de la double barrière. Dans ce cas, l'émetteur est tridimensionnel. Les électrons responsables de cette composante de courant se situent à des énergies supérieures au niveau de Fermi de l'injecteur. C'est donc une composante de courant activé thermiquement d'autant plus importante que la température est élevée. Cela explique pourquoi le premier pic de courant diminue suite à un abaissement de la température. Lorsque le niveau quasi-lié  $E_0$  du puits est masqué par la barrière de l'émetteur, on observe une diminution de courant. Mentionnons que cette rupture n'est pas franche car cette barrière diminue lorsque la polarisation augmente.

Le second chemin possible provient de l'alignement de  $E_0$  et  $E_{acc}$ . Le pic de transmission à 104,25 meV sur la figure 2.12 témoigne de la présence du niveau  $E_{acc}$ . La fonction d'onde associée est alors centrée dans l'espaceur. Il nous paraît important d'insister dès à présent que le niveau  $E_{acc}$  n'est accessible, dans un modèle négligeant les phénomènes de relaxation, qu'aux porteurs franchissant la barrière d'émetteur par effet tunnel. En dépit de cette restriction, nous trouvons un bon accord théorie-expérience pour l'évaluation des densités pics de courant. A notre avis, ceci s'explique par le fait que  $E_{acc}$  est situé à une énergie proche du sommet de la barrière et qu'ainsi les probabilités de transmission sont relativement élevées.

### 2.6.2.3 Conclusion

En conclusion partielle, cette analyse révèle le rôle fondamental que joue la barrière électrostatique dans les mécanismes d'injection. Elle agit comme un filtre d'énergie en scindant la distribution initiale des porteurs dans la zone  $n^{++}$  en deux composantes distinctes respectivement 3D et 2D. Nous nous proposons à présent de faire une étude un peu plus systématique concernant l'influence de la valeur de dopage et de la longueur de cet espaceur.

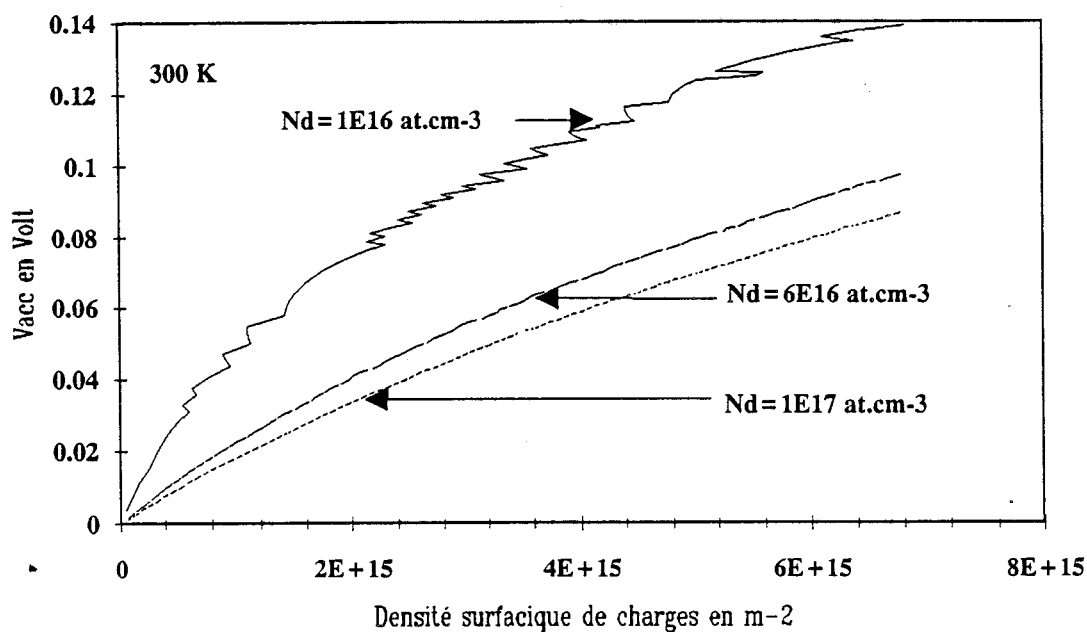


Figure 2.13: Calcul de la charge surfacique accumulée  $n_s$  en fonction de la polarisation pour différentes valeurs de dopage. Ces résultats sont

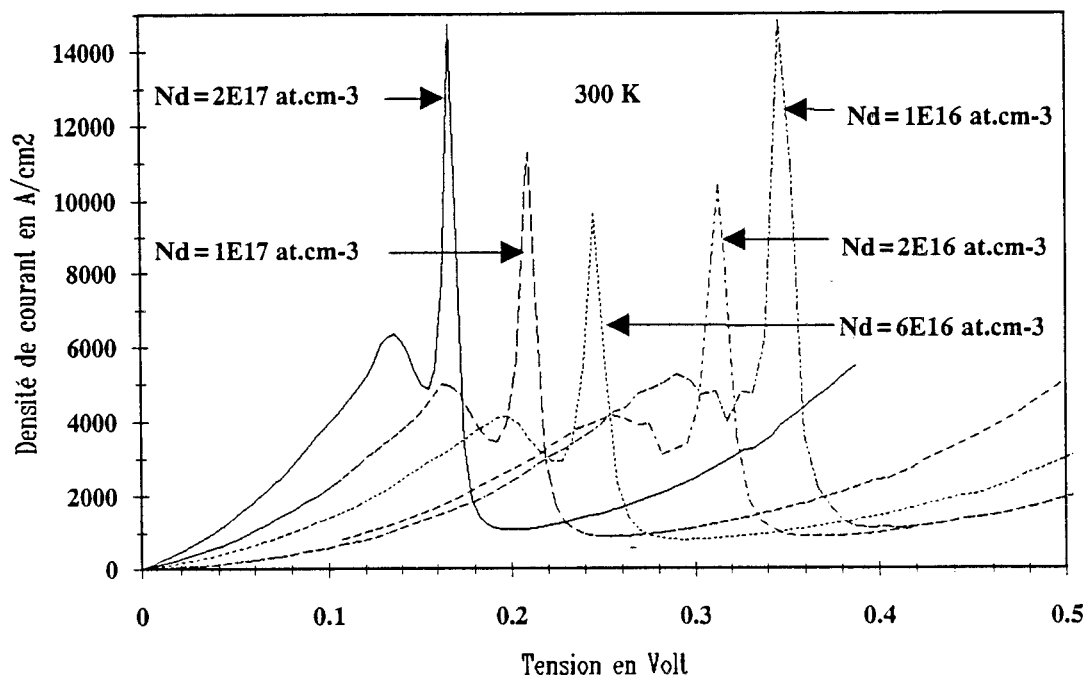


Figure 2.14: Caractéristiques  $J(V)$  calculées en fonction du niveau de dopage dans l'espaceur à 300K. La tension en abscisse tient compte de la tension dans la zone de déplétion.

## 2.7 Influence des paramètres de structures

### 2.7.1 Influence du niveau de dopage

Avant d'analyser l'influence du niveau de dopage dans l'espaceur (Nd) sur les caractéristiques  $J(V)$ , il nous semble intéressant de chiffrer la charge accumulée en fonction de  $V_{acc}$ . La figure 2.13 représente la densité de charges ns obtenue par intégration sur la direction de croissance de la charge volumique. Des valeurs supérieures à  $2.10^{11}$  at.cm<sup>-2</sup> sont typiquement relevées et ce pour des valeurs de dopage comprises entre  $10^{16}$  at.cm<sup>-3</sup> et  $10^{17}$  at.cm<sup>-3</sup> à 300K et des valeurs de  $V_{acc}$  de l'ordre de 50 mV.

Les caractéristiques de conduction à 300K, pour une structure identique à celle que nous avons étudiée précédemment si ce n'est les valeurs Nd dans les espaceurs amont et aval, sont reportées sur la figure 2.14. Insistons sur le fait qu'ici la tension reportée en abscisse tient compte de la zone de déplétion. Ceci explique les variations assez importantes des tensions pics qui sont généralement amplifiées à faible niveau de dopage. C'est ici principalement la zone de déplétion qui joue le rôle d'un bras de levier.

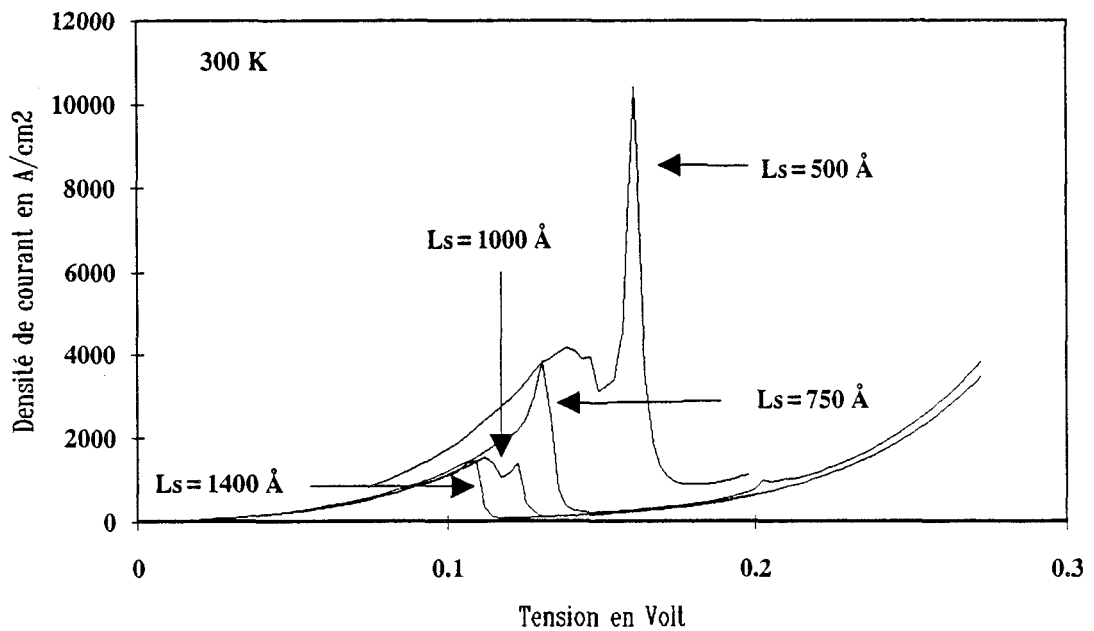
On constate, tout d'abord, que deux pics de courant sont relevés et ce quelques soient les valeurs de dopage comprises entre  $10^{16}$  at cm<sup>-3</sup> et  $10^{17}$  at cm<sup>-3</sup>. Ceci prouve la relative insensibilité des accidents de conduction en fonction de la valeur de dopage dans l'espaceur. Expérimentalement, cette conclusion est validée dans la mesure où des accidents de conductivité sont apparents pour des structures à valeurs de dopage comprises entre quelques  $10^{15}$  at.cm<sup>-3</sup> (cas de structure non intentionnellement dopée) et  $2.10^{17}$  at.cm<sup>-3</sup>. Ce résultat valide également l'emploi d'un calcul semi classique de type Thomas-Fermi pour évaluer le profil de potentiel. En effet, on peut s'attendre qu'une telle démarche surestime la charge à l'interface. L'erreur résultante a peu d'incidence sur les mécanismes physiques de conduction.

Ensuite, les densités de courant calculées pour les premiers et seconds pics restent dans une même gamme de valeur. Le compromis entre la hauteur de barrière de potentiel provenant des différences dans les valeurs de dopage et la profondeur de la zone d'accumulation entraîne que le croisement entre  $E_{acc}$  et  $E_0$  s'effectue sur un même intervalle d'énergie. L'augmentation de la transparence de la double barrière déjà évoquée n'est alors que du second ordre. Les contrastes en courant sont également peu affectés par les variations de Nd.

En résumé, une variation de la valeur de dopage dans l'émetteur influence de façon peu marquée les caractéristiques de conduction. Cependant, il faudra se prévenir de la diffusion du dopant en isolant la double barrière par une zone tampon non dopée (typiquement 50 Å).

### 2.7.2 Influence de la longueur de l'espaceur

Sur la figure 2.15 sont reportées les variations des caractéristiques de conduction à 300K pour différentes longueurs d'espaceur variant entre 500 Å et 1400 Å. Le dopage est ici fixé à  $2.10^{16}$  at.cm<sup>-3</sup>. La tension en abscisse ne tient pas compte de la zone de désertion.



**Figure 2.15 :** Caractéristiques calculées  $J(V)$  en fonction de la longueur de l'espaceur ( $L_{sp}$ ) à 300K. A partir de  $L_{sp} = 1000$  Å  $J_p$  n'évolue quasiment plus.



La première remarque est que les valeurs de courant pic mises en jeu diminuent très fortement lorsque la longueur de l'espaceur augmente.  $J_{pic}$  est ainsi plus faible d'un ordre de grandeur pour des longueurs d'espaceurs évoluant de 500 à 1000 Å. Ceci découle de la diminution de la transparence de la barrière électrostatique qui n'assure plus le remplissage du niveau dans la zone d'accumulation. Parallèlement à cette diminution, on constate que les composantes de courant se répartissent différemment. Pour une longueur d'espaceur ( $L_{sp}$ ) égale à 1400 Å, c'est la composante thermoionique qui prédomine alors que pour  $L_{sp} = 500$  Å, le maximum du courant a lieu pour le croisement des niveaux  $E_{acc}$  et  $E_0$ . En fait, la part relative de chacun des mécanismes dépend de la longueur de l'espaceur et de la hauteur de la barrière d'émetteur. Pour  $L_{sp}$  de quelques centaines d'angströms, l'interpénétration des phénomènes d'accumulation et de diffusion tend à abaisser la hauteur de la barrière électrostatique. En revanche, cela n'est pas le cas des espaceurs longs pour lesquels la hauteur de la barrière d'émetteur reste constante et fixe alors la densité maximale de courant. Rappelons que cette analyse est basée sur une approche cohérente. Dans la réalité, on peut s'attendre à ce que le remplissage du niveau  $E_{acc}$  puisse s'accomplir par des phénomènes de relaxation de porteurs issus initialement des états étendus. Dans cette hypothèse, la composante de courant correspondant au croisement d'états localisés doit être relativement indépendante de la longueur de l'espaceur en contradiction avec nos prévisions théoriques.

D'un point de vue expérimental, ces contradictions se retrouvent dans l'évolution des caractéristiques de  $J_{pic}$  en fonction de  $L_{sp}$ . Ainsi Yo et al [7] concluent qu'à partir d'une longueur critique d'espaceur, l'émission thermoionique devient le processus qui limite le transport. D'autres travaux expérimentaux ont montré par contre l'invariance de  $J_{pic}$  lorsque la longueur de l'espaceur augmente [8]. L'analyse des auteurs en terme de coefficient de transmission montre l'existence de plusieurs niveaux dans l'espaceur très long ( $> 1000$  Å) et peu dopé ( $5 \cdot 10^{15} \text{at.cm}^{-3}$ ). Seule l'information de tension est alors utilisée pour identifier le niveau quantique impliqué dans la composante de courant, les auteurs ne faisant pas de calculs de courant.

### 2.7.3 Conclusion

Pour conclure, cette discussion montre de toute évidence que le problème d'alimentation des états quasi-liés par effet tunnel direct ou par processus dissipatifs reste ouvert lorsqu'on souhaite traiter son problème dans toute sa généralité. Dans notre cas, il nous semble que les processus par effet tunnel soient prépondérants sur la base d'une

bonne comparaison théorie-expérience pour des espaceurs de 500 Å. Il est cependant certain qu'un effort doit être entrepris pour améliorer le modèle existant. Une voie possible consiste à calculer la structure de bande non plus à partir d'une approximation de type Thomas-Fermi mais par un traitement quantique où la densité de porteurs libres est directement reliée à la fonction d'onde. L'autre étape consiste dans la prise en compte de processus de relaxation afin de pouvoir chiffrer la densité de charges piégées dans l'émetteur bidimensionnel. L'information de courant peut être alors obtenue par le temps de fuite de ces porteurs qui ne sont plus couplés qu'avec le collecteur.

## 2.8 Modélisation de la zone collecteur

### 2.8.1 Rôle de l'espaceur de collecteur

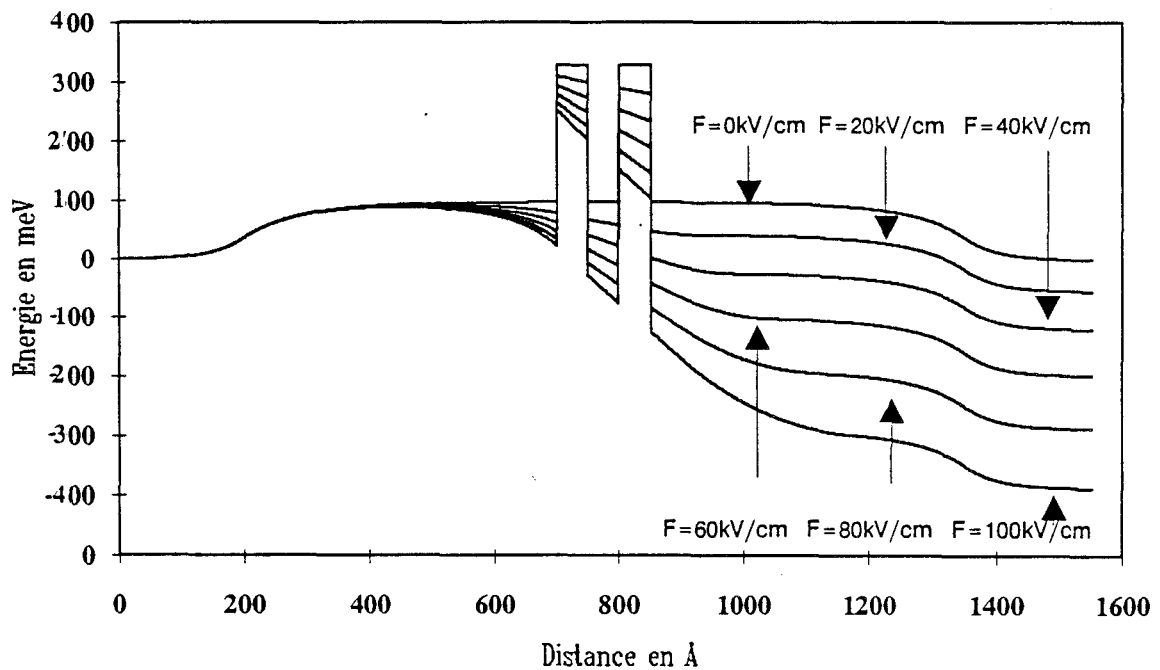
L'espaceur placé en zone collecteur, dont les caractéristiques de structures sont souvent symétriques de l'espaceur amont, est prévu initialement pour se prévenir de la diffusion des impuretés silicium dans la zone active constituée par la double barrière.

En fait, il joue un rôle prépondérant dans les tensions mises en jeu, les mécanismes de transport et les variations de capacité. Au départ, une diode à effet tunnel résonnant sans espaceurs présente une transition entre état de forte et faible conduction s'étendant sur une très faible plage de tension. Or, pour un fonctionnement en oscillateur, il est souvent préférable d'accroître la zone de résistance différentielle négative ce qui concourt à augmenter la puissance délivrée [9]. L'un des moyens d'y parvenir est d'utiliser un espaceur aval de longueur importante afin que toutes les tensions mises en jeu soient amplifiées. L'espaceur en collecteur joue également un rôle dans les mécanismes de transit. Calquée sur les mécanismes de fonctionnement des diodes à injection et temps de transit, la diode QWITT (Quantum Well Injection Transit Time) constitue un exemple de composant où l'effet de résistance différentielle négative peut être obtenu par les effets combinés de tunnel et de transit. L'optimisation d'une telle structure est loin d'être triviale que ce soit sur la valeur du dopage où sur la longueur de celle-ci dans la mesure où les phénomènes de transport sont non stationnaires. On trouvera dans les références [10][11] de plus amples détails quant à l'optimisation de telles structures.

Enfin, par d'adjonction d'espaceur, il est possible de réduire considérablement la capacité intrinsèque du composant [12]. Rappelons que c'est la constante RC qui limite en pratique la fréquence maximale d'oscillation d'où l'importance capitale de cet élément. En première analyse, il est possible de rendre compte de l'espaceur aval en supposant que la densité de charges libres résultant du passage par effet tunnel est négligeable devant le dopage de cette zone. L'évaluation des variations de tension est alors directe, le champ électrique s'écrantant de façon linéaire. Dans un deuxième temps, la variation du potentiel résultant de la diffusion des porteurs du collecteur fortement dopé vers la double barrière peut être superposée. La figure (2.16) montre un résultat de calculs obtenus dans le cadre de ces hypothèses et ce pour différentes valeurs de tension appliquées. Nous avons simulé ici une hétérostructure dont la séquence est :  $L_b = 50 \text{ \AA}$ ,  $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$  /  $L_p = 50 \text{ \AA}$ ,  $\text{GaAs}$  /  $L_b = 50 \text{ \AA}$ ,  $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ . Les espaceurs

de 500 Å dans les zones de collecteur et d'émetteur sont dopés à  $2.10^{17}$  at.cm<sup>-3</sup> à 300 K. Aux faibles valeurs de tension appliquées, compte tenu des niveaux relativement importants de dopage, la longueur de la zone désertée est faible et les variations de potentiel sont dominées par la diffusion qui induit une courbure importante dans le profil de potentiel à la transition n/n<sup>++</sup>.

Par contre, pour des conditions de polarisation qui correspondent à un champ électrique interne dans la double barrière de 100 kV/cm, la zone désertée s'étend jusqu'à l'interface n/n<sup>++</sup> ce qui a pour effet d'effacer le "bump" que nous avons mentionné précédemment.



**Figure 2.16 :** Profils de potentiel calculés pour différentes valeurs de champ électrique dans la double barrière. La température vaut 300K et Nd est égal à  $2.10^{17}$  at.cm<sup>-3</sup> dans les espaceurs.

### 2.8.2 Résistance de charge d'espace

Si à présent, on cherche à introduire l'effet de réaction de charge d'espace dans le collecteur, on se heurte au problème de définir la vitesse en tout point de la zone d'espaceur. Pour illustrer ce point, nous avons reporté sur la figure (2.17) l'évolution de la vitesse des électrons injectés avec une vitesse initiale de  $8.10^7$  cm/s, lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique uniforme de 20 et de 100 kV/cm. Des variations très importantes des valeurs de vitesse sont relevées comprises entre la vitesse maximale de  $10^8$  cm/s et celle correspondante à la vitesse de saturation dans du GaAs un ordre de grandeur plus faible.

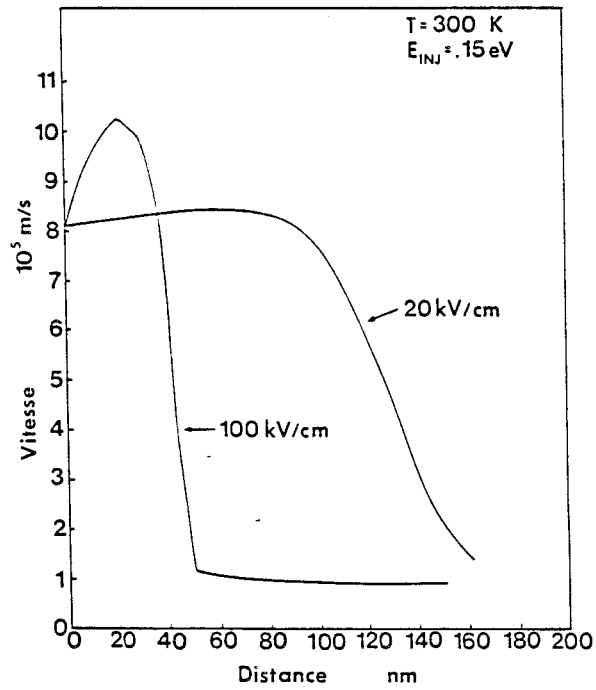
En dépit de cette imprécision sur la vitesse, les effets de réaction de charge d'espace peuvent être évalués en reprenant l'analyse des composants à injection et temps de transit [13]. On montre que la perturbation de potentiel associée au passage de la densité de courant  $J$  introduit une résistance de charge d'espace qui a pour expression :

$$R_{sc} \simeq \frac{\omega^2}{2A\varepsilon v} \quad (2.3)$$

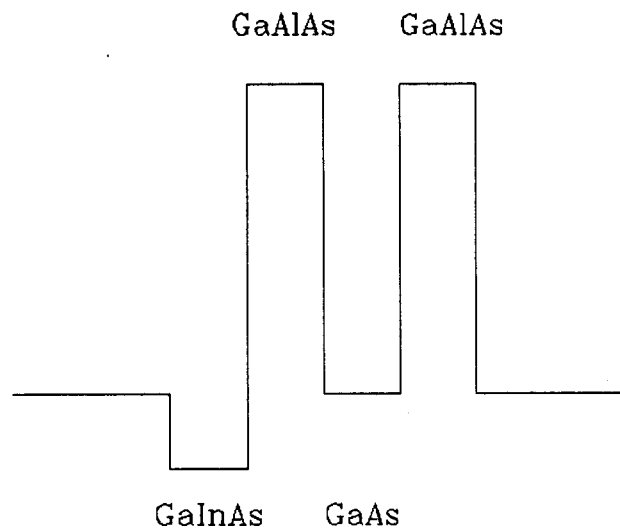
où :  $\omega$  = longueur d'espaceur  
 $A$  = section du composant  
 $v$  = vitesse dans l'espaceur

Dans une hypothèse de transport en vitesse de saturation, on obtient typiquement des valeurs d'un ohm.

Cet effet de réaction de charge d'espace apparaît donc comme négligeable par rapport au niveau d'impédance mis en jeu. Concrètement, ces effets vont devenir significatifs lorsque les densités de courant dépassent  $100$  kA/cm<sup>2</sup> dans des structures relativement peu dopées. La charge libre équivalente devient alors comparable au niveau de dopage induisant une redistribution significative du champ électrique.



**Figure 2.17:** Evolution de la vitesse moyenne des porteurs en fonction de leur position de la zone de transit. Ces résultats proviennent de simulation Monte-Carlo.



**Figure 2.18:** Profil de potentiel schématique de la structure pré-puits.

## 2.9 Structure à pré-puits

### 2.9.1 Motivations

Nous venons de voir que les mécanismes d'injection dans les hétérostructures à espaceurs larges sont extrêmement influencés par la formation d'un puits électrostatique en amont de la double barrière. L'idée que nous allons essayer de développer ici consiste à créer volontairement une injection de type bidimensionnelle en jouant sur la composition des matériaux d'émetteur. Ainsi la croissance d'une dizaine d'Angströms de GaInAs provoque un véritable puits formant alors une structure à pré-puits ("Prewell") schématisée sur la figure 2.18. Depuis deux ans, plusieurs équipes ont essayé de réaliser et de caractériser de telles structures. Ces études ont démontré que les performances des composants en terme de densité de courant pic et de rapport  $J_{pic}/J_{vallée}$  sont sensiblement améliorées par rapport aux diodes double barrière conventionnelles. Nous citerons deux résultats significatifs comme un contraste en courant de 7,2 associé à une densité de courant pic de  $10 \text{ kA/cm}^2$  dans le système GaAlAs/GaInAs/GaAs mesuré à 300 K par Brugger [14] ainsi que les excellentes performances de Kappre [15] qui rapporte des  $J_p \simeq 125 \text{ kA/cm}^2$  avec un contraste en courant de 4,7 à température ambiante pour des structures GaInAs/AlAs/GaAs.

Pour notre part, nous avons obtenu des rapports typiques  $J_p/J_v$  de l'ordre de 5 avec des densités de courant comprises entre 30 et  $40 \text{ kA/cm}^2$ . Si l'amélioration du contraste en courant peut se comprendre dans la mesure où l'on met en regard deux niveaux quantiques, celui d'émetteur et celui propre à la double barrière, nous noterons qu'aucune explication fondamentale n'a été fournie pour décrire le comportement du pré-puits (nous utiliserons cette appellation désormais). De plus se greffent les difficultés technologiques relatives aux conditions optimales de croissance pour élaborer des matériaux aussi différents que le GaAlAs et le GaInAs sur lesquelles nous reviendrons par la suite. Dans cette partie, nous allons concentrer nos efforts sur les problèmes touchant à la modélisation.

a

GaAs	2E18 at.cm-3	5000 Å
GaAs	2E17 at.cm-3	500 Å
GaAs	NID	25 Å
Ga <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> As x=0.6	NID	30 Å
GaAs	NID	45 Å
Ga <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> As x=0.6	NID	30 Å
Ga <sub>1-x</sub> In <sub>y</sub> As y=0.15	NID	50 Å
GaAs	NID	25 Å
GaAs	2E17 at.cm-3	500 Å
GaAs	2E18 at.cm-3	10000 Å
Substrat semi-isolant		

b

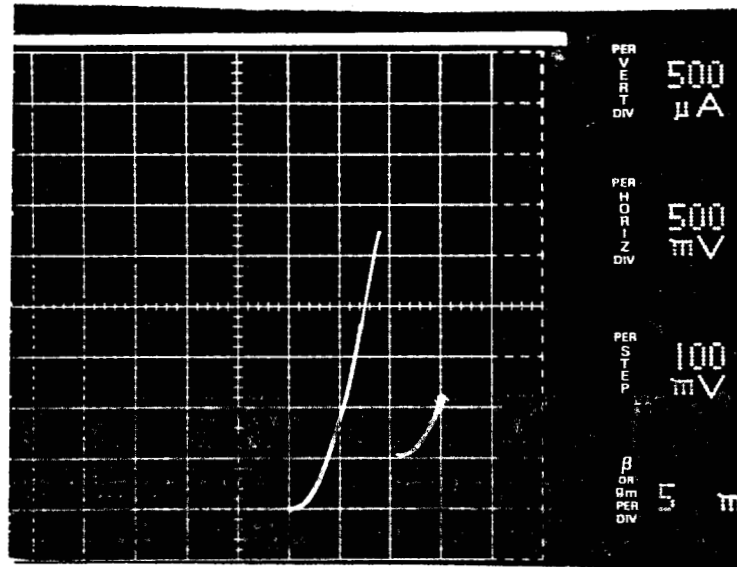


Figure 2.19: a) Séquence épitaxiale de la structure pré-puits.  
 b) Caractéristique typique  $I(V)$  à 300K pour un échantillon de  $9 \mu\text{m}^2 = J_{\text{pic}} \sim 30 \text{ kA/cm}^2$  associé à un contraste en courant  $J_{\text{p}}/J_{\text{v}} = 5,5$ .



## 2.9.2 Simulation des structures pré-puits (Prewell)

### 2.9.2.1 Résultats expérimentaux

Nous donnons sur la figure 2.19a les paramètres géométriques de composition et de dopage pour une hétérostructure conçue dans le système GaInAs/GaAlAs/GaAs. Ce type de structure a été élaborée dans le cadre d'une collaboration entre le Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs et le L.C.R. (Laboratoire Central de Recherche, Thomson). Un exemple des meilleures caractéristiques de conduction que l'on ait mesurées est reporté sur la figure 2.19b.

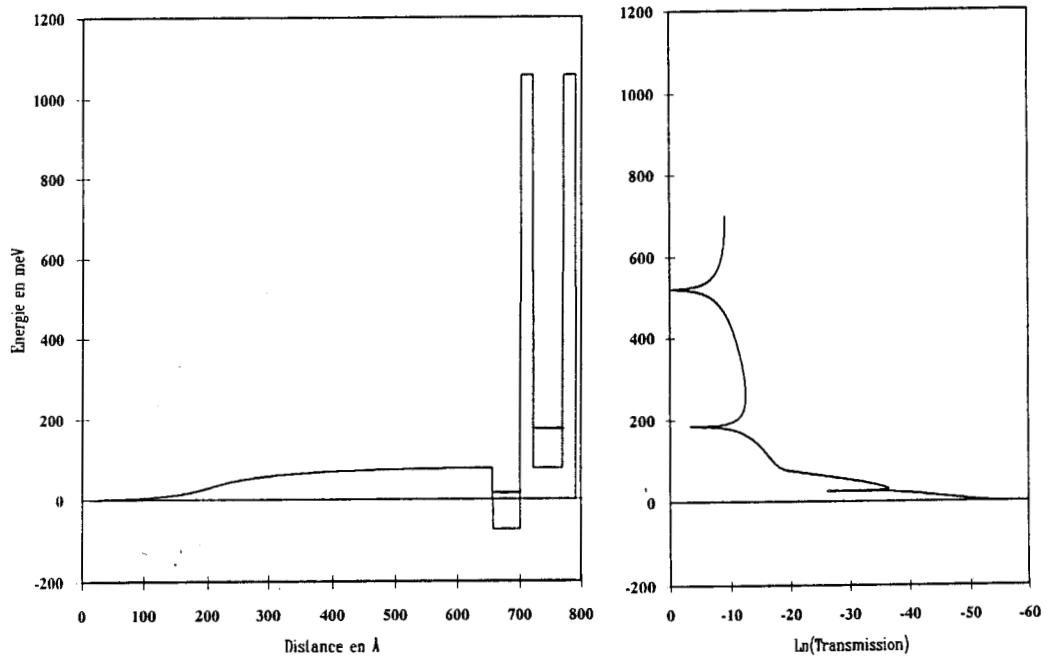
Le contraste en courant vaut 5,5 et la densité de courant est de  $30 \text{ kA/cm}^2$  à 300K. Ces résultats sont comparables aux meilleures performances pour ce système de matériaux publiées dans la littérature.

Pour comprendre comment se réalise l'injection 2D, nous adopterons deux types d'approches, toutes deux fondées sur un traitement semi-classique en essayant d'insister sur les hypothèses qui nous semblent les plus restrictives.

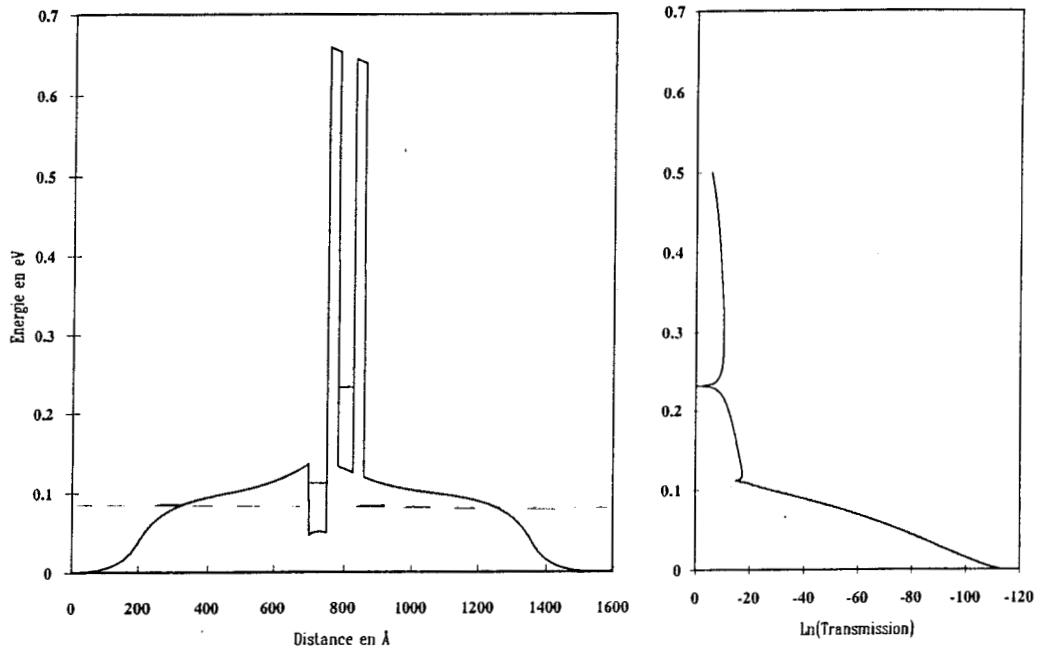
### 2.9.2.2 Traitement simplifié

En première approximation, le profil de potentiel dans la zone d'espaceur peut se calculer en défalquant la discontinuité due au GaInAs des variations de la bande de conduction déduites des précédents calculs.

Par ce biais, nous avons une bonne idée de la position du niveau quantique (révélé par le spectre de transmission) qui se loge dans le ternaire. En revanche, on ignore totalement dans ce cas, la nouvelle répartition de charges et en particulier le fait que l'accroissement de charges dans le puits de GaInAs doit s'accompagner d'une zone d'appauvrissement dans le GaAs adjacent à ce puits. Un exemple de simulation est reporté sur la figure 2.20 et appelle la remarque suivante.



**Figure 2.20:** Profil de potentiel et spectre de transmission calculés sans transfert de charges.



**Figure 2.21:** Profil de potentiel calculé dans l'approximation de Thomas-Fermi. Notons l'existence d'un champ électrique dans la DB à l'équilibre. Le spectre de transmission  $T(E)$  révèle  $E_0$  et  $E_{acc}$  dans le puits GaInAs.

Le niveau quasi-lié se loge relativement profondément dans le puits de GaInAs pour la structure considérée qui inclut un prewell de 50 Å pour une concentration d'indium de 25%. Par rapport au bas de la bande de conduction du milieu du puits de ternaire, le niveau se situe à environ 100 meV. Si l'on reste dans une hypothèse de remplissage par effet tunnel, peu de porteurs vont peupler cet état car la barrière séparant le réservoir d'électrons et le puits de GaInAs est alors très opaque. Ceci serait d'autant plus vrai si l'on tenait compte de la zone de désertion qui résulte de la mise en équilibre du prewell avec les zones adjacentes. Une démarche plus rigoureuse consiste à prendre en compte les discontinuités de potentiel dans le calcul de la densité de charges  $n(z)$  dans l'approximation de type Thomas-Fermi. L'algorithme que nous avons présenté précédemment, conçu pour simuler des homojonctions, s'est avéré inapte à converger lorsque des sauts de densité de charges induits aux interfaces GaInAs/GaAs sont introduits. Face à ce problème, il a fallu mettre au point, parallèlement au sein de l'équipe, un nouvel algorithme de résolution de l'équation de Poisson par double balayage [16] qui peut être étendu aux systèmes bidimensionnels. Le profil de potentiel issu de ce formalisme est donné sur la figure 2.21. Pour cet exemple, la profondeur du prewell a été légèrement diminuée (-90 meV/GaAs) ce qui correspond à un pourcentage d'indium de l'ordre de 15% plus proche de la structure expérimentale. Les remarques précédentes quant au développement d'une zone désertée consécutive à la présence du prewell sont vérifiées. On constate, en effet, la présence d'un champ électrique très important révélé par les courbures de bande très prononcées à l'interface GaAs/GaInAs qui ne sont pas totalement absorbées sur la largeur du puits de ternaire. Ce champ résiduel subsiste dans la double barrière non intentionnellement dopée et ne s'annule que dans l'espaceur collecteur. En trait pointillé, nous avons reporté le positionnement des niveaux dans le prewell et dans le puits de GaAs déduits des pics dans le spectre de transmission également reporté sur la figure 2.21. De plus, on peut mentionner que le niveau  $E_{acc}$  est couplé au continuum d'émetteur par l'intermédiaire d'une barrière de potentiel quasi-triangulaire. Ce couplage pose problème si l'on veut maintenant améliorer de nouveau le traitement des courbures de bande en remplaçant le calcul de  $n(z)$  par une approche purement quantique. Dans ce cas, on détermine de façon auto-cohérente la population d'électrons piégés dans le puits qui est alors proportionnelle à la probabilité de présence électronique. Il est certain que ce traitement est le plus rigoureux. Il permet en particulier de s'affranchir des sauts de densités de porteurs aux interfaces inhérents à un traitement semi-classique.

Un effort de recherche a été entrepris dans ce sens. Il est nécessaire de préciser au départ que seules les fonctions d'onde correspondantes aux états propres suffisent pour le traitement auto-cohérent couplant l'équation de Poisson et l'équation de Schrödinger. Par conséquent, l'algorithme de Runge-Kutta, bien que doté d'une recherche automatique de pic dans le spectre de transmission, s'avère trop lourd pour ce qui concerne la recherche rapide des états propres. Pour cette étude préliminaire, nous avons donc adapté une routine jusque là employée pour la recherche des états propres dans un TEGFET. Les premiers essais se sont révélés valables dès lors que le prewell se comporte comme un système relativement isolé. En revanche, dans le cas qui nous intéresse, le couplage des niveaux avec le continuum rend peu physique la normalisation des fonctions d'onde et donc le potentiel résultant. Cette question reste ouverte comme l'attestent les récents travaux de Figg [17] qui tourne le problème en appliquant un principe de superposition entre des états confinés strictement et des états étendus. Il nous semble que la reconnaissance d'états quasi-liés et étendus pose également un problème au niveau du calcul du courant. Rappelons que dans la méthodologie que nous employons pour déterminer les courbes  $I(V)$ , nous fixons les fonctions d'alimentations dans les zones fortement dopées et les valeurs de courant sont alors le reflet des spectres de transmission.

Dans la plupart des situations expérimentales que nous avons simulées, la transparence de chaque zone prise séparément s'est avérée suffisante pour que l'on obtienne des densités de courant relativement importantes. Ceci ne peut être le cas pour des structures prewell à espaceur long et qui de plus présentent une perturbation de GaInAs importante. Théoriquement, on calcule alors des densités de courant beaucoup plus faibles que celles relevées expérimentalement. Une explication possible à ce désaccord manifeste est la non prise en compte des effets de relaxation qui peuvent peupler le puits de GaInAs de façon autre que le processus tunnel pur. Une première évaluation des densités de courant consiste à faire abstraction de la façon dont le puits de ternaire est rempli et de considérer que le problème se résume à la seule fuite d'une charge piégée dans le GaInAs vers le collecteur au-travers de la double barrière. Cette suggestion reprend l'idée de Lassing et Boxleiter [18] qui donnent les moyens d'évaluer le temps de durée de vie d'un état couplé que d'un seul côté.

## 2.10 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré l'influence des zones tampon sur les processus de conduction. Au terme de cette étude, les points suivants méritent d'être soulignés.

- Quand de larges espaceurs peu dopés sont épitaxiés en amont de la double barrière, une barrière électrostatique importante se forme. La population incidente est alors scindée en deux composantes, l'une provenant des états étendus de l'espaceur (injection tridimensionnelle thermiquement activée) et l'autre issue du niveau quantifié se créant dans la zone d'accumulation (injecteur bidimensionnel).
- Le niveau de dopage de l'espaceur influe sur les performances électriques. En ce qui concerne la longueur de l'espaceur, les conclusions sont plus nuancées. En effet, les deux composantes de courant respectivement 2D et 3D se répartissent différemment selon la longueur de l'espaceur. Pour des espaceurs longs, la hauteur de la barrière électrostatique est invariante et fixe le courant. Les simulations mettent en évidence dans ce cas, les problèmes de l'alimentation des états quasi-liés par effet tunnel direct ou par processus dissipatifs.
- Enfin, l'insertion de GaInAs, pour créer un injecteur 2D par modulation de potentiel cristallin, améliore sensiblement les performances électriques. Des études sont en cours pour fournir des éléments de réponse quant à l'origine de ces améliorations. Si les paramètres géométriques sont bien établis par l'étude que nous venons de présenter, il reste toutefois à élaborer les composants dans un environnement favorable à l'exploitation de leurs potentialités intrinsèques. Ceci fait l'objet du chapitre suivant qui fait une large part à la présentation d'une technologie intégrée développée à cette intention.



# Bibliographie

- [1] FRENSLEY W.R.  
Effect of inelastic processes on the self consistent potential in the resonant tunneling diode.  
Solid-State Electronics, Vol. 32, n° 12, p. 1235, 1989.
  
- [2] LEROUX H., MOUNAIX P., LIPPENS D.  
Investigation of quantum states an the cathode region of resonant tunneling diodes.  
Inst. Phys. Conf., serie n° 112, chapter 6.  
Paper presented at Int Symp GaAs and Related Compounds. Jersey 1990.
  
- [3] MOUNAIX P., VANBÉSIEN O., LIPPENS D.  
Effect of cathode spacer layer on the current-voltage charasteristics of resonant tunneling diodes.  
Appl. Phys. Lett. 57 (15), p. 1517, 1990.
  
- [4] THOMAS D., CHEVOIR F., BARBIER E., GOLDNER Y., VIEREN J.P.  
Magnetotunneling studies of charge build up in double barrier diodes.  
Proc. of 4<sup>th</sup> International Conference on Superlattices, Microstructures and Microdevices (1988).
  
- [5] WU J.S., CHANG C.Y., LE C.P., CHANG K.H., LIV D.G., LIOU D.C.  
Resonant tunneling of electrons from quantized levels in the accumulation layer of double barrier heterostructure.  
Apl. Phys. Lett. 57 (22), p. 2311, 1990.
  
- [6] KOENIG E.T., JOGAR B., PAULAS M.J., HUANG C.I., BOZADA C.A.  
Charge quantization effects on current-voltage characteristics of AlGaAs/GaAs resonant tunneling diodes with space layers.  
Journ. Appl. Phys 68 (7), p. 3425, 1990

- [7] YOO H.M., GOODNICK S.M., ARTHUR J.R.  
Influence of spacer layer thickness on the current-voltage characteristics of AlGaAs/GaAs and AlGaAs/InGaAs resonant tunneling diodes.  
Appl. Phys. Lett. 56 (1), p. 84, 1990.
- [8] KOENIG E.T., HUANG C.I., JOGAI B.  
Independence of peak current from emitter spacer layer width in AlGaAs/GaAs resonant tunneling diodes.  
Journ. Appl. Phys. 68 (11), p. 5905, 1990.
- [9] KIM C.S., BRANDLI A.  
IRE, Trans on MTT, p. 72, 1970.
- [10] KESAN V.P., NEIKIRK D.P., BLAKEY P.A., STREETMAN B.G., LINTON T.D.  
The influence of transit time effects on the Optimum Design and Maximum Oscillation Frequency of Quantum Well oscillators.  
IEEE Trans. of Elec Devices, vol. 35, n° 4, p. 405, 1988.
- [11] VANBÉSIEN O.  
Thèse de L'Université de Lille I, 1991.
- [12] MOUNAIX P., FATTORINI A., LORIAUX J.L., MIENS M., VANBREMEERSCH J., LIPPENS D.  
Integration of a resonant tunneling structure for microwave applications.  
Journal de Physique III, n° 1, p. 539, 1991.
- [13] ZEE  
Physics of semiconductor devices, 2<sup>nd</sup> edition, p. 575.
- [14] BRUGGERS A., MEINER O., WÖLK C., DENFEL R., MARTEN A., ROSSMANITH M., KLITZING K.V., SAVER R.  
Pseudomorphic Two dimensional electron gas. emitter resonant tunneling devices.  
Microelectronic Engineering, 15, p. 663, 1991.
- [15] KAPRE R.M., MADHUKAR A., GUHA S.  
Highly strained GaAs/GaInAs/AlAs resonant tunneling diodes simultaneously high peak current densities and peak to valley ratios at room temperature.  
Appl. Phys. Letters, 58(20), p. 2255, 1991.



- [16] SADAUNE V.  
Thèse de l'Université de Lille I, à paraître
  
- [17] FIIG T. JANKO A.P.  
Self consistent model for two dimensional accumulation layer states in resonant tunneling devices.  
Appl. Phys. Lett. 59 (18), p. 2245, 1992.
  
- [18] LASSNIG R., BOXLEITNER W.  
Tunneling from quasi two dimensional space charge layers.  
Solid State Communications, vol. 64, n° 6, p. 979, 1987.



## **Chapitre 3**

**Technologie de fabrication et caractérisation dynamique**

## Chapitre 3

# Technologie de fabrication et caractérisation dynamique

### 3.1 Introduction

Les contraintes technologiques liées à la réalisation de structures performantes sont nombreuses. Nous citerons par exemple la nécessité de faire croître des hétérostructures de quelques monocouches d'épaisseur avec des interfaces de très bonne qualité afin d'obtenir des densités de courant et des contrastes en courant élevés. De plus, les matériaux à épitaxier présentent souvent des conditions d'optimisation souvent éloignées d'où un choix délicat des paramètres de croissance. Au niveau de la fabrication du composant, il est impératif de diminuer les sections actives tant pour des problèmes de stabilité que de dissipation thermique.

Dans ce chapitre, nous aborderons respectivement ces deux aspects touchant à la croissance et à la technologie. Dans un premier temps, les problèmes de croissance relatifs aux couches  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$  et  $\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As}/\text{GaAs}$  seront considérés. Ensuite, nous exposerons les étapes technologiques qui ont mené à la réalisation de composants dans une architecture planaire intégrée. Grâce à un environnement de lignes de transmission coplanaires, des mesures d'impédance sur tranche jusqu'à 40 GHz permettront d'établir non seulement le schéma équivalent des diodes à effet tunnel résonnant, et donc de chiffrer les limites fréquentielles intrinsèques, mais aussi de préparer les applications.

