

50376  
1996  
328

# THESE

Présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille

pour obtenir le grade de

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

par

Patrice SALZENSTEIN



**Technologie des composants à hétérostructures  
pour les têtes de réception par satellite aux longueurs d'ondes  
millimétriques**

soutenue le      Novembre 1996 devant la commission d'examen.

Membres du Jury:

M. G. SALMER	Président
M. D. LIPPENS	Directeur de thèse
M. J. GRAFFEUIL	Rapporteur
M. P. VIKTOROVITCH	Rapporteur
M. S. DELAGE	Examineur
M. J. M. GOUTOULE	Examineur
M. R. FAUQUEMBERGUE	Examineur

# SOMMAIRE

<b>LISTE DES FIGURES</b>	6
<b>INTRODUCTION GENERALE</b>	11
<b>CHAPITRE I: PROCEDES TECHNOLOGIQUES ELEMENTAIRES</b>	15
Introduction	16
1. Technique de fabrication des contacts ohmiques	17
1.1. Rappels théoriques	17
1.2. Méthode de caractérisation	21
1.2.1. Technique de dépôt des contacts ohmiques de type n	23
1.2.1.1. Contact ohmique profond AuGe/Ni-	23
1.2.1.2. Contact ohmique peu profond PdGe	27
1.2.2. Technique de fabrication de contacts ohmiques de type p	29
2. Techniques de gravure	33
2.1. La gravure humide	33
2.1.1. Gravure par solution $\text{NH}_4\text{OH}/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$	35
2.1.2. Solution $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$	39
2.1.3. Gravure sélective AlGaAs/GaAs par l'acide Citrique	41
2.1.4. Gravure des composés InP et dérivés	43
2.2. Gravure ionique réactive	45
2.2.1. Gravure des semiconducteurs	46
Gravure du GaAs	46
Gravures de l'AlInAs et du GaInAs	46
2.2.2. Gravure des diélectriques	47
Gravure du Polyimide	47
Gravure du Nitrure de Silicium	47
3. Techniques de connexion par pont-à-air	49
3.1. Procédés classiques	49
3.1.1. Technique de ponts-à-air par photolithographie	49

3.1.2. Définition de microponts par sous-gravure chimique	53
3.2. Procédé de résine bicouche sensible aux électrons	57
Conclusion	59
Bibliographie	60
<b>CHAPITRE II:</b>	
<b>DIODE SIMPLE BARRIERE VARACTOR</b>	63
Introduction	64
1. Motivations	64
2. Choix d'un système de matériaux	69
2.1. Critères et conditions pour la croissance épitaxiale	69
2.2. La couche épitaxiale	73
3. Propriétés de conduction	78
3.1. Les masques	78
3.2. Caractérisation	79
3.3. Résultats	80
3.3.1. Echantillon InGaAs/InAlAs/InGaAs	80
3.3.2. Echantillons GaInAs/AlInAs/AlAs/AlInAs/GaInAs	85
4. Analyse des résultats	87
4.1. Caractéristiques de conduction	87
4.2. Caractéristiques Capacité-Tension	93
4.3. Analyse des résultats	95
4.3.1. Structure InGaAs/InAlAs/InGaAs	95
4.3.2. Structure GaInAs/AlInAs/AlAs/AlInAs/GaInAs	99
4.4. Performances potentielles	106
Conclusion	108
Bibliographie	109

<b>CHAPITRE III:</b>	
<b>FABRICATION, CARACTERISATION ET MODELISATION</b>	
<b>DE LIGNES COPLANAIRES SUR MEMBRANE</b>	<b>113</b>
Introduction	114
1. Intérêt et contexte des membranes	115
2. Technique de fabrication sur GaAs	119
2.1. Formation de la couche diélectrique	119
2.1.1. Contraintes technologiques et électriques	119
2.1.2. Formation de la couche Nitrure	121
2.1.3. Formation de la couche Polyimide	124
2.2. Dépôt des lignes coplanaires	125
Evaporation Titane-Or	125
Procédé de résinage positif	127
Procédé de résinage négatif	129
2.3. Gravure du substrat	132
3. Réalisation d'un jeu de masques	134
3.1. Position du problème	134
3.2. Dessin des lignes	135
3.3. Transition	141
3.4. Technique de réalisation des masques	143
4. Caractérisation à l'analyseur de réseaux vectoriels	145
4.1. Mesure des paramètres scattering de la matrice de répartition	145
4.2. Méthode d'analyse des résultats	147
5. Analyse des résultats	151
5.1. Relevé des paramètres S	151
5.2. Constante de propagation	162
5.3. Atténuation	167
Conclusion	170
Bibliographie	172



**CHAPITRE IV:**  
**PERSPECTIVES D'AMELIORATION DES DISPOSITIFS**  
**ACTIFS ET PASSIFS POUR LES APPLICATIONS TERAHERTZ** 175

Introduction 176

1. Perspectives de développement pour les S.B.V. 176

1.1. Application très hautes fréquences 176

1.1.1. Les limitations fréquentielles 178

1.1.2. Saturation en courant 184

1.1.3. Optimisation du niveau de dopage 187

1.2. Mise en série des diodes S.B.V. 191

2. Filtrage 198

2.1. Motivations 198

2.2. Synthèse des filtres sur membrane 204

2.2.1. Simulation par H.F.S.S. d'un stub ouvert 204

2.2.2. Simulation par M.D.S. 206

2.3. Synthèse d'un filtre à 250 GHz 207

Conclusion 211

Bibliographie 212

**CONCLUSION GENERALE** 215

# LISTE DES FIGURES

## Chapitre I:

- Fig.I.1: Schématisation des mécanismes de franchissement de la barrière de potentiel
- Fig.I.2: Représentation de l'échelle de résistances servant de motif de test
- Fig.I.3: Droite de régression linéaire permettant d'avoir accès à la résistance spécifique de contact
- Fig.I.4: Représentation des phénomènes de diffusion apparaissant lors du recuit de la séquence AuGe/Ni/Au déposée sur du GaAs de type n
- Fig.I.5: Profil Auger des contacts AuGe/Ni/Au déposés sur du GaAs de type n avant et après recuit
- Fig. 1.6: Evolution expérimentale de la résistivité  $\rho_c$  en fonction de la température
- Fig. 1.7: Illustration des phénomènes de formation de diverses phases apparaissant lors du recuit d'un contact Pd/Ge sur GaAs
- Fig.I.8: Evolution de la séquence Ti/Pt/Au déposée sur GaAs de type p avec la température
- Fig.I.9: Droites de régression linéaire du contact Ti:Pt (figure a) et Ti/Pt/Au (figure b) sur GaAs de type p mesurées avant et après recuit à 430°C pendant 30 secondes
- Fig.I.10: Résistivité ( $\Omega \cdot \text{cm}^2$ ) en fonction du dopage en atomes accepteurs (en  $\text{cm}^{-3}$ )
- Fig.I.11: Profil de gravure du GaAs de type (110)
- Fig.I.12: Photographie au MEB de motifs  $4 \times 4 \mu\text{m}^2$  après une minute d'attaque chimique  $\{\text{NH}_4\text{OH}:1, \text{H}_2\text{O}_2:1, \text{H}_2\text{O}:200\}$
- Fig.I.13: Photographie au MEB d'un fond de gravure de GaAs (100) orienté à  $45^\circ$  par un mélange d'attaque chimique  $\{\text{NH}_4\text{OH}:1, \text{H}_2\text{O}_2:1, \text{H}_2\text{O}:2\}$
- Fig.I.14: Profil de la résine avant l'attaque chimique (figure a) et après une minute de gravure  $\{\text{NH}_4\text{OH}:1, \text{H}_2\text{O}_2:1, \text{H}_2\text{O}:2\}$  (figure b)
- Fig.I.15: Courbes d'iso-vitesse pour les mélanges  $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$
- Fig.I.16.a: Tableau représentant l'influence des différents paramètres sur la nature de l'attaque chimique

Fig.I.16.b: Tableau représentant l'influence des proportions des espèces chimiques sur la nature de la vitesse d'attaque

Fig I.17: Profondeur gravée lors de l'attaque du GaAs par la solution {acide Citrique:10, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:1} en fonction du temps

Fig.I.18: Photographie au MEB d'un ensemble de poutres en GaInAs

Fig.I.19: Schéma d'un bâti Gravure Ionique Réactive

Fig.I.20: Procédé de réalisation d'un pont à air par photolithographie

Fig.I.22: Pont déposé par or électrolytique

Fig.I.23: Lignes suspendues de 0,5 et 1  $\mu\text{m}$  de large réalisées par sous-gravure chimique du GaAs

Fig.I.24: Procédé de réalisation d'un pont à air par faisceau d'électrons

Fig.I.25: Photographie au MEB d'un échantillon soumis à une trop forte intensité électronique

Fig.I.26: Pont de 9  $\mu\text{m}$  de long défini par lithographie électronique

## Chapitre II:

Fig.II.1: Caractéristiques Courant-Tension et Capacité-Tension pour une structure métal-semiconducteur et pour une hétérostructure

Fig.II.2: Comparaison entre les SBV's et les jonctions Schottky

Fig.II.3: Largeur de bande interdite en fonction du paramètre de maille pour différents semiconducteurs

Fig.II.4: Illustration des différentes possibilités de croissances épitaxiales

Fig.II.5: Structure de bande électronique dans l'espace des vecteurs d'ondes pour le GaAs (a), et pour l'AlAs (b) et par transition gap direct - gap indirect pour une structure GaAs/AlAs/GaAs

Fig.II.6. Barrière d'AlInAs non dopée (fig.a), dopée (fig.b) et non dopée avec insertion d'un plan de dopage dans le GaInAs (fig.c)

Fig.II.7.a: La couche GaInAs/AlInAs/GaInAs

Fig.II.7.b: La couche GaInAs/AlInAs/AlAs/AlInAs/GaInAs

Fig.II.8: Caractéristique en polarisation directe et inverse d'une SBV GaInAs/AlInAs/GaInAs

Fig.II.9: Caractéristique I(V) d'une structure GaInAs/AlInAs/GaInAs mesurée à 300 K

Fig.II.10: Caractéristique I(V) de la même structure mesurée à 77 K

Fig.II.11: Evolution de la capacité avec la polarisation pour une diode 30x30  $\mu\text{m}^2$

Fig.II.12: Caractéristique I(V) d'une diode de type B. La diode est bloquante sur une large plage de tension

- Fig.II.13: Caractéristique  $C(V)$  très symétrique d'une diode de type B présentant un rapport  $C_0/C_{sat}$  de 3,5
- Fig.II.14: Caractéristique  $I(V)$  d'une diode GaInAs/AlInAs/AlAs/AlInAs/GaInAs. La diode est bloquante sur 6 V
- Fig.II.15: Caractéristique  $C(V)$  très symétrique d'une diode GaInAs/AlInAs/AlAs/AlInAs/GaInAs présentant un rapport  $C_0/C_{sat}$  de 5,5
- Fig.II.16: Modèle simplifié avec la méthode W.K.B.
- Fig.II.17: Représentation d'une structure réaliste sous polarisation avec les phénomènes rentrant en jeu
- Fig.II.18: Organigramme du calcul
- Fig.II.19: Profil de potentiel, carte du champ électrique et profil de la concentration des porteurs libres calculés pour une structure GaInAs/AlInAs/GaInAs
- Fig.II.20: Courbures de bas de bande de conduction pour deux polarisations différentes
- Fig.II.21: Probabilité de transmission en fonction de l'énergie sous une polarisation de deux Volt
- Fig.II.22: Comparaison théorie-expérience pour une structure GaInAs/AlInAs/GaInAs
- Fig.II.23: Illustration des mécanismes de conduction assistée par défaut dans la barrière
- Fig.II.24: Profil de potentiel et du champ électrique pour une structure GaInAs/AlInAs/AlAs/AlInAs/GaInAs
- Fig.II.25: Caractéristique  $I(V)$  théorique calculée pour une structure GaInAs/AlInAs/AlAs/AlInAs/GaInAs
- Fig.II.26: Comparaison théorie-expérience pour une diode GaInAs/AlInAs/AlAs/AlInAs/GaInAs représentée en échelle logarithmique
- Fig.II.27: Variation de la charge intégrée en fonction de la tension appliquée

### Chapitre III:

- Fig.III.1: Coupe transversale d'une ligne de propagation de type ligne coplanaire sur membrane  $Si_3N_4$  élaborée par gravure profonde d'un substrat Silicium
- Fig.III.2: Illustration des contraintes en compression et en tension
- Fig.III.3: Principe du dépôt de Nitrure de Silicium
- Fig.III.4: Schéma du système de dépôt par PECVD
- Fig.III.5.a: Procédé de résinage positif
- Fig.III.5.b: Procédé de résinage négatif
- Fig.III.6: Schéma et clichés de la structure réalisée
- Fig.III.7: Topologie de la ligne coplanaire infinie sur un substrat d'épaisseur  $h$

Fig.III.8: Evolution de l'impédance en fonction de l'épaisseur du substrat, les dimensions  $w$  et  $a$  étant prises constantes, telles que l'impédance soit de 50 Ohm sur la membrane ou sur le substrat

Fig.III.9: Différents types de transition substrat-membrane envisageables

Fig.III.10: Vue au MEB du flanc de gravure obtenu en surgravant

Fig.III.11: Schématisation du quadripôle hyperfréquence

Fig.III.12: Principe de détermination des caractéristiques de propagation d'une ligne coplanaire sur membrane

Fig.III.13: Couple de ligne 50 Ohm sur membrane nitrure

Fig.III.14: Couple de ligne 50 Ohm sur membrane Polyimide

Fig.III.15: Couple de ligne 75 Ohm sur membrane Polyimide

Fig.III.16: Couple de ligne 100 Ohm sur membrane Polyimide

Fig.III.17: Evolution des paramètres  $S_{ij}$  pour un couple de lignes 50 Ohm de 4,5 et 7 mm sur membrane Polyimide

Fig.III.18: Evolution des paramètres  $S_{ij}$  pour un couple de lignes 75 Ohm de 7 et 13 mm sur membrane Polyimide

Fig.III.19: Evolution des paramètres  $S_{ij}$  pour un couple de lignes 100 Ohm de 7 et 13 mm sur membrane Polyimide

Fig.III.20: Variation de la constante de propagation  $\beta$  en fonction de la fréquence

Fig.III.21: Variation de la constante d'atténuation  $\alpha$  en fonction de la fréquence

Fig.III.22: Représentation logarithmique de la constante d'atténuation  $\alpha$  en fonction de la fréquence

Fig.III.23: Comparaison théorie-expérience de l'évolution des modules des paramètres  $S_{ij}$  en fonction de la fréquence

Fig.III.24: Comparaison théorie-expérience de l'évolution des phases des paramètres  $S_{ij}$  en fonction de la fréquence

## Chapitre IV:

Fig.IV.1: Schéma d'une chaîne de réception comportant un mélangeur haute fréquence

Fig.IV.2: Evolution de la résistance normalisée par rapport à la surface en fonction du dopage suivant trois valeurs différentes de l'épaisseur de la couche de GaInAs

Fig.IV.3: Evolution de la résistance de la couche épitaxiale en fonction de la fréquence

Fig.IV.4: Variation de la tension d'avalanche du GaInAs et de l'InAs pour des dopages compris entre  $1 \cdot 10^{17}$  et  $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

Fig.IV.5: Longueur de la zone désertée en fonction du dopage obtenu lorsque l'on polarise la structure

- Fig.IV.6: Evolution de la valeur de la capacité de saturation avec la longueur de la zone désertée
- Fig.IV.7: Allure du profil de potentiel d'une structure Multiple SB (noté MSB) mettant en jeu plusieurs Simples Barrières (SBV)
- Fig.IV.8: Structure de diodes empilées GaInAs/AlInAs/AlAs/AlInAs/GaInAs sur InP
- Fig.IV.9: Comparaison des caractéristiques Courant-Tension pour deux types de structures SHBV et DHBV
- Fig.IV.10: Comparaison des caractéristiques Capacité-Tension mesurées à 500 MHz pour les deux types de structure SHBV et DHBV
- Fig.IV.11: Filtrés en technologie microruban
- Fig.IV.12: Solutions pour des filtres en technologie coplanaire
- Fig.IV.13: Carte du champ électrique simulée par HFSS pour un stub ouvert
- Fig.IV.14: Amplitude (fig.a) et phase (fig.b) des éléments de la matrice complexe d'une structure stub ouvert simulée par HFSS
- Fig.IV.15: Circuit équivalent d'un stub ouvert simulé par HFSS
- Fig.IV.16: Comparaison des paramètres  $S_{ij}$  calculés par HFSS (croix) et par MDS (traits continus). Les modules et les phases de  $S_{12}$  et de  $S_{11}$  sont représentés respectivement à gauche et à droite
- Fig.IV.17: Coefficient de transmission en fonction du nombre de sections d'un filtre
- Fig.IV.18: Coefficient de réflexion en fonction du nombre de sections d'un filtre
- Fig.IV.19: Répartition du champ électrique simulé par HFSS pour le filtre à 250 GHz
- Fig.IV.20: Réponse fréquentielle du filtre et comparaison avec les résultats calculés à l'Université du Michigan

# INTRODUCTION GENERALE

L'électronique moderne fait de plus en plus appel aux hétérostructures de semi-conducteurs. Ainsi, pour les transistors bipolaires, on a très souvent recouru à une hétérojonction entre l'émetteur et la base, alors que pour les transistors à effet de champ, les hétérostructures tendent à supplanter, tout au moins aux hautes fréquences, les transistors à homojonction. Les diodes n'échappent pas à cette évolution avec, par l'emploi des hétérostructures, la possibilité de définir de nouveaux composants ou d'améliorer sensiblement les performances des composants conventionnels.

De manière générale, dans le domaine des hétérostructures, on constate que la technologie a un poids très important. En effet, les structures à hétérojonction ont été proposées depuis bien longtemps et c'est seulement grâce au formidable progrès effectué dans les techniques d'épitaxie que les hétérojonctions ont pu être insérées systématiquement dans la fabrication des composants actifs.

Dans ce travail, nous focaliserons notre effort sur un composant connu sous l'acronyme de SBV (Single Barrier Varactor) qui a été proposé en 1989 par Erik Kollberg à l'université de Chalmers en Suède suite à ses travaux sur la diode à effet tunnel résonant [1]. En étudiant la capacité de ce composant quantique, l'équipe suédoise a découvert un effet varactor tout-à-fait comparable à celui observé pour la diode Schottky varactor, sans distinction toutefois d'un sens privilégié de polarisation, comme c'est le cas pour des diodes redressantes. On a parlé à cette époque de "Quantum Barrier Varactor" par référence probablement aux effets quantiques de la diode à effet tunnel résonant. Nous verrons dans ce travail que les effets quantiques sont présents dans la mesure où les phénomènes de conduction par effet tunnel sont à l'origine des courants de fuite. Par ailleurs, il se forme sous polarisation un puits quantique d'origine électrostatique entraînant une discrétisation des états d'énergie. Au delà de ces effets dont il faudra rendre compte, l'utilisation de composants à hétérostructure de semi-conducteurs plutôt que métal-semi-conducteurs confère un avantage indéniable au niveau de l'évolution de la capacité qui est une fonction symétrique de la tension. Cette propriété a des répercussions très importantes lorsque les composants sont exploités en multiplication de fréquence. On montre en effet que seules les harmoniques de rang impair sont générées, et qu'ainsi les transferts de puissance à la fréquence primaire et ceux aux fréquences transposées se font avec des rendements plus importants.

En préalable à cette discussion, nous avons insisté sur l'importance de la technologie pour la fabrication de nouveaux composants actifs aptes à fonctionner en très hautes fréquences. On constate qu'il en est de même pour presque tous les secteurs de la micro-électronique à un point même, qu'à l'heure actuelle on envisage de plus en plus d'étendre les procédés de fabrication à d'autres secteurs tels que la micro-mécanique ou la micro-optique. Pour ces applications, souvent repérées sous le vocable de microtechnologie, on parle souvent de micro-usinage principalement des semi-conducteurs, avec la particularité de maîtriser les procédés à l'échelle du micromètre. Ici encore, l'utilisation de structures composites est un formidable atout, avec la possibilité d'usiner sélectivement les matériaux constituants. Sans aller vers les nouveaux secteurs que nous venons de mentionner, ces nouvelles procédures d'usinage profitent également à la micro-électronique notamment pour la fabrication des composants passifs. Ceci est d'autant plus vrai lorsque les fréquences de fonctionnement augmentent avec corrélativement une diminution des dimensions mises en jeu à un point tel, que les techniques classiques d'usinage ne sont plus viables ou tiennent de l'exploit technologique.

Nous nous proposons dans ce travail d'utiliser ces techniques de micro-usinage pour concrétiser l'idée d'une ligne de propagation de milieu effectif comparable à l'air [2]. Dans ce but, nous réaliserons des membranes diélectriques déposées sur substrat semiconducteur, et nous verrons que, par ce biais, on s'affranchit d'un grand nombre de limitations liées à la présence d'un support diélectrique épais, notamment la dispersion modale et l'augmentation des pertes. Le manuscrit est organisé de la façon suivante.

Dans un premier temps nous présenterons les procédés technologiques élémentaires. Ils concernent principalement la fabrication des contacts ohmiques visant à minimiser autant que possible les résistances d'accès aux couches actives des semi-conducteurs. Nous verrons que ces éléments sont de première importance dans les performances fréquentielles. Les techniques de gravure incluant les procédés de micro-usinage feront l'objet d'un second volet, qu'elles soient sélectives ou non, surfaciques ou volumiques, peu ou très profondes. Enfin nous considérerons plus en détail les problèmes liés aux techniques de connexion qui mettent en jeu des structures auto-suspendues de type pont-à-air.

Le second chapitre est consacré à la diode SBV. Après avoir rappelé très brièvement les critères de choix d'un système de matériaux, nous nous attacherons à présenter les différentes structures fabriquées dont les performances ont été en constante amélioration. C'est pour comprendre ces améliorations que nous nous baserons systématiquement sur des calculs de composantes de courant tunnel, et d'autre part de charges accumulées, cette information servant à la définition des non-linéarités de capacité.

La fabrication des structures de propagation sur membranes diélectriques est rapportée en détail dans le chapitre III. Nous illustrerons en particulier les problèmes rencontrés et les



solutions apportées face à des rapports d'aspect entre cotes latérales et verticales des motifs souvent pénalisants. Cette partie technologique sera complétée par une analyse systématique des mesures de caractérisation de ces lignes en terme de constantes complexes de propagation.

Enfin, dans une quatrième et dernière partie, nous définirons des perspectives avec, d'une part l'idée d'intégrer sur une même épitaxie plusieurs composants élémentaires avec l'objectif affiché d'augmenter les niveaux de puissance. Quant aux dispositifs passifs, nous considérerons suite au premier travail sur les lignes de propagation, le cas des structures de filtrage qui devraient présenter des performances accrues pour des fréquences au delà de 100 GHz.

Les applications visées concernent les têtes de réception par satellite qui mettent en jeu des procédés de détection hétérodyne. Le composant SBV se révèle très prometteur pour une utilisation dans la chaîne de multiplication de l'oscillateur local. On pense en particulier obtenir des puissances suffisantes pour le fonctionnement des composants mélangeurs à partir d'une source à l'état solide à l'aide d'un tripleur ou d'un quintupleur. Dans ces conditions, il n'est pas utopique, à partir d'une source centrée autour de 100 GHz, d'accéder au domaine du TéraHertz où la nécessité de source à l'état solide est la plus cruciale.

En ce qui concerne les structures de propagation, la tendance actuelle est de travailler autant que possible à l'aide de dispositifs quasi-optiques. Ces structures ouvertes, par opposition aux guides d'ondes, utilisent de plus en plus les membranes qui peuvent se comparer à des milieux d'indice de réfraction faible. Les études sur les lignes de propagation sur membrane, ou de façon plus générale les dispositifs passifs, notamment de filtrage, entrent dans le cadre de cet effort de recherche sur les structures ouvertes qui devraient supplanter à l'avenir les technologies conventionnelles basées sur les structures guide d'onde métalliques.

**BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION GENERALE**

- [1] E. Kollberg and A. Rydberg, "Quantum-barrier-varactor diodes for high-efficiency millimetre-wave multipliers", *Electronics Letters*, 7th December 1989, vol. 25, N°25, pp 1696-1698
  
- [2] L. P. B. Katehi, G. M. Rebeiz, T. M. Weller, R. F. Drayton, H.-J. Cheng, J. F. Whitaker, "Micromachined Circuits for Millimeter and Sub-millimeter-Wave Applications", *IEEE Antennas & Propagation Magazine*, vol. 35, N°5, October 1993, pp 9-17

**CHAPITRE I:  
PROCEDES TECHNOLOGIQUES  
ELEMENTAIRES**

**CHAPITRE I:  
PROCEDES TECHNOLOGIQUES  
ELEMENTAIRES**

# **CHAPITRE I: PROCEDES TECHNOLOGIQUES ELEMENTAIRES**

## **INTRODUCTION**

Ce chapitre traite essentiellement des procédés technologiques élémentaires des matériaux semiconducteurs III-V permettant la fabrication de composants hyperfréquences. Il s'agit de composants actifs notamment des diodes à base d'hétérostructures utilisées dans les applications non linéaires, et passifs, essentiellement des structures de propagation, de type coplanaire déposées sur membrane. Les fréquences de fonctionnement visées sont dans le domaine des ondes millimétriques (supérieures à 30 GHz) et submillimétriques (supérieures à 300 GHz) avec l'objectif de fonctionnement aux fréquences de 600 et 900 GHz.

En règle générale, la montée en fréquence passe par une réduction des dimensions latérales des composants qui sont de l'ordre du micron. Il en résulte la nécessité d'optimiser la fabrication des contacts ohmiques qui se révèle comme l'un des facteurs clés pour avoir des fréquences de coupure très élevées. La fabrication à l'échelle du micron pose également le problème de la gravure des structures semi-conductrices nécessaires à l'isolation des composants actifs. Dans ce cadre, nous présentons les techniques de gravure sèche et humide qui ont été développées en les replaçant dans le contexte très général des procédés d'usinage des matériaux III-V. Enfin, il nous faudra considérer les éléments de connectique, basés, à ces fréquences, sur des techniques de type pont-à-air. En guise de conclusion, nous ferons une première synthèse des étapes nécessaires à la réalisation de composants.

# 1. TECHNIQUE DE FABRICATION DES CONTACTS OHMIQUES

Nous présentons tout d'abord les éléments théoriques nécessaires à la compréhension des contacts ohmiques, qu'ils soient de type n ou p [1][2].

Ensuite, nous considérons dans ce tronç commun la méthode de caractérisation de type "ligne de transmission" (T.L.M.) qui permet de déterminer avec une assez grande précision les résistances de contact.

Enfin, nous nous intéressons au procédé technologique proprement-dit en distinguant les contacts ohmiques sur semiconducteur de type n et de type p respectivement.

## 1.1. RAPPELS THEORIQUES

Un contact ohmique est un contact métal-semiconducteur avec une très faible résistance de contact. Il est dit ohmique lorsque le courant  $I$  est proportionnel à la tension  $V$  avec un facteur de proportionnalité  $1/R_c$ . La résistance spécifique de contact  $\rho_c$  est le produit de  $R_c$  par la surface de contact. En fonction de la densité de courant  $J$ , son expression en  $\Omega \cdot \text{cm}^2$  est:

$$\rho_c = \left( \frac{\partial J}{\partial V} \right)_{V=0}^{-1}$$

A l'interface se forme une barrière de potentiel s'opposant au passage du courant. Sur la figure I.1, nous avons schématisé les trois mécanismes principaux régissant l'expression du courant:

① **Le franchissement de la barrière par émission thermo-ionique**, représenté figure I.1.a, dominant dans les semiconducteurs peu dopés ( $N_d < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ). La zone désertée qui se forme près du contact est étendue. Elle joue le rôle d'une barrière de potentiel large, ce qui rend le passage par effet tunnel peu probable.

② **Le franchissement de la barrière par effet tunnel assisté thermiquement**, dans le cas des semiconducteurs moyennement dopés (figure I.1.b). L'émission thermo-ionique et l'effet tunnel jouent alors un rôle important dans les mécanismes de conduction.

③ **Le franchissement de la barrière par effet tunnel pur**, qui intervient dans le cas des semiconducteurs fortement dopés ( $N_d > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), schématisé sur la figure I.1.c. Le semi-

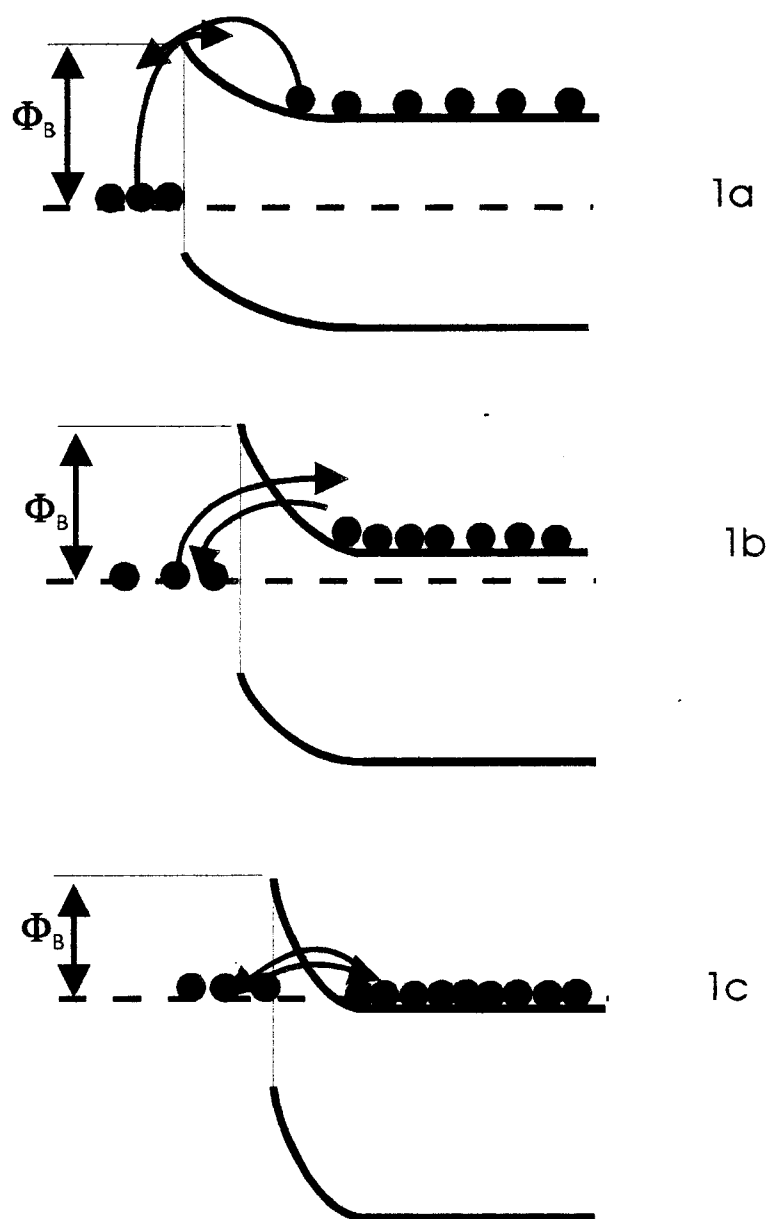


Figure I.1: Schématisation des mécanismes de franchissement de la barrière de potentiel

conducteur étant très dopé, la zone déserte est plus petite et donc la probabilité de passage par effet tunnel pur n'est plus négligeable, entraînant un mode de conduction par effet tunnel prédominant.

Pour connaître l'importance relative de ces phénomènes, T. C. Shen, G. B. Gao et H. Morkoç [3] introduisent un terme  $E_{00}$  qui permet de définir l'importance relative des mécanismes de conduction:

$$E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \sqrt{\frac{Nd}{m_e^* \epsilon}}$$

où  $q$  est la charge électrostatique élémentaire,  $h$  la constante de Planck,  $Nd$  la concentration en atomes donneurs,  $\epsilon$  est la constante diélectrique du semi-conducteur,  $m^*$  la masse effective d'un électron. Dans le cas d'un dopage de type  $p$ , il suffit de considérer la concentration en atomes accepteurs et la masse effective des trous.

Lorsque  $E_{00} \ll kT$  (faible dopage), la conduction est thermo-ionique avec une résistance spécifique de contact  $\rho_c$  proportionnelle à  $\frac{q\Phi_B}{kT}$ ,  $\Phi_B$  étant la hauteur de la barrière de contact.

Pour  $E_{00} \approx kT$  (dopage intermédiaire), les mécanismes émission thermo-ionique et tunnel coexistent avec une résistance  $\rho_c$  au franchissement de la barrière du type

$$\exp\left[\frac{q\Phi_B}{E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right)}\right]$$

Enfin, lorsque  $E_{00} \gg kT$  (dopage élevé), la conduction est dominée par effet tunnel. Dans ce cas, la résistance spécifique de contact  $\rho_c$  dépend fortement de la concentration en dopant, et est proportionnelle à  $\exp\left(\frac{q\Phi_B}{E_{00}}\right)$ .



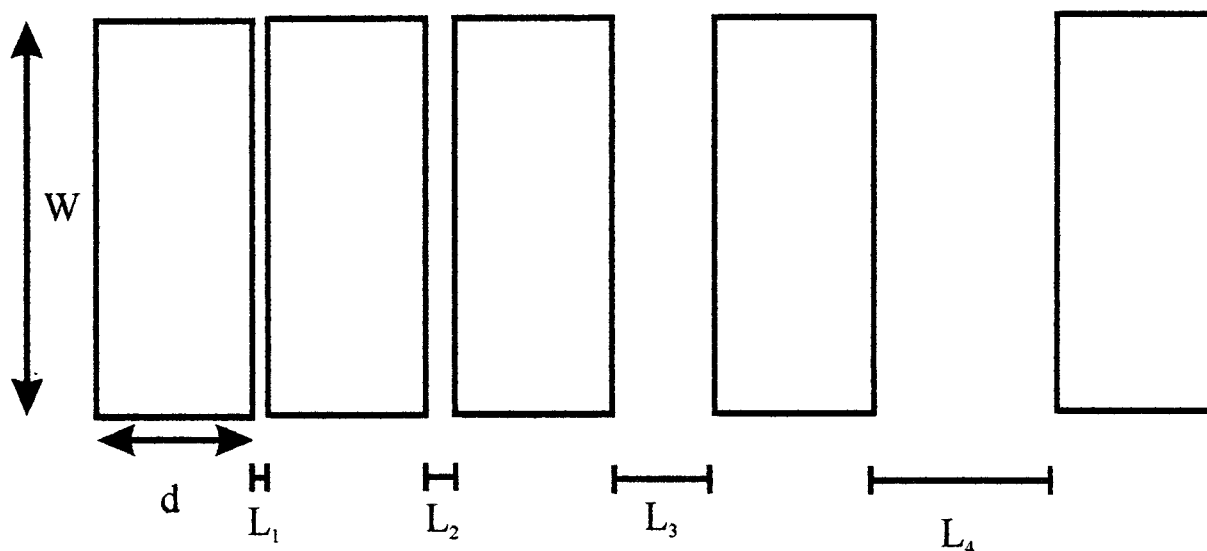


Figure I.2: Représentation de l'échelle de résistances servant de motif de test

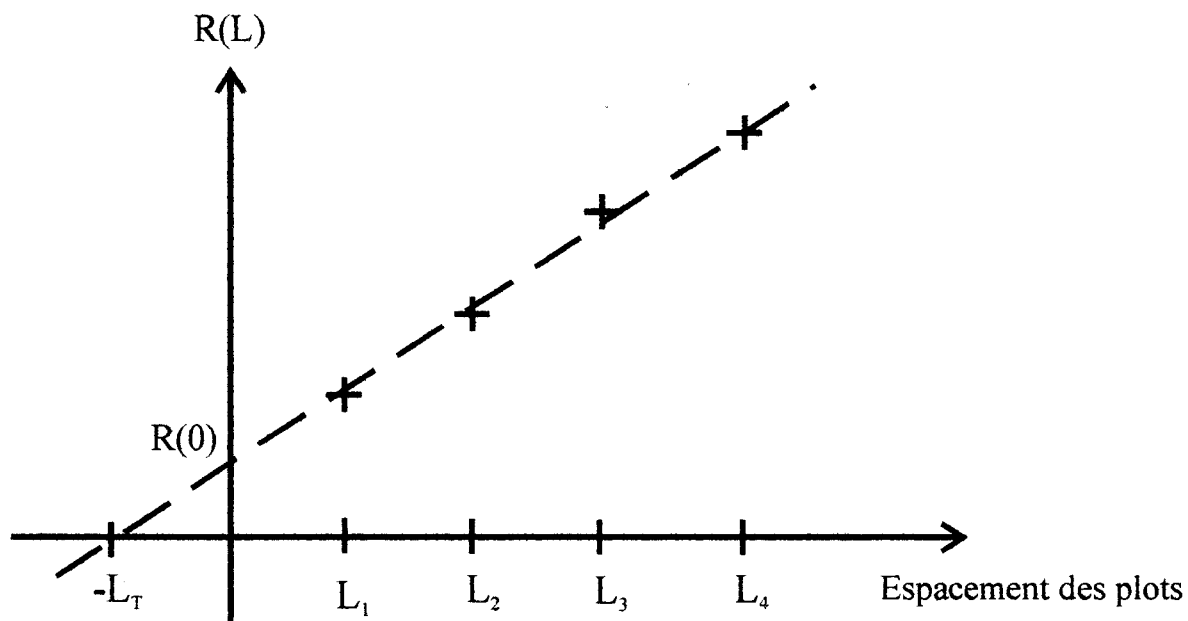


Figure I.3: Droite de régression linéaire permettant d'avoir accès à la résistance spécifique de contact

## 1.2. METHODE DE CARACTERISATION

La procédure la plus couramment employée expérimentalement pour déterminer les résistances spécifiques de contact est la méthode des lignes de transmission dite T.L.M. (Transmission Line Method), proposée par Schockley.

Cette méthode nécessite la réalisation de motifs d'échelle de résistance qui peuvent être fabriqués en même temps que les composants.

Une très bonne approximation de la résistance de contact est:

$$R_c = \frac{\sqrt{\rho_c R_{sh}}}{w}$$

$\rho_c$  = résistance spécifique de contact

$w$  = largeur du contact

$R_{sh}$  = résistance carrée du semi-conducteur

Pour déterminer  $R_c$ , on utilise le motif de test donné sur la figure I.2. avec dans notre cas  $L_1, L_2, L_3$  et  $L_4$  respectivement égal à 5, 10, 20 et 50  $\mu\text{m}$ .

Le motif d'échelle utilisé au laboratoire consiste en une topologie de cinq plots rectangulaires de dimensions  $110 \times 70 \mu\text{m}^2$  espacés par des distances croissantes 5, 10, 20 et 50  $\mu\text{m}$ . Nous avons une variation linéaire de la résistance globale sachant que la résistance du semiconducteur obéit à une loi du type  $\frac{\rho l}{S}$ ,  $l$  étant la distance entre deux plots. La mesure de la résistance entre chaque plot permet ainsi d'échelonner les valeurs de résistance en fonction de l'espacement inter-plot. Dans le cas idéal, les points sont alignés et l'ordonnée à l'origine permet de remonter à la résistance spécifique de contact. En pratique, on observe généralement une faible dispersion et on trace alors la droite de régression linéaire afin de déterminer la résistance, comme illustré sur la figure I.3.

La mesure expérimentale de  $R_c$  permet de remonter à la valeur de  $\rho_c$  avec ces équations:

$$(i) \quad R(l) = R(0) - R_p + \frac{R_{sh}}{w} l$$

$$(ii) \quad R_p + R(0) = 2R_c$$

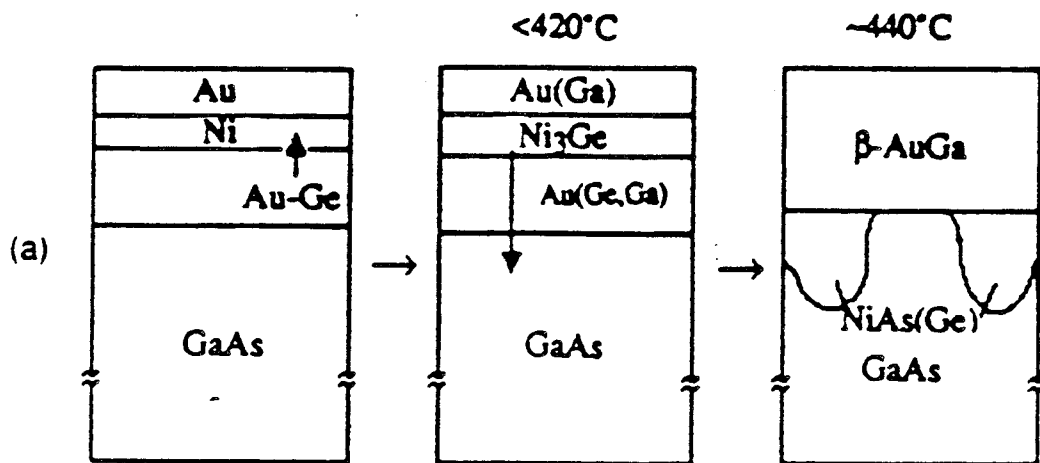


Figure I.4: Représentation des phénomènes de diffusion apparaissant lors du recuit de la séquence AuGe/Ni/Au déposée sur du GaAs de type n

$$(iii) \quad L_T^2 = \frac{\rho_c}{R_{sh}}$$

$L_T$  étant la distance de transfert,  $R_p$ , la résistance des pointes et  $R_{sh}$  la résistance carrée.

On en déduit l'expression de la résistance de contact  $R_c$ :

$$R_c = \left( \frac{R(0) - R_p}{2} \right) w \quad \text{exprimée en } \Omega \cdot \text{mm}$$

et la résistivité spécifique de contact  $\rho_c$ :

$$\rho_c = \frac{R_c^2}{R_{sh}} = \left( \frac{R(0) - R_p}{2} \right) w L_T \quad \text{en } \Omega \cdot \text{cm}^2.$$

## 1.2.1. TECHNIQUE DE DEPOT DES CONTACTS OHMIQUES DE TYPE n

### 1.2.1.1. CONTACT OHMIQUE PROFOND OR-GERMANIUM-NICKEL

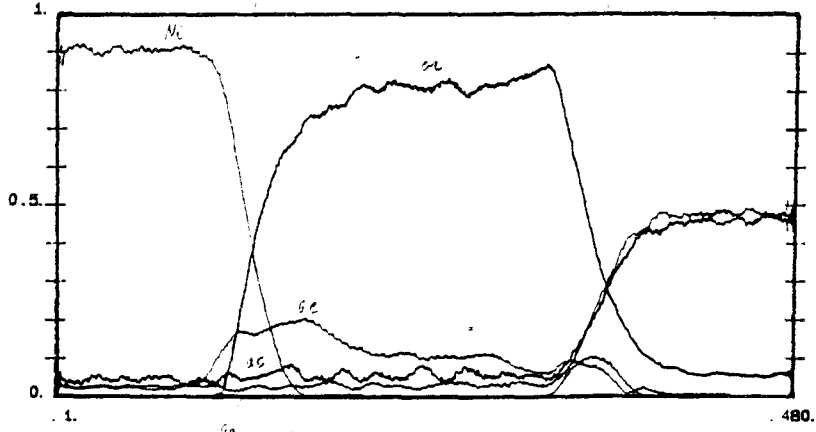
Ce type de dépôt mettant en jeu l'eutectique Or-Germanium avec un rapport massique de 88 % d'Or et de 12 % de Germanium a été, jusqu'à encore très récemment, le dépôt le plus largement utilisé au laboratoire [4] pour réaliser des contacts ohmiques de type n sur Arséniure de Gallium. La température de fusion de l'eutectique n'est en effet que de 361 °C, le Germanium jouant le rôle de dopant à l'interface contact ohmique - semiconducteur. Il résulte de ce surdopage local une augmentation des probabilités de franchissement des barrières par effet tunnel favorable à l'obtention de contacts faiblement résistifs.

Par ailleurs, cette couche d'AuGe est généralement séparée du GaAs par une couche de Nickel et on redépose sur l'ensemble deux films métalliques, respectivement Nickel et Or. En pratique, ces dépôts sont faits par évaporation suivie d'un recuit effectué typiquement à une température supérieure à 400 °C. Ce recuit entraîne des phénomènes d'inter-diffusion relativement complexes, avec la formation de composés constitués d'éléments du métal et du semiconducteur.

Les phénomènes de diffusion ont été très largement utilisés dans la littérature [3] et sont illustrés sur la figure I.4 qui montre, pour deux températures de recuit, inférieure à 420 °C et d'environ 440 °C, les composés intermédiaires formés. On constate que chaque élément joue un rôle très précis avec une diffusion très marquée du Gallium vers la surface libre à l'interface contact - air. A plus haute température, on note la formation de grains généralement de type

b: \27292\2729209.pro.

Toushen Au/Mc

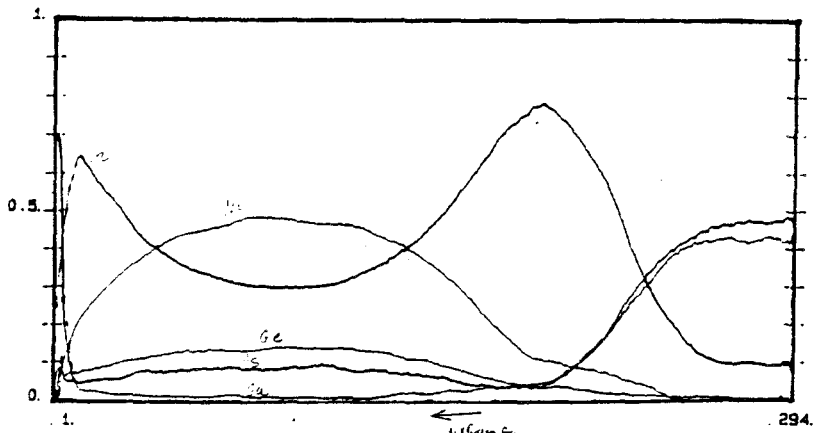


Concentration.  
 Echantillon non recuit.  
 Energie primaire des electrons : 5 keV.  
 Energie des ions : 3 keV.  
 Courant : 2 mA.

as. . 3500.  
 ge. . 5000.  
 ga. . 6500.  
 ni. . 13000.  
 or. . 14000.

b: 2639218.pro.

Toushen Au/An



Concentration.  
 Echantillon recuit.  
 Energie primaire des electrons : 5 keV.  
 Energie des ions : 3 keV.  
 Courant : 2 mA.

as. . 6000.  
 ge. . 10000.  
 ga. . 10000.  
 ni. . 13000.  
 or. . 14000.

sputtering time

Figure I.5: Profil Auger de ce type de contact avant (figure a) et après recuit (figure b)

NiAs(Ge) favorisant le contact, mais aussi d'Or, ce qui se traduit par une augmentation de la résistance de contact.

Compte-tenu de ces résultats, les recuits sont de manière générale, réalisés à des températures proches de 420 °C, ce qui permet de préserver une bonne morphologie de contact associé à une faible résistance. Dans ces conditions, il est possible d'avoir une première idée des phénomènes de diffusion par caractérisation Auger. Rappelons que cette technique permet d'obtenir les concentrations des différents éléments chimiques au voisinage de l'interface. Cependant, on accède au profil des différents constituants en gravant progressivement, tout d'abord le contact ohmique, puis le semiconducteur. C'est donc une méthode destructive. Par cette méthode, deux échantillons ont été caractérisés\* respectivement avant et après recuit. Les profils correspondants sont reportés sur les figures I.5.a et I.5.b. En abscisse est reporté le temps d'attaque. Il ne s'agit donc pas d'une évaluation directe de la profondeur. L'interface Métal - Semiconducteur peut être identifiée, d'une part par la couche Nickel d'interface, d'autre part, par la décroissance des concentrations en Gallium et en Arsenic. On identifie également la présence d'Or et de Germanium constituant l'eutectique, puis de nouveau, la présence de Nickel plus près de la surface libre.