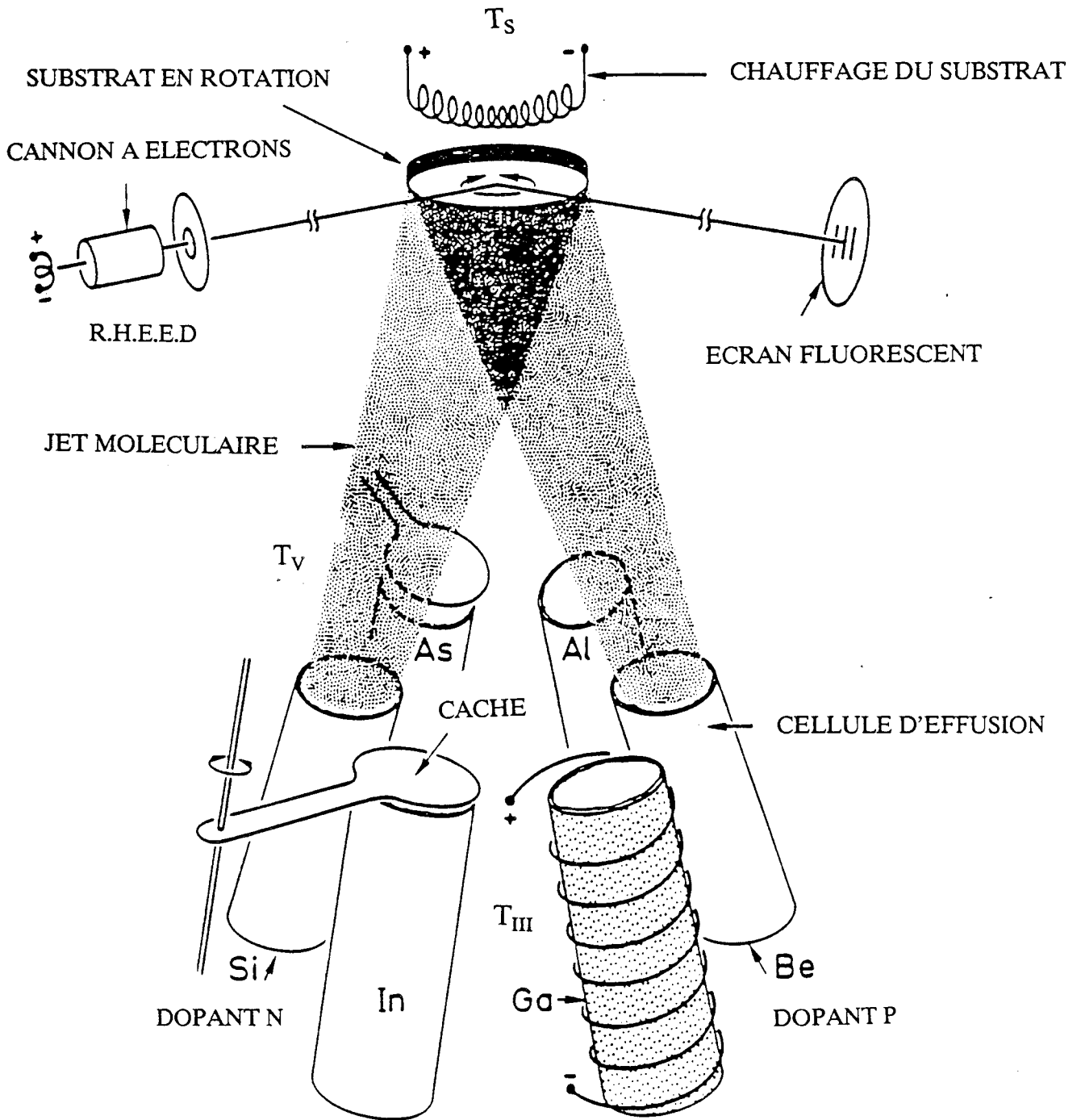


Figure 3.1: Vue schématique d'un bâti d'épitaxie par jets moléculaires.

## 3.2 Croissance de structures à base de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$

Les procédés de croissance cristalline ont vu leurs développements s'accroître ces dernières années compte tenu de la nécessité de réaliser des hétérostructures aux interfaces abruptes avec un contrôle des épaisseurs des couches à l'échelle de la monocouche atomique.

L'épitaxie par jets moléculaires (E-J-M), bénéficiant des progrès des techniques de l'ultra vide, est à la base de la croissance de nombreux matériaux III - V. Les vitesses de croissance sont faibles (de  $0,1 \mu\text{m/h}$  à  $1 \mu\text{m/h}$ ) et facilitent le contrôle des épaisseurs. De plus, l'E.J.M. permet un contrôle in-situ de la surface des substrats ou de l'interface de croissance grâce par exemple à des méthodes de diffraction d'électrons. Par la suite, nous nous proposons de rappeler quelques principes de base de l'épitaxie par jets moléculaires ainsi que de justifier nos choix quant aux conditions de croissance.

### 3.2.1 Principe de l'épitaxie par jets moléculaires

Dans son principe l'épitaxie par jets moléculaires résulte de l'interaction entre des flux atomiques ou moléculaires et la surface d'un substrat monocristallin dans des conditions de vide très poussé ( $P \simeq 10^{-10} \text{ torr}$ ). Dans la technique des trois températures schématisée sur la figure 3.1, l'évaporation des éléments III et V se réalise dans des cellules d'effusion portées aux températures  $T_{III}$  et  $T_V$ . Le substrat est chauffé à une température intermédiaire  $T_S$  avec  $T_V < T_S < T_{III}$ , la deuxième inégalité permettant d'éviter la condensation de l'arsenic qui est en général envoyé sur la surface en excès (surface stabilisée arsenic).

Dans un régime usuel de croissance, les atomes III se condensent sur le substrat sans se réévaporer, le coefficient de collage est alors égal à 1 alors qu'une quantité d'atomes V est incorporée pour assurer la stoechiométrie du matériau élaboré. Le contrôle des flux atomiques des éléments III permet d'ajuster la vitesse de croissance du dépôt et la composition relative en chacun des éléments. La température de la cellule de gallium est typiquement de l'ordre de  $900^\circ$  à  $1000^\circ \text{ C}$ . Outre les avantages relatifs à une faible vitesse de croissance (1 monocouche/s) et à la possibilité d'analyse in-situ (RHEED), la température du substrat est relativement basse ( $\simeq 600^\circ \text{ C}$ ). D'autre part, on peut interrompre très rapidement le jet moléculaire à l'aide d'un cache qui obstrue la cellule. Ces deux aspects mènent à une limitation des diffusions en volume des espèces

chimiques (ségrégation de silicium) et à des interfaces relativement abruptes au niveau des hétérostructures. Enfin, signalons la possibilité d'obtenir une très bonne uniformité en épaisseur et en dopage sur toute la surface de l'échantillon (2% sur un wafer de 2").

### 3.2.2 Cinétique de croissance

L'incorporation des éléments découle de processus d'interaction complexes des espèces incidentes avec la surface. On pourra trouver dans la littérature des analyses détaillées [1][2] relatives à ces processus.

La croissance peut se décrire par les phénomènes consécutifs suivants :

1. Arrivée des atomes en surface ;
2. Adsorption ;
  - Physisorption,
  - Migration sur la surface,
  - Evaporation,
  - Chimisorption,
  - Migration sur la surface,
  - Evaporation ;
3. Incorporation.

Pour les éléments III (Ga, Al), le coefficient de collage vaut pratiquement 1 sur une très grande plage de température de substrat ( $T_S < 630^\circ \text{C}$ ). Néanmoins pour  $630 < T_S < 700^\circ \text{C}$ , le coefficient de collage du gallium chute fortement, la liaison GaAs devenant instable vis à vis de l'énergie thermique. Alors une proportion importante des atomes de gallium incidents se réévaporent, la croissance peut devenir tridimensionnelle. Pour l'arsenic, si la température de substrat est supérieure à  $180^\circ \text{C}$ , le coefficient de collage de l'arsenic seul ( $\text{As}_4$ ) est nul. Cependant, en présence d'atomes du groupe III, le coefficient de collage ne dépasse jamais 0,5 et dépend de  $T_S$  et de l'espèce moléculaire utilisée. Les processus d'interaction de l' $\text{As}_2$  et de l' $\text{As}_4$  avec le gallium sur la face (001) du GaAs ont été étudiés par C.T. Foxon [2]. En règle générale, la croissance en E.J.M. est gouvernée par le flux d'atomes du groupe III. Le mode de croissance choisi est celui où  $F_{\text{As}} > 2F_{\text{Ga}}$  (mode stabilisé arsenic), l'excès d'arsenic étant réévaporé.

### 3.2.3 Cas du $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$

La croissance de matériaux incorporant de l'aluminium introduit des conditions supplémentaires au niveau de la cinétique. Ainsi, un flux trop important d'arsenic défavorise la mobilité des atomes en surface (l'aluminium par exemple). Il peut en résulter la création de lacunes en éléments du groupe *III*. Ainsi, pour des croissances de ternaire GaAlAs, on tend à augmenter  $T_S$  jusqu'à des températures de l'ordre de 700 ° C. Nous nous trouvons donc dans une situation où les températures d'optimisation de GaAlAs et GaAs sont extrêmement différentes. Cependant, pour des hétérostructures de très faibles dimensions, la croissance est effectuée à une température constante proche de 600 ° C dans de bonnes conditions. De plus, Heinblum [3] a obtenu du GaAlAs de très bonne qualité à  $T_S \sim 600$  ° C.

Un dernier problème crucial pour les hétérostructures en général, qui prend toute son importance lorsqu'on cherche à exploiter l'effet tunnel, est celui de la qualité des interfaces. Pour améliorer celle ci, il a été proposé dans la littérature de pratiquer des arrêts de croissance plus ou moins longs pour laisser la surface se "lisser". Cependant, il a été fait mention que pendant ces arrêts, l'incorporation d'impuretés est favorisée et dégrade l'interface en altérant la reconstruction de celle ci. Quoi qu'il en soit, Köhrbrück [4] a montré que seule une interruption sur la surface GaAs mène à une augmentation de la qualité de l'interface et qu'au contraire l'interruption sur les surfaces GaAlAs sont à éviter.

- Nos conditions de croissance.

Les structures réalisées au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs ont été élaborées dans un bâti de type RIBER 32P. Les épitaxies sont effectuées en position optimale avec un système de support dit "Indium Free". La température de croissance du GaAs est de l'ordre de 580 ° C dans des conditions de surface stabilisée arsenic. Le rapport de la pression équivalente de flux (P.E.F.) de l'élément III par rapport à l'élément V vaut environ 15, la vitesse de croissance du GaAs étant de l'ordre de 0,7  $\mu\text{m}/\text{h}$ . Nous noterons que la croissance de ternaire GaAlAs a été obtenue sans effectuer d'augmentation de la température compte tenu des très faibles dimensions géométriques, ni d'arrêts aux interfaces.



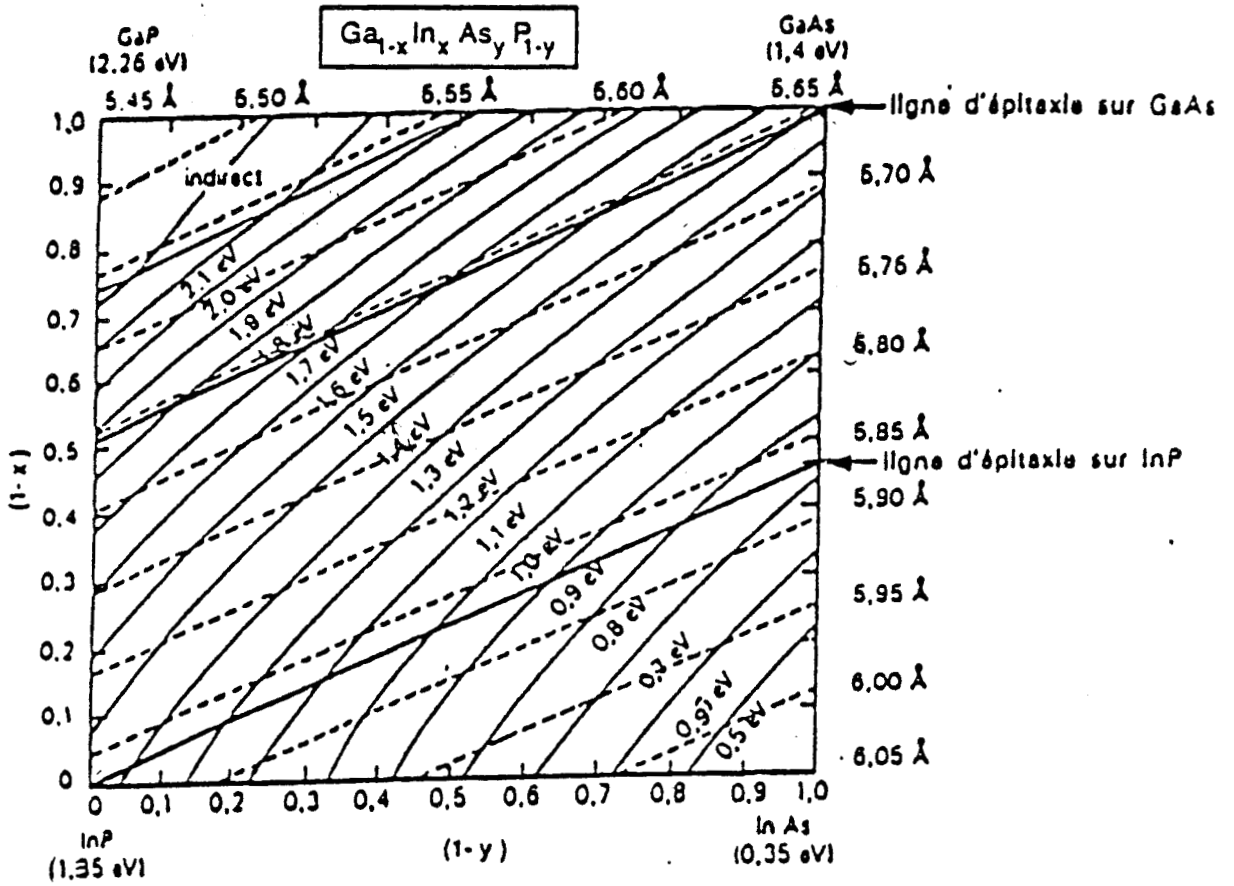


Figure 3.2: Paramètre de maille et variation du gap pour le système GaInAsP.

### 3.3 Pseudomorphisme et conditions de croissance du GaInAs/GaAs

#### 3.3.1 Paramètres structuraux et électriques

Avec le système de matériaux  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$ , nous avons toute latitude pour moduler très fortement la discontinuité en bande de conduction. Un degré de liberté supplémentaire nous est donné par l'utilisation de composés incorporant de l'indium ( $\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$ ). L'intérêt majeur de ces ternaires peut être illustré à l'aide de la figure 3.2 qui donne les variations des bandes interdites (gaps) et paramètres de maille en fonction des paramètres de composition pour des alliages de  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_{1-y}\text{P}-y$ . Ce diagramme appelle principalement deux remarques.

Premièrement, le paramètre de maille ( $a$ ) du composé GaInAs suit assez bien une loi de type Végard, c'est-à-dire que le paramètre cristallin de l'alliage est une combinaison linéaire des constituants de base.

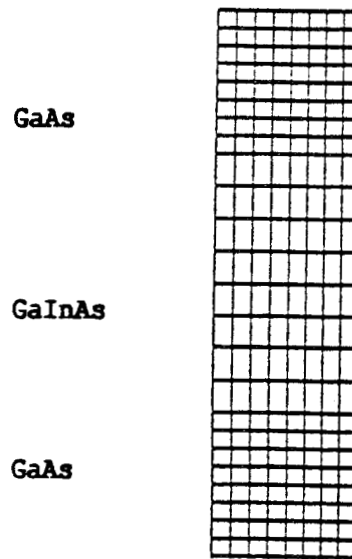
$$a = 5,6533 + 0,405y \quad (3.1)$$

Deuxièmement, le gap ( $E_g$ ) du ternaire varie de façon significative, ce qui laisse entrevoir une ingénierie de bande interdite pour les composants électroniques et opto-électroniques. Généralement, les variations de  $E_g$  sont quadratiques de type [5] :

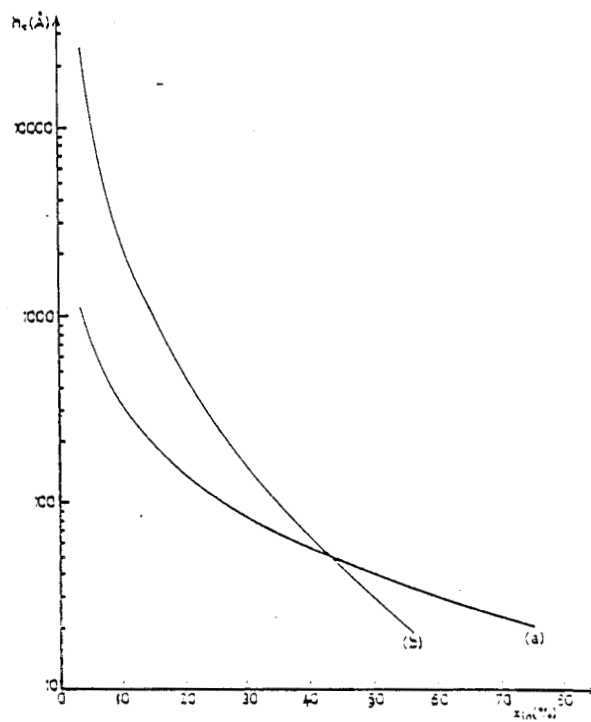
$$E_{g\text{GaInAs}} = 1,424 - 1,615y + 0,555y^2 \quad (3.2)$$

Les variations du paramètre de maille en fonction de la composition vont imposer des restrictions dans le choix des paramètres des hétérostructures. Rappelons que ce n'est pas le cas pour le système  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$  dans la mesure où le faible écart du paramètre de maille ( $\frac{\Delta a}{a} = 1,410^{-3}$ ) permet la croissance d'hétérostructures sur toute la gamme de composition sans problèmes liés à la création de défauts attribués à la contrainte de désadaptation.

En revanche, le rapport  $\frac{\Delta a}{a}$  croît rapidement avec le pourcentage d'indium par rapport à GaInAs. A titre d'exemple, il vaut 1,7% pour un pourcentage de 25% d'indium sur GaAs. Il va en résulter un compromis entre l'épaisseur du ternaire et la composition de celui-ci.



**Figure 3.3 :** Schématisation d'une croissance pseudomorphique : le matériau du substrat impose son paramètre de maille dans le plan de croissance.



**Figure 3.4 :** Evaluation de la longueur critique  $L_c$  d'après :  
 a) : critère de Matthews ;  
 b) : critère de People et Bean.

Pour la conception de diodes à effet tunnel résonnant, le principal avantage de ce ternaire par rapport au système GaAlAs/GaAs réside en une masse effective plus faible qui confère à ce matériau un atout supplémentaire quant à l'obtention de densités de courant pic élevées. Rappelons que le meilleur contraste en courant à 300 K a été obtenu dans le système AlAs/GaInAs/InAs avec  $J_p/J_v = 30$ .

### 3.3.2 Origine de la contrainte et notion d'épaisseur critique

#### 3.3.2.1 Origine de la contrainte

Lorsqu'on cherche à faire croître un matériau désadapté en maille sur un substrat, il se produit une déformation du réseau cristallin permettant d'assurer la continuité des paramètres de maille dans la direction de croissance. En fait, le substrat ou le matériau le plus volumineux impose son paramètre de maille dans le plan de croissance. Au départ, cette adaptation des paramètres de réseaux ne peut se réaliser que si le désaccord de maille n'est pas trop important. Dans le cas contraire, il y a rapidement création de dislocations liées à la désadaptation de maille.

La seconde condition est que l'épaisseur du matériau auquel on impose la maille soit faible. Dans le cas contraire, le matériau contraint à l'interface va reprendre ses paramètres propres correspondant au matériau en volume en générant des défauts.

A ces deux conditions, épaisseur et désadaptation en maille faibles, une croissance pseudomorphique est possible comme cela est schématisé sur la figure 3.3.

L'adaptation se fait par compression dans le plan de croissance accompagnée par une extension de la maille dans la direction de croissance. Il n'existe pas théoriquement de dislocations de misfit et la croissance est pseudomorphique. Notons dès à présent qu'en plus des problèmes liés à la différence du paramètre de maille ( $a$ ), il peut subvenir des contraintes supplémentaires provenant des coefficients de dilatation thermique des matériaux épitaxiés. La croissance s'effectuant à haute température ( $\sim 600^\circ\text{C}$ ), un trop grand écart de ces coefficients peut mener à une détérioration des couches lors du retour à température ambiante. Pour le système de matériaux  $\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As}/\text{GaAs}$  ( $y < 30\%$ ), on montre que ces effets de contraintes thermiques sont négligeables compte tenu du même ordre de grandeur des coefficients de dilatation thermique. Il reste à évaluer l'épaisseur critique qui fixe la limite d'une croissance sans défaut.

### 3.3.2.2 Epaisseur critique

La figure 3.4 donne les variations de l'épaisseur critique pour du GaInAs épitaxié sur GaAs en fonction du pourcentage d'indium dans le cadre du modèle de Matthews [6] d'une part et de People et Bean [7] d'autre part. Les deux modèles prévoient une diminution drastique de l'épaisseur à  $y$  croissant. Ainsi, pour le modèle de Matthews, qui est le plus défavorable dans la gamme de pourcentage  $y < 45\%$ , on constate que  $L_C$  (Longueur critique) ne vaut que 100 Å pour une concentration en indium de l'ordre de 28%. Quantitativement, les données prévues par les deux modèles apparaissent relativement "éloignées". La différence des approches adoptées par les deux auteurs peut expliquer ce désaccord [8].

Dans le modèle de People et Bean, le calcul de  $L_C$  se fait en comparant l'énergie élastique emmagasinée dans la couche à l'énergie associée à la création d'une dislocation. Le modèle de Matthews repose sur la proposition d'un mécanisme de formation de dislocations. Expérimentalement, il apparaît difficile jusqu'à présent, de tirer des conclusions sur la validité des différents modèles existants. Ceci est en partie lié aux différences des techniques expérimentales, comme la photoluminescence [9] ou le RHEED [10], qui conduisent en pratique à une large dispersion des valeurs de  $L_C$ . En ce qui nous concerne, nous nous sommes toujours placés dans le cas le plus défavorable du modèle de Matthews en limitant notre pourcentage d'indium à 25% et les longueurs de GaInAs n'excèdent jamais 100 Å.

### 3.3.2.3 Variation du Gap avec la contrainte

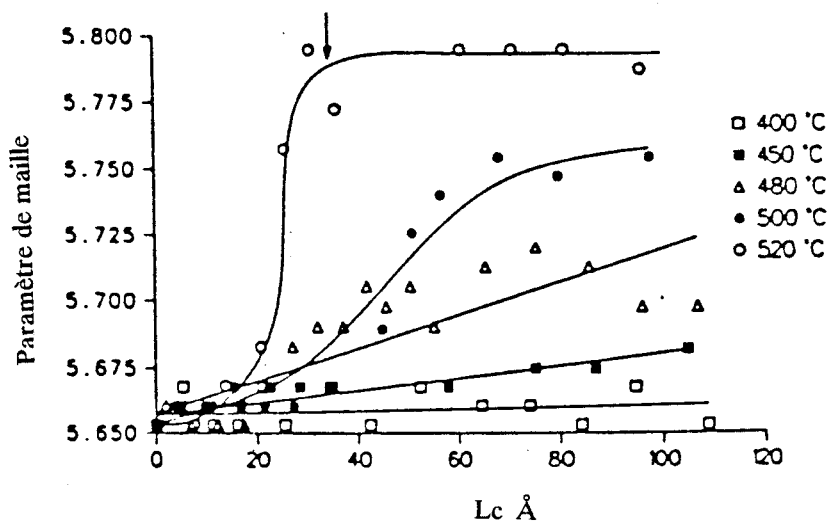
Nous nous intéressons ici non pas à l'aspect structural mais à l'aspect électronique. En effet, la structure de bande du GaInAs est modifiée par la contrainte. Nous ne développerons pas ici de calculs, mais rappellerons les variations des paramètres physiques, comme la discontinuité en bande de conduction ou la masse effective en fonction du pourcentage d'indium dans la mesure où ils représentent des paramètres clés. Expérimentalement, de nombreux auteurs ont cherché à caractériser le paramètre  $\Delta E_c/\Delta E_g$  qui représente le report de la discontinuité en bande de conduction par rapport au GaAs. On constate des écarts énormes de ce paramètre avec le pourcentage d'indium. Néanmoins Niki [11] en bon accord avec l'analyse de Arent [12], mentionne

une variation  $\frac{\Delta E_c}{\Delta E_g} = 0.65$  indépendante du pourcentage d'indium jusqu'à des valeurs de 25%. La discontinuité vaut directement

$$\Delta E_c = 0.75 y \text{ eV} \quad (3.3)$$

Nous adopterons cette loi dans nos calculs.

Les variations de la masse effective en fonction du pourcentage d'indium sont relativement faibles pour cette gamme de composition ( $y < 0,2$ ) [13]. Nous pouvons donc en première approximation utiliser les masses effectives de GaInAs non contraint.



**Figure 3.5:** Evolution du paramètre de maille sur le front de croissance en fonction de l'épaisseur de GaInAs à différentes températures de substrat.

### 3.3.2.4 Croissance de GaInAs/GaAs

Comme pour les structures GaAs/GaAlAs, on utilise pour la croissance de GaInAs/GaAs une surface stabilisée arsenic. Néanmoins, la présence d'indium modifie les conditions de température de substrat et de flux. En effet, l'énergie de liaison de l'arsenic avec l'indium est plus faible qu'avec le gallium. Pour éviter une trop grande réévaporation d'arsenic qui se produirait dans des conditions de croissance de type GaAs, on augmente la pression d'As<sub>4</sub> tout en diminuant la température de substrat. La composition de l'alliage GaInAs est déterminée par le rapport de flux des éléments III à condition que la température de substrat soit inférieure à la température de réévaporation de l'indium. En pratique, l'indium commence à se réévaporer vers  $T_S \simeq 550^\circ \text{C}$ . Les croissances se feront donc à des températures inférieures à cette limite.

Enfin, précisons qu'au niveau du mode de croissance en lui même, deux possibilités ont été identifiées en fonction des conditions de croissance. Si la contrainte est faible (épaisseur faible de ternaire), une croissance bidimensionnelle peut être observée. Par contre, lorsque la contrainte augmente, elle induit une croissance de type tridimensionnelle (3D) avec formation d'ilôts. Cette transition 2D,3D difficile à maîtriser dépend des paramètres de croissance comme la température du substrat, la pression d'arsenic et l'épaisseur du ternaire. Cette transition est précisée dans la référence [14].

En ce qui concerne l'évolution du paramètre de maille ( $a$ ) en fonction de l'épaisseur du GaInAs ( $L_c$ ), des analyses théorique et expérimentale sont proposées dans l'article de Berger [15]. Un exemple de résultats  $a = f(L_c)$  issue de cette référence est présenté sur la figure 3.5 pour des températures de substrat différentes. Précisons ici que le pourcentage d'indium est relativement élevé (de l'ordre de 35%). Le paramètre de maille du GaAs évolue plus ou moins progressivement vers celui du ternaire en volume suivant la température de croissance. A haute température, le changement s'effectue très rapidement et ce grâce à l'augmentation des cinétiques de surface. Des résultats similaires ont été rapportés par Whaley [16]. Pour nos structures, nous limiterons le pourcentage d'indium à 25% et les longueurs de ternaire à 100 Å. Dans ces conditions, les températures de croissance ont été choisies entre 500 et 550 °C où nous pouvons espérer être dans des conditions de croissance bidimensionnelle .

## 3.4 Technologie de fabrication des composants intégrés

### 3.4.1 Motivations

Nous venons de présenter brièvement les aspects relatifs aux conditions de croissance des structures double barrière GaAlAs/GaAs et pseudomorphique GaAlAs/GaAs/GaInAs. Il s'agit à présent, à partir de ces épitaxies, de fabriquer des composants qui puissent être caractérisés non seulement en statique mais aussi en régime dynamique. A ce stade, deux choix technologiques s'offrent à nous. Le premier, qui fait intervenir peu d'étapes technologiques, utilise des épitaxies élaborées sur substrats  $n^+$  et nécessite un montage en boîtier des composants discrets. Dans le cas où les sections sont extrêmement faibles, il est inévitable de contacter les composants à l'aide de "moustaches" dont l'utilisation se révèle très délicate. Le second utilise les ressources de la microélectronique. Les épitaxies sont effectuées sur substrat semi-isolant et l'on intègre alors verticalement l'hétérostructure à tunnel résonnant. On pourra trouver dans les références [17][18] des éléments d'information sur les techniques relatives aux composants sur substrat  $n^+$ . Dans ce travail, nous développerons essentiellement les aspects ayant trait aux structures intégrées.

### 3.4.2 Option choisie et procédure

Dans la fabrication de composant double barrière sur semi-isolant, nous avons opté pour une technologie mixte alliant photolithographie conventionnelle et lithographie électronique pour le dessin des zones dont la définition est critique. Quatre diodes double barrière dont les surfaces actives forment des carrés de 3,5, 10, 16  $\mu m$  de côté constituent le motif de base répété autant de fois que possible sur l'échantillon. On trouve également un motif d'échelle de résistance pour déterminer la résistance de contact et servir d'étalon quant au calibrage des épaisseurs d'attaque chimique. Enfin un espace de 100  $\mu m$  est réservé entre chaque élément discret pour permettre une éventuelle découpe des composants. Cette technologie réalise une structure intégrée selon une architecture de type planaire.

Les masques nécessaires pour mener à bien le déroulement des séquences technologiques sont au nombre de 8.

1. Un masque optique qui permet le positionnement des repères optique et électronique.
2. Une phase de masquage électronique qui dessine les contacts ohmiques supérieurs ...



qui eux-mêmes serviront de masques métalliques pour la première attaque méso.

3. Un masque optique délimite le deuxième méso afin d'isoler chaque composant.
4. Les contacts ohmiques inférieurs sont également définis par photolithographie.
5. Un masque optique permet d'enlever sélectivement une couche de passivation de nitrure de silicium préalablement déposé.
6. Une étape d'écriture électronique qui ouvre des fenêtres dans le nitrure pour l'accès aux contacts ohmiques supérieurs.
7. La réalisation du motif de connexion métallique qui doit descendre deux méso successivement.
8. Enfin, un masque optique qui définit l'épaissement d'or ainsi que le dessin de lignes de propagation coplanaires qui autorisent une analyse dynamique grâce au système de pointes hyperfréquences.

Etudions maintenant dans le détail chaque étape.

### 3.4.3 Séquences technologiques

#### 3.4.3.1 Définition des repères

Sans problème spécifique particulier, cette première étape consiste en un dépôt de titane et d'Or ( $\simeq 2000 \text{ \AA}$ ) sous forme de carrés de  $4 \mu m$  de côté pour les repères du masqueur électronique et d'un système de repères de  $100 \mu m$  pour l'alignement par photolithographie

#### 3.4.3.2 Contact ohmique supérieur

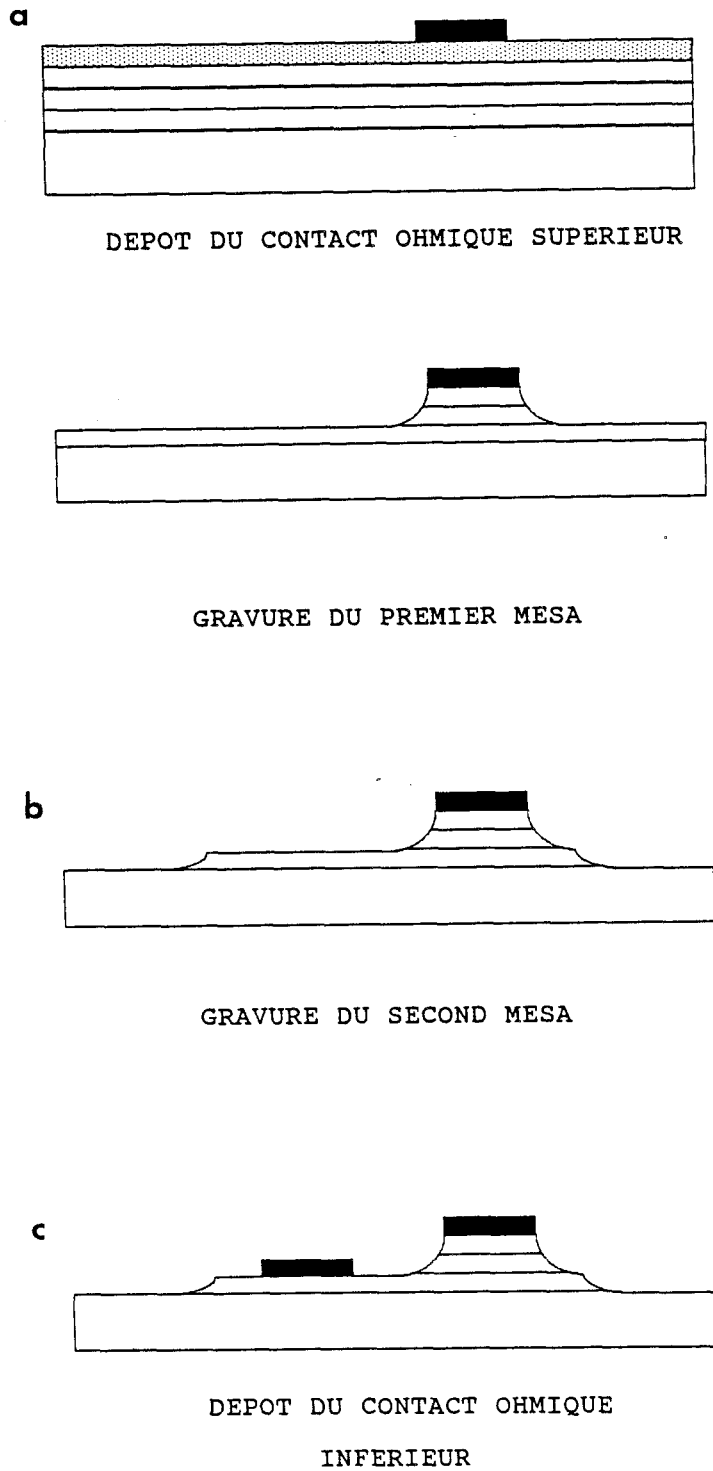
Toute étape technologique est précédée d'une phase de préparation de surface qui est la suivante. La plaquette est tout d'abord soigneusement nettoyée dans un bain d'acétone avec un brassage sous ultrasons, suivie d'un rinçage à l'alcool isopropylique. Le séchage est effectué sur flux d'azote.

Bien que les dimensions limites des zones actives se situent à l'échelle du micron, nous avons pris l'option de les définir au masqueur électronique et non par photolithographie. L'expérience du laboratoire montre que pour de telles dimensions dans un

processus multimasque, les opérations de définition de motifs et d'alignement se révèlent critiques. Le masqueur électronique est de type Cambridge EBMF 2.4. Sa résolution est de l'ordre de  $0,2 \mu m$ . Cette technique utilise en général une résine positive de type PMMA (PolyMéthAcrylate de Méthyl). Différentes valeurs de viscosité permettent des épaisseurs de résine variant entre 4000 et 7000 Å. Typiquement les conditions de dépôt sont les suivantes :

- accélération 2000 tr/mn/s ;
- vitesse 2000 tr/mn pendant une minute ;

nous obtenons un dépôt uniforme d'environ 4000 Å. Cette résine est recuite 30 mn dans un four à  $170^\circ C$ . Après lithographie électronique et révélation, le dépôt de contact ohmique se fait dans le bâti Alcatel de notre laboratoire. La plaquette est préalablement soumise à un plasma d'argon durant une minute pour bien désoxyder la surface avant dépôt. Le contact ohmique est constitué d'un eutectique AuGe (88% Au 12% de Ge en poids,  $T_{fusion} 360^\circ C$ ) ainsi que du nickel. Typiquement, le dépôt se fait avec des épaisseurs suivantes Ni (20 Å) AuGe (1500 Å) Ni (530 Å). Initialement prévu pour lisser la surface (évite notamment la formation de gouttelettes par augmentation de la solubilité du GaAs), le nickel sert de catalyseur pour les réactions entre l'or et le GaAs [19]. De plus, il améliore également les propriétés électriques du contact ohmique [20]. Après le dépôt, la résine est dissoute dans l'acétone. Le résultat de cette étape est montré sur la figure 3.6.



**Figure 3.6:** Etapes du processus de fabrication de composants planaires intégrés.

- a) : dépôt du contact ohmique supérieur.
- b) : définition du deuxième méso.
- c) : dépôt du contact ohmique inférieur.

### 3.4.3.3 Définition des mésas

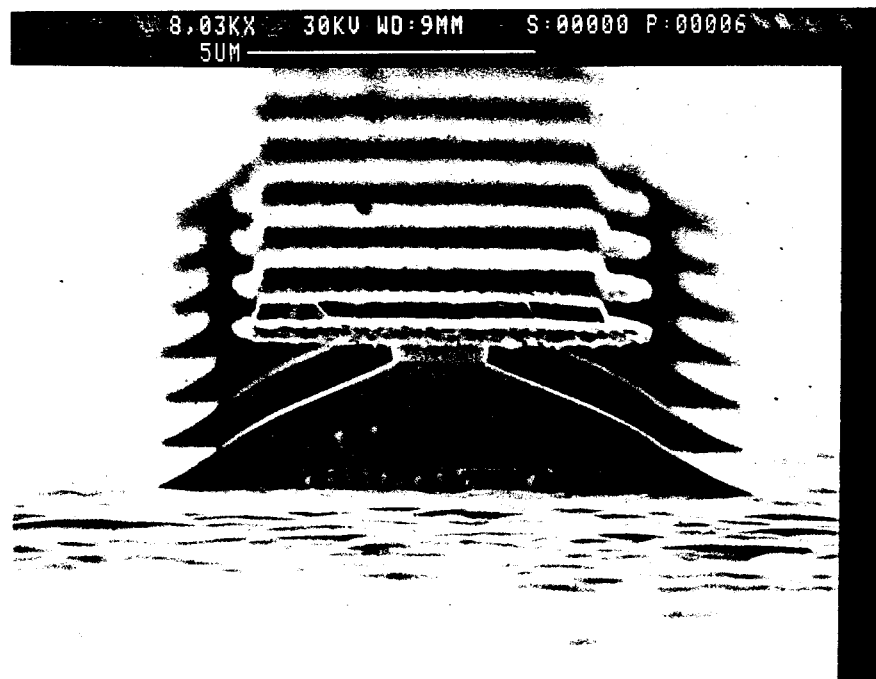
La gravure chimique du GaAs est régie par un processus d'oxydoréduction. Les solutions d'attaque sont composées d'un agent oxydant tel  $H_2O_2$ , d'un agent complexant acide au basique qui rend l'agent oxydant soluble dans le diluant (le plus souvent l'eau désionisée) qui constitue le troisième élément. Le choix de la solution d'attaque est conditionné par diverses options :

- la vitesse d'attaque,
- le profil de gravure,
- l'état de surface,
- le comportement des résines.

Suite à des travaux effectués au laboratoire [21], nous avons décidé d'utiliser la solution de gravure suivante :



Ce type de gravure, limitée par la vitesse de réaction, donne de bons états de surface pour des vitesses de gravure du GaAs de l'ordre de 1000 Å/mn avec une très bonne reproductibilité. Cette attaque purement chimique a néanmoins le désavantage d'être sensible à la cristallographie du substrat. Le lecteur trouvera un excellent article de synthèse [22] qui aborde les problèmes de profil de gravure. Dans notre cas, pour des attaques mésas exagérées ( $> 1\mu m$ ), la sous gravure peut mener à la réduction de la section du composant comme le montre la figure 3.7. Un étranglement très important dû à une attaque préférentielle près de la métallisation prohibe des sections actives inférieures à  $4\mu m^2$ . Un effort a été entrepris au sein de notre équipe pour remédier à cet avatar. Une attaque de type gravure ionique réactive (GIR) avec du  $SiCl_4$  a montré l'efficacité d'un tel procédé pour l'isolation des composants de faibles sections [23]. Le compromis anisotropie de l'attaque et état de surface n'est pas trivial et dépend énormément des conditions d'attaque. Un autre problème spécifique de la gravure sèche est relatif à l'étalonnage de la vitesse d'attaque qui est fortement non linéaire en fonction des paramètres (puissance et pression de gaz) et du temps d'attaque. Ces problèmes inhérents à l'attaque de type GIR ont fait que dans la plupart des composants réalisés, nous avons préféré l'attaque chimique en limitant autant que faire se peut les profondeurs d'attaque (environ 7000 Å pour atteindre la couche dopée  $n^{++}$ ). Le contrôle de l'épaisseur enlevée est réalisé à l'alpha step de type Tencor.



**Figure 3.7:** Résultat d'une attaque chimique prolongée: les composants de faibles sections sont quasiment détruits par sous-gravure.

### 3.4.3.4 Isolation des composants

Cette étape permet la fabrication de composants discrets. Nous déposons de la résine photosensible à la tournette. Après un recuit à  $100^{\circ}\text{C}$  pendant 30 mn, la révélation crée un masque en résine pour la définition du deuxième méso par attaque chimique. Nous appliquons alors la même procédure que précédemment et gravons le semiconducteur jusqu'au substrat semi-isolant comme le montre la figure 3.6b.

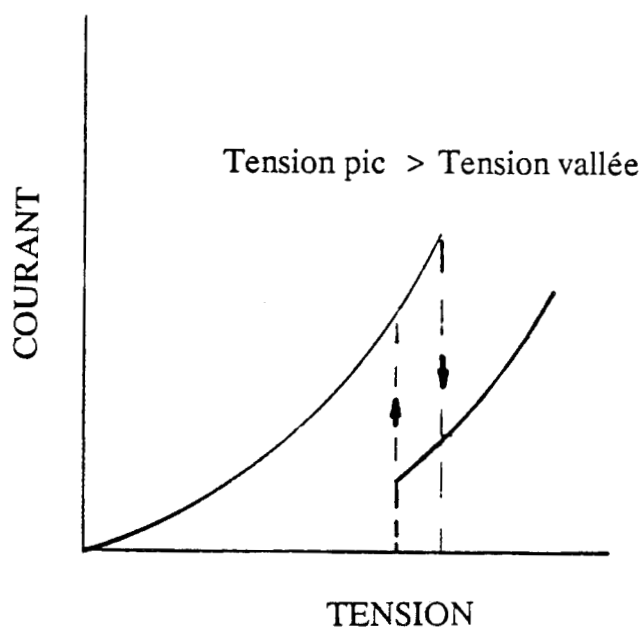
### 3.4.3.5 Contact ohmique inférieur

Egalement réalisé en photolithographie, le second contact ohmique AuGeNi est déposé sur le deuxième méso. Pour cette étape, la résine est traitée afin qu'elle adopte un profil en casquette pour faciliter le "lift-off", un conditionnement au chlorobenzène durcit alors la résine. La séquence est la suivante :

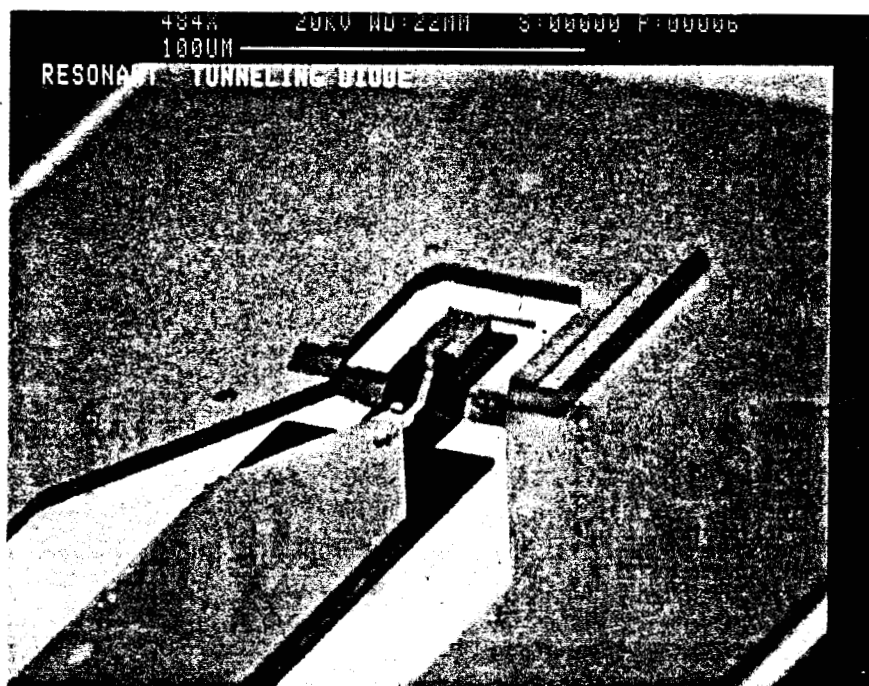
- 20 mn à  $60^{\circ}\text{C}$  ;
- 20 mn dans le chlorobenzène ;
- 30 mn à  $80^{\circ}\text{C}$ .

Les étapes ultérieures sont l'isolation et la révélation de la résine, la désoxydation sous plasma d'argon, le dépôt du contact ohmique et enfin le "lift-off".

Le composant est alors dans la phase représentée sur la figure 3.6c. Pour présenter une faible résistance de contact, le dépôt AuGeNi doit être allié. Pour cela, le composant suit un traitement thermique qui consiste en une montée en température à  $420^{\circ}\text{C}$  pendant 30 s sous flux d'azote et d'hydrogène. Ce recuit "flash" (Rapid Thermal Annealing) évite alors la perte d'éléments volatiles comme l'arsenic durant le cycle thermique [24] et permet de bien maîtriser les mises en température. Durant le recuit, l'alliage fond et les composés métalliques (Au, Ni) diffusent dans le semiconducteur. Ces processus s'accompagnent d'une diffusion de gallium vers la surface. Ces mécanismes d'interdiffusion mènent lors du refroidissement à des phases telles que par exemple AuGa, NiAsGe, etc . . . , sous des formes cristallines différentes [25]. L'or sert notamment à libérer des sites Ga pour le germanium qui lui agit comme un donneur vis-à-vis du GaAs et dégénère localement le semiconducteur. Après un tel traitement thermique, le contact prend un aspect granuleux relié à la formation de grains pendant le refroidissement. Sans cette étape décisive, le contact présente une forte résistance à la conduction. Cela se traduit sur la caractéristique statique par  $V_{pic} > V_{vallée}$  comme l'illustre la figure 3.8.



**Figure 3.8 :** Schématisation d'un contact ohmique de mauvaise qualité. Il induit un effet de bistabilité extrinsèque.



**Figure 3.9 :** Vue au Microscope Electronique à Balayage (MEB) d'une diode  $16 \times 16 \mu m^2$  en fin de processus.

A ce stade, il est possible de contrôler la qualité des couches par une mesure directe sous pointes sur la diode de plus grosse section ( $16 \times 16 \mu m^2$ ) ainsi que la résistivité du contact par méthode T.L.M. (Transmission Line Model). On relève des résistivités de l'ordre de  $0,3 \Omega \cdot mm$ , ce qui représente une valeur tout à fait correcte.

#### 3.4.3.6 Dépôt du Nitrure de silicium

Pour faire la liaison électrique entre le contact ohmique supérieur et le substrat semi-isolant sans court-circuit, nous avons deux possibilités : soit on entreprend la descente de deux mésas par l'intermédiaire d'une couche diélectrique de passivation, soit on réalise la liaison par une technique de type pont à air.

Dans ce travail, nous avons retenu la première solution plus facile à mettre en oeuvre dans un premier temps. Nous présenterons cependant les premiers résultats concernant une technologie pont à air par la suite.

Le  $Si_3N_4$ , qui va servir d'isolant est déposé dans un bâti Plasma Technology PD 30 du laboratoire. L'épaisseur de Nitrure varie typiquement entre 2000 et 3000 Å. Initialement, la plaquette est entièrement recouverte d'isolant.

#### 3.4.3.7 Définition du chemin de descente

Une grande partie du Nitrure est alors enlevée par attaque GIR au  $CF_4$  dans un bâti Alcatel GIR100. Un masque de résine photosensible laisse recouvert de nitrure une zone qui englobe le contact ohmique supérieur, les flancs du méso et la partie centrale de la ligne coplanaire qui sera réalisée ultérieurement. Le résultat d'une telle attaque est montré sur la figure 3.9 qui représente une vue complète d'une diode  $16 \times 16 \mu m^2$  en fin de processus. Après l'attaque GIR ne subsiste que le nitrure sous la ligne centrale et le composant. Le Nitrure apparaît en sombre sur cette photo.



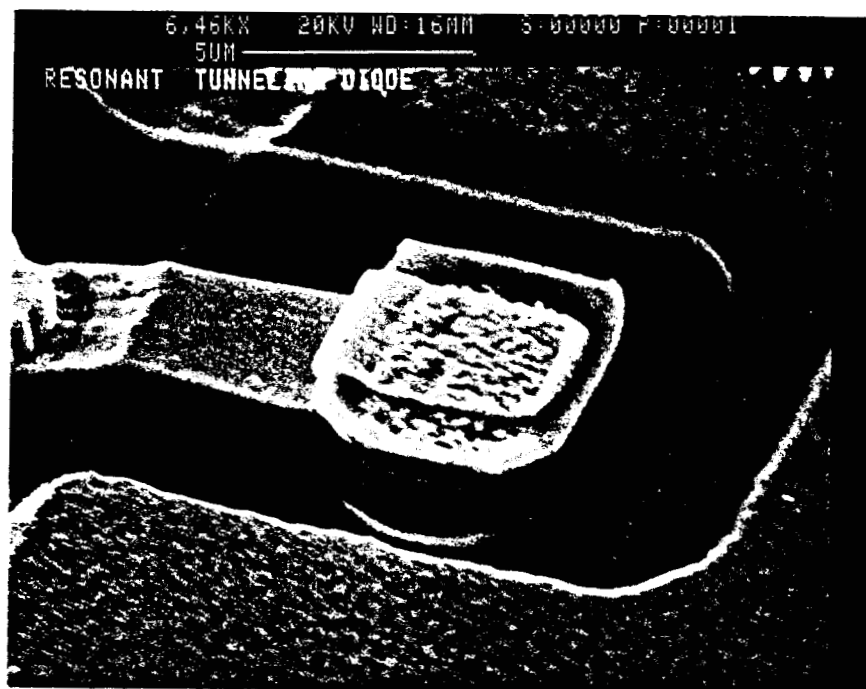


Figure 3.10: Détail observé au MEB d'une diode de  $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ .



Figure 3.11: Observation au MEB du ruban métallique qui relie le contact ohmique supérieur à la ligne centrale.

### 3.4.3.8 Ouverture des fenêtres

Pour cette phase, nous utilisons le masqueur électronique qui va définir l'ouverture du contact ohmique supérieur. En utilisant les moyens de l'électronique, on augmente les chances de succès concernant les diodes à petites sections ( $9 \mu m^2$ ) comparativement à un alignement optique. L'emploi d'une résine PMMA à forte viscosité fait qu'il subsiste une épaisseur de résine raisonnable après le passage à la tournette. Le dessin direct du masque par le faisceau d'électrons préserve  $0,5 \mu m$  de Nitrure tout autour de chaque diode. On peut s'en rendre compte sur la photo 3.10, prise au microscope électronique à balayage, qui montre le détail d'une diode de  $3 \times 3 \mu m^2$ . On distingue la granulosité du contact ohmique supérieur et les  $0,5 \mu m$  de nitrure qui forme une collerette autour de celui-ci.

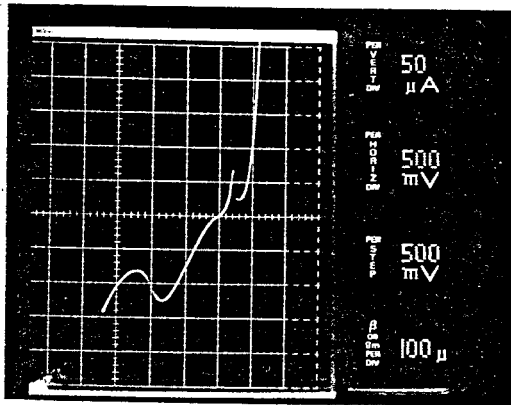
### 3.4.3.9 Dépôt du fil de descente

Il s'agit de la phase la plus critique du processus. Le masqueur électronique dessine un ruban de  $2 \mu m$  de large qui relie le contact ohmique supérieur et descend deux mésas. Cette largeur est choisie pour minimiser l'inductance parasite et la capacité parasite. Le métal TiAu est employé compte tenu de sa bonne adhérence sur le nitrure. Sur la figure 3.10, nous avons un aperçu de la précision de l'alignement qui permet le centrage du ruban de  $2 \mu m$  sur la diode de  $3 \mu m$  de côté. La figure 3.11 montre la descente en elle-même. La connexion surmonte la collerette de nitrure, descend le premier front de méso, puis le second jusqu'au substrat semi-isolant recouvert de nitrure. Il arrive parfois que la sous-gravure inhérente à l'attaque chimique provoque la coupure de la liaison selon l'orientation cristallographique de la diode. Par la suite, nous pouvons reprendre cette étape en utilisant un support incliné ( $40^\circ$ ) sur le porte substrat du bâti méca 2000 dans lequel les dépôts sont réalisés. Grâce à une résine à haute viscosité (épaisseur déposée  $\sim 7000 \text{ \AA}$ ) typiquement  $1000 \text{ \AA}$  de titane et  $3000 \text{ \AA}$  sont déposés pour élaborer le ruban.

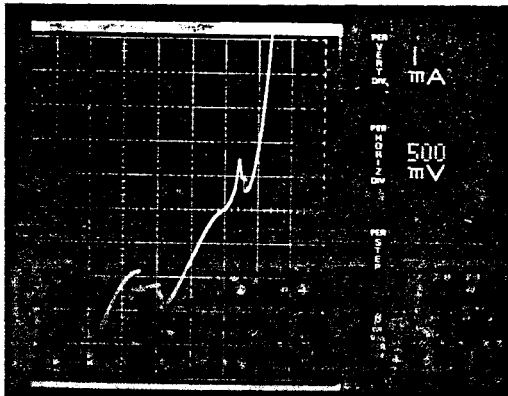
### 3.4.3.10 Empreinte cascade

La dernière étape consiste en un épaissement TiPtAu, le titane assure l'adhérence des composés métalliques. On dépose  $150 \text{ \AA}$  de Ti,  $150 \text{ \AA}$  de Pt,  $2000 \text{ \AA}$  d'Au. Cette métallisation, par recouvrement du contact ohmique inférieur, constitue d'une part les lignes de masse du motif coplanaire et d'autre part par la ligne centrale. Les largeurs

des lignes sont prévues de sorte que l'impédance caractéristique de la ligne coplanaire vaille  $50 \Omega$  et soit compatible avec un système de mesure sous pointes de type "cascade Microtech". Les composants subissent un dernier recuit de 30 mn à  $300^\circ \text{C}$  pour allier l'épaississement.



↑  
 $3 \times 3 \mu\text{m}^2$      $16 \times 16 \mu\text{m}^2$   
 ↓  
 $J_p \sim 1.5 \text{ kA/cm}^2$      $J_p/J_v = 3.5$



GaAs	$2E18 \text{ at.cm}^{-3}$	$5000 \text{ \AA}$
GaAs	$2E16 \text{ at.cm}^{-3}$	$750 \text{ \AA}$
GaAs	NID	$25 \text{ \AA}$
$\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As } x=0.3$	NID	$50 \text{ \AA}$
GaAs	NID	$50 \text{ \AA}$
$\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As } x=0.3$	NID	$50 \text{ \AA}$
GaAs	NID	$25 \text{ \AA}$
GaAs	$2E16 \text{ at.cm}^{-3}$	$500 \text{ \AA}$
GaAs	$2E18 \text{ at.cm}^{-3}$	$5000 \text{ \AA}$
GaAs	Substrat $n^+$	

**Figure 3.12 :** Relevés  $I(V)$  à  $300\text{K}$  pour une diode  $3 \times 3, 16 \times 16 \mu\text{m}^2$  au centre, on trouve la séquence technologique ( $J_p \sim 1,5 \text{ kA/cm}^2, J_p/J_v \sim 3,5$ ).

### 3.4.4 Caractéristiques électriques statiques

Préalablement aux mesures dynamiques, les composants sont caractérisés en statique pour une première estimation de leurs performances. Nous regroupons ici les résultats qui nous semblent les plus représentatifs parmi les résultats acquis et qui concernent principalement l'effet tunnel d'électrons, les études sur l'effet tunnel résonnant de trous faisant l'objet d'un chapitre ultérieur.

Pour chacune des quatre structures présentées, nous donnons la séquence de croissance ainsi que les caractéristiques  $I(V)$  mesurées au traceur de courbes de type Techtronic.

- La première structure intégrée élaborée au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs est relativement conventionnelle avec des barrières et un puits de 50 Å respectivement avec un pourcentage d'aluminium égal à 40%. L'originalité vient de la présence d'un espaceur très étendu (2000 Å) et relativement peu dopé de telle sorte que l'on puisse négliger la capacité intrinsèque vis-à-vis de la capacité parasite sous forte polarisation dans le cas de composants à faibles sections. Nous avons reporté sur la figure 3.12 les résultats pour des sections de  $3 \times 3 \mu m^2$  et  $16 \times 16 \mu m^2$ . Des rapports  $J_p/J_v$  jusqu'à 3,5 ont été mesurés associés à des densités de courant pic de 1,5 kA/cm<sup>2</sup>. La dissymétrie des valeurs de tensions pics entre les deux sens de polarisation est liée aux différences dans les longueurs d'espaceur. Les contrastes en courant diffèrent également suivant le sens de polarisation, ce qui peut s'expliquer par la non équivalence des interfaces direct et inverse. Une dernière remarque est relative à la stabilité sur toute la gamme de tension des diodes de très faibles sections ( $3 \times 3 \mu m^2$ ). Ceci est relié au fort niveau d'impédance des diodes et aux faibles valeurs d'impédances des éléments parasites de connexions.
- La deuxième et la troisième campagne technologique ont été réalisées dans le cadre d'une collaboration entre le L.C.R. Thomson et le Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs. Les couches ont pour finalité de prouver l'incidence de l'adjonction de quelques monocouches de GaInAs soit dans le puits (puits enterré) soit juste avant la barrière émetteur (pré-puits). Les séquences de croissance sont reportées sur la figure 3.13 ainsi que les meilleures caractéristiques statiques. Pour les deux structures, les  $J_{pic}$  sont supérieurs à 30 kA/cm<sup>2</sup> avec des contrastes en courant compris entre 4 et 6 à 300K.

b

GaAs	2E18 at.cm <sup>-3</sup>	5000 Å
GaAs	2E17 at.cm <sup>-3</sup>	500 Å
GaAs	NiD	25 Å
Ga <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> As x=0.6	NiD	30 Å
GaAs	NiD	45 Å
Ga <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> As x=0.6	NiD	30 Å
Ga <sub>1-x</sub> In <sub>x</sub> As y=0.15	NiD	50 Å
GaAs	NiD	25 Å
GaAs	2E17 at.cm <sup>-3</sup>	500 Å
GaAs	2E18 at.cm <sup>-3</sup>	10000 Å
Substrat semi-isolant		

a

GaAs	2E18 at.cm <sup>-3</sup>	5000 Å
GaAs	2E17 at.cm <sup>-3</sup>	500 Å
GaAs	NiD	50 Å
Ga <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> As x=0.6	NiD	30 Å
GaAs	NiD	15 Å
Ga <sub>1-x</sub> In <sub>x</sub> As y=0.22	NiD	15 Å
GaAs	NiD	15 Å
Ga <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> As x=0.6	NiD	30 Å
GaAs	NiD	50 Å
GaAs	2E17 at.cm <sup>-3</sup>	500 Å
GaAs	2E18 at.cm <sup>-3</sup>	1 µm
Substrat semi-isolant		

Figure 3.13 : Séquence épitaxiale et caractéristique statique typique d'une diode de 9 µm<sup>2</sup> de section.

a) : structure à puits enterré ; b) : structure pré-puits.

GaAs	2E18 at.cm <sup>-3</sup>	5000 Å
GaAs	2E17 at.cm <sup>-3</sup>	1000 Å
GaAs	NiD	50 Å
AlAs	NiD	11 Å
GaAs	NiD	45 Å
AlAs	NiD	11 Å
GaAs	NiD	50 Å
GaAs	2E17 at.cm <sup>-3</sup>	500 Å
GaAs	2E18 at.cm <sup>-3</sup>	10000 Å
GaAs	Substrat Semi-Isolant	

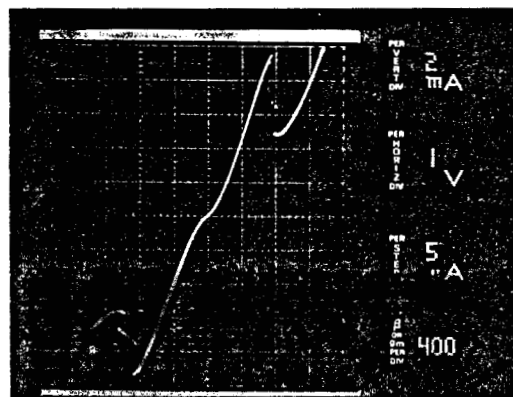


Figure 3.14 : Séquence épitaxiale et relevé expérimental à 300K d'une diode AlAs/GaAs dont les barrières mesurent 17 Å (Jp = 100 kA/cm<sup>2</sup>). Jp/Jv ~ 2.

- Le quatrième échantillon représentatif a été réalisé à partir d'une couche destinée à produire une forte densité de courant. La structure reportée sur la figure 3.14 comporte des barrières en AlAs de 11 Å et un puits de 45 Å de GaAs. Une caractéristique statique d'une diode  $3 \times 3 \mu m^2$  met en évidence une densité de courant supérieure à  $100 \text{ kA/cm}^2$  associée à un contraste en courant de l'ordre de 2 ce qui constituent des performances remarquables comparativement à l'état de l'art.

### 3.4.5 Conclusion

En résumé de cette partie, nous avons démontré la faisabilité d'une intégration de diodes à très fortes densités de courant qui ont pour la plupart présenté des performances remarquables. Il ne faut cependant pas se cacher que cette technologie est relativement lourde à mettre en oeuvre. Elle semble plus adaptée à des structures optimisées plus que pour des structures d'essais. C'est surtout les dimensions réduites qui rendent le processus lourd à mettre en oeuvre. Pour le cas où cette restriction est levée, nous avons mis en oeuvre une technologie simplifiée qui ne reprend que les premières étapes technologiques du processus intégré.

## 3.5 Caractérisation dynamique des diodes à effet tunnel résonnant

### 3.5.1 Introduction

Nous allons nous attacher à caractériser expérimentalement et à chiffrer tous les éléments intrinsèques et extrinsèques qui composent le schéma équivalent des diodes à effet tunnel résonnant réalisées en technologie planaire. Pour préciser la valeur de ces éléments localisés, des mesures dynamiques d'impédance ont été entreprises à température ambiante de 1,5 à 40 GHz. Pour différents composants, de forte et de faible conduction, nous en déduisons alors la fréquence de coupure de la résistance différentielle négative. Enfin, nous proposerons une amélioration possible des processus technologiques de la structure intégrée qui permettrait de minimiser encore plus les éléments parasites.

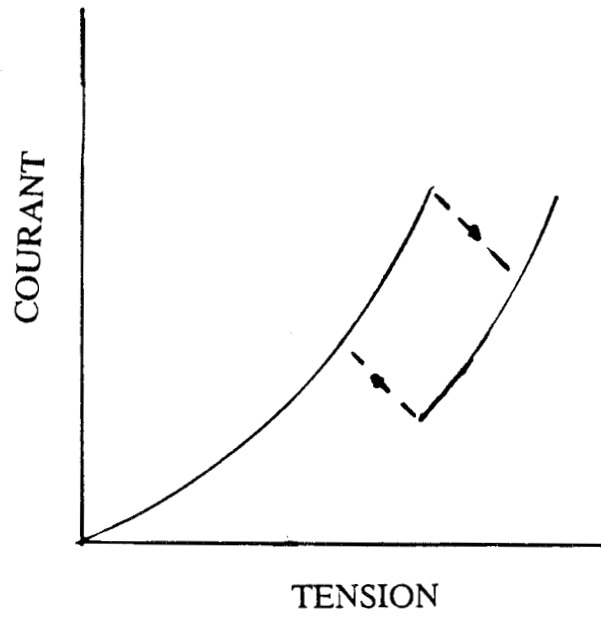


Figure 3.15: Incidence d'une résistance série dans le circuit de polarisation.

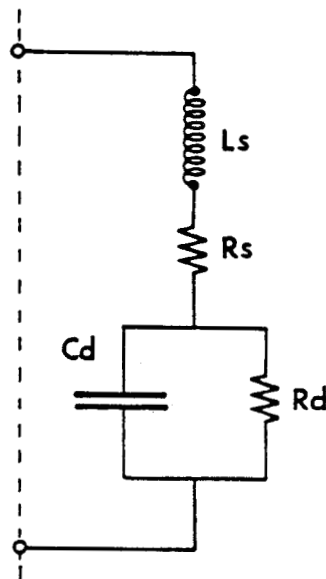


Figure 3.16: Schéma équivalent d'une diode à effet tunnel résonnant.

### 3.5.2 Circuit équivalent à éléments localisés

#### 3.5.2.1 Stabilité des mesures

L'un des problèmes principal de la mesure d'impédance équivalente de la diode en régime de résistance différentielle négative est l'existence d'oscillations parasites. Avant d'établir un critère de stabilité pour le fonctionnement des diodes à effet tunnel résonnant, nous rapporterons l'incidence de la présence d'une résistance série sur les caractéristiques statiques.

Par opposition à la bistabilité intrinsèque qui provient du piégeage des porteurs et de la réaction de charge d'espace associée (cf. chapitre 1), la bistabilité extrinsèque dépend de l'importance de la résistance série. Nous avons déjà abordé très brièvement ce problème dans le cas de la réalisation d'une résistance de contact ohmique de mauvaise qualité. Dans un cas défavorable (résistance de contact élevée), la chute de potentiel aux bornes de  $R_s$  est plus importante dans les conditions de courant pic qu'en courant vallée. L'effet de R.D.N. ne peut être mesuré car la tension aux bornes de la diode inclut la chute de potentiel aux bornes de  $R_s$  (figure 3.8). Un autre type de bistabilité extrinsèque qui peut se produire est lié à l'existence éventuelle d'une résistance de polarisation qui fixe la droite de charge. Un effet d'hystérésis peut survenir suivant le sens d'excursion de la caractéristique statique comme le montre la figure 3.15. En pratique, cela signifie qu'il faut disposer d'une alimentation continue qui permet une très bonne commande en tension.

Pour extraire un critère de stabilité, nous prendrons comme base les études réalisées sur des diodes tunnels classiques de type Esaki. Le schéma équivalent est celui donné sur la figure 3.16. Dans ce schéma, les éléments  $R_d$  et  $C_d$  représentent l'effet de R.D.N. et la capacité associée à la structure.  $R_s$  tient compte de la résistance des contacts ohmiques et  $L_s$  est l'inductance liée à la connexion de la diode. Nous négligeons les effets d'inductance intrinsèque [25] qui résultent du temps de durée de vie fini  $\tau_i$  du niveau quantique. En première approximation, on montre que ce terme selfique est donné par la relation  $l_i = \tau_i R_d$ . Compte tenu des valeurs de  $\tau_i$  et de  $R_d$  de nos composants, ce terme additionnel n'apporte aucune incidence sur l'impédance dans la gamme de fréquences utilisées. Nous verrons qu'un schéma qui néglige ce terme d'inductance intrinsèque suffit tout à fait pour décrire l'évolution fréquentielle de l'impédance des



diodes à effet tunnel résonnant [26] [27].

Les critères de stabilité s'écrivent simplement sous la forme [28] [29] :

$$\left\{ \begin{array}{l} L_s < |Rd| R_s C d \\ \text{et} \\ R_s < |Rd| \end{array} \right. \quad (3.4)$$

Ces conditions traduisent le fait qu'au point de polarisation le régime transitoire des oscillations soit décroissant. Ces critères amènent quelques remarques. Si l'on veut obtenir des composants possédant des fréquences de coupure de la R.D.N. élevées, il faut une conductance négative importante ce qui va à l'encontre du critère de stabilité. Par ailleurs, l'inductance parasite constitue un élément fondamental que l'on doit minimiser au mieux. En pratique, l'inductance au fil de thermocompression (typiquement 1nH/mm de fil  $\varnothing 15 \mu m$ ) peut suffire à rendre le composant instable dans toute la plage de la R.D.N.. Enfin, une analyse complète des différents régimes de relaxation a été publiée dans la littérature [30] [31]. Nous retiendrons que, dans le cas où se développent des oscillations, cela se traduit par des épaulements dans la région où existe la R.D.N. qui résultent d'une intégration des valeurs de conduction en fonction de la tension. Enfin, nous signalons également les études effectuées à l'Université d'Atlanta [32] sur l'influence directe que peut avoir le terme selfique sur les déformations de la caractéristique en R.D.N.

### 3.5.3 Etude de la structure GaAlAs/GaAs à faible conduction

Ces mesures ont été entreprises en régime petit signal dans la gamme 1.5 à 26.5 GHz sur les structures décrites dans le tableau 3.12 [33].

#### 3.5.3.1 Mesure en Résistance Différentielle Positive (R.D.P.)

L'intérêt d'une caractérisation dynamique en R.D.P. concerne principalement la détermination de la résistance série et de l'inductance série. La détermination de la résistance série à partir d'une mesure statique reste ambiguë. En revanche, en régime dynamique, la valeur de  $R_s$  est directement déduite de la mesure d'impédance près de l'équilibre. Ceci s'explique facilement en analysant l'expression des parties réelle et imaginaire du schéma équivalent précédemment évoqué.

$$\operatorname{Re} \left( Z_d(\omega) \right) = R_s + \frac{Rd}{1 + Rd^2Cd^2\omega^2} \quad (3.5)$$

$$\operatorname{Im} \left( Z_d(\omega) \right) = L_s \omega - \frac{Rd^2Cd\omega}{1 + Rd^2Cd^2\omega^2} \quad (3.6)$$

En régime de faible polarisation (constante RC grande) lorsque la fréquence augmente, l'expression de  $\operatorname{Re} ( Z_d(\omega) )$  tend rapidement vers  $R_s$ .

L'approximation de la self série provient de l'expression de la pulsation propre de  $\operatorname{Im} ( Z_d(\omega) )$

$$\omega x = \sqrt{\frac{1}{L_sCd} - \frac{1}{Rd^2Cd^2}} \quad (\text{avec } fx \text{ associé}) \quad (3.7)$$

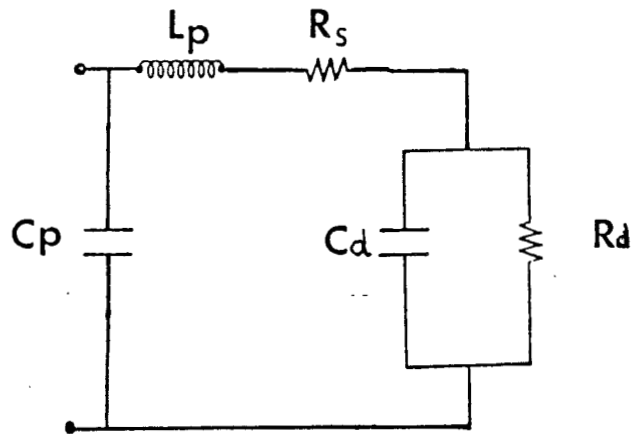
En pratique,  $fx$  dépasse la limite supérieure de la gamme de fréquences (ici 26,5 GHz) sauf dans le cas de composants possédant les sections les plus importantes où la capacité importante permet de passer d'un régime capacitif à un régime selfique.

Quand nous tenons compte de la capacité parasite, nous définissons un nouveau schéma équivalent illustré sur la figure 3.17. Avec ce nouveau modèle, les expressions analytiques de  $\operatorname{Re} ( Z_d(\omega) )$  et  $\operatorname{Im} ( Z_d(\omega) )$  deviennent :

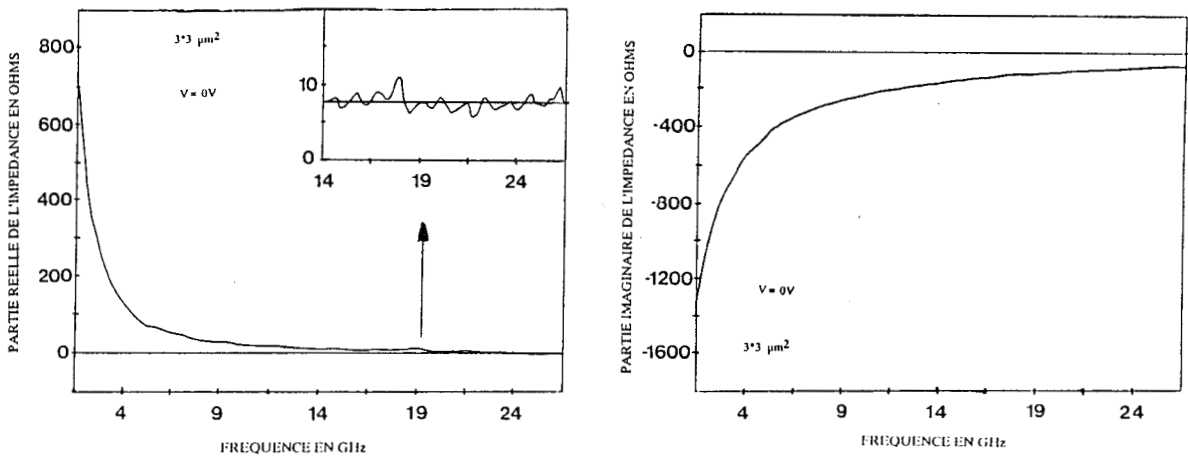
$$\operatorname{Re} \left( Z_d(\omega) \right) = \frac{a}{D} ; \operatorname{Im} \left( Z_d(\omega) \right) = L_s\omega + \frac{b - \omega Cp(a^2 + b^2)}{D} \quad (3.8)$$

$$a = R_s + \frac{Rd}{1 + Rd^2Cd^2\omega^2} ; b = \frac{-Rd^2Cd\omega}{1 + Rd^2Cd^2\omega^2} ; D = a^2\omega^2Cp^2 + (1 - bCp\omega)^2 \quad (3.9)$$

Un premier jeu de paramètres peut être obtenu en se plaçant à des fréquences où les termes parasites peuvent être négligés. Néanmoins, toutes les simulations reportées tiennent compte de tous les éléments constituant le schéma équivalent.



**Figure 3.17:** Schéma équivalent d'une diode à effet tunnel résonnant. Nous tenons compte ici de la capacité parasite, résonnant.



**Figure 3.18:** Parties réelle et imaginaire d'une diode  $3 \times 3 \mu\text{m}^2$  à 0 Volt.

La figure 3.18 représente les variations de  $Re(Z_d(\omega))$  et  $Im(Z_d(\omega))$  à 0 volt pour un composant de  $3 \times 3 \mu m^2$  de section.  $Re(Z_d(\omega))$  décroît très rapidement vers  $R_s$  ( $7 \Omega$ ) conformément à l'analyse précédente. Traduite en terme de résistivité de contact, cette mesure équivaut à  $\rho_c \sim 8.10^{-7} \Omega.cm^2$ . Pour cette section,  $Im(Z_d(\omega))$  a un comportement capacitif dans tout l'intervalle de fréquence. La détermination de la capacité parasite est déduite car la couche épitaxiée comporte un espaceur long peu dopé. Lorsqu'on polarise la diode en inverse ( $V > 1$  Volt), l'espaceur placé en aval de la double barrière se déserte et rend la capacité intrinsèque du composant négligeable vis-à-vis de la capacité parasite ( $Cd \sim$  quelques fF pour les diodes de  $9 \mu m^2$ ). L'analyse de  $Im(Z_d(\omega))$  révèle un comportement capacitif avec une valeur  $Cp$  de l'ordre de 50 fF. Il nous semble difficile de préciser de façon certaine l'origine de cette capacité parasite. On peut dire cependant qu'elle résulte de trois contributions respectivement les capacités associées à la ligne de propagation, au ruban de métallisation qui permet la liaison avec la diode et à la discontinuité entre ces deux éléments.

La figure 3.19 représente les variations de  $Im(Z_d(\omega))$  et de  $Re(Z_d(\omega))$  pour une diode de  $16 \times 16 \mu m^2$  de surface active à 0 Volt.  $Fx$  vaut ici 20 GHz. En négligeant  $Cp$  vis-à-vis de la capacité intrinsèque ( $Cd$  1,2 pF), on trouve une inductance parasite de l'ordre de 50 pH. Signalons dès à présent que nous gagnons un ordre de grandeur sur la self parasite en comparaison de la self de connexion du fil thermocompressé (0,5 nH [26]).

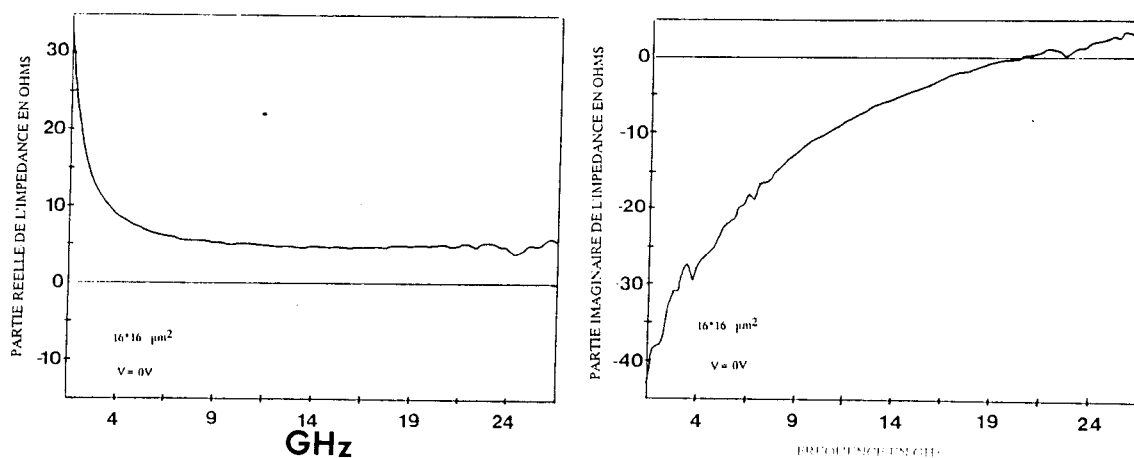
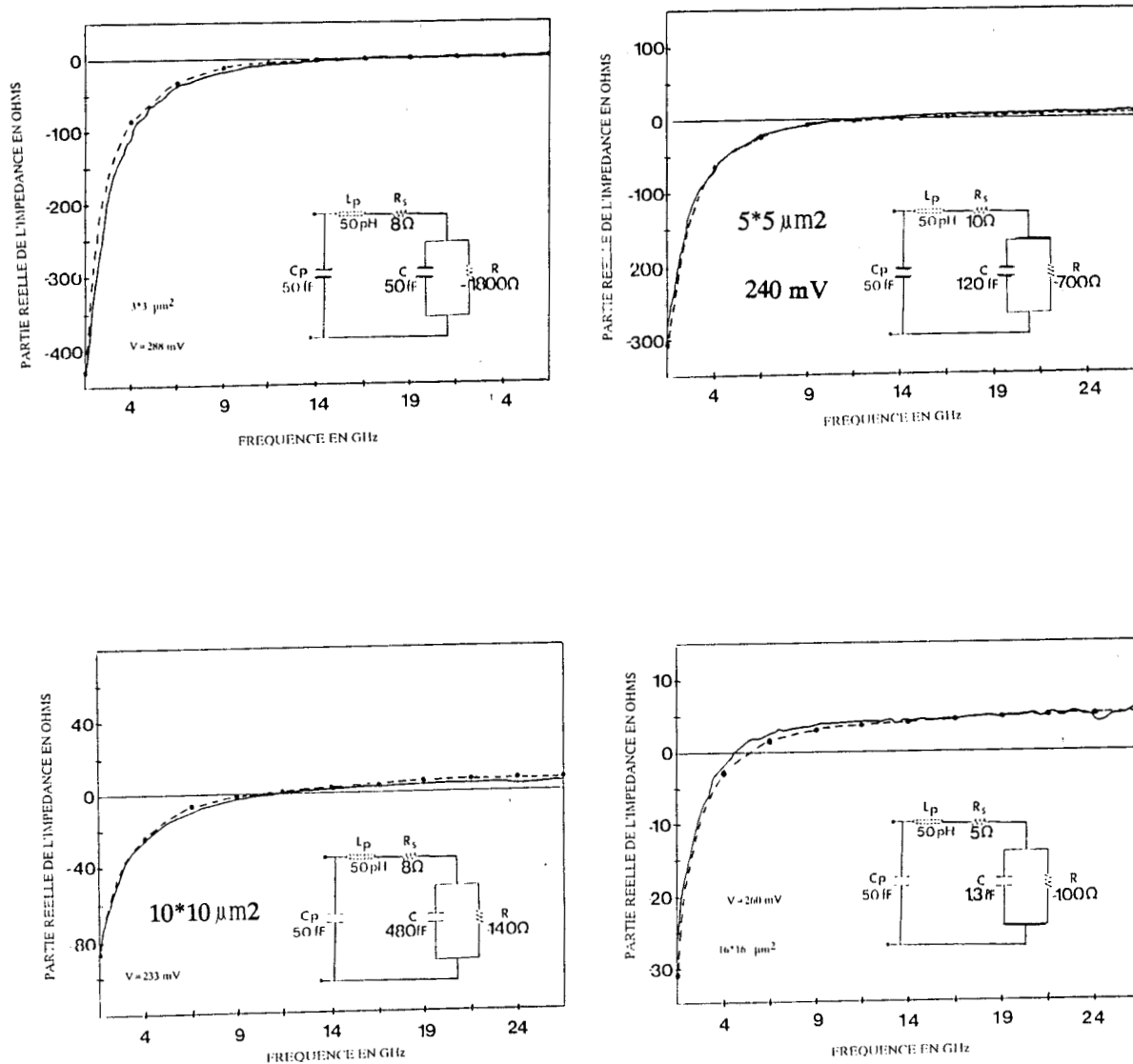


Figure 3.19: Parties réelle et imaginaire d'une diode  $16 \times 16 \mu m^2$  à 0 Volt.



**Figure 3.20:** Evolutions expérimentales (—) et théoriques (---) de la partie réelle de  $Z$  d'une diode GaAlAs/GaAs ( $L_b = L_p = 50 \text{ \AA}$ ) en régime de résistance différentielle négative pour des sections variant de  $3 \times 3$  à  $16 \times 16 \mu\text{m}^2$ .

Connaissant  $R_s, L_s, C_p$ , les seuls paramètres d'ajustement sont  $R_d$  et  $C_d$ .  $R_d$  peut être évalué par différenciation de la caractéristique statique au point de polarisation.  $C_d$  est déduit en calculant théoriquement les zones d'accumulation et de désertion avec l'approche développée au chapitre 1. Par la suite, connaissant les ordres de grandeurs, l'optimisation de  $R_d$  et  $C_d$  est effectuée de façon systématique jusqu'à obtenir le meilleur accord avec les relevés expérimentaux.

### 3.5.3.2 En Résistance Différentielle Négative

La figure 3.20 représente les évolutions de  $Re (Z_d(\omega))$  pour des échantillons de diamètre  $3 \times 3, 5 \times 5, 10 \times 10, 16 \times 16 \mu m^2$  respectivement et ce pour des points de polarisation respectant les critères de stabilité. Les fréquences de coupure passent de 18 GHz pour les composants de  $9 \mu m^2$  de section jusqu'à 4.5 GHz pour les diodes  $16 \times 16 \mu m^2$ . La fréquence de coupure de  $Re (Z_d(\omega))$  est déduite de (3.5) et vaut :

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{R_s |R_d| C_d}} \times \sqrt{1 - \frac{R_s}{|R_d|}} \quad (3.10)$$

ce qui s'approxime par :

$$f_r \sim \frac{1}{2\pi\sqrt{R_s |R_d| C_d}} \quad \text{si } R_s \ll |R_d| \quad (3.11)$$

Remarquons que la capacité parasite n'influe pas sur la valeur de  $f_r$ . Pour une section fixée, l'augmentation de  $f_r$  passe par une diminution de  $|R_d|$  étant donné que les variations de capacités intrinsèques sont relativement faibles. Nous noterons que les capacités  $C_d$  reportées dans la figure 3.20 sont en bon accord avec les paramètres structuraux de la couche lorsqu'on évalue  $C_d$  par la formule du condensateur plan :

$$C = \frac{\epsilon S}{e} \quad (3.12)$$

e : longueur de la zone désertée ;

S : surface active

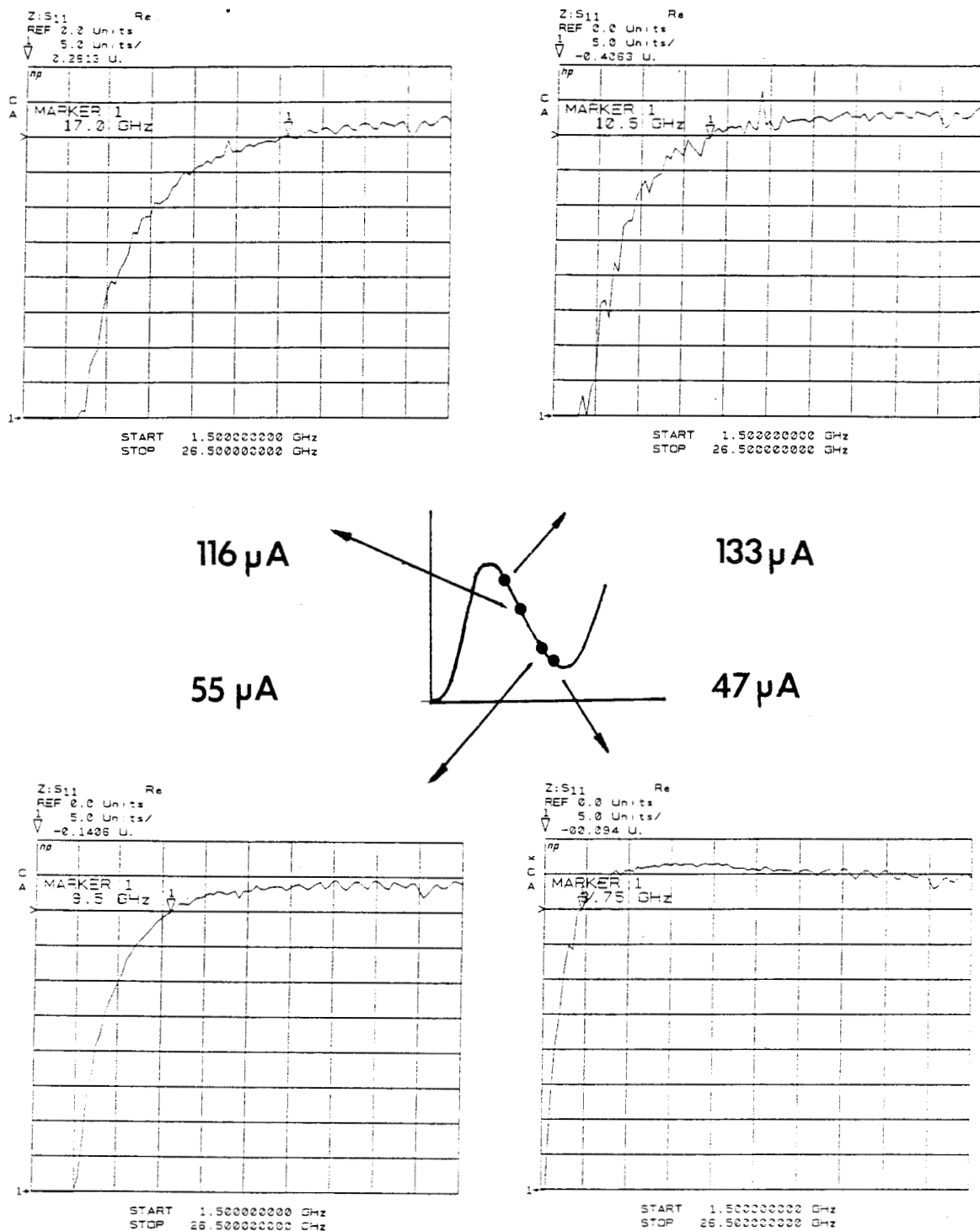


Figure 3.21 : Evolution de  $f_r$  en fonction du point de polarisation sur une diode  $5 \times 5 \mu m^2$  inconditionnellement stable à 300K. ( $f_r \sim \frac{1}{\sqrt{|R_d|}}$ ).

L'influence de  $Rd$ , à section donnée, est illustrée sur la figure 3.21 qui montre l'évolution de  $fr$  en fonction du point de polarisation donc de  $|Rd|$  pour une diode de  $5 \times 5 \mu m^2$  de surface. On constate en première approximation une évolution du type :

$$fr \sim \frac{1}{\sqrt{|Rd|}} \quad (3.13)$$

Une dernière remarque concernant cette campagne de caractérisation est relative au critère de stabilité qui peut être vérifié à partir de  $fr$  et  $fx$ . Sur la figure 3.22, nous donnons les évolutions de  $Im(Z_d(\omega))$  des diodes dont les sections varient de  $3 \times 3$  à  $16 \times 16 \mu m^2$  pour des conditions de polarisation identiques à celles de la figure 3.20. Pour chaque section, on constate que  $fx > fr$ . On peut montrer qu'à partir des relations donnant  $fx$  et  $fr$ , l'inégalité précédente est équivalente aux critères de stabilité :

$$Ls < R_s |Rd|Cd < |Rd|^2 Cd \quad (3.14)$$

Ceci peut se comprendre dans la mesure où  $fx$  fixe la fréquence de coupure des oscillations susceptibles de se développer. Or, les oscillations ne pourraient se développer à  $fx$  que si  $Re(Z_d(\omega))$  est négative. Sur ce critère, diminuer  $Ls$  devient impératif pour repousser  $fx$  le plus loin possible en fréquence. Ceci s'avère d'autant plus difficile si le composant a un niveau de conductance négative élevée lui permettant de présenter une  $fr$  élevée. On comprend alors le caractère antinomique entre stabilité du composant et montée en fréquence.



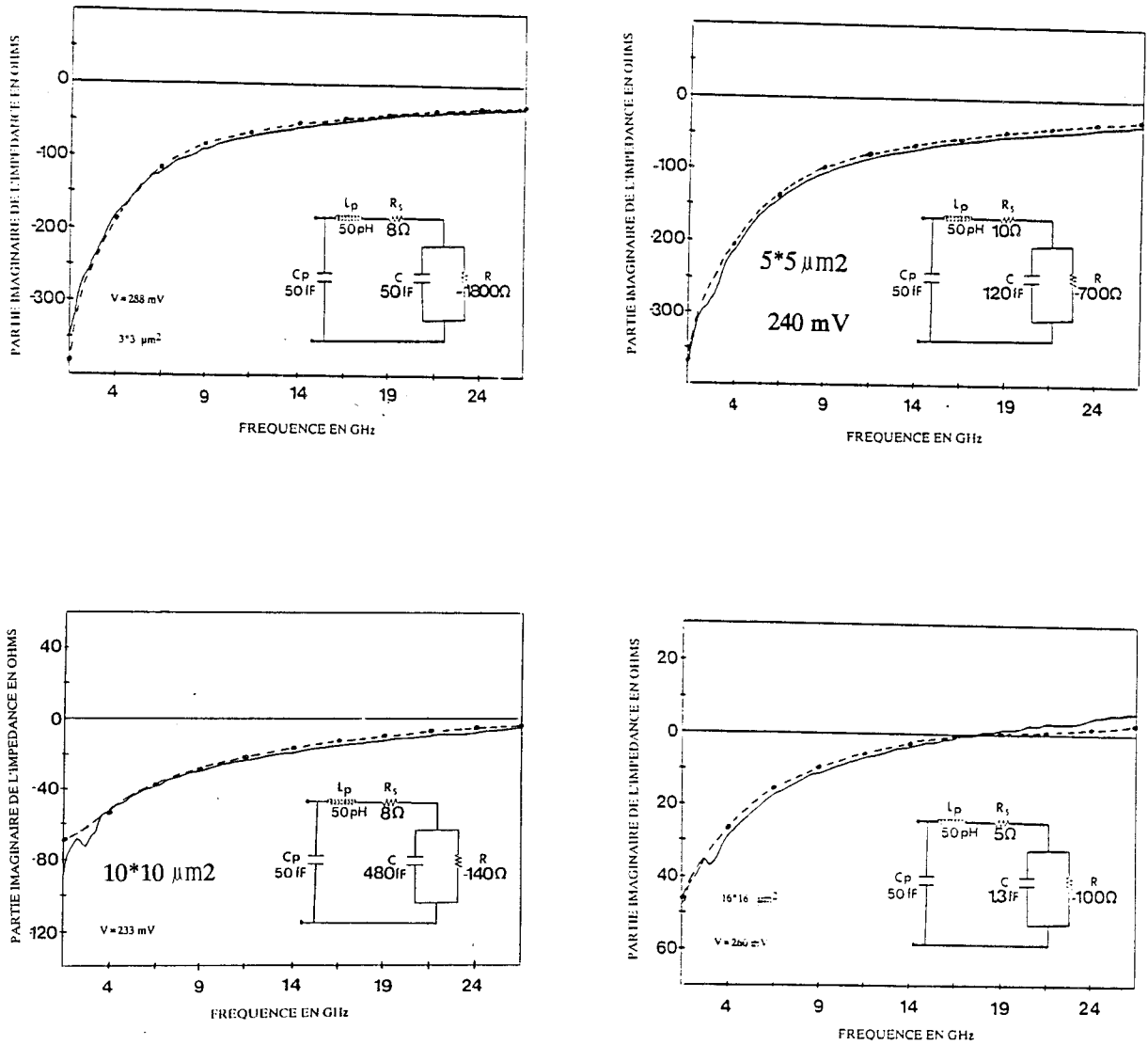
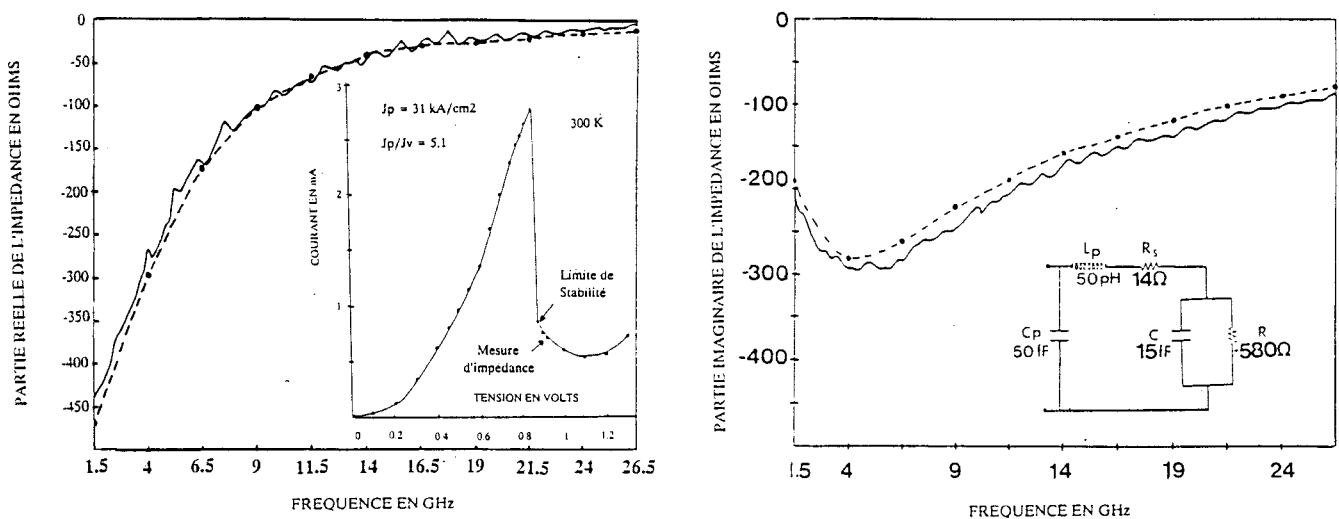


Figure 3.22 : Evolutions expérimentales (—) et théoriques (---) de la partie imaginaire de  $Z$  en régime de R.D.N. Les sections varient de  $3 \times 3$  à  $16 \times 16 \mu m^2$  avec les mêmes conditions de polarisation que la figure 3.20.

### 3.5.4 Etude de structures à forte conduction

#### 3.5.4.1 Structure à pré-puits

Une série de mesures d'impédance à 300K entre 1,5 et 26,5 GHz à été entreprise sur les composants à structure pré-puits dont l'analyse de la caractéristique statique a été faite au chapitre 2. Le relevé point par point du  $I(V)$  d'un composant  $3 \times 3 \mu m^2$  est reporté sur la figure 3.23a. Une densité pic de courant de  $31 \text{ kA/cm}^2$  laisse présager de performances supérieures comparativement à la structure précédente. Néanmoins, la rupture abrupte de la caractéristique de conduction fait qu'il ne subsiste que peu de points stables en R.D.N.. Au point de fonctionnement ( $V = 930 \text{ mV}$ ,  $I \sim 720 \mu A$ ), la résistance  $R_d$  vaut  $\sim -580 \Omega$ . La mesure de  $Re (Z_d(\omega))$  à 0 Volt révèle une résistance de contact de  $\sim 14 \Omega$ , valeur relativement élevée par rapport à celles couramment obtenues dans le système GaAs au sein de notre laboratoire. La figure 3.23b représente l'évolution de la partie réelle et imaginaire de l'impédance en fonction de la fréquence.  $Re (Z_d(\omega))$  reste négative jusqu'à 26,5 GHz où il subsiste  $\sim -5\Omega$ . Une fréquence de coupure de 120 GHz est déduite des éléments composant le schéma équivalent. Malgré la valeur élevée de  $R_s$ , ces composants présentent un excellent contraste en courant ( $J_p/J_v = 5.5$ ) avec une densité de courant telle que les fréquences de coupure de  $Re (Z_d(\omega))$  évaluées en des points de polarisation où  $|R_d|$  est loin d'être minimale, sont supérieures à 100 GHz.

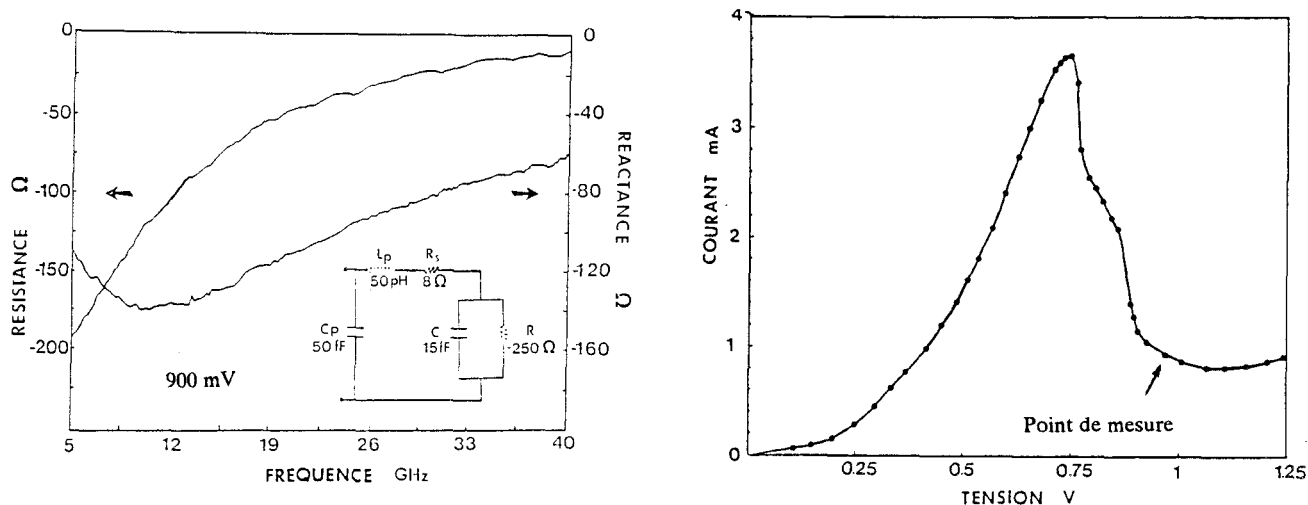


**Figure 3.23:** Parties réelle et imaginaire de  $Z$  d'une structure de type pré-puits. Nous avons également reporté la caractéristique  $I(V)$  à 300K ( $J_p = 30 \text{ kA/cm}^2$ ;  $J_p/J_v \sim 5,5$ ).  $f_r$  est estimé à 120 GHz.