Après recuit, comme on le constate sur la figure I.5.b, les profils sont très largement modifiés avec l'accumulation de Gallium dans les couches en-têtes et la forte diffusion du Nickel et de l'Or, conformément à l'analyse précédente. Ces processus de diffusion se révèlent très profonds sur des distances que l'on peut estimer de l'ordre de 1000 Å.

Une autre alternative, récemment mise au point au laboratoire [4], et que nous utiliserons systématiquement par la suite, est l'utilisation des dépôts séquentiels. Ces dépôts mettent en jeu les mêmes composés métalliques et font intervenir des processus analogues au niveau du recuit. En pratique, la séquence suivante, Ni(250Å)/Ge(325Å)/Au(650Å)/Ti(500Å)/Au(1000Å) permet d'obtenir une résistance de contact de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$  sur GaAs dopé  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , après un recuit flash à 400°C pendant 40 secondes. Ces conditions de température de recuit sont optimisées en étalonnant la résistivité du contact en fonction des différents recuits. Les trois premiers métaux constituant le dépôt séquentiel sont présents dans les proportions: Ni:1/Ge:1,3/Au:2,6.

Par ailleurs, ces contacts présentent comme dans le cas précédent des profondeurs de diffusion importantes, qui ne sont pas toujours compatibles avec la diminution des zones actives et de la taille des composants [5][6]. Dans ce contexte, nous avons été amenés à étudier l'utilisation de contacts ohmiques peu diffusants mettant en jeu des dépôts de type Palladium-Germanium.

---

\* Nous remercions Xavier Wallart et Jean-Philippe Niece pour cette caractérisation

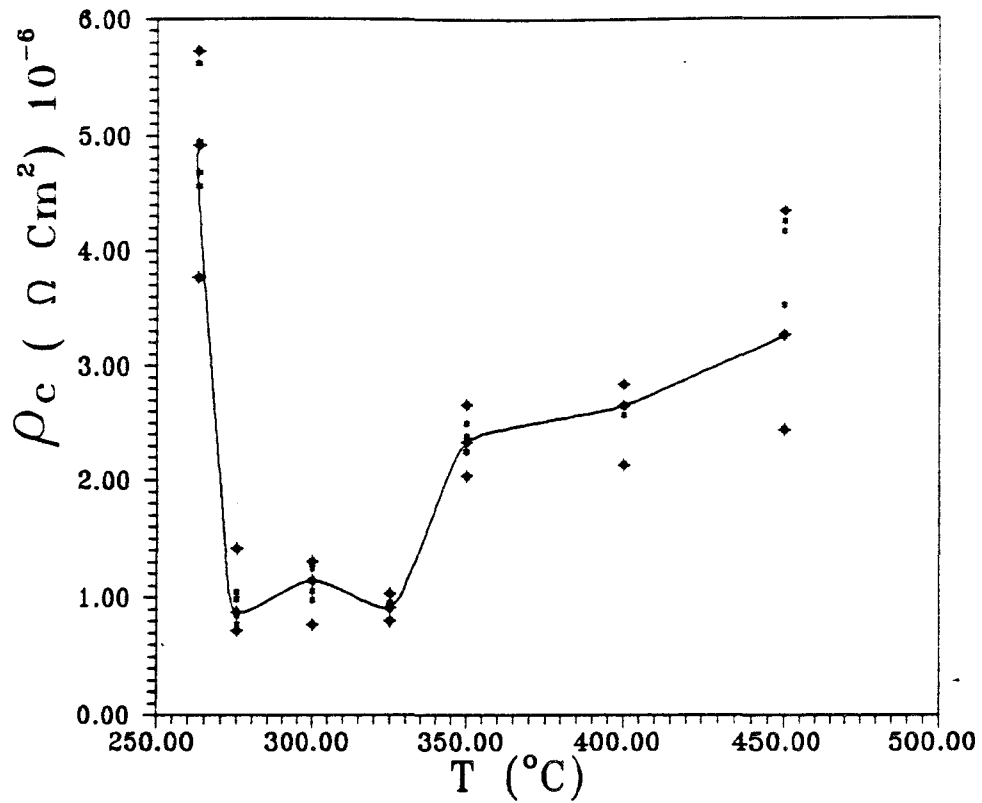


Figure I.6: Evolution expérimentale de la résistivité  $\rho_c$  en fonction de la température, ce qui permet d'optimiser la température de recuit

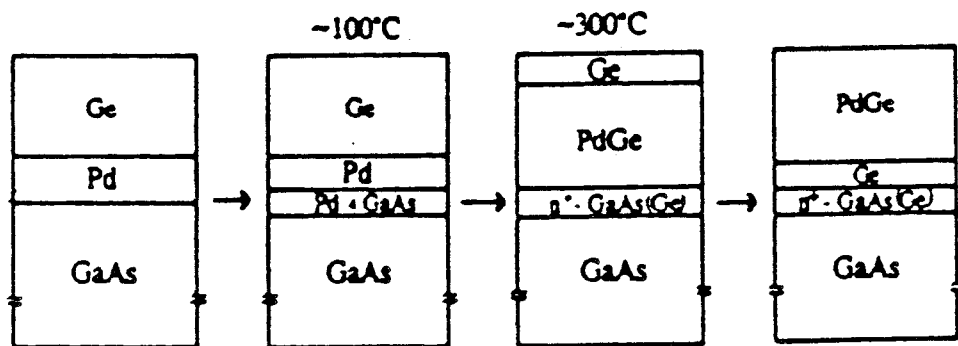


Figure I.7: Illustration des phénomènes de formation de diverses phases apparaissant lors du recuit d'un contact Pd/Ge sur GaAs

### 1.2.1.2. CONTACT OHMIQUE PEU PROFOND PALLADIUM-GERMANIUM

Compte-tenu des limites dans l'utilisation des contacts ohmiques AuGeNi, nous nous sommes intéressés aux contacts PdGe présentés dans la référence [3]. Ce contact ohmique PdGe sur une couche GaAs de type n présente les avantages suivants:

Premièrement, le Germanium va renforcer, comme dans le cas précédant, le dopage n du matériau GaAs. En effet, il se place dans les lacunes du réseau cristallin de l'Arséniure de Gallium, préférentiellement sur les sites Ga restés vacants en surface. Cela conduit à une couche que l'on peut estimer à environ 100Å de GaAs surdopée près de la surface avec un dopage effectif de  $10^{19}$  atomes/cm<sup>3</sup>. Cet effet concourt à améliorer la qualité du contact ohmique.

Deuxièmement, la température de recuit du contact est de l'ordre de 325°C. Cette température est relativement basse comparativement à celle du contact AuGeNi, précédemment cité qui est de 400 à 450°C. Elle a été optimisée suite à une série de mesures dans un intervalle de température entre 250 et 450 °C. La courbe expérimentale, reportée figure I.6, présente une plage de température où la résistivité du contact est inférieure à  $10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$ . Les phénomènes de diffusion étant limités par la plus faible température de recuit du contact, celui-ci est peu profond.

La figure I.7 illustre les phénomènes de diffusion et de recristallisation qui apparaissent lors du recuit du contact ohmique PdGe sur GaAs. La couche de Palladium-Germanium déposée séquentiellement évolue vers une structure un peu plus complexe, où la diffusion permet pleinement au Germanium de jouer son rôle de dopant en surface du matériau semiconducteur. En effet, au dessus de 300 °C, l'Arséniure de Gallium présente une couche surfaciale fortement dopée n<sup>+</sup> en Germanium.

Les valeurs des résistances de contact sont typiquement de l'ordre de  $10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$  pour les contacts ohmiques en PdGe [7][8]



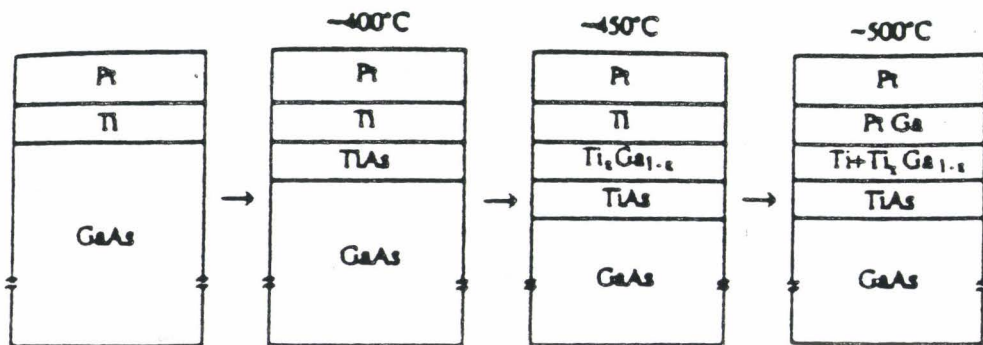


Figure I.8: Evolution de la séquence Ti/Pt/Au déposée sur du GaAs de type p avec la température

### 1.2.2. TECHNIQUES DE FABRICATION DE CONTACTS OHMIQUES SUR COUCHE DOPEE p

Pour être tout à fait général dans la présentation de la fabrication des contacts ohmiques, il nous semble intéressant de présenter également les résultats concernant les contacts de type p. Cette étude n'est pas exhaustive et ne concerne que les composés à base de Ti/Pt et de Ti/Pt/Au.

Les dépôts métalliques séquentiels sont successivement du Titane et du Platine, avec éventuellement un épaissement d'Or.

Sur la figure I.8, on a représenté l'évolution de la séquence Ti/Pt déposée sur de l'Arséniure de Gallium dopé p, en fonction de la température du recuit effectué. Cette figure met en valeur les phénomènes de recristallisation avec notamment la formation de TiAs et de PtGa, ainsi que la diffusion des atomes de Gallium vers la surface. Le Titane joue par ailleurs le rôle de couche d'accrochage au contact métallique.

#### - Importance du dopage surfacique:

Ce contact n'apporte pas de dopant accepteur supplémentaire. Il convient donc de déposer le type de contact Ti/Pt et Ti/Pt/Au sur une couche en-tête suffisamment dopée.

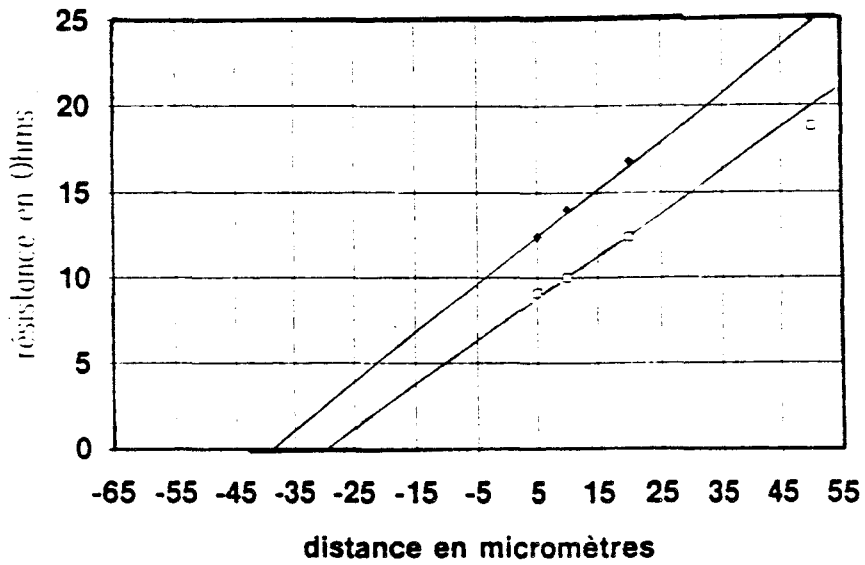
En ce qui concerne le dopage en atomes accepteurs de la couche semiconductrice sur laquelle est déposé le contact, plusieurs possibilités nous sont offertes. Nous pouvons notamment utiliser des couches dopées Béryllium ou dopées Carbone.

Rappelons que le Béryllium est un élément très toxique. Il est néanmoins utilisé au laboratoire lors de l'épitaxie des couches semiconductrices par jet moléculaire. On peut montrer que des dopages élevés peuvent être obtenus (supérieurs à  $10^{19}$  atomes par  $\text{cm}^3$ ) en conservant une bonne morphologie des surfaces car cet élément chimique a une bonne solubilité dans le GaAs. Il présente néanmoins le désavantage de diffuser lors de la croissance à haute température, ce qui peut poser problème lorsque l'on désire des dopages très localisés.

Le dopage du type Carbone permet de limiter ces processus de diffusion dans la mesure où ils ne se révèlent importants qu'à très haute température. A titre d'exemple, le Carbone a un coefficient de diffusion très faible dans le GaAs:  $6.10^{-15}$   $\text{cm}^2/\text{s}$  seulement à  $900^\circ\text{C}$ . Cela permet d'obtenir localement des couches très dopées en atomes accepteurs.

Avant de considérer les résultats expérimentaux, rappelons que, pour des contacts ohmiques de type p, les probabilités de passage par effet tunnel sont notablement réduites par

### Contact ohmique TiPt (Katz)



• avant recuit

Figure I.9.a: Contact Ti/Pt

□ recuit

### Contact ohmique TiPtAu

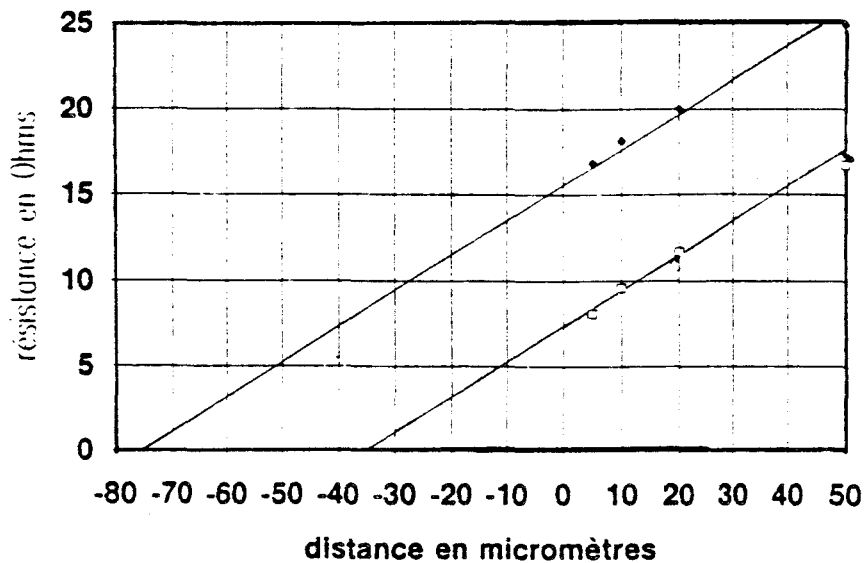


Figure I.9.b: Contact Ti/Pt/Au

Figure I.9: Droites de régression linéaire du contact Ti:Pt (figure a) et Ti/Pt/Au (figure b) sur GaAs de type p mesurée avant et après recuit à 430°C pendant 30 secondes

la masse effective élevée des trous. On peut pallier cette limitation en surdopant localement les couches de contact. Généralement, ce surdopage s'effectue sur un ordre de grandeur supplémentaire par rapport aux contacts ohmiques de type n. Typiquement, la couche en-tête est dopée au-delà de  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .

En pratique, nous avons fait nos essais sur une couche épitaxiée par M.O.C.V.D. au Laboratoire Central de Recherche de THOMSON-CSF pour l'étude des effets tunnel de trous. La couche en-tête, qui seule nous intéresse ici, présente un dopage de  $3.10^{19} \text{ cm}^{-3}$  avec un dopant Carbone.

### - Résultats expérimentaux:

Les dépôts Titane-Platine et Titane-Platine-Or ont été réalisés dans le bâti de métallisation MECA 2000.

Pour obtenir des valeurs représentatives des résistances de contact nous avons calculé les valeurs moyennes mesurées sur dix échelles de résistances suivant la méthode T.L.M. définie précédemment. Les résultats sont présentés sur les graphiques I.9.a et I.9.b. Nous avons mesuré les résistances entre les différents plots avant et après le recuit flash effectué durant 30 secondes à  $430 \text{ }^\circ\text{C}$  sur les couches dopées  $3.10^{19} \text{ cm}^{-3}$  en accepteur pour chacun des dépôts Ti/Pt et Ti/Pt/Au. Nos résultats sont de l'ordre de  $7 \text{ à } 8.10^{-5} \Omega.\text{cm}^2$ , ce qui constitue une amélioration après recuit. Ces valeurs restent acceptables pour des composants mettant en jeu des trous, avec des plots de contact de  $100 \mu\text{m}^2$ .

Cela dit, pour des structures de plus faibles dimensions, il nous semble nécessaire d'augmenter très sensiblement le dopage afin de réduire les résistivités de contact d'au moins un ordre de grandeur. Les résultats obtenus dans la référence [9] font état de résistivités de contacts de  $5.10^{-6} \Omega.\text{cm}^2$  et de  $10^{-7} \Omega.\text{cm}^2$  respectivement pour des dopages de  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  et de  $10^{21}$  atomes de Carbone par  $\text{cm}^3$ .

Nous avons donc effectué des simulations du processus de conduction à l'interface métal/semiconducteur dopé p à partir d'un profil de potentiel afin de mettre en évidence la grande sensibilité des caractéristiques de conduction au niveau du dopage. Ces résultats sont représentés sur la figure I.10 donnant la résistivité en fonction du dopage en atomes accepteurs.

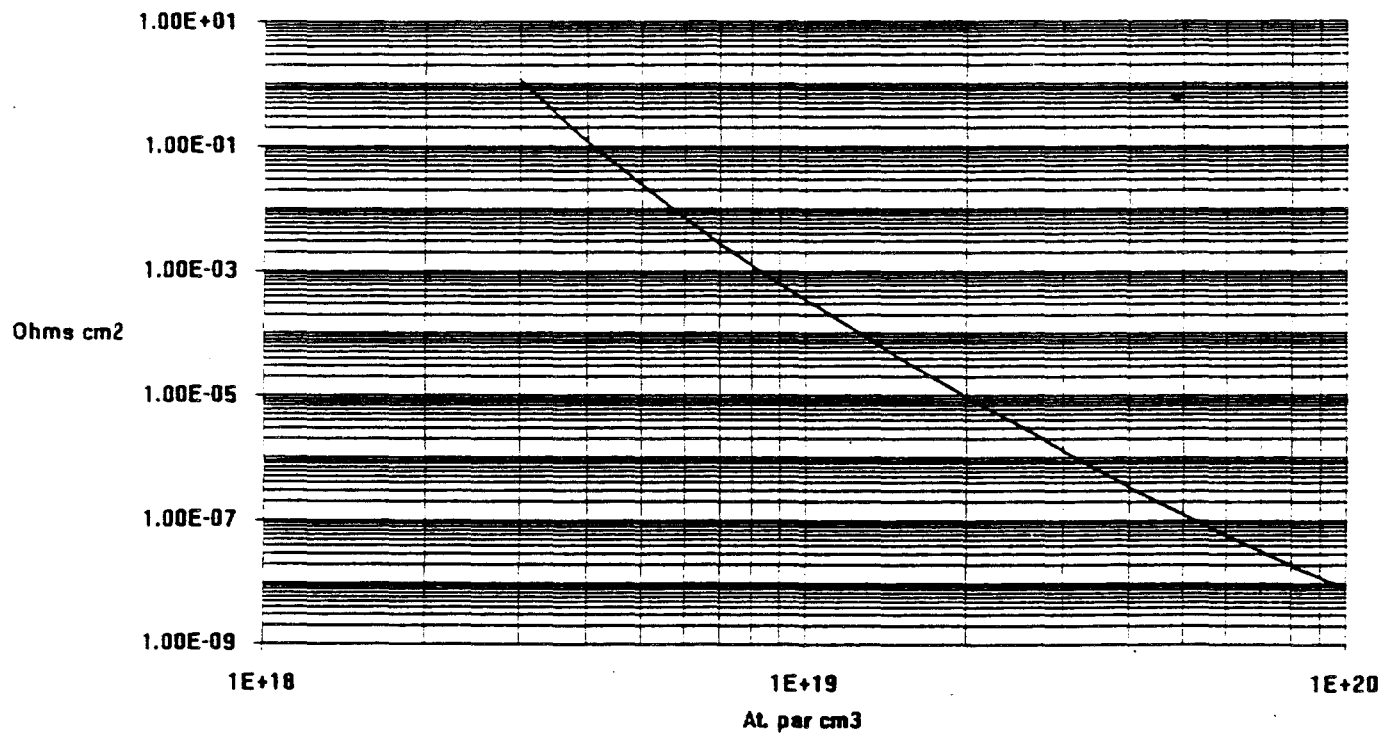


Figure I.10: Résistivité ( $\Omega\text{cm}^2$ ) en fonction du dopage en atomes accepteurs (en  $\text{cm}^{-3}$ )

## 2. TECHNIQUES DE GRAVURE

Nous présentons dans ce paragraphe les techniques de gravure des matériaux semi-conducteurs à base d'Arséniure de Gallium et de Phosphure d'Indium, des diélectriques principalement Polyimide et Nitrure de Silicium, ainsi que des métaux or et Titane.

Plutôt qu'une distinction sur le type de matériau, nous préférons ici présenter les résultats en considérant respectivement les méthodes de gravure humide et de gravure ionique réactive.

Ces gravures se feront, soit par la face avant lorsque l'on est amené à isoler les composants par mésas ou à dégager des éléments de connexion suspendus, soit par la face arrière lorsque l'on cherche à dégager des membranes. Pour le premier cas, elles seront peu profondes, de l'ordre du micromètre alors que pour le second, elles auront lieu sur plusieurs centaines de microns.

Par ailleurs, nous verrons que ces gravures se révèlent souvent sélectives; c'est notamment le cas pour les structures composites diélectriques/semiconducteurs, mais aussi pour les hétérostructures de matériaux III-V.

### 2.1. LA GRAVURE HUMIDE

Ce procédé de gravure des semiconducteurs se fait en plongeant la structure dans une solution liquide. Il fait intervenir de manière générale un processus d'oxydation réalisé généralement par  $H_2O_2$  (eau oxygénée) qui oxyde la surface du semi-conducteur. Cette couche oxydée est ensuite attaquée par une solution de type acide ou une base [10]. On ajoute par ailleurs de l'eau qui joue le rôle de solvant et permet notamment d'avoir une très grande latitude dans la cinétique de gravure.

Généralement on distingue deux types de mécanismes limitant la gravure du semi-conducteur:

D'une part, la réaction peut être limitée par le processus de diffusion des espèces chimiques pour atteindre la surface à attaquer. A titre d'ordre de grandeur on peut estimer que le coefficient de diffusion des espèces chimiques dans un liquide est de l'ordre de  $10^{-9}m^2/s$ , valeur relativement faible par rapport à d'autres milieux. On augmente généralement la mobilité des espèces par agitation de la solution. Cependant, dans notre cas dans la mesure où les structures fabriquées, en particulier les membranes, sont très fragiles, nous n'avons pas utilisé d'agitation pendant le processus d'attaque. Nous verrons qu'en contrepartie, on observe des inhomogénéités d'attaque suivant la profondeur d'immersion de l'échantillon.

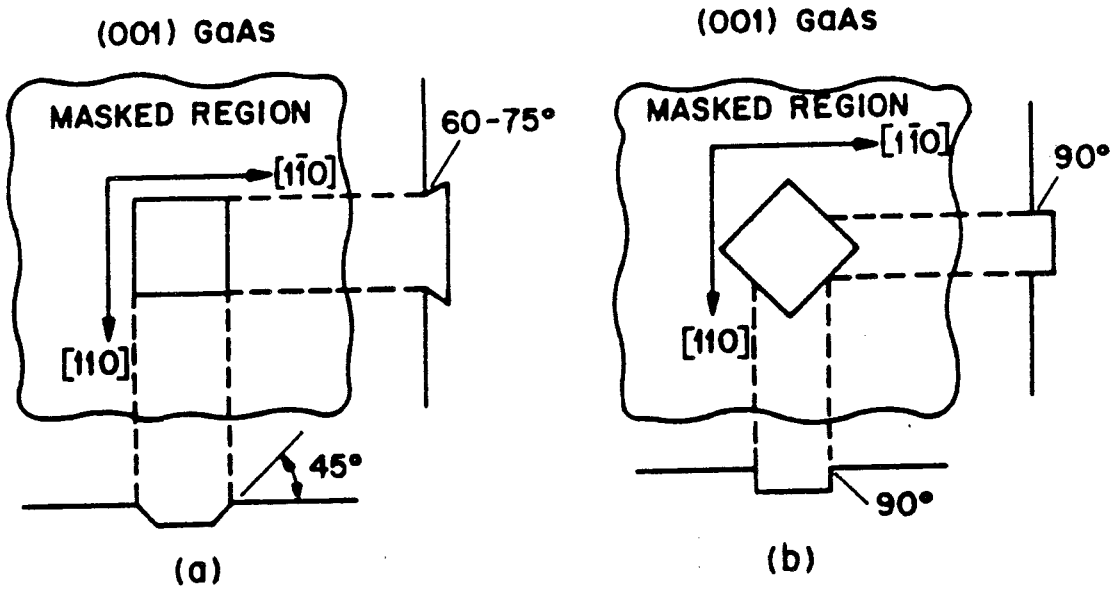


Figure I.11: Profil de gravure du GaAs de type (110)

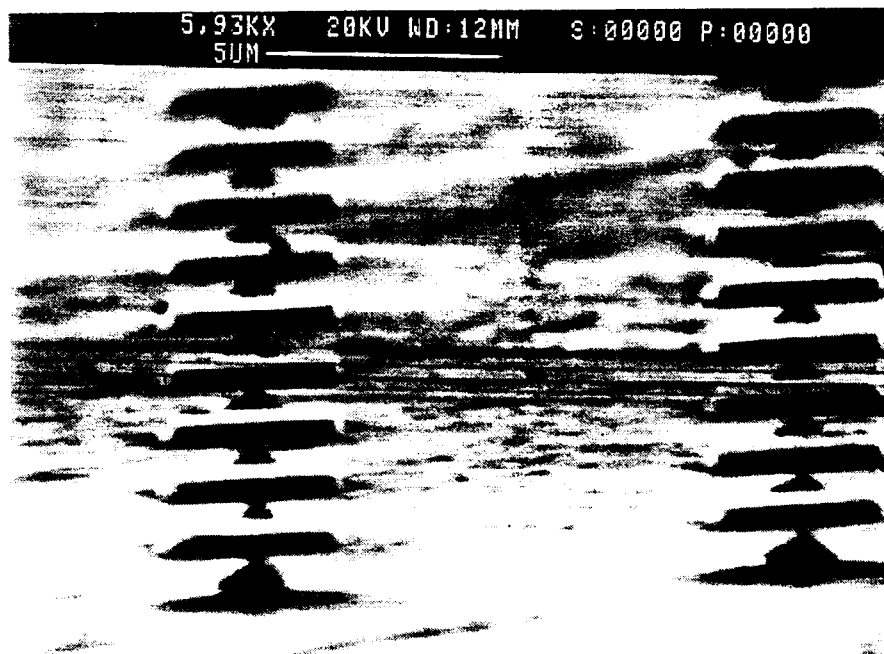


Figure I.12: Photographie au MEB de motifs  $4 \times 4 \mu\text{m}^2$  après une minute d'attaque chimique  $\{\text{NH}_4\text{OH}:1, \text{H}_2\text{O}_2:1, \text{H}_2\text{O}:200\}$

D'autre part, la gravure peut être limitée par la réaction chimique proprement dite. Dans ce cas la température de la solution joue un rôle très important. Dans ce qui suit, les résultats présentés ont été obtenus à température ambiante. Néanmoins, quelques essais réalisés dans des conditions de refroidissement de la solution pour tenter de limiter tout mouvement de turbulence durant la phase d'élaboration des structures où elles sont fragilisées, nous ont permis de valider cette sensibilité à la température. Enfin dans le même esprit, nous essayons autant que possible de ne procéder à la gravure qu'après un temps de repos de la solution.

Il reste dans cette présentation générale, le problème de l'anisotropie d'attaque qui va jouer un rôle déterminant dans l'élaboration des structures notamment par gravure profonde. Les figures I.11.a et I.11.b illustrent l'importance de l'orientation des motifs par rapport aux directions cristallographiques. Deux cas sont ici envisagés pour des motifs carrés suivant une orientation parallèle inclinée à 45 degrés par rapport aux directions de clivage. On constate que les flancs de gravure diffèrent très sensiblement suivant les directions cristallines et que par ailleurs il existe un effet de sous-gravure des résines.

### 2.1.1. GRAVURE PAR SOLUTION $\text{NH}_4\text{OH}/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$

Cette solution d'attaque est la plus employée actuellement au laboratoire pour des procédés de gravure élémentaire du GaAs [11]. Elle n'est pas sélective et donc, permet l'usinage d'hétérostructures de type  $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  avec des concentrations en Aluminium pouvant atteindre  $x=1$  pour la réalisation de structures type Mesa ou "Recess". La solution est constituée du mélange Ammoniaque ( $\text{NH}_4\text{OH}$  30% massique) / Peroxyde d'Hydrogène ( $\text{H}_2\text{O}_2$  30% massique) / eau ( $\text{H}_2\text{O}$ ).

Les concentrations relatives entre ces trois constituants permettent de faire varier sur plus de deux ordres de grandeur la vitesse d'attaque du GaAs. Ainsi pour les proportions (1:1:200) on obtient typiquement une vitesse de gravure de l'ordre de 1000 Å/min. Ce cas de figure est utilisé pour la définition des premiers Mésas permettant d'atteindre les couches fortement dopées épitaxiées en profondeur. On se sert également de cette procédure pour réaliser les Mésas d'isolation avec gravure jusqu'au semi-isolant sur lequel sont généralement déposés les éléments de connexion ou de propagation. En règle générale, la reproductibilité est bonne avec des flancs et fond de gravure sans aspérités, tout au moins pour les homojonctions. Par contre, pour les structures à hétérojonctions, il est possible de mettre en évidence des différences d'attaque sans toutefois obtenir de réelle sélectivité.

Un des problèmes majeurs rencontrés concerne la définition de Mésas de très petites sections dans la mesure où des effets de sous-gravure extrêmement prononcés peuvent être





1 h solution  
 NH<sub>4</sub>OH avec inclination  
 à 45 deg

Figure I.13: Photographie au MEB d'un fond de gravure de GaAs par un mélange d'attaque chimique {NH<sub>4</sub>OH:1, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:1, H<sub>2</sub>O:2}

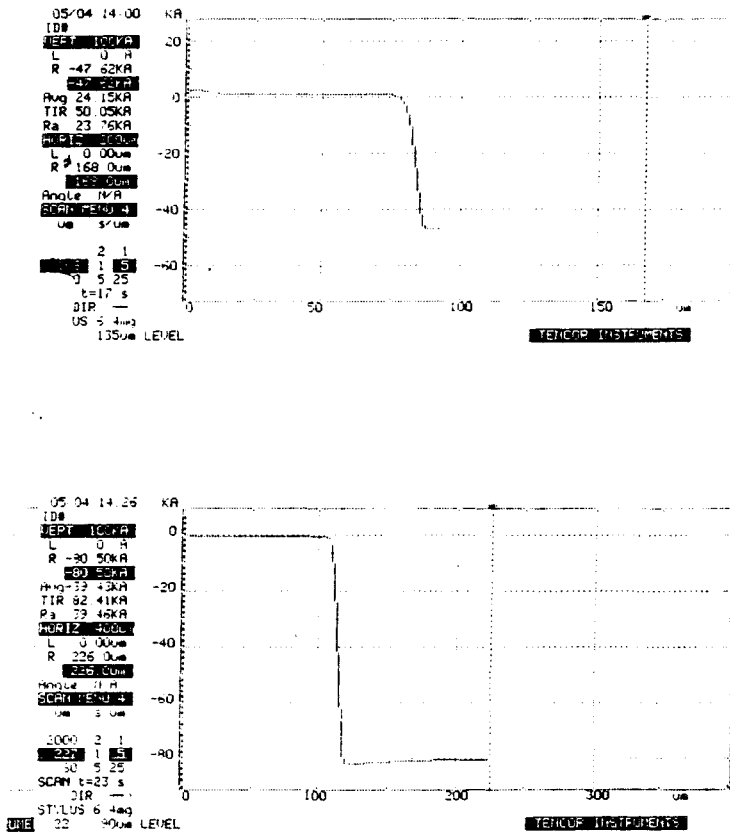


Figure I.14: Profil de la résine avant l'attaque chimique (figure a) et après une minute de gravure {NH<sub>4</sub>OH:1, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:1, H<sub>2</sub>O:2} (figure b)

obtenus notamment au voisinage des dépôts de résine. La figure I.12 illustre ces problèmes de sous-gravure du GaAs. L'attaque est ici relativement profonde de plusieurs microns et la photographie prise au Microscope Electronique à Balayage (MEB) montre que dans ce cas, on obtient un étranglement sous le dépôt du matériau servant de masque (résine ou dépôt métallique) qui favorise la gravure du matériau semiconducteur. Il en résulte qu'il est nécessaire de respecter un rapport d'aspect entre dimension latérale et profondeur de gravure au risque d'enlèvement du motif d'attaque, le métal du contact ohmique dans le cas présent. Les problèmes seraient identiques pour un masque de résine. Ainsi dans le cas de composants de très petites dimensions avec typiquement des diamètres de l'ordre du micron, il est impératif de faire appel à des méthodes de Gravure Ionique Réactive beaucoup plus directionnelles qui seront explicitées dans le paragraphe suivant.

Cette solution d'attaque basique peut également être utilisée pour des attaques profondes comme celles nécessaires à la définition de via-holes ou de membranes. Dans ce cas, les concentrations relatives sont comparables. A titre d'exemple nous présentons les résultats obtenus avec le mélange ( $\text{NH}_4\text{OH}:1$  ,  $\text{H}_2\text{O}_2:1$  ,  $\text{H}_2\text{O}:2$  ). Dans ces conditions de faible dilution, on peut relever des vitesses d'attaque du GaAs de  $3,5 \mu\text{m}/\text{min}$  et de  $1,6 \mu\text{m}/\text{min}$  respectivement suivant que les motifs carrés sont alignés suivant la configuration de la figure I.11.a ou celle de la figure I.11.b. Ce dernier cas est illustré sur la figure I.13 par une vue au microscope optique du fond de gravure pour un motif dont les dimensions latérales sont de  $300$  à  $400 \mu\text{m}$ . Bien que l'observation ne rende pas ici compte du relief, on observe en règle générale une bonne planéité du fond de la surface gravée située à une profondeur de l'ordre de  $120 \mu\text{m}$ .

En pratique, les vitesses de gravure sont déterminées à l'analyseur de profil (Alpha Step Tencor) après arrêts successifs de l'attaque (trempage dans l'eau désionisée et séchage sous flux d'azote). Les deux figures I.14.a et I.14.b montrent les profils respectivement avant attaque, le dénivelé de  $5 \mu\text{m}$  traduit le dépôt de résine (TF20) et après avoir plongé l'échantillon dans la solution de gravure durant une minute avec accroissement du dénivelé de  $3,5 \mu\text{m}$ . Les résultats sont reproductibles au cours du temps ainsi que pour différents endroits de l'échantillon.

En dépit de ces résultats encourageants, nous avons observé cependant en pratique un décollement progressif des résines que l'on peut attribuer à l'attaque prolongée. Rappelons en effet que ces usinages sont effectués sans amincissement préalable des substrats et qu'il nous faut, pour atteindre la face avant, effectuer une gravure sur plus de  $400 \mu\text{m}$ . Pour accélérer les vitesses de gravure et ainsi pallier la détérioration du profil des résines, nous avons utilisé à ce stade des solutions acides.

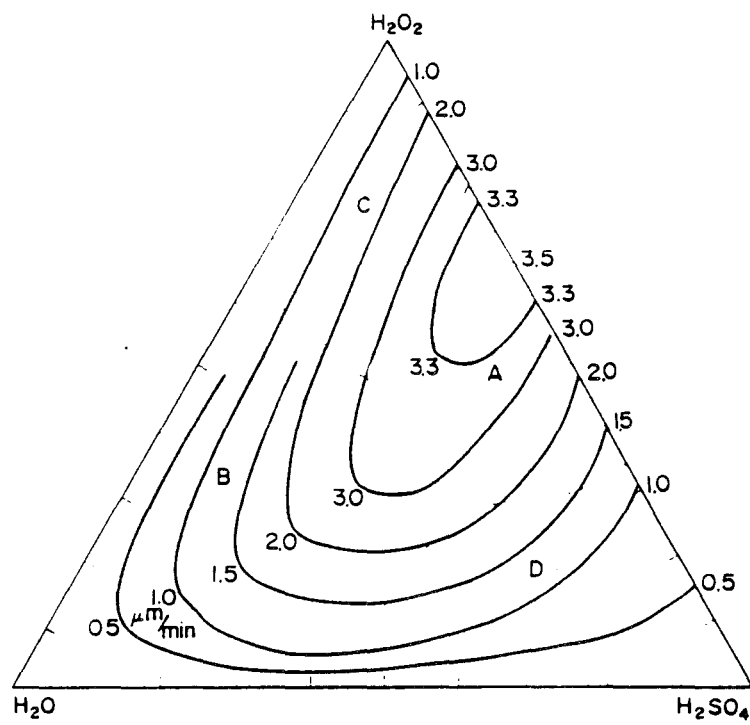


Figure I.15: Courbes d'iso-vitesse pour les mélanges  $H_2SO_4/H_2O_2/H_2O$

2.1.2. SOLUTION  $\text{H}_2\text{SO}_4 / \text{H}_2\text{O}_2 / \text{H}_2\text{O}$ 

Ce type de solution est probablement celui pour lequel on trouve le plus d'informations dans la littérature. Comme précédemment, par le biais d'une pondération entre les trois éléments constitutants, il est possible de faire varier de façon notable la vitesse de gravure. A titre d'exemple, nous avons reporté sur la figure I.15 les courbes d'iso-vitesse pour des valeurs s'échelonnant entre 0,5 et 3,5  $\mu\text{m}/\text{min}$  à la température de  $0^\circ\text{C}$  [12]. Des informations plus quantitatives sont données dans les tableaux suivants (I.16a et I.16b) qui précisent pour un échantillonnage de composition, non seulement le mécanisme limitant la gravure, soit par la vitesse de réaction R, soit par la diffusion D, mais aussi la vitesse de gravure exprimée en  $\mu\text{m}/\text{min}$  pour le plan cristallin (100) du GaAs.

Paramètres	Attaques limitées par la diffusion	Attaques limitées par la vitesse de réaction
AGITATION	augmente la vitesse de gravure	pas d'augmentation notable de la vitesse de gravure
TEMPERATURE	peu sensible	très sensible
ANISOTROPIE	peu prononcée	très prononcée
EFFET DE TRANCHEE	existe	n'existe pas
EFFET DE POLISSAGE CHIMIQUE	les surfaces deviennent lisses	morphologie de la surface conservée

*Figure I.16.a: Tableau représentant l'influence des différents paramètres sur la nature de l'attaque chimique.*

En ce qui nous concerne, nous avons utilisé le mélange suivant: acide sulfurique à 96% massique, eau oxygénée 30% massique, et eau désionisée, dans les proportions: ( $\text{H}_2\text{SO}_4:1$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2:8$ ,  $\text{H}_2\text{O}:1$ ). La vitesse de gravure mesurée à température ambiante est de 15  $\mu\text{m}/\text{min}$  environ, ce qui permet, par l'augmentation des vitesses d'attaque, de réduire le temps de gravure de plus d'un facteur 4 par rapport aux solutions basiques. Dans ce cas, les résines ne sont pas détériorées et la gravure peut se faire sur l'ensemble du substrat.

Un des problèmes rencontrés concerne la non-uniformité du dégagement de la membrane suivant la profondeur d'immersion dans le bûcher. Ce point ne porte pas à priori à conséquence dans la mesure où nous nous servons d'une couche d'arrêt d'attaque de type diélectrique formant la membrane avec une sélectivité très importante.

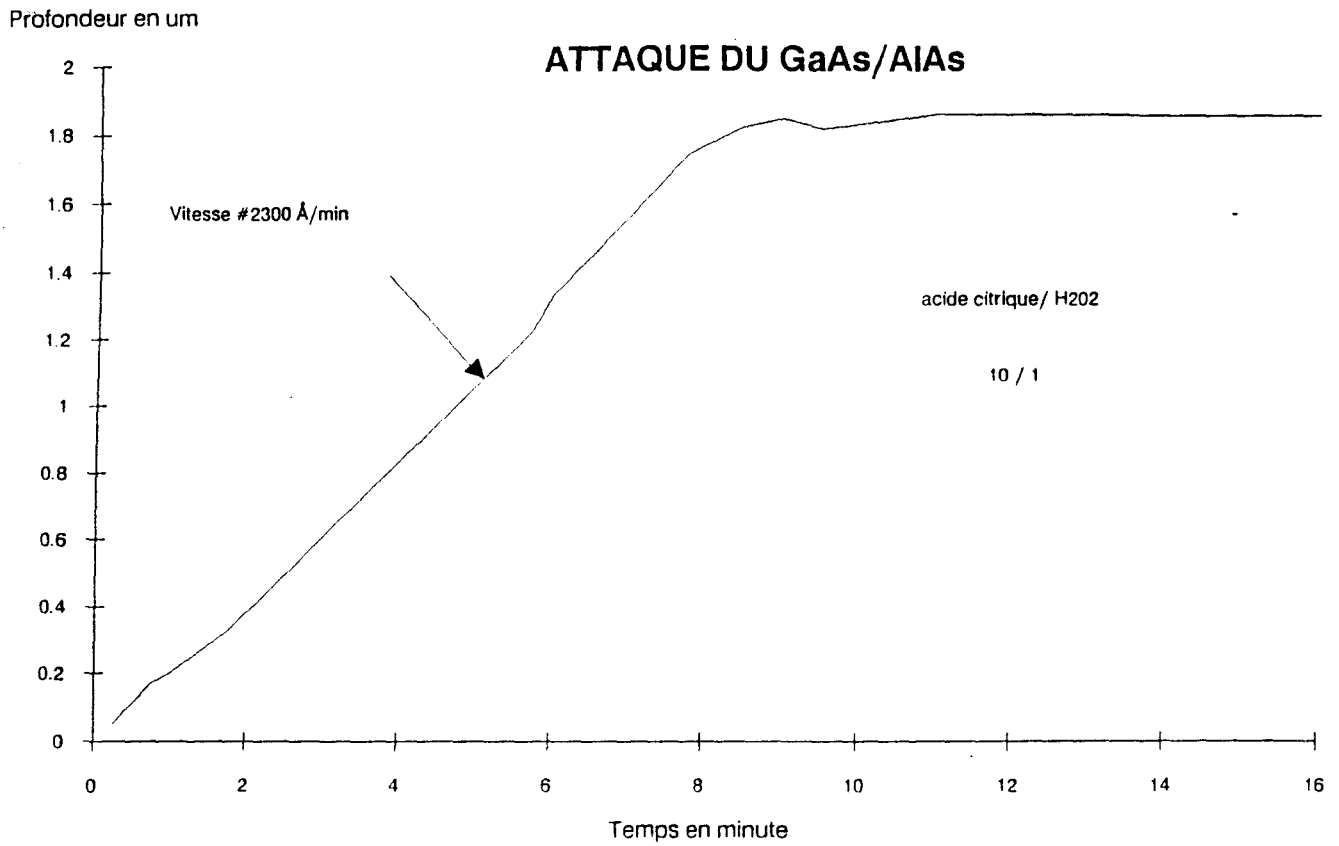


Figure I.17: Profondeur gravée lors de l'attaque du GaAs par la solution {acide citrique:10, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:1} en fonction du temps.

PROPORTION DE LA SOLUTION CHIMIQUE $H_2SO_4 / H_2O_2 / H_2O$	TYPE DE GRAVURE (1)	VITESSE DE GRAVURE POUR LE PLAN (100) DU GaAs en $\mu m/min$
1:8:1	R	8.0
1:1:8	R	1.3
8:1:1	D	1.2
1:8:40	R	1.2
1:8:80	R	0.5
1:8:160	R	0.25
20:1:1	D	0.2
1:8:1000	R	0.04

(1) R: Gravure limitée par la vitesse de réaction

D: Gravure limitée par la diffusion

*Figure I.16.b: Tableau représentant l'influence des proportions des espèces chimiques sur la nature de la vitesse d'attaque.*

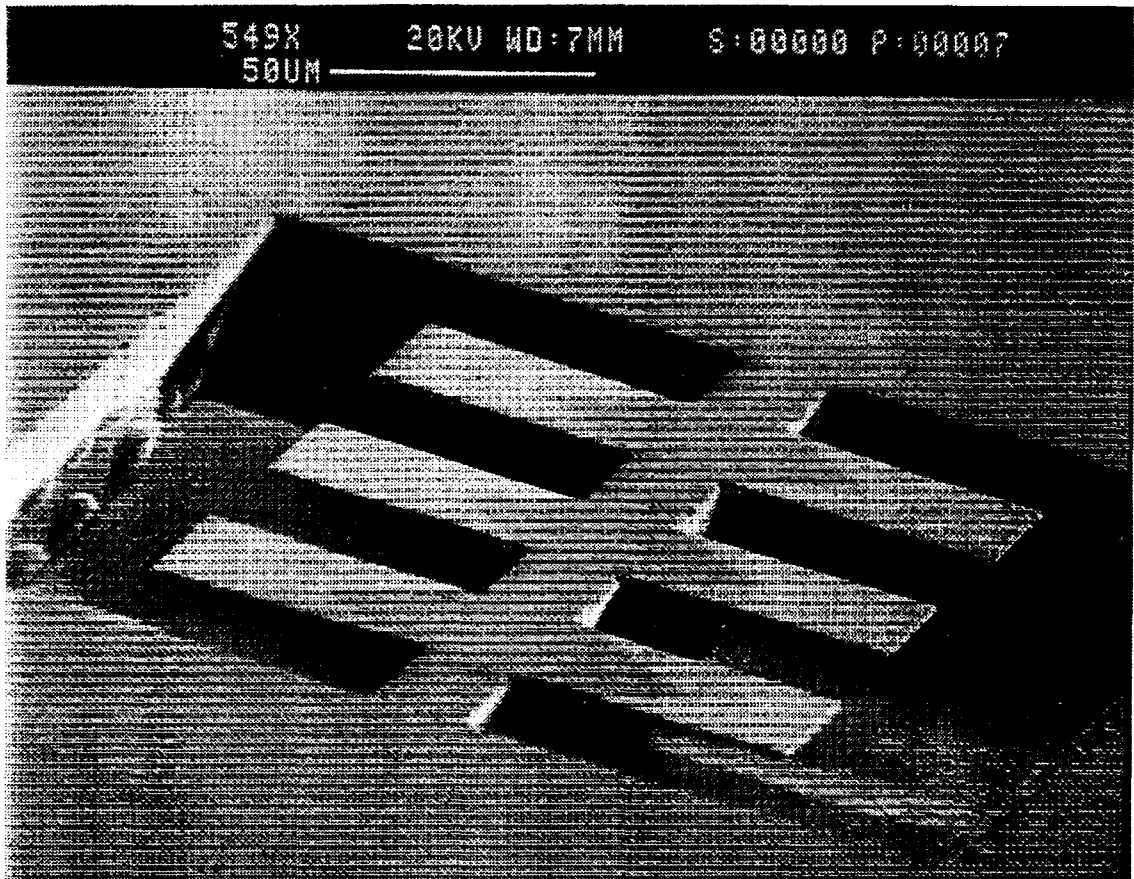
Néanmoins, nous changeons la position du substrat dans la solution en cours de gravure pour uniformiser autant que possible l'attaque par la solution acide.