### 3.5.4.2 Structure à puits enterré

Cette structure, dont les propriétés ont été étudiées au chapitre 1, a été caractérisée jusqu'à 40 GHz [34] [35]. A notre connaissance, cette mesure constitue une première dans la caractérisation directe de conductance négative à des fréquences si élevées. Nous avons exploité la bonne densité de courant pic ( $40 \text{ kA/cm}^2$ ) ainsi que la stabilité sur une plage de tension où la conductance est relativement élevée.

La caractéristique d'une diode  $3 \times 3 \mu\text{m}^2$  est reportée sur la figure 3.24a au point de polarisation le plus favorable ( $V \sim 0,9 \text{ Volt}$ ), la résistance  $R_d$  vaut  $\sim -270 \Omega$ . La résistance série mesurée grâce à la méthodologie précédente vaut environ  $8 \Omega$ . La figure 3.24b montre les variations fréquentielles de  $Re(Z_d(\omega))$  et  $Im(Z_d(\omega))$  jusqu'à 40 GHz. L'analyse des composants à section importante révèle des éléments parasites  $L_p \sim 50 \text{ pH}$  et  $C_p \sim 50 \text{ fF}$  invariants selon la structure puisque propres au procédé technologique intégré. Le meilleur "fit" donne une capacité intrinsèque égale à  $C_d = 15 \text{ fF}$  ce qui se traduit en longueur désertée équivalente à  $e \sim 660 \text{ \AA}$  dans l'approximation du condensateur plan. Ceci est en très bon accord avec les données géométriques de la couche épitaxiale. Avec de telles caractéristiques, la fréquence de coupure du composant atteint 230 GHz. Ces études préliminaires sont extrêmement prometteuses et ouvrant la voie vers l'intégration de fonctions analogiques telles que oscillation, mélange ou multiplication de fréquence basées sur des composants à double barrière.



**Figure 3.24 :** Evolution de la partie réelle et imaginaire d'une structure à puits enterré. Le relevé point par point de la caractéristique statique est également fourni ( $J_p \sim 40 \text{ kA/cm}^2$ ;  $J_p/J_v \sim 4,8$ ).

### 3.5.5 Synthèse des résultats expérimentaux

De tous les résultats expérimentaux reportés jusqu'à présent, il est possible de résumer les points principaux dégagés des mesures. Le tableau 3.25 regroupe les performances des échantillons double barrière GaAlAs/GaAs, pré-puits (PPDB) et puits enterré (PEDB). Ces données concernent la densité de courant pic, le contraste en courant  $J_p/J_v$ , la résistance négative au point de polarisation, la capacité normalisée ainsi que la résistance spécifique de contact. Signalons également que pour les composants réalisés en structure planaire intégrée,  $C_p$  et  $L_p$  sont toujours estimés à environ 50 fF et 50 pH respectivement. Ces valeurs semblent être propres à la technologie intégrée dans cette configuration et aux systèmes de pointes "cascade" pour  $L_s$ . Il est direct au vu des résultats que la densité de courant fixant la conductance négative constitue l'élément fondamental dans l'augmentation des fréquences de coupure. Des valeurs supérieures à 200 GHz [35] peuvent être possible et ce avec des densités de courant pic voisines de 40 kA/cm<sup>2</sup>. Cette conclusion n'est pas en contradiction avec les résultats obtenus avec des composants montés en boîtier [26]. La fréquence de coupure modeste reportée dans ce cas s'explique car la mesure d'impédance n'est possible qu'en un point de polarisation situé très près du courant vallée où la conductance différentielle négative s'annule. En ce qui concerne les valeurs de capacités intrinsèques, des valeurs de l'ordre de 2 fF/ $\mu\text{m}^2$  sont typiques des structures intégrant un espaceur de l'ordre de 500 Å.

Echantillon	$J_p$ en kA/cm <sup>2</sup>	$J_p/J_v$	Cd en fF/ $\mu\text{m}^2$	$\rho_c$ Ohm.cm <sup>2</sup>	Fc GHz
GaAlAs/GaAs	50 à 77K	6.5	4	$6 \cdot 10^{-6}$	12
GaAlAs/GaAs	1.6	3.5	5.5	$10^{-6}$	18
PEDB	40	4.8	2.2	$8 \cdot 10^{-7}$	220
PPDB	31	5.5	2.2		120
AlAs/GaAs	100	2			

Figure 3.25 : Tableau récapitulatif des résultats majeurs des structures étudiées.

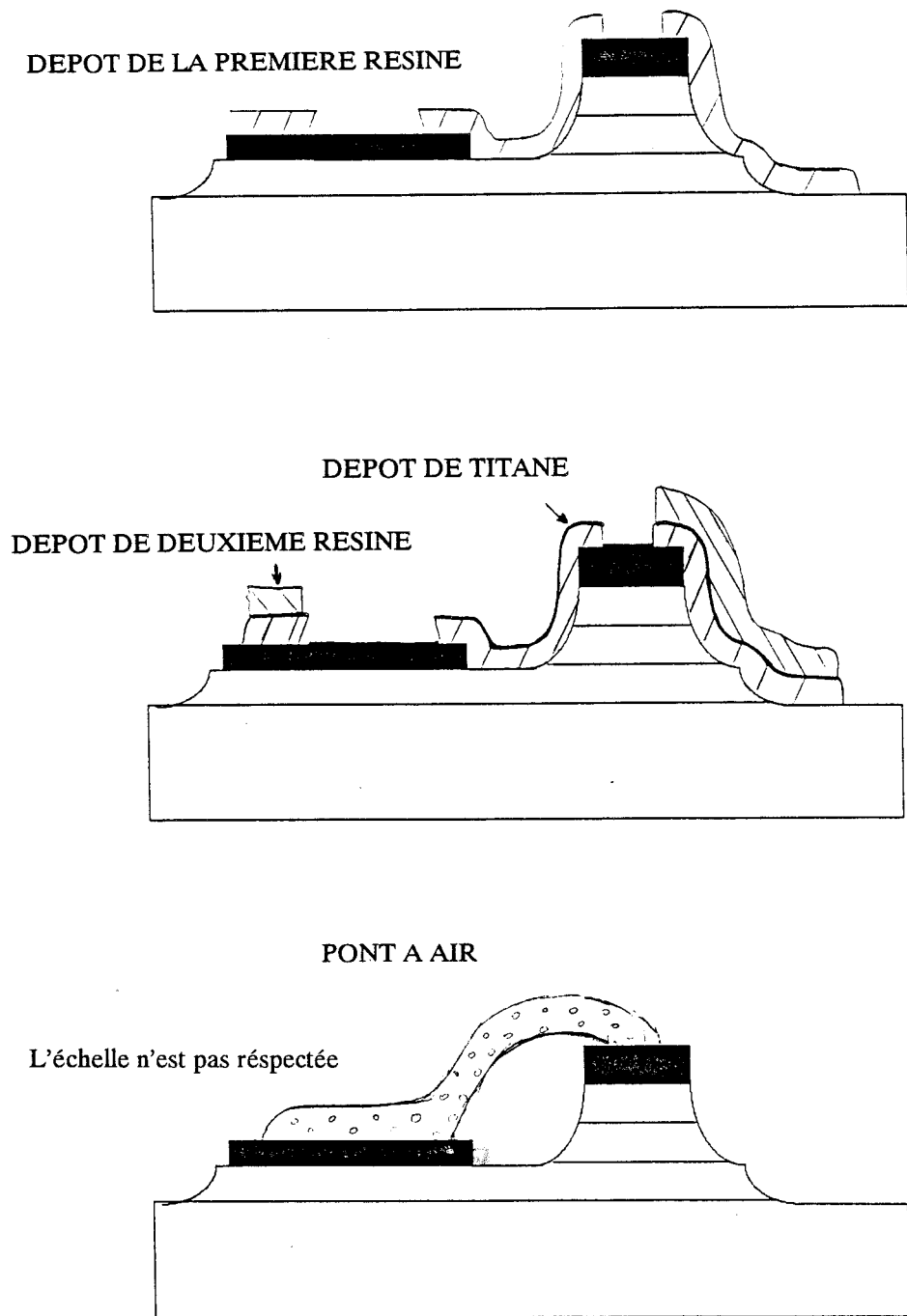


Figure 3.26 : Etape technologique de la réalisation d'une liaison de type pont à air.

Du point de vue de la résistance série, la valeur de  $\rho c$  se situe autour de  $10^{-6}\Omega\cdot\text{cm}^2$ . Cette valeur est reproductible pour des contacts ohmiques AuGeNi élaborés dans notre laboratoire. Pour être tout à fait complet, nous avons montré qu'un schéma équivalent relativement simple suffit à décrire l'évolution fréquentielle de l'impédance des diodes à effet tunnel résonnant. Mentionnons que dans la littérature, il a été proposé d'autres schémas équivalents différents comme celui reporté par Sheard et Tombs [36]. Ce schéma est plus adapté à l'étude des structures dissymétriques et simule un processus en deux étapes basé sur une approche séquentielle de l'effet tunnel résonnant [37]. Ce modèle plus lourd d'emploi, car la dérivation des éléments localisés n'est pas directe, permet de rendre compte des variations de l'impédance des diodes en fonction de la fréquence. Notons enfin un modèle proposé par Miles [38] pour rendre compte de la charge piégée dans le puits. Il remplace la capacité  $Cd$  par deux capacités en parallèle reliées à la variation de charges dans la zone d'accumulation et dans le puits sous polarisation.

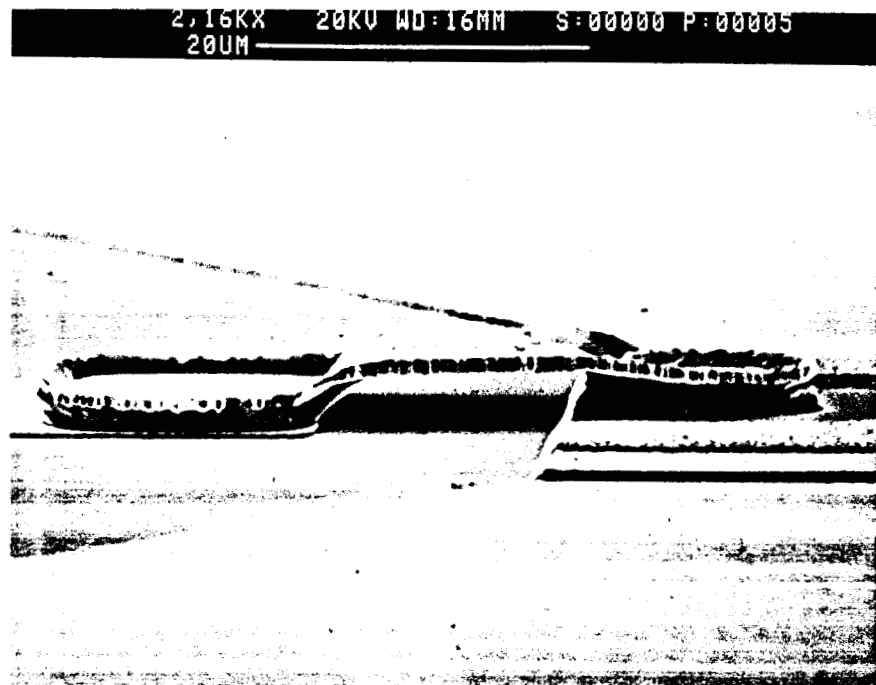
### 3.5.6 Amélioration possible par technologie de type pont à air

La motivation principale pour le choix de la technologie pont à air provient directement des conclusions tirées de l'étude des structures intégrées. Pour un fonctionnement en hautes fréquences, la nécessité d'employer des diodes de très faibles sections entraîne que la capacité parasite est supérieure à la capacité intrinsèque. Même si elle ne joue pas de rôle direct sur la valeur de la fréquence de coupure comme nous l'avons démontré précédemment, la capacité parasite influe fortement sur le niveau d'impédance vu dans le plan de la diode. La technologie pont à air semble être une solution pour réduire encore plus les éléments parasites comme le prouve l'effort dans ce sens effectué pour le cas des diodes Schottky [39] [40]. L'autre aspect favorable est que l'air constitue un très bon diélectrique.

#### 3.5.6.1 Description du processus

A la base, les séquences technologiques pour réaliser une structure avec un pont à air diffèrent peu de celles de la structure intégrée. Il s'agit également d'une structure plane à double mésas. Ce n'est qu'en dernière étape technologique que la réalisation à proprement parler du pont à air suit le déroulement suivant. On peut suivre la séquence des étapes sur la figure 3.26 :

- dépôt de résine photosensible ;
- insolation et définition des piliers du pont ;
- évaporation de 20 Å de titane.



**Figure 3.27 :** Vue au MEB d'un pont à air réalisé au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs.

Le titane a pour principale utilité de permettre le dépôt de deux résines :

- dépôt d'une deuxième résine photosensible ( $\sim 4\mu m$ ) ;
- déposition du pont *TiAu*.

La partie la plus délicate réside dans le "lift-off" final car nous devons ôter la résine sous le pont sans le détruire. On dissout la résine dans un bain d'acétone soumis à des ultra-sons. Le premier essai a été réalisé sur une couche épitaxiée au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs. Le détail de la couche épitaxiale et les performances de celles-ci seront reportés dans la référence [41]. Le détail du pont à air est reporté sur la figure 3.27 qui représente un échantillon de surface égale à  $2 \times 5 \mu m^2$  observé au microscope électronique à balayage. Le pont relie le contact ohmique supérieur de la ligne centrale. On peut avoir, dans certains cas, formation de "lichettes" pouvant court-circuiter les composants.

### 3.5.6.2 Evaluation des éléments parasites

Des mesures dynamiques sur l'analyseur de réseau montrent que les capacités parasites ne sont plus alors que de 20 fF alors que les valeurs de *Ls* restent inchangées. La valeur identique de l'inductance parasite semble être la valeur typique des pointes de mesure "cascade". Nous notons une diminution d'un facteur 2 de la valeur de la capacité parasite.

### 3.5.7 Exemples d'applications des diodes à effet tunnel résonnant

Bien que dans ce travail nous avons porté notre effort sur la compréhension des mécanismes fondamentaux ainsi que sur la réalisation de composants performants, il nous semble être intéressant de faire très brièvement le lien entre ces études et les applications potentielles. Au niveau des applications, de très nombreuses équipes s'attachent actuellement à profiter des effets de R.D.N. présentés par les diodes à effet tunnel résonnant tant en analogique qu'en logique. L'application la plus directe est de toute évidence l'utilisation de ces composants pour la réalisation d'oscillateurs submillimétriques avec le résultat record de Brown [42] qui à partir d'une structure à base d'antimoine a démontré la possibilité de générer de la puissance à 720 GHz. Dans le contexte des études axées sur les applications au sein de notre équipe, nous allons considérer ici que les cas de la multiplication de fréquence et de la détection.



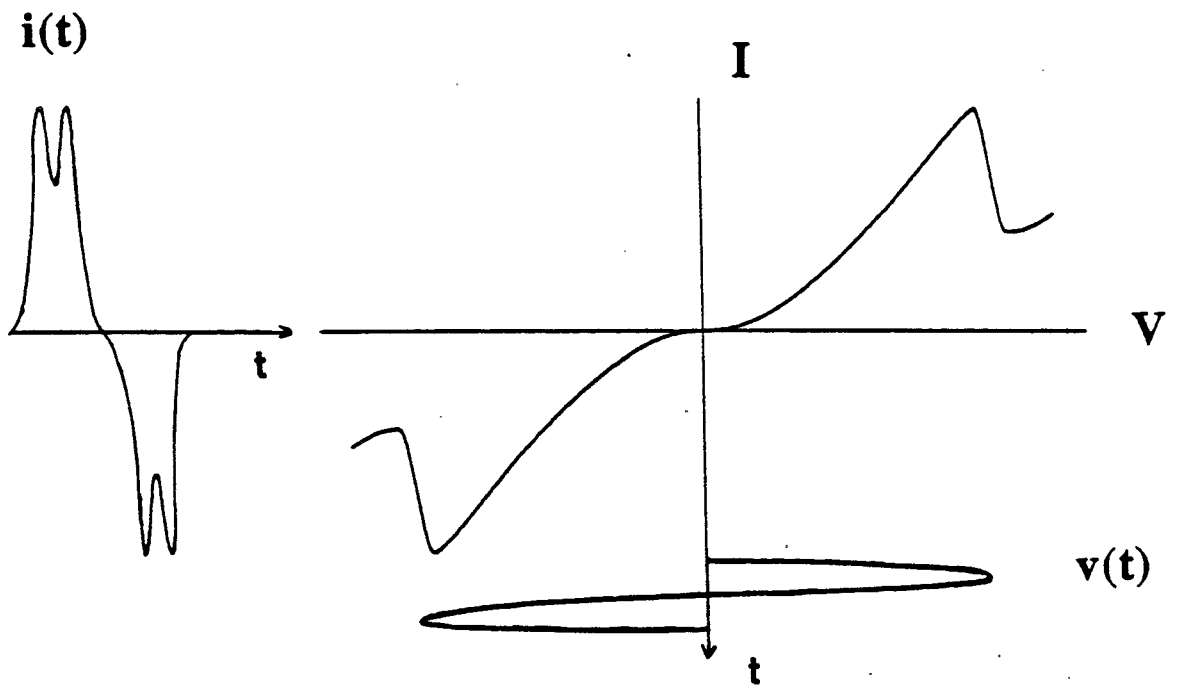


Figure 3.28 : Schématisation du principe de multiplication de fréquence.

### 3.5.7.1 Multiplication de fréquence

Les opportunités offertes par la caractéristique d'un composant à effet tunnel résonnant dans la multiplication de fréquence peuvent être appréhendées à partir de la figure 3.28. L'idée consiste, grâce à l'application d'une source primaire, à excursions largement la caractéristique de conduction de telle sorte que le signal de courant résultant présente des minima et maxima augmentant ainsi la richesse en harmonique. Par ailleurs, nous pouvons noter que l'antisymétrie de la caractéristique de conduction permet de s'affranchir des harmoniques pairs. Outre le fait que l'on évite l'emploi de circuit oisif, nous espérons transférer de la puissance à des rangs d'harmoniques impairs plus élevés. La faible inertie de réponse des composants à effet tunnel résonnant permet d'envisager des fonctionnements à des fréquences très élevées. Enfin, on peut montrer théoriquement que l'existence de la R.D.N. doit permettre d'avoir des rendements de conversion supérieurs à ceux de multiplicateurs résistifs conventionnels limités par [43] :

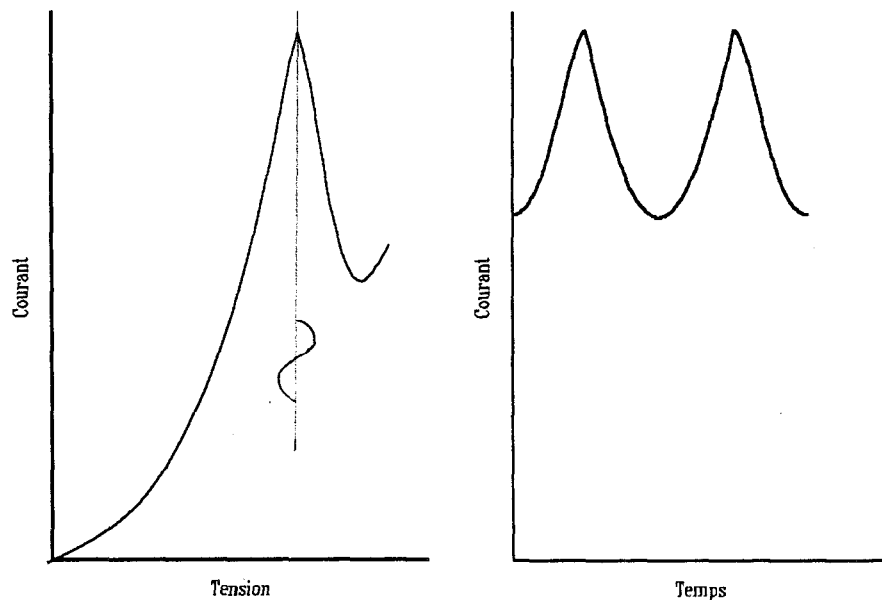
$$\frac{P_n}{P_1} \approx \frac{1}{n^2} \quad (3.15)$$

A partir des structures AlAs/GaAs à très fortes densités de courant, la faisabilité de la multiplication à des fréquences submillimétriques a été ainsi démontrée [44]. En terme de puissance, il a été également montré que les niveaux détectés sur harmonique 5 (320 GHz) deviennent très rapidement comparables à ceux délivrés par des diodes commerciales de type Schottky. Il nous semble que dans un souci d'optimisation, les études présentées ici peuvent apporter deux types d'améliorations possibles. Tout d'abord, au niveau de la conception de la couche épitaxiale, les premiers résultats obtenus en multiplication ont été obtenus sur des composants qui présentent des tensions pics relativement élevées (1,8 Volt). Il en découle que pour atteindre la zone de R.D.N. dans des conditions de polarisation nulle, une tension  $V_p$  beaucoup moins élevée apparaît préférable. L'utilisation de structures pseudomorphiques à puits enterré va dans ce sens. En effet, en attirant le niveau fondamental vers de plus basses énergies, nous provoquons un abaissement de  $V_p$  conformément à l'analyse du premier chapitre. Au niveau de la technologie, les solutions apportées par l'élaboration de composants à très faibles sections sont directement transférables si l'on vise une application en multiplication. C'est surtout la recherche de densité de courant extrêmement élevée et

de composants stables qui constituent les facteurs de motivation principaux. Pour être tout à fait complet, les techniques de planarisation peuvent également faciliter la prise de contact par "moustaches" de composant plus conventionnels élaborés sur substrat  $n^+$  [45].

### 3.5.7.2 Application en détection

L'utilisation en détecteur constitue également une voie possible dans les applications des diodes à effet tunnel résonnant [18]. Les avantages que l'on peut espérer par rapport aux détecteurs classiques résultent de l'effet de R.D.N.. Le schéma 3.29 montre en effet qu'en se prépolarisant à  $V_{pic}$ , la diode soumise à un signal hyperfréquence de faible amplitude est traversée par un courant de type double alternance qui tend à augmenter la composante redressée du courant. Expérimentalement, ces effets se manifestent par une déformation de la caractéristique statique par phénomène d'auto-polarisation qui est d'autant plus marqué que la concavité est importante au point de polarisation. Ici également, il est impératif que le composant soit le plus stable possible tout en conservant des constantes RC très faibles de manière à maintenir, au niveau de la résistance non linéaire qui assure la détection, le maximum de tension lorsqu'on augmente la fréquence du signal appliquée.



**Figure 3.29 :** Schématisation du principe de détection avec une diode à effet tunnel résonnant.

### 3.6 Conclusion

Dans ce chapitre relatif à la technologie de fabrication et à la caractérisation dynamique des diodes double barrière, le principal du travail a été axé sur la mise au point d'une nouvelle technique d'intégration de composants à effet tunnel résonnant en structure planaire. Cette technologie intégrée permet de contacter des composants dont les surfaces actives sont aussi faibles que  $9 \mu m^2$  en s'affranchissant des techniques délicates de type "moustache". Par ailleurs, les diodes sont insérées dans un environnement de lignes de transmission coplanaires qui permet de caractériser directement les composants sur tranche. Les résultats saillants de cette partie qui méritent d'être soulignés sont :

- Les éléments selfiques parasites ont pu être diminués d'un ordre de grandeur, ce qui améliore grandement la stabilité en résistance différentielle négative et permet d'utiliser au mieux les potentialités des doubles barrières.
- Grâce à cette amélioration, nous avons pu, pour des composants à forte densité de courant, mesurer l'impédance des diodes jusqu'à 40 GHz en résistance différentielle négative. A notre connaissance, cette fréquence est la plus élevée pour une mesure directe dans la R.D.N. A titre d'exemple, nous avons obtenu -13 Ohms à cette fréquence limite pour la partie réelle de l'impédance ( $f_r > 500$  GHz).



# Bibliographie

- [1] EMMERY S.Y.  
Thèse de 3ème Cycle de l'Université de Rennes I, 1985
- [2] FOXON C.T.  
Molecular beam Epitaxy  
Actor Electronica, 21, 2, p 139, 1978
- [3] HEIBLUM M., MENDEZ E.E., OSTERLING L.  
Growth by molecular beam epitaxy and characterisation of high purity GaAs and GaAlAs  
Journ. Appl. Phys., 54 (12), p 6982,1983
- [4] KOHRBRUCK R., MUNNIX S. BIMBERG D., MARS D.E., MILLER J.N.  
Inequivalent impurity and trap incorporation at normal and inverted interfaces of AlGaAs/GaAs quantum wells grown by molecular beam epitaxy  
Appl. Phys. Letters 57 (10), p 1025, 1990
- [5] ADACHI S.  
Journ. of Appl. Physics, 58(3), RI, 1985
- [6] MATTHEWS S.W., BLAKESLEE A.C.  
Defects in epitaxial multilayers  
Journ of Crystal growth, 27, p 118, 1974
- [7] PEOPLE R., BEAN J.C.  
Calculation of critical layer thickness versus lattice mismatch for  $Ge_xSi_{1-x}/Si$  strained layer heterostructures
- [8] HERBAUX C.  
Thèse de doctorat de l'Université de Lille I, 1990

- [9] ANDERSON T.G., CHEN Z.G., KULALROVSKI V.D., UDDIN A., VALLIN J.T.  
Variation of the critical layer thickness with In content in strained  $In_xGa_{1-x}As - GaAs$  quantum wells grown by molecular beam epitaxy  
Appl. Phys. letters, 51 (10), p 752, 1987
- [10] ELMAN B., KOTELES E.S., MELMAN P., JAGANNUTH C., JOHNSON L.,  
DUGGER D.  
In situ measurements of critical layer thickness and optical studies of InGaAs quantum wells grown on GaAs substrates  
Appl. Phys. Letters 55 (16), p 1659, 1989
- [11] NIKI S., LIN CL, CHANG W.S.C., WIEDA H.H.  
Band-edge discontinuities of strained layer  $In_xGa_{1-x}As - GaAs$  heterojunctions and quantum wells  
Appl. Phys. Letters, 55 (13), p 1339, 1989
- [12] ARENT D.J.  
Band offsets for strained  $In_xGa_{1-x}As/Al_{1-y}Ga_yAs$  heterointerfaces  
Phys. Rev. B, Vol 41, n ° 14, p 9843, 1990
- [13] BAUDRY L.  
DEA, Université de Lille I, 1989
- [14] JAO J.Y., ANDERSON T.G., DUNLOP G.L.  
The interfacial morphology of strained  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$   
Journ. of appl. Phys., 69 (4), p 2224, 1991
- [15] BERGER P.R., CHANG .K, BHATTACHARYA .P, SINGH J., BAJAJ K.K.  
Role of strain and growth conditions on the growth front profile of  $In_xGa_{1-x}As$  on GaAs during the pseudomorphic growth regime  
Appl. Phys Letters, 53 (8), p 684, 1298
- [16] WHALEY G.J., COHEN P.I.  
The growth of strained InGaAs on GaAs : kinetics versus energetics  
J. Vacc. Sci Tech,B 6 (2) p 625, 1988
- [17] BOUREGBA R.  
Thèse de l'Université de Lille I, 1991
- [18] BEDU P.  
Thèse de l'Université de Lille I, à paraître

- [19] HEIBLUM M., NATHAN M.I., CHANG C.A.  
Characteristics of AuGeNi ohmic contacts to GaAs  
Solid State Electronics, Vol 25, n ° 3, p 185, 1982
- [20] PIOTROWSKA A., GUIWARCH A., PELOUS G.  
Ohmic contacts to III-V compound semiconductors: a review of fabrication techniques  
Solid State Electronics, Vol 26, n ° 3, p 179, 1983
- [21] MOUNAIX P.  
DEA, Université de Lille I, 1988
- [22] MUKHERJEE S.D., WOODARD D.W.  
Etching and surface preparation of GaAs for device fabrication  
"Gallium Arsenide" edited by Howes and Morgan, 1985
- [23] VANHOUTTE E.  
DEA, Université de Lille I, 1991
- [24] CROUTH M.A., GIU S.S., WOODWARD S.S., COURTNEW S.J.,  
WILLIAMS G.M., CULLIS A.G.  
Structure and electrical properties of Ge/Au ohmic contacts to n type GaAs formed by rapid thermal annealing  
Solid State Electronics, vol 33, n ° 11, p 1437, 1990
- [25] KUAN T.S., BATSON P.E., JACKSON T.N., RUPPRECHT H., WILKIE E.L.  
Electron microscope studies of an alloyed Au/Ni/Au - Ge ohmic contact to GaAs  
J. Apply phys. 54 (12), p 6592, 1983
- [26] LIPPENS D., MOUNAIX P.  
Small signal Impedance of  $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$  resonant tunneling heterostructures at microwave frequency  
Electronics letters, vol 24, n ° 18, p 1180, 1988
- [27] LIPPENS D., DE SAINT POL L., BOUREGBA R., MOUNAIX P., WINCHON T.  
Tunnel résonnant et effets d'électrons chauds dans les structures à double barrière : Synthèse.  
Rev, Phys. Appl., 24, 1989, p 17



- [28] HINES M.E.  
Bell syst. tech. journal, 39, p 1960, p 477
- [29] KIDNER C., MEHDI I., EAST J.R., HADDAD G.I.  
Power and stability limitations of resonant tunneling diodes  
IEEE transactions on microwave theory and techniques, Vol 38, n ° 7, p 864, 1990
- [30] KIDNER C., MEHDI I., EAST J.R., HADDAD G.I.  
Bias circuit instabilities and their effect on the dc current voltage characteristics of double barrier resonant tunneling diodes  
Solid states electronics, vol 34, n ° 2, p 149, 1991
- [31] BOUREGBA .R., VANBESIEN O., DE SAINT POL .L., LIPPENS D.  
Ann Télécommu., 45, 1990, p 184
- [32] BELHADJ C.Y. et al  
Bias circuit effect on the current voltage characteristics of double barrier tunneling structures: experimental and theoretical results.  
Appl. Phys. letters, 57, p, 58, 1990
- [33] MOUNAIX et al  
Integration of a resonant tunneling structure for microwave applications.  
J. Phys. III, 1, p. 539, 1991.
- [34] LIPPENS D., BARBIER E., MOUNAIX P.  
Fabrication of high performance  $Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As/GaAs$  resonant tunneling diodes using a microwave compatible technology  
IEEE electron device letters, vol 12, n ° 3, p 114, 1991
- [35] MOUNAIX P., BEDU P., LIPPENS D.  
Measurement of negative differential conductance to 40 GHz for vertically integrated resonant tunnelling diodes  
Electronics letters, vol 27, n ° 15, p 1358, 1991
- [36] SHEARD F.W., TOMBS G.A.  
Space charge effects and AC response of resonant tunneling double barrier diodes  
Solid states electronics, vol 32, n ° 12, p 1443, 1985

- [37] WEIL T., VINTER B.  
Equivalence between resonant tunneling and sequential tunneling in double barrier diodes  
Appl. Phys. letters, 50 (18), p 1281, 1987
- [38] MILES et al  
Accurate equivalent circuit model of resonant tunneling diodes  
Electronics letters, Vol 27, n ° 5, p 427, 1991
- [39] MILLS K., AZAN F., PERRUCHE H., BOIREAU H., LACOMBE J.  
Glass reinforced GaAs beam lead schottky diode with air bridge for millimeter wave lengths  
Electronics letters, vol 20, n ° 19, p 787, 1984
- [40] MISHRA U.K., PALMATEER S.C., UPTON M.A.G, SMITH P.M.  
Surface oriented low parasitic MOTT diode for EHF mixer applications.
- [41] LHEURETTE E.  
DEA Université de Lille I, à paraître
- [42] BROW E.R., SODERSTROM, PARKER C.D., MAHONEY L.J., MOLVAR K.M.,  
Mac GILL T.C.  
Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant tunneling diodes  
Appl. Phys. letters, 58 (20), p 2291, 1991
- [43] PAGE C.H.  
Proceeding of IRE, octobre 1958, p 1738
- [44] BOUREGBA R. et al  
Frequency multiplication using resonant tunneling diode with output at submilli-  
metre wavelengths  
Electronics letters, vol 26, n ° 21, p 1804, 1990
- [45] PALMATEER L.  
Rapport d'activités post doctorales. Ecole Normale Supérieure, Paris, Mai 1990



## Chapitre 4

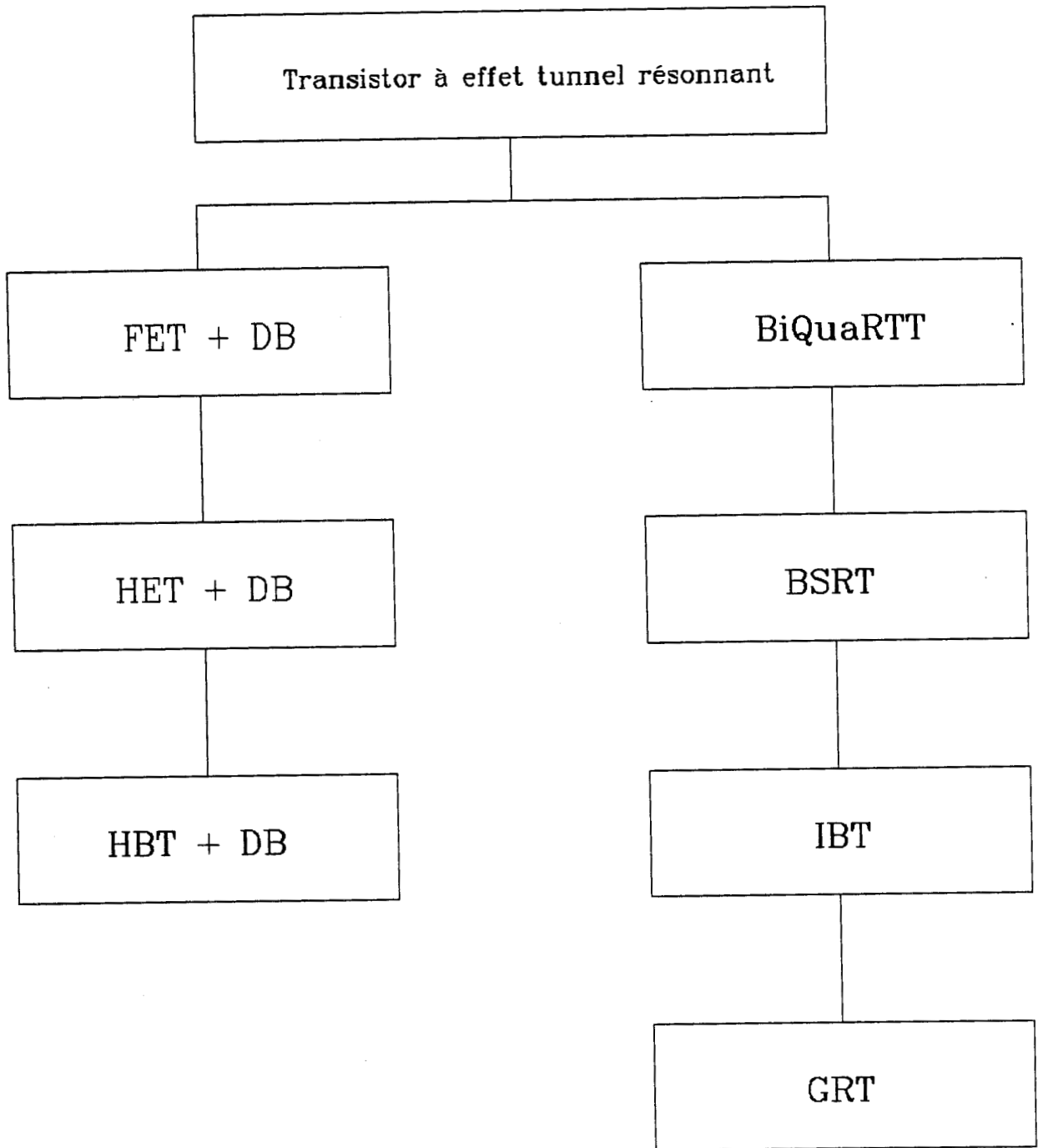
### Transistor Tunnel Résonnant

## Chapitre 4

# Transistor Tunnel Résonnant

### 4.1 Introduction

Nous nous proposons dans ce chapitre d'étudier la possibilité de commander un flux résonnant d'électrons à l'aide d'une troisième électrode. En effet, si l'utilisation en dipôle ouvre la voie des applications analogiques très haute fréquence, il apparaît que le développement d'applications en logique nécessite la conception d'un composant tri-pôle. De façon extrêmement schématique, les travaux effectués dans ce sens au niveau des laboratoires internationaux se divisent en deux classes comme le suggère la figure 4.1. La première approche consiste à insérer une structure résonnante, la plupart du temps une double barrière, dans un transistor à temps de réponse très court. Celui-ci peut être un transistor à effet de champ (Field Effect Transistor), un transistor à électron chaud (Hot Electron Transistor) ou bien un transistor bipolaire à hétérostructure (Heterojunction Bipolar Transistor). L'autre idée repose sur une commande directe du flux résonnant dans le puits quantique. Ici, on peut mentionner deux familles, l'une bipolaire avec le BiQuaRTT (Bipolar Quantum Resonant Tunneling Transistor), l'autre unipolaire avec une diversité de structures qui englobe les concepts de niveaux liés (B.S.R.T., Bound State Resonant Transistor) et de commande de grille (Gated Resonant Tunneling).



**Figure 4.1:** Tableau synoptique représentant les familles de transistors utilisant l'effet tunnel résonnant.

Avant de présenter nos propres réalisations, nous allons analyser les différentes voies possibles en pesant le pour et le contre dans l'optique d'un fonctionnement à température ambiante. Sur cette base, nous présenterons deux exemples de réalisation : la première avec la mise en série en hybride d'un MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor) et d'une double barrière performante, la seconde utilisant la structure à puits enterré de type pseudomorphique.

## 4.2 Analyse des transistors à effet tunnel résonnant

### 4.2.1 Le RHET

Le dénominateur commun de l'ensemble des structures est la commande d'un flux résonnant créé à partir d'une double barrière. L'idée la plus naturelle consiste à utiliser cette structure de filtrage au niveau de l'injection dans des transistors conventionnels. Lorsque celui-ci est à électrons chauds, on obtient la structure du RHET (Resonant Hot Electron Transistor) dont la variation de la bande de conduction est schématisée sur la figure 4.2. Cette idée originale a été proposée par Yokoyama du laboratoire de Fujitsu en 1985 [1]. La première structure fût élaborée dans le système de matériaux GaAlAs/GaAs. L'émetteur, la base et le collecteur sont dopés de type n. Une double barrière est insérée entre l'émetteur et la base et une barrière GaAlAs sépare la base du collecteur. Les avantages du RHET résident dans les caractéristiques de conduction qui permettent de mettre en évidence un effet de transconductance négative. Un exemple de caractéristiques  $I_c, I_b$  en fonction de la tension base-émetteur est reporté sur la figure 4.3. Il est à noter cependant que les caractéristiques de courant collecteur en montage de type émetteur commun ne présentent pas d'effet de conductance négative. Nous expliquerons par la suite cette observation dans le cas de structures dont la base est fortement conductrice.

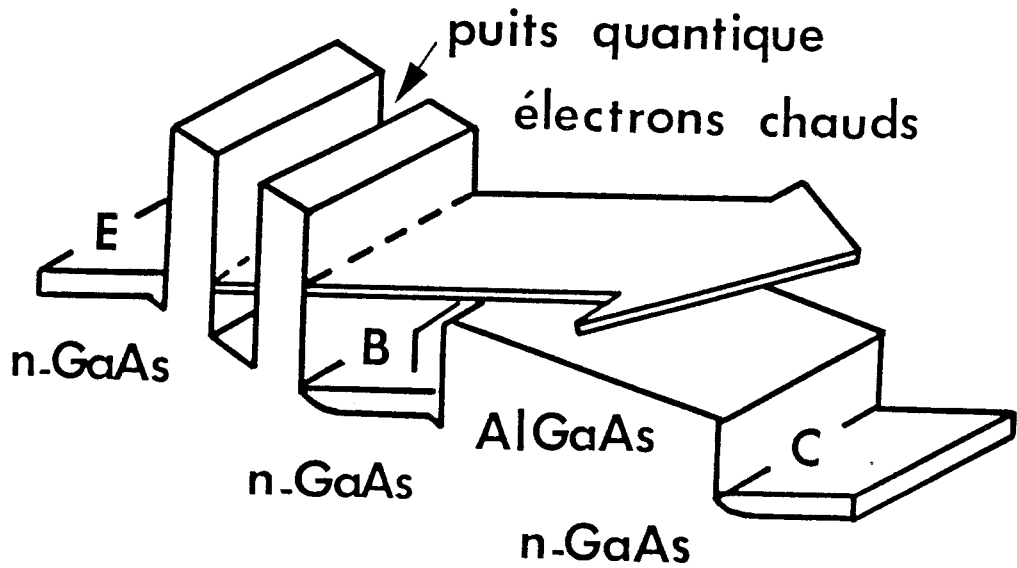


Figure 4.2: Profil de potentiel schématique d'un RHET.

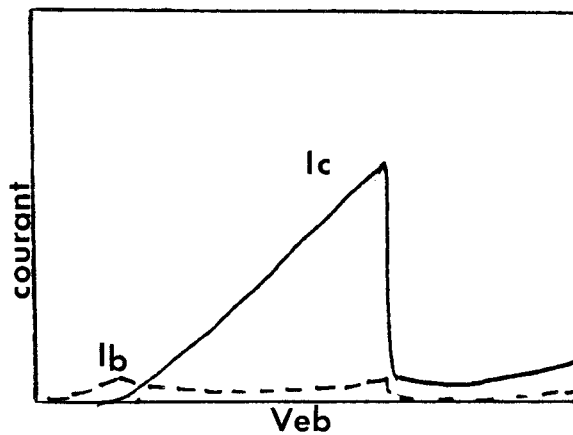


Figure 4.3: Caractéristique typique  $(I_c, I_b) = f(V_{eb})$  pour un RHET. L'effet de transconductance négative permet de réaliser des "bascules" ou bien des NOR exclusif.



L'autre avantage dont dispose le RHET est relatif à des temps de réponse qui doivent se situer théoriquement à l'échelle de la picoseconde. C'est pourquoi l'effort doit être porté principalement sur la structure à électrons chauds. Ceci a entraîné rapidement le choix du système de matériaux GaInAs/AlInAs pour limiter les collisions au sens large et en particulier aux transferts intervallées [2]. Par ailleurs, les très fortes discontinuités ( $\sim 500$  meV entre GaInAs et AlInAs) ont permis d'obtenir de très bons contrastes en courant ( $\sim 5$  à 300 K) et d'augmenter de façon notable le rapport  $Ic/Ib$  qui pour des structures optimisées atteint 25 à 77K. En contrepartie, la température idéale de fonctionnement est de l'ordre de 77K bien que des études récentes effectuées à Texas Instrument [3] aient montré qu'une injection à l'aide d'une double barrière à puits enterré puisse lever cette contrainte. Récemment, des fréquences de coupure du gain en courant ( $F_T$ ) de 120 GHz ont été reportées à 77K avec une structure dont la barrière collecteur est constituée de quaternaire GaAlInAs [4]. En ce qui concerne la structure proposée par Texas Instrument, les fréquences  $F_T$  atteignent 67 GHz à 300 K avec un contraste en courant de 25 et une densité pic de courant égale à  $13,5$  kA/cm<sup>2</sup>. C'est probablement avec ce type de composant que les applications circuits sont les plus avancées. Aux propositions de départ de circuits élémentaires combinatoires (NOR exclusif notamment) et séquentiels (fonction bascule) avec un seul composant discret [5] ont été développés des circuits beaucoup plus complexes comme un circuit additionneur qui nécessitent sept transistors RHET au lieu de trente transistors bipolaires pour un circuit conventionnel [6].

## 4.2.2 Le R.T.F.E.T.

### 4.2.2.1 Principe

Le R.T.F.E.T. (Resonant Tunneling Field Effect Transistor) consiste à insérer la double barrière soit dans la source, soit dans le drain d'un transistor à effet de champ conventionnel afin de profiter de la commande de la résistance du canal pour translater la caractéristique résonnante de la structure double barrière. En effet, la tension totale entre source et drain est partagée entre la double barrière et le canal. Lorsque ce dernier devient plus résistif sous l'action d'une tension de grille (négative si le transistor est "Normally on"), il faut appliquer une tension totale plus importante pour que la tension aux bornes de la diode satisfasse aux conditions de résonance.

Les conditions de polarisation aussi bien en tension Drain-Source ( $V_{DS}$ ) qu'en

tension de Grille ( $V_{GS}$ ) résultent d'un compromis entre la résistance du canal et celle de la structure résonnante. Il en résulte que dans la plupart des cas, on fonctionne à  $V_{DS}$  et  $V_{GS}$  relativement faibles. Le MESFET travaille alors dans le régime linéaire avec une conductance de la double barrière inférieure à celle du canal conformément à l'image d'une résistance variable contrôlée par la grille [7]. Dans le cas contraire, on observe la disparition de la résistance différentielle négative (R.D.N.) et l'on retrouve le réseau typique du MESFET.

Dans cette optique, différentes structures ont été proposées soit dans une architecture plane (composant MESFET conventionnel) ou en structure verticale (VFET) [8]. Seules les structures planes ont été réalisées en "monolithique" [7], cette intégration permettant de réduire les dimensions et les résistances parasites. Les quelques résultats publiés sont relativement moyens avec un fonctionnement restrictif à 77K. Ceci nous semble lié à la difficulté de réaliser des composants qui soient la combinaison de structures plane et verticale.

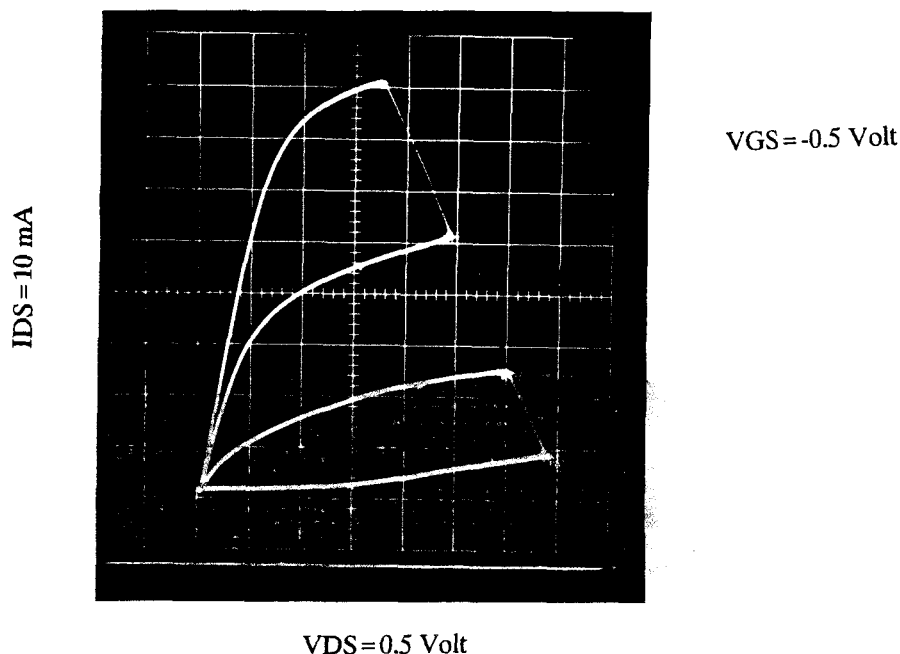


Figure 4.4: a): Relevé du réseau caractéristique du MESFET Texas Instrument.

### 4.2.2.2 Applications

La simplicité de mise en oeuvre de l'association d'une diode à effet tunnel résonnant et d'un transistor MESFET nous a conduit à réaliser des premiers essais de contrôle d'un flux résonnant à partir d'un transistor à grille submicronique et d'une diode à effet tunnel résonnant de type puits enterré. Le transistor est commercial (Texas Instrument) et possède une longueur de grille de  $0,5 \mu m$  avec une largeur de  $300 \mu m$ . Sa transconductance normalisée est de l'ordre de  $300 \text{ mS/mm}$ . Il s'agit donc d'un transistor relativement performant en fréquence avec des niveaux de courant compatibles avec les caractéristiques des diodes à effet tunnel résonnant. Nous avons reporté sur la figure 4.4a la caractéristique  $(I_{DS}) = f((V_{DS}))$  pour des valeurs de tensions grille  $V_{GS}$  comprises entre 0 et -1,5 volt relevée à 300K pour un montage en émetteur commun. Dans la zone de conduction quasi-linéaire ( $V_{DS} < 0,5 \text{ Volt}$ ), les niveaux de résistance  $\left(\frac{\Delta I_{DS}}{\Delta V_{DS}}\right)$  peuvent varier entre la dizaine d'Ohms ( $V_{GS} = 0$ ) et environ vingt Ohms ( $V_{GS} = -1 \text{ Volt}$ ). La caractéristique  $I(V)$  de la diode à puits enterré mise en série est reportée sur la figure 4.4b. La tension pic est de l'ordre de 900 mV avec un courant pic de l'ordre de 8,5 mA pour une section de  $25 \mu m^2$ . En première approximation, le niveau d'impédance dans la montée de courant est de l'ordre de 100 Ohms. On constate alors que le transistor peut présenter des niveaux de conductance qui encadrent celui de la diode. Le relevé des caractéristiques du montage hybride effectué en boîtier BMH 60 pour limiter autant que possible les éléments parasites, donne les caractéristiques de conduction de la figure 4.4c. On constate des ruptures dans le réseau  $Ic = f(V_{DS}, V_{GS})$  d'autant plus marquées que les tensions  $V_{GS}$  sont faibles (typiquement  $|V_{GS}| < 0,5 \text{ Volt}$ ).