### 2.1.3. GRAVURES SELECTIVES AlGaAs / GaAs PAR ACIDE CITRIQUE

La sélectivité des attaques par acide citrique des composés GaAlAs/GaAs est maintenant bien démontrée avec notamment la possibilité de réaliser des structures Méso par contrôle de la profondeur d'attaque par couche d'arrêt [13]. Cette sélectivité, c'est à dire des différences extrêmement importantes dans la vitesse de gravure des matériaux suivant le pourcentage d'aluminium est particulièrement probante pour des hétérostructures du type GaAs/AlAs.

Pour cette étude, l'idée est d'accroître les effets de sous-gravure au voisinage de la couche d'arrêt dans la mesure où, en stoppant la gravure en profondeur on favorise l'usinage latéral. En pratique nous avons développé des études à base de la solution suivante: acide citrique monohydraté  $C_3H_4(OH)(COOH)_3 \cdot H_2O$  dilué dans l'eau à 50% en masse / Peroxyde d'Hydrogène  $H_2O_2$  dans les proportions: (acide citrique:5 ,  $H_2O_2$ :1)

A température ambiante la vitesse d'attaque du GaAs est pour ces proportions de l'ordre de 3000  $\text{\AA}/min$ . Pour un rapport de concentration 10:1 on trouve des vitesses de 2300  $\text{\AA}/min$  comme on peut le voir sur la figure I.17 qui permet à la fois d'étalonner la vitesse de gravure et d'illustrer l'arrêt d'attaque par le relevé de la profondeur en fonction du temps.



*Figure I.18: Photographie au Microscope Electronique à Balayage  
d'un ensemble de poutres en GaInAs*

Il s'agit dans cet exemple d'une hétérostructure GaAs/AlAs, la couche en-tête d'Arseniure de Gallium ayant une épaisseur d'environ 2  $\mu\text{m}$ . L'arrêt d'attaque est ici extrêmement net. Par ailleurs, on peut montrer que cet arrêt de gravure peut être obtenu pour des épaisseurs extrêmement faibles d'AlAs de l'ordre de la centaine d'Angströms. Dans ces conditions, la sous-gravure permet de dégager des structures suspendues comme nous le verrons par la suite pour la fabrication de ponts métalliques.

L'ensemble des résultats que nous venons de présenter concerne les composés à base d'Arséniure de Gallium. Pour le Phosphure d'Indium et ses composés, il est nécessaire de développer des méthodes utilisant les acides phosphoriques et chlorhydriques.

#### 2.1.4. GRAVURE DES COMPOSES InP ET DERIVES

Ces composés à base d'Indium connaissent actuellement un très grand développement non seulement en opto-électronique mais aussi en micro-électronique où l'on tend de plus en plus à substituer aux matériaux de la filière GaAs, des matériaux épitaxiés sur InP. Pour notre part, ce type de matériau va intervenir dans la fabrication de composants multiplicateurs avec des couches du type GaInAs/AlInAs dont la croissance est faite sur InP.

De manière générale on peut distinguer la gamme des matériaux ternaires GaInAs/AlInAs qui peut se faire relativement facilement à l'aide d'une solution d'acide phosphorique ( $\text{H}_3\text{PO}_4$ ) du matériau InP proprement dit. Les proportions entre  $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$  basées sur la composition acide/oxydant/diluant conformément au schéma de gravure défini dans le paragraphe d'introduction sont de 3:1:20 pour une eau oxygénée disponible à 30% massique. Dans ces conditions, la vitesse de gravure mesurée à température ambiante est de l'ordre de 3600  $\text{\AA}/\text{min}$  ce qui fait que les couches actives GaInAs et AlInAs d'épaisseur typique 1  $\mu\text{m}$  sont gravées en quelques minutes. De plus, on constate un arrêt extrêmement franc de l'attaque sur InP qui ne réagit pas à la solution d'acide phosphorique. Cette sélectivité d'attaque très marquée peut être mise à profit comme dans le cas précédent pour accentuer les effets de sous-gravure latérale. Si nécessaire, la gravure de l'InP est assurée par une solution d'acide chlorhydrique diluée dans l'eau dans les proportions 5:3.

Pour des gravures relativement profondes, typiquement la dizaine de  $\mu\text{m}$ , il est alors tout à fait possible de désolidariser les couches GaInAs, insensibles à la solution d'acide chlorhydrique, du substrat d'InP. La photo I.18 montre la vue au MEB d'un ensemble de poutres obtenues par ce procédé. Dans le cas où la couche active est constituée par des dérivés du phosphore tels que GaInP, les méthodes de gravure devront être effectuées en deux temps en combinant également les attaques acide phosphorique - acide citrique.



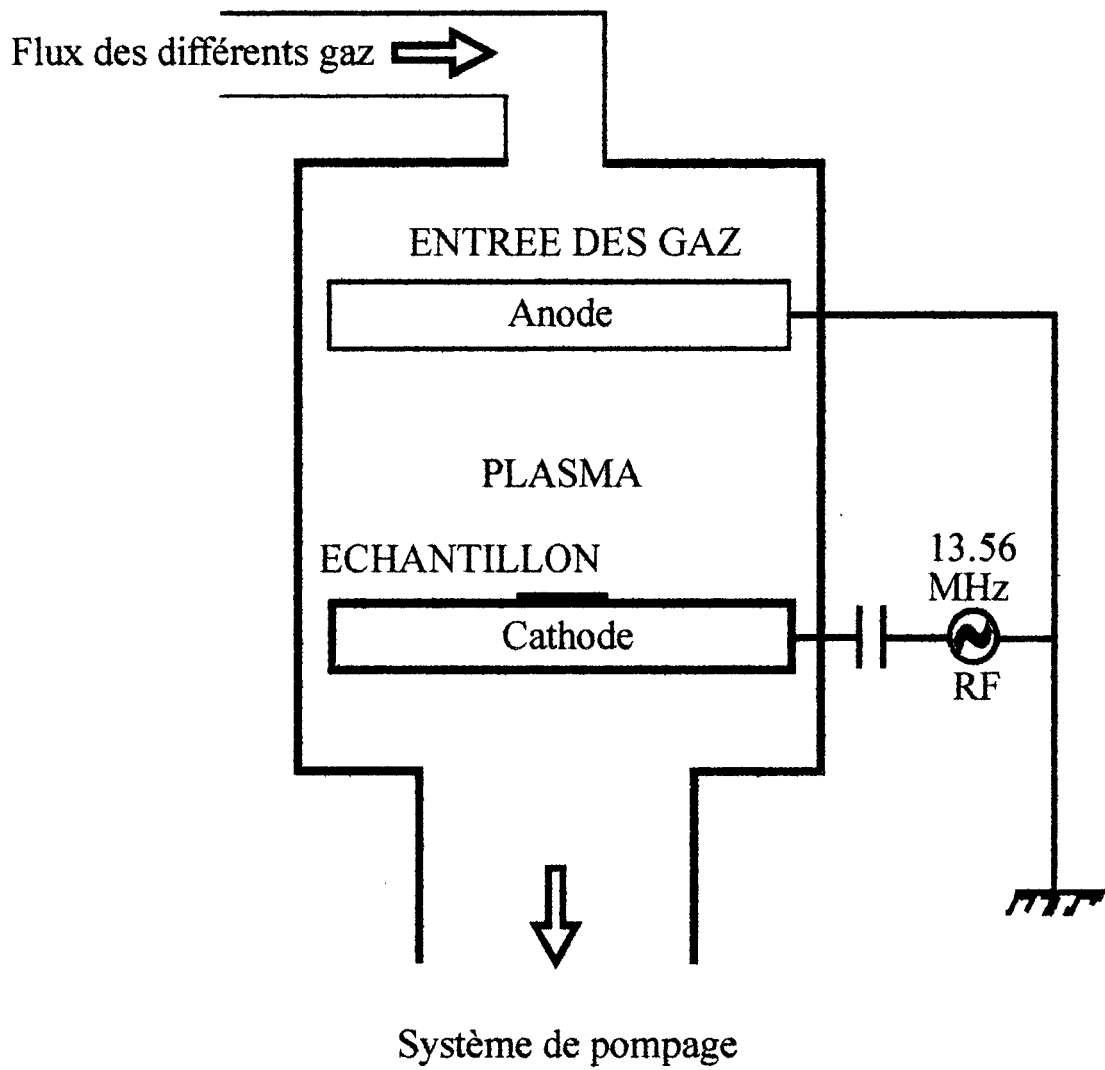


Figure I.19: Schéma d'un bâti G.I.R.

## 2.2. GRAVURE IONIQUE REACTIVE

Nous abordons ici la Gravure Ionique Réactive (G.I.R. ou R.I.E. en anglais), technologie développée en gravure sèche. Par opposition à la gravure humide utilisant un élément liquide pour graver le matériau semiconducteur, la gravure sèche met en œuvre des plasmas.

Rappelons que l'une des principales limitations de la gravure chimique humide vient des effets de sous-gravure importants.

Par contre, la gravure ionique réactive permet d'obtenir des flancs de gravure quasi verticaux. De plus, nous verrons que ce type de gravure permet parfois une très grande sélectivité, en particulier dans le cas de la gravure des diélectriques sur les semiconducteurs.

Le principe de la G.I.R. est de polariser un plasma entre deux électrodes. Le plasma est obtenu en appliquant une source alternative de forte puissance, en pratique une centaine de Watt à la fréquence d'excitation de 13,56 MHz. Le schéma d'un bâti de G.I.R. est représenté sur la figure I.19. Sur l'une des électrodes, celle du bas, on dispose l'échantillon à graver. Compte-tenu de la différence de masse entre les électrons et les ions, une électrode placée dans le plasma se charge négativement, ce qui crée une réaction de charge d'espace. Ces zones, adjacentes aux électrodes forment les gaines ioniques du plasma. L'électrode qui supporte le substrat à graver est connectée au générateur R.F. au travers d'une capacité de blocage. Cette capacité empêche qu'un courant continu soit extrait du plasma. Cependant, une tension continue d'autopolarisation se forme aux bornes des électrodes. En effet, la caractéristique statique d'un plasma présente un effet de redressement à cause des cinétiques différentes des électrons et des ions. La moyenne des valeurs temporelles de courant est non nulle. Pour la rendre nulle, il apparaît une tension d'autopolarisation, d'autant plus grande que la puissance de la source alternative est élevée.

Pour graver convenablement un matériau, le choix des gaz de gravure doit respecter certains critères, en particulier:

- Les réactions chimiques mises en jeu doivent produire des espèces volatiles pouvant être évacuées par pompage.
- Les espèces réactives doivent être sélectives par rapport au matériau à graver.
- La vitesse d'attaque doit permettre une profondeur de gravure maîtrisée.

Au laboratoire, nous disposons de trois bâtis de gravure ionique réactive avec différentes sources de gaz disponibles:

- Le premier bâti de la société OXFORD PLASMALAB permet la gravure de l'Arseniure de Gallium. Il met en œuvre de l'Oxygène ( $O_2$ ), du Fréon 12 ( $CCl_2F_2$ ), de l'Argon (Ar) et du Tétrachlorosilane ( $SiCl_4$ ).

- Le second bâti de la même société permet de graver le système AlInAs/GaInAs sur InP à l'aide du Méthane ( $CH_4$ ), de l'Hydrogène ( $H_2$ ), de l'Argon (Ar) et de l'Oxygène ( $O_2$ ).

- Enfin le troisième bâti, de la société ALCATEL, est surtout utilisé pour graver les métaux et le diélectrique grâce à l'Oxygène ( $O_2$ ), le Tétrafluorométhane ( $CF_4$ ) et l'Hexafluorure de Soufre ( $SF_6$ ).

Nous avons gravé les matériaux ternaires GaInAs et AlInAs avec le Méthane disponible sur le second bâti.

L'Oxygène permet de graver les matériaux à chaînes carbonées, en particulier le polyimide.

Le Tétrafluorure de Méthane de ce bâti a été utilisé pour graver le Nitrure de Silicium (un diélectrique) et le Titane (un métal).

### 2.2.1. GRAVURE DES SEMICONDUCTEURS

#### ① Gravure du GaAs

Cette gravure a été développée dans la référence [14] pour réaliser des diodes tunnel résonnant de faibles sections, 2 et 6  $\mu m$ .

Le gaz de gravure choisi, le Tétrachlorure de Silicium ( $SiCl_4$ ), répond aux critères demandés pour la gravure.

Sous une pression suffisamment faible de 45 mTorr, une puissance de 50 Watt avec une fréquence d'excitation du plasma permet d'obtenir une tension continue de 120 Volt. Le dépôt de contact ohmique sert de masque à la gravure. A la vitesse de 6500  $\text{\AA}/\text{min}$ , il faut environ 3 minutes pour définir un méso de 2  $\mu m$ .

#### ② Gravure de l'AlInAs et du GaInAs

Il a fallu développer un type de gravure sèche dans le cadre de la réalisation de diodes simples barrières GaInAs/AlInAs/GaInAs adaptés en maille sur InP. En effet, la section du

composant mesure jusqu'à  $2 \mu\text{m}^2$ . Elle ne permet pas l'utilisation d'une attaque chimique pour la définition des Mésas. Cela pose trop de problèmes de sous-gravure.

Nous utilisons donc une attaque R.I.E. avec un plasma Méthane ( $\text{CH}_4$ )/Hydrogène ( $\text{H}_2$ )/Argon (Ar). Les flux, exprimés en  $\text{cm}^3/\text{min}$  sont respectivement: 6:50:10. La puissance du plasma est de l'ordre de 225 W. Le bâti utilisé est celui de PLASMALAB OXFORD.

Nous avons constaté que la vitesse de gravure peut varier de 60 à 120 Å/min suivant le dopage du matériau ternaire à graver. Les flancs sont verticaux et de très bonne qualité.

## 2.2.2. GRAVURE DES DIELECTRIQUES:

### ① Gravure du Polyimide

L'Oxygène est le plasma utilisé lorsque l'on veut graver le Polyimide.

Le principe de cette gravure [15] réside dans la décomposition de l'Oxygène en radicaux libres  $\text{O}\cdot$ , qui vont réagir sur les liaisons carbonées pour les casser, en obtenant comme produits de réaction  $\text{H}_2\text{O}$ , CO, et du  $\text{CO}_2$ .

Pour graver de façon sélective le Polyimide déposé sur un matériau semiconducteur, il faut pouvoir contrôler la gravure grâce à une couche d'arrêt. Ce problème ne s'est pas posé dans notre cas. En effet, nous avons gravé le polyimide par la face arrière d'un substrat GaAs préalablement gravé dans toute son épaisseur par attaque chimique humide suivant un motif de  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  défini à l'aide d'une résine. La gravure ionique s'est effectuée avec le substrat retourné pour permettre de ne graver la membrane de Polyimide restante qu'au niveau du motif carré.

Nous gravons le Polyimide 3112 de la société ULTRADEL.

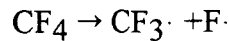
La puissance du plasma est de 60 Watt, ce qui donne, sous une pression de 50 mTorr, une tension de polarisation de 340 Volt. La vitesse de gravure est de l'ordre de 1500 Å/min. En 15 minutes, nous constatons que le Polyimide épais de  $2 \mu\text{m}$  a été entièrement gravé.

### ② Gravure du nitrure de silicium:

Pour graver le diélectrique  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , nous avons utilisé un masque en résine photosensible dont la vitesse de gravure est faible par rapport à celle du Nitrure de Silicium.

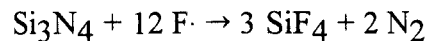
Nous avons utilisé le Tétrafluorométhane  $\text{CF}_4$  disponible sur le bâti ALCATEL. Un plasma halogéné du type de celui créé avec le  $\text{CF}_4$  permet d'obtenir des espèces radicalaires

excitées, qui sont à même de capter un électron du plasma pour former des ions négatifs stables.



L'espèce  $\text{CF}_3 \cdot$  va réagir éventuellement avec l'Oxygène pour former du Monoxyde de Carbone ou un composé stable (le  $\text{COF}_2$ ) et empêcher ainsi la recombinaison des radicaux libres.

Le Nitrure de Silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) va former un composé volatil, le Tétrafluorosilane ( $\text{SiF}_4$ ) grâce à l'attaque des radicaux libres  $\text{F} \cdot$ :



La gravure du Nitrure de Silicium est donc faite par une réaction à base de Fluor. Par contre l'Arséniure de Gallium est relativement insensible au plasma, ce qui permet à cette gravure d'être sélective tant que l'attaque n'est pas prolongée au-delà d'une à deux minutes.

Nous procédons à la gravure du Nitrure de Silicium lors d'essais de réalisation de membrane en Nitrure de Silicium. Le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  déposé sur les deux faces d'un substrat semi-isolant en GaAs n'est gravé par R.I.E. que suivant des motifs de résines déposés face arrière. Le nitrure de silicium restant après attaque R.I.E. et révélation de la résine, sert de masque lors de l'immersion du substrat dans une solution d'attaque, et ne présente pas les inconvénients d'une résine photosensible peu résistante, en milieu basique notamment.

La gravure du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  s'effectue sous une tension de polarisation du plasma de 340 Volt obtenue avec une puissance de 60 Watt. Un flux de  $\text{CF}_4$  de  $95 \text{ cm}^3$  par minute représentant un vide de 50 mTorr, permet d'obtenir une vitesse de gravure de  $900 \text{ \AA}/\text{min}$ .

### 3. TECHNIQUES DE CONNEXION PAR PONTS A AIR

La nécessité d'utiliser des fréquences toujours plus élevées nous amène à travailler avec des densités de courant les plus grandes possibles. La section des composants doit donc être réduite pour des problèmes de stabilité et de dissipation thermique.

De plus, la montée en fréquence implique de manière générale une diminution de la capacité.

Il s'agit de maintenir les éléments parasites à un niveau faible afin de ne pas masquer les propriétés intrinsèques des composants. Lors de l'isolation des contacts, l'air étant le meilleur diélectrique, il convient de réaliser des ponts à air.

Nous envisagerons principalement deux types de méthode:

D'une part, celles mettant en jeu des procédés d'écriture par photolithographie avec utilisation de résines-bicouches ou de procédés de sous-gravure chimique.

D'autre part, nous nous intéresserons aux techniques d'écriture directe au masqueur électronique.

#### 3.1. PROCEDES CLASSIQUES

##### 3.1.1. TECHNIQUE DE PONT-A-AIR PAR PHOTOLITHOGRAPHIE

L'objectif est de développer, suite aux travaux réalisés au sein de l'équipe [16], une technologie de connexion à l'échelle micrométrique. En fait, la réalisation de structures de dimension égale à un micromètre est peut-être un peu utopique compte-tenu de nos moyens de photolithographie actuels et, en pratique, les procédés sont utilisés pour des surfaces actives de quelques  $\mu\text{m}^2$ .

En règle générale, la technique employée est classique avec un double résinage qui permet de définir les piliers et le tablier du pont, la première résine servant par ailleurs de couche sacrificielle. Néanmoins, par rapport aux géométries classiques de ponts tels que celles qui permettent des connexions inter-sources pour des transistors à effet de champ, nous avons dû faire face à plusieurs difficultés. La première, est la très grande différence entre les plots de contacts sur lesquels nous fabriquons les piliers. Nous verrons en particulier que les contacts aux circuits ou aux appareils de mesure se font par l'intermédiaire de plots larges, typiquement  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ . En revanche, pour le composant actif, on réalise généralement des plots en forme de doigt, comme c'est le cas pour la zone d'émetteur des transistors bipolaires avec des dimensions latérales généralement de  $2 \times 10 \mu\text{m}^2$ .

La seconde difficulté a pour origine le fait que les deux contacts ne sont pas au même niveau, du fait de la présence des mésas. L'écart peut être important, dans tous les cas, il est supérieur au micron.

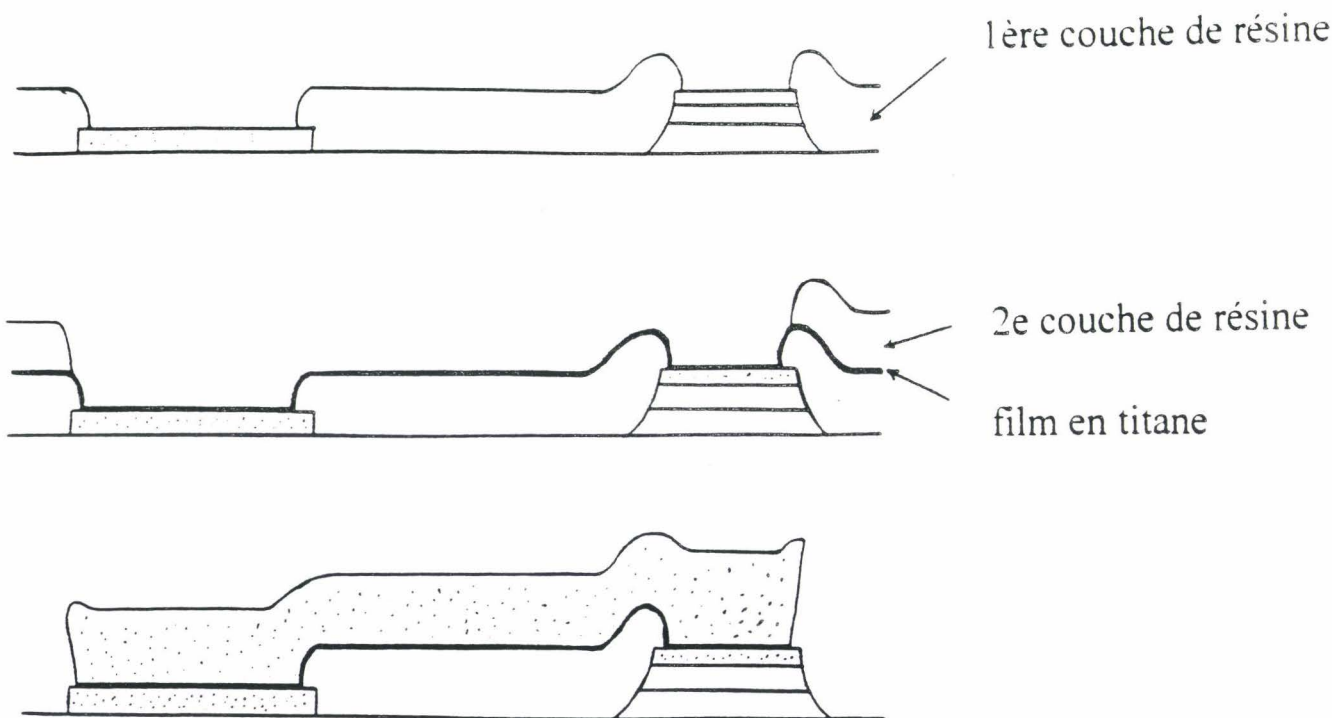


Figure I.20: Procédé de réalisation d'un pont à air par photolithographie

Ces problèmes ont pu être résolus par un alignement rigoureux avec des motifs limités ayant des dimensions latérales de l'ordre de  $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ .

Le procédé employé est illustré sur les figures I.20.a, I.20.b et I.20.c. Un premier dépôt de résine permet de définir les motifs de piliers. A ce stade, un des principaux problèmes rencontrés est la sur-révélation de la résine au niveau du contact composant actif. Si c'est le cas, il en résulte généralement que le dépôt métallique, réalisé ultérieurement, court-circuite la zone active. La figure I.20.b montre que, suite à ce premier dépôt de résine, on évapore un film de Titane sur l'ensemble de la plaquette. Enfin, on complète le procédé par un deuxième dépôt de résine photosensible qui n'est ouverte qu'au niveau des piliers et du tablier.

En ce qui concerne le dépôt métallique, deux options peuvent être prises en pratique, compte-tenu de nos moyens technologiques.

En premier lieu, les ponts peuvent être définis par évaporation. Les problèmes liés à cette technique sont bien connus, notamment en ce qui concerne la limitation de l'épaisseur, généralement à moins de  $1 \mu\text{m}$ , pouvant poser problème sur le plan de la rigidité mécanique. Il est certain que l'on pourrait faire des dépôts plus épais, avec les inconvénients d'un renouvellement des charges d'or très fréquents et d'un coût élevé.

En second lieu, on peut utiliser la technique du dépôt électrolytique pour laquelle la limitation provient de l'épaisseur de résine. Cette technique a été privilégiée. Elle n'est cependant pas évidente aux petites dimensions, car elle requiert l'obtention de flancs de résines extrêmement droits.

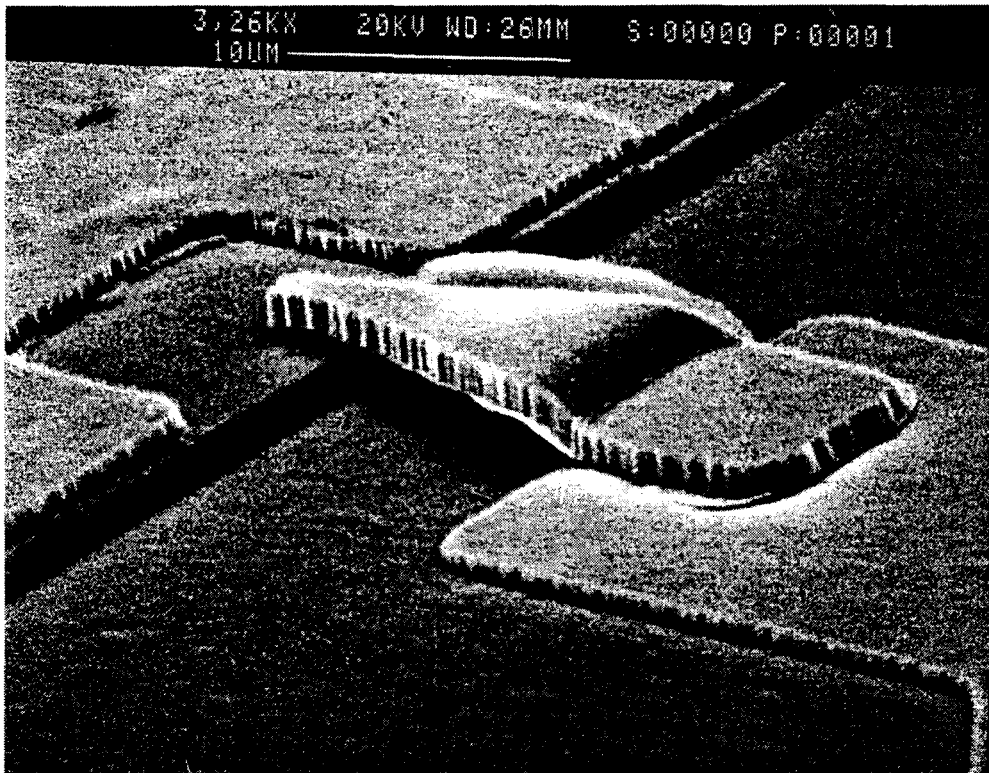
La figure I.20.c montre l'allure générale du pont après révélation de l'ensemble des résines et de la couche Titane par lift-off dans un bain d'acétone.

Par ailleurs, la technique du dépôt électrolytique présente des morphologies de surface souvent relativement rugueuses, défavorables pour des connexions hyperfréquences. Si l'on considère plus en détail cet aspect hyperfréquence, il nous semble important de bien différencier la résistance du pont en continu de celle correspondant à la fréquence de fonctionnement. Si pour la première, il n'y a pas d'équivoque dans l'optimisation avec une résistance d'autant plus faible que le dépôt est épais, ce n'est pas le cas pour la résistance hyperfréquence qui dépend directement de l'épaisseur de peau. Un calcul très simple montre que cette épaisseur n'est plus que de  $3 \mu\text{m}$  à  $10 \text{ GHz}$ , et qu'il devient illusoire de travailler avec des dépôts très épais aux fréquences millimétriques et submillimétriques.

## - Résultats

La figure I.21 illustre les méthodes de dépôt par évaporation avec une vue au Microscope Electronique à Balayage (M.E.B.) d'une diode dont le plot de contact, situé à





*Figure I.21: Pont réalisé par évaporation de métal*



*Figure I.22: Pont déposé par or électrolytique*

gauche sur la photo, est de  $2 \times 10 \mu\text{m}^2$ . Cette diode est connectée à une ligne de transmission coplanaire déposée sur le substrat semi-isolant.

Sur le cliché suivant 1.22, nous montrons une vue, également au M.E.B. d'une diode de section  $1 \times 1 \mu\text{m}^2$  connectée par un pont à air, ici par contre déposé par or électrolytique.

Pour des dimensions plus petites il convient, soit d'éviter les dénivelés en définissant le pont par gravure chimique comme nous allons le voir ci-après, soit de développer une écriture par faisceau électronique, ce qui sera traité dans la suite de ce chapitre.

### 3.1.2. DEFINITION DE MICROPONTS PAR SOUS-GRAVURE CHIMIQUE

Cet autre procédé de fabrication de ponts-à-air a un principe de conception différent de la proposition précédente:

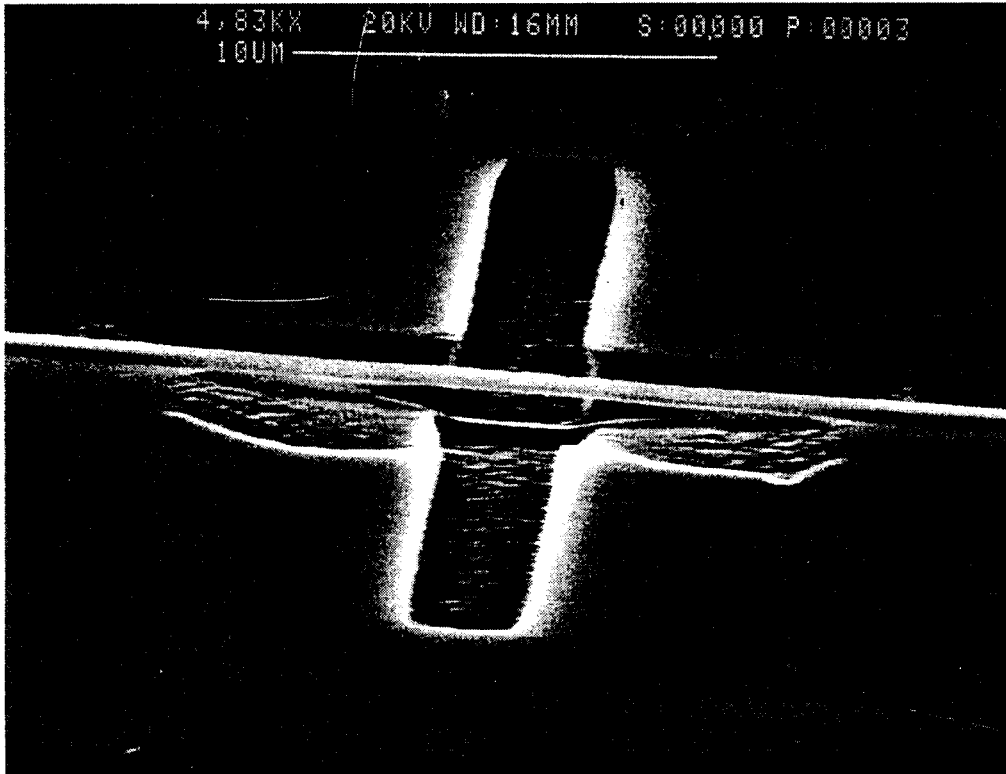
Il s'agit de réaliser des microponts ou plus exactement des microliaisons déposées à plat, une gravure relativement profonde permettant de fabriquer des structures métalliques suspendues.

Les avantages de cette approche sont multiples:

- \* Tout d'abord, la gravure qui isole les composants est réalisée en dernière phase, après toutes les lithographies délicates.
- \* Ensuite, l'ensemble du pont est dans un même plan, ce qui évite les problèmes liés aux dépôts de résine sur une surface avec de multiples mésas.
- \* Enfin, le gap d'air entre la connexion métallique et le matériau semiconducteur peut être très important, minimisant ainsi les capacités parasites.

On trouve dans la littérature différents procédés technologiques pour réaliser la désolidarisation des connexions métalliques du substrat. Schématiquement, on peut les classer en deux types:

- Soit des attaques de type RIE isotrope, techniques employées dans l'article de K. Y. Hur [17] pour la fabrication de photodiodes
- Soit une attaque chimique comme c'est le cas pour la fabrication de microponts pour HBT proposée par S. Tadayon [18]



*Figure I.23: Ligne suspendue de 0,5  $\mu\text{m}$  de large  
réalisée par sous-gravure chimique du GaAs*

Nous avons pour ces études préliminaires opté pour une attaque chimique pour les raisons suivantes:

En premier lieu, nous avons actuellement une assez bonne maîtrise des vitesses de gravure et on profite directement des effets de sous-gravure pour libérer la structure.

En second lieu, il est maintenant bien connu que les attaques RIE peuvent dégrader les surfaces libres et donc, les propriétés électriques.

#### - Méthodologie

Par ailleurs, nous tirons partie de la sélectivité d'attaque de la solution  $H_2O_2/H_2O$ /Acide Citrique pour les matériaux GaAlAs. En pratique les essais ont été réalisés sur un échantillon comportant une couche d'AlAs de 300 Å qui sert de barrière d'arrêt et une couche de GaAs de 1,5 µm d'épaisseur. En effet, l'attaque sera bloquée par l'apparition d'Oxyde d'Aluminium  $Al_2O_3$  (ou Alumine) non soluble dans la solution d'acide Citrique. Le jeu de masque permet de définir des lignes de 50µm de long dont les largeurs sont de 0,3 µm, 0,5 µm, 1 µm, 2 µm, 5 µm et 10 µm. Un second masque est utilisé pour graver le matériau sous le métal.

Compte-tenu des dimensions submicroniques de lignes, l'écriture est faite au masqueur électronique en utilisant une résine poly[Methyl-MetAcrylate] (PMMA) à 4% d'épaisseur de l'ordre de 6000 Å.

Nous avons donc utilisé une solution (acide citrique:5,  $H_2O_2$ :1) qui se révèle sélective vis à vis de la couche de 300 Å d'AlAs.

Quatre durées d'attaque ont ainsi été réalisées.

La photo n°I.23 représente le détail d'une ligne de 0,5 après une attaque de 10 minutes, sachant que la vitesse de gravure du GaAs est de 3000 Å/min, très largement supérieure à la vitesse de gravure de la couche d'AlAs. On distingue clairement la définition d'un pont et le très bon état de surface dans la cavité. Le fond de la tranchée mesuré à 1,5 µm correspond bien à l'arrêt sur l'AlAs.

Néanmoins, il est apparu lors de l'attaque un phénomène de gravure dans le sens du pont. Cet effet est préjudiciable dans l'optique de la réalisation de composants. Cependant, il est à noter que le dépôt métallique n'a pas subi de recuit, ce qui explique partiellement une non adhérence du pont sur le GaAs, permettant à la solution d'attaque de s'immiscer par capillarité.

Nous retiendrons que l'on est parvenu à réaliser des ponts de très faible largeur, cependant, il restera à optimiser les problèmes d'attaque latérale, sans doute en effectuant des recuits, mais surtout en se plaçant dans des conditions plus proches du composant réel.

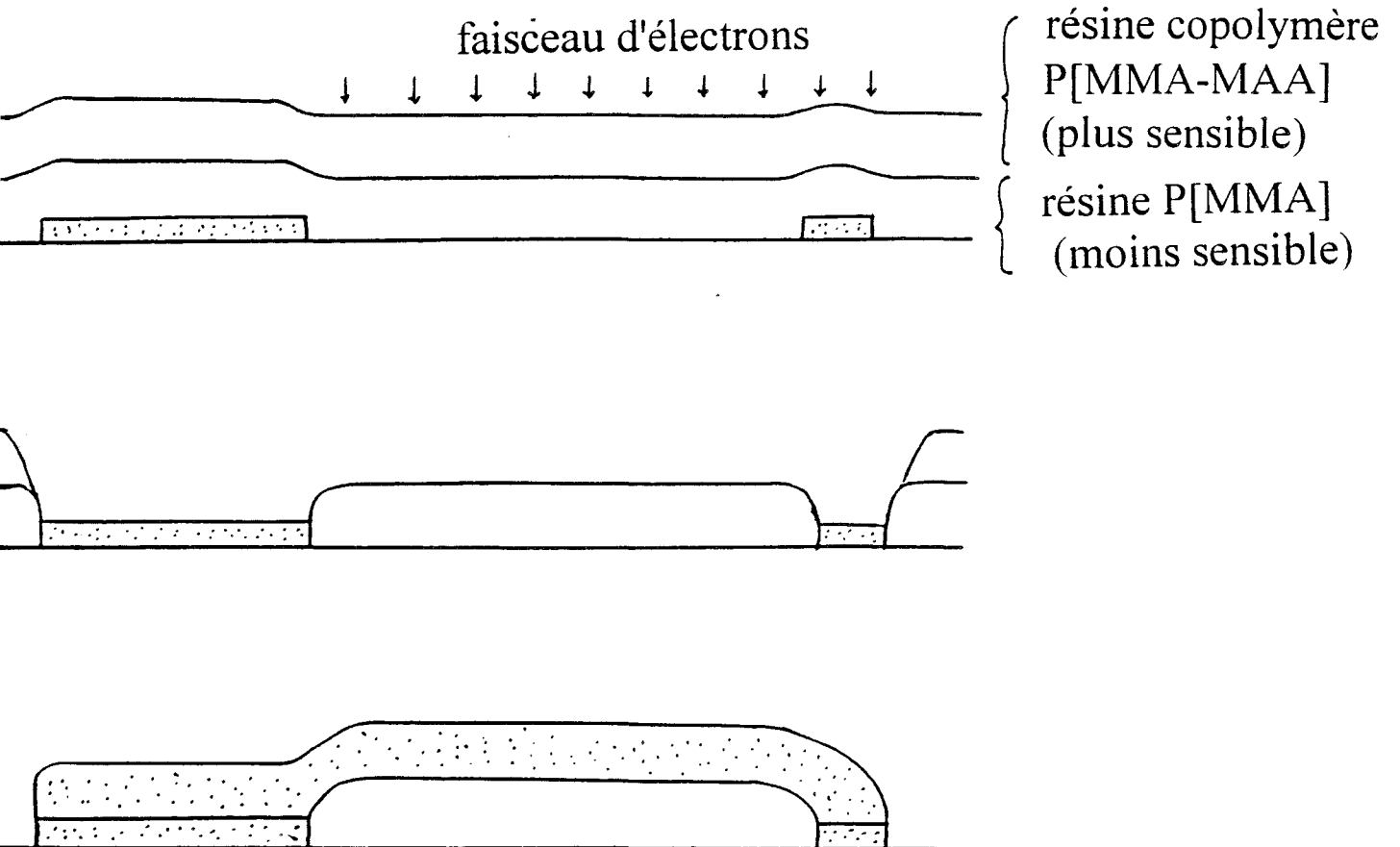


Figure I.24: Procédé de réalisation d'un pont à air par faisceau d'électron

### 3.2. PROCEDE DE RESINE BICOUCHE SENSIBLE AUX ELECTRONS

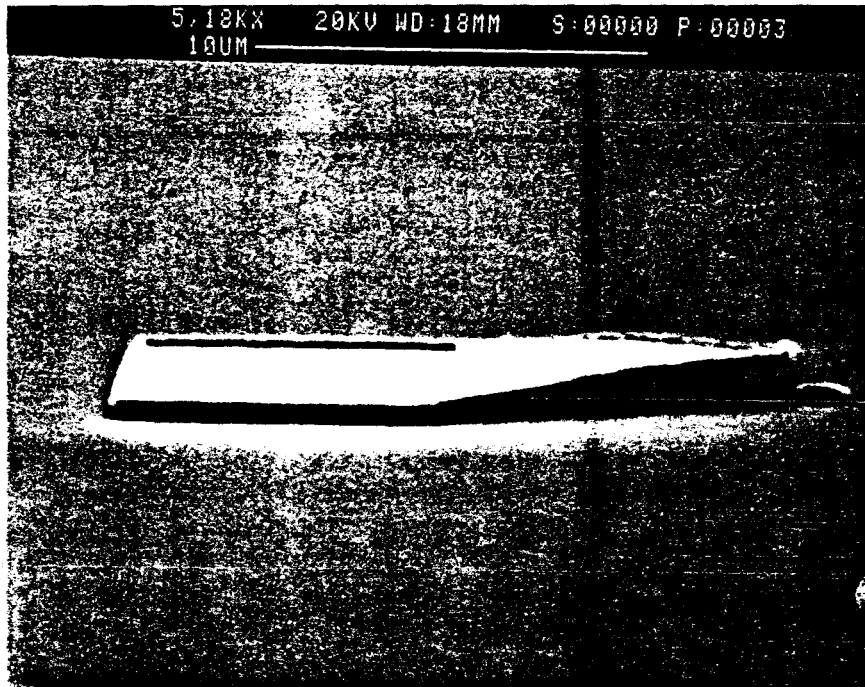
Il s'agit ici d'un travail plus prospectif visant à la définition de motifs de pont avec des dimensions largement submicroniques. L'écriture est faite au masqueur électronique en utilisant par ailleurs deux résines de sensibilités différentes [19][20][21]. Le premier avantage est la réalisation du motif en une seule phase d'écriture. En outre, nous verrons que, en tirant parti de la rétro-diffusion des électrons sur les plots métalliques, on réalise un auto-alignement des plus petits motifs avec une intensité de faisceau constante.

#### **Procédé technologique:**

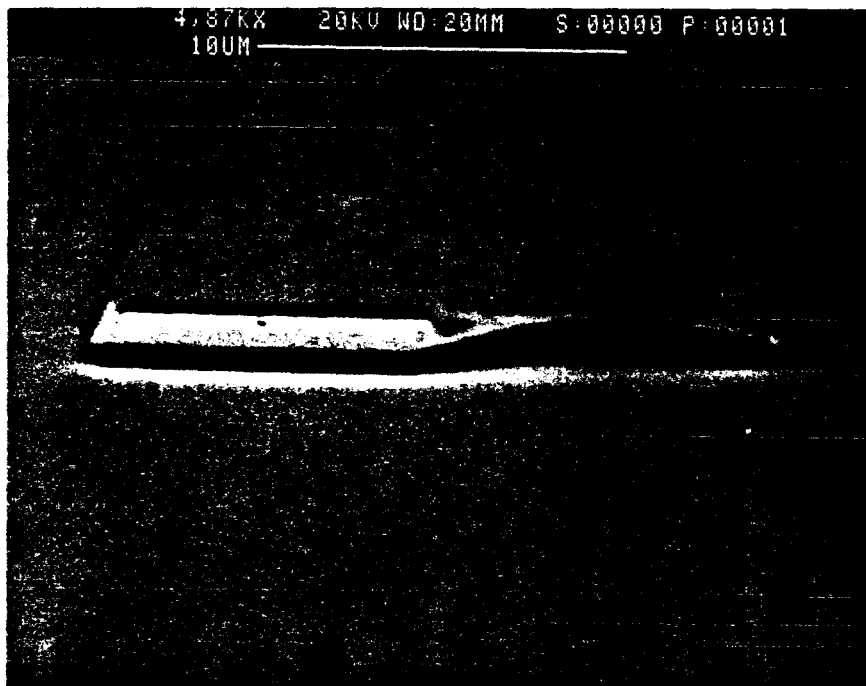
Deux types de résine sont déposés séquentiellement. La première résine est du type Poly Métacrylate de Méthyle à 4 % noté PMMA, alors que la seconde est constituée d'un copolymère Poly[Methyl-MetAcrylate-Metacrylic Acid] noté P(MMA-MAA). Les conditions de dépôt à la tournette sont typiquement une vitesse de 3000 tours/min et une accélération de 3000 tours/min/s pendant 60 secondes. Le recuit est effectué dans un four à 170 °C pendant 30 minutes. Dans ces conditions, l'épaisseur totale des deux résines est de l'ordre de 8000 Å.

Le procédé est représenté sur la figure I.24. L'étape d'écriture commence par une phase d'alignement sur les piliers de larges dimensions qui, rappelons-le, constituent le plot de connexion aux lignes de transmission hyperfréquences. Pour ces motifs, l'intensité du faisceau est choisie pour assurer la révélation des deux résines.

Par contre, pour le tablier et le pilier de très faible section, on diminue l'intensité du faisceau pour que, seule, la résine superficielle P[MMA-MAA] soit théoriquement révélée. Ceci est vrai pour la zone du tablier. En revanche, compte-tenu de la réflectivité du contact ohmique au niveau de la diode, l'intensité est suffisante pour révéler les deux résines. En pratique, le réglage de cette intensité, qui correspond à une densité de charge de 110  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ , est effectué par une série d'essais successifs.



*Figure I.25: Photographie au MEB d'un échantillon soumis à une trop forte intensité électronique*



*Figure I.26: Pont de 9 μm de long défini par lithographie électronique*

Une dose trop faible ne permet pas d'atteindre le plot de contact. C'est le cas notamment de l'échantillon vu au M.E.B. sur la photographie I.25. Une dose trop forte est également à éviter car elle risque de révéler la résine située sous le tablier du pont.

Pour le développement, on utilise deux tiers de MéthylIsoButylKetone (MIBK) associé pour un tiers à de l'alcool isopropylique.

Dans ces conditions de dépôt, d'écriture et de développement, des structures ont été réalisées avec succès. Le cliché I.26 illustre la géométrie de la structure de connexion avec un pont de  $9\ \mu\text{m}$  de long permettant la connexion entre deux plots de  $1 \times 1\ \mu\text{m}^2$  et de  $7 \times 8\ \mu\text{m}^2$  respectivement.

## CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons essayé de donner un aperçu des procédés technologiques élémentaires utilisés pour la fabrication des contacts ohmiques, pour la gravure des semi-conducteurs et pour la réalisation d'éléments de connexion. Certains procédés sont à présent suffisamment maîtrisés pour être utilisés dans la fabrication des éléments actifs et passifs qui font l'objet des chapitres suivants. Pour les contacts ohmiques, nous privilégierons systématiquement les dépôts séquentiels à base d'Or-Germanium-Nickel réservant les technologies Palladium-Germanium aux structures à zones de contact ultrafines. Pour la gravure, et dans la mesure du possible, les gravures humides seront préférées, sauf lorsque le rapport d'aspect entre dimensions latérales et verticales nécessite l'emploi de gravures directionnelles. Ces procédés s'appliquent principalement à des motifs de quelques micromètres carrés. En revanche, pour des dimensions de  $1\ \mu\text{m}^2$  et a-fortiori, en dessous de cette valeur critique, il convient de développer des procédés nouveaux. Certains de ces procédés plus prospectifs ont fait l'objet d'études préliminaires nous permettant de montrer la faisabilité des techniques. C'est en particulier le cas de l'écriture directe par faisceau électronique qui tire parti des propriétés d'auto-alignement.



**BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I**

- [1] H. Mathieu, "Physique des semiconducteurs et des composants électroniques", Masson, Paris, 1987
- [2] J. Crofton, P. A. Barnes and M. J. Bozack, "Quantum mechanical tunneling in an ohmic contact", American Journal of Physics, vol.60, N°6, June 1992, pp 499-502
- [3] T. C. Shen, G. B. Gao, H. Morkoç, " Dev. in Ohmic contacts for III-V semiconductors", Journal of Vac. Sc. Technol. B, vol 10, N°5, sept-oct 1992, pp 2113-2132
- [4] E. Leduc, "Optimisation des contacts ohmiques sur GaAs et GaInAs en vue d'améliorer les performances des transistors TEGFET AlInAs/GaInAs sur InP", DEA de l'Université de Lille, Juillet 1994
- [5] P. A. Verlangerieri, M. Kuznetsov and M. V. Schneider, "Low resistance ohmic contacts for microwave and lightwave devices", I.E.E.E. Microwave and Guided Wave Letters, vol 1, n°3 March 1991, pp 51-53
- [6] W. L. Chen, J. C. Cowles, G. I. Haddad, G. O. Munns, K. W. Eisenbeiser and J. R. East, "Ohmic contact study for quantum effect transistors and heterojunction bipolar transistors with InGaAs contact layers", Journal of Vac. Sc. Technol. B, vol 10, N°6, nov-dec 1992, pp 2354-2360
- [7] A. Mikail, Thèse de l'Université de Lille, à paraître
- [8] Marshall et al, "Non alloyed ohmic contacts to n-GaAs by Solid Phase Epitaxy of Ge", Journal of Applied Physics, vol 62 (3), p 942, 1987
- [9] A. Katz, C. R. Abernathy and S. J. Pearton, "Pt/Ti Ohmic contacts to Ultrahigh Carbon-doped p-GaAs formed by rapid thermal processing", Journal of Vac. Sc. Technol. B, vol.56, N°11, nov/dec 1992, pp 1028-1030
- [10] R. Williams, "Modern GaAs processing methods", Artech House, Boston-London, 1990

- [11] P. Mounaix, "Hétérostructures double barrière pour la réalisation de diodes et de transistors à effet tunnel résonant", Thèse de l'Université de Lille, Avril 1992
- [12] S. Lida and K. Ito, "Selective etching of gallium arsenide crystals in  $H_2SO_4$ - $H_2O_2$ - $H_2O$  system", J. Electrochem. Soc. Solid State Science, vol. 118, N°5, May 1971, pp 768-771
- [13] S. Adachi and K. Oe, "Chemical Etching Characteristics of (001) GaAs", Journal of the Electrochemical Society: Solid-State Science and Technology, vol.130, N°12, December 1983, pp 2427-2435
- [14] C. Decobert, "Technologie des diodes tunnel résonnant de très faibles sections", DEA de l'Université de Lille, Juillet 1990
- [15] S. M. Sze, "Semiconductor devices, Physics and Technology", A.T.&T. Bell Laboratories, Murray Hill, New Jersey, 1985
- [16] E. Lheurette, B. Grimbert, M. François, P. Tilmant, D. Lippens, J. Nagle and B. Vinter, " $In_{0.1}Ga_{0.9}As/GaAs/AlAs$  pseudomorphic resonant tunnelling diodes integrated with airbridge", Electron. Letters, vol 28, N°10, may 1992, pp 937-938
- [17] K. Y. Hur, M. M. Gitin, F. W. Wise and R. C. Compton, "Mesa-isolated GaAs Schottky-barrier photodiodes", Electronics Letters, 22nd October 1992, vol.28, N°22, pp 2033-2034
- [18] S. Tadayon, G. Metzger, A. Cornfeld, K. Pande, H. Huang and B. Tadayon, "Application of microairbridge insulation in high speed HBT fabrication", Electronic Letters, vol 29, N°1, Jan 1993, pp 26-27
- [19] A. Keterson, M. Tong, J. W. Seo, K. Numila, K. Y. Cheng, J. Morikuni, S. Kang and I. Adesida, "Submicron modulation-doped Field Effect Transistor/metal semi-conductor-metalbased Optoelectronic integrated circuit receiver fabricated by direct-write Electron Beam Lithography", Journal of Vac. Sc. Technol. B, vol.10, N°6, nov/dec 1992, pp 2936-2940

- [20] R. G. Woodham, J. R. A. Cleaver, H. Ahmed and P. H. Ladbrooke, "T-gate,  $\Gamma$ -gate and air-bridge fabrication for monolithic microwave integrated circuits by mixed ion-beam, high-voltage electron-beam and optical lithography", *Journal of Vac. Sc. Technol. B*, vol.10, N°6, nov/dec 1992, pp 2927-2931
- [21] H. Chang, K. Nummila, R. Grundbacher, I. Adesida, J.-P. Leburton and K. Hess, "Fabrication of lateral superlattices using multilayer resist techniques", *Journal of Vac. Sc. Technol. B*, vol.10, N°6, nov/dec 1992, pp 2900-2903

**CHAPITRE II:  
DIODE SIMPLE BARRIERE  
VARACTOR**

**CHAPITRE II:  
DIODE SIMPLE BARRIERE  
VARACTOR**

# CHAPITRE II: DIODE SIMPLE BARRIERE VARACTOR

## INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous nous proposons de fabriquer et de caractériser des hétérostructures comportant des simples barrières. L'objectif est essentiellement de bloquer tout courant de conduction, la barrière de potentiel s'opposant au transfert de charge entre émetteur et collecteur. A cette condition, et pour des composants comportant des zones adjacentes à la barrière étendues, la diode présente des variations de capacité tout à fait comparables à celles rencontrées pour des diodes de type Schottky. L'avantage cependant par rapport à ces composants conventionnels réside dans la symétrie des caractéristiques capacité-tension par rapport à une structure métal-semiconducteur qui présente un effet de redressement. Par ailleurs, ces nouvelles structures offrent la possibilité d'augmenter très fortement les tensions admissibles en intégrant sur une même épitaxie plusieurs barrières élémentaires. Au niveau des applications, les non-linéarités induites sur le courant de déplacement sont utilisables dans les dispositifs de multiplication de fréquence.

## 1. MOTIVATIONS

Pour illustrer les avantages liés à l'utilisation d'hétérostructures, nous présentons sur la figure II.1, d'une part, les caractéristiques courant-tension ( $I(V)$ ) en traits pleins et capacité-tension ( $C(V)$ ) en traits pointillés, pour une structure métal - semiconducteur, et d'autre part,

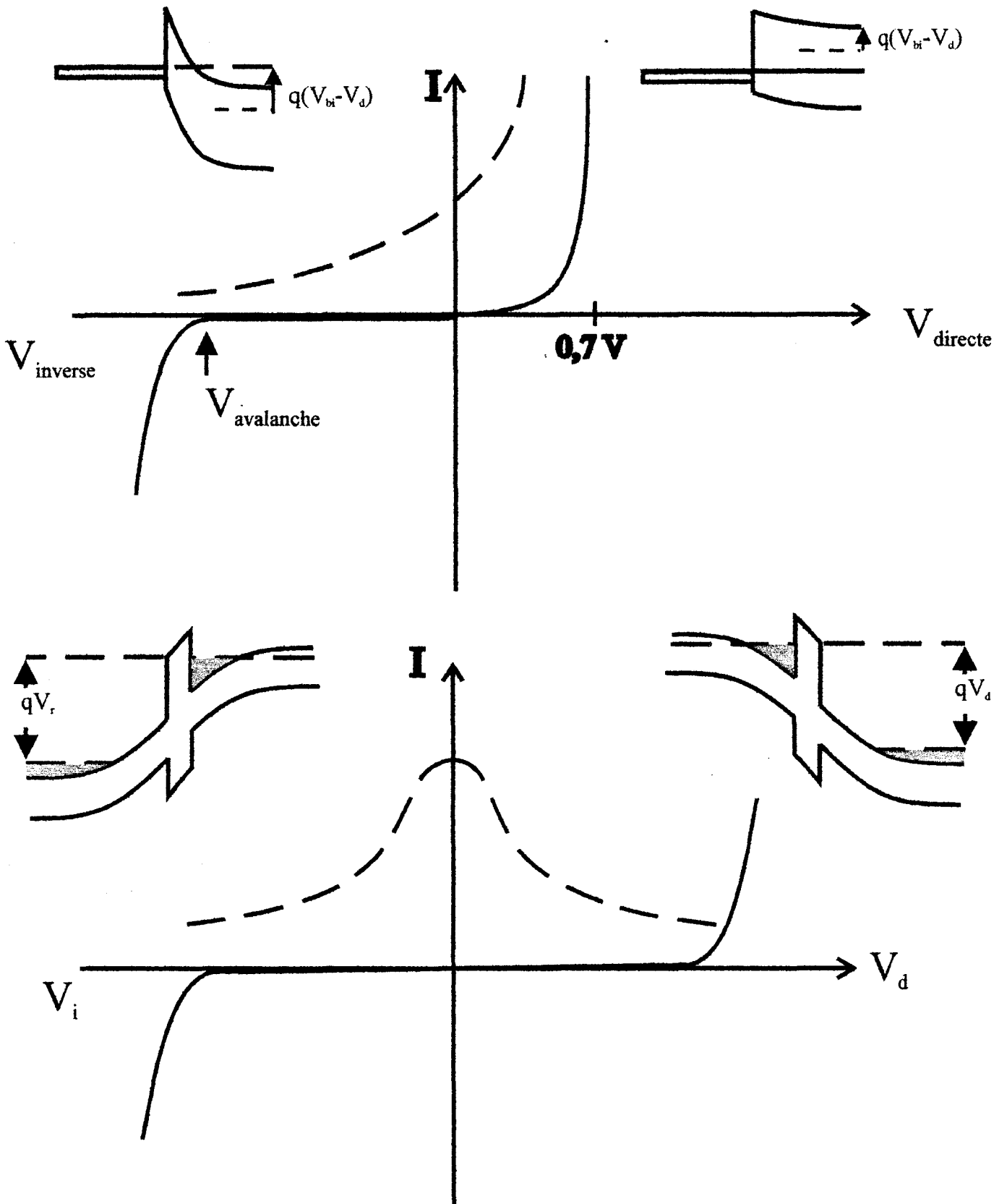


Figure II.1: Caractéristiques courant-tension et capacité-tension pour une structure métal-semiconducteur et pour une hétérostructure

celles obtenues avec une hétérostructure à simple barrière de potentiel. Dans le premier cas, la variation de capacité résultant de la désertion progressive du semiconducteur peut s'observer entre la tension de Built-in ( $V_{bi}$ ) et la tension où l'on observe le claquage par avalanche. En revanche, pour une structure de type simple barrière utilisée en varactor \*, des variations de capacité identiques peuvent être observées en polarisations directe et inverse. Dans le cas idéal, la plage de tension où l'on note l'absence de conduction est limitée par les phénomènes de claquage par avalanche. Nous verrons par la suite que ceci n'est vrai que pour des barrières très opaques.

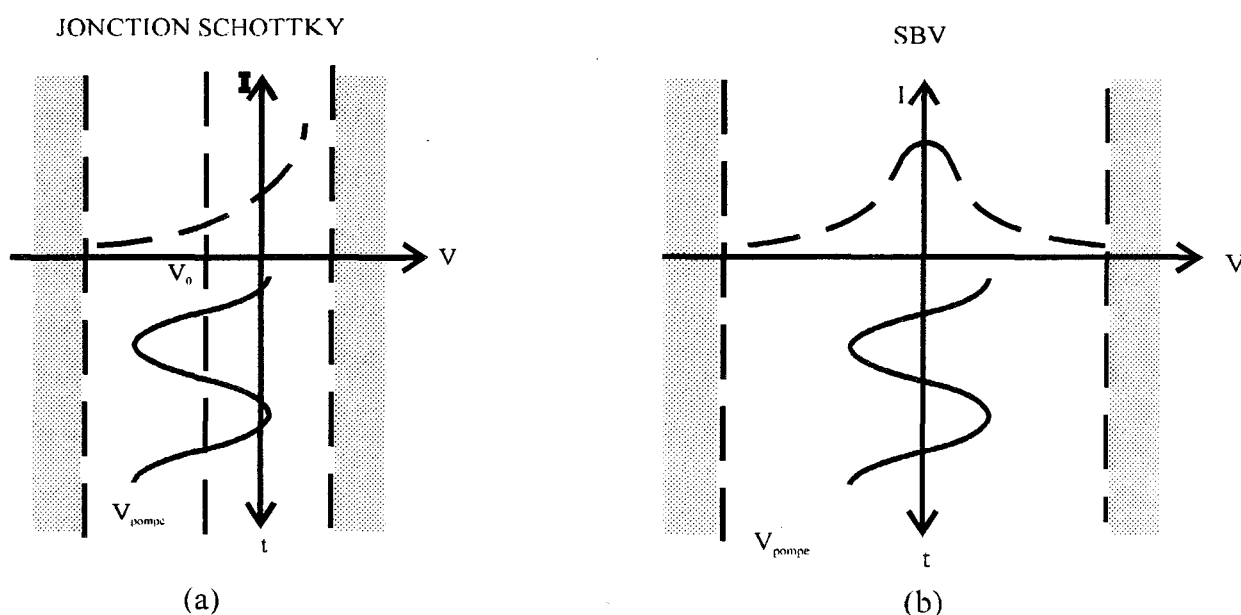


Figure II.2: les SBV's (fig.2b) ne nécessitent pas d'être polarisées comme les jonctions Schottky (fig.2a)

Si à présent, on applique une tension alternative, qui joue le rôle de signal de pompe, aux bornes de la diode non polarisée, les non-linéarités de capacité vont introduire une distorsion du courant qui peut être mise à profit pour créer des fréquences harmoniques et ainsi multiplier la fréquence du signal incident. Ce mécanisme de multiplication de fréquences, à l'aide d'une non-linéarité de capacité, est très largement utilisé pour réaliser des doubleurs de

\* Dans la suite de ce travail, nous utiliserons l'abréviation S.B.V. pour Single Barrier Varactor.



fréquence voire des dispositifs utilisant des harmoniques supérieures. Pour des composants de type Schottky (figure II.2a), la multiplication de rang élevé, cas d'un tripleur ou d'un quintupleur, présente une moindre efficacité de conversion entre le signal incident et le signal multiplié, car il y a répartition de l'énergie électrique sur l'ensemble des harmoniques, avec un report préférentiel sur ceux de rang faible. Généralement, on pallie cette difficulté grâce à l'emploi de circuits oisifs au prix cependant d'une complication notable du circuit. Pour des dispositifs présentant des caractéristiques  $C(V)$  paires comme c'est le cas pour les S.B.V.'s (figure II.2b), on peut montrer que seuls les harmoniques de rang impairs sont générées, ce qui concourt très largement à une bien meilleure fonctionnalité des composants qui, rappelons-le, sont en outre non polarisés.

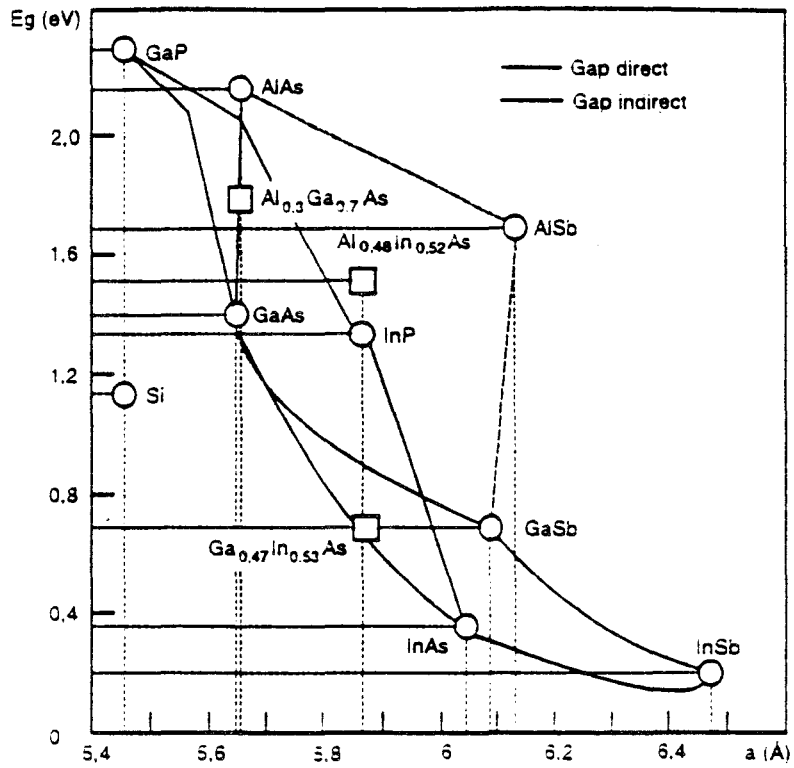


Figure II.3: Largeur de bande interdite en fonction du paramètre de maille pour différents semi-conducteurs

## 2. CHOIX D'UN SYSTEME DE MATERIAUX ET DETERMINATION DE LA STRUCTURE DE LA COUCHE

### 2.1. CRITERES ET CONDITIONS POUR LA CROISSANCE EPITAXIALE

Intuitivement, les deux critères à respecter pour stopper la conduction sont l'utilisation de barrières de potentiel larges et/ou élevées. En fait, on privilégie la hauteur de la barrière de potentiel s'opposant au passage des électrons pour que les composants puissent fonctionner à température ambiante, et également comme nous le verrons par la suite pour éviter la conduction par effet Fowler-Nordheim. A partir de ces règles simples, les couples de matériaux semiconducteurs susceptibles d'être utilisés sont:

- sur substrat GaAs, les composés  $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  avec  $x$  variant entre 0 et 1
- Sur substrat InP, les hétérostructures ternaires  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$  avec  $x = 0,47$  et  $y = 0,48$  pour satisfaire à l'adaptation en maille sur InP. La figure II.3 qui donne les variations de gap en fonction du paramètre de maille "a" précise les conditions d'adaptation.

Par ailleurs, on peut également avoir recours aux procédés de croissance pseudomorphiques et métamorphiques permettant de réaliser des structures à partir de composés initialement désadaptés en maille. Ces différentes possibilités peuvent être également déduites de la figure II.3.

La première possibilité qui s'offre à nous est d'augmenter artificiellement la hauteur de barrière en plaçant de part et d'autre des puits de potentiel. Cette solution est tout à fait possible en faisant croître avant et après la barrière GaAlAs du matériau  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (figure II.4c). Pour un composé à base d'Indium, la maille cristalline est plus grande que celle de l'Arséniure de Gallium. Ainsi, l'adaptation entre ces deux matériaux ne pourra se faire qu'en induisant des effets de contrainte sur le matériau  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . On doit cependant rester dans certaines limites en composition et en épaisseur pour éviter la formation de dislocations. En pratique, pour une concentration donnée, l'épaisseur de la couche doit être inférieure à une longueur dite critique. Celle-ci décroît très rapidement avec le pourcentage d'Indium. A titre d'exemple, pour un composé pur InAs épitaxié sur GaAs, seules, les couches limitées à quelques plans atomiques ne présentent pas de dislocation. Compte-tenu de ces contraintes, on limite généralement la concentration d'Indium à 25 %, ce qui permet de réaliser des puits de largeur raisonnable, typiquement 100 Å.

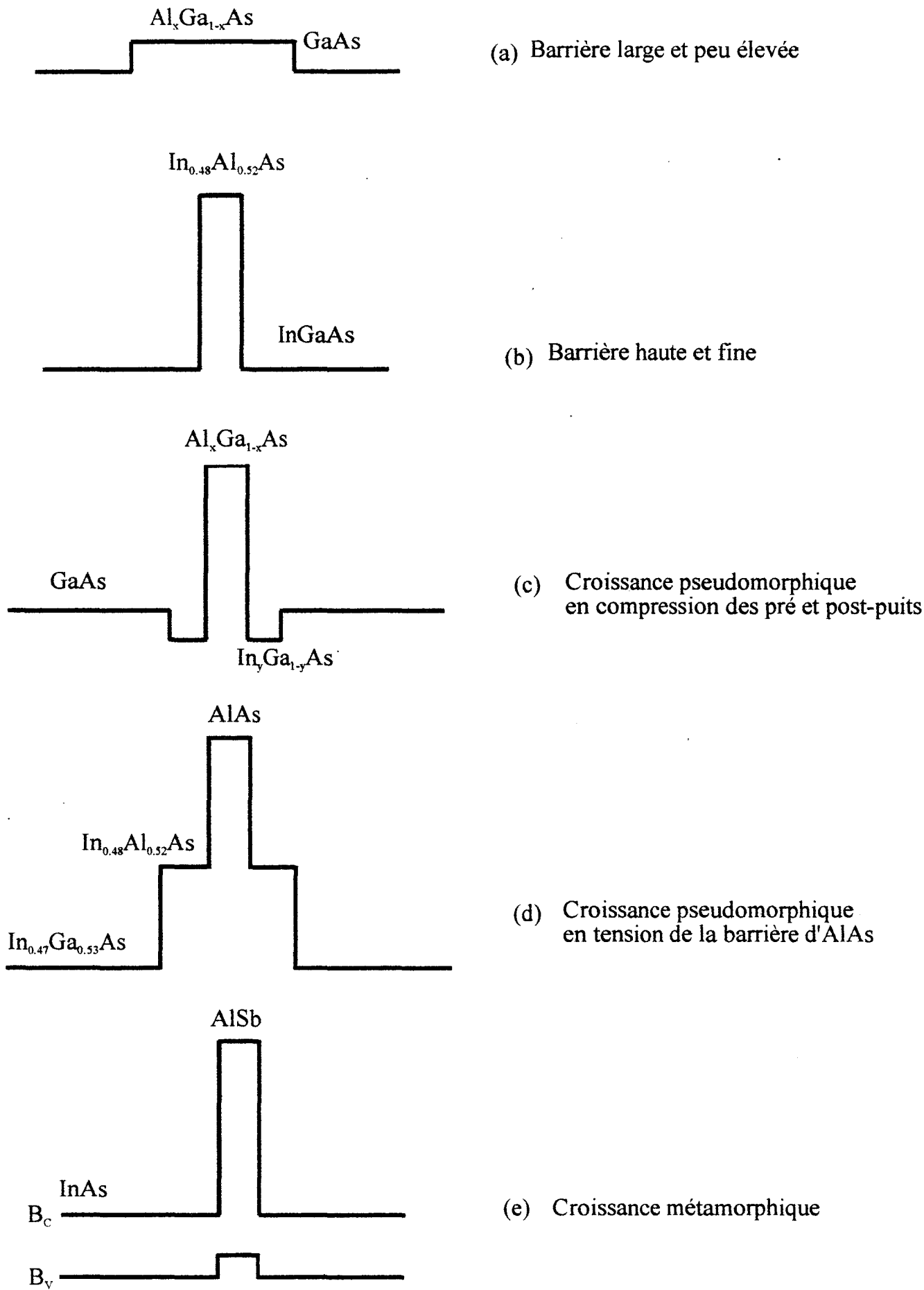


Figure II.4: Illustration des différentes possibilités de croissances épitaxiales

Pour une situation inverse de croissance de matériau en tension (maille cristalline initialement plus petite), on peut concevoir des profils de barrière semblables à celui schématisé sur la figure II.4.d. La couche contrainte est ici la barrière AlAs alors qu'il y a adaptation entre InAlAs et InGaAs.

Enfin la figure II.4e illustre une des possibilités offertes par la croissance métamorphique de structures InAs/AlSb sur substrat GaAs. Dans ce dernier cas, compte-tenu de la désadaptation entre le GaAs (paramètre de maille  $a = 5,65 \text{ \AA}$ ) et les matériaux de la structure active ( $a_{\text{InAs}} = 6,05 \text{ \AA}$ ), il est nécessaire de séparer substrat et couches actives par une couche tampon. Celle-ci permet la transition entre la maille du matériau GaAs et celles des composés InAs et AlSb qui vont présenter une bonne qualité cristalline grâce à la relaxation des contraintes par génération de dislocations limitées à la couche tampon.

Parallèlement à ces aspects technologiques, il faut également prendre en compte les structures électroniques, notamment le fait que certains matériaux présentent des gaps indirects et directs [1]. C'est en particulier le cas des matériaux AlGaAs, qui présentent une transition entre gap direct et gap indirect pour une composition en aluminium de l'ordre de 0,35. Dans ce cas, les phénomènes de transport deviennent plus complexes. A titre d'illustration, nous avons représenté sur la figure II.5, d'une part une figure schématique de la structure de bande électronique dans l'espace des vecteurs d'ondes pour le GaAs et l'AlAs respectivement. Pour le GaAs, le gap est direct avec un écart entre les points  $\Gamma_6C$  et  $\Gamma_8V$ , haut de la bande de valence, pris comme référence d'énergie de 1,42 eV à température ambiante. La vallée satellite X se trouve à plus de 460 MeV au dessus de la vallée centrale  $\Gamma$ . Par contre, on constate que pour un matériau AlAs, le point d'énergie minimum X se trouve à environ 2 eV ( $E_{g\text{indirect}} = \Gamma_{15V} - X_{1C}$ ) du point de référence  $\Gamma_{15V}$  dans la bande de valence, et que l'écart correspondant à une situation de gap direct est de 3 eV ( $E_{g\text{direct}} = \Gamma_{15V} - \Gamma_{1C}$ ).

Si l'on forme une barrière de potentiel, par exemple du type GaAs/AlAs/GaAs, on peut définir plusieurs types de discontinuités, soit en se référant au point  $\Gamma$  (tracé en traits pleins), soit au point X (tracé en pointillé). En fait, du point de vue des propriétés de transport, il est assez difficile de décrire comment les porteurs vont franchir la barrière et surtout, quelle est la hauteur de barrière effective à laquelle ils se heurtent. Ces phénomènes sont d'autant plus complexes que des études antérieures ont montré que la géométrie de la barrière avait une grande influence. Sans entrer dans les détails, on a constaté en effet que pour des barrières larges, la hauteur effective est fixée par le point X. Intuitivement, ceci peut s'expliquer par le

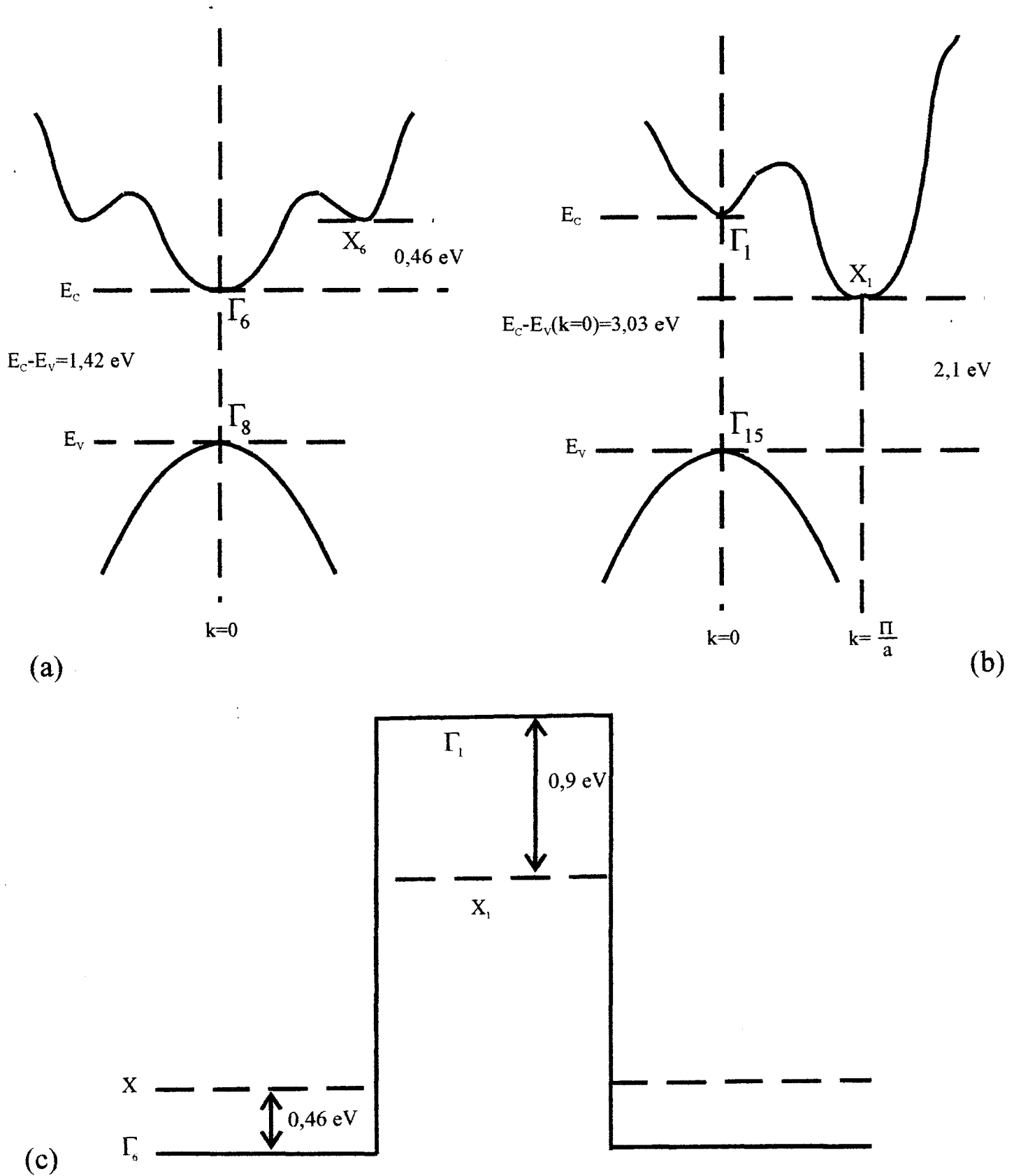


Figure II.5: structure de bande électronique dans l'espace des vecteurs d'ondes pour le GaAs (a), et pour l'AlAs (b) et transition gap direct - gap indirect pour une structure GaAs/AlAs/GaAs

fait que des porteurs issus de la vallée centrale du GaAs ont néanmoins le temps de s'adapter à l'environnement électronique de l'AlAs. Par contre, pour des barrières fines, il n'en est pas de même et, souvent on prend les points  $\Gamma$  comme référence pour définir les discontinuités.

Une autre difficulté vient de la définition de la masse effective, d'une part parce que la vallée X a une forme ellipsoïdale avec des masses transversales et longitudinales extrêmement différentes. En outre, il apparaît difficile de traduire les changements de vecteur d'onde nécessaires à des transitions de type  $\Gamma$ -X.

Dans le cas qui nous intéresse, qui rappelons-le nécessite des barrières opaques, donc larges, ce type d'hétérostructures s'est avéré particulièrement décevant car celles-ci présentent un courant de fuite très important observé à des tensions bien plus faibles (typiquement 1 Volt) que celle attendue théoriquement qui est la tension d'avalanche, vers 10 Volt.

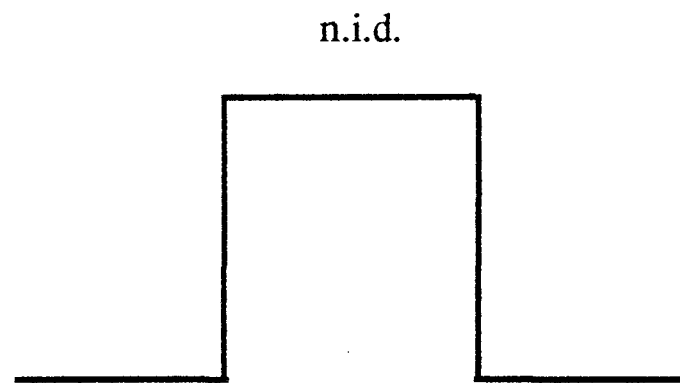
Enfin, en dernière remarque, il est important de mentionner que la croissance du matériau AlAs sur des épaisseurs importantes n'est pas triviale. Il est maintenant bien connu que la température de croissance optimale pour l'AlAs est de l'ordre de 700°C alors qu'elle n'est que de 600°C pour le GaAs, ce qui pose problème en pratique lors de l'épitaxie.

Si l'on considère à présent les composés à base de Phosphure d'Indium, on a la possibilité de créer une barrière de potentiel de hauteur relativement importante en utilisant la structure élémentaire  $\text{In}_{0,47}\text{Ga}_{0,53}\text{As}/\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ . Rappelons que pour ces compositions (voir figure II.3) les gaps sont à température ambiante respectivement de 1,45 eV pour  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  et de 0,75 eV pour  $\text{In}_{0,47}\text{Ga}_{0,53}\text{As}$ . Par ailleurs on montre que la discontinuité de bande de conduction est de 0,52 eV. C'est ce couple de matériaux que nous avons utilisé systématiquement, d'une part avec des barrières du type de celles décrites dans la figure 4.c et d'autre part, celles qui nécessitent l'insertion d'une barrière d'AlAs (figure II.4.d).

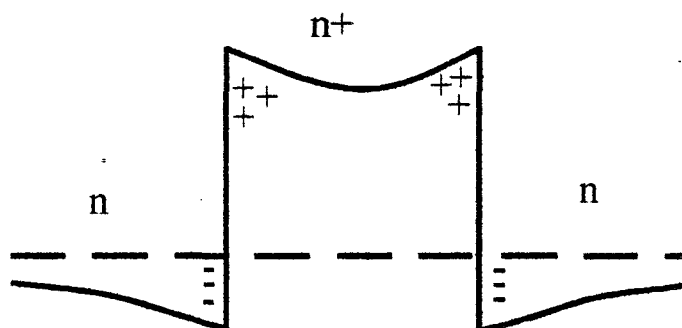
## 2.2. LA COUCHE EPITAXIALE

La séquence de croissance a été faite en pratique pour des barrières GaInAs/AlInAs/GaInAs.

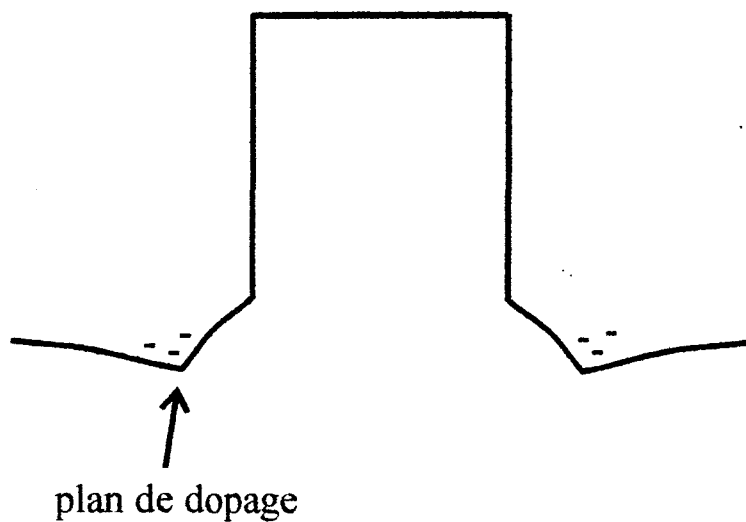
L'ensemble des croissances a été réalisé en partant de substrats InP semi-isolant de deux pouces. La zone active est constituée en pratique d'une barrière d'AlInAs non dopée. Dans ce cas, il n'y a pas de courbure de bande résultant de phénomènes de diffusion et on



(a)



(b)



(c)

Figure II.6: Barrière d'AlInAs non dopée (fig.a), dopée (fig.b) et non dopée avec insertion d'un plan de dopage dans le GaInAs (fig.c).



obtient un profil de potentiel comme celui schématisé sur la figure II.6.a. Nous verrons cependant par la suite qu'une telle solution peut poser problème par l'absence de charges permettant d'écranter le champ électrique.

Une autre solution consiste à doper la barrière comme l'illustre la figure II.6.b. En réalité, cette solution qui a été essayée par le groupe de E. Kollberg à l'Université de Chalmers [2] n'est pas favorable en pratique. En effet, il survient comme pour les structures à modulation de dopage utilisées pour la fabrication des transistors à haute mobilité, un transfert d'électrons de la couche à grand gap vers les régions adjacentes à la barrière [3]. Par réaction de charge d'espace résultant des dipôles induits, la bande de conduction se courbe, abaissant ainsi artificiellement la barrière de potentiel.

Enfin, la figure 6c illustre la situation de deux plans de dopage situés de part et d'autre de la barrière. Dans ce cas, les effets de courbure de bande ont peu d'influence sur le profil de la barrière de potentiel. Cependant, il peut s'avérer préjudiciable d'introduire une grande quantité d'impuretés près d'une barrière de potentiel qui doit comporter le niveau le plus faible d'impuretés possible. Rappelons que dans le cas contraire, on observe des phénomènes de tunnel assisté par défaut.

Pour prévenir la contamination de la barrière par les impuretés, nous incorporons systématiquement des zones tampons, souvent appelées espaceurs (spacers), d'épaisseur typiquement de 50 Å. Il est bien connu que même si on a interrompu le flux de Silicium assurant le dopage, on observe une queue de distribution des dopants résultant de l'effet de ségrégation en surface.

De part et d'autre de cette barrière bloquante, on insère des couches GaInAs qui vont permettre la modulation de capacité sous tension de polarisation inverse ou directe. Le choix du niveau de dopage et de l'épaisseur de ces couches résulte d'un compromis entre résistance de la couche épitaxiale, valeur de la capacité en régime de saturation, et contrainte au niveau de la croissance. En pratique nous sommes partis des réalisations de diodes Schottky Varactor équivalentes pour lesquelles les niveaux de dopage varient entre  $5 \cdot 10^{16}$  et  $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Ceci étant, le choix de l'épaisseur peut se calculer en considérant que la diode doit être dans des conditions de "punch through" (désertion complète de la structure) à la tension de claquage. On trouve typiquement dans ce cas des valeurs de l'ordre de 3000 Å pour un dopage de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Enfin il est nécessaire de limiter l'épaisseur de ces couches. En effet, il faut insister sur le fait que la croissance des composés ternaires demande de conserver le taux d'Indium, correspondant à l'adaptation en maille, durant toute la croissance. Ceci nécessite une très bonne maîtrise de l'ensemble des conditions de croissance qui se fait typiquement à la vitesse

de 1  $\mu\text{m/h}$ . En conséquence, et c'est une remarque tout à fait générale, on cherche à limiter autant que possible l'épaisseur globale de la couche épitaxiale.

Enfin la séquence comporte des couches InGaAs très fortement dopées près du substrat, et près de la surface du semiconducteur (cap layer). Leur épaisseur est limitée à 3000 Å, pour les raisons évoquées ci-dessus.

Par ailleurs, le niveau du dopage est beaucoup plus élevé que dans le cas précédent avec des valeurs typiquement de  $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Le rôle de ces couches est double: d'une part, elles servent de zone d'émission et de collection assurant le rôle de zone réservoir. D'autre part, elles constituent des zones semiconductrices de très forte conductivité afin d'obtenir de très bons contacts ohmiques.

Globalement, on obtient la séquence de croissance schématisée sur la figure II.7a.

GaInAs	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å
GaInAs	$10^{17} \text{ cm}^{-3}$	2500 Å
GaInAs	non intentionnellement dopé	50 Å
AlInAs	non intentionnellement dopé	200 Å
GaInAs	non intentionnellement dopé	50 Å
GaInAs	$10^{17} \text{ cm}^{-3}$	2500 Å
GaInAs	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å
InP	substrat Semi-Isolant	

Figure II.7a: La couche GaInAs/AlInAs/GaInAs/InP

Le cas d'une structure comportant une barrière AlInAs/AlAs/AlInAs [4] est illustré sur la figure II.7.b. On retrouve typiquement les mêmes données de dopage et d'épaisseur pour les couches encadrant la barrière de potentiel. Pour cette dernière, idéalement, on chercherait à ce qu'elle soit la plus large possible. Cependant, compte-tenu des considérations précédentes concernant le passage en vallée X, et d'autre part, l'existence d'une longueur critique, nous avons préféré limiter l'épaisseur de cette couche à 30 Å. A l'avenir, il nous semble qu'on pourrait s'affranchir de cette limite en compensant les contraintes par l'alternance de couches respectivement en compression et en extension. Néanmoins, la suite de ce travail nous montrera que "l'opacité" de la barrière d'AlAs utilisée ici est tout à fait suffisante pour repousser la limite de conduction par effet tunnel au delà de celle correspondant au claquage par avalanche.

GaInAs	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å
GaInAs	$10^{17} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å
GaInAs	non intentionnellement dopé	100 Å
AlInAs	non intentionnellement dopé	50 Å
AlAs	non intentionnellement dopé	30 Å
AlInAs	non intentionnellement dopé	50 Å
GaInAs	non intentionnellement dopé	100 Å
GaInAs	$10^{17} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å
GaInAs	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å
InP	substrat Semi-Isolant	

Figure II.7b: La couche GaInAs/AlInAs/AlAs/AlInAs/GaInAs/InP

### 3. PROPRIETES DE CONDUCTION

Les propriétés de conduction ont été testées grâce à l'emploi de structure de masques simplifiées qui, de manière générale, comportent des surfaces actives relativement importantes.

Ce choix n'est pas en contradiction avec les arguments développés dans l'introduction montrant la nécessité de travailler avec des dimensions très faibles.

En effet, nous normaliserons les grandeurs obtenues, notamment de capacité, afin d'extrapoler ces données aux faibles sections. Seuls les effets de bord pourraient intervenir dans ces règles d'échelles, mais ils se sont avérés négligeables.

En outre, l'utilisation de sections importantes facilite notablement la technologie avec des procédés nécessitant peu d'étapes technologiques. Il en résulte que l'on peut rapidement tester la qualité d'une couche épitaxiale.

De plus, les niveaux de capacité relativement élevés (quelques centaines de femtoFarad pour un composant large, quelques femtoFarad pour un composant micronique) facilitent notablement la caractérisation en travaillant à plus basse fréquence.

Enfin, il est très utile de disposer de plusieurs sections pour mener une étude comparative et en particulier vérifier l'uniformité des densités de courants.

#### 3.1 LES MASQUES:

Très succinctement, deux types de masque ont été utilisés pour fabriquer des diodes sur substrat semi-isolant en structure planaire. le premier est extrêmement simple avec des motifs carrés respectivement  $50 \times 50$ ,  $30 \times 30$ ,  $15 \times 15 \mu\text{m}^2$  pour la zone active, alors que le contact inférieur présente une surface constante de  $250 \mu\text{m}^2$ .

La séquence technologique peut se résumer de la façon suivante: On réalise tout d'abord un premier dépôt métallique séquentiel AuGeNi assurant la formation du contact ohmique d'émetteur (collecteur). Cette métallisation sert ensuite de masque pour réaliser une première attaque du type méssa de profondeur typiquement de l'ordre du micron afin d'atteindre la couche GaInAs enterrée.

Cette gravure est faite par attaque chimique en utilisant le mélange d'attaque:  $\{\text{H}_3\text{PO}_4:3, \text{N}_2\text{O}_2:1, \text{H}_2\text{O}:20\}$  dont la vitesse est de  $3600 \text{ \AA}/\text{min}$  [cf chapitre I]. Il peut être important de noter que cette gravure n'étant pas sélective sur les couches constituant la structure active, et compte-tenu de la très faible épaisseur de la couche InGaAs ( $3000 \text{ \AA}$ ) située près du substrat, cette gravure se révèle assez critique et nécessite une bonne connaissance de la vitesse d'attaque. En pratique, le contrôle de la profondeur d'épaisseur est

fait au mesureur d'épaisseur (Alphastep Tencor), le plan de référence étant défini par le contact métallique.

Suite à ces premières opérations on dépose un second contact ohmique sur la couche InGaAs découverte par l'attaque, suivi d'un recuit rapide dans les conditions définies au chapitre I.

Enfin, l'isolation est assurée par un deuxième méso relativement peu profond permettant d'atteindre la couche d'InP semi-isolante. Cette étape est beaucoup moins critique que la précédente avec un arrêt sur l'InP compte-tenu de la sélectivité d'attaque entre les composés phosphorés et ceux composant la couche active.

Néanmoins il faut veiller à ne pas trop prolonger cette attaque pour limiter la sous-gravure.

Le second type de masque a été mis en place pour faciliter les mesures en capacité-tension avec connexion au composant à l'aide de pointes hyperfréquences. Encore très récemment, ce type de mesure n'était possible que sur des structures parfaitement planaires. Ceci est possible en considérant deux diodes tête bêche. Par contre, si l'on voulait accéder directement aux caractéristiques d'un seul composant, il s'avérerait impossible de poser les pointes hyperfréquences sur un motif comportant un méso, et donc un dénivelé important. Depuis, des progrès notables ont pu être réalisés concernant des sondes qui peuvent à présent absorber des dénivelés de l'ordre du micromètre.

En fait, nous verrons qu'elles se révèlent très bien adaptées pour les mesures de capacité à des fréquences de l'ordre de 500 MHz, objectif essentiel des caractérisations.

Par contre, il apparaît illusoire de faire des mesures hyperfréquences à des fréquences très élevées en utilisant ces motifs jusqu'à plusieurs dizaines de GHz.

La raison essentielle est l'absence de ligne de propagation de type coplanaire permettant de se connecter à l'échantillon à caractériser, comme c'est le cas pour un motif de type micro-sonde hyperfréquence.

Pour ce dernier cas en effet, on peut définir sans ambiguïté les modes de propagation incidents et réfléchis en très haute fréquence ainsi que différents plans de référence.

Concernant la séquence technologique, elle est analogue à celle du premier masque.

### 3.2. CARACTERISATION

La caractérisation concerne, d'une part, la mesure des caractéristiques de conduction  $I(V)$ , et d'autre part, les variations de capacité  $C(V)$  en fonction de la tension. Les mesures des courbes  $I(V)$  ont été faites à l'aide du banc de mesure continu intégrant le logiciel I.C.C.A.P.

Ce banc permet de faire des mesures systématiques avec des pas de tension très faibles, avec une résolution dans les valeurs de courant de l'ordre du pA.

Ces mesures continues ont été faites à température ambiante avec une simple connexion par pointe D.C. mais également à la température de l'azote liquide.

Pour ce dernier cas il est nécessaire de procéder à la découpe de la plaquette afin de monter les diodes en boîtier. Une mesure sous pointe en froid est également envisageable mais en pratique, elle s'est avérée impossible à mettre en œuvre en l'absence d'équipement sous vide. Le fait de travailler sous atmosphère normale conduit très rapidement à la formation de givre rendant impossible toute étude fiable des caractéristiques de la diode dans ces conditions.

La procédure de montage des échantillons dans des boîtiers de type B.M.H.60 est courante au laboratoire, avec collage des échantillons sur la semelle servant de point de masse et connexion aux lignes micro-ruban à l'aide de microfils d'or. Par rapport à cette procédure conventionnelle, nous avons préféré dans certains cas l'utilisation d'une colle conductrice à l'argent qui, par polymérisation (150°C, 5 min) permet de réaliser des contacts stables mécaniquement et supportant des écarts importants de température.

Nous n'avons pas effectué d'étude systématique entre 77 et 300 K par l'utilisation d'un cryostat, la mise de l'échantillon à la température de l'azote liquide se faisant simplement en plongeant le boîtier raccordé à un fil coaxial directement dans l'azote liquide.

### 3.3. RESULTATS

#### 3.3.1. ECHANTILLON InGaAs/InAlAs/InGaAs [5]

La figure II.8 donne la caractéristique de conduction d'une diode InGaAs/InAlAs/InGaAs en polarisation directe et inverse.

Par rapport au point à 0 Volt, on note une dissymétrie des caractéristiques I(V). De plus, on constate que la diode se met à conduire assez rapidement puisqu'à 2 Volt, la densité de courant est de l'ordre de 10 A/cm<sup>2</sup> sachant que cet échantillon a une section de 30x30μm<sup>2</sup>. En polarisation inverse, cette densité est réduite d'un quart. Ces premiers résultats sont une première illustration des difficultés rencontrées dans la fabrication des diodes simple barrière qui seront résolues par la suite. D'une part, la dissymétrie des caractéristiques peut trouver son origine dans les différences entre les interfaces directes (InAlAs/GaInAs) et inverses (GaInAs/InAlAs). D'autre part, il semble que les processus de conduction à faible tension puissent s'expliquer par des phénomènes de conduction parasites, notamment par la présence de défauts dans la barrière. Nous reviendrons plus en détail sur cette hypothèse.