Au-delà de cette valeur, on relève un abaissement apparent de  $V_{pic}$  et de  $I_{pic}$  avec un comportement de type bistable. Les évolutions sont tout à fait conformes à l'analyse du paragraphe 4.2.2.1. Pour des tensions  $V_{GS}$  inférieures à -1 Volt, le transistor devient l'élément le plus limitant ce qui se traduit par la disparition de l'effet de conductance différentielle négative sur les caractéristiques de sortie.

En résumé, on note donc que par un choix judicieux de composants de même "force", il est possible de transposer en tripôle l'effet de conductance différentielle négative. Cependant, une implantation en conception monolithique nous semble préférable si l'on veut véritablement exploiter les possibilités fréquentielles associées aux composants discrets.

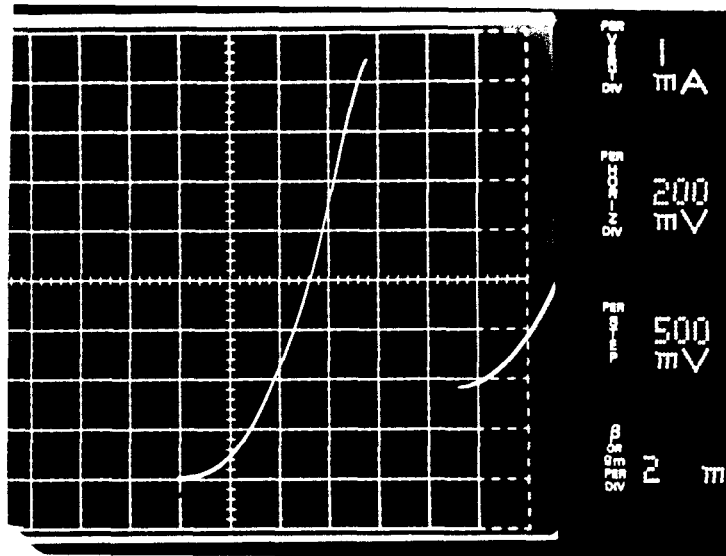


Figure 4.4: b): Caractéristique typique  $I(V)$  à 300K pour une diode tunnel résonnant à puits "enterré" de  $25 \mu m^2$  de section.

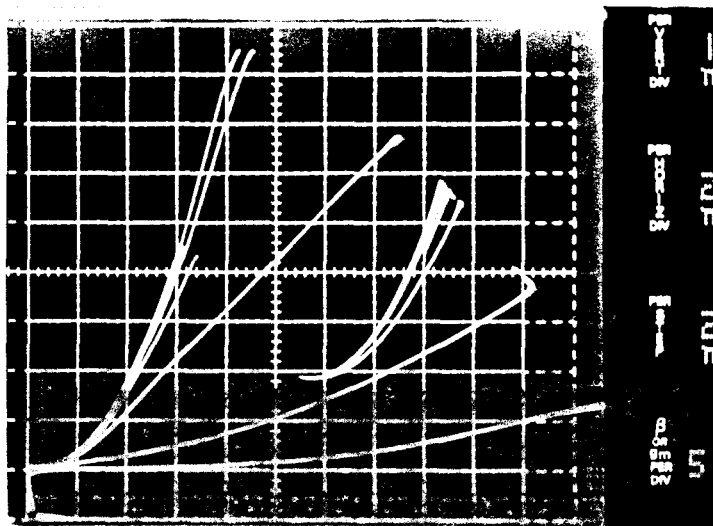
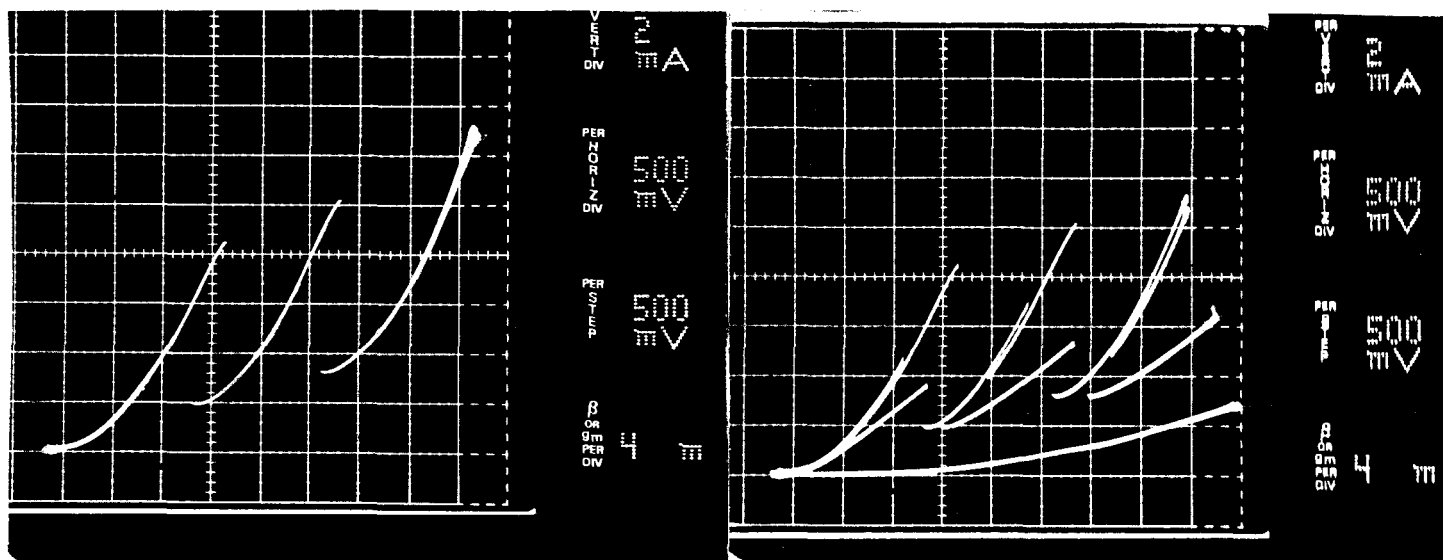


Figure 4.4: c): Réseau de caractéristique lorsqu'on associe le MESFET et la diode en série. On note l'apparition de conductances différentielles négatives.

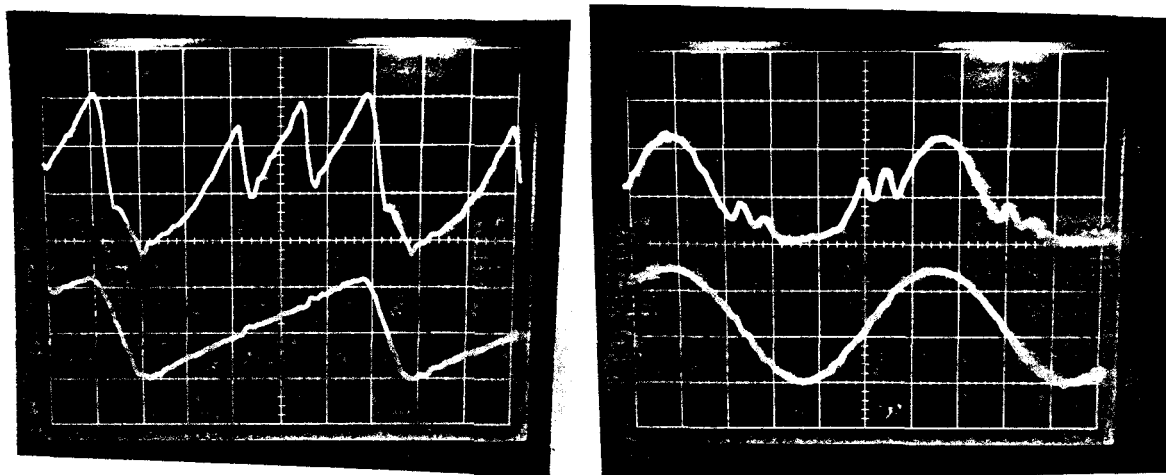
Avant d'en terminer avec cette configuration, il nous semble intéressant de montrer les possibilités offertes par l'association en série de deux diodes. En effet, cette association de deux diodes strictement identiques induit dans les caractéristiques des résonances multiples décalées en tension. Pour comprendre le décalage des tensions de seuil quand plusieurs diodes sont en série, il faut se baser sur deux notions. Quand une diode se trouve dans une condition de non résonance, il existe une chute de potentiel élevée à ses bornes. Par ailleurs, le blocage de l'effet tunnel se propage séquentiellement de la double barrière la plus proche de l'anode vers celles situées vers la cathode. Sur ce raisonnement, si l'on dispose  $n$  doubles barrières en série, la caractéristique de conduction présentera  $n$  pics [14].

Un exemple des caractéristiques obtenues dans ce cas avec deux diodes de  $25 \mu m^2$  en série est montré sur la figure 4.5a. Ces résultats amènent deux remarques. En premier lieu, le décalage des tensions pics ( $V_{p1} \sim 1,5$  Volt,  $V_{p2} \sim 2,2$  Volts) s'accompagne d'une augmentation de l'ordre de 25% des courants pic et vallée. Ceci peut être préjudiciable pour l'emploi de cette structure en logique multi-état notamment. En second lieu, on observe un léger recouvrement entre les états de forte et de faible conduction qui interdit une polarisation dans la R.D.N. En revanche, trois points stables sont encore accessibles. En association avec un transistor, nous obtenons les caractéristiques de la figure 4.5b avec globalement un dédoublement de l'effet de conductance différentielle négative. Nous avons employé des pas de -500 mV pour  $V_{GS}$  afin de visualiser la transition entre une limitation par les doubles barrières et par le MESFET. Il est bien évident que pour des conditions de polarisation de grille plus faibles, on retrouve un réseau équivalent au cas précédemment étudié.

Au niveau des applications, les idées se révèlent extrêmement nombreuses que ce soit en logique et en analogique. Citons par exemple la réalisation d'une bascule et d'un multiplicateur de fréquences [9]. Pour cette dernière application, la faisabilité est aisément démontrée en attaquant la double diode par un signal en "dents de scie" ou sinusoïdal. Les variations temporelles de courant que nous obtenons dans ce cas sont montrées sur la figure 4.6. La comparaison des signaux  $I(t)$  et  $V(t)$  font état d'une multiplication par trois avec des distorsions extrêmement faibles de par les très bonnes caractéristiques statiques des diodes.



**Figure 4.5 :** a) : Caractéristique statique lorsque l'on met deux diodes à puits enterré en série. Cela se traduit par deux pics dans la conduction. b) : Réseau de caractéristique d'un MESFET avec deux diodes en série. Deux effets de conductances négatives peuvent être mises à profit en logique multi-état par exemple.



**Figure 4.6 :** Fonction de multiplicateur de fréquence lorsqu'on attaque deux diodes en série, soit par un signal triangulaire, soit par un signal alternatif.

Transposée en tripôle, cette application devrait profiter de l'isolation naturelle des transistors. Cette remarque est générale en ce qui concerne les applications multi-fréquences que ce soit en mélange et en multiplication.

### 4.2.3 Le RTBT

Très naturellement, nous pouvons imaginer d'associer une structure de filtrage à un composant bipolaire. Il semble que dans ce cas, nous pouvons distinguer les structures où l'injection est ballistique de celles où l'injection est thermoionique. Dans ces deux propositions, pour lesquelles les variations des bandes de conduction sont schématisées sur la figure 4.7, la double barrière est insérée dans la base d'un transistor bipolaire. Il est à noter que cette disposition présente l'avantage d'une situation où le champ électrique interne dans la double barrière est relativement faible. Ceci tend à conserver la symétrie de la structure et donc une valeur de la transmission résonnante proche de l'unité. L'option d'un fonctionnement purement ballistique introduit des contraintes très sévères au niveau du concept de la structure globale. Cela explique le peu de résultats probants jusqu'à présent en dépit de nombreux essais à partir d'un injecteur aussi différent qu'une hétérojonction ou bien qu'une simple barrière. A titre d'exemple, la caractéristique de transfert  $Ic = f(Veb)$  mesurée à 10K ne fait apparaître qu'une faible transconductance négative [10]. Par contre, la deuxième démarche qui consiste à moduler l'injection thermoionique d'un flux d'électrons incidents sur une double barrière se révèle beaucoup plus propice à un fonctionnement à haute température. On obtient dans ce cas des gains en courant de 7 à 300K [11].

Pour être tout à fait complet, nous pouvons citer les travaux qui insèrent la structure double barrière dans l'émetteur d'un transistor bipolaire à hétérojonction [12] [13]. Nous avons également la possibilité d'introduire plusieurs structures double barrière ce qui induit des résonances multiples dans les caractéristiques de sortie. La faisabilité de nombreuses applications en analogique utilisant ces structures se trouvent dans la référence [14].

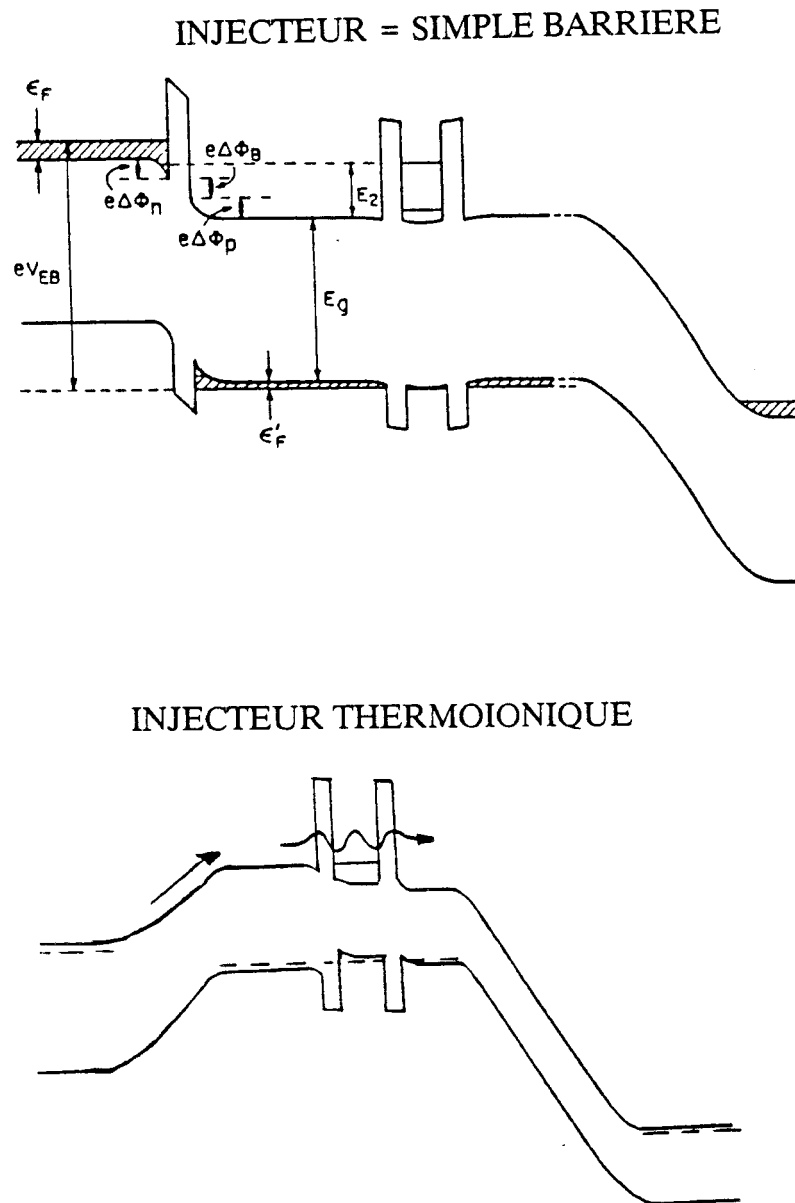


Figure 4.7: Variation du profil de potentiel schématique pour un transistor RTBT.



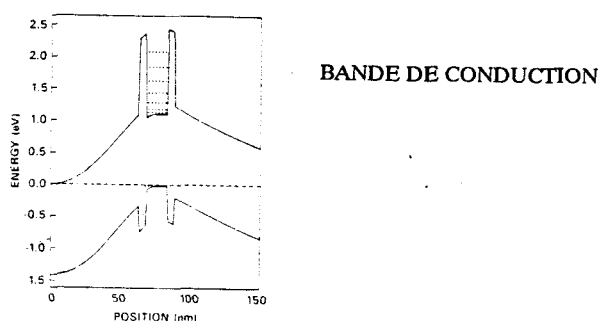
## 4.3 Transistor avec commande dans le puits

### 4.3.1 Description du mode de fonctionnement

L'analyse du fonctionnement des transistors abordés précédemment met en évidence des limitations fréquentielles imposées par le tripôle conventionnel. Ainsi, on ne profite pas complètement des potentialités des processus purement tunnel. C'est pourquoi dans cette partie nous étudierons une famille de transistors dont le point commun repose sur une commande directe dans un puits quantique pour moduler le courant tunnel. Nous aborderons successivement un composant bipolaire puis des composants unipolaires.

#### 4.3.1.1 Le BiQuaRTT

La structure de bande du BiQuaRTT (Bipolar Quantum Resonant Tunneling Transistor) est schématisée sur la figure 4.8. Elle comporte une double barrière à effet tunnel résonnant pour laquelle le puits est fortement dopé p ce qui autorise la prise d'un contact de base directement dans le puits. De plus, le puits quantique est réalisé à partir d'un matériau de plus faible bande interdite que le matériau d'émetteur et de collecteur. Dans le cas considéré, le puits est constitué de GaInAs pseudomorphique sur GaAs. Pour des puits suffisamment "enterrés" (pourcentage d'indium  $\sim 0,2$ ), le niveau fondamental voire les premiers niveaux excités ne sont plus directement accessibles par les électrons incidents. Le principe de fonctionnement du BiQuaRTT repose sur la modulation de la densité de trous, piégés dans le puits profond en bande de valence, par la tension  $V_{be}$  qui fixe le niveau de Fermi dans la base. La grande concentration de trous dans la base permet d'écranter le champ électrique et limite par ailleurs la modulation des états quantiques par le champ électrique base-collecteur (effet Stark). Ce type de composant présente des effets de transconductance négative [15].



**Figure 4.8 :** Variation de la bande de conduction pour un transistor de type BiQuaRTT.

La première structure proposée sur ce principe utilisait un superréseau GaAlAs/GaAs dans l'émetteur et le collecteur afin que le gap apparent soit plus important que celui du GaAs formant le puits. Des gains en courant ont été obtenus à température ambiante ainsi que des transconductances de  $-4\text{mS}$  dans une très faible plage de tension. La deuxième structure proposée par Texas Instrument reprend le même concept avec les matériaux GaAs/AlAs/GaInAs [16]. Des gains en courant de 13 à 300K sont annoncés mais aucune transconductance négative n'est présente. Seules quelques oscillations dans la caractéristique  $I_c = f(V_{be})$  témoignent des résonances multiples car les processus inélastiques masquent les courants résonnants dans le cas de barrières de confinement relativement épaisses en AlAs.

#### 4.3.1.2 Transistors à puits profond

Après avoir abordé le concept de commande dans le puits avec un composant bipolaire, il est naturel d'envisager le cas d'une commande unipolaire. On reprend dans ce cas l'idée d'un puits profond suffisamment large pour que le niveau fondamental soit lié, du moins à faible polarisation. Dès lors, la conduction s'effectue par le deuxième niveau, le premier niveau "rempli" d'électrons permettant l'application d'une tension qui va moduler le courant collecteur. Nous essaierons de développer par la suite une telle structure dans le système GaAs/Ga<sub>0,4</sub>Al<sub>0,6</sub>As/Ga<sub>0,8</sub>In<sub>0,2</sub>As. Ce composant est susceptible d'être amélioré à l'aide d'une modulation de composition de la barrière collecteur. Nous visons dans ce cas à réduire les probabilités de fuite des électrons, initialement piégés dans le puits profond, sous des conditions de forte polarisation. En fait, l'optimisation d'une telle structure se révèle complexe puisqu'il faut prendre garde que le deuxième niveau ne se retrouve lui-même masqué par l'épaisseur supplémentaire de ternaire. C'est pourquoi, dans nos premiers essais, nous avons omis cette barrière supplémentaire par souci de simplicité. Avant de considérer les performances potentielles de ces structures à puits profond, il nous semble important de préciser que deux types de fonctionnement sont attendus suivant le degré de dopage de la base. En effet, la commande d'un flux résonnant peut être décrite à partir d'un transistor à base induite comme l'a proposé Shulmann [17]. Initialement, le puits non dopé se remplit par transfert de charges résultant du gradient de concentration. Ce processus est analogue à celui observé dans les hétérostructures à modulation de dopages comme un TEGFET à puits quantique. Pour terminer la présentation de transistors à effet tunnel résonnant, rappelons brièvement les efforts pour développer les transistors à base inversée.

### 4.3.1.3 Transistor à base inversée

Initialement, l'idée sur laquelle repose le fonctionnement d'un transistor à base inverse, appelé également SET (Stark Effect Transistor) est la possibilité de collecter des porteurs directement dans le puits quantique. L'effet tunnel résonnant dans une approche séquentielle [18] se conçoit comme le passage d'un porteur dans un système d'état de dimensionnalité réduite. Dès lors, la barrière collecteur ne sert qu'au confinement. La caractéristique statique de porteurs issus du puits uniquement présentent alors des effets de résistances différentielles négatives comme pour le cas d'une double barrière [19]. La variation de la bande de conduction d'un SET est présentée sur la figure 4.9.

Dans cette proposition, les rôles de la base et du collecteur sont inversés. A tension base-émetteur nulle, si le collecteur est polarisé positivement par rapport à l'émetteur, on observe un effet différentiel négatif comme décrit précédemment. Lorsqu'on applique une tension entre base et émetteur, un champ électrique perpendiculaire aux couches semiconductrices est créé. Ce champ électrique modifie la position des sous bandes dans le puits par effet Stark et module donc le courant d'émetteur [20]. Cet effet se révèle d'autant plus important que la base est large, c'est pourquoi difficilement observable dans le système GaAs/GaAlAs [21]. Le système de matériaux GaSb/InAs/AlSb autorise, de par leurs masses effectives, la réalisation de puits relativement large avec un écart entre niveaux quantiques suffisant pour qu'ils soient exploitables à température ambiante. Des gains en courant aussi élevés que 50 à 300K ont été reporté [22]. D'autres structures basées sur cet effet ont également été proposées par Luryi [23] et Beltram [21] avec la présentation de structures sensiblement identiques mise à part un puits plus étroit. Ils fondent alors le fonctionnement non plus uniquement sur l'effet Stark peu important dans ce cas mais plutôt sur la pénétration du champ électrique dans un gaz d'électrons bidimensionnels qui induit des variations de charges.

Le principal attrait de ces transistors, qui devraient tirer parti de l'aspect ultra rapide associé aux processus tunnel, consiste en un très faible courant de base dû à l'épaisseur de la barrière collecteur. De plus, les puits non dopés préservent la cohérence de la fonction d'onde.

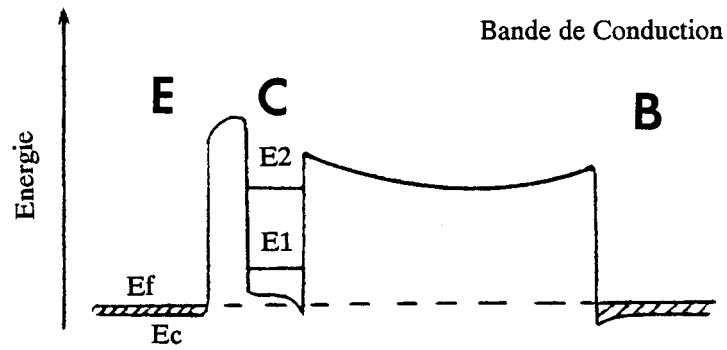


Figure 4.9: Profil de potentiel pour un transistor à base inversée.

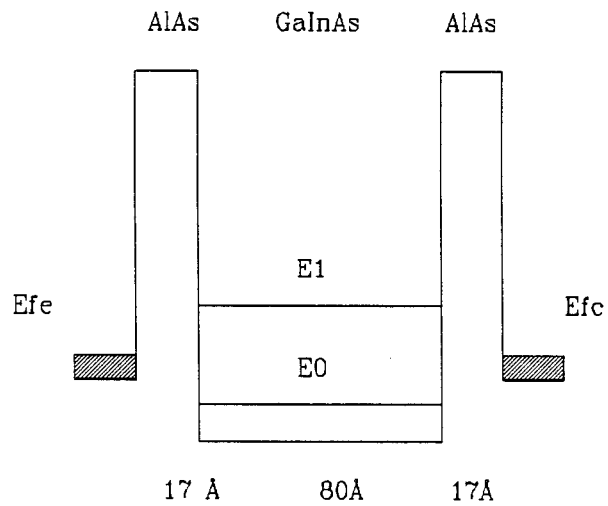
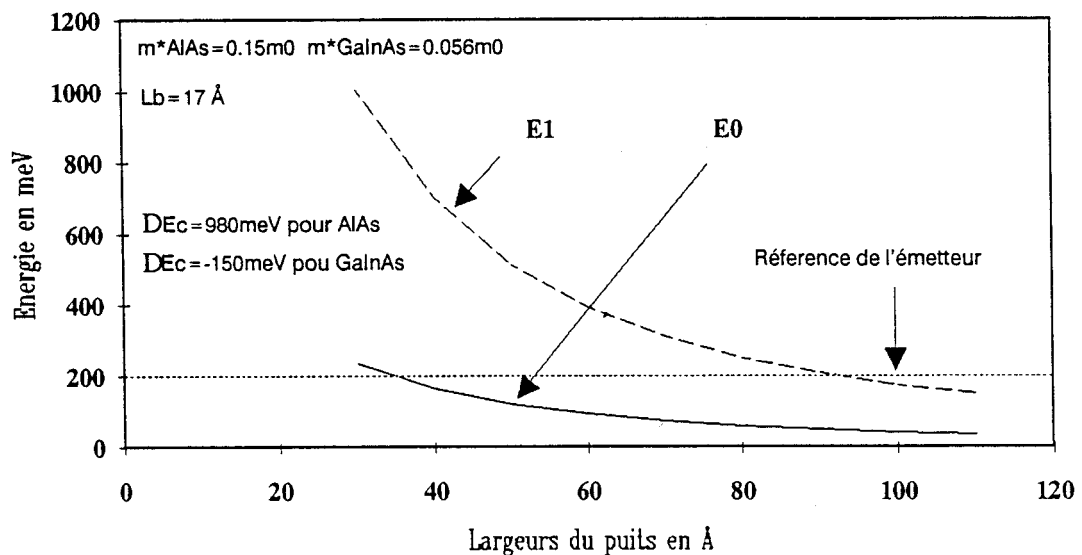


Figure 4.10: Profil de potentiel schématique pour un transistor à puits profond. Le premier niveau lié sert à commander le deuxième niveau par lequel s'effectue la conduction.

### 4.3.2 Simulations des structures à puits profond

#### 4.3.2.1 Conception de la géométrie des transistors

La structure typique des transistors que nous avons simulés puis réalisés est reportée sur la figure 4.10. Les matériaux des barrières sont en  $\text{Ga}_{0,4}\text{Al}_{0,6}\text{As}$ . La forte concentration en aluminium s'explique par le fait que la conduction s'effectuant par le deuxième niveau, celui-ci doit être suffisamment confiné. Le puits est constitué de  $\text{Ga}_{0,8}\text{In}_{0,2}\text{As}$ . Un premier calcul de la largeur de celui-ci est effectué à partir de l'évolution des niveaux  $E_0$  et  $E_1$  en fonction de la largeur du puits reportée sur la figure 4.11. Le pourcentage d'indium est choisi à une valeur de 0,2. En trait pointillé, nous avons repéré le bas de la bande de conduction du GaAs ici à 200 meV. Nous constatons que pour une largeur de puits  $L_p$  trop faible, les deux niveaux  $E_0$  et  $E_1$  sont quasi-liés. A l'opposé, pour  $L_p$  trop important, les deux niveaux "s'enterrent" vis-à-vis de l'émetteur tout en présentant un écart énergétique ( $E_1 - E_0$ ) très faible. Pour des largeurs  $L_p$  intermédiaires, seul le niveau  $E_0$  se trouve lié en présentant également un écart relativement important avec  $E_1$ . Le choix d'une largeur de puits de 80 Å nous paraît un très bon compromis.



**Figure 4.11 :** Variation des niveaux  $E_0$  et  $E_1$  dans le puits de GaInAs en fonction de  $L_p$ . Les barrières sont en AlAs et le pourcentage d'Indium vaut 20%.

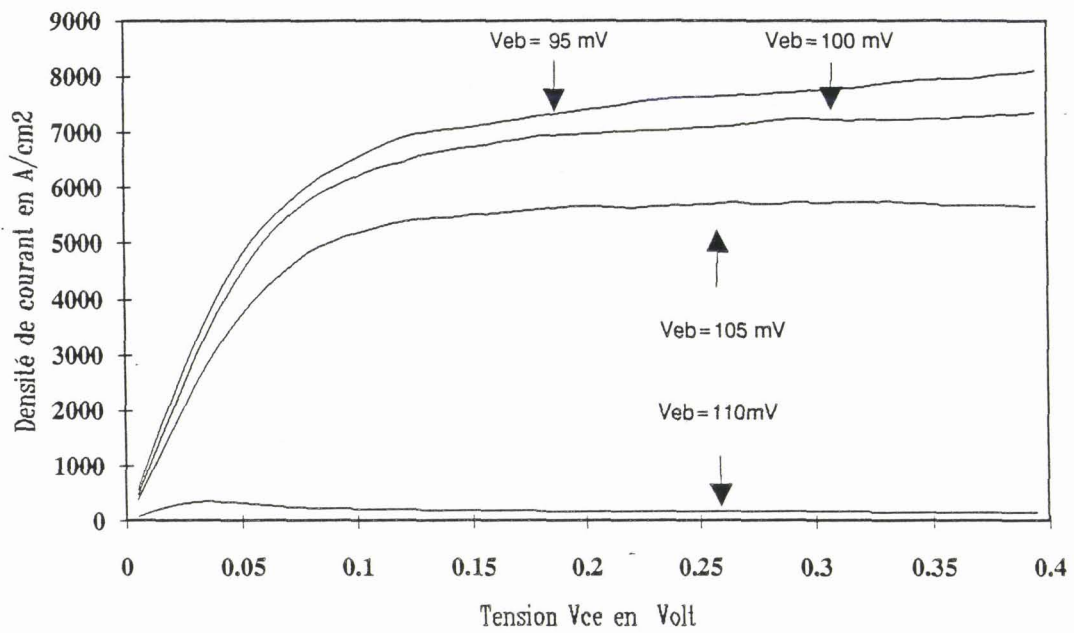


Figure 4.12: Réseau de caractéristiques pour la structure expérimentale simulée dans l'approximation d'un puits plat. Nous notons ici l'effet de transconductance négative ( $T = 77K$ ).

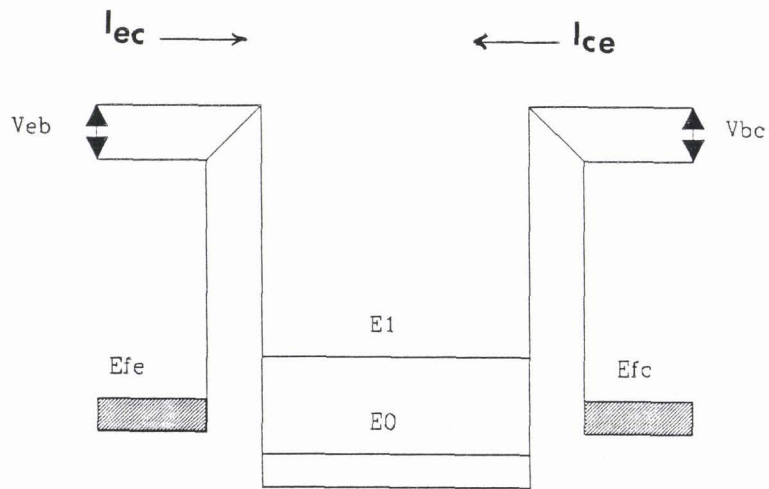


Figure 4.13: Profil de potentiel schématique de la structure à  $V_{ce} = 0$  V. Les deux flux de courant  $I_{ec}$  et  $I_{ce}$  s'annulent.

### 4.3.2.2 Hypothèse de bande plate dans le puits

A ce niveau, il nous faut définir des hypothèses concernant la chute de potentiel dans la base. Une première analyse extrêmement simple consiste à supposer que le puits satisfait à des conditions de bande plate quelques soient les tensions de polarisation. Dans ce cas, les chutes de potentiel sont restreintes aux barrières et nous négligerons par ailleurs les courbures de bande dans l'émetteur et le collecteur. De plus, nous supposerons que le courant de base est nul et que la conduction par effet tunnel est purement cohérente. Les résultats théoriques reportés sur la figure 4.12 représentent les caractéristiques  $J_c = f(V_{ce})$  à différentes tensions base-émetteur calculées avec ces hypothèses. La tension  $V_{be}$  varie entre 90 et 110 mV. Les dimensions géométriques de la structure sont  $L_b = 18 \text{ \AA}$  et  $L_p = 80 \text{ \AA}$ . Une masse effective de  $0,150 m_0$  et une discontinuité de 980 meV constituent les paramètres physiques des barrières en AlAs tandis qu'une masse effective de  $0,056 m_0$  et une discontinuité de -150 meV sont relatifs au puits en GaInAs. La référence en énergie est choisie dans l'émetteur en GaAs dont le niveau de Fermi est fixé à 37 meV à 300K. La procédure numérique est identique à celle d'une structure double barrière abordée au chapitre 1. Le profil de potentiel déduit des différentes polarisations est utilisé pour l'obtention du courant à l'aide de la relation (1.4). Sur la figure 4.12, nous notons deux régimes distincts un régime quasi linéaire et de saturation [24].

#### \* Régime quasi-linéaire

Le régime quasi-linéaire est observé à faible polarisation  $V_{ec}$  de telle sorte qu'il existe des flux d'électrons de l'émetteur vers le collecteur et vice-versa. Pour  $V_{ec}$  égal à zéro et  $V_{eb}$  positif, on obtient une variation de potentiel schématisée sur la figure 4.13. Les deux composantes de courant ( $J_{ec}$  et  $J_{ce}$ ) issues des zones d'émetteur et de collecteur se compensent et le courant global est nul conformément à l'analyse en dipôle. A tension  $V_{ce}$  croissante, la composante de courant  $J_{ce}$  diminue fortement et devient négligeable pour  $V_{ce} \sim V_{be}$ . Ceci s'explique car à  $V_{bc}$  constant, seule la barrière collecteur se déforme si  $V_{ce}$  augmente accroissant l'écart en énergie des électrons du collecteur vis à vis de l'émetteur.

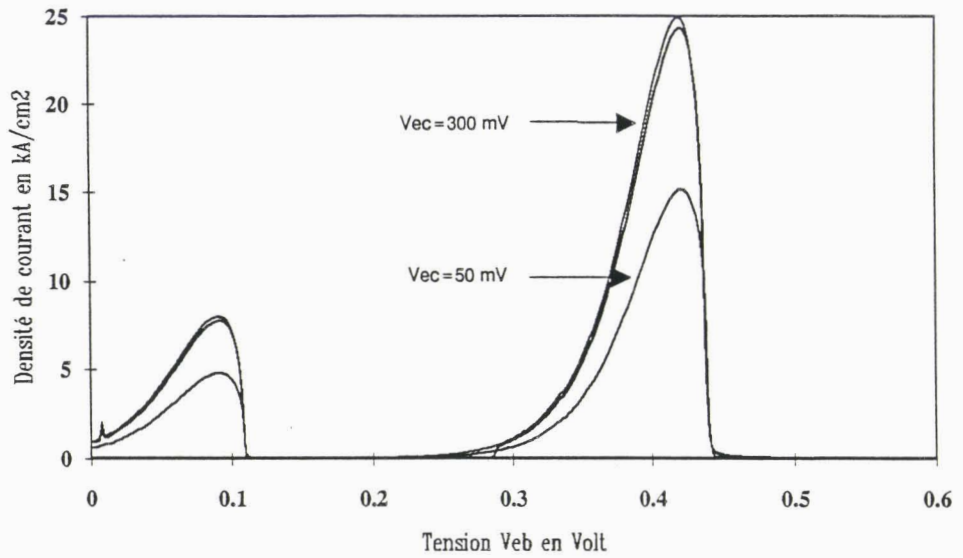


Figure 4.14: Fonction de transfert  $I_c = f(V_{be})$  à  $V_{ce} = 50$  et  $300$  mV. On remarque le pic correspondant au deuxième et troisième niveau dans le puits.

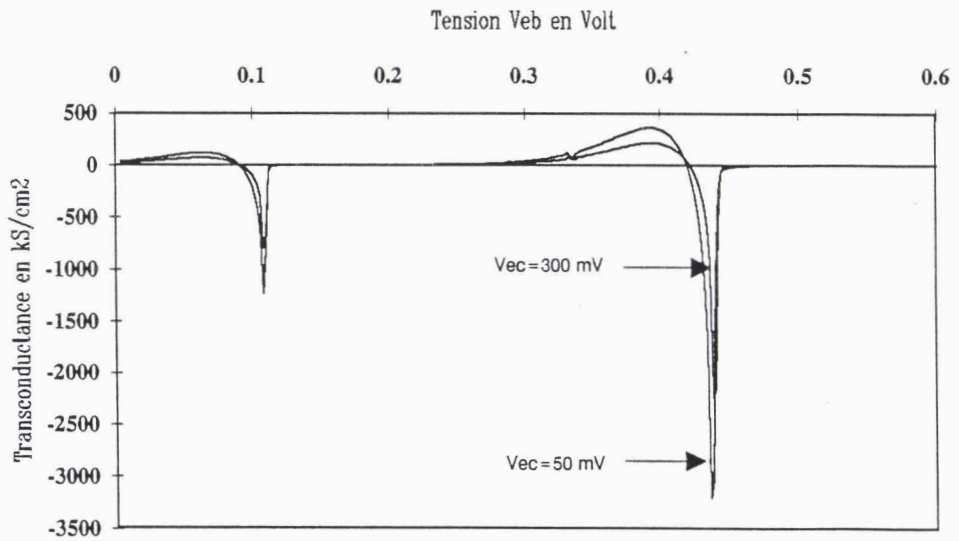


Figure 4.15: Transconductance à 77K en fonction de  $V_{be}$  pour  $V_{ce} = 50$  et  $300$  mV. Les valeurs importantes proviennent des courants vallées faibles menant à des contrastes en courant éloignés de la réalité.



### \* Régime de saturation

Pour  $V_{ce} > V_{be}$ , correspondant à un régime où la composante  $J_{ec}$  prédomine, les caractéristiques de conduction saturent. En fait, ce phénomène de saturation s'explique car la position du niveau résonnant vis-à-vis des états peuplés d'émetteur est fixée par  $V_{be}$  pris ici comme paramètre. Les variations minimales de courant observées dans ce cas proviennent des variations de transmission de la barrière collecteur. Nous notons que les valeurs relativement faibles des densités de courant mises en jeu, bien que l'effet de résonance s'effectue via le deuxième niveau, sont liées aux problèmes de structures à grandes discontinuités. Les calculs ont été effectués avec une masse effective de  $0,150 m_0$ . Si l'on introduit la renormalisation de la masse effective dans les barrières, on peut s'attendre raisonnablement à des densités de courant de l'ordre de  $50 \text{ kA/cm}^2$ .

Les fonctions de transfert  $J_c = f(V_{be})$  à  $V_{ce}$  constant sont reportées sur la figure 4.14. Toutes les caractéristiques présentent des effets de résistances différentielles négatives multiples. Le deuxième pic de courant est associé à un effet tunnel résonnant via le troisième niveau ( $V_{be} \sim 400 \text{ mV}$ ). L'analyse de ces courbes révèle que pour cette structure, le premier niveau est bien "enterré" par rapport à l'émetteur. La figure 4.15 montre les variations de la transconductance  $\frac{\partial J_{ec}}{\partial V_{be}}$  en fonction de  $V_{be}$  à  $77\text{K}$ . Les valeurs positives correspondent aux conditions pour lesquelles on abaisse le niveau résonnant face aux états peuplés. Lorsque la tension  $V_{DS}$  est telle que l'on coupe la fenêtre de transmission, la transconductance devient négative pour atteindre des valeurs calculées de plusieurs milliers de  $\text{kS/cm}^2$ . Il convient néanmoins de relativiser ces résultats dans la mesure où les contrastes en courant sont ici exagérément élevés ( $J_p/J_v \sim 1000$ ) sans relation directe avec l'expérience.

Le fonctionnement d'une telle structure est à rapprocher des potentialités théoriques du BiQuaRTT. Néanmoins, ce type de fonctionnement repose sur la condition impérative d'une charge piégée dans le puits suffisante pour écranter le champ électrique et assurer la commande. En pratique, ceci est loin d'être vérifié et nous allons à présent considérer le cas d'une modulation de la charge piégée dans le puits entraînant des effets de courbure de bande.

#### 4.3.2.3 Commande par réaction de charge d'espace dans le puits

La structure simulée est semblable à celle étudiée précédemment. Le premier ni-

veau complètement lié assurant la commande tandis que la conduction s'effectue par le deuxième niveau. Néanmoins dans cette nouvelle approche proposée initialement par Shulmann [17], les phénomènes de réaction de charge d'espace ne sont plus négligés et constituent au contraire le phénomène prépondérant menant aux caractéristiques de conduction.

Dans ce cas de figure, le potentiel  $V_{be}$  détermine le niveau de Fermi dans le puits qui fixe donc la quantité de charges piégées. Un effet de contre réaction modifie la répartition spatiale du profil de potentiel et nous espérons par ce biais moduler le flux d'électrons par une commande électrostatique.

La méthode numérique employée poursuit logiquement les travaux concernant la réaction de charge d'espace (R.C.E.) traités au chapitre 1. Néanmoins, le problème diffère légèrement du précédent en ce sens où l'on peut ignorer en première analyse le processus ayant conduit au remplissage du puits.

Le calcul de la R.C.E. repose dans un premier temps sur la détermination du niveau lié dans son environnement de potentiel. Si l'on se base pour cette recherche sur les méthodes numériques développées précédemment qui sont des méthodes spectroscopiques, il est nécessaire de rendre accessible l'état fondamental par la population d'émetteur tout en préservant une durée de vie importante. Concrètement, ceci est réalisé artificiellement en abaissant la référence en énergie des porteurs incidents situés "loins" du puits à analyser. A cette condition, les énergies propres pour ces états quasi-liés correspondent à ceux d'un puits isolé (états cachés).

Bien que doté d'une recherche automatique de pic de transmission associé à une énergie résonnante, l'algorithme qui permet d'effectuer cette recherche s'est révélé lourd car seule la localisation des états propres nous importe. C'est pourquoi nous avons adapté une routine qui détermine très rapidement les états propres dans un puits de forme quelconque, qu'il soit cristallin et/ou électrostatique. Cette routine s'inspire de l'analyse des couches d'inversion dans les transistors MOS [25] et qui a été développée au laboratoire par A. Cappy [26].

Il s'agit comme précédemment de résoudre de façon autocohérente les équations de Schrödinger et de Poisson unidimensionnelles :

$$\left[ \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - V(z) \right] \psi_i = E_i \psi_i \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial^2 V(z)}{\partial z^2} + \frac{q}{\varepsilon} \left( Nd(z) - n(z) \right) = 0 \quad (4.2)$$

avec

$$n(z) = \sum_i n_i(z) \quad (4.3)$$

où  $n_i(z)$  représente la densité d'électrons dans la sous bande  $i$  à l'abscisse  $z$ .

$n_i(z)$  est proportionnel à la probabilité de présence associée à la sous bande  $i$  par l'intermédiaire de la relation.

$$n_i(z) = Ni \left| \psi_i(z) \right|^2 \quad (4.4)$$

où  $Ni$  est la densité totale d'électrons dans la sous bande et  $|\psi_{i(z)}|^2$  est normalisée sur le domaine d'intégration.

$Ni$  est régit par une statistique de type Fermi-Dirac associée à une densité d'état bidimensionnelle.

$$Ni = \frac{qm^*}{\pi\hbar^2} \int_{E_i}^{\infty} \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E-E_f}{kT}\right)} dE \quad (4.5)$$

l'intégration sur les valeurs d'énergie conduit aux relations suivantes :

$$Ni = \frac{m^*kT}{\pi\hbar^2} \text{Ln} \left( 1 + \exp\left(\frac{E_f - E_i}{kT}\right) \right) \quad (4.6)$$

et

$$n_s = \sum_i Ni \quad (4.7)$$

Compte tenu que nous travaillons avec des niveaux liés dans le puits profond, nous pouvons imposer les conditions aux limites suivantes :

$$\psi(0) = \psi(L \text{ tot}) = 0 \quad (4.8)$$

0 ,  $L \text{ tot}$  : bornes du domaine d'intégration.

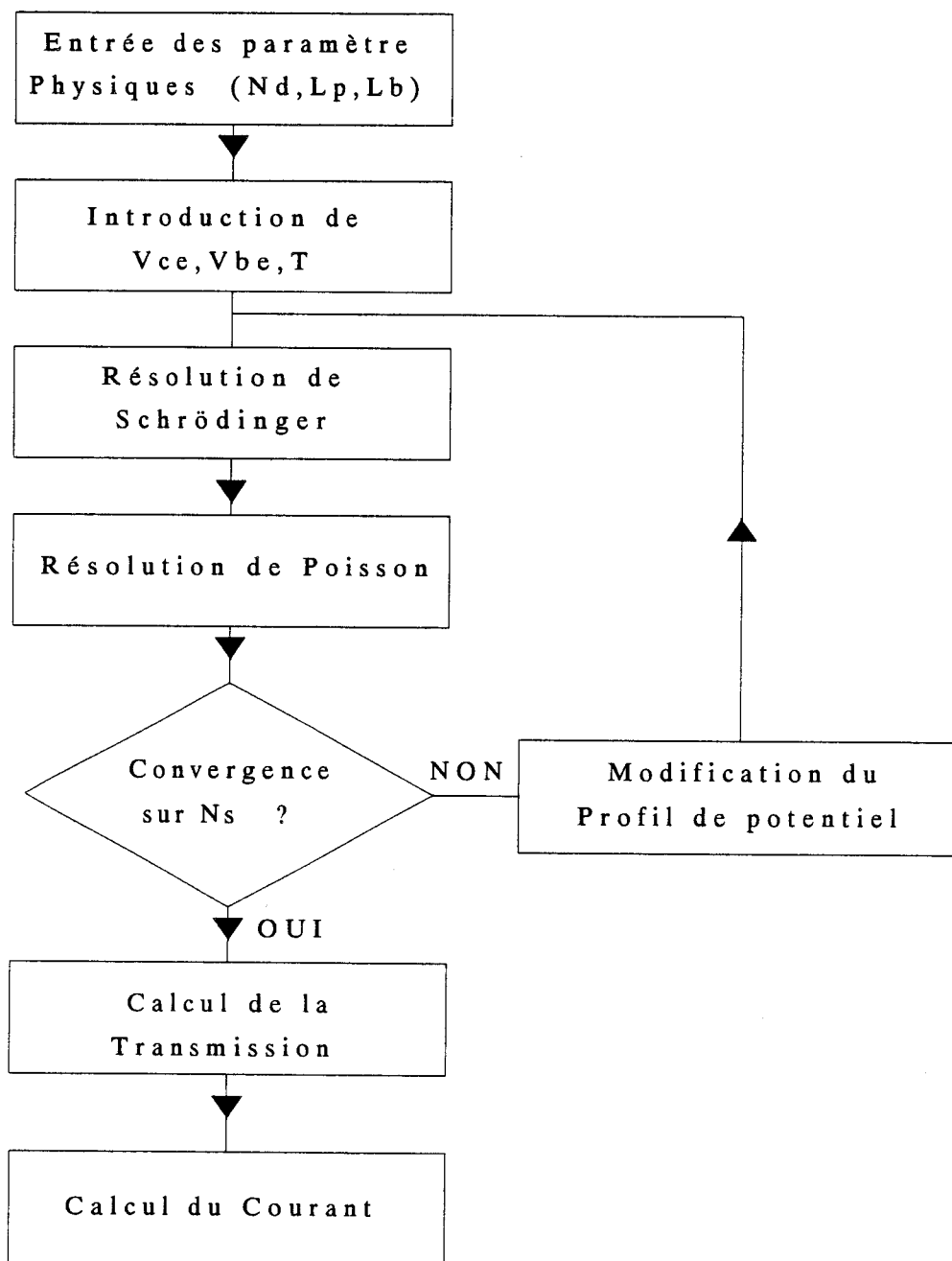


Figure 4.16 : Organigramme de la méthode numérique mise au point pour tenir compte de la réaction de charge d'espace dans le puits.

La résolution de l'équation de Schrödinger se fera de façon matricielle après discrétisation de celle-ci sous la forme :

$$\frac{+\hbar^2}{2m^*} \left( \frac{\psi_{j+1} + \psi_{j-1} - 2\psi_j}{\Delta z^2} \right) + [E_i - V_j] \psi_j = 0 \quad (4.9)$$

soit avec une représentation matricielle du type :

$$[A] [\psi] = k E_i [\psi] \quad (4.10)$$

où  $A$  est une matrice tridiagonale et  $k$  une constante  $\left( \frac{-\Delta z^2 2m^*}{\hbar^2} \right)$ . Les éléments de la diagonale principale ont pour expression :

$$\alpha_j = -2 - \frac{2\Delta z^2 m^*}{\hbar^2} V_j \quad (4.11)$$

les éléments des autres diagonales valent 1.

Le problème se résume à la recherche des valeurs propres de  $[A]$ . En pratique, seuls les états de basses énergies nous intéressent. La procédure numérique expliquée en détail dans la référence [26] permet cette recherche de valeurs propres avec des temps de calcul raisonnable avec un calculateur de table de type compaq 33 MHz.