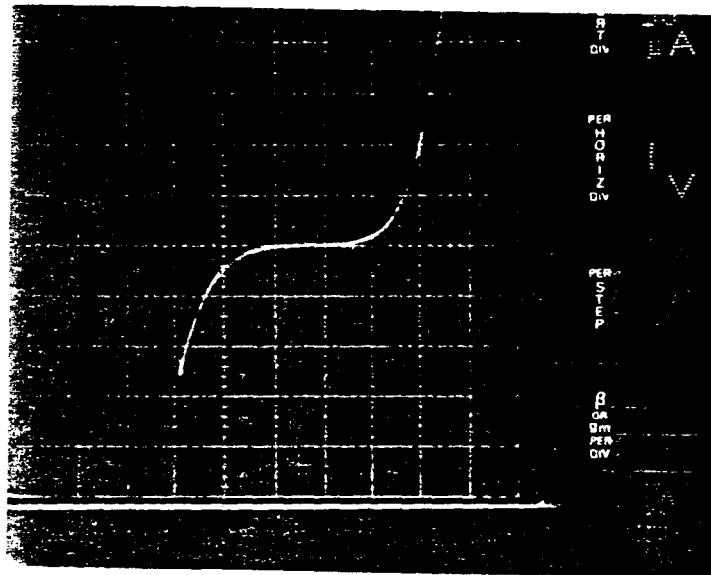
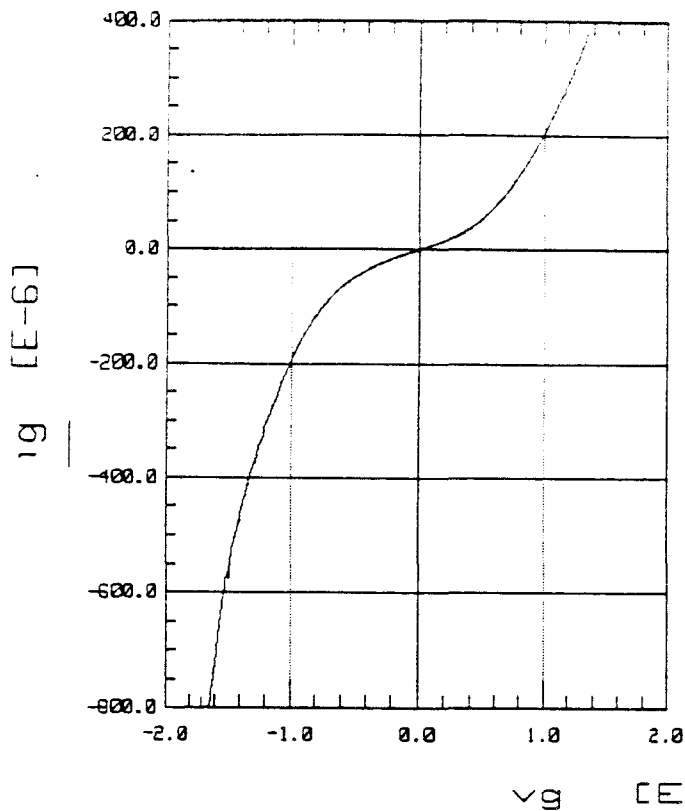


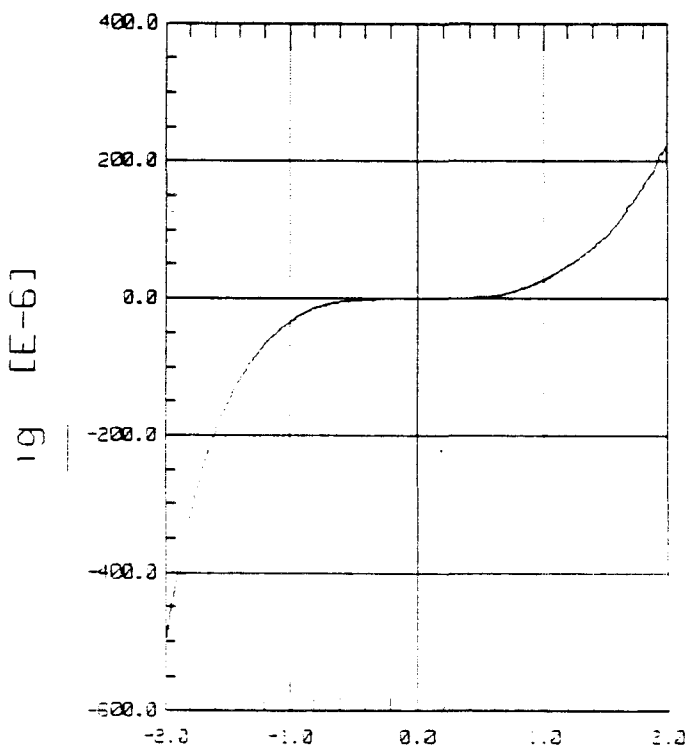
Figure 8: Caractéristique en polarisation directe et inverse d'une S.B.V.  
 $\text{InGa.As-InAlAs-InGa.As}$



IEMN-CHS  
CENTRALE de CARACTERISATION

Echantillon: SB 50\*50 n2sb

Figure II.9: Caractéristique  $I(V)$  d'une structure InGaAs/InAlAs/InGaAs mesurée à 300 K



IEMN-CHS  
CENTRALE de CARACTERISATION

Echantillon: SB 50\*50 n2 77k

Figure II.10: Caractéristique  $I(V)$  de la même structure mesurée à 77 K



Si à présent on compare les caractéristiques I(V) entre l'ambiante (figure II.9) et 77 K (figure II.10) pour ce type de structures, on constate que la mise en froid retarde notablement l'apparition des phénomènes de conduction en permettant de définir un plateau où les composantes de courant parasites sont maintenues à des niveaux très faibles. De manière générale, on note donc que la descente en température permet de réduire la conduction en minimisant les phénomènes activés thermiquement. Cependant, seule une étude systématique pourrait permettre de dissocier effet tunnel pur ou assisté par défauts et émission thermoionique.

Les mesures de capacité sur cet échantillon fabriqué à l'aide du premier jeu de masque, ont été faites à l'aide d'un banc permettant la mesure de l'impédance complexe en basse fréquence à 1 MHz. On peut en déduire directement par la mesure de la susceptance les non-linéarités de capacité.

### Simple barrière à 300 K

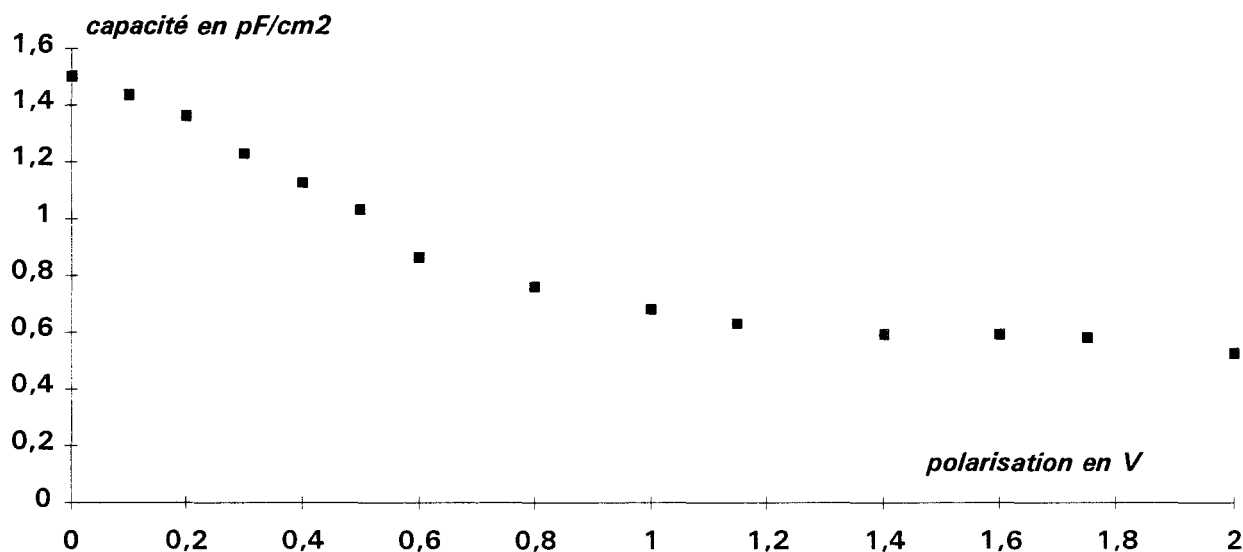


Figure II.11: Evolution de la capacité avec la polarisation pour une diode de 30x30 µm<sup>2</sup>

Nous avons vu que la diode commence à conduire dès 1 Volt, ce qui pourrait interdire toute mesure de capacité directe au delà de cette valeur qui correspond à l'apparition du courant de fuite. Il faut cependant noter que le niveau d'impédance de la partie résistive reste encore très supérieur à celui de la capacité au delà de cette tension de seuil. A titre d'ordre de grandeur, le niveau d'impédance déduit de la caractéristique de conduction à 1 Volt est de quelques kΩ alors que celui correspondant à la partie réactive est proche de 100 Ω pour une capacité de l'ordre du pF mesurée à 1MHz. La figure II.11 montre les variations de capacité en fonction de la tension mesurées dans ces conditions en polarisation directe entre 0 et 2 Volt. La

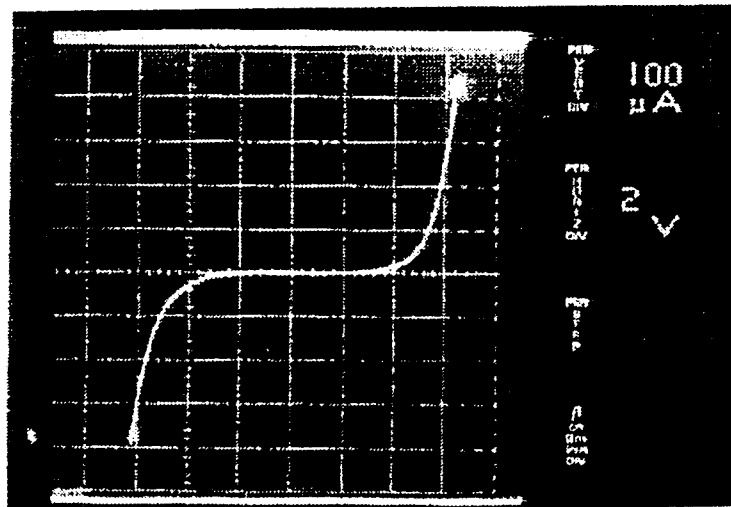


figure II.12: Caractéristique  $I(V)$  d'une diode du type B. La diode est bloquante sur une large plage de tension.

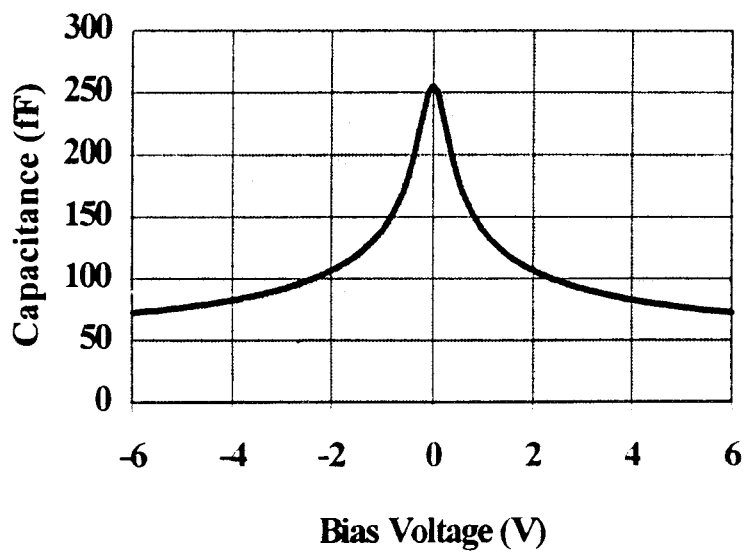


figure II.13: Caractéristique  $C(V)$  très symétrique d'une diode du type B présentant un rapport  $C_0 C_{\text{sat}}$  de 3,5.

capacité à l'équilibre est de 1,5 pF. Celle mesurée à des tensions de 1,5 Volt a des valeurs proches de 0,6 pF correspondant donc à un rapport de 3.

### 3.3.2. ECHANTILLONS GaInAs/AlInAs/AlAs/AlInAs/GaInAs

Pour ces échantillons deux séries ont pu être fabriquées et caractérisées. La caractéristique  $I(V)$  obtenue pour la première série [6][7] est donnée sur la figure II.12. Comparativement aux résultats précédents, les variations du courant en polarisation directe et inverse sont ici extrêmement similaires. Ceci reflète une très bonne maîtrise des procédés de croissance notamment en ce qui concerne la formation des interfaces. Quant aux courants de fuite, ils ne deviennent significatifs (c'est-à-dire supérieurs à quelques dizaines d'Ampère par  $\text{cm}^2$ ) que pour une tension supérieure à 6 Volt. Il est certain que ce très bon résultat s'explique par la présence de la barrière d'AlAs, mais aussi, cette hypothèse sera confirmée par la suite, par la très bonne qualité du matériau de barrière avec des mécanismes de conduction non assistés par défaut.

En ce qui concerne les mesures de capacité, elles ont été faites pour des échantillons de sections assez faibles ( $100 \mu\text{m}^2$ ) avec une série de masques utilisée pour des diodes doubles barrière [8]. Les variations de capacité mesurées pour ce type de composant à 1GHz sont données sur la figure II.13. La capacité  $C_0$  à 0 Volt est de 250 fF, ce qui correspond pour une section  $A=100\mu\text{m}^2$  à une capacité normalisée de  $2,5 \cdot 10^{-7} \text{ F/cm}^2$ . A tension croissante, on observe une rapide décroissance des valeurs de capacité pour atteindre, aux tensions du seuil de conduction, des valeurs proches de 75 fF donnant un rapport  $C_0/C_{\text{sat}}$  de 3,5. On observe également comme dans le cas précédent une très bonne symétrie dans les caractéristiques  $C(V)$ .

La seconde série d'échantillons reprend les mêmes paramètres de structure, notamment la structure en "marche d'escalier" de la barrière bloquante avec des procédés de fabrication basés sur le second jeu de masque.

Les caractéristiques obtenues dans ce cas sont visualisées sur les figures II.14 et II.15. Pour les caractéristiques de conduction, il n'y a pas de changement notable comparativement aux résultats précédents. En revanche, le rapport  $C_0/C_{\text{sat}}$  a pu être amélioré avec des valeurs comprises entre 5 et 6, ce qui constitue actuellement l'état de l'art. Pour expliquer cette amélioration dans les valeurs de rapport de capacité, entre les deux séries obtenues après caractérisation des deux types d'échantillon A et B, il apparaît que la seconde série a une

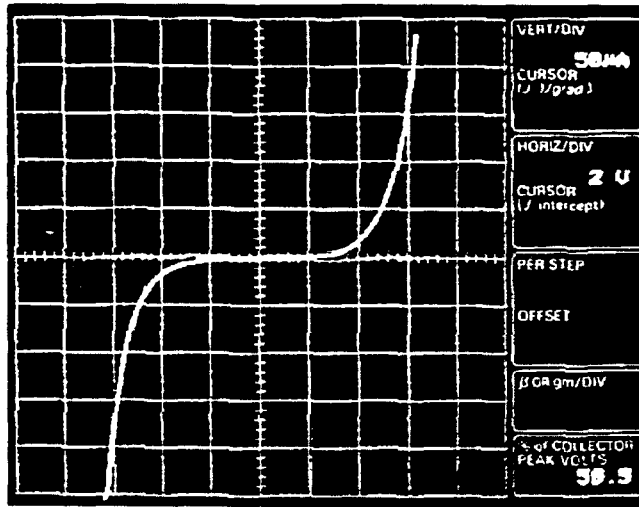


figure II.14: Caractéristique  $I(V)$  d'une diode de la deuxième série. La diode est bloquante sur une large plage de tension comme dans le cas B de la première série.

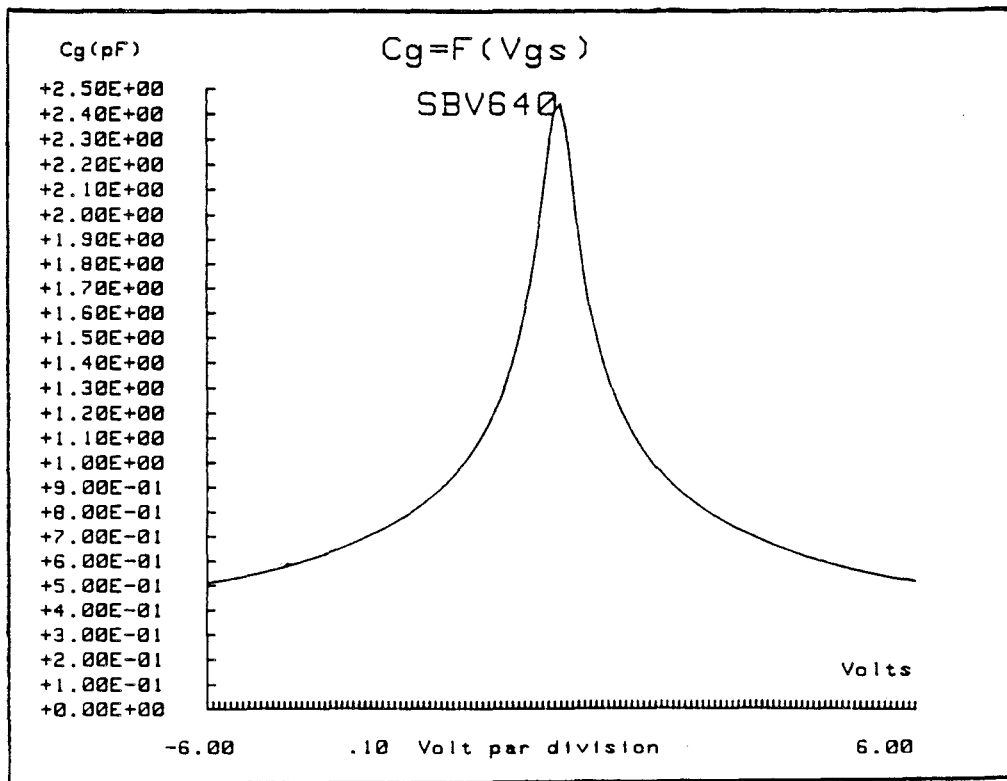


figure II.15: Caractéristique capacité-tension  $C(V)$  très symétrique d'une diode de la deuxième série présentant un rapport  $C_0/C_{sat}$  de 5,5.

conduction encore plus retardée comparativement aux échantillons de la première série. Il en résulte que la valeur de capacité, mesurée entre 0 et 6 Volt, correspond tout-à-fait à la capacité intrinsèque de l'échantillon. Celle-ci peut être obtenue directement, dès que l'information du dipôle équivalent parallèle est connue. En revanche, si la diode commence à présenter un courant de fuite caractéristique, l'alimentation du banc de mesure commence à débiter du courant dans une résistance de polarisation d'environ 2 k $\Omega$ . Le diviseur de tension qui en résulte fait qu'il peut y avoir des différences significatives entre la tension réellement appliquée aux bornes de la diode et la tension de commande. Avec cette hypothèse, nous n'arrivons pas, pour la première série d'échantillon, à la valeur limite de la capacité alors que pour la seconde série, l'absence de conduction jusqu'à 6 Volt a pour conséquence que la valeur limite est atteinte. Globalement, le rapport  $C_0/C_{sat}$  s'en trouve amélioré.

## 4. ANALYSE DES RESULTATS

Cette analyse des résultats est double. Dans un premier temps, nous allons nous efforcer de calculer les caractéristiques alors que dans un second temps nous nous intéresserons à la détermination de la capacité.

### 4.1. CARACTERISTIQUE DE CONDUCTION

Plusieurs modèles sont disponibles pour évaluer la densité de courant pour une barrière de potentiel encadrée par deux zones fortement dopées. En fait, de façon très simple, la densité de courant globale traversant la structure, c'est-à-dire par émission thermoionique ou par effet tunnel, va dépendre en premier lieu de la transmission  $T(E)$  de la structure et en second lieu, de la densité des états électroniques peuplés dans l'émetteur et vides dans le collecteur.

Concrètement, on décrit ce deuxième terme par la fonction d'alimentation notée  $F(E)$ . Il en résulte que chaque intervalle d'énergie  $[E, E+dE]$  donne un élément de courant  $dJ$  qui est directement proportionnel au produit  $F(E) \times T(E)$ . Le courant global pour une polarisation donnée est ensuite déduit par l'intégration sur l'ensemble des valeurs d'énergie accessibles aux électrons, c'est-à-dire pour des conditions basse température entre le bas de la bande de conduction et le niveau de Fermi, ou au-delà, à plus hautes températures compte-tenu du peuplement par activation thermique.

Mathématiquement, la fonction d'alimentation (Supply Function)  $F(E)$  a pour expression:

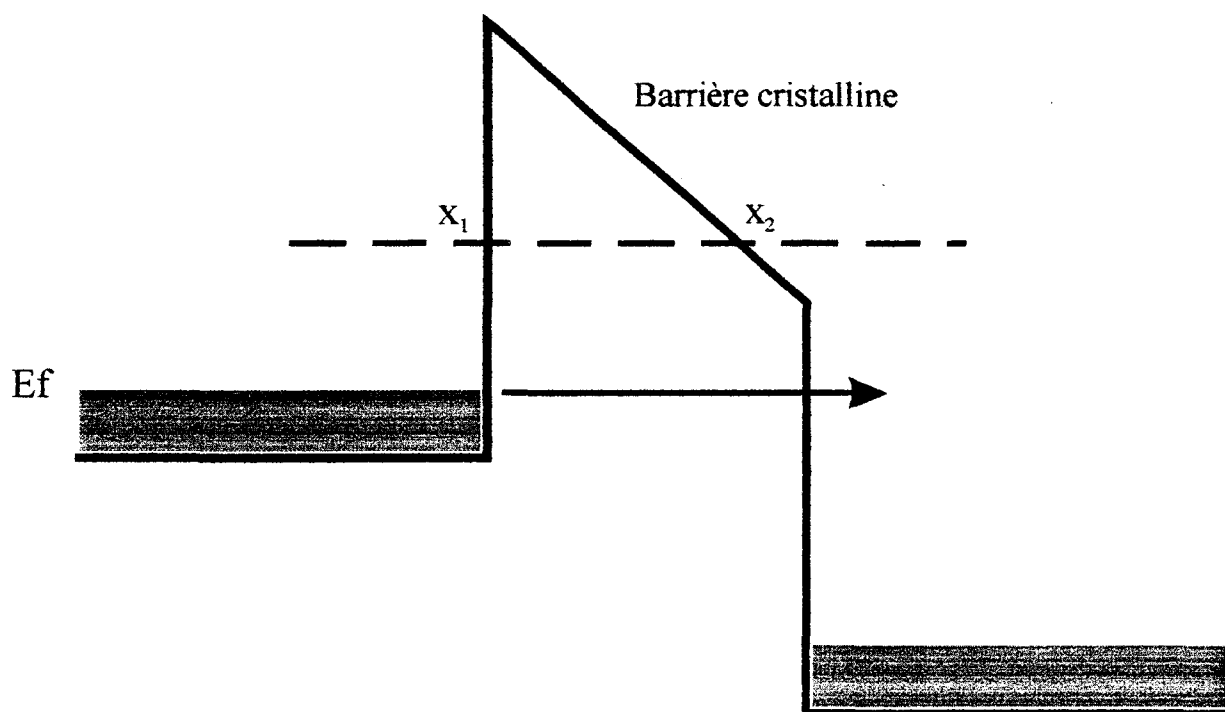


Figure II.16: Modèle simplifié avec la méthode W.K.B.

$$F(E) = Ln \left[ \frac{1 + \exp\left(\frac{E - E_f}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E - E_f - qV}{kT}\right)} \right]$$

où  $V$  est la tension de polarisation appliquée,  
 $T$  la température,  
 $k$  la constante de Boltzman.

Pour la transmission, dans des cas simples, comme celui utilisé sur la figure II.16, on peut utiliser l'approximation W.K.B. (Wentzel-Kramers-Brillouin).

T proportionnel à

$$\exp\left[-2 \int_{x_1}^{x_2} |k(x)| dx\right]$$

où  $|k(x)|$  est la valeur absolue du vecteur d'onde imaginaire correspondant à l'atténuation dans la barrière,  
et les points  $x_1$  et  $x_2$  les limites effectives de la barrière à l'énergie considérée  $E$ .

Une première estimation des densités de courant peut être faite en utilisant ce modèle simplifié. Cependant, les structures réelles comme celles fabriquées et testées dans ce travail mettent en jeu trois autres mécanismes, schématisés sur les figures II.17a, II.17b et II.17c, à savoir:

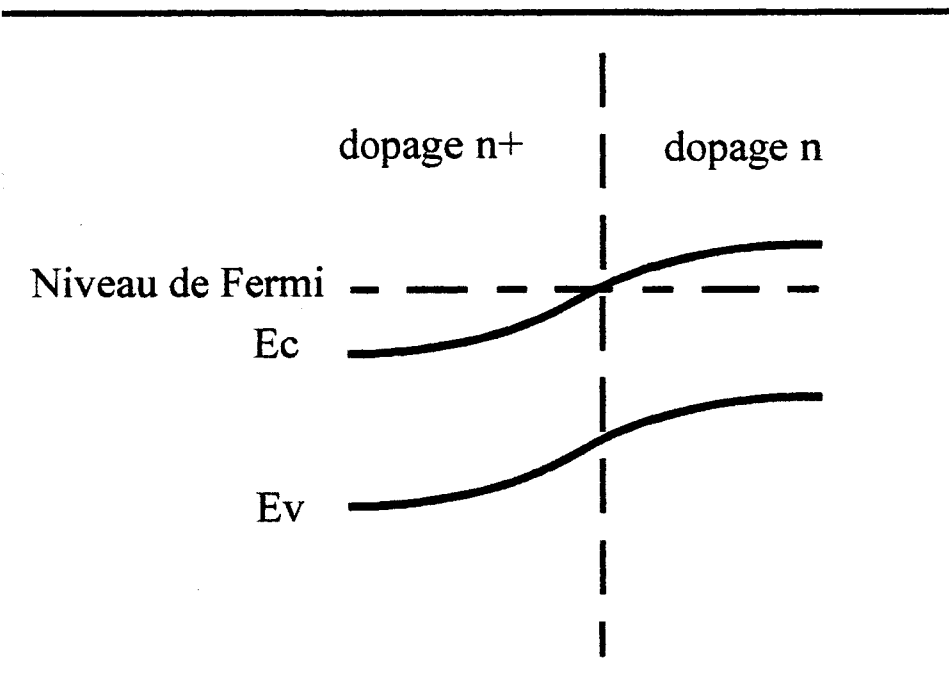
- des mécanismes de diffusion dans les zones d'espaceurs modulées en dopage (figure II.17a)
- accumulation en amont de la barrière (figure II.17b)
- désertion en aval de celle-ci (figure II.17c)

Par réaction de charge d'espace, il en résulte des effets de courbure de bande particulièrement prononcés pour la diffusion et l'accumulation qui entraînent la formation de barrières et de puits de potentiel électrostatiques.

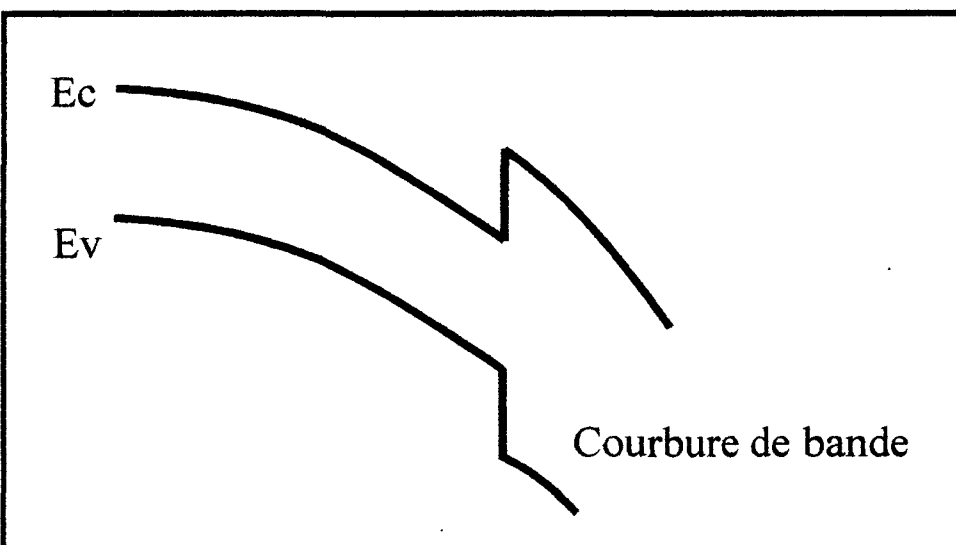
Par rapport à l'approche simplifiée précédente il nous faut donc tout d'abord décrire ces effets de réaction de charge d'espace et en déduire un profil réaliste de potentiel dans les zones adjacentes à la barrière bloquante. Dans ce but, nous allons utiliser l'approximation de Thomas-Fermi qui relie la densité d'état  $N_C$  et la densité de porteurs libres  $n$  par l'équation:

$$n = N_C F_{1/2} \left( \frac{E_C(x) - E_F}{kT} \right) \quad (\text{équation 1})$$

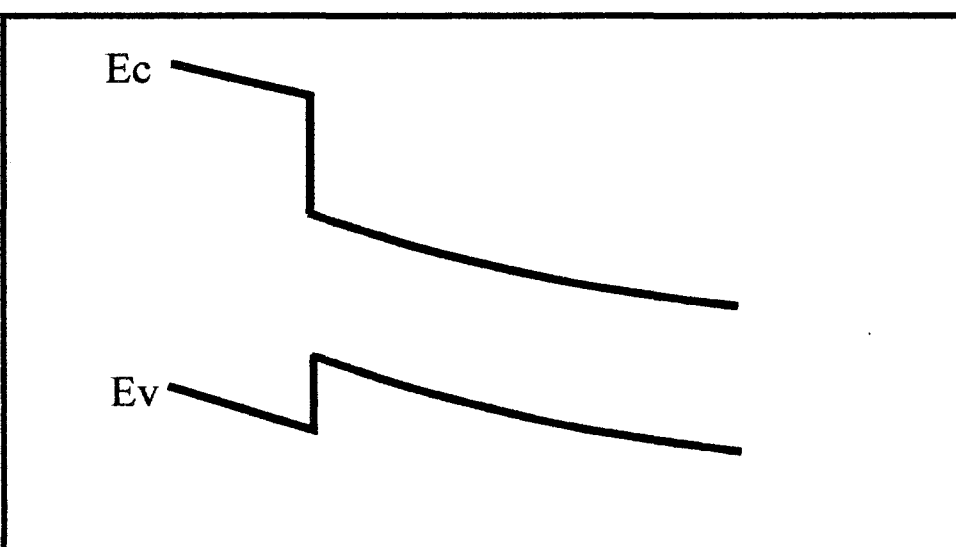
où  $F_{1/2}$  est l'intégrale de Fermi d'ordre 1/2 ayant pour expression:



(a): Diffusion



(b): Accumulation



(c): Désertion

Figure II.17: Représentation d'une structure réaliste sous polarisation avec les phénomènes rentrant en jeu



$$F_{1/2}(\eta) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_0^{+\infty} \frac{1}{1+e^{x-\eta}} x^{1/2} dx$$

Cette valeur de densité de charges libres est ensuite utilisée dans l'équation de Poisson qui dans le cas unidimensionnel s'écrit:

$$\frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon} \quad (\text{équation 2})$$

où  $V(x)$  est le potentiel local à une abscisse  $x$  donnée où sont présentes des charges fixes, les donneurs ionisés, et libres, les électrons qui vont "construire" le potentiel.

Il n'y a donc pas de réaction de charge d'espace due au courant. Dans la littérature anglo-saxonne, on parle de "zero-current approximation".

Le traitement est auto-cohérent, les charges modifiant le potentiel, qui modifie à son tour la densité de charge, et demande donc de résoudre de façon couplée les équations (1) et (2).

Pour la position du niveau de Fermi, nous avons pris comme hypothèse essentielle qu'il est constant de part et d'autre de la barrière avec une position de référence définie loin de la barrière, c'est-à-dire, dans des conditions de potentiel plat. Les fonctions d'alimentation seront définies dans ces zones de potentiel plat.

Au voisinage de la barrière, les champs électriques internes peuvent être importants, même à l'équilibre, compte-tenu des effets de courbure. Néanmoins, nous supposons que les régions assurant l'injection et la collection des porteurs de charge sont en équilibre thermodynamique, c'est-à-dire présentent un potentiel chimique (niveau de Fermi) constant, respectivement  $E_{F_e}$  et  $E_{F_c}$ .

La tension appliquée à la simple barrière va décaler les niveaux respectifs  $E_{F_e}$  et  $E_{F_c}$ , la chute de potentiel étant restreinte à la barrière de potentiel uniquement. Dans cette zone vide de porteurs (rigoureusement il y a pénétration des fonctions d'onde mais cet effet est négligeable compte-tenu de l'épaisseur des barrières), nous n'avons pas à définir de niveau de Fermi, et nous supposons un champ électrique constant.

A ce stade, puisqu'il n'y a pas déformation de la barrière, on pourrait calculer les transmissions par W.K.B. Cependant, comme nous avons défini les fonctions d'alimentation loin de la barrière pour retrouver des conditions d'équilibre entre les concentrations électroniques  $n$  et de dopants  $N_D$ , il nous faut avoir accès à la transmission de l'ensemble de la structure incluant les espaceurs à fort effet de courbure. Dans ce but, nous avons utilisé un programme de simulation numérique de structures quantiques capable de calculer les probabilités de transmission pour chaque valeur d'énergie et ceci, pour un potentiel

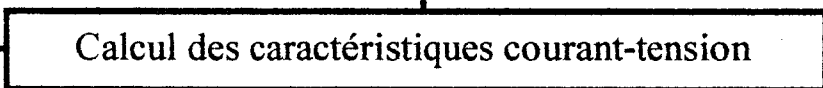
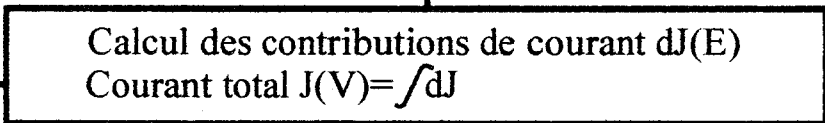
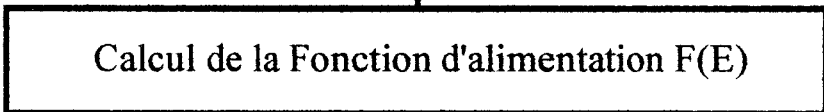
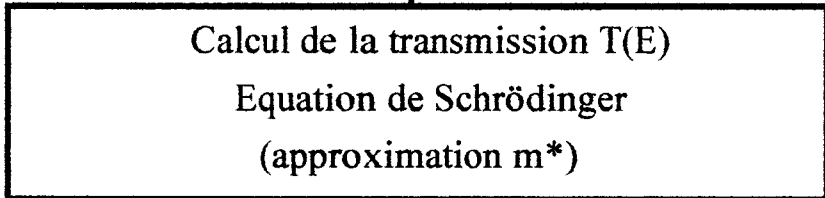
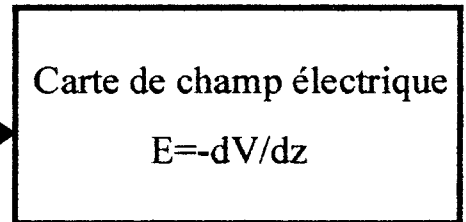
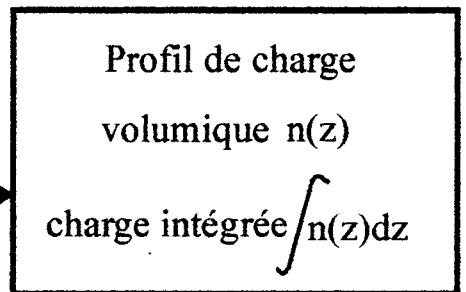
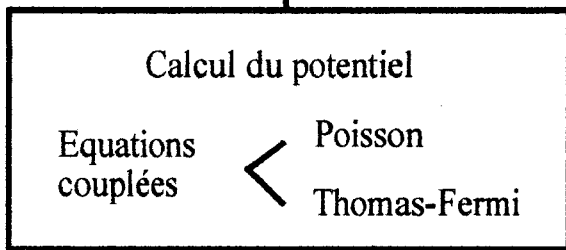
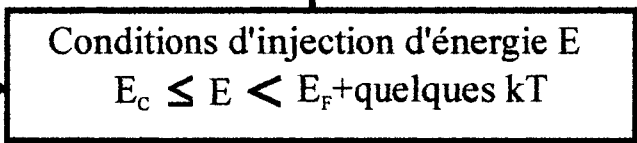
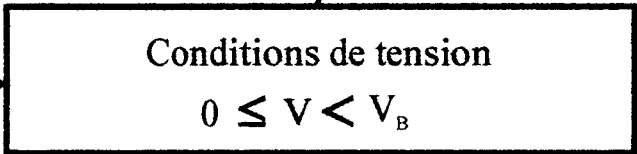
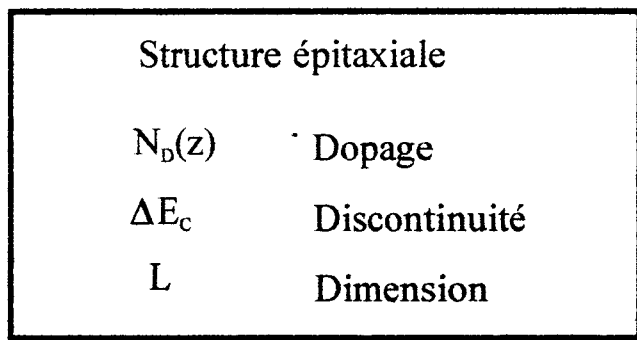


Figure II.18: organigramme du calcul

quelconque. Ce programme a fait l'objet de très nombreux travaux [9][10]. Rappelons très brièvement qu'il permet de calculer les fonctions d'onde sur l'ensemble de la structure par résolution de l'équation de Schrödinger unidimensionnelle dans l'approximation de la masse effective. En pratique, ce programme utilise des méthodes numériques de Runge-Kutta en effectuant un calcul, par itérations successives, de l'amplitude et de la phase des fonctions d'onde correspondant à une énergie donnée. Une des principales hypothèses consiste à supposer une masse constante égale à celle du matériau volumique d'émetteur. En pratique, le choix de la masse effective est encore problématique [11] pour des structures à très forte hauteur de barrière de potentiel. On peut en effet concevoir que l'atténuation dans la barrière de l'onde électronique ne dépende pas de la masse effective du bas de bande de conduction du matériau de barrière, mais soit plutôt reliée à l'énergie du porteur incident. En fait, si l'on introduisait des sauts de masse, et dans la mesure où la masse du matériau de barrière à grand gap est importante, on minorerait dans ce cas les valeurs de la transmission.

Sur la figure II.18 nous avons résumé sous forme d'organigramme les différentes étapes du calcul de la densité de courant.

## 4.2. CARACTERISTIQUES CAPACITE-TENSION

Dans l'organigramme précédent, nous avons déjà introduit le profil de charge  $n(z)$  qui résulte de la résolution auto-cohérente des équations de Poisson et de Thomas-Fermi. La capacité de la structure ne sera qu'une mesure des variations de charge en fonction de la tension appliquée. De façon schématique, la diode se comporte comme un condensateur plan où le courant de déplacement dépend directement des variations de charge dans les zones d'écrantage du champ électrique. On a donc le choix en effectuant, soit un calcul des charges intégrées sur l'espace à gauche de la structure dans la zone d'émission, soit à droite dans la zone de collection. Ces approches sont équivalentes, et en pratique, nous avons calculé les variations de charge accumulées. Quant aux limites d'intégration, elles doivent en toute rigueur intégrer les zones d'accès fortement dopées. Néanmoins, on constate que les variations de charge sont dominées par celles du dipôle qui se crée de part et d'autre de la barrière. Ainsi, la valeur de la capacité normalisée par rapport à la section peut être déduite très simplement par la relation suivante:

$$C = q \frac{\partial n_s}{\partial V}$$

avec

$$n_s = \int_{\Omega} n(z) dz$$

L'intervalle d'intégration  $\Omega$  peut se définir très simplement au point d'abscisse où le semiconducteur revient localement à l'équilibre ( $n = n_D$ ) dans l'espaceur et l'hétérojonction en

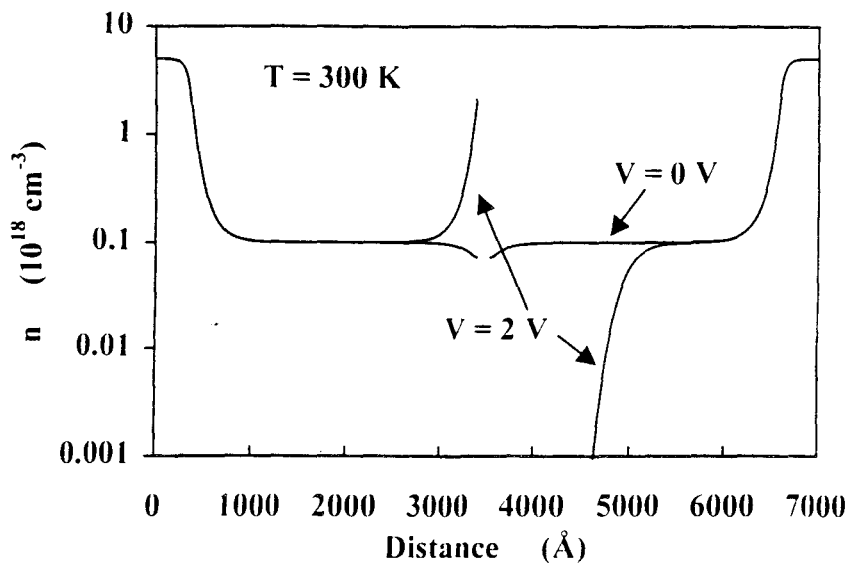
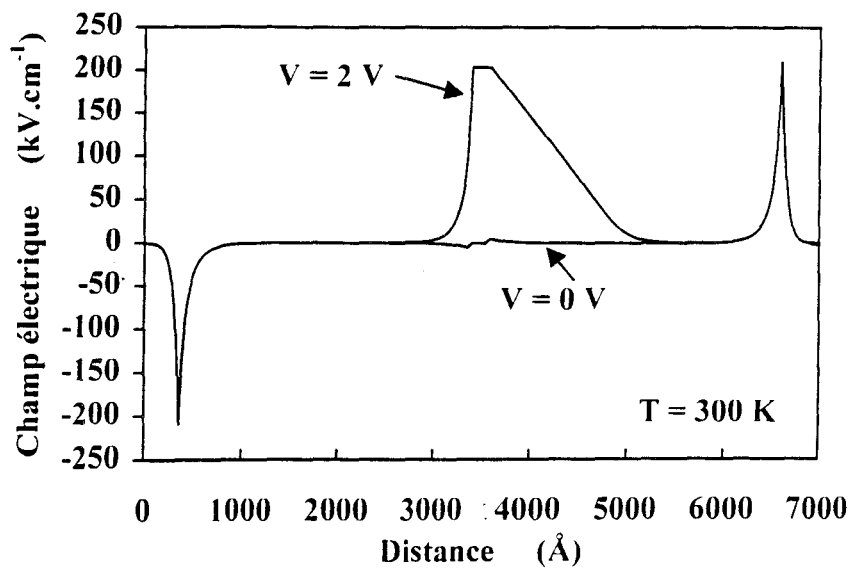
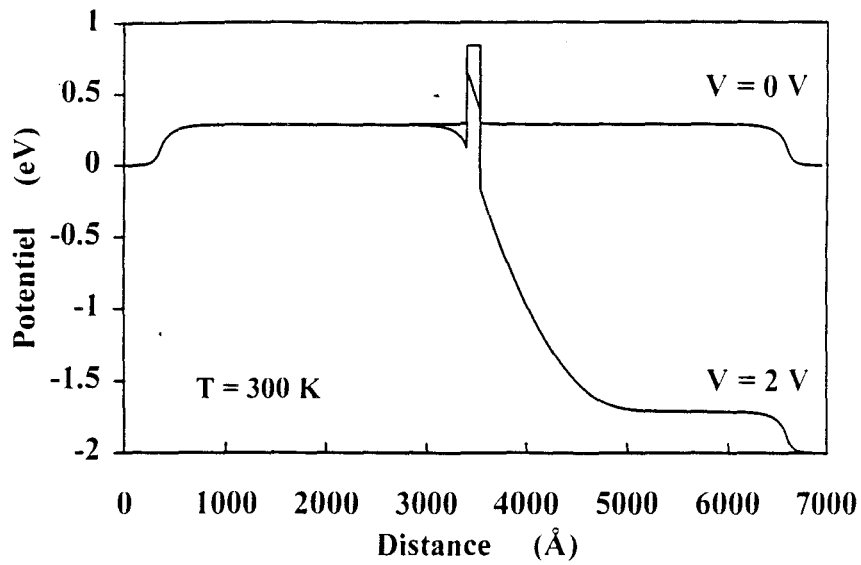


Figure II.19: Profil de potentiel, carte du champ électrique et profil de la concentration des porteurs libres calculés pour une structure GaInAs/AlInAs/GaInAs à l'équilibre ( $V=0 \text{ Volt}$ ) et sous une polarisation de 2 Volt

amont. Concrètement, le domaine d'écrantage du champ,  $\Omega$ , est important et peut dans certains cas être du même ordre de grandeur, voir même plus grand que l'épaisseur de barrière. Il en résulte que les calculs qui seront faits à partir de ces simulations diffèrent notablement de l'approximation du condensateur plan souvent pris comme première valeur de référence. Rappelons que, dans ce cas on suppose que la capacité est donnée par l'expression:

$$C = \frac{\varepsilon}{w} \quad (\text{exprimée en F/m})$$

où  $w$  est l'épaisseur de la barrière.

Ce qui sous-entend des densités surfaciques de champ sans étalement sur l'espace.

Il reste un problème fondamental qui concerne l'exactitude d'une approximation basée sur l'équation semi-classique de Thomas-Fermi. C'est un problème tout à fait général qui concerne également la validité du potentiel calculé précédemment. De façon rigoureuse, il est certain qu'en créant un puits quantique d'origine électrostatique, comme vu précédemment, par l'accumulation de charges, il y a quantification des niveaux d'énergie dans ce puits. Ces effets ont été mis en évidence très tôt, notamment pour des structures utilisant des effets de conduction, comme c'est le cas des hétérostructures double-barrière. On montre que dans ce cas, il y a injection des porteurs bidimensionnels à partir du puits de la zone d'accumulation de forme quasi-triangulaire. En fait, il s'agit d'un problème plus complexe qui est relatif aux composantes dominantes de courant. Nous verrons par la suite que, seuls, les états étendus participent majoritairement à la conduction et que la contribution de courant venant des états localisés de ce puits quasi-triangulaire, est du deuxième ordre. On montre également que du point de vue du potentiel, et donc des charges, les approches théoriques basées sur la résolution auto-cohérente, d'une part des équations de Schrödinger (prise en compte des effets de quantification) et de Poisson, et d'autre part de Thomas-Fermi et de Poisson [12] sont équivalentes.

### 4.3. ANALYSE DES RESULTATS

#### 4.3.1. STRUCTURE InGaAs/InAlAs/InGaAs

Sur la figure II.19 nous avons représenté respectivement le profil de potentiel, la carte de champ électrique et le profil de concentration en porteurs libres calculés à partir des procédures numériques décrites précédemment pour une structure de type A (InGaAs/InAlAs/InGaAs).

Compte-tenu des zones InGaAs dopées  $10^{17}$  de 3000 Å, on constate qu'il y a retour à l'équilibre et donc indépendance des zones réservoir et quantique, avec un niveau de Fermi

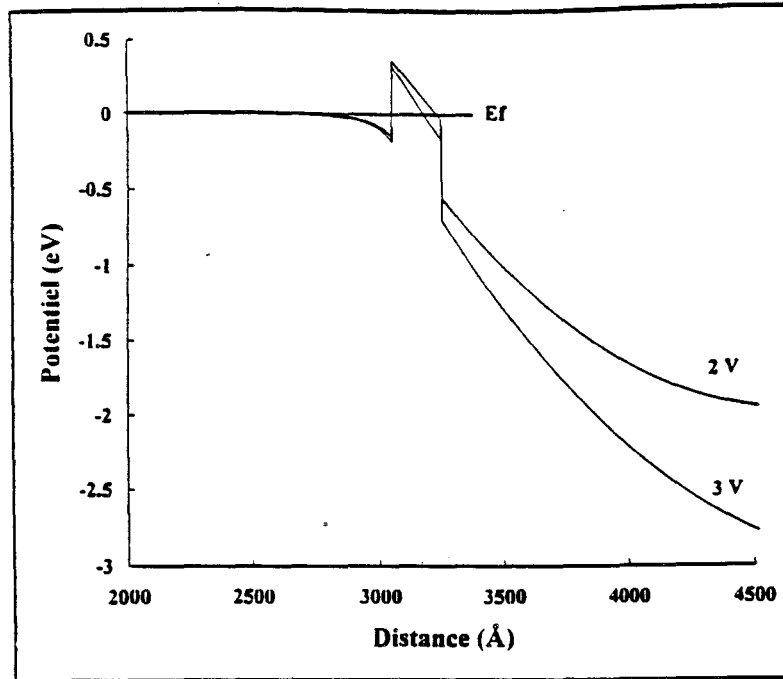


Figure II.20: Courbure de bas de bande de conduction pour deux polarisations différentes

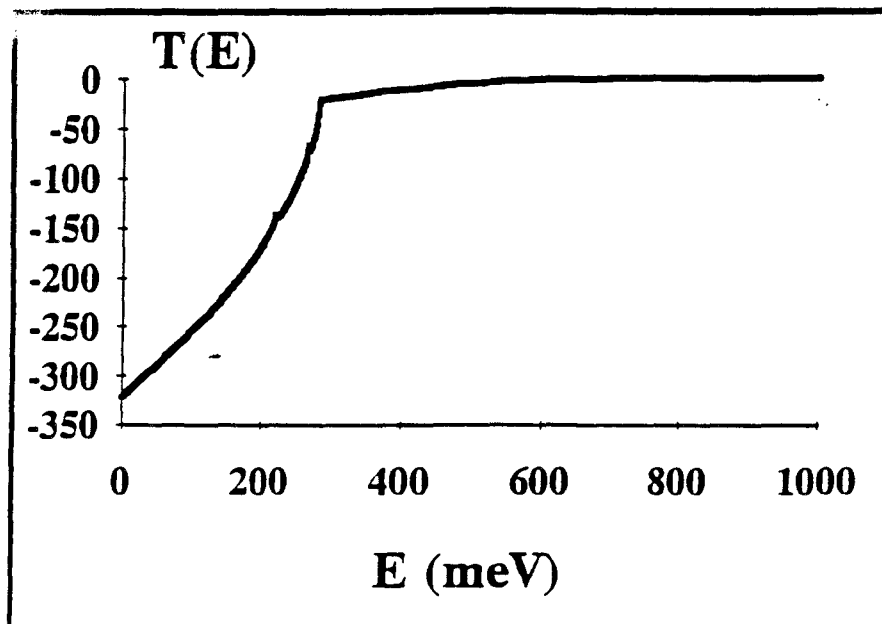


Figure II.21: Probabilité de transmission en fonction de l'énergie sous une polarisation de 2 Volt

légèrement inférieur au bas de bande de conduction. En revanche, les zones réservoir sont fortement dégénérées avec un positionnement du niveau de Fermi par rapport à  $E_C$  à quelques centaines de meV, donc une situation tout à fait favorable pour assurer une bonne ohmicité des contacts. On note par ailleurs que l'espaceur aval dans lequel s'effectue la désertion progressive des charges amplifie notablement les tensions apportées par la structure. Il joue le rôle de bras de levier en accentuant les tensions admissibles.

Pour le champ électrique (figure II.19b), on note que les pics de champ électrique limitant la diffusion des électrons aux interfaces  $n^+/n$ , atteignent des valeurs relativement importantes avec des champs de plus de 100 kV/cm aux zones de transitions supposées abruptes. Quant au champ électrique interne résultant de l'application d'une tension  $V_a$ , il prend également des valeurs supérieures à 100 kV/cm, même pour des valeurs de tensions limitées, compte-tenu des faibles dimensions mises en jeu. Cette remarque est importante dans la mesure où, en travaillant avec un matériau à petite bande interdite, les champs critiques pour initialiser les mécanismes d'avalanche sont également relativement faibles.

Les phénomènes de diffusion, de désertion et d'accumulation sont quantifiés par la figure II.19c avec une densité volumique de charges accumulées maximale à l'interface InGaAs/InAlAs de l'ordre de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . L'ordre de grandeur pour la densité de charges intégrée sera dans ce cas très rapidement supérieure à  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .

Pour mieux comprendre les mécanismes de conduction pour ces structures de type A, nous avons détaillé sur la figure II.20 les variations de potentiel respectivement pour des tensions de 2 et 3 Volt. Cette figure illustre deux aspects. En premier lieu, on observe que l'accumulation de charges est responsable d'un abaissement notable de la barrière. A titre d'ordre de grandeur, en partant d'une situation où la discontinuité est de l'ordre de 500 meV, pour une tension de 2 Volt, la zone d'accumulation se creuse d'environ 200 meV. La barrière apparente, c'est-à-dire celle que l'on peut définir entre le niveau de Fermi et le haut de la barrière de potentiel n'est plus que de 300 meV. Cet abaissement de barrière est également mis en évidence grâce au calcul de la transmission dont les résultats sont représentées sur la figure 21 en fonction de l'énergie des porteurs incidents. La transmission représentée en échelle logarithmique présente un changement notable de pente à l'énergie de seuil 300 meV. Pour cette valeur, la transmission n'est pas unitaire ( $\log T(E) = 0$ ) bien que l'énergie considérée soit située au dessus de la barrière, et ce n'est que progressivement que l'on atteint une transmission complète. Ce phénomène de réflexion quantique est bien connu en mécanique quantique. Aux valeurs d'énergies situées sous ce seuil de transmission quantique, les valeurs de transmission sont très faibles ce qui montre que, seuls, les porteurs d'énergie élevée sont théoriquement capables de participer à la conduction.

Une autre information qui peut être tirée de la figure II.21 concerne la triangularisation de la barrière sous polarisation. Il est certain que lorsque la chute de potentiel exprimée en eV sur la barrière proprement dite excède la discontinuité de la barrière de potentiel, le passage par

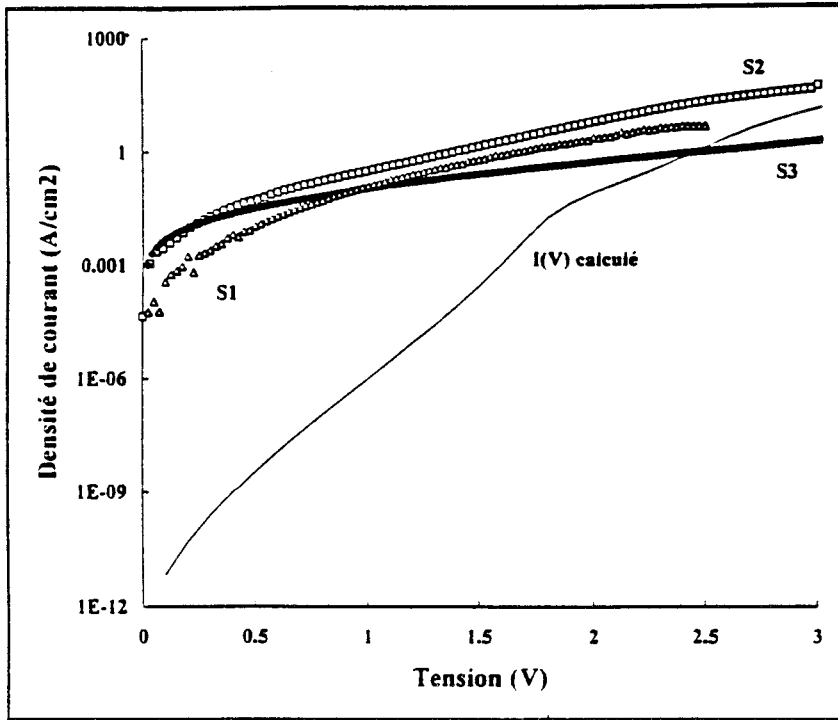


Figure II.22: Comparaison théorie-expérience pour une structure InGaAs/InAlAs/InGaAs

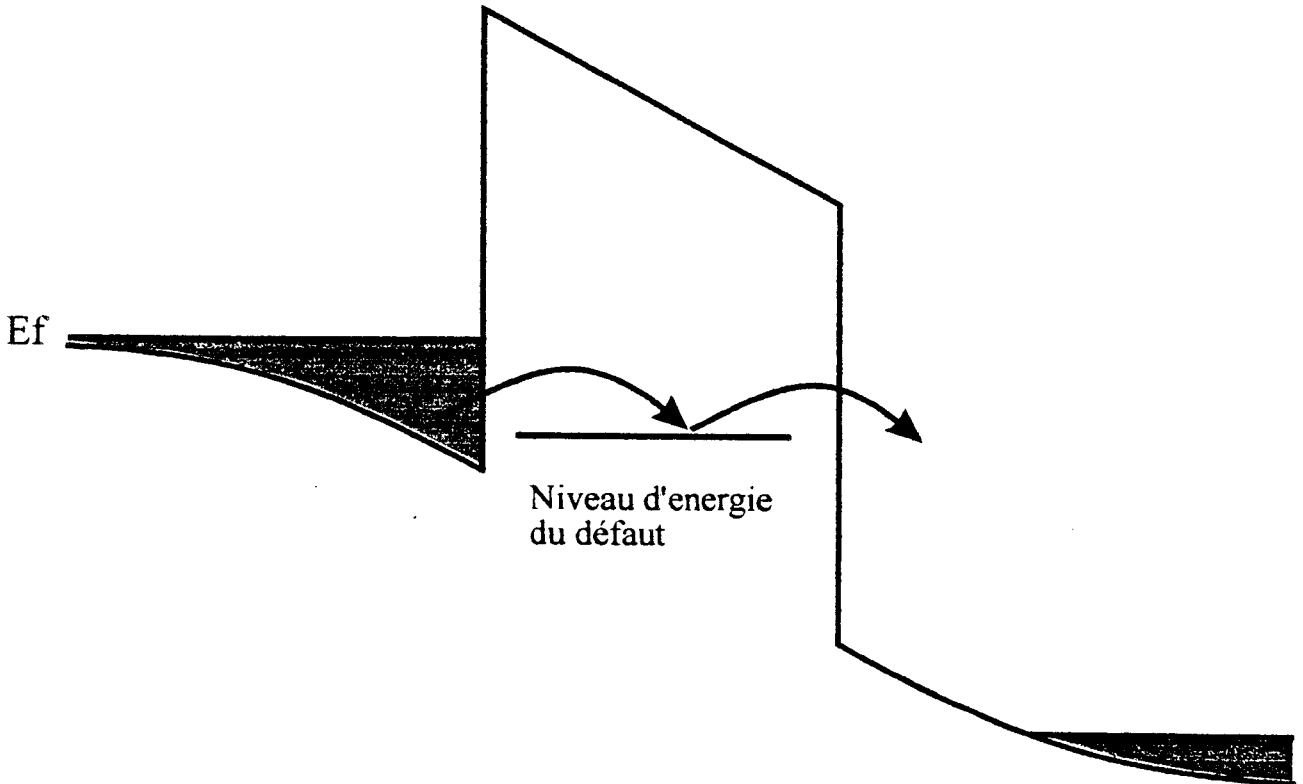


Figure II.23: Illustration des mécanismes de conduction assisté par défaut dans la barrière



effet tunnel se trouve facilité. En fait, l'effet tunnel est alors du type Fowler-Nordheim et on peut s'attendre dans ce cas à des valeurs de courant de fuite beaucoup plus importantes, résultant d'une augmentation des probabilités de transmission. Pour la structure étudiée, on constate que la triangularisation complète de la barrière intervient vers 2 Volt, en accord avec l'expérience qui prévoit une augmentation importante du courant pour cette polarisation.

De cette première expérience, nous retiendrons que le critère d'une barrière épaisse n'est pas suffisant, motivant la fabrication de structures de type B avec une barrière centrale renforcée grâce à l'incorporation d'AlAs.

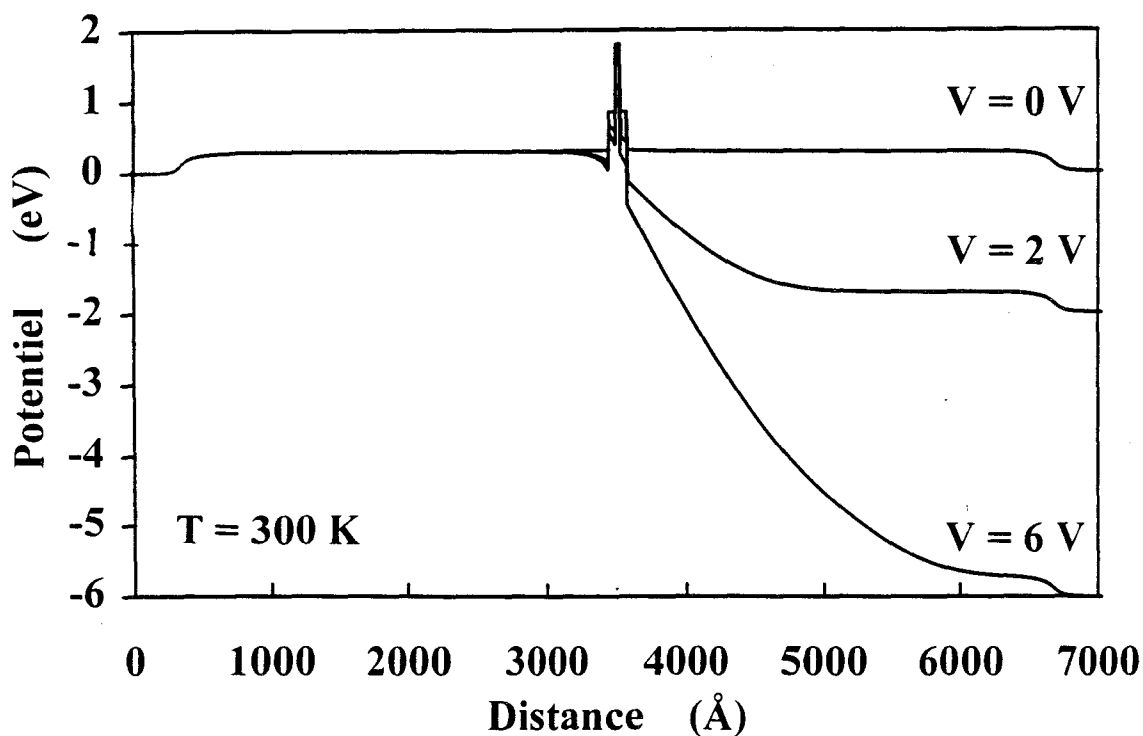
Avant de considérer plus en détail ces structures, il nous semble également intéressant de faire une comparaison théorie-expérience aux faibles valeurs de tension. Cette comparaison est faite sur la figure II.22 où nous avons rassemblé trois résultats caractéristiques de structures de différentes sections, respectivement  $15 \times 15$ ,  $30 \times 30$ , et  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ . Les valeurs de courant normalisées sont comparables ce qui montre a priori l'absence de conduction surfacique significative sachant que la surface des mésas n'a pas été passivée. Cependant, la comparaison entre les valeurs théoriques et calculées montrent un écart de plusieurs ordres de grandeur aux faibles valeurs de tension.

De toute évidence, il existe une composante de courant assistée qui permet le franchissement de la barrière de potentiel même à tension très faible, bien avant que n'apparaissent les phénomènes de passage par effet Fowler-Nordheim. L'hypothèse la plus probable est l'expérience de défauts profonds avec des énergies caractéristiques situées en regard des états peuplés de la zone d'injection, les porteurs transitant via ces défauts. L'étude de ces mécanismes de conduction assistée par défaut schématisée sur la figure II.23 sort du cadre de ce travail. On pourra trouver dans la littérature des études spécifiques sur ces mécanismes [13][14][15][16]. Cependant les résultats obtenus illustrent la difficulté d'obtenir une barrière de bonne qualité et il nous semble qu'un certain nombre de résultats présentés dans la littérature avec des tensions de seuil de blocage relativement faibles ont dû présenter des phénomènes de conduction parasite analogues.

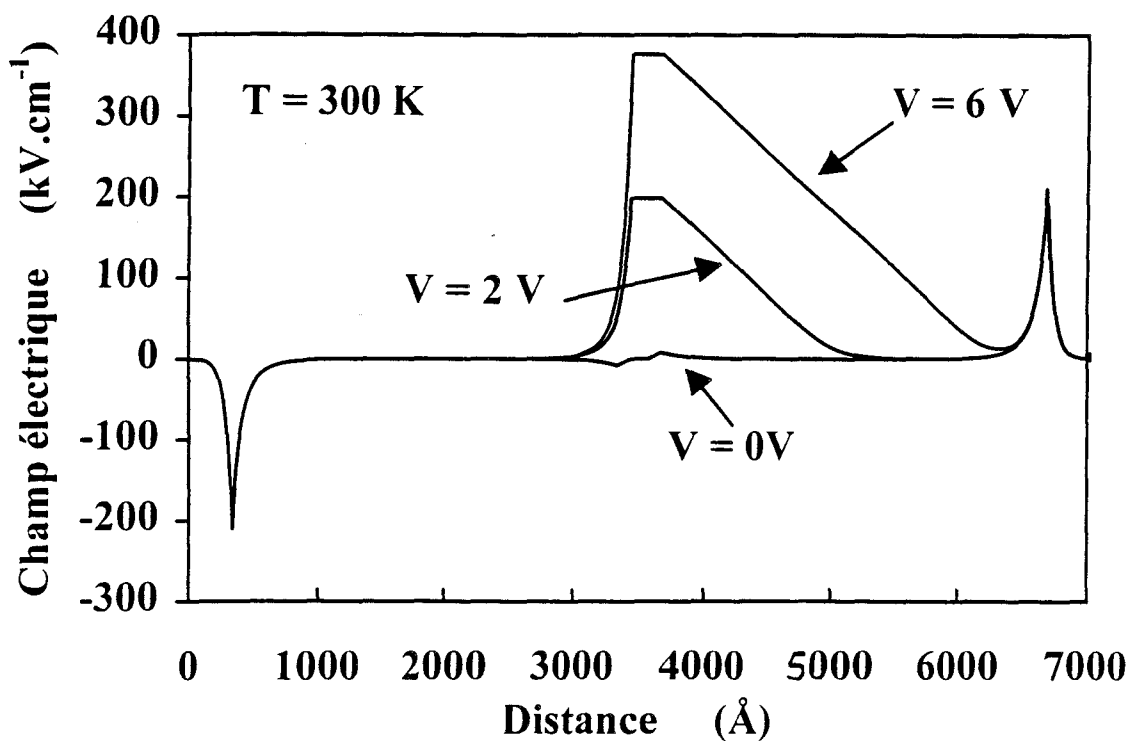


#### 4.3.2. STRUCTURE InGaAs/AlInAs/AlAs/InAlAs/InGaAs

Si l'on s'intéresse à présent aux structures de type B (GaInAs/AlInAs/AlAs/AlInAs/GaInAs), on obtient typiquement comme profil de potentiel à la tension critique de 6 Volt, les variations visualisées sur la figure II.24.a. Les courbures de bande sont tout à fait analogues à celles décrites précédemment. Par ailleurs, deux types d'informations peuvent être extraites. Tout d'abord, il apparaît que la structure en "marche d'escalier" dans la condition de



(a) Profil de potentiel sous 0, 2 et 6 V de polarisation



(b) Carte du champ électrique à 0, 2 et 6 V

Figure II.24: Profil du potentiel et du champ électrique pour une structure  $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}/\text{AlAs}/\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$

polarisation ne permet pas de tirer parti du niveau quantique du potentiel triangulaire cristallin qui se forme sous polarisation à gauche dans la structure.

Ensuite, et conformément aux règles de conception, on constate que la zone désertée s'étend pratiquement sur l'ensemble de la zone GaInAs dopée  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Le choix du couple ( $3000 \text{ \AA}$ ,  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) est donc satisfaisant de ce point de vue, en contrepartie les valeurs de champ électrique mises en jeu (fig.II.24.b) sont importantes et on peut se poser la question de savoir si les mécanismes de conduction n'ont pas pour origine la multiplication par avalanche.

L'étude fine de ces phénomènes, notamment en température, ce qui permet de discriminer conduction par effet tunnel ou conduction par avalanche sera exposée dans un travail de thèse ultérieur [17]. Rappelons toutefois que le matériau GaInAs est un matériau très "sensible" du point de vue de l'ionisation par chocs car les porteurs de charge acquièrent très vite l'énergie de seuil d'ionisation (de l'ordre de  $3/2$  de  $E_g$ ) dans le champ électrique. Rigoureusement, la tension d'avalanche va correspondre à la condition d'un facteur de multiplication  $M$  tendant vers l'infini. On montre que pour les semiconducteurs, cette condition est obtenue mathématiquement lorsque l'égalité suivante est satisfaite:

$$\int \alpha(E) \int (\alpha(E) - \beta(E)) dz$$

Dans cette expression les coefficients d'ionisation  $\alpha$  et  $\beta$  sont exprimés en  $\text{cm}^{-1}$  respectivement pour les électrons et les trous.

En première analyse, il est également possible d'utiliser les travaux de Sze et Gibbons [18] sur les calculs de tension d'avalanche pour un certain nombre de matériaux, notamment le Silicium, le Germanium et l'Arséniure de Gallium. Grâce à ces études systématiques les auteurs ont pu établir la formule universelle suivante pour une jonction p-n abrupte:

$$V_{br} = 60 \left( \frac{E_g}{1,1} \right)^{3/2} \left( \frac{N_{ep}}{10^{16}} \right)^{-3/4}$$

Dans cette expression permettant d'estimer la tension d'avalanche (breakdown)  $E_g$  est la bande interdite du matériau massif exprimée en eV,  $N_{ep}$  est la concentration en dopant de la couche épitaxiée (epilayer) exprimée en  $\text{cm}^{-3}$ .

Pour utiliser cette approximation, nous supposons que l'ionisation ne peut se faire que dans la zone à petite bande interdite (InGaAs). La valeur du gap est donnée par:

$$E_g = 0,324 + 0,7x + 0,4 x^2$$

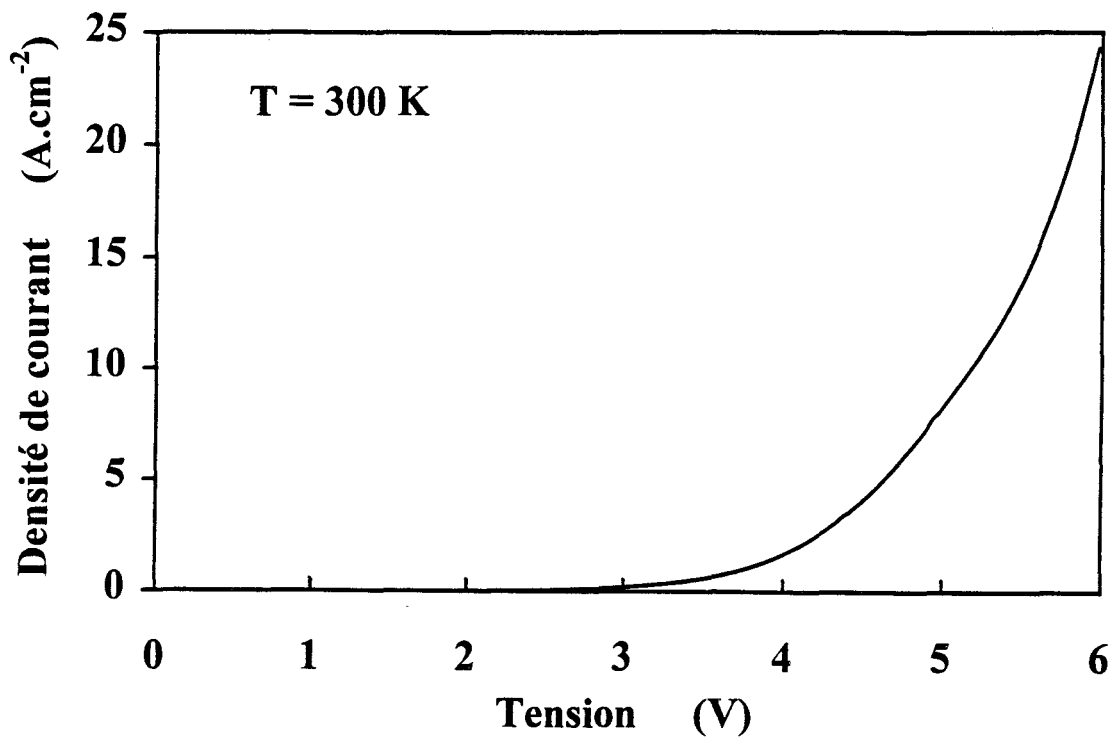


Figure II.25: Caractéristique  $I(V)$  théorique calculée pour une structure  $\text{GaInAs/AlInAs/AlAs/AlInAs/GaInAs}$

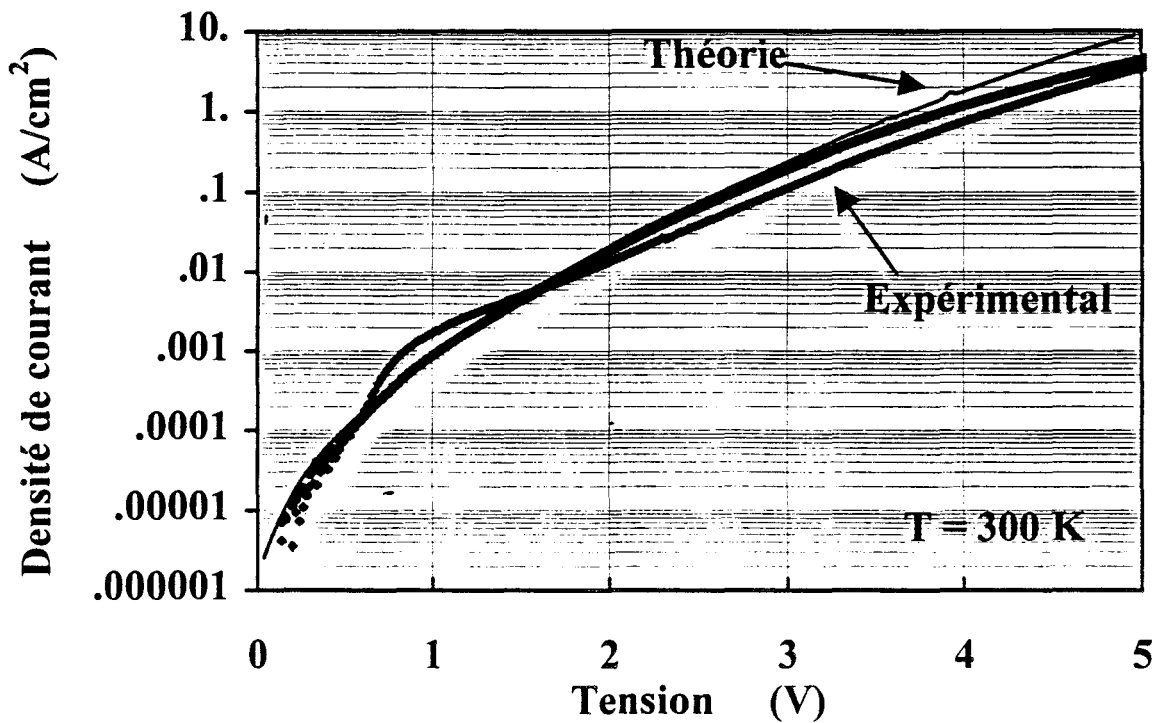


Figure II.26: Comparaison théorie-expérience pour une diode  $\text{GaInAs/AlInAs/AlAs/AlInAs/GaInAs}$  représentée en échelle logarithmique

On obtient  $E_g = 0,74$  eV, ce qui donne, pour  $N_{ep} = 10^{17}$  cm<sup>-3</sup>, une tension d'avalanche

$$V_b = 5,9 \text{ Volt},$$

valeur tout à fait comparable à ce que l'on mesure expérimentalement.

En réalité, il est difficile d'attribuer avec certitude le mécanisme de conduction dominant. Pour illustrer ce point, nous avons reporté sur la figure II.25 la caractéristique de conduction calculée à partir du formalisme général développé dans le paragraphe 4.1. en supposant des mécanismes de conduction par effet tunnel prépondérant. Ici encore, l'accord théorie-expérience est relativement bon avec absence de conduction jusqu'à des tensions de l'ordre de 5 Volt où on observe une augmentation notable du courant de fuite.

Quoi qu'il en soit, ces estimations de la tension de seuil correspondant au régime d'avalanche et de la tension critique avec une conduction de type tunnel montrent que nous sommes pratiquement à la structure optimale. En effet, augmenter encore plus l'épaisseur de la barrière devrait repousser les mécanismes de conduction par effet tunnel sans modifier cependant la tension critique de conduction. Inversement, on peut penser baisser le niveau de dopage dans la zone d'espaceur étendu avec comme conséquence une augmentation de la tension d'avalanche.

Il reste à voir si les caractéristiques de conduction basse tension sont correctement décrites par le modèle. Dans ce but nous avons tracé sur la figure II.26 respectivement les variations expérimentales  $I(V)$  et celles calculées par le modèle théorique. Comparativement aux résultats précédents relatifs à la structure A, l'accord théorie-expérience est ici très bon pratiquement jusqu'à 1,5 Volt et ceci pour une variation de courant sur trois décades. En fait dans cette gamme de tension, on peut mettre en évidence le rôle prépondérant de la barrière AlInAs par un simple changement de l'épaisseur de cette barrière. Au delà de 2 Volt, qui, rappelons-le, correspond à la triangularisation prononcée de la barrière AlInAs, la barrière AlAs joue pleinement son rôle en s'opposant au passage des électrons entre pratiquement 2 et 5 Volt. Dans cette gamme de tension, les différences entre mesures et calcul sont plus marquées.

De façon un peu paradoxale, le courant calculé théoriquement est surestimé. Plusieurs hypothèses peuvent cependant être évoquées.

Tout d'abord une hauteur de barrière AlAs/InGaAs surestimée. les calculs ont été faits avec 1,2 eV. Ensuite une épaisseur nominale de la barrière légèrement plus faible que celle épitaxiée réellement.

Enfin, il nous semble qu'une explication possible soit une surrestimation des valeurs de transmission dans la mesure où ces calculs ont été effectués à masse effective constante avec une valeur correspondant à celle du matériau GaInAs, soit 0,042  $m_0$ . Nous avons déjà évoqué ce problème, qui a par ailleurs été étudié dans la thèse de Véronique Sadaune [19]. Dans la

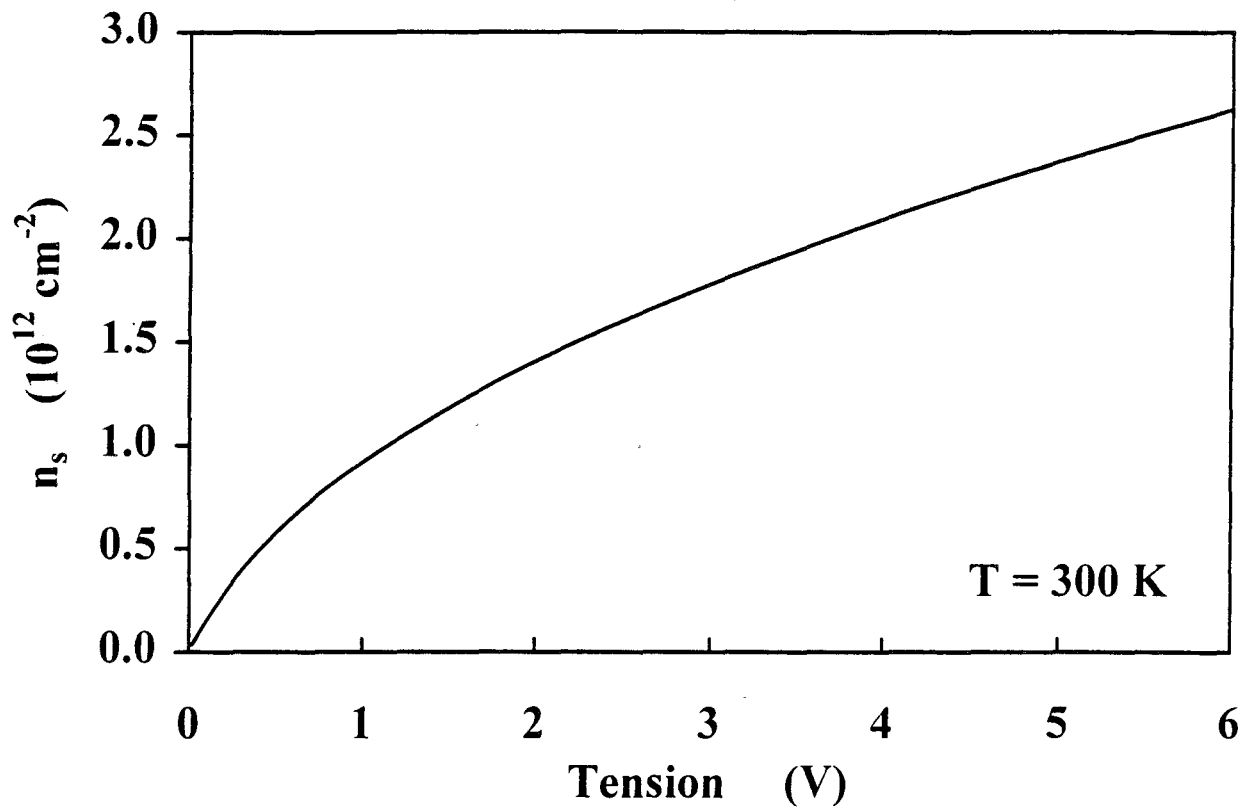


Figure II.27: Variation de la charge intégrée  $n_s$  en fonction de la tension appliquée

réalité, les porteurs vont "tunneler" avec une masse effective intermédiaire entre celle du matériau d'espaceurs GaInAs et celle du matériau de barrière qui est constitué ici d'une structure composite AlInAs/AlAs. On pourrait, pour améliorer cette comparaison théorie-expérience, considérer la masse tunnel équivalente comme un paramètre phénoménologique. Il nous semble néanmoins que la mise en œuvre de ce procédé n'apporterait pas d'information nouvelle quant aux mécanismes de conduction mis en jeu.

La valeur normalisée de la capacité à 0 Volt est de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-7}$  F/cm<sup>2</sup>, en très bon accord avec l'expérience. Dès les faibles polarisations, la capacité chute brutalement pour atteindre une valeur de  $10^{-7}$  F/cm<sup>2</sup> pour une tension de 1 Volt. La "respiration" de capacité est au-delà de cette valeur plus lente avec des valeurs limites entre 0,4 et  $0,6 \cdot 10^{-7}$  F/cm<sup>2</sup>. Les rapports de capacité  $C_0/C_{\text{sat}}$  sont respectés avec des valeurs comprises entre 3 et 5.

Pour mieux comprendre ces variations de capacité, nous avons reporté sur la figure II.27 les variations de la charge intégrée  $n_s$  en fonction de la tension. Les variations de  $n_s$  avec  $v$  sont relativement marquées lorsque la zone d'accumulation commence à se creuser, c'est-à-dire aux faibles tensions, entraînant une chute brutale des capacités mathématiquement par la dérivation. Au delà, on tend vers une pente quasi-constante correspondant à une capacité en saturation.

#### 4.4. PERFORMANCES POTENTIELLES

A partir de ces résultats de caractérisation statique  $I(V)$  et dynamique  $C(V)$ , il nous est possible de faire une première évaluation des performances potentielles de ce type de composants.

En premier lieu considérons la fréquence de coupure qui est le paramètre essentiel, non seulement pour estimer les fréquences de fonctionnement mais aussi les rendements de conversion. Cette fréquence de coupure a pour expression

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_S} (S_{\max} - S_{\min}) .$$

Dans cette expression,

$R_S$  est la résistance série globale

$S_{\max}$  et  $S_{\min}$  désignent respectivement les élastances maximales et minimales

Ces derniers termes sont directement reliés aux valeurs de capacité  $C_0$  et  $C_{sat}$ .

$$S_{\max} = \frac{1}{C_{sat}}$$

$$S_{\min} = \frac{1}{C_0}$$

Pour évaluer  $f_c$ , il s'agit par conséquent de déterminer la résistance série du composant. Idéalement cette résistance série devrait être déduite des mesures de paramètre  $S:(S_{ij})$  en adoptant la démarche suivante. Dans une large gamme de fréquence, il faut dans un premier temps mesurer les évolutions fréquentielles du module et donc de la phase du coefficient de réflexion. Ensuite il est théoriquement possible de déterminer le schéma électrique équivalent incluant notamment les valeurs de résistances série. C'est cette démarche qui a été utilisée dans l'équipe pour les diodes à effet tunnel résonnant, notamment en suivant l'évolution de la fréquence de coupure de la partie résistive de l'impédance, lorsque le composant est polarisé en résistance différentielle négative. Cette procédure d'évaluation ne peut être utilisée pour les diodes simples barrières, principalement à cause des grandes sections mises en jeu. On peut se rendre compte des problèmes liés à l'utilisation de sections importantes par des calculs relativement simples en présupposant une valeur de résistance normalisée par rapport à la surface, majorée par  $10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$ . Compte-tenu de cette valeur et si l'on caractérise un composant de  $3 \times 3 \mu\text{m}^2$  de section, la valeur de résistance attendue est de  $10 \Omega$ . Elle n'est plus que de  $1 \Omega$  à  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$  et devient non mesurable pour des composants de sections



supérieures. En outre, il apparaît que, si les masques utilisés permettent une évaluation fiable de la capacité mesurée typiquement à 500 MHz, ils se révèlent par contre trop simplifiés pour que ces caractérisations puissent être faites à très hautes fréquences. Rappelons à titre d'exemple, que pour des masques comportant des lignes d'accès coplanaires, mais qui par contre, impliquent des techniques de connexion par pont-à-air, les mesures peuvent être menées jusqu'à 40 GHz, voire au delà.

Pour résoudre ce problème de la détermination de la résistance série, nous avons adopté une démarche en deux temps en supposant que deux termes sont déterminants: d'une part la résistance de contact notée  $R_C$ , et d'autre part, la résistance de la couche épitaxiale notée  $R_{épi}$ . La résistance de contact peut être mesurée par des techniques de type TLM décrites dans le chapitre I. L'échelle de résistance nécessaire à cette évaluation peut être faite, soit sur la couche en-tête (cap layer), soit sur la couche enterrée qui présentent toutes deux le même dopage. Rappelons que les niveaux de dopage choisis sont ici relativement élevés ( $n_D = 5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) comparativement à des composants équivalents type GaAs, où généralement, la valeur de dopage est limitée à  $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Conformément à l'analyse simplifiée du paragraphe I.1. et compte-tenu de l'utilisation d'un matériau à petit gap, les valeurs mesurées par TLM sont typiquement de l'ordre de  $2.10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$ . Pour la résistance de la couche épitaxiée, un ordre de grandeur peut être obtenu à partir des données des matériaux et du dopage. En continu l'expression de la résistance est:

$$R_{épi} = \frac{\rho \cdot l}{S}$$

avec  $l$ , l'épaisseur de la couche épitaxiée,

$S$ , la section du composant

$\rho$ , la résistivité qui a pour expression:  $\frac{1}{q \cdot N_D \mu}$

Il s'agit donc de déterminer la conductivité correspondant à un dopage  $n_D$  de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  pour le GaInAs avec une longueur de 3000 Å. Notons cependant que la dégradation de la mobilité à dopage croissant, compte-tenu de l'interaction sur impuretés ionisées, est encore mal connue. En dépit de cette lacune, une première estimation peut être faite en supposant que la perte de mobilité à dopage croissant est comparable à celle du GaAs. Avec cette hypothèse, une valeur de  $7000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  semble réaliste. On trouve alors dans ce cas une résistance normalisée de  $3.10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$ , par conséquent du même ordre de grandeur que la résistance de contact.

En utilisant la valeur de résistance globale  $R_S = 5.10^{-7} \Omega.cm^2$ , on obtient des fréquences de coupure  $f_c$  supérieures à 5 THz.

Il faut bien comprendre que cette valeur de 5 THz, qui apparaît comme extrêmement élevée comparativement à celle de composants plus conventionnels tels que les transistors, montre que la diode peut fonctionner dans de bonnes conditions à des fréquences très élevées, typiquement 500 GHz, soit une fréquence dix fois inférieure à la fréquence de coupure. On montre dans ces conditions, que les rendements de conversions peuvent être très importants, une valeur typique serait 10 % de transfert effectif entre la puissance multipliée et la puissance de pompe. Par contre, lorsque la fréquence de fonctionnement approche la fréquence de coupure, les rendements de conversion chutent brutalement, bien en dessous du pourcent.

D'autres phénomènes physiques sont cependant à prendre en considération lorsque l'on cherche à évaluer de la façon la plus réaliste possible les rendements de conversion. On se heurte en particulier aux problèmes de saturation de courant, lorsque le courant de déplacement imposé par le signal de pompe dans la zone désertée devient du même ordre de grandeur que le courant maximum de conduction dans la zone non désertée. Nous reviendrons plus en détail sur ces aspects dans le chapitre IV traitant des perspectives d'application.

## CONCLUSION

En conclusion de ce chapitre, il nous semble important de retenir que le système de matériau GaInAs/AlInAs épitaxié sur substrat InP permet de fabriquer des diodes simples barrière varactors à très faible courant de fuite. Il convient cependant d'insérer une barrière d'AlAs épitaxiée en croissance pseudomorphique pour retarder les mécanismes de conduction par effet Fowler-Nordheim et ainsi, profiter pleinement des modulations de capacité [20]. En utilisant cette astuce, des tensions de plus de 5 Volt ont pu être obtenues en maintenant des densités de courant inférieures à  $10 \text{ A/cm}^2$  avec un rapport entre capacités à l'équilibre  $C_0$  et en saturation  $C_{sat}$  de l'ordre de 5. Les niveaux de résistance séries sont également extrêmement faibles ( $5.10^{-7} \Omega.cm^2$ ) compte-tenu de l'utilisation de matériaux à petits gaps et donc à grande mobilité, pouvant par ailleurs être dopés fortement. Les fréquences de coupures calculées excèdent dans ces conditions 5 THz, permettant d'envisager un fonctionnement aux longueurs d'ondes sub-millimétriques notamment à 500 GHz.

**BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II**

- [1] O. Madelung, *Semiconductors group IV elements and III-V Compounds*", Berlin-New York, Springer Verlag, 1991
- [2] E. Kollberg and A. Rydberg, "Quantum-barrier-varactor diodes for high-efficiency millimetre-wave multipliers", *Electronics Letters*, 7th December 1989, vol. 25, N°25, pp 1696-1698
- [3] J. R. Jones, G. B. Tait, S. H. Jones and D. S. Katzer, "DC and Large-Signal Time-Dependent Electron Transport in Heterostructure Devices: An Investigation Barrier Varactor", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol.42, N°6, June 1995, pp 1070-1080
- [4] V. K. Reddy and D. P. Neikirk, "High breakdown voltage AlAs/InAlAs quantum barrier varactor diodes", *Electronics Letters*, 4th March 1993, vol.29, N°5, pp 464-466
- [5] O. Tanguy, P. Salzenstein, P. Mounaix, X. Wallart and D. Lippens, "Single Barrier Varactor for harmonic multiplication", *Proceeding of the International Seminar on Terahertz Electronic*, Villeneuve d'Ascq (part II), June 13-14, 1994
- [6] P. Mounaix, E. Lheurette, F. Mollot and D. Lippens, "Frequency capability of strained AlAs/InGaAs resonant tunneling diodes", *Electronics Letters*, vol.31, N°17, 17th August 1995, pp 1508-1510
- [7] E. Lheurette, P. Mounaix, P. Salzenstein, F. Mollot and D. Lippens, "Planar integration of single and double barrier quantum devices", *5th European Heterostructure Technology Workshop*, Cardiff, 17-19 September 1995
- [8] Eric Lheurette, thèse de l'Université de Lille, 1996, à paraître
- [9] L. Saint-Pol, "Modélisation de l'effet tunnel résonant dans les hétérostructures double barrière en vue d'applications analogiques très hautes fréquences", *Thèse de l'Université de Lille*, 1990

- [10] O. Vanbésien, "Simulation et Caractérisation électrique des diodes double-barrière à effet tunnel résonnant, thèse de l'Université de Lille, Avril 1991
- [11] S. Muto, T. Inata, Y. Sugiyama, Y. Nakata, T. Fujii, H. Ohnishi and S. Hizamizu, "Quantum Well Width Dependence of Negative Differential Resistance of  $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  Resonant Tunneling Barriers Grown by MBE", Japanese Journal of Applied Physics, vol.26, N°3, March 1987, pp L220-L222
- [12] L. Burgnies, O. Vanbésien, V. Sadaune, D. Lippens, J. Nagle and B. Vinter, "Resonant tunnelling structures with local potential perturbations", Journal of Applied Physics, vol.75, N°9, 1994, pp 4527-4532
- [13] D. Stievenard, X. Delatre and M. Lannoo, "Defect -assisted resonant tunneling: A theoretical model", Applied Physics Letters, vol.61, N°13, September 1992, pp 1582-1584
- [14] J. E. Oh, I. Medhi, J. Pamulapati, P. K. Bhattacharya and G. I. Haddad, "The effect of molecular-beam epitaxial growth conditions on the electrical characteristics of  $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  resonant tunneling diodes", Journal of Applied Physics, vol.65, N°2, 15th January 1989, pp 842-845
- [15] D. Tammaro, K. Hess and F. Capasso, " $\Gamma$ -X phonon-assisted thermoionic currents in the  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  interface system", Journal of Applied Physics, vol. 73, N°12, June 1993, pp 8536-8543
- [16] R. Magno and M. G. Spencer, "Defect assisted tunneling in  $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$  heterostructures", Journal of Applied Physics, vol. 75, N°1, January 1994, pp 368-372
- [17] R. Havart, thèse de l'Université de Lille, à paraître
- [18] S. M. Sze and G. Gibbons, "Avalanche breakdown voltages of abrupt and linearly graded p-n junctions in Ge, Si, GaAs and GaP", Applied Physics Letters, vol.8, N°5, february 1966, pp 111-115
- [19] V. Sadaune, "Effet tunnel résonnant dans des hétérostructures de matériaux semiconducteurs pour différentes situations de confinement", Thèse de l'Université de Lille, Octobre 1993

- [20] P. Mounaix, E. Lheurette, F. Mollot, P. Salzenstein and D. Lippens, "Single Barrier Varactors and Resonant Tunneling Diodes for Millimeter Waves Applications", Millimeter Wave Technology and Applications, ESA Workshop, ESTEC., Noordwijk, Netherlands, 5-7 December, 1995, section 3.2., pp 1-10



**CHAPITRE III:  
FABRICATION, CARACTERISATION  
ET MODELISATION DE LIGNES  
COPLANAIRES SUR MEMBRANE**

**CHAPITRE III:  
FABRICATION, CARACTERISATION  
ET MODELISATION DE LIGNES  
COPLANAIRES SUR MEMBRANE**



# **CHAPITRE III: FABRICATION, CARACTERISATION ET MODELISATION DE LIGNES COPLANAIRES SUR MEMBRANE**

## **INTRODUCTION**

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à la fabrication et à la caractérisation de structures de propagation de type coplanaires sur membrane diélectrique. Comparativement aux travaux publiés dans la littérature sur ce sujet, limités jusqu'à présent aux membranes fabriquées sur Silicium, l'originalité vient de l'utilisation du GaAs. La motivation première de ce changement de matériau est l'ouverture vers l'intégration des composants actifs et passifs. Il n'est plus à démontrer à présent que les composants à l'état solide dans le matériau III-V sont capables de couvrir un très large domaine de très hautes fréquences et il peut s'avérer indispensable dans l'avenir d'intégrer monolithiquement les systèmes, que ce soit pour des raisons de coût, ou d'amélioration des performances.