Dès que la valeur propre est déterminée, la fonction d'onde est calculée par la méthode du double balayage et nous possédons alors tous les éléments pour résoudre l'équation de Poisson. En ce qui concerne la procédure numérique illustrée par l'organigramme de la figure 4.16, nous initialisons le potentiel  $V_{ce}$  par une chute linéaire (champ électrique  $F$  constant) dans la double barrière. Nous en déduisons un premier jeu de valeurs  $(E_i, \psi_i)$ . A l'opposé des simulations des transistors TEGFET, nous trouvons dans notre cas que la charge surfacique  $n_s$  est supportée quasiment par le niveau fondamental. Sachant que le niveau de Fermi dans le puits satisfait à la relation :

$$Ef_p = V_{be} - Ef_e \quad (4.12)$$

et connaissant  $n(z)$ , nous recalculons à l'aide de l'équation de Poisson une nouvelle distribution de potentiel. Cette procédure est réitérée avec arrêt de la routine fixé par un critère de convergence sur  $n_s$ . Par ailleurs, nous utilisons l'accélérateur de convergence semblable à celui mis en place au premier chapitre et qui consiste à modifier à chaque itération le potentiel en utilisant un potentiel médian entre deux itérations successives.

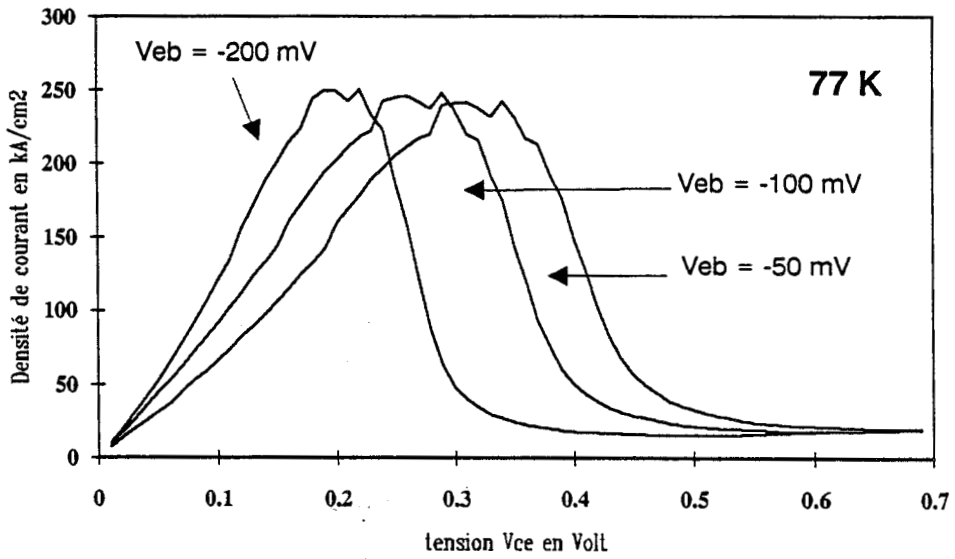


Figure 4.17: Réseau de caractéristiques de la structure proposée par Shulman dans l'hypothèse de réaction de charge d'espace dans le puits. Les barrières en AlAs mesurent 12 Å et le puits en GaAs fait 70 Å de large. L'émetteur et le collecteur en GaAlAs assurent le confinement des électrons dans le puits (77K).

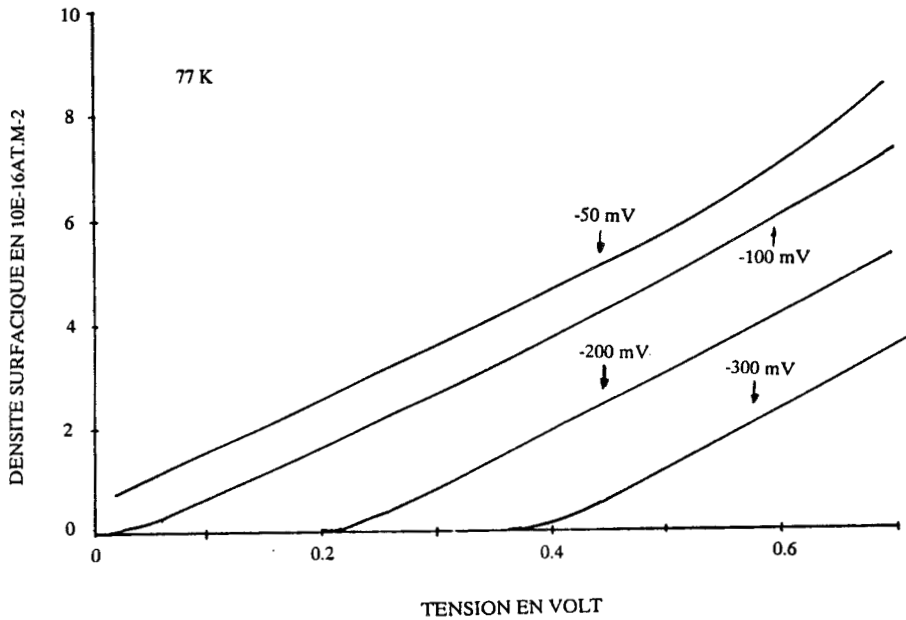


Figure 4.18: Densité surfacique de charges  $ns$  dans le puits en fonction de  $V_{ce}$  pour différentes valeurs de  $V_{eb}$ . La charge devient importante pour des faibles valeurs de  $V_{eb}$  (77K).

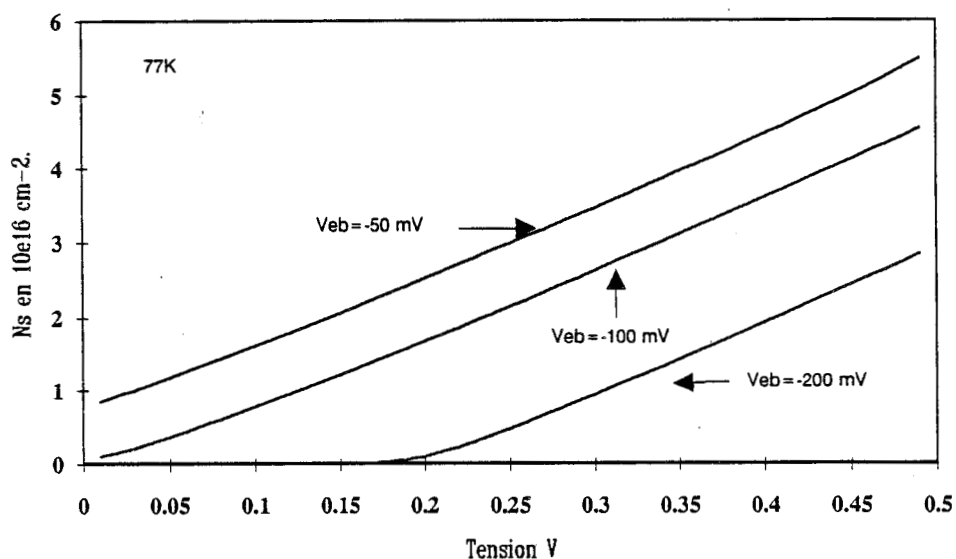
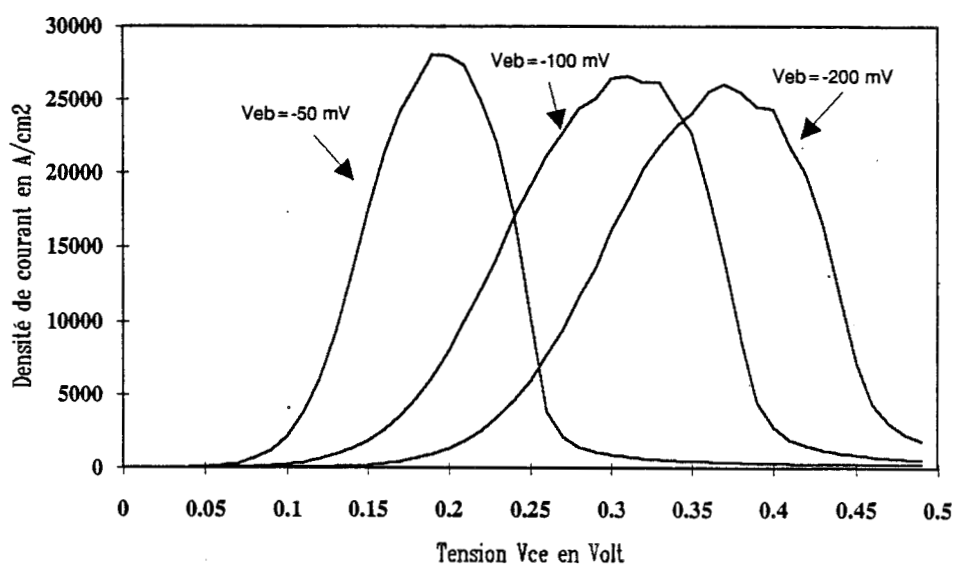
Du profil de potentiel, le calcul de la transmission de la structure est effectué ainsi que celui de la valeur de courant pour les conditions de polarisation choisies. Dans nos simulations, par souci de simplicité, les zones d'accumulation et de déplétion ne sont pas prises en compte, leur ajout ne présentant pas de difficultés particulières.

Afin de valider notre modèle, nous avons simulé les structures proposées par Shulmanm [17]. Il s'agit d'une structure dont les barrières en AlAs font 11 Å de large, le puits en GaAs mesure 70 Å tandis que l'émetteur et le collecteur en  $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$  entraînent que le puits est enterré vis-à-vis de la population incidente.

La figure 4.17 représente les caractéristiques  $J_c$  en fonction de  $V_{ce}$  à différents  $V_{be}$ . La température est fixée à 77K et le niveau de Fermi est de 50 meV, ce qui correspond à un dopage dans l'émetteur d'environ  $10^{18}\text{at.cm}^{-3}$ . La tension  $V_{eb}$  est dans notre cas référencée par rapport à la bande de conduction de l'émetteur. Des caractéristiques similaires sont obtenues lors de simulations à température ambiante. La principale remarque vient que dans ce mode de fonctionnement, nous obtenons des conductances différentielles négatives. Nous constatons également une translation des valeurs de tensions pics au fur et à mesure que  $V_{eb}$  diminue.

Les résultats précédents s'expliquent à la clarté de la figure 4.18 qui représente la charge intégrée  $n_s$  dans le puits en fonction de  $V_{ce}$  pour différentes tensions de base  $V_{eb}$ . Dans le cas où  $V_{eb}$  est grand, peu de charges sont présentes dans le puits. Ce phénomène de R.C.E. est alors peu marqué et la chute de potentiel dans la structure est quasi linéaire. La caractéristique statique revient donc à celle d'une double barrière classique.

Dans le cas où  $V_{eb}$  est faible, la charge piégée devient conséquente. Comme dans l'effet de bistabilité intrinsèque, cette charge tend à diminuer le champ électrique côté émetteur et augmente la chute de potentiel du côté collecteur. Le niveau résonnant étant attaché au milieu du puits, il est nécessaire d'augmenter la tension  $V_{ce}$  pour remplir les conditions de résonance. Nous obtenons alors quasiment la même caractéristique statique mais décalée en tension. Cette translation des caractéristiques  $J_c(V_{ce})$  serait d'autant plus amplifiée si les zones d'accès avaient été incluses dans les simulations.



**Figure 4.19 :** a) : Simulation de la structure transistor expérimentale à 77K. La tension V<sub>be</sub> induit un décalage de la caractéristique du dipôle par réaction de charge d'espace ( $E_f = 37$  meV).  
 b) : Densité surfacique ( $n_s$ ) dans le puits en fonction de V<sub>ce</sub> pour différentes valeurs de V<sub>be</sub>. La charge modifie le profil de potentiel et module le flux de porteurs résonnants.



La figure 4.19a donne le réseau caractéristique calculé pour la structure réalisée au laboratoire et dont la présentation fait l'objet de la troisième partie de ce chapitre. Nous obtenons des caractéristiques dont l'allure est tout à fait similaire à celle reportée précédemment. Par contre, des différences quantitatives sont à noter en particulier en ce qui concerne les valeurs de  $J_p$  résultant directement des paramètres structuraux.

La densité surfacique de charges  $n_s$ , en fonction de  $V_{ce}$  est reportée sur la figure 4.19b. La charge dans le puits devient rapidement importante ( $n_s > \text{at.} \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ ) que ce soit à faible  $V_{be}$  ou/et à tension  $V_{ce}$  croissante. Elle atteint  $5 \cdot 10^{12} \text{at.} \cdot \text{cm}^{-2}$  pour  $V_{ce} = 450 \text{ mV}$  et  $V_{be} = 50 \text{ mV}$ , ce qui induit un décalage de la tension pic d'un facteur 2 par rapport à une situation où le puits est peu "chargé".

Pour avoir une commande efficace, il apparaît crucial de retenir une densité de charges dans le puits importante. Or, sous forte polarisation  $V_{ce}$ , le niveau fondamental dans le puits profond peut se situer à des énergies supérieures au niveau de Fermi du collecteur entraînant une fuite des électrons, ceci rendant la commande inefficace. Pour pallier ce problème, deux solutions peuvent être envisagées : soit nous dopons fortement le collecteur de telle manière à repousser à des conditions de tension  $V_{ce}$  supérieures l'apparition d'états vacants dans le collecteur ; soit nous utilisons un collecteur dont le gap est plus important pour réhausser les références en énergie du collecteur.

## 4.4 Technique de fabrication des transistors quantiques

### 4.4.1 Les enjeux technologiques

La réalisation technologique du transistor unipolaire quantique avec une commande directe dans le puits constitue un véritable challenge. En effet, la fabrication du RTT (Resonant Tunneling Transistor) demande l'implantation d'un contact ohmique qui soit à la fois déposé sur la barrière émetteur et très peu profond pour ne pas "court-circuiter" la base et le collecteur. La perspective également de réduire la résistance de base entraîne la minimisation de la distance entre l'émetteur et la base. C'est sur ces constats que nous avons entrepris la mise au point d'un processus technologique visant la réalisation d'un RTT. Nous aborderons successivement les problèmes rencontrés concrètement ainsi que nos choix.

#### 4.4.1.1 Attaque sélective

Il s'offre à nous deux possibilités quant à la réalisation du contact de base : le dépôt du contact ohmique pratiquement au niveau du puits ou le positionnement du contact en retrait en se servant de "l'accrochage" du niveau de Fermi à la surface air-semiconducteur pour isoler électriquement l'émetteur et la base [27]. Nous avons opté pour la première solution dans la mesure où la deuxième nous semblait difficilement maîtrisable. Elle nécessite une parfaite définition des paramètres de structure (dopage et épaisseur des couches en tête) qui fixent l'extension des zones désertées.

En pratique, pour déposer le contact de base, il nous faudra résoudre le problème d'attaque sélective dans le système GaAlAs/GaAs. Deux choix ici s'offrent à nous. Une attaque sélective du matériau ternaire est possible soit par gravure chimique soit par gravure ionique réactive (G.I.R.) qui a l'avantage de combiner les aspects de gravure physique et chimique. Notre préférence s'est portée vers l'attaque chimique dont les vitesses d'attaque sont plus compatibles avec les ordres de grandeur des longueurs des structures (typiquement 17 Å en AlAs). L'attaque chimique sélective est adaptée des travaux de Juang [28]. La solution d'attaque est constituée d'acide citrique et de peroxyde d'hydrogène ( $H_2O_2$ ) dilués dans de l'eau désionisée. Le rapport 10:1 entre l'acide et le peroxyde optimise théoriquement le contraste en vitesse entre le GaAlAs et le GaAs. Des détails sur les procédures et les principaux résultats sont mentionnés dans la référence [29]. Les conclusions essentielles sont les suivantes : grâce à l'adjonction de permanganate de potassium (KOH) qui permet d'augmenter le pouvoir oxydant de la solution, la sélectivité de l'attaque a été démontré pour des structures à faible épaisseur de barrières en AlAs (17 et 28 Å). Des analyses fines de la surface après attaque par émission de photo-électrons ont révélé la présence d'aluminium en surface. Ceci est la confirmation de la sélectivité par rapport à l'AlAs difficilement appréciable par des méthodes de contrôle classique par mesure de profil (Alphastep). De plus, nous avons obtenu un bon état de surface après attaque qui ne remet pas en cause la poursuite du processus technologique.

#### 4.4.1.2 Contact ohmique peu profond

Il s'agit d'un problème crucial pour le fonctionnement du transistor. Actuellement, nous notons un effort conséquent dans la littérature sur la réalisation de contacts ohmiques peu profonds tellement l'enjeu est important. La majorité des ré-

sultats concernent principalement les matériaux dopés accepteurs notamment pour la réalisation de base ultra courte de transistor bipolaire à hétérojonction. Pour le cas du GaAs, nous relevons l'idée qui consiste à épitaxier des couches de surfaces contenant de l'indium. Par ce biais, l'accrochage très favorable du niveau de Fermi dans ce matériau permet alors de réaliser un contact ohmique non allié. Si cette idée peut être retenue pour les contacts d'émetteurs, il n'en est pas de même pour le contact de base compte tenu de la géométrie. Il existe également de nouveaux types de contacts ohmiques à base de palladium notamment.

Nous adopterons ici une attitude pragmatique qui consiste à choisir le contact ohmique classique AuGeNi dans des conditions différentes de recuit. Pratiquement, des essais ont été réalisés sans recuit et avec un recuit "flash" de cinq secondes pour le contact de base. Une étude par spectroscopie d'électrons Auger est en cours pour chiffrer la profondeur de pénétration du germanium dans des conditions différentes de recuit. Pour se prévenir d'un court circuit éventuel entre base et collecteur, nous avons préféré insérer dans la séquence épitaxiale une couche non dopée de GaAs ( $\sim 2000 \text{ \AA}$ ).

#### 4.4.2 Exemple de réalisations

Outre les difficultés technologiques précédemment évoquées viennent se greffer les problèmes liés à la croissance épitaxiale de la couche semiconductrice en elle-même. En effet, le fonctionnement décrit précédemment n'est concevable que si la base fortement conductrice contient une quantité de charges importante. En pratique, il existe deux solutions envisageables :

- Soit on remplit le puits par transfert de charges comme dans le cas du TEGFET. Dans ce cas, les zones tampons doivent être dopées. Un cas favorable serait de l'ordre de  $2 \cdot 10^{17} \text{ at.cm}^{-3}$  où l'on devrait obtenir des densités  $n_s$  de l'ordre de  $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  [27].
- Soit on apporte directement les porteurs dans le puits. Dans ce cas, on dope le puits uniformément en laissant deux zones non dopées au voisinage des barrières [30] ou bien et c'est l'option choisie, on insère un plan de dopage au centre du puits. Le niveau de dopage planaire peut varier entre  $10^{12} \text{ at.cm}^{-2}$  à  $4 \cdot 10^{12} \text{ at.cm}^{-2}$ .

Nous concevons aisément la difficulté de fabrication de structure AlAs/GaAs/GaInAs pour lesquelles les conditions optimales de croissance sont très différentes avec en plus un plan de dopage au centre du puits.

VAR 986

GaAs	$2E18 \text{ at.cm}^{-3}$	3000 Å
GaAs	$2E16 \text{ at.cm}^{-3}$	450 Å
GaAs	NID	50 Å
AlAs	NID	17 Å
GaAs	NID	10 Å
$\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As } y=0.22$	NID	30 Å
Delta	$4E12 \text{ at.cm}^{-2}$	
$\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As } y=0.22$	NID	30 Å
GaAs	NID	10 Å
AlAs	NID	17 Å
GaAs	NID	2000 Å
GaAs	$2E18 \text{ at.cm}^{-3}$	1 µm
GaAs	Substrat Semi-Isolant	

910115

GaAs	$2E18 \text{ at.cm}^{-3}$	3000 Å
GaAs	NID	3000 Å
AlAs	NID	17 Å
GaAs	NID	5 Å
$\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As } y=0.22$	NID	80 Å
GaAs	NID	5 Å
AlAs	NID	17 Å
GaAs	NID	50 Å
GaAs	$2E17 \text{ at.cm}^{-3}$	500 Å
GaAs	$2E18 \text{ at.cm}^{-3}$	3000 Å
GaAs	Substrat semi-isolant	

Figure 4.20 : Séquences épitaxiales des deux courbes transistors Var 986 et 910115. La première possède un plan de dopage dans le puits tandis que pour la deuxième couche le puits se remplit par transfert de charges.

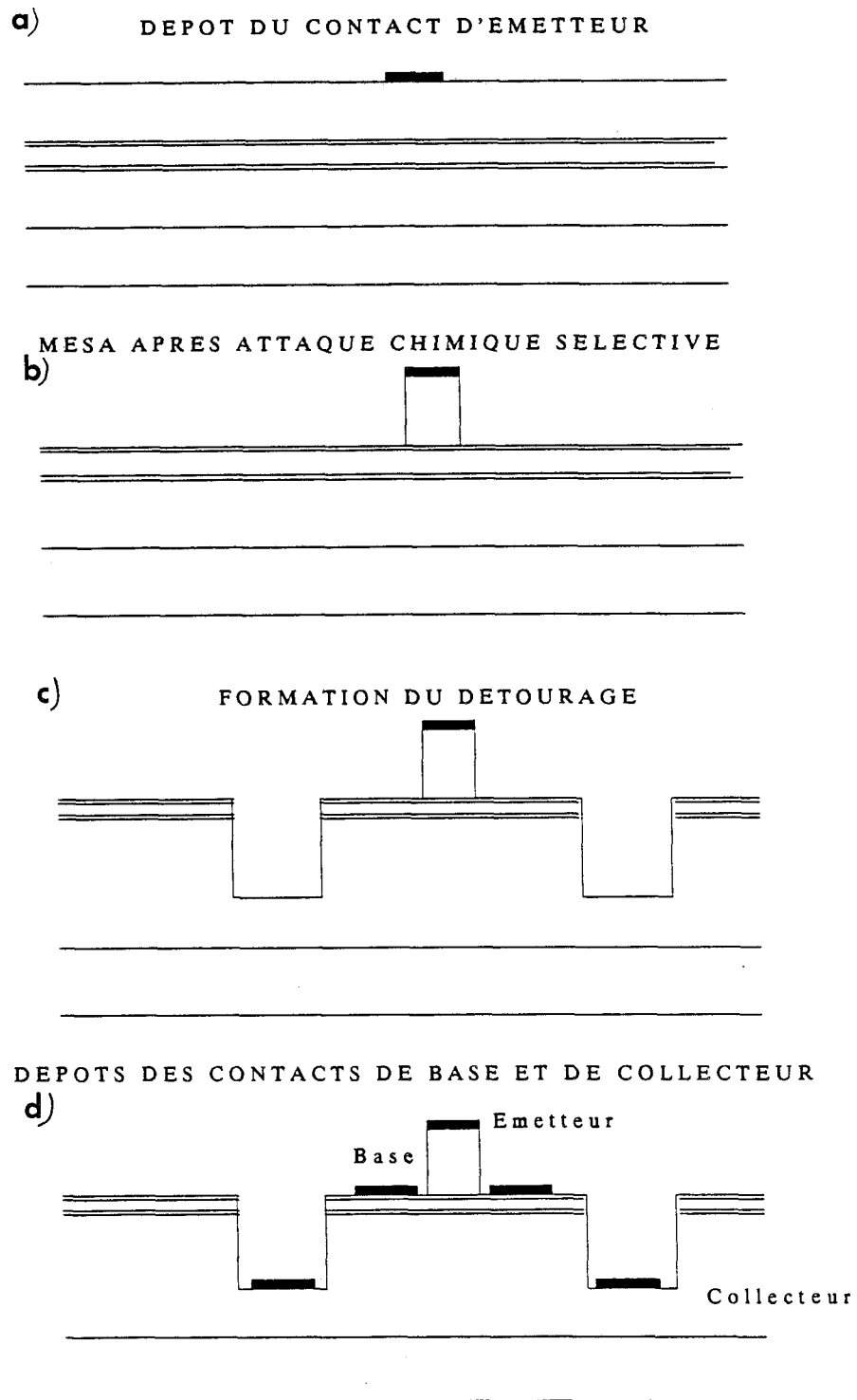
### Séquence technologique

Les séquences de croissance typiques de structures transistor quantique sont reportées sur la figure 4.20. Épitaxiée au L.C.R. Thomson (Var 986), la structure repose sur un substrat semi-isolant. Un plan de dopage de  $4.10^{12}$  at.cm<sup>-2</sup> est inséré au centre d'un puits de Ga<sub>0,78</sub>In<sub>0,22</sub>As de 80 Å. Les barrières de confinement sont dans le cas présent en AlAs de 17 Å de large. La structure 910115 épitaxiée au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs possède les mêmes caractéristiques géométriques mise à part la valeur du niveau de dopage dans les espaceurs ( $2.10^{17}$  at.cm<sup>-3</sup>) qui doivent servir à remplir le puits de GaInAs non doté de plan de dopage dans ce cas (transfert de charges).

Le transistor est intégré verticalement dans une technologie proche de celle employée pour les composants à transport vertical. Toutes les phases de lithographie ont été réalisées au masqueur électronique. Ceci à l'avantage de pouvoir diminuer la distance entre le contact ohmique de base et l'émetteur à des valeurs de 0,5  $\mu$ m pour réduire la résistance de base. A plus long terme, il est envisageable de diminuer cette distance par une technologie auto-alignée.

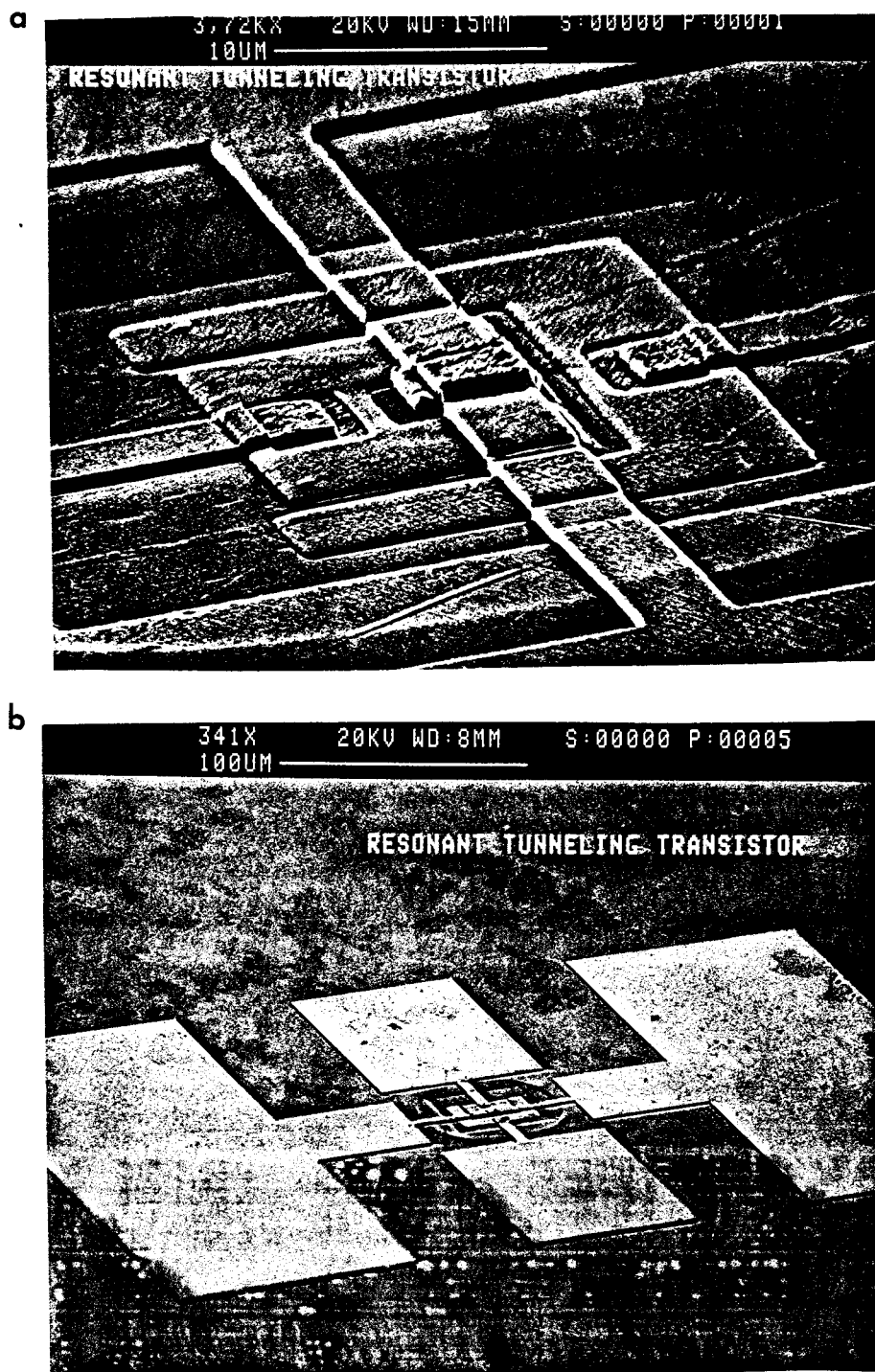
Nous allons suivre pas à pas les processus technologiques menant à la réalisation du composant. Les phases de conditionnement de la surface et des résines étant identiques à celles du chapitre trois, nous ne les rappellerons pas.

- \* La première étape consiste au dépôt du contact ohmique supérieur. Cette phase s'apparente à celles mise en oeuvre pour la structure intégrée. Un dépôt AuGeNi définit des motifs de  $5 \times 5$  et  $25 \times 25$   $\mu$ m<sup>2</sup>.
- \* La deuxième étape consiste dans l'attaque sélective qui permet d'atteindre la première barrière d'AlAs. Celle-ci est obtenue pour une préparation acide critique:  $10/H_2O_2$ ,  $1/KOH$  : 1 dans les proportions optimales définies précédemment. Un contrôle succinct de l'épaisseur avec un "alpha-step Tencor" permet dans un premier temps d'évaluer l'épaisseur de GaAs enlevée.



**Figure 4.21 :** Evolution du transistor tout au long des étapes technologiques.  
 a) : après contact ohmique d'émetteur,  
 b) après attaque chimique sélective,  
 c) : après détournage,  
 d) : après dépôt des contacts ohmiques de bases et de collecteur.

- \* La troisième phase est la réalisation d'un détournage. Celle-ci nous permet d'atteindre la couche collecteur  $n^+$ . Nous avons opté pour cette solution afin d'éviter des temps d'insolation prohibitifs du masqueur électronique dans le cas de la réalisation d'une structure verticale à double mésas. Dans notre cas, les composants discrets ne sont pas isolés physiquement les uns des autres. L'avancée du processus à cette étape est visualisée sur la figure 4.21 qui retrace l'élaboration du RTT étape par étape.
  
- \* Les dépôts des contacts ohmiques de collecteur et de base constituent la quatrième et la cinquième phase du processus. Pour permettre le recuit des contacts ohmiques d'émetteur et de collecteur, ce dernier est déposé avant celui de base. Les conditions de recuit sont alors de  $430^\circ\text{C}$  pendant trente secondes tandis que le contact de base est non allié ou très peu allié ( cinq secondes à  $430^\circ\text{C}$  ) pour éviter la diffusion de germanium. Le transistor est alors dans le stade représenté sur la figure 4.21.
  
- \* L'étape suivante est le dépôt d'une couche isolante sur tout l'échantillon. L'épaisseur du Nitrure de Silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) dans notre cas est de l'ordre de  $3000\text{ \AA}$ . Cette couche de passivation évite les courts-circuits lors des descentes des mésas.
  
- \* L'ouverture de fenêtre de la nitrure par attaque GIR représente l'avant dernière opération du processus.
  
- \* Finalement, un dépôt d'environ  $1000\text{ \AA}$  de titane et  $3000\text{ \AA}$  d'or réalise les connexions entre les contacts ohmiques et les plots de contact.



**Figure 4.22 :** Vue au microscope électronique à balayage d'un transistor quantique réalisé au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs.  
a) : détail de la zone active,  
b) : vue générale.



La figure 4.22a montre une vue de détail d'un RTT de  $5 \times 5 \mu m^2$  obtenue par microscopie électronique à balayage. Nous remarquons le ruban métallique d'émetteur qui chevauche successivement le méso d'émetteur et le détournage. Les autres rubans de collecteur et de base ne surmontent que la fenêtre d'ouverture et le détournage. Une vue plus générale est reportée sur la figure 4.22b. Nous distinguons ici les lignes coplanaires de transmission environnantes et le composant centré dans le détournage de forme rectangulaire. Ce processus a été appliqué aux deux structures présentées précédemment. Aucun problème spécifique à la technologie n'est à signaler.

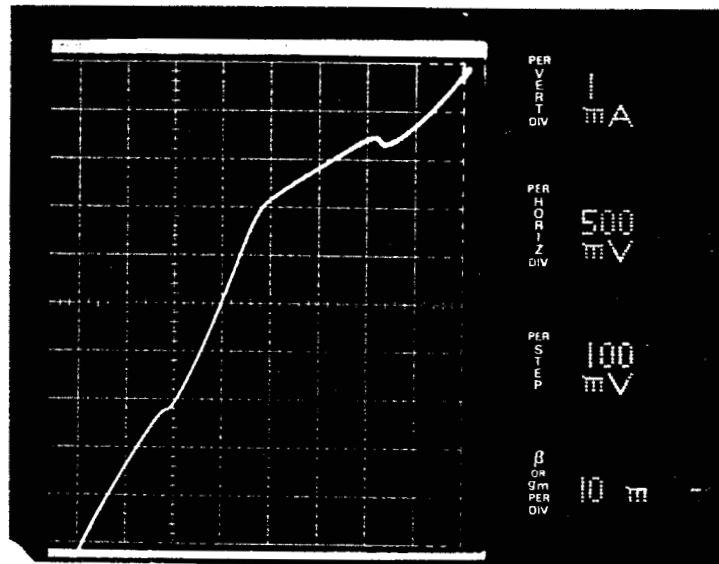
## 4.5 Résultats expérimentaux

### 4.5.1 Résultats

Nous présentons, dans cette partie, les relevés expérimentaux à 77 et 300K des transistors fabriqués à partir des couches Var 986 et 910115 décrites précédemment. La figure 4.23 montre le relevé de la caractéristique statique à 300K entre émetteur et collecteur, base ouverte, pour la structure Var 986. Nous remarquons un effet de résistance différentielle négative beaucoup moins marqué en comparaison des résultats concernant les structures dipôle pseudomorphiques étudiées aux chapitres précédents. La structure 910115 ne présente à température ambiante qu'une légère inflexion dans la conduction.

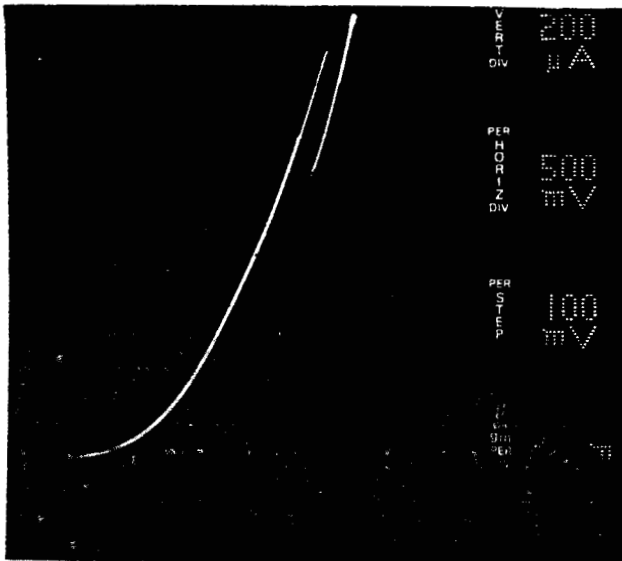
A 77K, les deux composants améliorent leurs contrastes en courant comme nous pouvons nous en rendre compte sur la figure 4.24. Des densités de courant pic de l'ordre de  $8 \text{ kA/cm}^2$  avec un contraste  $J_p/J_v$  de l'ordre de 1,5 sont représentatifs de la structure avec un plan de dopage tandis que la structure à base induite révèle une densité de courant pic de l'ordre de  $0,6 \text{ kA/cm}^2$  associée à un contraste  $J_p/J_v$  de l'ordre de 2. Une épaisseur de barrière plus importante que celle attendue doit être la cause de cette valeur relativement faible. De ces caractéristiques, nous pouvons déjà insister sur le fait que le dopage planaire tend à dégrader la cohérence de l'onde durant le transport et réduit l'effet de R.D.N. [31].

5\*5  $\mu\text{m}^2$

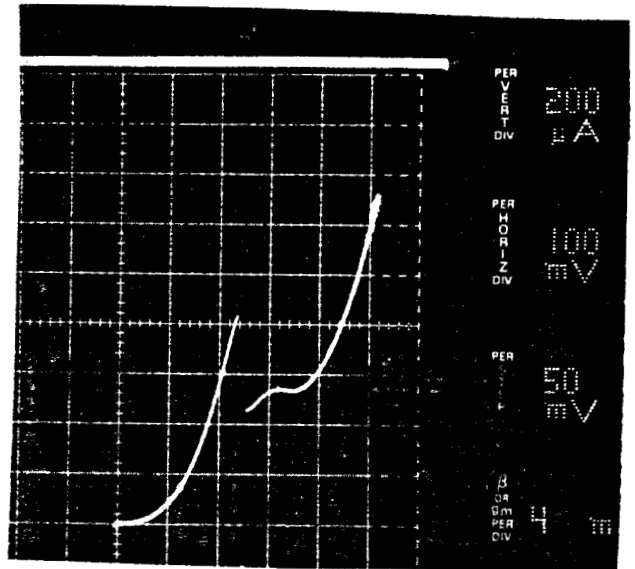


**Figure 4.23 :** Mesure en dipôle base ouverte de la caractéristique statique à 300K (Var 986).

a



b



5\*5  $\mu\text{m}^2$

**Figure 4.24 :** Mesure en dipôle base ouverte de la caractéristique statique à 77K  
a) : Var 986. b) : 910115.

Nous montrons sur la figure 4.25 les caractéristiques typiques d'un montage en émetteur commun lorsque nous commandons en tension et en courant le composant issu de la structure 910115. Les transconductances sont ici de l'ordre de la dizaine de  $mS$ . Le rapport  $\frac{I_c}{I_b}$  est très proche de 1 et s'explique par l'existence d'un courant de base très élevé comme le montre les décalages en tension à  $V_{ce} = 0$  Volt. Une dernière remarque concerne le fait que les caractéristiques électriques à forte tension collecteur ne saturent pas.

La deuxième couche (Var 986) a montré les performances électriques légèrement meilleures. Nous visualisons sur la figure 4.26 le réseau de caractéristique  $I_c = f(V_{ce})$  pour des tensions de polarisation de base positive et négative par rapport à l'émetteur. Tout comme pour le processus précédent, aucune saturation en courant n'est observée. Néanmoins, pour des valeurs de courant de l'ordre de 10 mA, nous trouvons des valeurs de transconductances de l'ordre de 80  $mS$  [32]. Ce résultat est très encourageant si on le replace dans le contexte des études sur les transistors à effet tunnel résonnant unipolaire pour lesquels des transconductances maximales reportées à notre connaissance sont de l'ordre de 30  $mS$  [30]. Notons également que tous les travaux concernant ce type de transistor font état d'un courant de base extrêmement important qui limite de façon drastique les gains en courant. L'autre dénominateur commun à ces études est la non saturation des courants collecteurs.

En résumé, nous retiendrons que grâce au contact ohmique de base, nous arrivons à moduler en intensité et en tension de seuil le flux d'électrons résonnants via le deuxième niveau quantique du puits. En contrepartie, toutes les structures basées sur ce concept de puits enterré souffrent des mêmes limitations (courant de base important, non saturation) et ce malgré la diversité des approches technologiques. Ceci laisse présager que les origines de ces problèmes soient plus fondamentales que technologiques.

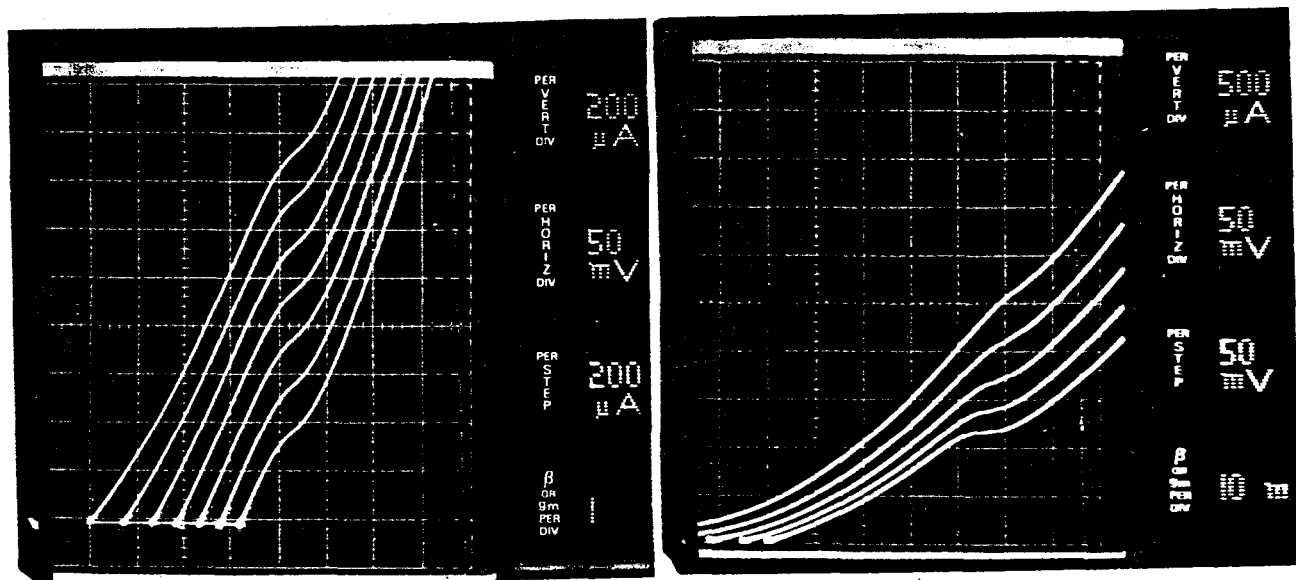


Figure 4.25: Réseau de caractéristiques en émetteur commun pour la couche 910115

- a): commande en courant.
- b): commande en tension.

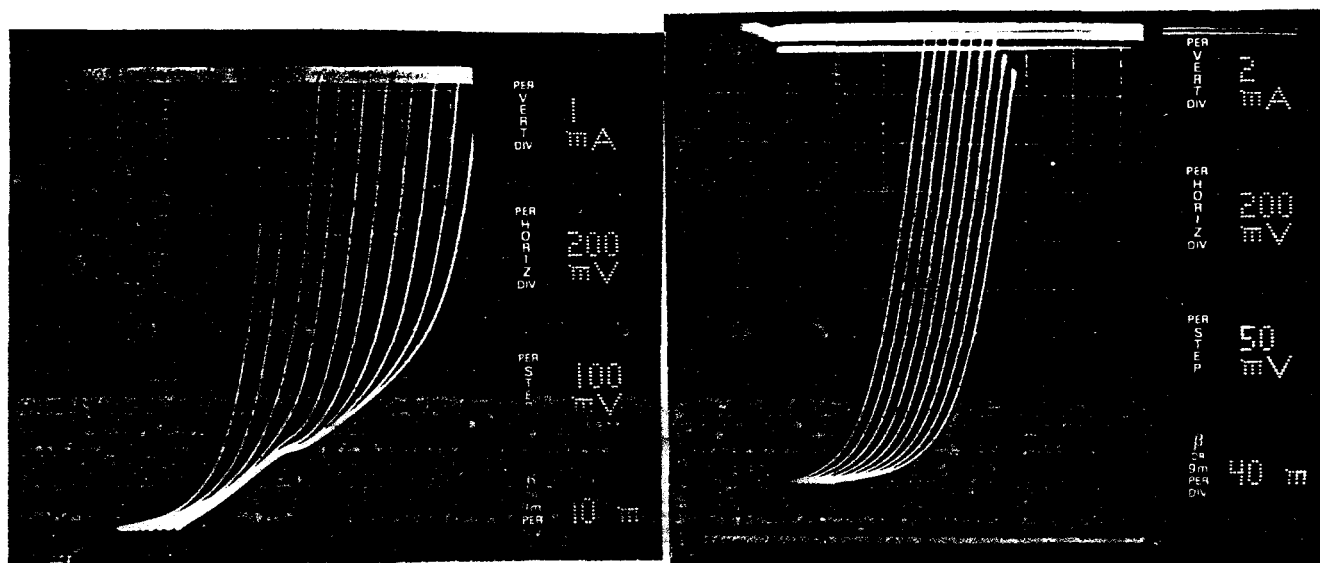


Figure 4.26: Réseau de caractéristiques à 300K en émetteur commun de la structure Var 986.

- a) détail à faible polarisation.
- b): à plus fort courant, on relève ici des transconductances de l'ordre de 80 mS.

### 4.5.2 Analyse

L'analyse première des résultats est relative à la non saturation des caractéristiques de conduction. Ceci peut s'expliquer dès lors que la charge accumulée dans le puits n'écrante plus en totalité le champ électrique [23]. Le mécanisme proposé dans l'hypothèse du "puits plat" n'est donc pas adéquat dans le cas présent. Il semble que le fonctionnement proposé par Shulmann, reposant sur des hypothèses moins restrictives, soit plus adapté au type de fonctionnement de nos transistors. Une autre raison déduite des relevés expérimentaux conforte cette analyse. Cette remarque est relative au fait que le contrôle par la tension se traduise par une réplique de la caractéristique base ouverte vers des tensions collecteurs plus ou moins importantes conformément à l'analyse du paragraphe 4.3.2.3.

Il semble que pour expliquer qualitativement ce défaut de commande, il faille soit mettre en cause le niveau de dopage dans le puits, soit faire intervenir la désertion superficielle des porteurs dans le puits consécutive à l'accrochage du niveau de Fermi à la surface libre entre base et émetteur. Pour améliorer cet aspect, il n'est pas sensé d'augmenter encore plus le niveau de dopage dans le puits dans la mesure où nous avons déjà souligné que ceci concourrait à détruire la cohérence des ondes.

La deuxième remarque concerne les valeurs anormalement élevées du courant base qui restreignent fortement les gains en courant. Les causes de ce courant parasite ne peuvent s'expliquer par le déconfinement du niveau fondamental dès lors que les courants sont présents à faible  $V_{ce}$ . L'autre possibilité est que les porteurs relaxent du deuxième niveau vers le niveau fondamental brisant l'isolation de la base. Compte tenu de cette hypothèse, nous avons entrepris de chiffrer les taux d'interactions intersousbandes mettant en jeu les phonons optiques et acoustiques dans une structure constituée d'un puits de GaInAs de 70 Å de large confiné par deux couches d'AlAs. Le formalisme général est identique à celui développé pour la modélisation des transistors TEGFET par la méthode de Monte-Carlo. Il repose sur le calcul des recouvrements entre fonctions d'onde qui conduisent à l'expression du coefficient de couplage entre le  $m^{ieme}$  et  $n^{ieme}$  bande [33][34]

$$H_{m,n}(Q) = \int \int dz_1 dz_2 F_{mn}(z_1) F_{mn}(z_2) \exp\left(-Q(z_1 - z_2)\right) \quad (4.13)$$

avec

$$F_{mn}(z) = F_m(z) F_n(z) \tag{4.14}$$

$$Q = \pm \left| (k_1 - k_2) \right| \tag{4.15}$$

avec  $k_1$  et  $k_2$  étant les vecteurs d'ondes entre état initial (1) et état final (2).  $F_m(z)$  correspondant à la fonction d'onde normalisée de l'état  $m$ .

Les résultats de la double intégration menée pour  $H_{11}$ ,  $H_{22}$  et  $H_{21}$ , sont reportés sur la figure 4.27. Nous constatons qu'il existe un ordre de grandeur entre  $H_{ii}$  et  $H_{ij}$  ( $i, j = 1, 2$ ) à cause de la faible valeur de l'intégrale de recouvrement entre deux fonctions d'onde de sous-bandes différentes.

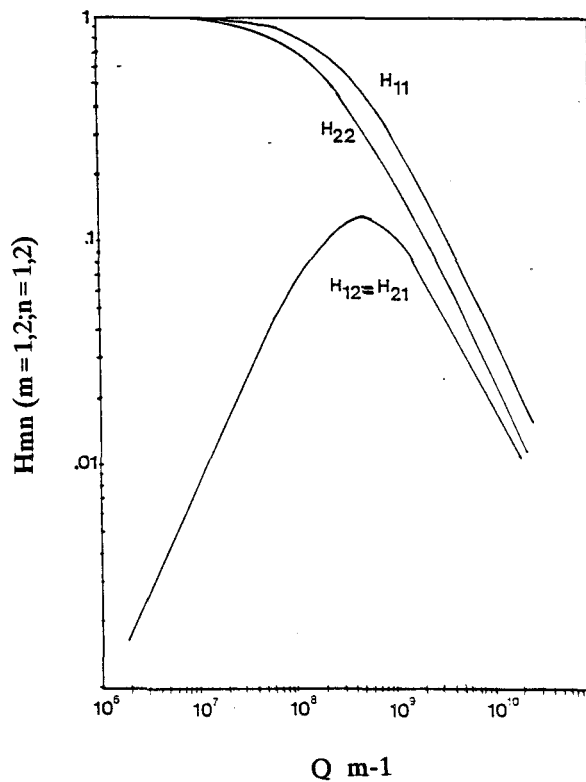


Figure 4.27 : Coefficient de couplage  $H_{ii}$  et  $H_{ij}$  entre première et deuxième sous-bandes dans un puits de GaInAs confiné par deux barrières en AlAs.