Dans un premier temps, nous essaierons de situer dans le contexte des travaux sur les lignes de propagation, l'intérêt que peuvent avoir les réalisations sur membranes. Nous avons pour nous aider le travail très important effectué par l'Université du Michigan sur ce thème auquel nous ferons référence.

Dans un second temps, nous présenterons les techniques de fabrication mises au point dans ce travail de thèse en passant tout d'abord en revue les différentes possibilités pour former la couche diélectrique.

Ensuite nous étudierons relativement en détail les procédures de dépôt de lignes coplanaires avec des contraintes relativement importantes entre les dimensions des métallisations et des fentes, pour terminer par les procédés de gravure du substrat.

La réalisation d'un jeu de masque de lignes de différentes impédances caractéristiques et la conception d'une transition entre lignes sur substrat épais et déposées sur membranes feront l'objet d'un troisième paragraphe.

Ces lignes seront caractérisées puis analysées dans une toute dernière partie avec des résultats encourageants concernant les caractéristiques de propagation notamment en terme de vitesses de phase et de pertes.

## 1. INTERÊT ET CONTEXTE DES MEMBRANES

Pour comprendre ce qu'est une ligne de propagation, déposée sur membrane, nous avons reporté sur la figure III.1 une coupe transversale d'une ligne de propagation de type ligne coplanaire sur membrane  $\text{Si}_3\text{N}_4$  élaborée par gravure profonde d'un substrat de Silicium. Ce type de structure qui ne comporte plus, sous la ligne de propagation, de semiconducteur, dont la permittivité est généralement élevée ( $\epsilon_r$  de l'ordre de 12 pour le Silicium), permet d'obtenir une situation équivalente à une ligne suspendue dans l'air. Intuitivement, on peut penser s'affranchir ainsi des pertes diélectriques. En fait, ce n'est pas la motivation primordiale de ce type de ligne dans la mesure où les pertes diélectriques sont souvent bien inférieures à d'autres types de pertes notamment ohmiques pour les lignes classiques. Par contre, le fait de travailler avec un milieu environnant la ligne de permittivité relative très peu différente de 1 donne un certain nombre d'avantages comparativement à des lignes sur substrat épais, les membranes servant également à d'autres applications [1][2][3].

Le premier de ces avantages concerne l'absence de dispersion jusqu'à des fréquences extrêmement élevées avec la propagation d'un mode quasi T.E.M. Ce n'est pas le cas pour une structure conventionnelle sur substrat épais, pour laquelle des phénomènes de dispersion apparaissent dès le début du spectre millimétrique. Cette absence de dispersion qui a été démontrée aux longueurs d'ondes millimétriques mais aussi submillimétriques est un atout majeur en électronique impulsionnelle. Rappelons que dans ce cas, l'énergie véhiculée sous forme d'impulsions ultracourtes se répartit sur un grand spectre de fréquence. On peut s'attendre dans le cas d'une ligne dispersive à un élargissement de l'impulsion au cours de sa propagation. Egalement, la vitesse de phase n'est plus, comme dans le cas de lignes sur substrat de permittivité élevée, réduite par le fait de travailler sur des structures inhomogènes que caractérise généralement un  $\epsilon_f$  (effectif) de l'ordre de 6. Pour cette valeur, la vitesse serait réduite d'un facteur de l'ordre de 2,5.

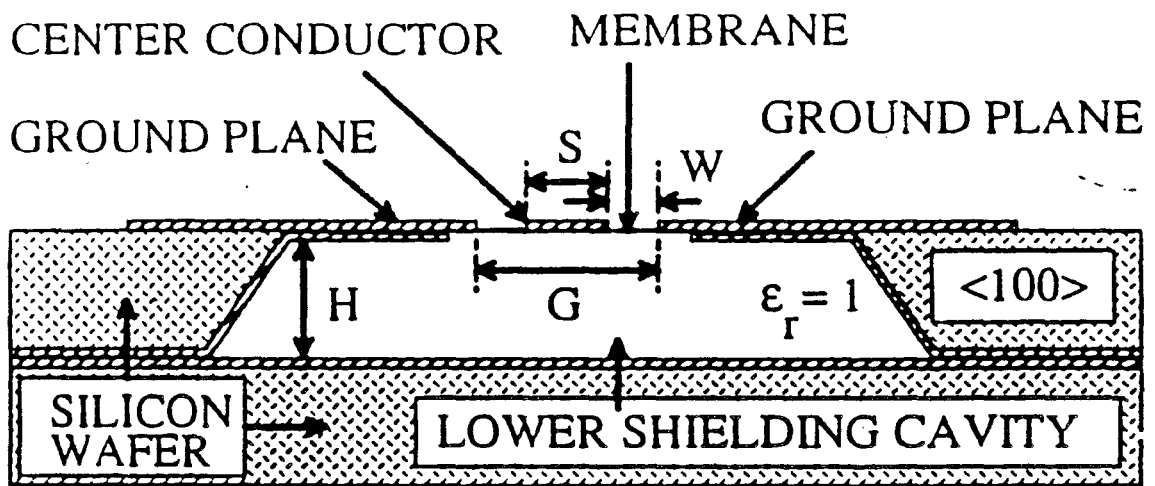


figure III.1: Coupe transversale d'une ligne de propagation de type ligne coplanaire sur membrane  $\text{Si}_3\text{N}_4$  élaborée par gravure profonde d'un substrat de Silicium

En ce qui concerne les termes de perte, l'utilisation de membrane s'avère judicieuse car cela permet d'éviter les problèmes de rayonnement dans le substrat avec la propagation de modes parasite de substrat. Nous verrons cependant que ces termes de pertes n'interviennent que pour des fréquences relativement élevées de l'ordre de 100 GHz.

Si l'on considère d'autres types de structures présentant en particulier des discontinuités, le fait de travailler avec un milieu effectif comparable à l'air permet de limiter l'effet parasite de ces discontinuités.

En contrepartie, le passage entre un substrat épais et les structures sur membrane, pose un certain nombre de difficultés. Nous proposerons dans la suite une solution pour pallier cette difficulté en tirant partie des angles de gravure lors de la formation de la cavité, mais il nous semble que c'est un problème réel.

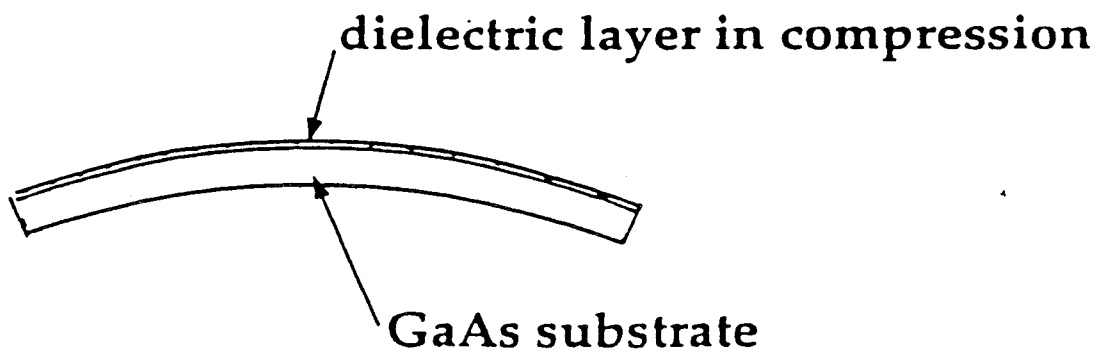
Le second désavantage concerne la fragilité des structures. Nous n'avons pas au cours de ce travail, rencontré de problème particulier, les membranes se révélant stables dans le temps. Cependant, il peut s'avérer problématique de les utiliser dans un environnement difficile, avec en particulier des accélérations importantes ou des vibrations. Nous n'avons pas effectué d'étude sur ce sujet, et cette question reste ouverte.

Enfin, on constate sur la figure III.1 qu'il est possible de blinder les lignes de propagation, soit sur un demi-espace, comme cela est représenté ici avec l'utilisation d'un substrat métallisé accolé à la cavité, soit sur l'ensemble de la structure. L'avantage essentiel lié à ce blindage est l'isolation électromagnétique qui en résulte et l'obtention d'un boîtier manipulable plus facilement.

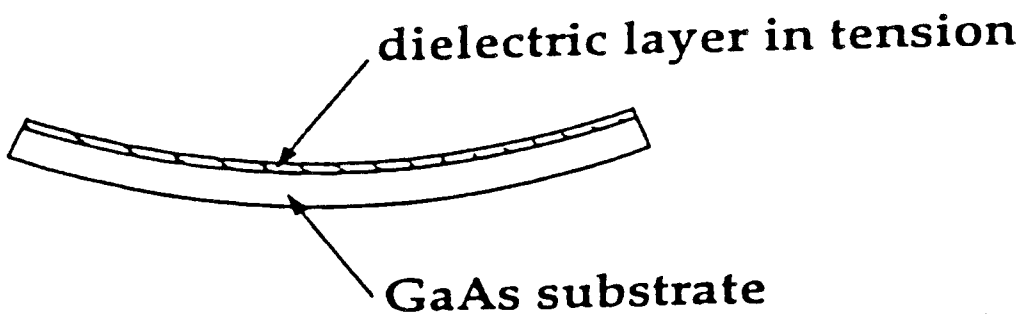
Si à présent, on considère les travaux effectués à l'Université du Michigan, principalement par Gabriel Reibeitz [4] pour les aspects fabrication et caractérisation et Linda Katehi [5][6] pour les aspects simulation, on constate qu'ils ont proposé une grande variété de structures, notamment des lignes de propagation, des filtres et des antennes. Rappelons que les membranes sont dans leur cas déposées sur Silicium qui se grave relativement facilement à l'aide d'Hydroxyde de Potassium (KOH) suivant des plans cristallins bien définis.

Les membranes sont presque exclusivement fabriquées à l'aide de structures tri-couches  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ . La motivation de cette structure est essentiellement d'ordre technologique avec des compensations de contrainte entre l'oxyde de Silicium et le Nitrure de Silicium. Pour l'oxydation du Silicium, en partant généralement d'un oxyde natif, on utilise des procédés d'oxydation vers 1100°C. Pour le  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , il est déposé par technique de L.P.C.V.D. (Low Pressure Chemical Vapor Deposition). Cette fabrication est donc faite à température relativement importante, non accessible par les moyens de dépôt actuellement disponibles au

- **Contrainte en compression**



- **Contrainte en tension**



*figure III.2: Illustration des contraintes en compression et en tension*

laboratoire. Egalement des montées en température aussi élevées peuvent être préjudiciables aux couches semiconductrices des composants à hétérostructure.

Actuellement, ces structures ont été utilisées en technologie hybride avec des techniques dite de lift-off épitaxial qui tendent à se développer de plus en plus et qui sont une alternative également intéressante comparativement à une voie monolithique. Ces techniques tirent parti des sélectivités de gravure des matériaux III-V dont certains exemples ont été présentés dans le chapitre I, pour désolidariser de son substrat la couche active du composant. Cette couche, constituée généralement des matériaux épitaxiés en surface, est ensuite "greffée" sur la structure de type membrane avec une adhérence par les forces de Van der Waals.

## 2. TECHNIQUE DE FABRICATION SUR GaAs

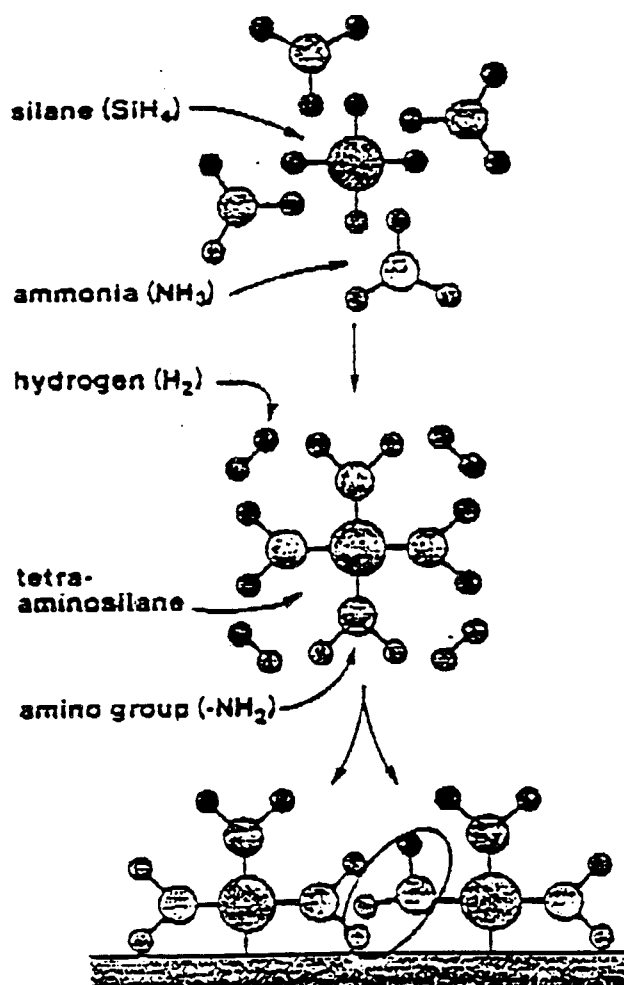
### 2.1. FORMATION DE LA COUCHE DIELECTRIQUE

#### 2.1.1. CONTRAINTES TECHNOLOGIQUES ET ELECTRIQUES:

Nous allons tout d'abord discuter des ordres de grandeurs, respectivement de l'épaisseur et des dimensions latérales de la membrane.

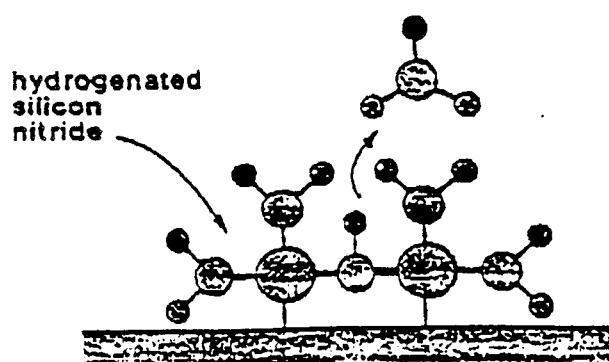
Pour les dimensions latérales, il s'agit de choisir une longueur suffisante pour qu'en hautes fréquences, 30 GHz typiquement, on puisse observer la propagation de l'onde. Rappelons que la longueur de l'onde électromagnétique doit se comparer à celle du vide, ce qui donne le centimètre comme premier ordre de grandeur. Pour la direction transversale à la propagation, il est nécessaire d'éloigner suffisamment les limites entre substrat épais et membrane pour éviter des fermetures du champ par le diélectrique. Nous verrons que pour respecter un niveau d'impédance caractéristique proche de  $50 \Omega$ , la dimension hors tout de la ligne centrale et des fentes est de l'ordre de  $500 \mu\text{m}$ . On peut raisonnablement prendre une largeur de membrane de quelques millimètres.

Pour le choix de l'épaisseur de la membrane, il faut se rappeler que pour des lignes coplanaires, les champs électromagnétiques se concentrent près de la surface. A titre d'ordre de grandeur, pour une ligne  $50 \Omega$  sur un substrat épais, on a typiquement des largeurs de fentes de  $50 \mu\text{m}$ . Dans ces conditions, on peut table sur une pénétration de l'énergie électromagnétique sur une distance équivalente. En d'autres termes, il faut impérativement réaliser une membrane d'épaisseur bien inférieure à cette valeur. On serait tenté à l'opposé de réaliser une membrane extrêmement mince, typiquement de  $1000 \text{ \AA}$ . On se heurte cependant



Le Silane et l'ammoniac forment la molécule précurseur: le tétra-aminosilane

Cette molécule perd un groupe amino et se dépose en surface



Formation du Nitrure

Figure III.3: Principe du dépôt de Nitrure de Silicium

dans ce cas à des contraintes de fabrication, compte-tenu d'un rapport d'aspect très important entre dimensions latérales et épaisseur. Pour des membranes d'épaisseur très faible, environ 1000 Å, il y a risque de déchirure lors du micro usinage de la cavité. Inversement, pour des dépôts  $\text{Si}_3\text{N}_4$  notamment trop épais, les contraintes, illustrées sur la figure III 2 sont telles que l'on s'expose à des risques de décollement du film diélectrique avant tout procédé de gravure.

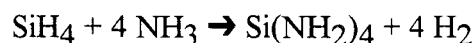
L'étude des contraintes qui peuvent être d'origine thermique compte-tenu de la différence entre les coefficients de dilatation des matériaux support et déposé en particulier, est un sujet en lui-même. En ce qui nous concerne, nous nous sommes limités à deux types de dépôts en reproduisant aussi fidèlement que possible les conditions données par les fabricants. Il s'agit d'une part de films de Nitrure de Silicium déposés par P.E.C.V.D. (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) et de films de Polyimide déposés par centrifugation avec des procédures développées plus en détail dans les paragraphes suivants.

### 2.1.2. FORMATION DE LA COUCHE NITRURE

Fondamentalement, le dépôt s'effectue à partir de deux sources de gaz, respectivement le Silane ( $\text{SiH}_4$ ) comme source de Silicium et le gaz ammoniac ( $\text{NH}_3$ ) comme source d'azote [7]. En pratique ces gaz élémentaires sont dilués dans un gaz porteur, l'azote généralement avec des proportions de l'ordre de quelques pourcents.

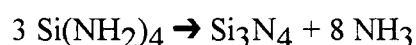
Le processus de dépôt sur le semi-conducteur se fait en plusieurs étapes qui sont détaillées sur la figure III 3.

Dans un premier temps l'Ammoniac et le Silane réagissent entre eux dans l'enceinte plasma pour former un gaz précurseur le Tétra-amino-Silane ( $\text{Si}(\text{NH}_2)_4$ ) et de l'Hydrogène ( $\text{H}_2$ ). (figure III 3a). La réaction s'écrit:



Les molécules formant ce gaz précurseur perdent ensuite chacune un groupe aminé ( $\text{NH}_2$ ) permettant ainsi l'adsorption des molécules en surface (figure III 3b).

Enfin, il y a élimination des molécules avoisinantes d'hydrogène grâce au chauffage du substrat pour former une couche réticulée par des liaisons Silicium-Azote. Ce processus s'accompagne d'un dégagement d'ammoniac (figure III.3c). Cette réaction peut s'écrire:





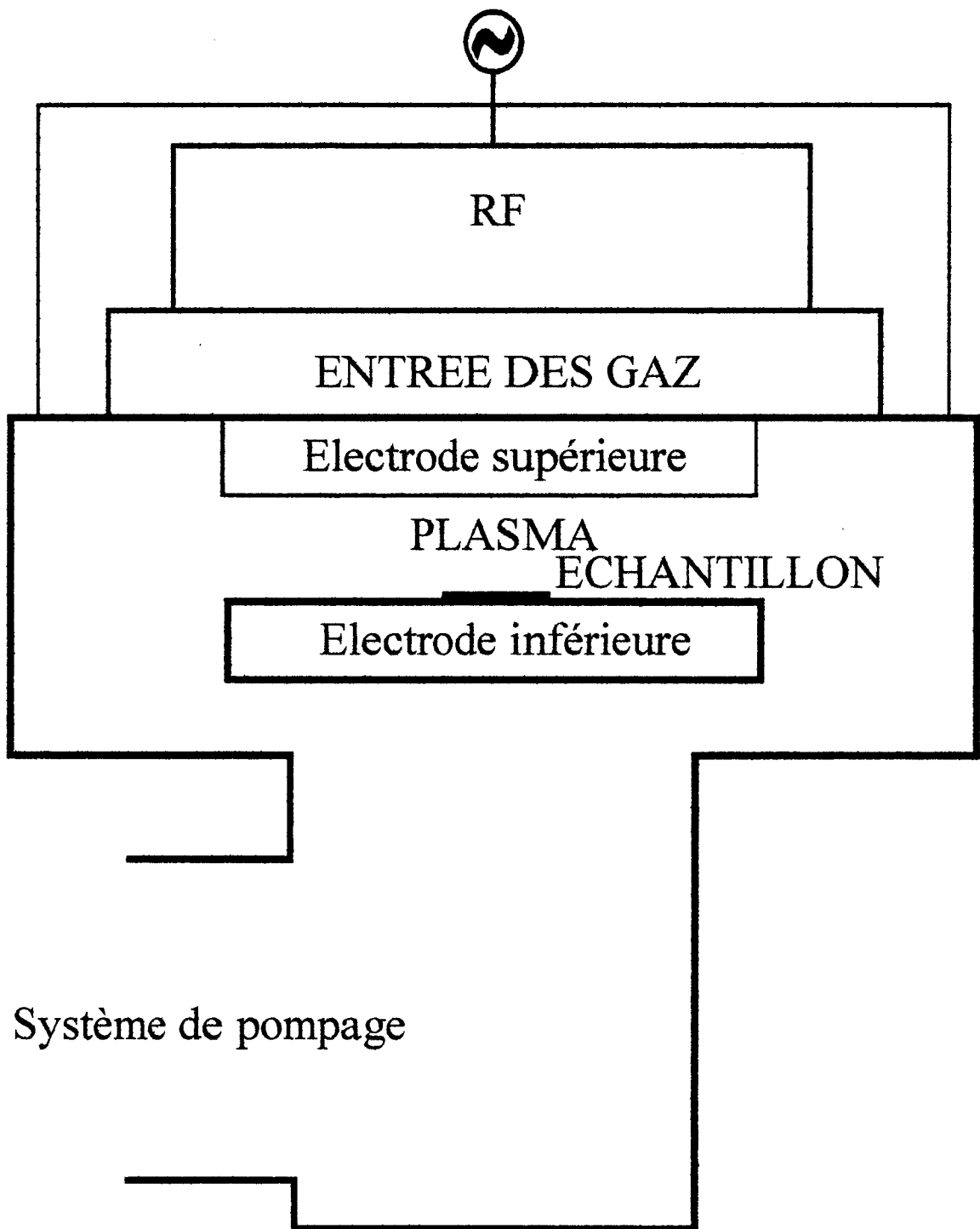


Figure III.4: Schéma du système de dépôt par PECVD

Le système utilisé lors des dépôts est schématisé sur la figure III.4. Il s'agit d'un bâti plasma mis sous vide avant l'introduction des gaz à  $10^{-8}$  Torr, comportant une source radiofréquence alternative à la fréquence de 13,56 MHz.

Les conditions de dépôt de film  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ont fait l'objet dans la littérature d'un très grand nombre d'études, avec des études systématiques de l'influence de la composition des mélanges et des flux gazeux, de la pression dans le réacteur et de la température du substrat, et enfin de la puissance et de la fréquence de l'excitation radiofréquence. A titre d'exemple, citons la publication de Claassen et al [8] des laboratoires Philips dans laquelle sont établies les conditions de dépôt pour des températures variant entre 300 et 700°C et des fréquences d'excitation entre 100 kHz et 20 MHz. En ce qui nous concerne, nous recherchons un dépôt présentant des contraintes en tension. Plusieurs possibilités peuvent être envisagées. En premier lieu, comme cela est montré dans la référence [8], il est possible de travailler à haute température. On montre qu'au delà de 550°C, le film est alors en tension avec une contrainte de + 100 MPa à 600°C et de + 600 MPa à 700°C. On peut également définir l'état de contrainte en jouant sur la fréquence d'excitation du plasma. Ainsi pour des fréquences de 100 kHz le film est en compression avec des contraintes d'environ - 800 MPa. On peut estimer l'absence de contrainte (transition entre l'état de compression et de tension) vers 4 MHz. Au delà de cette fréquence, notamment à la fréquence qui nous intéresse ( $f = 13,56$  MHz), le film est en tension avec un état de contrainte résiduelle légèrement supérieur à 300 MPa. Ces résultats ont été obtenus sur des dépôts monocouches. Il est bien évident que l'on pourrait également obtenir une compensation globale des contraintes, soit par des dépôts multi-couches ou des procédures de dépôt multi-fréquences. En pratique, dans la mesure où, par l'utilisation de fréquences élevées, nous satisfaisons à la condition de tension, nous avons préféré travailler à basse température avec une valeur nominale de 300 °C.

Dans ces conditions de température et de fréquence de plasma, les autres données de dépôt sont les suivantes:

Le gaz ammoniac est introduit sans dilution avec un débit de 20 S.C.C.M. (Standard Cubic Centimeter per minute, c'est-à-dire  $\text{cm}^3/\text{min}$ ).

Par contre le gaz Silane est dilué fortement dans le diazote dans une proportion de 3%, avec un débit de 600 S.C.C.M.

La pression dans l'enceinte lors du dépôt est de 1 Torr.

Enfin, la puissance d'entrée radiofréquence est de 20 Watt.

Dans ces conditions la vitesse de dépôt est d'environ 120 Å/min ce qui fait un temps de process d'approximativement 1h30 pour une membrane d'épaisseur 1  $\mu\text{m}$  qui est la valeur nominale pour la plupart des membranes fabriquées.

Nous ne disposons pas au laboratoire actuellement de moyen de contrôler l'état de contrainte des films déposés en routine.

Cependant, nous avons vérifié à l'aide d'un profilomètre de marque DEKTAK 8000 possédant l'option de mesure de contrainte que les couches déposées sont effectivement en tension. Avec les données suivantes, une épaisseur de substrat de 405  $\mu\text{m}$  pour un film de 1,1  $\mu\text{m}$ , la valeur moyenne de la contrainte est de l'ordre de + 1200 MPa.

### 2.1.3. FORMATION DE LA COUCHE EN POLYIMIDE

Contrairement au dépôt de Nitrure de Silicium, le dépôt des films polyimide se fait avec très peu de moyen technologique puisqu'il est déposé à la tournette (spin coating) comme une résine. Cette facilité de mise en œuvre concerne les dépôts uniformes. Ceci peut ne pas être le cas si l'on doit par la suite graver cette couche diélectrique dans la mesure où cela se fait par gravure plasma. Comme dans le cas précédent, nous limiterons l'épaisseur de dépôt entre 1 et 2  $\mu\text{m}$  pour la fabrication des membranes. Ces valeurs ne sont pas limitatives, et nous avons pu vérifier lors de la fabrication de structures de test par gonflement que des épaisseurs plus importantes, supérieures à 6  $\mu\text{m}$ , peuvent être obtenues en préservant la qualité des dépôts. Nous cherchons également un film en tension pour faciliter la tenue mécanique lors de l'usinage du substrat. En fait, on peut s'attendre à ce que le polyimide présente un comportement mécanique du type élastique pour des faibles déformations avec retour à l'état d'équilibre lorsqu'il est soumis à des perturbations de pression.

Un autre problème rencontré concerne l'adhérence du film sur le substrat. Pour le résoudre, nous avons utilisé comme pour les résines, un promoteur qui permet d'éviter le décollement de la membrane. Le dépôt du promoteur comme du polyimide se fait généralement en deux temps. Le promoteur et le polyimide sont fournis par la société ULTRADEL. Pour le promoteur d'adhérence (A200:1,B200:2000) les conditions de dépôt sont les suivantes.

<b>premier dépôt capot ouvert:</b>	
vitesse de rotation:	500 tours.min <sup>-1</sup>
accélération:	500 tours.min <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>
durée	30 secondes
<b>deuxième dépôt capot fermé:</b>	
vitesse de rotation:	4000 tours.min <sup>-1</sup>
accélération:	4000 tours.min <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>
durée	30 secondes

*Tableau III.A: Conditions de dépôt du promoteur*

Le dépôt du polyimide suit immédiatement celui du promoteur:

<b>premier dépôt capot ouvert:</b>	
vitesse de rotation:	500 tours.min <sup>-1</sup>
accélération:	500 tours.min <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>
durée	30 secondes
<b>deuxième dépôt capot fermé:</b>	
vitesse de rotation:	2500 tours.min <sup>-1</sup>
accélération:	2500 tours.min <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>
durée	60 secondes

*Tableau III.B: Conditions de dépôt du Polyimide*

Ces dépôts en deux temps sont justifiés dans la mesure où la première phase permet un premier étalement du produit, le second permettant de définir l'épaisseur.

Cette procédure de dépôt est suivie de deux recuits dans les conditions suivantes:

Premier recuit: il peut se faire, soit au four à 100°C pendant 30 minutes, soit sur plaque à 100°C pendant une minute. C'est cette dernière solution qui a été préférée pour réduire les temps de process.

Second recuit: il peut se faire, soit en four tubulaire sous flux d'azote (température 300°C, durée: 1 heure) si l'on ne processe qu'un quart de plaquette, soit dans un four conventionnel pour des échantillons de plus grande surface, le premier procédé étant préférable compte-tenu de l'atmosphère contrôlée.

## 2.2. DEPOT DES LIGNES COPLANAIRES

La couche de diélectrique Nitrure de Silicium ou de polyimide ayant été déposée, il convient de procéder au dépôt des lignes coplanaires.

Celles-ci seront déposées par dépôt électrolytique avant de dégager la membrane par attaque chimique face arrière en utilisant un procédé de résinage soit négatif soit positif. Dans les deux cas nous effectuons une pré-évaporation d'un film Titane-Or pour assurer la continuité électrique.

### Evaporation Titane-Or

Le dépôt de la couche Titane-Or a été effectué dans un bâti d'évaporation à canon à électrons. Rappelons très brièvement que dans ce cas, l'évaporation des matériaux Titane et Or placés dans des creusets se fait à l'aide d'un bombardement par un faisceau d'électrons accéléré. Ce faisceau électronique est émis à partir d'une électrode en Tungstène. Ce faisceau est par ailleurs incurvé dans un champ magnétique puis dirigé sur les cibles. En pratique, le dépôt s'effectue dans des conditions de vide relativement poussées, à 10<sup>-8</sup> Torr, le substrat étant

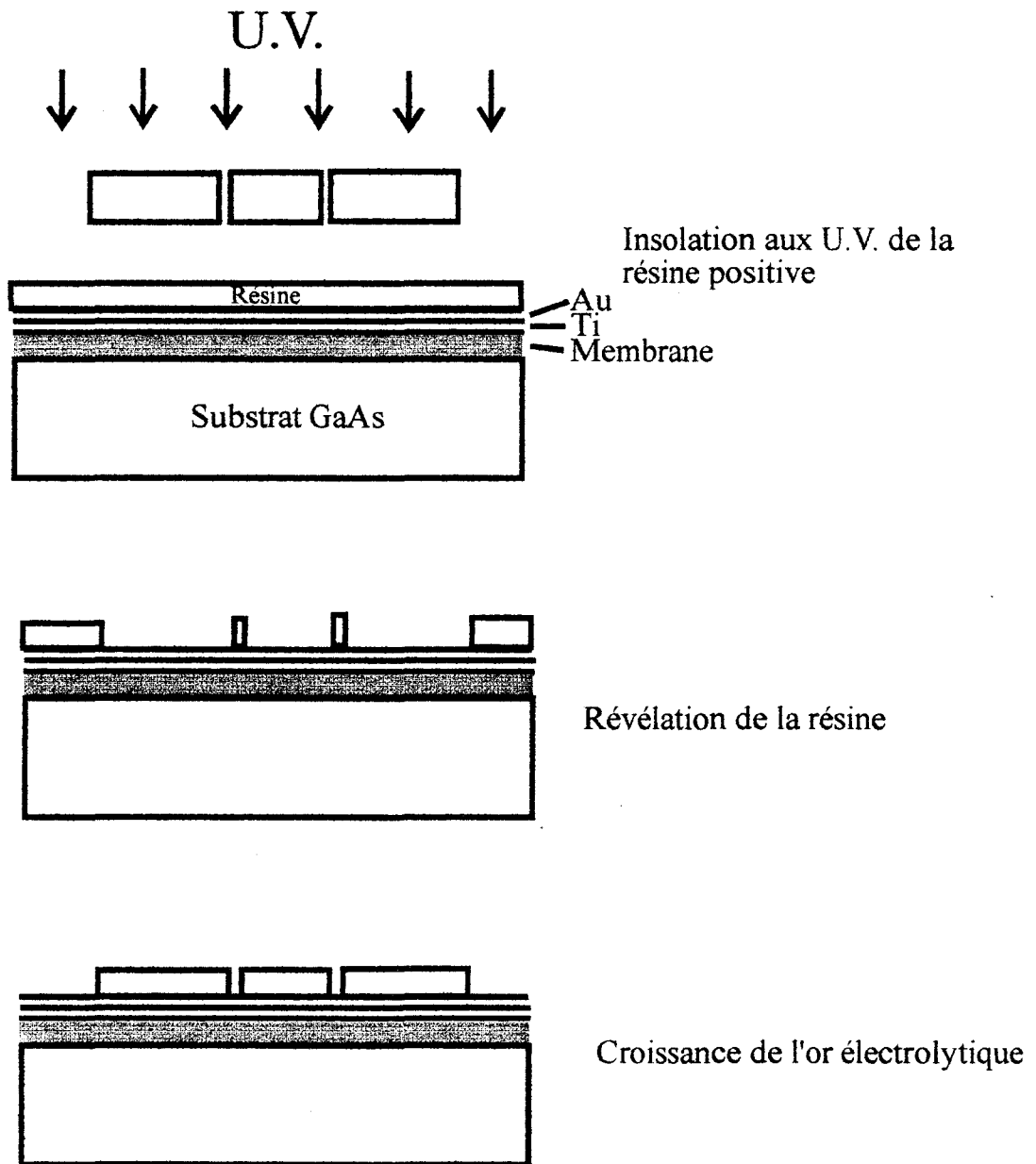


Figure III.5.a: Procédé de résinage positif

refroidi entre 15 et 20°C à l'aide d'un circuit de refroidissement par eau. La couche de Titane sert de couche d'accrochage, son épaisseur a été choisie à 200 Å. Nous avons pris les mêmes valeurs pour l'épaisseur de la couche d'Or qui va permettre d'amorcer le dépôt électrolytique.

Les deux procédés de résinage positif ou négatif se distinguent principalement par le fait que dans le premier cas la croissance électrolytique se fait localement, les motifs de fente ayant été protégés par de la résine, alors que pour la seconde option, le dépôt se fait uniformément. Dans ce dernier cas de figure, la structuration en ligne de propagation se fait par attaque chimique de l'or.

### Procédé de résinage positif:

Les différentes étapes technologiques sont schématisées sur la figure III.5a. Une première insolation de la résine positive, dans les conditions de masquage précisées sur cette figure, permet, après révélation, de découvrir les motifs de lignes. Pour le dépôt électrolytique nous recherchons généralement des épaisseurs relativement importantes demandant par conséquent de déposer des films de résine de quelques  $\mu\text{m}$ . Dans ce but, deux types de résines ont été essayées, respectivement les résines TF20 et 5214. D'autres types de résines peuvent être utilisées par ailleurs [9]

<b>dépôt capot fermé:</b>	
vitesse de rotation:	3000 tours.min <sup>-1</sup>
accélération:	5000 tours.min <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>
durée	10 secondes
<b>Insolation:</b>	15 secondes, avec le masque des motifs de lignes coplanaires
<b>Révélation:</b>	90 secondes, dans une solution contenant 50% de "Microposit Developer" et 50% d'eau désionisée
<b>Rinçage:</b>	à l'eau désionisée
<b>Séchage:</b>	à l'azote

Tableau III.C: Conditions de dépôt de la résine TF20:

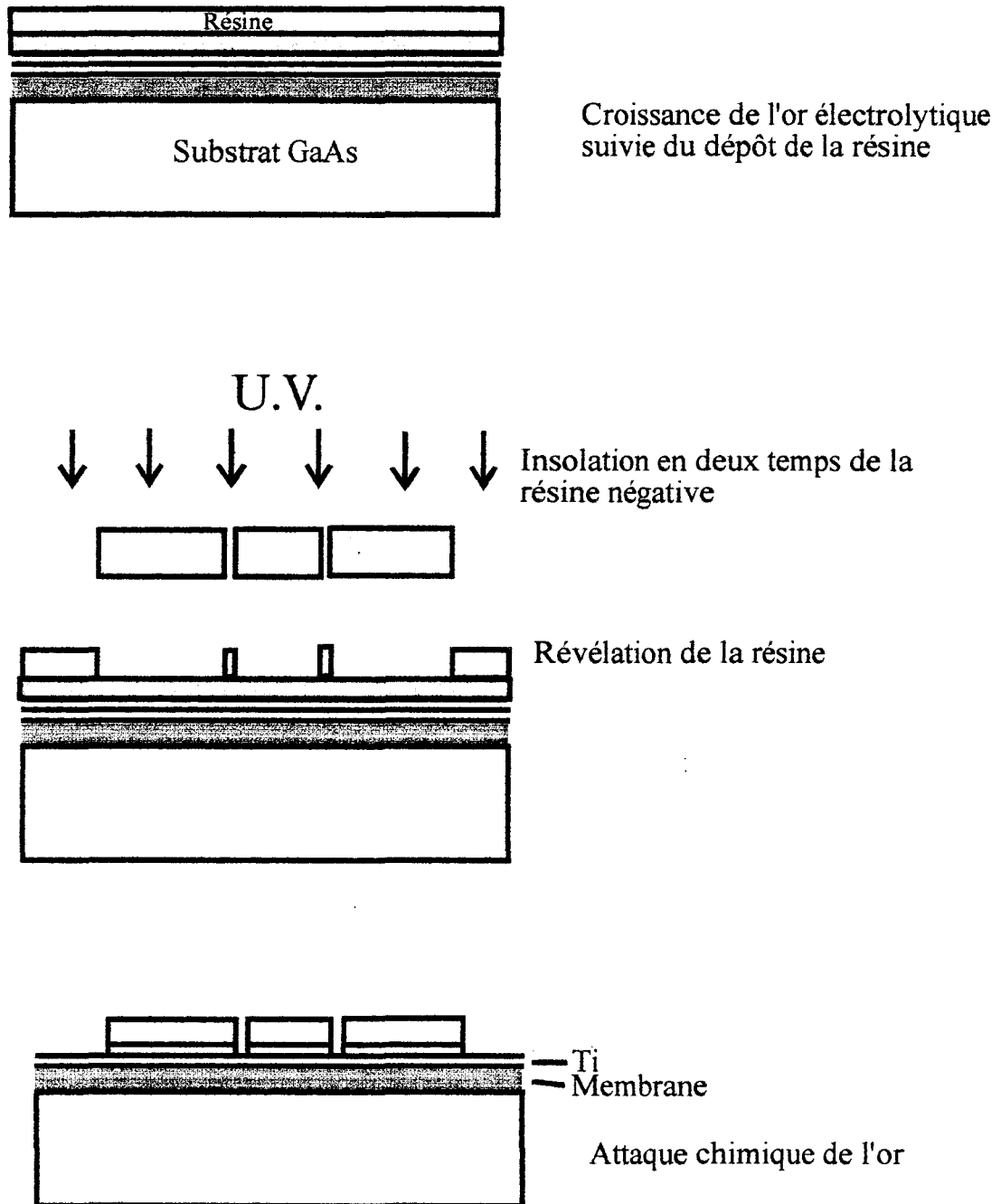


Figure III.5.b: Procédé de résinage négatif

<b>dépôt capot fermé:</b>	
vitesse de rotation:	2000 tours.min <sup>-1</sup>
accélération:	3000 tours.min <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>
durée	7 secondes
<b>Recuit:</b>	5 minutes, sur une plaque chauffante à 120°C
<b>Insolation:</b>	30 secondes, avec le masque des motifs de lignes coplanaires
<b>Révélation:</b>	30 à 35 secondes, dans le révélateur AZ524 pur
<b>Rinçage:</b>	à l'eau désionisée
<b>Séchage:</b>	à l'azote

*Tableau III.D: Conditions de dépôt de la résine 5214:*

Dans les deux cas, nous pratiquons un recuit 5 à 10 minutes sur plaque à 120°C avant d'effectuer le dépôt électrolytique qui sera détaillé par la suite.

Après le dépôt, nous dérésinons à l'acétone et nettoyons à l'alcool. Nous effectuons alors une attaque de l'or résiduel par une solution de Iodure de Potassium (KI) et d'Iode (I<sub>2</sub>) diluée dans l'eau, suivie d'une attaque du Titane par B.O.E. pour isoler électriquement les lignes coplanaires.

Le principal avantage du procédé de résinage positif réside dans une bonne définition des cotes des lignes initialement prévues. Nous verrons ultérieurement que des variations d'impédance résultant d'un élargissement non intentionnel des pentes peut se traduire par des pertes en réflexion résultant de la désadaptation d'impédance.

En revanche, il existe des risques de décollement de la résine et donc de début de croissance électrolytique sous la résine aux extrémités des lignes.

### **Procédé de résinage négatif:**

Ce procédé est illustré sur la figure III.5b.

Nous effectuons tout d'abord un dépôt électrolytique d'Or sur toute la surface du wafer.



Dépôt électrolytique:

Le dépôt est effectué dans un bain électrolytique qui consiste en une solution de Cyanure d'Or et de Cyanure de Potassium.

La température du bain est choisie égale à 30°C pour éviter la formation de gaz toxique acide cyanhydrique (HCN).

Les conditions d'électrolyse ont fait l'objet d'une étude relativement systématique en essayant en particulier de déterminer la densité de courant optimale pour obtenir des dépôts de bonne qualité présentant notamment une fine granulation. Nous sommes partis de l'étude relativement complète de B. Kebabi [10] traitant des conditions de dépôts pour la réalisation de motifs sub-microniques pour masque Rayons X. En ce qui nous concerne, nous avons opéré dans des conditions de densité de courant de quelques mA/cm<sup>2</sup>. Concrètement, nous mesurons un courant débité par un générateur de courant. Il nous faut donc estimer la densité de courant grâce à une évaluation de la surface où s'effectue l'électrodéposition. Dans le cas du procédé de dépôt uniforme, cette estimation est directe en calculant la surface du substrat. Il faut par ailleurs prendre en compte la surface du contact électrique que nous avons estimée à 1 cm<sup>2</sup>. Par contre, pour le procédé précédent, ce calcul de la densité de courant équivalente passe par la détermination de la surface métallique des lignes. L'amélioration de l'uniformité est garantie par une agitation modérée.

Ensuite, nous définissons les lignes en déposant une résine négative et en l'enlevant dans les régions correspondant aux motifs de fente et d'isolation.

Un dépôt de 4 heures sur un wafer complet avec un courant de 15 à 16 mA (densité de courant de l'ordre de 1 mA/cm<sup>2</sup>) nous permet d'obtenir une épaisseur d'Or électrolytique de 3,2 µm, avec une bonne qualité de grain.

Procédé PREGOS:

Après ce dépôt électrolytique, nous procédons à la définition des lignes coplanaires à l'aide d'un procédé d'insolation en deux temps: le procédé PREGOS.

La résine AZ5214 est tout d'abord déposée sur le wafer. Le dépôt a lieu par centrifugation capot fermé dans les conditions suivantes:

<b>dépôt capot fermé:</b>	
vitesse de rotation:	3000 tours.min <sup>-1</sup>
accélération:	4000 tours.min <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>
durée	7 secondes

*Tableau III.E: Conditions de dépôt de la résine AZ5214  
dans le cadre du procédé PREGOS*

Dans un premier temps, après un premier recuit sur plaque à 120°C pendant 90 secondes, on procède à une insolation aux ultraviolets (U.V.) des motifs de lignes durant 5,5 secondes avec le masque précédant qui est positif.

Ensuite on effectue un second recuit sur plaque à 120°C pendant 90 secondes.

Dans un deuxième temps, nous procédons à une nouvelle insolation sans masque pendant 35 secondes.

La révélation dure environ 30 secondes dans le révélateur AZ524 pur. Ce temps est assez critique et dépend fortement de l'agitation. Il convient donc de vérifier au microscope optique si la révélation est bonne.

Le rinçage se fait classiquement à l'eau désionisée et le séchage à l'azote.

#### Isolation électrique des lignes:

Nous procédons ensuite à la gravure de l'Or électrolytique et de la couche d'Or évaporée.

La solution de gravure utilisée consiste en un mélange de 30 g d'Iode ( $I_2$ ) et de 100 g d'Iodure de Potassium (KI) pour un litre d'eau désionisée. Elle est ensuite diluée une fois. Même si la vitesse de gravure est importante, il faut plus de 20 minutes pour graver la totalité de l'Or, notamment entre les plans de masse et le conducteur central, où la gravure se révèle plus difficile.

La solution étant brune et particulièrement opaque, il faut apporter un soin particulier lorsque l'on agite l'échantillon dans le bêcher en Téflon. D'autre part, pour contrôler l'avancement de la gravure, il convient de retirer régulièrement l'échantillon, de le rincer à l'eau désionisée pour arrêter la réaction de gravure, et de l'observer au microscope optique.

Nous dégageons ensuite la couche de Titane. Deux possibilités s'offrent à nous:

- Une gravure sèche du type R.I.E.
- Une gravure humide de type chimique.

Pour des raisons de facilité, nous avons choisi de pratiquer l'attaque chimique de la couche d'accrochage en Titane.

La solution chimique utilisée est une solution de B.O.E., constituée d'acide Fluorhydrique dilué (à manipuler avec précaution parce que très toxique). L'attaque de la couche de 200 Å de Titane dure 25 secondes sans agitation.

La fin de la réaction de gravure de la couche est parfaitement perceptible par un intense dégagement gazeux durant deux secondes environ.

A ce stade, l'échantillon doit être rapidement sorti de la solution au risque d'attaquer le film Nitrure dans le cas contraire.

Le wafer est ensuite rincé à l'eau désionisée et séché à l'azote.

On contrôle au microscope optique que toute trace de Titane a disparu, ainsi que l'aspect général des lignes qui sont, à ce stade, terminées.

Le procédé de résinage négatif a pour avantage principal de ne plus faire apparaître de décollement de résine, et de permettre d'obtenir un dépôt d'Or bien uniforme, en particulier, sans bourrelet.

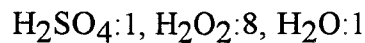
Cependant ce procédé entraîne l'existence d'une sous-gravure des motifs lors de l'attaque chimique, se traduisant par une variation de la taille des motifs de ligne, avec une légère augmentation de la taille des fentes.

### 2.3. GRAVURE DU SUBSTRAT

Après avoir défini les lignes coplanaires, il reste essentiellement à graver le substrat en Arséniure de Gallium pour dégager la membrane. Nous avons déjà précisé dans le chapitre 1 les conditions de gravure profonde du GaAs.

Ici, il s'agit de graver complètement le wafer sur une épaisseur de 410 à 420  $\mu\text{m}$  avec arrêt sélectif sur le diélectrique.