L'expression des probabilités d'interaction sur phonons optiques polaires (émission ou absorption) inter et intra sous bande est donnée par :

$$S_{mn}^{POP} = \frac{e^2 \omega_0}{8\pi \epsilon_0} \left[ \frac{1}{\epsilon_0} - \frac{1}{\epsilon_s} \right] \left( N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \int_0^{2T} \frac{H_{mn}(Q)}{Q} d\theta \left( \delta E(k_1) - \delta E(k_2) \right) \pm \hbar \omega_0 \quad (4.16)$$

avec  $\epsilon_\infty$  et  $\epsilon_0$  les constantes diélectriques optique et statique ( $\epsilon_\infty = 10,92$  ;  $\epsilon_0 = 12,90$ ) ;  $\hbar\omega_0$  = énergie d'un phonon optique polaire.  $N_q$  reflète de la densité de phonons et est calculé par :

$$N_q = \left[ \exp \left( \frac{\hbar\omega_0}{kT} \right) - 1 \right]^{-1} \quad (4.17)$$

Dans l'expression (4.16), le signe  $\pm$  désigne l'absorption ou l'émission de phonons. La figure 4.28 montre les différentes probabilités d'interaction inter et intra sousbandes. Cette figure amène plusieurs remarques :

- Premièrement, nous notons l'existence d'un seuil en énergie qui traduit le confinement dans la direction de croissance.
- Ensuite, les probabilités d'interactions intrabande sont très importantes. Elles interviennent en moyenne toutes les cent femtosecondes et ce quelques soient les bandes.
- Enfin, les probabilités d'interaction  $\tau_{21}$  et  $\tau_{12}$  se trouvent à un ordre de grandeur en-dessous de l'interaction intrabande ce qui amène des  $\tau_{ij}$  à l'échelle de la picoseconde. Notons que le temps de durée de vie des porteurs sur le second niveau se trouve être du même ordre de grandeur que les  $\tau_{ij}$ .

Compte tenu de ces résultats, on peut se faire une image physique des processus qui amènent un porteur incident à relaxer dans la base à l'aide de la figure 4.29. Sur celle-ci, nous avons schématisé les relations  $\epsilon(k)$  pour  $k_{//}$  et  $k_{\perp}$ . Par effet tunnel séquentiel, un porteur incident peut se trouver du point A sur le deuxième niveau. Il peut relaxer très rapidement avec un temps moyen  $\tau_{22}$  qui l'amène vers le bas de la branche de dispersion. En subissant une relaxation intersousbande à l'échelle des  $\tau_{21}$ , il peut se retrouver au point B dans la sous bande fondamentale pour ensuite relaxer vers des niveaux de plus faible énergie avec une constante de temps  $\tau_{11}$ .

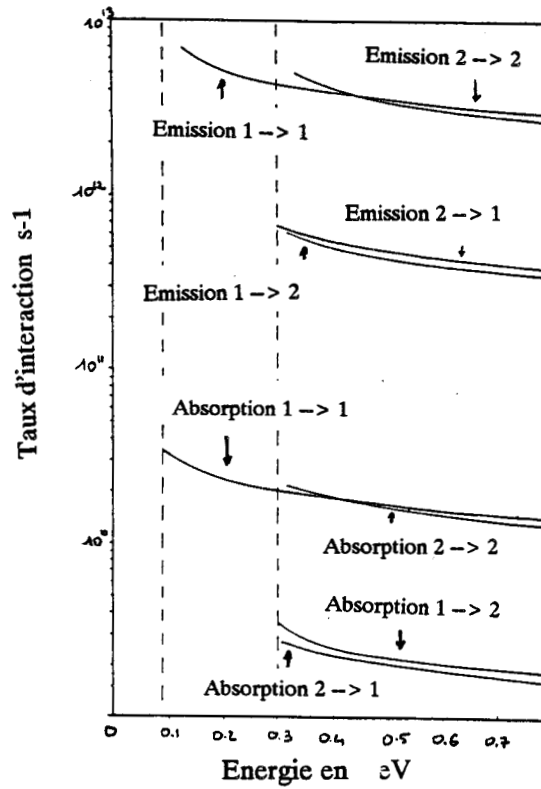


Figure 4.28: Taux d'interaction intrasousbandes et intersousbandes  $\tau_{ii}$  et  $\tau_{ij}$  pour la structure du transistor. Les  $\tau_{ij}$  sont de l'ordre de la ps ce qui équivaut au temps de durée de vie des porteurs sur le deuxième niveau.

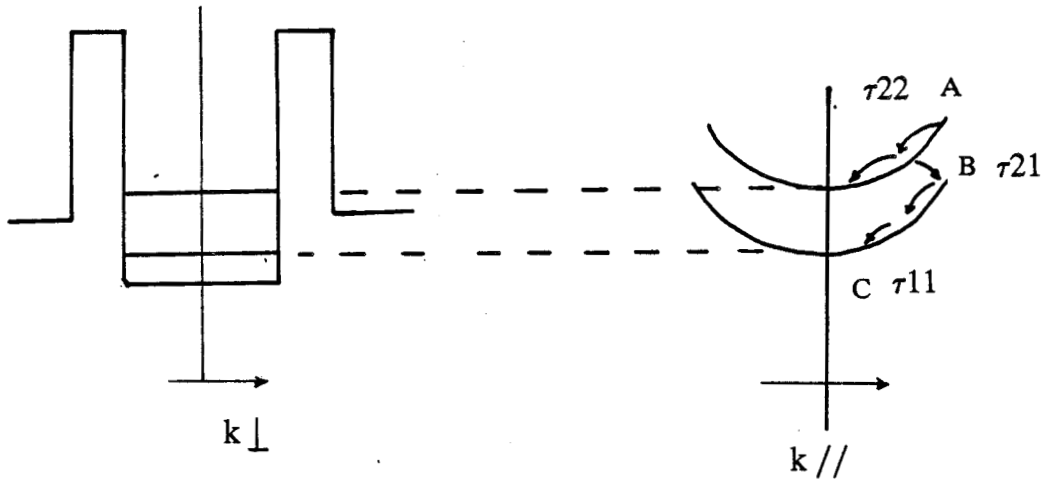


Figure 4.29: Schématisation des processus de relaxation intersousbande.



## 4.6 Conclusion

En ce qui concerne les perspectives d'avenir et à la lumière des études précédentes, il nous semble qu'il faille distinguer deux aspects. En premier lieu, tout ce qui concerne le contrôle d'un flux résonnant d'électrons dans une structure à puits enterré par un contact ohmique de base. En second lieu, les possibilités des technologies qui ont trait à un système à gaz bidimensionnel.

Sur le premier sujet, la marge de manoeuvre est faible. En effet, la réduction des temps de durée de vie sur le second niveau et ainsi la sauvegarde la cohérence de l'onde, passe par une diminution des largeurs de barrières. Cette réduction s'accompagne inévitablement d'une complexité croissante au niveau des processus technologiques. Abstraction faite de ces difficultés, la limite tolérable de largeur de barrière se situe actuellement autour de  $8,5 \text{ \AA}$  (3 monocouches). A ces dimensions critiques, la faisabilité d'un transport résonnant a été prouvée que ce soit à partir d'une structure double barrière simple ou à barrière superréseau.

Une toute autre optique consisterait à utiliser une commande à effet de champ pour des structures à faible dimension latérale. Ce sont les idées proposées par Eaves à Nottingham [36] et par Guéret à I.B.M. Zurich [37]. Dans ce cas, on observe un contrôle des densités de courant pic, consécutif au resserement de la section du flux de porteurs, sans déplacement de la tension pic.

Sur le deuxième sujet, les possibilités d'améliorations sont multiples. L'attaque chimique sélective ayant montré ses limites, il nous semble à l'avenir plus opportun d'envisager une attaque sélective par GIR dans des conditions de vitesse d'attaque faible. En nous projetant plus vers l'avenir, une attaque couche atomique par couche atomique devrait permettre un contrôle plus efficace. Beaucoup reste à faire également sur les contacts ohmiques peu profonds. Il n'est en effet pas satisfaisant dans l'effort général de réduction de dimensionnalité, d'employer des contacts métallurgiques avec des extensions à l'échelle du millier d'angströms. Nous avons déjà évoqué les opportunités offertes par la filière InAs ainsi que la technologie basse température qui constitue une autre possibilité.



# Bibliographie

- [1] YOKOYAMA N., IMAMURA K., MUTO S., HIYAMIZU S., NISHI H.,  
A new functional Resonant Tunneling Hot Electron Transistor RHET.  
Jap. Jour of Appl. Phys., Vol. 24, n ° 1, p. L853, 1985.
  
- [2] OHNISHI H., YOKOYAMA N., SHIBATOMI A.  
Modeling Electron Transport InGaAs Based Resonant tunneling Hot Electron  
Transistors.  
IEEE on Electron Devices, Vol. 36, n ° 10, p. 2335, 1989.
  
- [3] SEABAUGH A., KAO Y.C., RANDALL J., FRENSLEY W., KHATIBZADEH A.  
Room temperature hot electron transistor with InAs Notched resonant tunneling  
diode injector.  
Jap. Jour of Appl. Phys., Vol. 30, n ° 5, p. 921, 1991.
  
- [4] MORI T., ADACHIHARA T., TAKATSU M., OHNISHI H., IMANURA K.,  
MUTO S., YOKOYAMA N.  
121 GHz resonant tunneling hot electron transistor having new collector barrier  
structure.  
Electronics Letters, Vol. 27, n ° 17, p. 1523, 1991.
  
- [5] YOKOYAMA N.  
Resonant tunneling hot electron transistor (RHET): potential and application.  
Abstract of the 18<sup>th</sup> Conference on solid state devices and materials, Tokyo,  
p. 347-350, 1986.

- [6] IMAMURA K., TAKATSU M., MORI T., ADACHIHARA T., ONISHI T., MUTO S., YOKOYAMA N.  
Arithmetic Logic circuits using RHET  
Presented at Advanced Concepts in high Speed Semiconductor devices and circuits  
cornell University, 1991.
- [7] WOODWARD T.K., Mc GILL TC., CHUNG H.F., BURNHAM R.D.  
Integration of a resonant tunneling structure with a metal semiconductor FET.  
Appl. Phys. Lett. 51 (19), p. 1542, 1987.
- [8] WOODWARD T.K., Mc GILL TC., BURNHAM R.D.  
Experimental realization of a resonant tunneling transistor.  
Appl. Phys. Lett. 50 (8), p. 451, 1987.
- [9] WOODWARD, Mc GILL TC., CHUNG H.F., BURNHAM R.D.  
Applications of resonant tunneling field effect transistor.  
IEEE Electron devices Letters. Vol. 9, n° 3, p. 122, 1988
- [10] VENGURLEKAR A.S., CAPASSO F., SEN S., HUTCHINSON AL. CHU SNG, SIVCO D., CHO AY.  
Quasi ballistic resonant tunneling of minority electrons into the excited states of a quantum well.  
Appl. Phys. Letters, 55 (24), p. 2529, 1989.
- [11] CAPASSO F., SEN S., GOSSARD A.C., HUTCHINSON A.L., ENGLISH J.H.  
Quantum well resonant tunneling bipolar transistor operating at room temperature.  
IEEE Device Letters, Vol. EDL 7, n° 10, p. 573, 1986.
- [12] SEN S., CAPASSO F., CHO A.Y., SIVCO D.L.  
Multiple state resonant tunneling bipolar transistor operating at room temperature and its application as a Frequency Multiplier.  
IEEE Device Letters, Vol. 9, n° 10, p. 533, 1988.
- [13] WU J.S., CHANG C.Y., LEE C.P., CHANG K.H., LIU D.G., LIOU D.C.  
Characterization of improved AlGaAs/GaAs resonant tunneling heterostructure bipolar transistors.  
Jap. Jour. of appl. phys. Vol. 30, n° 2A, p. L160, 1991.

- [14] CAPASSO and al.  
Quantum Functionnal Devices: resonant tunneling transistors, circuits with reduced complexity and multiple valued logic.  
IEEE Transactions on electron devices, Vol. 36, n° 10, p. 2063, 1989.
- [15] REED M.A. FRANSLEY W.R., MATYI R.J., RANDAL J.N., SEABAUGH A.C.  
Realization of a three terminal resonant tunneling devices: the Bipolar Quantum Resonant Tunneling Transistor.  
Appl. Phys. Letters, 54 (11), p. 1034, 1989.
- [16] SEABAUGH A.C., FRENSELY W.R., RANDALL J.N., REED M.A., FARRINGTON D.L., MATYI R.J.  
Pseudomorphic bipolar Quantum resonant tunneling transistor.  
IEEE transaction on electron Devices, Vol. 36, n° 10, p. 2328, 1989.
- [17] SHULMAN J.N., WALDNER M.  
Analysis of second level resonant tunneling diodes and transistors.  
Journ. of Appl. Phys., 63 (8), p. 2859, 1988.
- [18] LURYI S.  
Frequency limit of double barrier resonant tunneling oscillators.  
Appl. Phys. Letters, 47 (5), p. 490, 1985.
- [19] MORLOÇ H., CHEN J., REDDY U.K., HENDERSON T., LURYI S.  
Observation of a negative differential resistance due to tunneling throught a single barrier into a quantum well.  
Appl. Phys. Letters, 49 (2), p. 70, 1986.
- [20] BONNEFOI A.R., CHOW D.H., Mc GILL T.C.  
Inverted base collector tunnel transistors  
Appl. Phys. Letters, 47(8), p. 888, 1985.
- [21] BELTRAM F., CAPASSO F., LURYI S., CHU SNG, CHO A.Y., SIVCO D.L.  
Negative transconductance via gating of the quantum well subbands in a resonant tunneling transistor.  
Appl. Phys. Letters, 53(3), p. 219, 1988.

- [22] COLLINS D.A., CHOW D.H., Mc GILL T.C.  
Experimental observation of large room temperature current gains in a Stark effect transistor.  
Appl. Phys. Letters, 58(15), p. 1673, 1991.
- [23] LURYI S.  
Quantum Capacitance Devices.  
Appl. Phys. Letters, 52(6), p. 501, 1988.
- [24] HADDAD G.I., MAINS R.K., REDDY U.K., EAST J.R.  
A proposed narrow band gap base transistor structure.  
Superlattices and Microstructures, vol. 5, n° 3, p. 437, 1989.
- [25] STERN F., HOWARD W.E.  
Properties of semiconductor surface inversion layers in the electric Quantum Limit.  
Physical Review, Vol. 164, n° 3, p. 816, 1967.
- [26] CAPPY A.  
Thèse d'Etat, Université de Lille I, 1986.
- [27] REDDY U.K., MEHDI C., MAINS R.K., HADDAD G.I.  
Design fabrication and operation of a hot electron resonant tunneling transistor.  
Solid State Electronics, Vol. 32, n° 12, p. 1377, 1989.
- [28] JUANG C., KUHN K.J., DARLING R.B.  
Selective Etching of GaAs and  $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$  with acid citric/hydrogen peroxyde solution.  
J. Vacc Scien. Techn. B, Vol. 8, n° 5, 1990.
- [29] VANHOUTTE E.  
D.E.A., Université de Lille I, 1991.
- [30] HADDAD G.I., REDDY U.K., SUN J.P., MAINS R.K.  
The Bound State Resonant Tunneling transistor (BSRTT).  
Fabrication, DC, I-V Characteristics and high frequency properties.  
Superlattices and Microstructures, Vol. 7, n° 4, p. 369, 1990.

- [31] LIPPENS D., LORRIAUX J.L., VANBÉSIEN O., DE SAINT POL L.  
Experimental investigations of the effect of inelastic scattering on resonant tunneling.  
Inst. Phys. Conf. Ser. n° 106, chapter 1, p. 813.  
Paper Presented at int Symp GaAs and Related Compounds, Karuizawa, 1989.
- [32] LIPPENS D., MOUNAIX P., LEROUX H., VANBÉSIEN O., SADAUNE V., BARBIER E.  
Buried quantum well resonant tunneling transistor in the  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  material system.  
Presented at Inst Workshop on Quantum Effect Physics, electronics and applications Luxor, 1992.
- [33] YOKOYAMA K., HESS K.  
Monte-Carlo Study of electronic transport in  $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{GaAs}$  Single well heterostructure.  
Phys. Rev. B., Vol. 33, n° 8, p. 5595, 1986.
- [34] YOKOYAMA K., HESS K.  
Intersubband phonon overlap integrals for  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$  single well heterostructure.  
Phys. Rev. B., Vol. 31, n° 10, p. 6872, 1985.
- [35] DELLOW M.W. and al  
Gated resonant tunneling devices.  
Electronics Letters, Vol. 27, n° 2, p. 134, 1991.
- [36] BLANC N., GUÉRET P., GERNANN P., ROTHUIZEN H.  
Study of vertical transport Schottky Gated, laterally Confined Quantum dot Devices.  
Microelectronic Engineering, 15, p. 671, 1991.





## Chapitre 5

Tunnel résonnant de trous dans le système GaInP/GaAs

## Chapitre 5

# Tunnel résonnant de trous dans le système GaInP/GaAs

### 5.1 Introduction

Dans ce mémoire, nous avons jusque là porté notre effort sur l'effet tunnel résonnant d'électrons dans les doubles barrières que ce soit pour une application en dipôle ou en tripôle. Néanmoins, nous ne pouvons ignorer l'effervescence autour de nouvelles structures dont le fonctionnement repose sur l'effet tunnel résonnant impliquant des trous. Nous noterons d'abord les travaux conséquents sur les effets tunnel interbande. L'idée de base reprend les concepts de la diode tunnel conventionnelle du type Esaki qui fait intervenir le tunnel interbande à travers une homojonction  $P^+N^+$  sous fort champ électrique. Ce type de diode est au plan des applications limité par les valeurs relativement élevées des capacités mais fournit des contrastes en courant supérieurs à ceux obtenus habituellement avec des diodes double barrière à température ambiante.

Depuis quelques années, la maîtrise dans la croissance de matériaux à base d'antimoine a permis le concept de nouvelles structures. Maintenant, grâce au système de matériaux InAs/AlSb/GaSb, toute latitude est possible, de part le réarrangement des gaps de type I ou II, pour observer des effets tunnels interbande ou intrabande. On réalise des structures double barrière classiques comme AlSb/InAs avec un effet tunnel d'électrons [1] dans ce cas. Par contre, pour des structures GaSb/AlSb pour lesquelles la discontinuité de bande interdite se reporte en majorité en bande de valence, c'est l'effet tunnel résonnant de trous qui semble le plus favorable [2]. Enfin, l'hétérojonction GaSb/InAs se révèle extrêmement intéressante car l'alignement des structures de bande

est tel qu'il existe une zone de recouvrement entre la bande de conduction de l'InAs et la bande de valence de GaSb ( $\sim 150$  meV).

Dès lors, un effet de résistance différentielle négative par effet tunnel interbande non résonnant avec une simple hétérojonction GaSb/InAs a été démontré [3]. De plus, des effets de résonances sont observées avec la combinaison d'hétérojonctions multiples [4][5].

Par ailleurs, avec le développement de l'optoélectronique, un rôle accru dans les processus de conduction par effet tunnel est attendu. C'est notamment le cas des processus de recombinaisons radiatives qui peuvent faire intervenir des phénomènes de remplissage d'un puits quantique par effet tunnel résonnant de trous [6]. Enfin, la perspective d'une électronique complémentaire n'est pas à ignorer dans la mesure où l'image simplifiée d'un effet tunnel de trous limité par des valeurs de masses effectives trop importantes se révèle inadéquate.

De ces constatations, nous retiendrons l'intérêt grandissant des chercheurs pour développer l'effet tunnel résonnant de trous avec de nouvelles filières de matériaux associées à une maîtrise de plus en plus importante de la qualité cristalline. Initialement pour observer l'effet tunnel résonnant de trous, il est souhaitable de disposer d'une discontinuité en bande de valence suffisante pour assurer le confinement des trous et de créer des réservoirs en dopant p les zones d'accès. Mendez fût le précurseur de l'effet tunnel résonnant de trous dans le système AlAs/GaAs [7]. Nous citerons également les résultats dans le système Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> qui présente une discontinuité en bande de valence particulièrement favorable ( $\sim 180$  meV avec  $x = 0,22$ ) [24] avec l'optique d'adapter les structures résonnantes à la technologie silicium.

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés au système de matériaux Ga<sub>0,51</sub>In<sub>0,45</sub>P/GaAs dont le report en bande de valence est prépondérant. Ce ternaire, adapté en maille sur GaAs, apparaît être un bon candidat pour l'effet tunnel résonnant de trous avec des discontinuités  $\Delta E_v \sim 0,3$  eV et l'opportunité de doper p les zones d'émetteur GaAs au carbone.

## 5.2 La structure double barrière GaInP/GaAs

Le ternaire GaInP connaît un regain d'intérêt depuis les premières études de Mondry et Kroemer [8] car il apparaît être un concurrent sérieux du GaAlAs et de l'InAlAs pour la réalisation de transistors bipolaires à hétérojonctions avec des gains en courant élevés [9]. Ce matériau est également très prisé pour les applications optoélectroniques comme des lasers notamment [10].

Sur la figure 5.1, qui représente les variations du paramètre de maille en fonction du gap pour différents matériaux binaires et ternaires, nous constatons que le matériau GaInP est adapté sur GaAs pour une concentration d'indium de 0,49. A cette concentration, la bande interdite du ternaire est de 1,87 eV ce qui conduit à un offset de 0,460 eV par rapport au GaAs. En pratique, nous avons choisi cette concentration de 0,49 en indium, qui permet de s'affranchir des contraintes liées à la désadaptation de maille pour deux raisons. La première est pour limiter dans la mesure du possible des dislocations de misfit et ainsi obtenir une bonne qualité cristalline. La seconde raison concerne la modification des structures de bande sous l'effet d'une contrainte. Le problème est complexe à cause de la levée de dégénérescence des bandes de trous lourd et léger en  $k = 0$  ainsi que l'introduction d'une anisotropie marquée dans les directions parallèle et perpendiculaire au plan des hétérostructures. Bien que nous travaillons avec des trous, signalons que le GaInP est un semiconducteur à gap direct avec un pourcentage en gallium de 0.51, le crossover survenant pour des pourcentages de l'ordre de 0,57 [11].

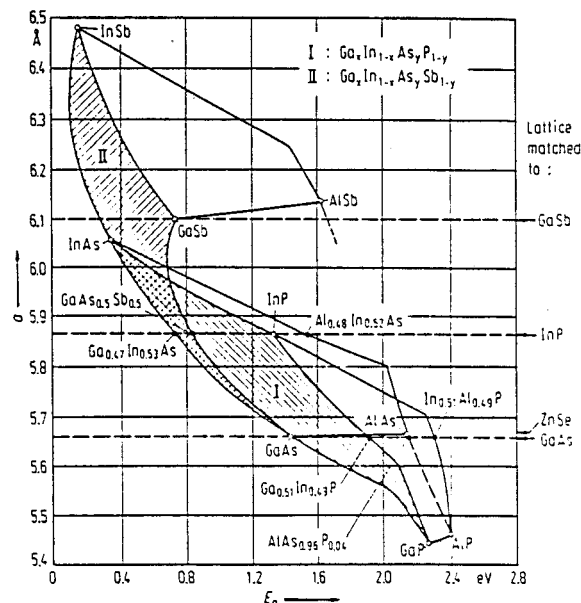


Figure 5.1 : Paramètre de maille en fonction du gap pour différents binaires et ternaires.

Autour du pourcentage qui permet l'adaptation en maille sur GaAs, le gap du ternaire varie de façon linéaire avec une expression du type :

$$E_{gGa_xIn_{1-x}P} = 1,295 + 1,151x \quad 0,5 < x < 0,53 \quad (5.1)$$

Un paramètre crucial, pour l'aspect tunnel résonnant, est l'évaluation du report de discontinuité en bande de conduction et en bande de valence à partir de la discontinuité  $\Delta E_g$  de 0,46 eV entre le GaAs et le GaInP. De nombreuses équipes ont essayé de chiffrer le report par des techniques expérimentales diverses comme des mesures  $C(V)$  et D.L.T.S. notamment. Le tableau 5.2 résume les différentes valeurs que l'on peut trouver dans la littérature. Seule la dernière proposition diffère de façon importante des autres valeurs. Pour notre part, nous retiendrons dans nos simulations les discontinuités proposées dans la référence [15] dans la mesure où les "offsets" de bande  $\Delta E_c$  et  $\Delta E_v$  ont été déterminés de façon indépendante. Les paramètres déterminants pour l'aspect tunnel résonnant sont les valeurs de masses effectives de trous lourds et légers. Ces derniers paramètres sont encore mal connus car relativement difficiles à mesurer. Compte tenu de cette incertitude, nous avons choisi les masses calculées par Cheng [11]. Pour le GaInP, il propose :

$$m_{hh}^* = 0,488m_0, \quad m_{lh}^* = 0,122m_0$$

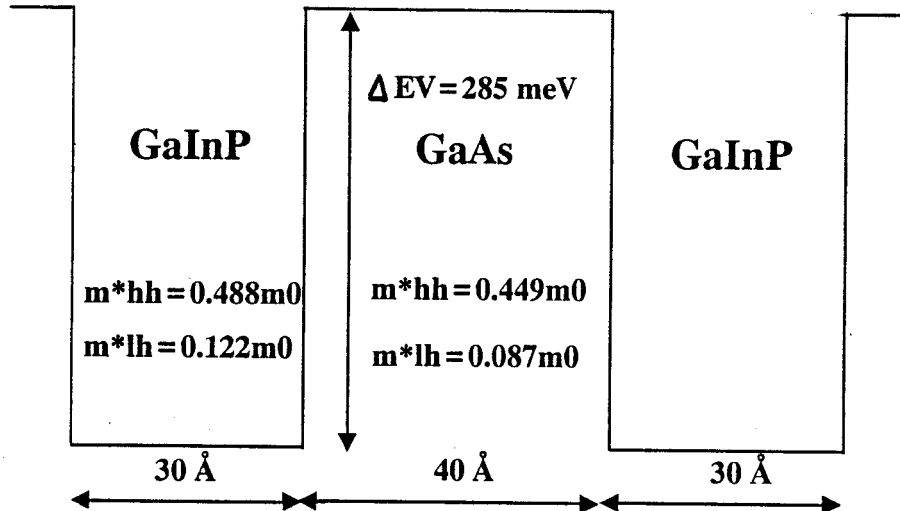
Pour le GaAs :

$$m_{hh}^* = 0,449m_0, \quad m_{lh}^* = 0,087m_0$$

Références	[12]	[13]	[14]	[15]	[16]
$\Delta E_c$ en meV	190	220	221	198	60
$\Delta E_v$ en meV	300	240	262	285	400

**Figure 5.2 :** Tableau résumant les reports de discontinuité  $\Delta E_c$  et  $\Delta E_v$  parus dans la littérature concernant  $Ga_{0,51}In_{0,49}P/GaAs$ .

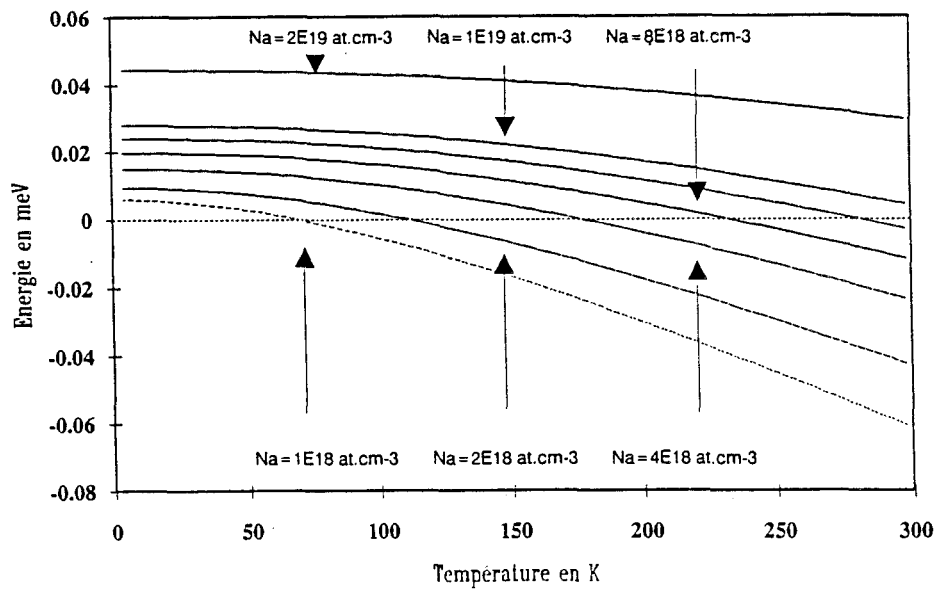
Sur la base de ces données, une hétérostructure GaInP/GaAs/GaInP donne un profil de potentiel vu par les trous schématisé sur la figure 5.3. La faible valeur de la masse effective des trous légers dans le GaAs laisse présager des performances électriques intéressantes. Un autre aspect très attractif des structures dopées au carbone est que cette espèce chimique a une diffusion limitée dans le GaAs, ce qui permet des transitions abruptes entre zones dégénérées et non intentionnellement dopées.



**Figure 5.3 :** Profil de potentiel vu par les trous dans la bande de valence.

GaAs	$N_a = 8 \cdot 10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$	5000 Å
GaAs	$N_a = 10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$	500 Å
GaInP	NID	30 Å
GaAs	NID	40 Å
GaInP	NID	30 Å
GaAs	$N_a = 10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$	500 Å
GaAs	$N_a = 1.5 \cdot 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$	1 µm
GaAs	Substrat semi-isolant	

**Figure 5.4 :** Structure épitaxiale de la couche expérimentale élaborée par LP MOCVD. Le dopant p du GaAs est le carbone.



**Figure 5.5 :** Variation du niveau de Fermi en fonction de la température pour différents niveaux de dopage. L'énergie est positive dans la bande de valence pour les trous et nous avons supposé une population de trous lourds.

## 5.3 Fabrication de la structure test

### 5.3.1 Epitaxie MOCVD

La structure que nous allons étudier a été épitaxiée au L.C.R. Thomson par M.A. Poisson par la technique de croissance L.P./M.O.C.V.D. (Low Pressure Metal Organic Chemical Vapor Deposition). Méthode complémentaire directe de la M.B.E. (Molecular Beam Epitaxy), cette technique a vu son essor grâce à sa capacité à faire croître des semiconducteurs à base de phosphore de très grande qualité. De façon générale, la croissance est obtenue par pyrolyse de gaz sur un substrat porté à température élevée dans un tube de quartz. Pour la croissance de notre structure, la pression dans le réacteur est de l'ordre de 100 mbar avec une température de croissance optimisée à 600 ° C. Les gaz précurseurs pour la croissance du GaAs et GaInP sont dans notre cas le triéthylgallium (TEG) et triéthylindium (TEI), de la phosphine pure (PH<sub>3</sub>) et de l'arsine (AsH<sub>3</sub>), le gaz vecteur étant de l'hydrogène. Dans ces conditions, la vitesse de croissance est le d'ordre de 100 Å/min pour le GaAs et 200 Å /min pour le GaInP.

Le dopage de type p du GaInP a été obtenu en utilisant du carbone issu du tétrachlorure de carbone (CCl<sub>4</sub>). La composition du ternaire est ajustée de telle sorte que la concentration d'indium soit égale à 0,49. Cette technique d'épitaxie a permis d'obtenir des mobilités électroniques extrêmement élevées dans un gaz bidimensionnel à l'hétérojonction entre du GaInP et du GaAs [17] ainsi que des transistors bipolaires à hétérojonctions de haute performance [18].

### 5.3.2 Technologie de fabrication

#### 5.3.2.1 Description de la séquence épitaxiale

La séquence de la couche épitaxiale que nous allons étudier est reportée sur la figure 5.4 Il s'agit d'une structure double barrière en GaInP de largeur égale à 30 Å tandis que le puits en GaAs mesure 40 Å. Avec cet ordre de grandeur pour L<sub>b</sub>, nous espérons limiter dans le puits la perte de cohérence attendue pour des durées de vie importantes sur les niveaux quantiques. Le puits de 40 Å est suffisamment étroit pour écarter les niveaux et obtenir une meilleure définition des énergies de résonance. La structure double barrière est élaborée entre deux espaceurs de 500 Å dopés au carbone à un niveau de 10<sup>18</sup>at.cm<sup>-3</sup>. Pour chiffrer les niveaux de Fermi associés à ces dopages, nous avons reporté sur la figure 5.5 les variations de E<sub>f</sub> en fonction de la



température pour différents dopages. Nous avons ici supposé dans le calcul de la densité d'états que c'est la masse effective de trous lourds qui intervient. On constate que pour  $N_a = 10^{18} \text{at.cm}^{-3}$ , Ef se trouve dans de gap à 60 meV de la bande de valence. Le choix de ce niveau de dopage se justifie au vu des résultats des simulations  $I(V)$  publiés dans la référence [19]. Les auteurs ont montré en effet qu'on améliorerait les contrastes en courant grâce à une diminution des niveaux de Fermi. En revanche, les dopages des zones d'accès sont de  $10^{19} \text{at.cm}^{-3}$  et facilitent donc la fabrication de bons contacts ohmiques sur GaAs dopé p. En se reportant sur le diagramme précédent, nous notons que Ef se situe à 5 meV dans la bande de valence à 300K.

### 5.3.3 Réalisation technologique

Les composants ont été élaborés à la centrale de technologie du Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs en utilisant le processus de planarisation intégré. Des diodes de différents diamètres compris entre  $3 \times 3$  et  $16 \times 16 \mu\text{m}^2$  ont pu être caractérisées. Par rapport aux étapes technologiques reportées dans le chapitre trois, deux processus différents. Ils concernent la réalisation d'un contact ohmique de type p et la gravure chimique de GaInP.

Pour l'obtention d'un contact ohmique sur GaAs dopé p, plusieurs familles de métaux sont susceptibles d'assurer l'ohmicité du contact. Nous citerons le couple Au-Zn dont des essais préliminaires ont été effectués dans notre laboratoire [20]. Au cours de ce travail, il a pu être mis en évidence, lors du chauffage des creusets par effet joule, des différences importantes dans les vitesses d'évaporation et qu'un contact obtenu par dépôt d'or uniquement présentait des performances acceptables pour une première caractérisation. Sur cette base, nous avons choisi de réaliser des contacts ohmiques de type Ti (500 Å) / Pt (500 Å) / Au (3000 Å) qui se sont révélés bons compte tenu des niveaux de dopage des zones d'accès. Le contact a été allié sous un flux d'azote et d'hydrogène à 430 °C pendant trente secondes. Pour l'attaque chimique du GaInP, nous nous sommes heurtés tout d'abord au problème de l'attaque basique  $\text{NH}_4\text{OH}/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$  qui s'est révélée extrêmement sélective vis-à-vis du ternaire. En effet, nous avons constaté un arrêt brutal de l'attaque au niveau des barrières. Cet arrêt peut mener, par des effets d'attaque latérale, à la destruction des composants de faibles sections si l'attaque est prolongée. Pour pallier cet inconvénient, nous avons procédé en deux temps en attaquant le GaAs à l'aide de la solution précédente tandis que le GaInP est gravé avec une solution  $\text{H}_3\text{PO}_4$  : 1/HCl : 1. Pour ce dernier cas, la vitesse

d'attaque du GaInP est de l'ordre de  $100 \text{ \AA}/\text{min}$ . Un contrôle à l'alpha-step permet de suivre le déroulement de l'attaque. Les résultats en suivant cette procédure se sont révélés concluants.

#### 5.4 Caractéristique courant-tension

Nous donnons sur la figure 5.6 les relevés expérimentaux à 300K pour la structure décrite précédemment. Une légère inflexion est visible vers 400 mV pour un composant dont la section est de  $100 \mu\text{m}^2$ . Lorsque nous effectuons une mesure sous pointes à 77K, un pic et deux inflexions apparaissent clairement dans la caractéristique de conduction. La figure 5.7a donne le détail de ce premier pic tandis que la figure 5.7b, obtenue sur une grande plage de tension, révèle des inflexions dans le  $I(V)$  pour un composant mesuré de section égale à  $9 \mu\text{m}^2$ . A notre connaissance, ce résultat constitue une première démonstration d'un effet tunnel résonnant de trous dans le système de matériaux GaInP/GaAs [25].

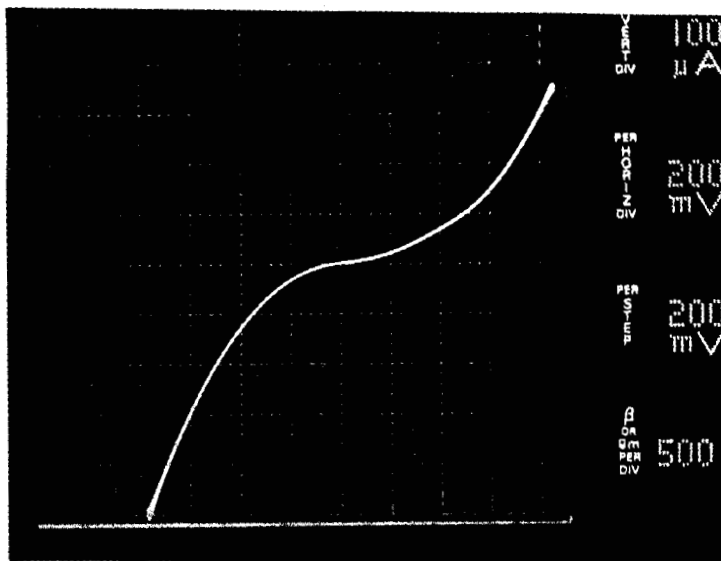


figure 5.6 : Caractéristique statique à 300K d'un échantillon de  $100 \mu\text{m}^2$  de surface. Une légère inflexion est discernable.

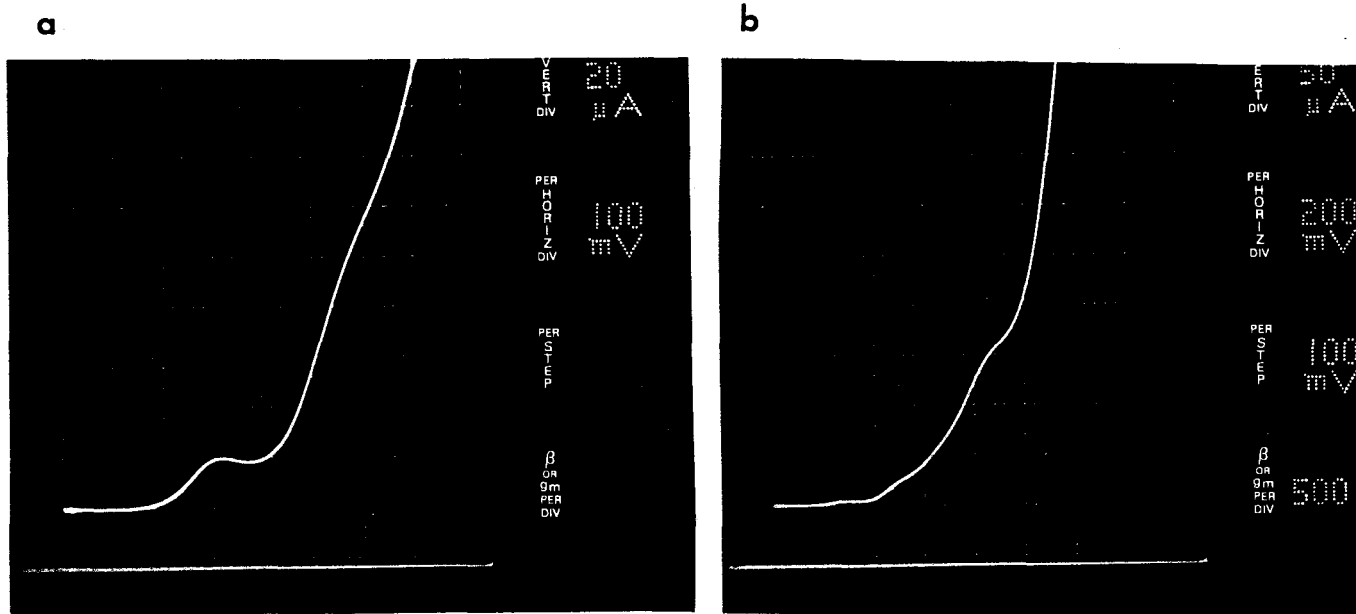


Figure 5.7: Détail du pic de résonance relevé sous pointes à 77K pour un composant de  $100 \mu m^2$  de section (a) et  $9 \mu m^2$  de section (b).

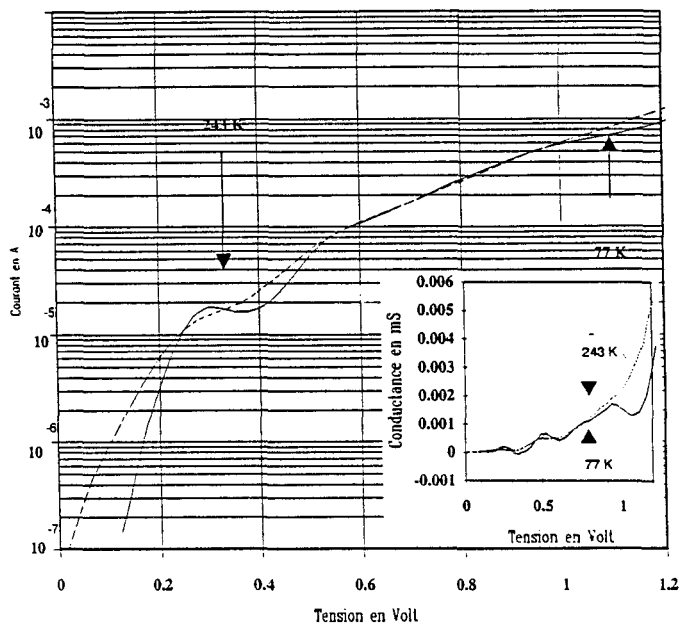


Figure 5.8: Relevés expérimentaux en échelle logarithmique de  $I(V)$  à 77 et 243K pour un composant de  $100 \mu m^2$  de section. En insert, on trouve la conductance en fonction de la tension pour les mêmes températures.

Afin d'analyser les mécanismes de conduction mis en jeu, nous avons également effectué une étude de la conduction entre 300 et 77K. Deux exemples obtenus à 77 et 243K sont reportés sur la figure 5.8. Les résultats expérimentaux sont ici représentés en échelle logarithmique.

Au cours du refroidissement, l'effet de R.D.N. est plus prononcé pour la première et troisième résonance. Nous avons également reporté, dans l'insert de la figure 5.8, la valeur de la conductance en fonction de la polarisation. Des maxima de conductance peuvent être identifiés sans ambiguïté et nous servirons par la suite à déterminer expérimentalement les niveaux quantiques mis en jeu au cours du processus tunnel résonnant. En revanche, il apparaît que les transitions entre les extrema sont relativement graduels en s'étendant sur des plages de tension de l'ordre de 100 millivolts.

## 5.5 Analyse des résultats

### 5.5.1 Approche simplifiée : séparation trous lourds-trous légers

Pour analyser les résultats expérimentaux, nous allons fonder notre raisonnement sur une première hypothèse. Nous supposons que les caractéristiques de conduction mettent en jeu soit une population de trous lourds soit une population de trous légers sans qu'il n'y ait d'interaction en elles. Par conséquent, chaque accident de conduction révélé par les maxima dans la courbe de conductance en fonction de la tension n'est interprété que comme la signature d'un seul type de porteur.

Pour déduire les niveaux énergétiques, il nous faut considérer la distribution de la tension sur la structure dans son entier qui comporte les zones tampon d'émetteur et de collecteur. En premier lieu, nous négligerons la prise en compte de la résistance série sur la tension totale compte tenu des valeurs de tension ( $V_{\max} \sim 1$  Volt) et des courants mis en jeu ( $\sim 100 \mu A$ ) pour un composant de  $100 \mu m^2$  de section. En deuxième hypothèse, nous supposons un champ électrique constant dans la zone puits-double barrière. En d'autres termes, cela revient à ne pas prendre en compte les phénomènes de réaction de charge d'espace dans le puits. Ceci se justifie car la structure est symétrique et présente des faibles densités de courant en accord avec l'analyse précédemment développée dans le premier chapitre.

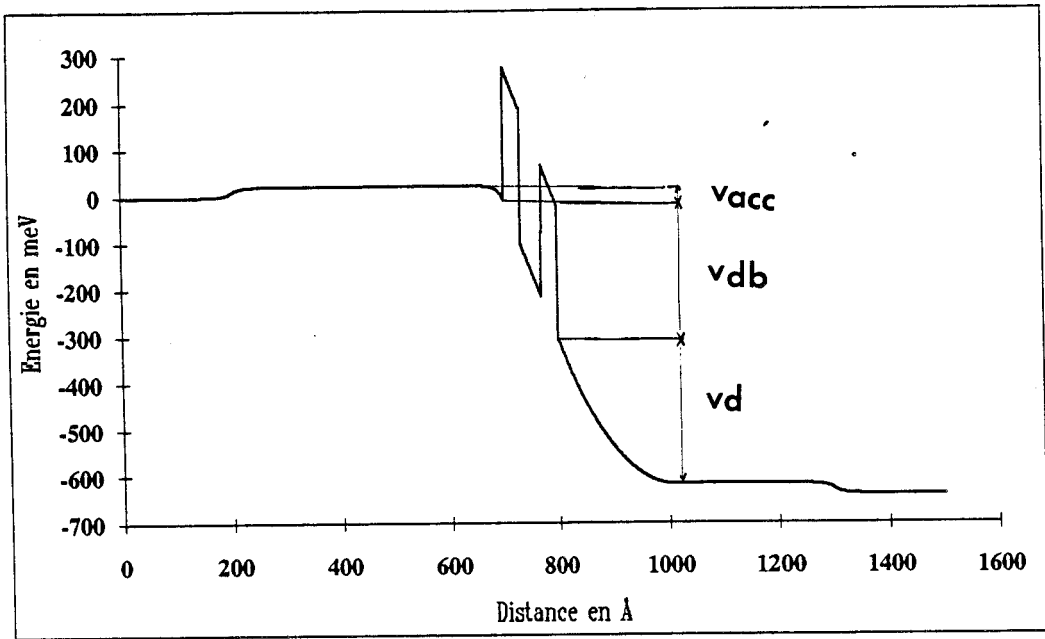


Figure 5.9: Profil de potentiel pour une polarisation de 640 mV. On note la répartition des potentiels ( $V_{DB}$ ,  $V_{acc}$ ,  $V_D$ ) sur la structure.

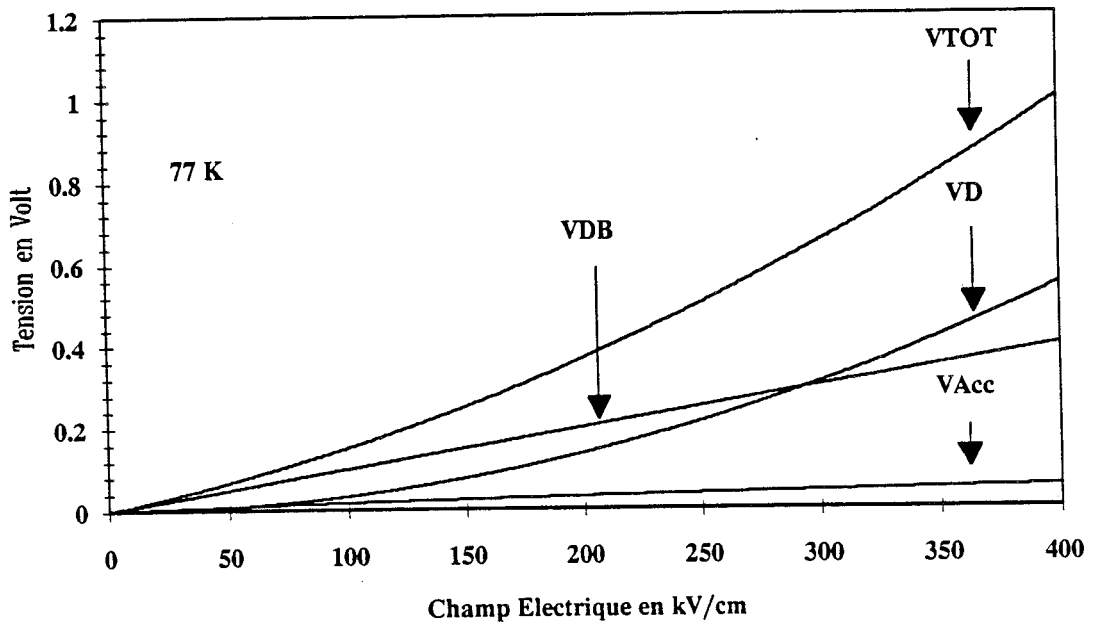


Figure 5.10: Abaque de répartition des tensions en fonction du champ électrique dans la double barrière. Il permet de déduire la chute de potentiel aux bornes de la double barrière dont nous déduisons les niveaux résonnants.

Le reste de la tension est distribué entre la zone d'accumulation et la zone de désertion visualisées sur la figure 5.9 qui représente un profil de potentiel à une tension de 640 mV. Pour la zone d'accumulation, la procédure mise au point au chapitre deux a été étendue pour la structure de trous en supposant dans ce cas une population majoritaire de trous lourds. En effet, la densité d'états des trous lourds est beaucoup plus importante que celle des trous légers puisque proportionnelle à la puissance  $3/2$  de la masse effective. Avec un rapport des masses effectives de  $\sim 5$ , la population de trous lourds est majoritaire à  $\sim 90\%$ .

Rappelons brièvement que le calcul de la zone d'accumulation s'effectue de façon auto-cohérente en couplant l'équation de Poisson et une distribution de type Thomas-Fermi dans l'approximation d'un courant nul. La zone de désertion est simplement déduite en supposant une décroissance linéaire du champ électrique avec le niveau de dopage du collecteur. Des trois tensions obtenues, il en découle l'abaque représenté sur la figure 5.10. Cette courbe représente la tension totale aux bornes de l'échantillon en fonction du champ électrique dans la double barrière à 77K. A partir de la tension totale, il devient possible par ce graphe de déduire la distribution de potentiel dans chaque région considérée.

Pour établir une comparaison théorie-expérience, il nous faut déterminer le positionnement théorique en énergie des pics de transmission. La figure 5.11 représente donc l'évolution de la transmission en fonction de l'énergie longitudinale  $E_z$  en considérant respectivement une population de trous lourds et légers incidente.

Les paramètres physiques sont :  $m_{hh}^* = 0,488 m_0$  ;  $m_{lh}^* = 0,122 m_0$  dans le GaInP et  $m_{hh}^* = 0,449 m_0$  et  $m_{lh}^* = 0,122 m_0$  dans le GaAs. La discontinuité  $\Delta E_v$  vaut 285 meV. Nous constatons trois niveaux résonnants lorsqu'on considère les trous lourds alors qu'il n'existe qu'un niveau quasi-lié de trous légers, le second niveau étant virtuel.

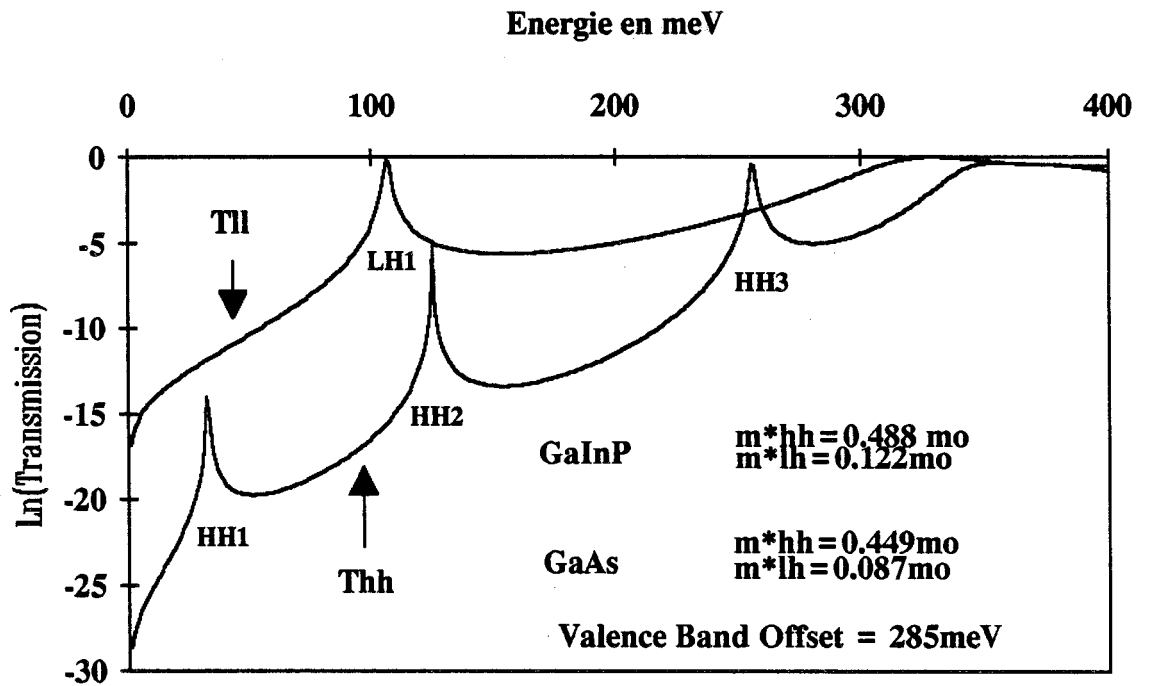


Figure 5.11: Spectre de transmission  $T(E_z)$  pour la structure double barrière GaInP/GaAs. Trois niveaux résonnants de trous lourds et un niveau de trous légers sont définis compte tenu de la faible largeur du puits.

	HH1	HL1	HH2	HH3	HL2 virtuel
Calculés en meV	32	106	125	255	329
Mesurés en meV		100	140	190	

Figure 5.12: Tableau rapportant les niveaux résonnants de trous lourds et légers calculés et déduits des mesures de conduction.

Sur le tableau 5.12, nous avons reporté les niveaux résonnants théoriques et ceux déduits des relevés expérimentaux. Pour ces derniers, connaissant la tension aux bornes de la double barrière "nue" ( $V_{DB}$ ), nous avons supposé que le maximum local de courant est obtenu pour une tension  $V_{DB}$  égale à deux fois la valeur du niveau résonnant. En pratique, nous déterminons les valeurs de tensions résonnantes à partir des maxima relevées dans la courbe  $G(V)$ . Les valeurs du tableau 5.12 amènent plusieurs remarques. Le premier accident de conduction peut être affecté à une composante de courant s'effectuant par un niveau de trous légers. Par contre les autres accidents, qui ne peuvent être associés qu'aux trous lourds, ne cadrent pas avec les propositions théoriques dans un modèle où n'est introduit aucune notion de mélange. En effet, ces maxima surviennent à des niveaux de tension et de courant non compatibles avec les calculs précédents. Deuxièmement, il est intéressant de noter que nous n'avons pas observé de pic relatif au niveau fondamental de trous lourds qui aurait dû survenir pour des tensions de l'ordre de 100 mV. Nous pensons que les très faibles valeurs de courant attendues sont masquées par les courants non résonnants.

Afin d'aller plus loin dans notre analyse, nous avons donc développé un modèle qui tient compte du "mixing" entre trous lourds et trous légers.

## 5.5.2 Description théorique du mixing trous lourds-trous légers

### 5.5.2.1 Formalisme

Le calcul du spectre de transmission constitue un outil intéressant pour l'analyse du mélange entre trous lourds et trous légers. Pour mener à bien ce calcul, nous avons repris l'approche théorique développé par Xia [21] pour la description de l'effet tunnel résonnant de trous dans les hétérostructures à puits quantiques AlAs/GaAs. Nous supposons que les processus tunnels sont purement cohérents et que seules les deux premières bandes de valence seront prises en compte pour la modélisation de l'hétérostructure.

L'Hamiltonien qui décrit la structure de bande pour les quatre bandes de valence dégénérées autour de  $\Gamma_3^y(k=0)$  peut s'écrire dans l'approximation de la masse effective :

$$H = H' + V(z) \quad (5.2)$$



$$H' = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} P_1 & i|Q| - |R| & 0 & 0 \\ -i|Q| - |R| & P_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_2 & -i|Q| - |R| \\ 0 & 0 & i|Q| + |R| & P_1 \end{vmatrix} \quad (5.3)$$

$$H_1 = \begin{vmatrix} P_1 & i|Q| - |R| \\ -i|Q| - |R| & P_2 \end{vmatrix} \quad (5.4)$$

$H_1$  sous matrice supérieure de  $H$ .

avec :

$$P_1 = (\gamma_1 + \gamma_2) p_{//}^2 + (\gamma_1 - 2\gamma_2) p_z^2 \quad (5.5)$$

$$P_2 = (\gamma_1 - \gamma_2) p_{//}^2 + (\gamma_1 + 2\gamma_2) p_z^2 \quad (5.6)$$

$$Q = -i \sqrt{3} \gamma_3 p_z (p_x - ip_y) \quad (5.7)$$

$$R = \sqrt{3} \left( \gamma_2 (p_x^2 - p_y^2) - 2i\gamma_3 p_x p_y \right) \quad (5.8)$$

- $V(z)$  représente le potentiel électrostatique et cristallin.  
 $p_{//}$  et  $p_z$  sont les opérateurs moments dans les directions parallèles et perpendiculaires aux plans des hétérostructures.  
 $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  sont les paramètres de Luttinger [22] qui entrent dans les expressions des masses effectives.

L'Hamiltonien  $H'$  est constitué de deux matrices indépendantes ( $2 \times 2$ ) qui traduisent la dégénérescence de Spin des trous. Par la suite, nous nous focaliserons sur la sous matrice haute dans la relation 5.3 notée  $H_1$ .

Dans le cadre d'une hypothèse de bande isotrope ( $\gamma_2 = \gamma_3$ ), l'expression des modules de Q et de R se simplifient et deviennent :

$$|R| = \sqrt{3}\gamma_2\hbar^2k_{//}^2 \quad (5.9)$$

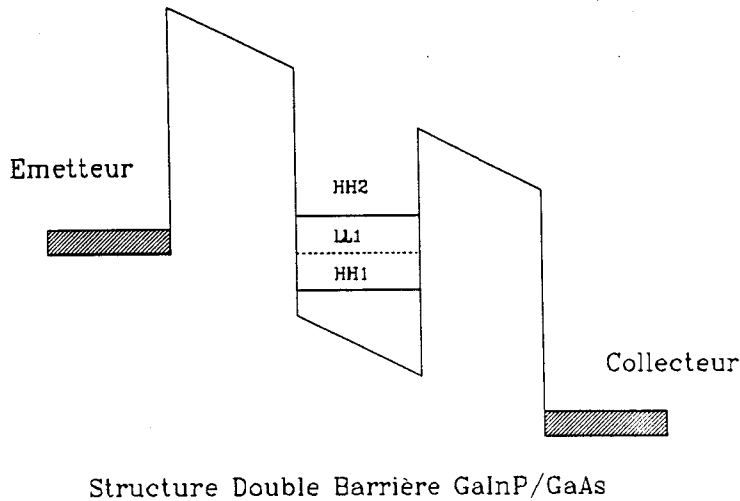
$$|Q| = 2\sqrt{3}\gamma_2\hbar^2k_{//}k_z \quad (5.10)$$

Il est intéressant de noter que pour  $k_{//} = 0$ , la matrice  $H_1$  est diagonale et le mélange n'existe pas entre trous lourds et trous légers. Par contre pour  $k_{//} \neq 0$ , les états sont corrélés par les termes extradiagonaux. Par rapport à la réalité, nous schématiserons le profil de potentiel en ne tenant compte que de la structure puits-double barrière. Nous obtenons, pour une échelle d'énergie de trous orientée vers le haut, la figure 5.13. En dehors de l'hétérostructure, le potentiel est supposé plat. La fonction d'onde peut se mettre sous la forme :

$$\psi = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} e^{ik_{//}r_{//} + ik_z z} \text{ avec } (a, b) \text{ complexe} \quad (5.11)$$

lorsque  $V(z)$  n'est plus constant, on peut écrire de façon plus générale :

$$\psi = \begin{pmatrix} u_1(z) \\ u_2(z) \end{pmatrix} e^{ik_{//}r_{//}} \quad (5.12)$$



**Figure 5.13 :** Profil de potentiel vu par les trous. En émetteur et collecteur, le potentiel est supposé plat.

L'énergie d'un porteur incident peut être reliée à son vecteur d'onde dans l'approximation d'une bande parabolique isotrope.

$$E = \frac{1}{2}\gamma_1 k^2 \pm \gamma_2 k^2 \quad (5.13)$$

avec

$$k^2 = k_{//}^2 + k_z^2 \quad (5.14)$$

le terme  $\pm$  correspondant aux cas du trou lourd et léger.

En collecteur, nous obtenons la même expression sauf dans le cas d'une structure polarisée où l'on doit tenir compte du gain en énergie cinétique par la tension.

Remarquons dès maintenant que pour une énergie  $E$  et un vecteur d'onde  $k_{//}$  donnés, il existe quatre états de trous indépendants dans la région d'émetteur. Ils correspondent à une distinction entre le sens de propagation et la nature du porteur. Plus précisément, on obtient deux états de trous lourds  $\psi_{h,k_h}$ ,  $\psi_{h,-k_h}$  avec des vecteurs d'onde  $k_{k,-k_h}$ ,  $h$  (heavy), et deux états de trous légers  $\psi_{l,k_l}$ ,  $\psi_{l,-k_l}$  avec des vecteurs d'onde  $k_{l,-k_l}$ ,  $l$  (light). La fonction d'onde dans l'émetteur avec ces hypothèses s'exprime par :

$$\psi = \alpha\psi_{h,k_h} + \beta\psi_{h,-k_h} + \gamma\psi_{l,k_l} + \delta\psi_{l,-k_l} \quad (5.15)$$

de façon similaire dans le collecteur, nous avons :

$$\psi' = \alpha'\psi_{h,k_h} + \beta'\psi_{h,-k_h} + \gamma'\psi_{l,k_l} + \delta'\psi_{l,-k_l} \quad (5.16)$$

Nous pouvons relier les coefficients  $(\alpha, \beta, \gamma, \delta)$  et  $(\alpha', \beta', \gamma', \delta')$  par l'intermédiaire d'une matrice de transfert complexe  $M$ .

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \\ \delta \end{pmatrix} = (M) \begin{pmatrix} \alpha' \\ \beta' \\ \gamma' \\ \delta' \end{pmatrix} \quad (5.17)$$

A partir des éléments de la matrice  $M$ , nous déterminerons les coefficients de transmission élémentaire. Ces éléments de matrice sont calculés pratiquement en résolvant par une méthode directe le système d'équations couplées suivant :

$$\begin{cases} u''_1 = \frac{\hbar^2(\gamma_1 + \gamma_2)k_{\parallel}^2 u_1 + \gamma_2 \hbar^2 k_{\parallel}^2 u_2 + 2\sqrt{3}\gamma_2 \hbar^2 k_{\parallel} u'_2 - 2(E - V(z))u_1}{(\gamma_1 - 2\gamma_2)\hbar^2} \\ u''_2 = \frac{\hbar^2(\gamma_1 - \gamma_2)k_{\parallel}^2 u_2 - \gamma_2 \hbar^2 k_{\parallel}^2 u_1 - 2\sqrt{3}\gamma_2 \hbar^2 u'_1 - 2(E - V(z))u_2}{(\gamma_1 + 2\gamma_2)\hbar^2} \end{cases} \quad (5.18)$$

Ces équations, qui correspondent aux équations de mouvement pour les trous, sont obtenues en substituant dans l'Hamiltonien  $H_1$  la forme générale des fonctions d'onde donnée par (5.12).

Numériquement, nous avons utilisé deux types de méthodes, respectivement la méthode de type Runge-Kutta à l'ordre 4 et la méthode de type Prédicteur-Correcteur à l'ordre 4. Les deux méthodes ont montré des résultats identiques. L'enchaînement des phases de calculs est le suivant :

- Pour une énergie  $E$  et un  $k_{\parallel}$  fixés, nous déduisons les vecteurs d'onde des états de trous lourds et légers par la relation (5.13). Précisons que nous avons les relations :

$$\gamma_1 + 2\gamma_2 = \frac{1}{m_l^*} \quad \text{et} \quad \gamma_1 - 2\gamma_2 = \frac{1}{m_h^*} \quad (5.19)$$

- Nous initialisons les fonctions d'onde de trous lourds et légers en collecteur, grâce à l'Hamiltonien  $H_1$ , l'intégration se déroulant du collecteur vers l'émetteur.
- Après intégration de (5.17), nous connaissons les fonctions d'onde et leurs dérivées dans l'émetteur et nous pouvons remonter aux transmissions. En effet, la fonction d'onde des trous s'écrit de façon générale par une combinaison linéaire de  $\psi_{h,k_h}, \psi_{h,-k_h}, \psi_{l,k_l}, \psi_{l,-k_l}$  conformément à l'équation (5.15). Nous obtenons donc dans l'émetteur le système suivant :

$$\begin{cases} a_{h,k_h} \alpha + a_{h,-k_h} \beta + a_{l,k_l} \gamma + a_{l,-k_l} \delta = u_1 \\ b_{h,k_h} \alpha + b_{h,-k_h} \beta + b_{l,k_l} \gamma + b_{l,-k_l} \delta = u_2 \\ ik_h a_{h,k_h} \alpha - ik_h a_{h,-k_h} \beta + ik_l a_{l,k_l} \gamma - ik_l a_{l,-k_l} \delta = u'_1 \\ ik_h b_{h,k_h} \alpha - ik_h b_{h,-k_h} \beta + ik_l b_{l,k_l} \gamma - ik_l b_{l,-k_l} \delta = u'_2 \end{cases} \quad (5.20)$$

où  $(a_{h,k_h}, b_{h,k_h})$  et  $(a_{l,k_l}, b_{l,k_l})$  sont les coefficients des fonctions d'onde de trous lourds et légers selon l'expression (5.11) ( $\pm$  selon le sens de propagation).

- Si nous faisons l'hypothèse d'une seule onde de trous lourds dans le collecteur se propageant dans la direction des  $z > 0$ , l'équation (5.17) donne :

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \\ \delta \end{pmatrix} = (M) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.21)$$

dans ce cas, il découle de (5.21)

$$M_{11} = \alpha, M_{21} = \beta, M_{31} = \gamma, M_{41} = \delta \quad (5.22)$$

$(\alpha, \beta, \gamma, \delta)$  étant les solutions du système d'équations (5.20). De même façon dans l'hypothèse d'un trou léger en collecteur, nous obtenons :

$$M_{13} = \alpha, M_{23} = \beta, M_{33} = \gamma, M_{43} = \delta \quad (5.23)$$

- Les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude sont déduits de (5.17) [23].

$$T_{hh} = \frac{M_{33}}{M_{11}M_{33} - M_{13}M_{31}} \quad T_{hl} = \frac{-M_{31}}{M_{11}M_{33} - M_{13}M_{31}} \quad (5.24)$$

$$T_{ll} = \frac{M_{11}}{M_{11}M_{33} - M_{13}M_{31}} \quad T_{lh} = \frac{-M_{13}}{M_{11}M_{33} - M_{13}M_{31}}$$

où  $T_{hh}$  représente la transmission d'un processus de passage par effet tunnel impliquant un trou lourd tant en entrée qu'en sortie. Par contre,  $T_{hl}$  représente la transmission en amplitude pour un changement trou lourd-trou léger. Les mêmes définitions s'appliquent pour les grandeurs  $T_{ll}$  et  $T_{lh}$  dans le cas de porteurs incidents légers.

### 5.5.3 Résultats

Dans un premiers temps, nous validerons le modèle en analysant la structure proposée par Mendez [7] qui a fait l'objet de nombreuses études. Il s'agit d'une double barrière AlAs/GaAs dont le report de discontinuité en bande de valenc dans l'AlAs vaut 550 meV par rapport au GaAs. Les masses effectives sont respectivement  $m_{hh}^* = 0,6 m_0$  et  $m_{lh}^* = 0,1 m_0$ .

La figure 5.14 représente la transmission en fonction de l'énergie longitudinale avec  $k_{||} = 0$  pour une structure avec  $L_b = 30 \text{ \AA}$  et  $L_p = 50 \text{ \AA}$ . Compte tenu de la largeur du puits, il existe cinq niveaux de trous lourds labellés  $HH_i$  ( $i = 1,5$ ) et de niveaux de trous légers ( $LH_1$  et  $LH_2$ ).

Il est clair que les trous légers vont traverser les barrières beaucoup plus facilement que les trous lourds à cause de leurs faibles masses effectives. Cela se traduit également par un temps de durée de vie plus court sur ces niveaux (largeur à mi-hauteur du pic de transmission plus important et donc concrètement une composante de courant plus marquée).

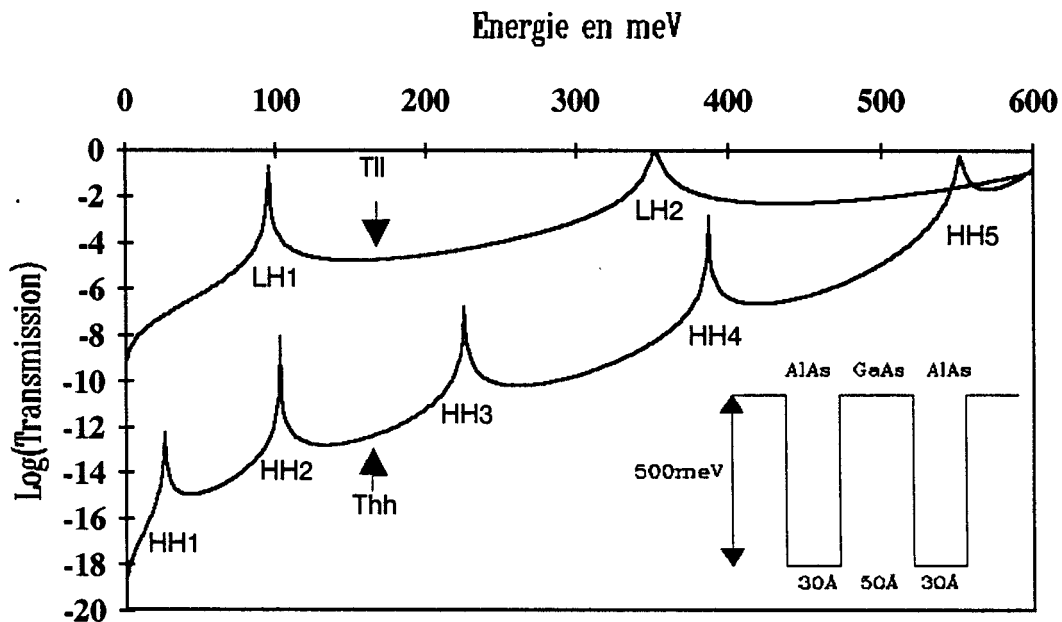
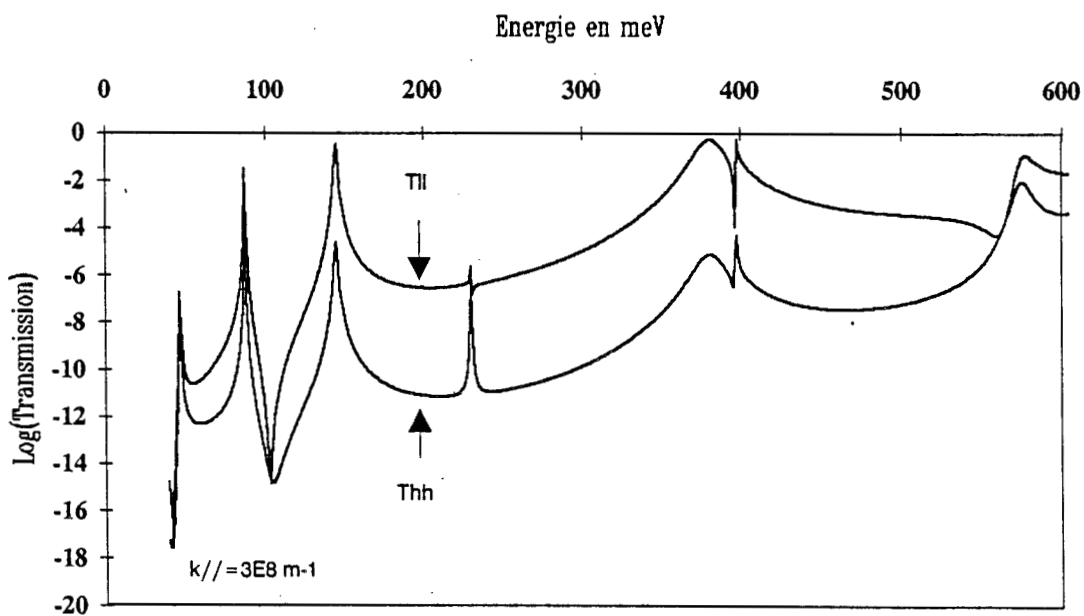
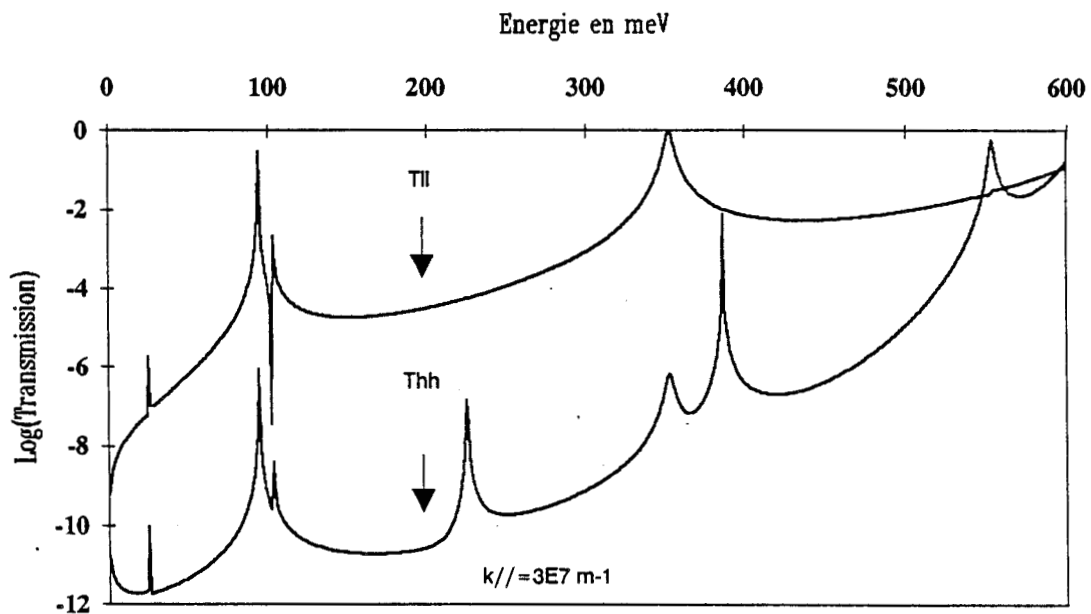


Figure 5.14 : Spectre de transmission de la structure étudiée par Mendez. ( $m^{*h} = 0,6 m_0$  et  $m^{*l} = 0,1 m_0$  pour l'AAs avec un  $\Delta E_v$  de 500 meV. Les paramètres pour GaAs sont  $m^{*h} = 0,449 m_0$  et  $m^{*l} = 0,087 m_0$ )



**Figure 5.15 :** *Thh* et *Tll* pour la double barrière AlAs/GaAs avec couplage.

a) :  $k_{//} = 3.10^7 \text{ m}^{-1}$ .

b) :  $k_{//} = 3.10^8 \text{ m}^{-1}$ .

nous notons l'apparition de nouveaux pics dans *Thh* et *Tll* ainsi que l'augmentation de *Thh* avec  $k_{//}$ .

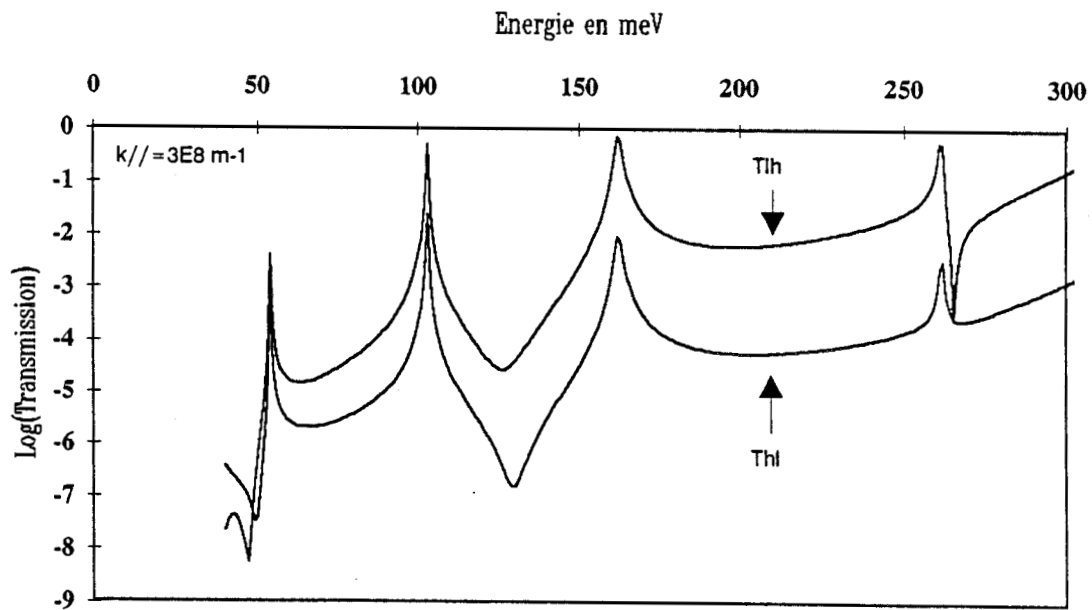
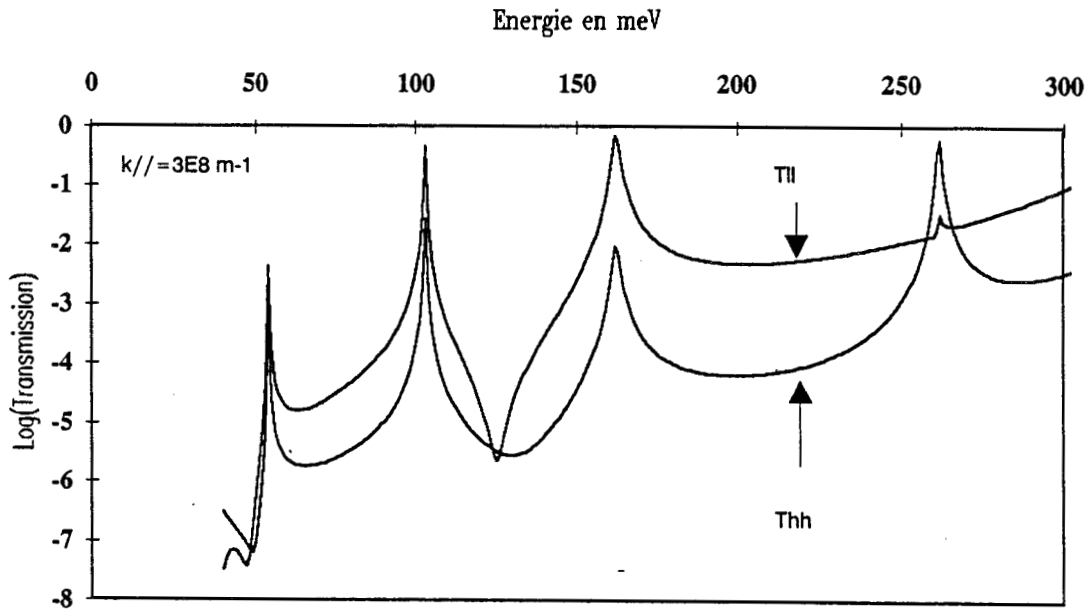
Pour éviter toutes confusions, les contractions de Heavy Hole ( $HH$ ) et Light Hole ( $LH$ ) écrites en majuscule par opposition aux indices relatifs aux coefficients de transmissions labellés en minuscule.

Les figures 5.15a et 5.15b représentent les transmissions  $T_{hh}, T_{ll}$  pour des valeurs différentes de  $k_{//}$ . Ces courbes amènent plusieurs remarques :

La première est relative à l'apparition de nouveaux pics dans le spectre de transmission que ce soit pour  $T_{hh}$  ou  $T_{ll}$ . Ce résultat prouve de façon indéniable l'influence du mixing trous lourds-trous légers. Les pics présents dans  $T_{ll}$  se retrouvent dans  $T_{hh}$  avec une intensité moindre et vice-versa.

La deuxième remarque concerne les valeurs de transmissions. Si à  $k_{//} = 0$  les transmissions de trous lourds sont très faibles, ce n'est plus le cas à  $k_{//}$  croissant. Dans un cas limite de  $k_{//} = 3.10^8 m^{-1}$ , les deux facteurs de transmission deviennent comparables. Ceci a un effet fondamental sur la distribution du courant tunnel total. En effet, dans l'hypothèse de "décorrélation" des deux sous-bandes, les trous légers minoritaires en nombre contribuaient pourtant de façon majoritaire au courant total compte tenu de leurs niveaux de transmissions plus élevées. Ceci n'est plus le cas lorsqu'on considère les effets de mélange. On conçoit aisément la difficulté pour identifier sans équivoque possible les porteurs impliqués dans un processus de tunnel résonnant de trous à partir d'une mesure de courant.





**Figure 5.16:** a) Spectre de transmission  $T_{hh}$ ,  $T_{ll}$  pour la structure expérimentale avec  $k_{//} = 3.10^8 \text{ m}^{-1}$ . Remarquons que les transmissions associées aux trous lourds deviennent équivalentes à celles des trous légers.  
 b)  $T_{hl}$  et  $T_{lh}$  pour la structure expérimentale avec  $k_{//} = 3.10^8 \text{ m}^{-1}$ . Les pics de transmission sont sensiblement situés aux mêmes énergies que pour  $T_{hh}$  et  $T_{ll}$ .

### Application au GaInP

Nous avons simulé la structure expérimentale correspondante à la séquence épitaxiale du tableau 5.4. La figure 5.16a montre l'évolution de  $T_{hh}$  et  $T_{ll}$  et la figure 5.16b représente les variations de  $T_{hl}$  et  $T_{lh}$  en fonction de l'énergie pour un  $k_{//} = 3.10^8 m^{-1}$ . En accord avec l'analyse précédente, nous constatons également l'incidence du mélange entre sous bandes par l'apparition de pics dans chaque chemin de transmission. Nous notons aussi les niveaux de transmission comparables entre  $T_{hh}$  et  $T_{ll}$  sur la figure 5.16a. Si à présent, nous comparons les résultats théoriques incluant le mixing à ceux déduits de l'expérience, nous constatons qu'à présent l'observation d'accidents de conduction attribués à  $HH_2$  ou  $HH_3$  se justifient. Les niveaux de transmissions  $T_{hl}$  et  $T_{hh}$  qui nous semble les plus déterminants, puisque les trous lourds sont majoritaires dans l'émetteur, atteignent des valeurs à l'échelle des transmissions  $T_{lh}$  et  $T_{ll}$ . De plus, nous obtenons pour  $HH_2$  un décalage en tension favorable vers un meilleur accord théorie-expérience (si nous comparons les figures 5.16a et 5.11).

## 5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence un effet tunnel résonnant de trous dans le système GaInP/GaAs. A notre connaissance ces résultats, obtenus par une étude de la conduction en fonction de la température, constituent la première démonstration d'un effet de résonance de trous dans ce système de matériaux.

Il apparaît clairement qu'une hypothèse qui consiste à étudier séparément les contributions de courant par des trous lourds et des trous légers sans notion de mélange ne parvient pas à expliquer complètement les résultats expérimentaux. Nous avons ainsi démontré l'incidence de l'effet du mélange trous lourds-trous légers.

L'effet le plus imprévisible est l'augmentation des probabilités de transmission des trous lourds comparativement à une situation sans effet d'échange entre les deux types de porteurs. A l'avenir, l'analyse précédente demande à être étendue à des calculs de courant. Les premières études publiées dans la littérature abordant ce problème montrent que celui-ci est loin d'être trivial. Au plan expérimental, il nous semble nécessaire de compléter les études de conduction par des études en magnétotunneling

plus sensibles à la masse effective. Enfin, une étude plus systématique en fonction de la largeur du puits permettrait de translater l'échelle des énergies résonnantes et donc devrait éclairer les mécanismes de transport mis en jeu.

# Bibliographie

- [1] LUO L.F., BERESFORD R., WANG W.I.  
Resonant Tunneling in AlSb/InAs/AlSb double-barrier heterostructures.  
Appl. Phys. Letters 53 (25), p. 2320, 1988.
- [2] BERESFORD R., LUO L.F., WANG W.I.  
Resonant Tunneling of holes in AlSb/GaSb double-barrier heterostructures.  
Appl. Phys. Letters 53 (7), p. 694, 1989.
- [3] COLLINS D.A., YU E.T., RAJAKARUNANAYAKE Y., SÖDERSTRÖM J.R.,  
TING D., CHOW D.H., Mc GILL T.C.  
Experimental observation of negative differential resistance from an InAs/GaSb  
interface.  
Appl. Phys. Letters 57 (7), p. 683, 1990.
- [4] BERESFORD R., LUO L.F., LONGENBACH K.F., WANG W.I.  
Resonant Interband Tunneling Through a 110 nm InAs quantum well.  
Appl. Phys. Letters 56 (6), p. 551, 1990.
- [5] LUO L.F., BERESFORD R., LONGENBACH K.F., WANG W.I.  
Resonant interband coupling in single barrier heterostructures of InAs/GaSb/InAs  
and GaSb/InAs/GaSb.  
Appl. Phys. Letters. 68 (6), p. 2854, 1990.
- [6] VODJDANI N. et al  
Photoluminescence and space charge distribution in a double barrier diode under  
operation.  
Appl. Phys. Lett. 55, p. 1528, 1989.
- [7] MENDEZ E.E., WANG W.I., RICCO B., ESAKI L.  
Resonant Tunneling of holes in AlAs/GaAs heterostructures.  
Appl. Phys. Letters 47 (4), p. 415, 1985.

- [8] MONDRY M.J. KROEMER H.  
Heterojunction bipolar transistor using a GaInP emitter on a GaAs base, grown by Molecular Beam Epitaxy.  
IEEE Electron device letters, Vol. EDL 6, n° 4, p. 175, 1985
- [9] KOBAYASHI T., TAIRA K., NAKAMURA F., KAWAI H.  
Band lineup for a GaInP/GaAs heterojunction measured by a high-gain NPN heterojunction bipolar transistor grown by metalorganic chemical vapor deposition.  
J. Appl. Phys. 65 (12), p. 4898, 1989.
- [10] GROVES S.H., LIAU Z.L., PALMATEER S.C., WALPOLE J.N.  
GaInP mass transport and GaInP/GaAs buried-heterostructures lasers.  
Appl. Phys. Letters 56 (940), p. 312, 1990.
- [11] CHEN A.B., SHER A.  
Electronic structure of pseudo binary semiconductor alloy  $Al_xGa_{1-x}As, GaP_xAs_{1-x}, Ga_xIn_{1-x}P$ .  
Phys. Rev. B, Vol. 23, n° 10, p. 5360, 1981.
- [12] MIYOKO O. WATABE, YASUO OHBA  
Interface properties for GaAs/GaInAlP heterojunctions by the capacitance-voltage profiling technique.  
Appl. Phys. Letters 50 (14), p. 906, 1987.
- [13] RAO M.A., CAINE E.J., KROEMER H., LONG SI., BABIC D.I.  
Determination of valence and conduction band discontinuities at the GaInP/GaAs heterojunction by C-V profiling.  
J. Appl. Phys. 52 (6), p. 4018, 1981.
- [14] GUNAPALA S.O., LEVINE B.F., LOGAN R.A., TANBUN-EEK T., HUMPHREY D.A.  
GaAs/GaInP multiquantum well long-wave length infrared detector using bound-to-continuum state absorption.  
Appl. Phys. Letters. 57 (17), p. 1802, 1990.
- [15] BISWAS D., DEBBAR N., BHATTACHARYA P., RAZEGHI M., DUFOUR M., OMNES F.  
Conduction and valence band offsets in GaAs/Ga<sub>0,51</sub>In<sub>0,45</sub>As single quantum well grown by metalorganic chemical vapor deposition.  
Appl. Phys. Letters 56 (9), p. 833, p. 1990.

- [16] JIANHUI CHEN, SITES J.R., SPAIN I.L., HAFICH M.J., ROBINSON G.Y.  
Band offset of GaAs/Ga<sub>0,52</sub>In<sub>0,48</sub>P measured under hydrostatic pressure.  
Appl. Phys. Letters. 53 (7), p. 744, 1991.
- [17] RAZEGHI M., DEFOUR M., ONNES F., DOBERS M., VIEREN J.P.,  
GULDNER Y.  
Extremely high electron mobility in a GaAs/Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>P heterostructure grown by  
metalorganic chemical vapor deposition.  
Appl. Phys. Letters. 55 (5), p. 457, 1989.
- [18] DELAGE L., DI FORTE POISSON M.A., BLANCK H., BRYLINSKI C.,  
CHARTIER E., COLLOT P.  
First microwave characterisation of LP-MOCVD Grown GaInP/GaAs Self aligned  
HBT.  
Elec. Letters. Vol. 27, n° 3, p. 253, 1991.
- [19] CHAO CYP., CHUANG S.L.  
Resonant Tunneling of holes in the multiband effective mass approximation.  
Phys. Rev B., Vol. 43, n° 9, p. 7027, 1991.
- [20] LEROUX H.  
D.E.A., Juillet 1989.
- [21] XIA J.B.  
Theory of hole resonant tunneling in quantum well structures.  
Phys. Rev. B., Vol. 38, n° 12, p. 8365, 1988.
- [22] LUTTINGER J.M.  
Quantum theory of cyclotron resonance in semiconductors: General theory.  
Physical review, vol. 102, n° 4, p. 1030, 1956.
- [23] TSU R., ESAKI L.  
Tunneling in a finite superlattice.  
Appl. Phys. Letters 22 (11), p. 562, 1973.

- [24] XU D.X., SHEN D., WILLANDER M., HANSSON G.V., LUG J.F., SCHÄFFER F.  
Variations of resonant tunneling properties with temperature in strained  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$  double barrier structures.  
Appl. Phys. Letters. 58 9220, p. 2500, 1991.
- [25] LIPPENS D. MOUNAIX P., SADAUNE V., POISSON M.A., BRYLINSKI C.  
Resonant tunneling of holes in  $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,45}\text{GaAs}$  double barrier heterostructures.  
J. Appl. Phys., 71(4), p. 2057, 1992.

## **Conclusion générale**



# Conclusion générale

Au terme de cette étude, les points suivants méritent d'être soulignés.

Le traitement numérique des zones quantiques et d'accès s'est révélé capable de rendre compte des caractéristiques de conduction en présence de potentiel de forme quelconque qu'il soit cristallin ou électrostatique. Le modèle basé sur l'approximation de la masse effective a été validé sur de nombreux exemples de structures dans le système  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As}/\text{GaAs}$ . Dans l'avenir cet outil pourrait être utilisé de façon systématique pour la conception de structures complexes résonnantes pour lesquelles la moindre variation des paramètres structuraux modifie fortement les propriétés de conduction. Des premiers éléments de réponses, concernant les structures à grandes discontinuités et présentant des transitions gap direct-gap indirect, ont été apportés. Il nous semble toutefois que pour une étude plus complète rendant compte de transferts inter-vallées, il faille avoir recours à des modèles de type liaisons fortes ou pseudopotentiel.

En ce qui concerne les zones d'accès, la mise en évidence théorique et expérimentale d'un effet d'injection bidimensionnel (2D) constitue le résultat saillant. C'est avant tout l'identification de deux composantes de courant, conduisant à des accidents de conduction, qui permet de comprendre que cette injection de type 2D est favorable à l'obtention de contrastes élevés en courant. Les retombées pratiques d'une telle étude sont nombreuses. Pour notre part, ces résultats ont été exploités en proposant la substitution du puits électrostatique d'émetteur par un prépuits cristallin.

L'avancée la plus intéressante relative à la fabrication des composants, touche au développement d'une technologie planaire qui constitue un premier pas vers le développement des applications en intégration monolithique. Cette intégration ouvre la voie d'associations entre composants actifs et passifs. C'est aussi l'assurance d'un environnement où les termes parasites sont extrêmement faibles, ce qui permet de résoudre en partie les problèmes de stabilité inhérents à l'aspect large bande de la résistance différentielle négative. Les mesures directes des fréquences de coupures de la partie réelle de l'impédance ont démontré sans équivoque les potentialités fréquentielles de ces composants qui sont susceptibles de fonctionner dans la gamme des ondes submillimétriques.

Deux voies nouvelles ont été explorées. Elles concernent tout d'abord la possibilité de réalisation d'un transistor unipolaire à effet tunnel résonnant. Au cours de cette étude, les difficultés rencontrées se situent au plan théorique où nous avons appris que les processus de relaxation sont des facteurs limitants et au plan expérimental avec des contraintes technologiques extrêmement sévères. Une partie de ces problèmes devrait être résolue par l'emploi de matériau de très faible masse effective comme l'InAs.

L'étude de l'effet tunnel résonnant de trous a montré que grâce aux efforts de couplage de sous-bandes trous légers-trous lourds. Les deux populations ont des probabilités équivalentes de traverser les barrières. Il convient à court terme de conforter ces premiers résultats par une étude plus exhaustive.

Sur un plan plus général, les études futures pourraient s'orienter d'une part vers les structures à dimensions latérales plus réduites avec l'opportunité d'un contrôle supplémentaire des fonctions d'onde et d'autre part, vers les dispositifs associant transport parallèle et perpendiculaire.

## Annexe A

# Résolution de l'équation de Schrödinger- Méthode de RUNGE KUTTA : détails numériques

L'équation de Schrödinger indépendante du temps à résoudre est du second degré en  $z$  :

$$\frac{-\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial}{\partial z} \varphi(z) \right) + (V(z) - E_z) \varphi(z) = 0 \quad (\text{A.1})$$

Nous allons la scinder en deux équations couplées du premier degré. Pour cela, nous posons :

$$\begin{cases} Y_1(z) = \varphi(z) \\ Y_2(z) = \frac{\hbar}{\sqrt{2qm_e}} \frac{\partial \varphi(z)}{\partial z} \times \frac{1}{R} \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

où  $m_e$  est la masse de l'électron,  $R = m^*/m_e$  la masse effective réduite relative à chaque zone.

En dérivant par rapport à  $z$  et en utilisant (A.1), on substitue à l'équation de

Schrödingerun système d'équations équivalent, dont les inconnues sont les fonctions  $Y_1(z)$  et  $Y_2(z)$

$$\begin{cases} \frac{\partial Y_1(z)}{\partial z} &= R \frac{\sqrt{2qm_e}}{\hbar} Y_2(z) \\ \frac{\partial Y_2(z)}{\partial z} &= \frac{\sqrt{2qm_e}}{\hbar} \frac{(V(z)-E)}{q} Y_1(z) \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

Pratiquement la résolution du système (A.3) est obtenue numériquement par une méthode itérative, après discrétisation spatiale du potentiel.

Pour assurer la stabilité de la procédure, nous avons eu recours, pour la discrétisation de l'équation, à une méthode de développement Runge-Kutta d'ordre 4. Le détail de la procédure numérique se trouve dans la thèse de L. de Saint Pol (Université de Lille I, 1990).

- Calcul des coefficients de réflexion et de transmission

En  $z = z_n$ , à l'extrémité droite de la structure, on pose :

$$\begin{cases} Y_1(z_n) &= e^{ik_n z_n} \\ Y_2(z_n) &= \frac{i\hbar k_n}{2\sqrt{2qm_e}} e^{ik_n z_n} \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

En  $z = z_0$ , on peut écrire la fonction d'onde sous la forme d'une onde incidente et d'une onde réfléchie :

$$\varphi(Z) = C_o^+ \varphi^+ + C_o^- \varphi^- \quad (\text{A.5})$$

$$\text{avec } \varphi^+ = e^{ik_0 z} \text{ et } \varphi^- = e^{-ik_0 z}$$

Si l'on suppose  $z_0 = 0$ , on a alors :

$$\begin{cases} \varphi(z_0) &= C_0^+ + C_0^- \\ \frac{\partial \varphi}{\partial z}(z_0) &= ik_0(C_0^+ - C_0^-) \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

En reportant ces équations dans le système (A.2), on peut extraire les coefficients  $C_0^+$  et  $C_0^-$  :

$$\begin{cases} C_0^+ &= \frac{1}{2} \left[ Y_1(z_0) + R \frac{\sqrt{2qme}}{i\hbar k_0} Y_2(z_0) \right] \\ C_0^- &= \frac{1}{2} \left[ Y_1(z_0) - R \frac{\sqrt{2qme}}{i\hbar k_0} Y_2(z_0) \right] \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

Les coefficients de réflexion ( $R$ ) et de transmission ( $T$ ) sont finalement :

$$R = \left| \frac{C_0^-}{C_0^+} \right|^2 \quad ; \quad T = \left| \frac{1}{C_0^+} \right|^2 \frac{K_n m_{\text{emetteur}}^*}{K_o m_{\text{collecteur}}^*} \quad (\text{A.8})$$

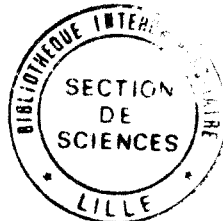
• Traitement des discontinuités aux interfaces

La résolution du système d'équations différentielles couplées doit respecter, à chaque discontinuité du potentiel cristallin, deux équations de continuité :

- la continuité de  $\varphi$  impose celle de  $Y_1$  ;
- la continuité de  $\frac{1}{m^*} \frac{\partial \varphi}{\partial z}$  impose celle de  $Y_2$ .

Le système d'équations est résolu pas à pas depuis l'abscisse  $z_n$  jusqu'à la première interface située en  $z = z_p$ . La masse effective et le potentiel pris en compte en  $z_p$  correspondent aux valeurs limites à droite de la discontinuité.

La résolution du système d'équations différentielles couplées est ainsi menée à bien, d'interface en interface, jusqu'à la zone d'émetteur en  $z = z_0$ .



# Résumé

Ce travail est axé sur la modélisation, sur la technologie et la caractérisation électrique d'hétérostructures à effet tunnel résonnant dans des configurations dipôle et tripôle. L'objectif est de réaliser des composants performants dans un environnement où les éléments parasites sont suffisamment faibles pour exploiter les potentialités fréquentielles associées à l'effet tunnel résonnant.

Dans ce but, nous présentons tout d'abord des résultats de simulations autocohérentes de probabilités de transmission et de caractéristiques de conduction. Cette analyse, qui tient compte de la structure dans son entier, nous permet de dégager des éléments d'optimisation ainsi que de proposer de nouvelles structures à base de matériaux contraints GaInAs/GaAs.

Dans un second temps, nous décrivons une technique d'intégration de type planaire pour composants épitaxiés sur substrat semi-isolant. Ces réalisations technologiques sont suivies d'une phase de caractérisation en régime dynamique jusqu'à des fréquences de 40 GHz en résistance différentielle négative. Le schéma équivalent est établi et permet de chiffrer des fréquences de coupure de la partie réelle de l'impédance jusqu'à 220 GHz.

La dernière partie plus exploratoire, traite de l'extension de l'effet tunnel résonnant vers des structures tripôles et des structures mettant en jeu des trous. Un transistor à effet tunnel résonnant commandé par réaction de charge d'espace est élaboré. Les résultats expérimentaux et théoriques montrent les limitations des performances liées aux aspects technologiques et aux phénomènes de relaxations intersousbande qui se révèlent cruciaux. Enfin, nous montrons des premiers résultats concernant l'effet tunnel résonnant de trous dans le système de matériaux GaInP/GaAs.

## Mots clés

- Tunnel résonnant.
- Système  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As}/\text{GaAs}$ .
- Caractéristique statique.
- Mesure d'impédance.
- Réaction de charge d'espace.
- Structure planaire intégrée.
- Transistor tunnel résonnant.
- Effet tunnel résonnant de trous dans GaInP/GaAs