En pratique, nous avons retenu le mélange d'acide sulfurique, d'eau oxygénée et d'eau dans les proportions suivantes:



Cette solution très acide (pH proche de -1,15) permet une gravure du GaAs avec une vitesse de l'ordre de 15  $\mu\text{m}$  par minute.

La durée totale de l'attaque est par conséquent de l'ordre de 30 à 35 minutes.

Un des problèmes rencontrés est celui de l'alignement:

Dans les premiers essais, nous ne disposions pas de l'aligneur "double face". Pour pallier cet inconvénient nous avons développé une technique de via-hole nécessitant un troisième niveau de masque qui sert de repère pour les deux faces. Il faut noter cependant que la pré-gravure de ces repères fragilise le substrat en rendant plus délicats les dépôts de résine par centrifugation.

En fait, pour des structures blindées, ces connexions à travers le substrat sont nécessaires pour assurer la continuité du potentiel de masse.

Par la suite, nous avons pu disposer d'un aligneur double-face permettant de superposer le masque de gravure face arrière au masque de définition des lignes coplanaires implanté sur la face avant.

Enfin, lors de la gravure du substrat, nous maintenons celui-ci verticalement, pour pouvoir l'extraire plus aisément en fin de gravure. Or, la solution d'attaque est plus active en haut qu'en bas du bûcher où s'effectue la gravure. C'est pourquoi il s'est avéré judicieux de retourner le substrat haut vers bas en milieu de gravure (15-20 minutes).

Nous présentons sur la figure III.6 une photographie et un schéma en coupe transversale de la structure réalisée.

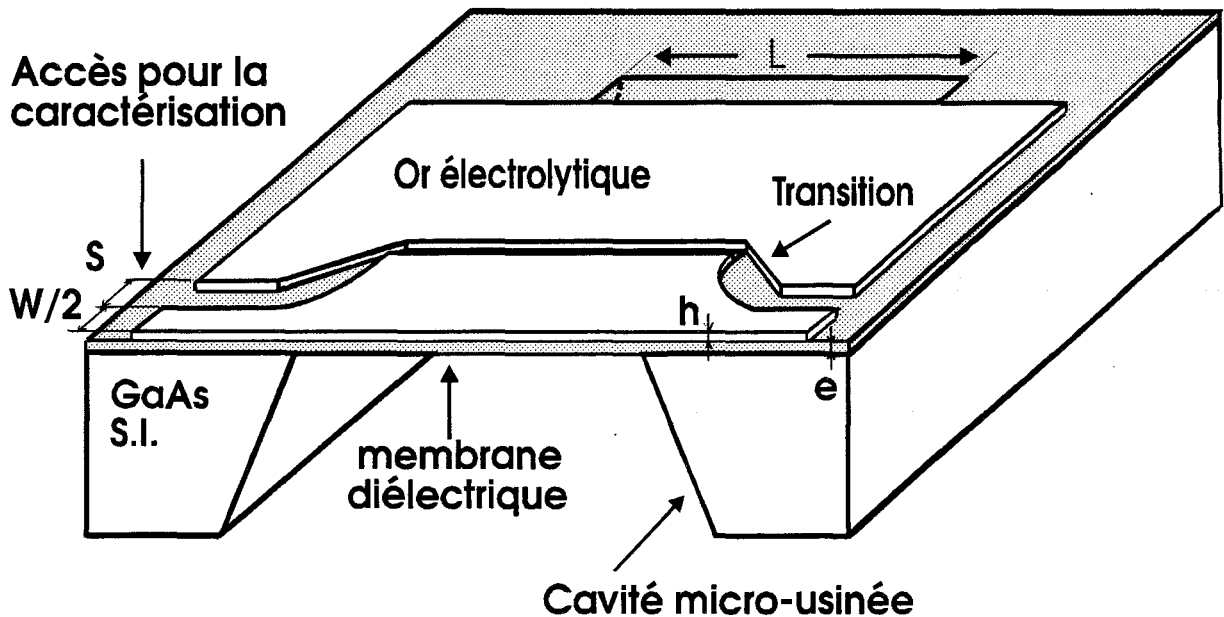
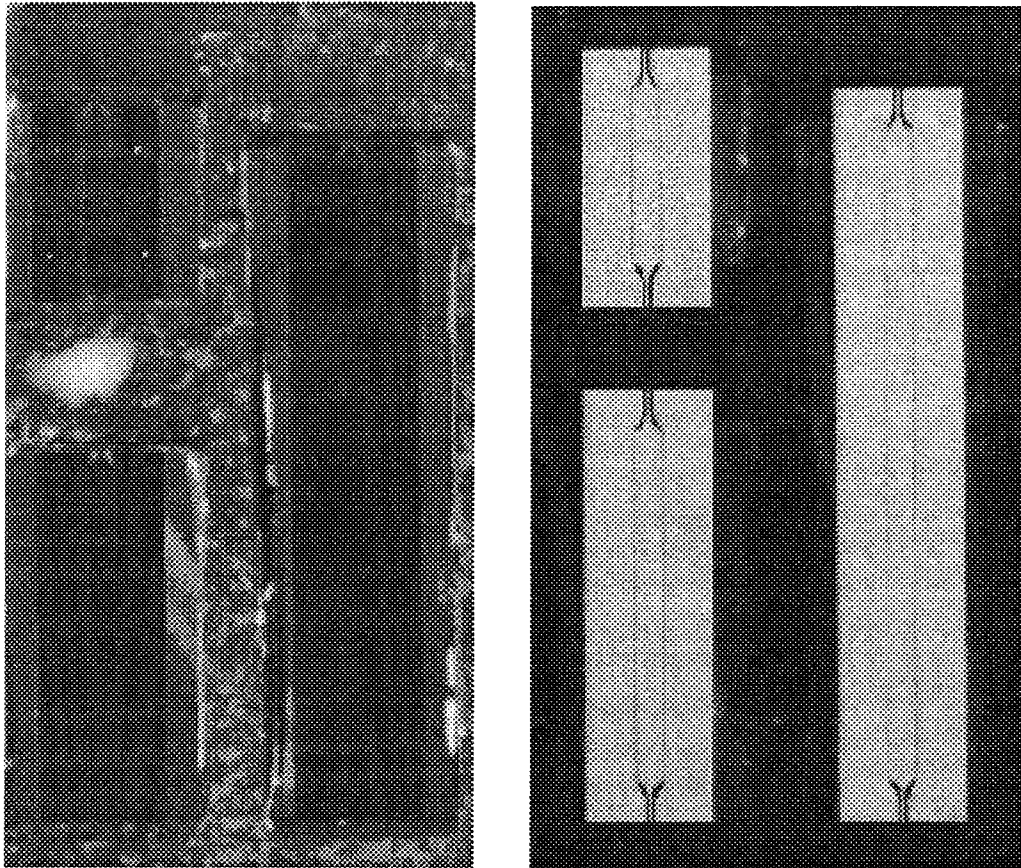


Figure III.6.a: Schéma en coupe transversale de la structure réalisée

Dans ces conditions, les membranes ne présentent pas des formes parfaitement rectangulaires, avec des déformations aux extrémités. Il nous semble qu'à l'avenir, ces effets, qui n'ont pas d'implication directe sur les caractéristiques mais peuvent par contre influencer la reproductibilité des procédés, puissent être résolus en disposant horizontalement les échantillons dans une nacelle.



*Figure III.6.b: Clichés des lignes vues de dessus face arrière (à gauche) et face avant (à droite)*

### 3. REALISATION D'UN JEU DE MASQUES

#### 3.1. POSITION DU PROBLEME

Le but recherché est ici de caractériser la propagation des ondes électromagnétiques sur la membrane, en particulier de déterminer le mode de propagation, la vitesse de rotation de phase, et les pertes.

De façon générale, on peut avoir accès à ce type d'information par la réalisation de lignes de différentes longueurs qui sont caractérisées en structure quadripôle. Par ailleurs, il convient d'effectuer ces mesures le plus simplement possible sans montage des lignes en boîtier. Les caractérisations sous pointes hyperfréquence se révèlent donc particulièrement bien adaptées de ce point de vue et elles ont été largement utilisées pour la caractérisation de lignes sur substrat épais. Dans le cas qui nous intéresse, le milieu à caractériser est fragile mécaniquement et il n'est pas concevable de déposer directement les pointes sur la membrane au risque de la détériorer ou de la déformer.

En conséquence, les motifs de test vont comporter deux zones distinctes. L'une sur substrat épais constituant les zones d'accès où seront déposées les pointes, l'autre, sur membrane qui constitue le milieu de propagation à caractériser. Nous reviendrons plus en détail sur la façon d'extraire la constante de propagation complexe.

Quoi qu'il en soit, dans ce paragraphe, il nous faut définir la géométrie des lignes dans les deux milieux (substrat épais et membrane) ainsi que la transition entre ces deux milieux.

### 3.2. DESSIN DE LIGNE

Pour la ligne d'accès sur substrat épais, nous choisissons une impédance caractéristique de  $50 \Omega$  correspondant à celle des instruments de mesure avec le souci de respecter l'écartement des pointes hyperfréquence égal à  $125 \mu\text{m}$ . Ce type de ligne est bien caractérisé au laboratoire et nous avons repris les côtes des lignes coplanaires  $50 \Omega$  avec la largeur du conducteur central  $W = 70 \mu\text{m}$  et la largeur des fentes  $S = 50 \mu\text{m}$ .

Pour la détermination de l'impédance caractéristique des lignes sur membrane, nous avons dans une première approche, utilisé le modèle analytique de la référence [11]. Par la suite, ces résultats ont été validés par des analyses électromagnétiques permettant de résoudre numériquement les équations de Maxwell en incluant notamment les termes de perte [12][13].

La détermination de l'impédance, relativement complexe, est réalisée grâce à la méthode de transformation conforme.

Dans le cas d'une épaisseur de métallisation nulle, il a été montré que l'impédance caractéristique  $Z_c$  de la ligne peut s'exprimer par :

$$Z_c = \eta_0 \frac{K(k)}{4\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} K(k')}$$

où  $\eta_0$  est l'impédance du vide

$\epsilon_{\text{eff}}$  est la permittivité effective

et  $K(k)$  est l'intégrale elliptique complète de première espèce, avec pour arguments  $k$  et  $k'$  qui dépendent des dimensions géométriques de la ligne.

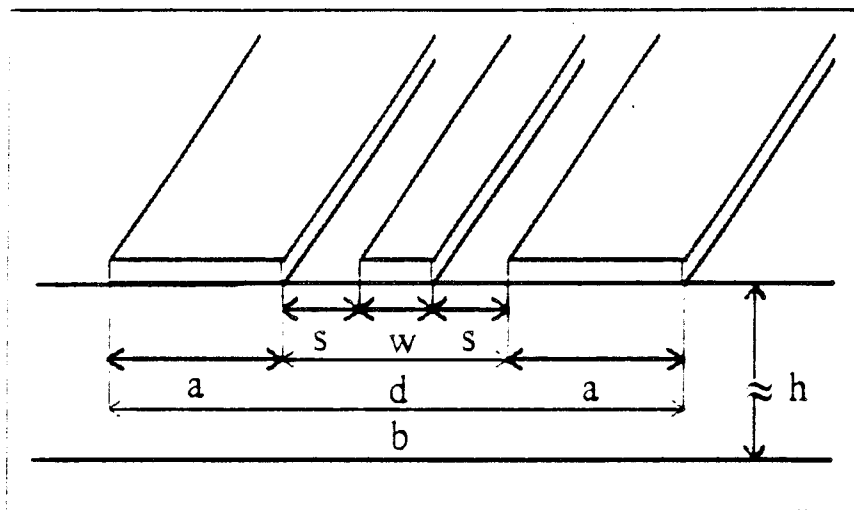


Figure III.7: Topologie de la ligne coplanaire infinie sur un substrat d'épaisseur  $h$

Nous nous intéressons au cas d'une ligne coplanaire symétrique avec des plans de masse de longueur finie. La topologie est schématisée sur la figure III.7.

W : largeur du conducteur central

S : largeur des fentes

d : distance interplan de masse

a : largeur des plans

b : largeur de la ligne

h : épaisseur du substrat

Les arguments  $k$  et  $k'$  dépendent de cette topologie et sont donnés par:

$$k = \sqrt{\frac{1 - (W/d)^2}{1 - (W/b)^2}}$$

$$\text{et } k' = \sqrt{1 - k^2}$$

La permittivité effective  $\epsilon_{\text{eff}}$ , qui intervient dans la détermination de  $Z_c$ , est déterminée par la méthode de superposition des capacités partielles.  $C'$  étant la capacité totale de la ligne:

$$C' = C'_0 + C'_\epsilon$$

expression dans laquelle,  $C'_0$  et  $C'_\epsilon$  sont respectivement les capacités relatives à l'air et au diélectrique données par:

$$C'_0 = 4\epsilon \frac{K(k')}{K(k)}$$

$$C'_\epsilon = 2\epsilon_0(\epsilon_r - 1) \frac{K(k'_1)}{K(k_1)}$$

$k$  et  $k'$  étant définis précédemment,  $k_1$  et  $k'_1$  sont définis par les expressions suivantes:

$$k_1 = \sqrt{\frac{1 + q_1 + q_2}{(1 + q_1)(1 + q_2)}}$$

$$\text{et } k'_1 = \sqrt{1 - k_1^2}$$



où

$$q_1 = \frac{sh[\pi a / (2h)].sh[\pi(a+w+2s)/(2h)]}{sh[\pi s / (2h)].sh[\pi(w+s)/(2h)]}$$

et

$$q_2 = \frac{sh^2[\pi w / (4h)]}{sh[\pi s / (2h)].sh[\pi(w+s)/(2h)]}$$

La permittivité effective s'exprime en fonction des capacités précédentes par la relation suivante:

$$\varepsilon_{\text{eff}} = C'/C'_0 = 1 + C'_\varepsilon/C'_0$$

Finalement, en utilisant les approximations suivantes:

$$Z_c = \frac{\pi \cdot \eta_0}{16\sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}} \text{Ln}(2/\sqrt{k})} \quad \text{pour } 0 < k \leq 0,173$$

$$\frac{K(k')}{K(k)} = \frac{\pi}{\text{Ln}2 + 2 \text{Arc tan } \sqrt{k}} \quad \text{pour } 0,173 < k \leq 1$$

nous obtenons les équations permettant de déterminer  $\varepsilon_{\text{eff}}$  et  $Z_c$

pour  $0 < k \leq 0,173$ :

$$\varepsilon_{\text{eff}} = 1 + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \cdot \frac{\text{Ln}(2/\sqrt{k_1})}{\text{Ln}(2/\sqrt{k})}$$

$$Z_c = \frac{\pi \cdot \eta_0}{16\sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}} \text{Ln}(2/\sqrt{k})}$$

pour  $0,173 < k \leq 1$ :

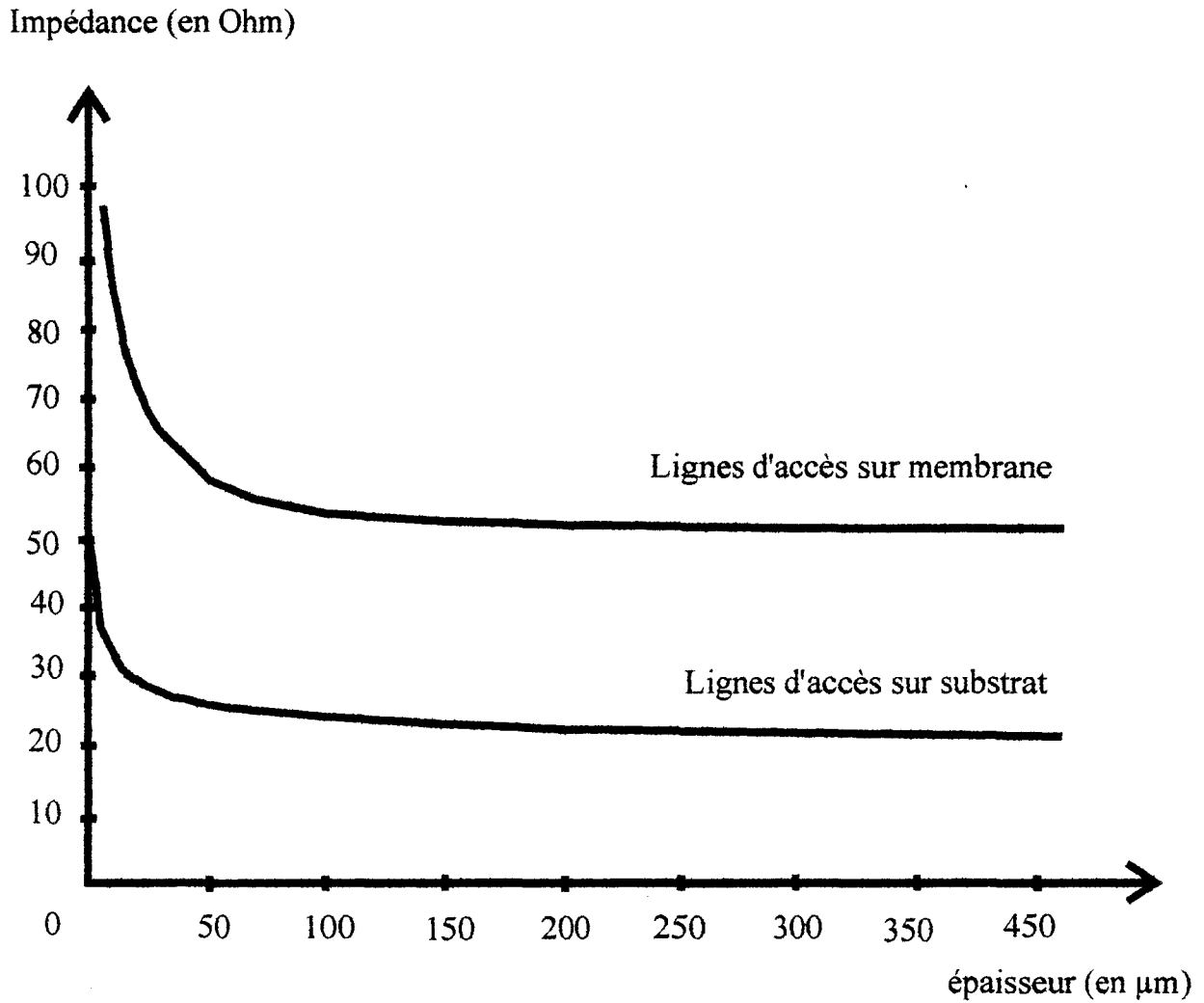
$$\varepsilon_{eff} = 1 + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \cdot \frac{\text{Ln}2 + 2 \text{Arc tan} \sqrt{k}}{\text{Ln}2 + 2 \text{Arc tan} \sqrt{k_1}}$$

$$Z_c = \frac{\eta_0}{4\pi\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \left\{ \text{Ln}2 + 2 \text{Arc tan} \sqrt{k} \right\}$$

A partir de ce modèle analytique, trois valeurs d'impédances caractéristiques ont été choisies, respectivement 50, 75 et 100  $\Omega$  avec les dimensions suivantes:

$Z_c =$	50 $\Omega$	$w =$	550 $\mu\text{m}$	$S =$	10 $\mu\text{m}$
	75 $\Omega$		300 $\mu\text{m}$		27 $\mu\text{m}$
	100 $\Omega$		300 $\mu\text{m}$		75 $\mu\text{m}$

Quelle que soit la configuration, la longueur du plan de masse a été choisie de l'ordre du millimètre.



*Figure III.8: Evolution de l'impédance en fonction de l'épaisseur du substrat les dimensions  $w$  et  $a$  étant prises constantes, telles que l'impédance soit de 50 Ohm sur la membrane, ou sur le substrat*

### 3.3. TRANSITION

Le problème de la transition est certainement la difficulté essentielle dans la définition de structures sur membrane. Comparativement à des structures de propagation sur substrat homogène en épaisseur, on peut pressentir une discontinuité dans la valeur d'impédance en passant d'un substrat épais à la membrane. Pour quantitativement évaluer cette rupture d'impédance nous avons reporté sur la figure III.8 les variations de l'impédance caractéristique calculée en fonction de l'épaisseur du substrat. Cette figure nous apprend tout d'abord, en accord avec l'analyse faite au paragraphe 2.1., que les changements d'impédance se font lorsque les épaisseurs de substrat sont inférieures à 50  $\mu\text{m}$ . Au delà, il n'y a plus pénétration des lignes de champ et il n'y a plus de variation notable de l'impédance.

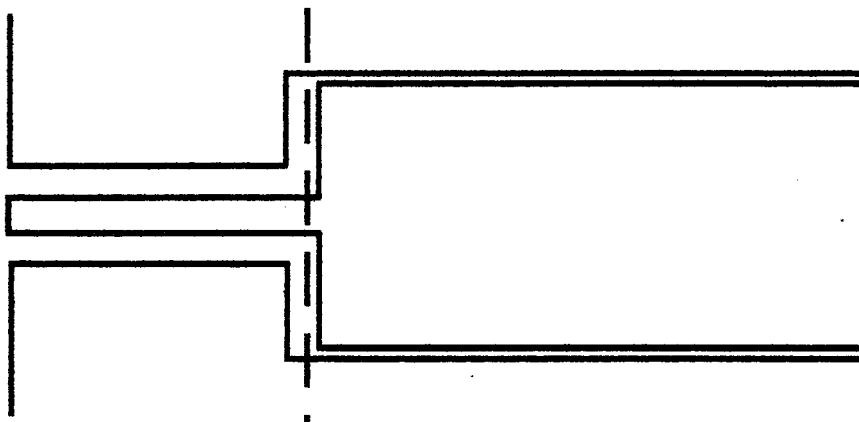
Face à ce problème, plusieurs types de transition peuvent être envisagés qui sont schématisées sur la figure III.9. En premier lieu, on peut penser réaliser une transition abrupte entre zone d'accès et propagation. Celle-ci est reproduite sur la figure III.9a. L'incertitude due à l'attaque chimique va nous amener à écarter ce type de transition trop radicale qui suppose que l'on soit capable d'amener la frontière substrat-membrane dans un domaine très précis. Compte-tenu de l'anisotropie de l'attaque chimique du GaAs, cette solution nous semble difficile avec, en cas de désalignement, une grande partie de l'onde incidente réfléchie à cause de la rupture d'impédance.

En second lieu, on peut penser utiliser une zone de transition graduelle (taper). Cette possibilité est schématisée sur la figure III.9b avec une variation linéaire des cotes du conducteur central et de masse. Les premiers essais ont été effectués à l'aide de cette transition sur une distance de l'ordre de 500  $\mu\text{m}$ .

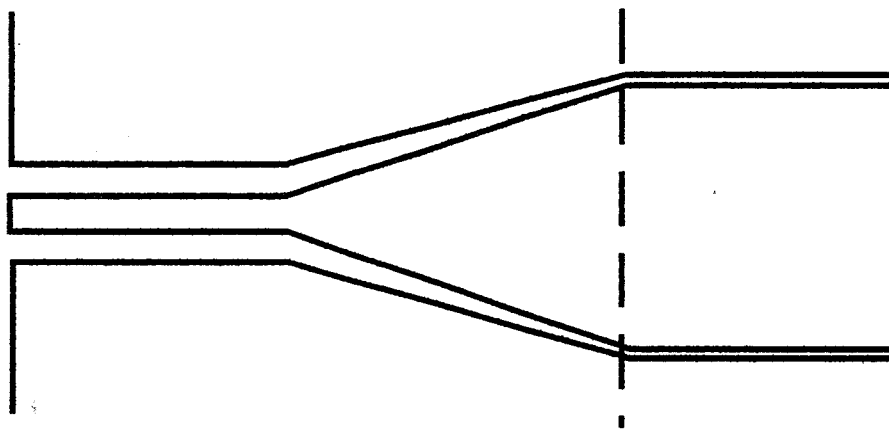
En troisième lieu, on peut tirer parti de l'anisotropie d'attaque pour obtenir un passage graduel entre le substrat épais et la membrane. Dans ce cas, la largeur des dimensions de la zone de transition est directement reliée à l'angle d'attaque et à l'épaisseur du substrat. Ceci donne une transition s'opérant sur 350  $\mu\text{m}$  pour une épaisseur de substrat voisine de 400  $\mu\text{m}$  et un angle de gravure de l'ordre de 45°. Cette solution est représentée sur la figure III.9c.

On constate par ailleurs sur la figure III.9b que la variation d'impédance n'est pas linéaire et qu'il faut, si l'on veut garder l'impédance constante, modifier le raccordement, soit des lignes centrales, soit des lignes extérieures dans la mesure où c'est le rapport W/S qui fixe l'impédance.

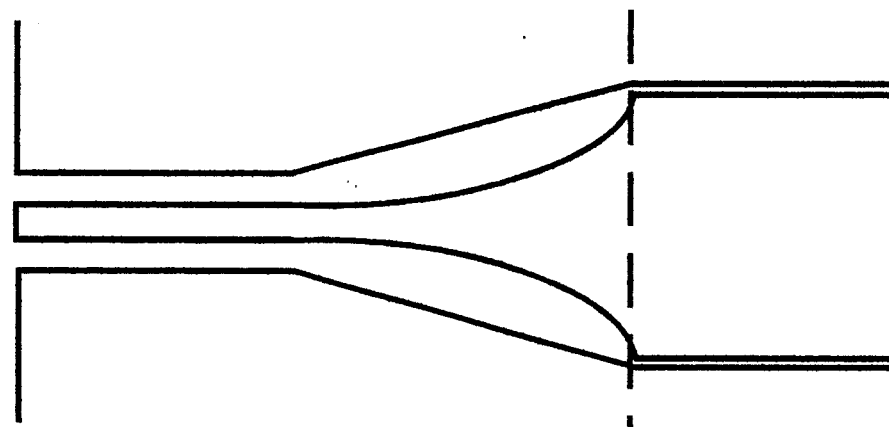
Pour ce travail, nous avons choisi de maintenir une variation linéaire de la transition du conducteur externe. L'adaptation à 50  $\Omega$  se fait alors en choisissant la largeur appropriée de la



a: Transition abrupte



b: Transition graduelle avec une variation linéaire de la géométrie des lignes



c: Passage graduel tirant partie de l'angle d'attaque pour éviter les sauts d'impédance

Figure III.9 Différents types de transition substrat-membrane envisageables

ligne centrale compte-tenu de l'épaisseur du substrat obtenue par gravure. On obtient alors une évolution quasi-parabolique des raccordements.

Il faut quand même être conscient de la difficulté de mise en oeuvre de ces transitions, dans la mesure où elles sont extrêmement tributaires de l'alignement. On comprend que ce dernier, préalable à la gravure du substrat, sera l'étape la plus critique du process, un mauvais alignement risquant de ruiner tout effort d'amélioration de la transition.

A titre d'exemple, une ligne d'impédance  $50 \Omega$  sur membrane, décalée sur le substrat, décroît rapidement vers  $20 \Omega$ . En fait, une variation de quelques  $\mu\text{m}$  fait chuter l'impédance de quelques  $\Omega$  au prix d'une détérioration du coefficient de réflexion. Par ailleurs, nous avons pu constater que les lignes de haute impédance ont présenté des caractéristiques en réflexion compatibles avec la désadaptation intentionnelle que nous introduisons entre la ligne d'accès  $50 \Omega$  et celle de propagation. Il nous semble que ceci soit une première indication de l'impédance localisée au niveau de la transition.

La figure III.10 donne une vue au M.E.B. des flancs de gravure obtenus dans des conditions extrêmes de sous-gravure de la résine. On constate que l'anisotropie d'attaque complique notablement le transfert de cote entre le masque situé face arrière (au dessus pour ce motif retourné) et la surface effective de la membrane. Par ailleurs, on note que les flancs de gravure sont relativement rugueux. Ceci peut être un point défavorable si l'on envisage des micro technologies III-V comparativement à celles utilisant le Silicium.

Enfin, nous avons des contraintes de tenue mécanique du substrat qui peuvent se résoudre en espaçant suffisamment les différents motifs de lignes. Concrètement, l'espacement entre les motifs est supérieur à  $2 \text{ mm}$  pour un encombrement maximal des membranes de  $13 \times 4 \text{ mm}^2$ . Sur un substrat deux pouces, on arrive à fabriquer un peu plus d'une vingtaine d'éléments.

### 3.4. TECHNIQUES DE REALISATION DES MASQUES

Pour la réalisation du jeu de masque des membranes et des lignes, nous n'avons pas pu utiliser le photorépétiteur de motifs grossi 10 fois. En effet, le rapport d'aspect de la longueur des lignes (de l'ordre du centimètre) sur l'écartement entre les plans de masse et le conducteur central où il faut une précision au micron près, est très défavorable. Nous avons donc focalisé un faisceau de  $365 \text{ nm}$  sur la surface à définir.

En pratique, on procède comme suit:



*Fig.III.10: Vue au MEB du flanc de gravure obtenu en surgravant*

- L'Oxyde de Fer qui servira de masque est déposé sur le support en verre. Ensuite, on dépose partout de la résine. Sa surface est nettoyée au plasma oxygéné pour éliminer toute impureté ( $H_2O$ , etc...).

- Après passage du faisceau sur les zones où l'on veut graver les motifs à enlever, on procède à la révélation de la résine. Ensuite, un recuit de 1 heure à  $120^{\circ}C$  permet de durcir cette résine pour qu'elle tienne à l'attaque chimique qui va suivre. Les  $2300 \text{ \AA}$  d'Oxyde de Fer sont gravés en 40 secondes à l'aide d'une solution à base d'acide chlorhydrique à 37 %, d'un dérivé de l'Etain (Sn) et de l'eau. Cette attaque est critique, et à 5 secondes près on sous-grave la résine.

La manière dont le masque est fabriqué va donc conditionner le choix des dimensions minimales des lignes coplanaires. Il nous semble que l'écartement entre la ligne centrale et les plans de masse ne pourra pas être choisi inférieur à  $10 \mu m$  afin de ne pas rencontrer des problèmes de dissymétrie centrale par rapport au plan de masse. De plus, cette condition sera dictée par le rapport d'aspect défavorable entre largeur et dimensions latérales des lignes.

## **4. CARACTERISATION A L'ANALYSE DE RESEAUX VECTORIELS**

Dans ce paragraphe, nous allons expliquer la méthode que nous avons utilisée pour déterminer la constante de propagation complexe des ondes électromagnétiques guidées par les lignes coplanaires sur membrane.

### **4.1. MESURE DES PARAMETRES SCATTERING DE LA MATRICE DE REPARTITION**

Les lignes coplanaires sont caractérisées grâce à un analyseur de réseaux vectoriels du type HP8510 qui permet de déterminer les termes complexes de la matrice de répartition (scattering matrix) d'un quadripôle.

Les dispositifs de mesure dont dispose le laboratoire permettent de mesurer les paramètres  $S_{ij}$  dans trois gammes de fréquences: 45 MHz - 40 GHz, 50 GHz - 75 GHz et 75 - 110 GHz.

Nous allons voir dans le paragraphe suivant traitant de la méthode de dépouillement de Bianco et Parodi que l'on peut déterminer complètement la ligne à caractériser à partir de la connaissance des termes d'amplitude et de phase des ondes réfléchies et transmises. En fait, les



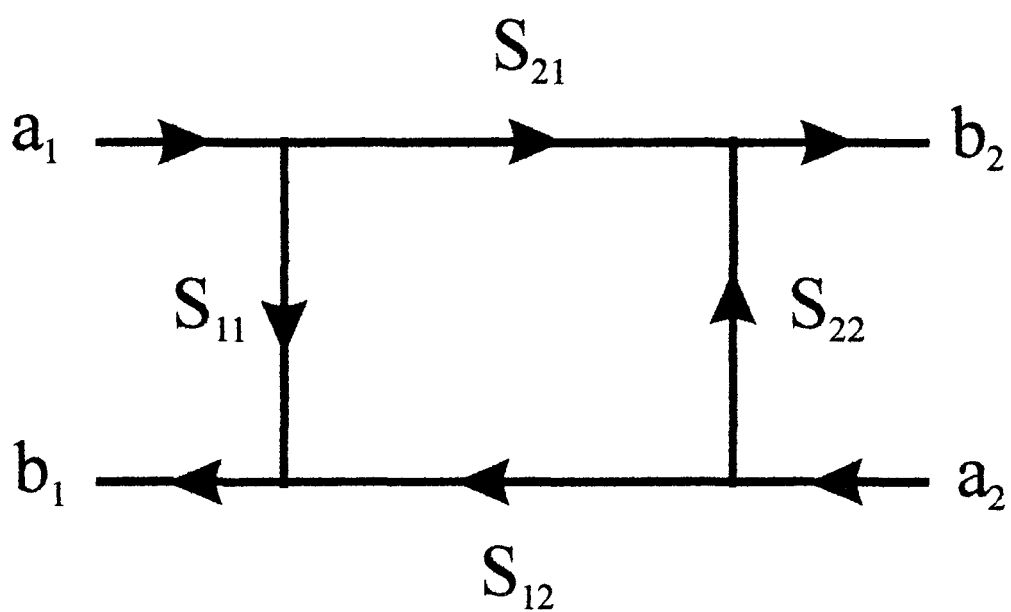


Figure III.11: Schématisation du quadripôle hyperfréquence

lignes coplanaires sont équivalentes à un quadripôle symétrique que l'on peut schématiser sur la figure III.11.

Les paramètres complexes de réflexion  $S_{11}$  et  $S_{22}$  ainsi que ceux de transmission  $S_{21}$  et  $S_{12}$  sont donnés par l'équation matricielle:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$$

Cette mesure des amplitudes complexes des ondes réfléchies et transmises, comparativement à l'onde incidente se fait dans une très large gamme de fréquence impliquant notamment des changements de fréquence à des gammes de l'ordre de quelques centaines de kHz, pour permettre des mesures très précises du rapport des modules et de la différence de phase en transposant les signaux à des fréquences plus basses. Au cours de cette transformation, les amplitudes et les phases relatives sont conservées.

Par ailleurs, il est nécessaire avant toute série de mesure, de définir les plans de référence où se fera cette comparaison entre les ondes incidente, transmise et réfléchie. Ces problèmes de calibration sont maintenant bien maîtrisés, notamment par la méthode TRL (Through Reflection Line). C'est cette procédure que nous avons utilisée pour les mesures reportées ici.

Comme il a été dit précédemment, il s'avère impossible de déposer les pointes directement sur la membrane pour des raisons de fragilité.

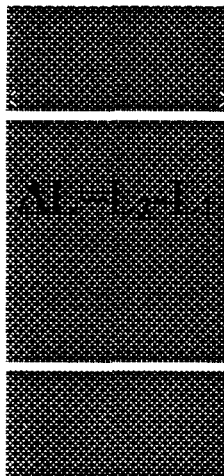
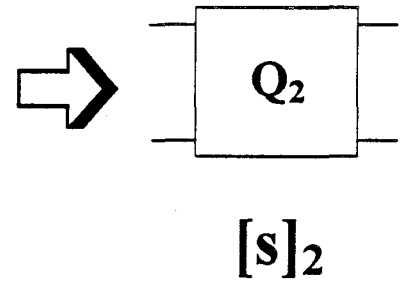
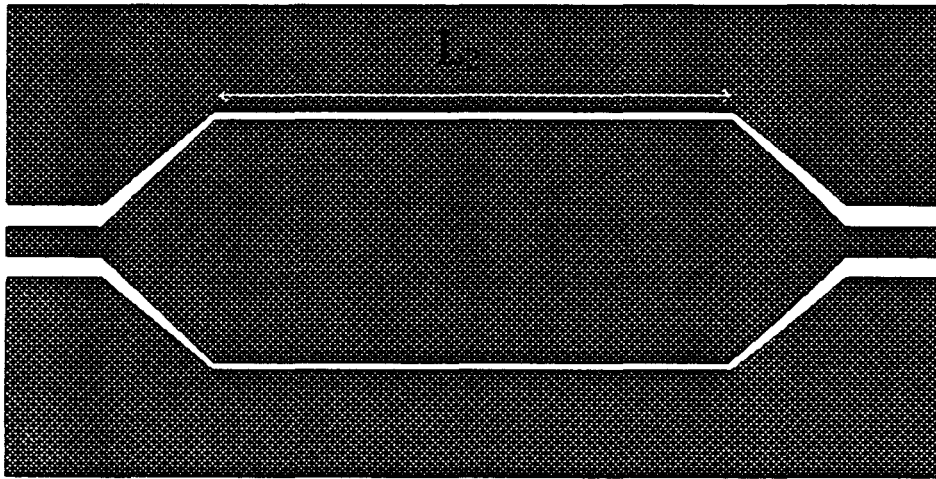
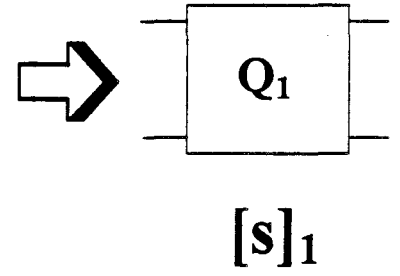
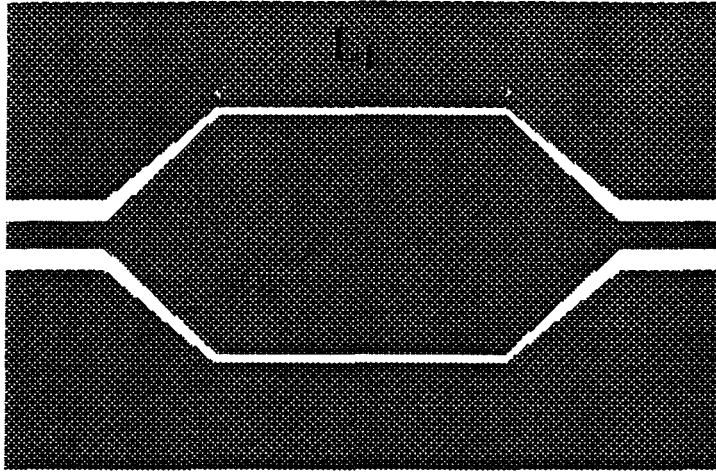
De plus, les dimensions latérales des lignes coplanaires sur la membrane ne permettent pas de se ménager un espacement suffisant pour poser les pointes de l'analyseur de réseaux.

Enfin, il est important de noter, que les sondes hyperfréquences doivent être posées aux extrémités des lignes. Dans le cas contraire, le tronçon situé en amont se comporterait comme un "stub" qui ramènerait une impédance en parallèle au niveau du plan de référence.

En pratique, il nous faut donc nous affranchir des zones d'accès sur substrat épais ainsi que de la transmission substrat-membrane. Ceci peut être réalisé par mesures différentielles des lignes qui ne diffèrent que par la longueur de la ligne de propagation sur membrane. Ceci impose de maîtriser technologiquement les zones d'accès et de transmission afin qu'elles se comportent, d'un point de vue électromagnétique, de la même façon quelle que soit la ligne de transmission.

## 4.2. METHODE D'ANALYSE DES RESULTATS

La méthode de dépouillement des paramètres  $S_{ij}$  est tirée de l'article de Bianco et Parodi [14]. Elle a déjà été utilisée pour l'étude de lignes sur substrat épais en Arséniure de



$[S]_1, [S]_2$  et  $\Delta L$

$$\Rightarrow \gamma = \alpha + j\beta$$

Fig.III.12: Principe de détermination des caractéristiques de propagation d'une ligne coplanaire sur membrane

Gallium [12]. La détermination de la constante de propagation complexe  $\gamma = \alpha + j\beta$  repose sur la mesure des paramètres  $S_{ij}^k$  de couples de quadripôles ( $k = 1, 2$ ). La figure III.12 illustre le principe de cette méthode, en reproduisant la topologie de deux lignes de propagation de longueur  $L_1$  et  $L_2$  correspondant respectivement aux quadripôles  $Q_1$  et  $Q_2$ .

Le premier quadripôle  $Q_1$  est constitué:

- d'un tronçon de ligne coplanaire  $50 \Omega$  sur substrat épais ( $410 \mu\text{m}$ )
- d'une transition entre la ligne d'accès et la ligne sur membrane à étudier
- d'une ligne coplanaire sur membrane de longueur  $L_1$  à caractériser
- d'une seconde transition
- d'un tronçon de ligne coplanaire  $50 \Omega$  sur substrat épais

Le second quadripôle  $Q_2$  est quant à lui identique au quadripôle  $Q_1$  du point de vue de la géométrie, mais possède une ligne coplanaire sur membrane de longueur  $L_2$  supérieure à  $L_1$ .

La méthode est basée sur la mise en cascade de quadripôles élémentaires qui justifient l'utilisation des matrices de transfert. Rappelons que, dans ce cas, les amplitudes complexes  $a_i$  et  $b_j$ ,  $i = 1, 2, j = 1, 2$  sont reliées par la relation

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_2 \\ a_2 \end{bmatrix}$$

avec la correspondance suivante avec la matrice de répartition:

$$[T] = \frac{1}{S_{12}} \begin{bmatrix} 1 & -S_{22} \\ S_{11} & -\det S \end{bmatrix}$$

Dans cette relation,

$\det S$  est le déterminant de la matrice  $S$ :

$$\det S = S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}$$

Le quadripôle  $Q_1$  est décomposé en deux quadripôles  $Q_A$  et  $Q_B$ . Les propriétés de chaînage de la matrice de transfert nous permettent d'écrire:

$$[T_1] = [T_A] [T_B] \quad (1)$$

où  $[T_1]$ ,  $[T_A]$  et  $[T_B]$  sont les matrices de transfert respectives des quadripôles  $Q_1$ ,  $Q_A$  et  $Q_B$ .

Le quadripôle  $Q_2$  ne différant de  $Q_1$  que par un tronçon de ligne coplanaire sur membrane de longueur  $\Delta L = L_2 - L_1$ , nous obtenons pour  $Q_2$  la relation suivante:

$$[T_2] = [T_A] [T_{\Delta L}] [T_B] \quad (2)$$

où  $[T_2]$ ,  $[T_A]$ ,  $[T_B]$  et  $[T_{\Delta L}]$  sont respectivement les matrices de transfert des quadripôles  $Q_2$ ,  $Q_A$ ,  $Q_B$  et du quadripôle de la ligne à caractériser.

Pour remonter aux éléments de la matrice chaîne  $T_{\Delta L}$  qui contient les informations que nous recherchons, caractéristiques de la propagation sur le tronçon de ligne  $\Delta L$  sur membrane, les auteurs utilisent les équations (1) et (2) pour établir la relation ci-dessous:

$$[T_2] [T_1]^{-1} = [T_A] [T_{\Delta L}] [T_A]^{-1} \quad (3)$$

On montre alors que dans ce cas, la matrice de transfert  $[T_{\Delta L}]$  et celle du produit  $[T_2]$  par l'inverse de  $[T_1]$  sont semblables, et donc, que leur traces sont égales:

$$\text{tr} [T_{\Delta L}] = \text{tr} ( [T_2] [T_1]^{-1} ) \quad (4)$$

Dans l'équation (4), le terme de droite peut s'exprimer sans difficulté en fonction des termes de la matrice de répartition mesurée expérimentalement respectivement pour les lignes 1 et 2.

En ce qui concerne le terme de gauche,  $\text{tr} [T_{\Delta L}]$ , il s'agit simplement de la somme des éléments diagonaux que l'on peut également relier aux éléments  $S_{ij}$  et au déterminant de la matrice de répartition de l'élément de ligne à caractériser.

De façon générale, les paramètres de la matrice chaîne d'un tronçon de ligne uniforme ont pour expression:

$$Ch = \begin{bmatrix} ch(\gamma\Delta L) \frac{Z_C}{Z_0} & sh(\gamma\Delta L) \\ \frac{Z_0}{Z_C} & ch(\gamma\Delta L) \end{bmatrix}$$

où  $Z_C$  est l'impédance caractéristique de la ligne et  $Z_0$  l'impédance de référence prise égale à  $50 \Omega$ .

On obtient alors les correspondances suivantes entre les termes  $S_{ij}$ ,  $Z_0$ ,  $R_0$  et  $\gamma$ :

$$S_{11} = S_{22} = \frac{Z_0^2 - R_0^2}{Z_0^2 + R_0^2 + 2R_0Z_0 \cotan(\gamma\Delta L)} \quad (5)$$

$$S_{12} = S_{21} = \frac{2Z_0R_0sh(\gamma\Delta L)}{Z_0^2 + R_0^2 + 2R_0Z_0 \cotan(\gamma\Delta L)} \quad (6)$$

Les équations (4), (5) et (6) nous permettent d'obtenir la relation suivante qui est utilisée lors du dépouillement des mesures:

$$2 \operatorname{ch}(\gamma\Delta L) = \frac{S_{12}^1{}^2 + S_{21}^1{}^2 + S_{11}^1 S_{22}^2 + S_{11}^1 S_{22}^1 - S_{11}^1 S_{22}^1 - S_{11}^2 S_{22}^2}{S_{21}^1 S_{12}^1} \quad (7)$$

## 5. ANALYSE DES RESULTATS

### 5.1. RELEVÉ DES PARAMÈTRES S

Pour illustrer les campagnes de mesures effectuées sur les membranes, nous allons considérer trois types d'exemples.

Les deux premières séries de mesures référencées M1 et M2 ont été réalisées en utilisant des échantillons qui n'ont pas bénéficié de l'alignement double-face.

Par ailleurs, les échantillons diffèrent par le diélectrique constituant la membrane:

- Nitrure pour la référence M1
- Polyimide pour la référence M2.

Enfin, nous présenterons les résultats des séries M3 qui correspondent à des membranes en polyimide réalisées à l'aide de l'aligneur double-face, et mettant en jeu l'adaptation d'impédance à profil parabolique.

### Séries M1:

La figure III.13 donne les évolutions des modules des paramètres  $S_{ij}$  en fonction de la fréquence pour deux types de lignes de longueurs respectives 4,5 et 8 mm, transition comprise, pour une membrane en Nitrure de Silicium et une impédance caractéristique de  $50 \Omega$ .

On constate que, si les paramètres  $S_{12}$  et  $S_{21}$  sont identiques, il y a des différences entre les valeurs de l'amplitude des paramètres  $S_{11}$  et  $S_{22}$  sans modification notable de l'allure de l'évolution fréquentielle de ces paramètres. Cette dissymétrie, qui résulte directement des difficultés d'alignement est un problème général dans les premières séries de mesures.

D'autre part, on note l'existence de résonance particulièrement visibles dans la variation fréquentielle des termes de réflexion, compte-tenu de la très grande dynamique de la mesure. Ce phénomène de résonance s'explique par la désadaptation d'impédance entre les lignes sur substrat épais et celles sur membrane qui introduit des réflexions multiples de l'onde électromagnétique sur le tronçon de ligne sans substrat. Dans ces conditions, la ligne de propagation peut se comparer à un résonateur de longueur équivalente à celle de la membrane avec des fréquences de résonance définies par la relation:

$$F_n = \frac{nc}{2L\sqrt{\epsilon_{eff}}}$$

Dans cette expression,  $n$  référence l'ordre de la résonance et  $\frac{c}{\sqrt{\epsilon_{eff}}}$  est la vitesse effective de propagation de l'onde,  $c$  étant la vitesse de la lumière dans le vide.

En comparant les figures, on constate que les tendances sont respectées avec en particulier une augmentation de la fréquence de résonance lorsque l'on utilise une structure plus courte. Par contre, les désaccords existent sur les valeurs exactes des fréquences de résonance, que ce soit en comparant des lignes de différentes longueurs ou les fréquences d'ordres consécutifs.

Il s'agit d'un premier résultat qui illustre les problèmes rencontrés, notamment au niveau de l'adaptation, avec des valeurs proches de -14 dB pour les pertes en retour obtenues en plus basse fréquence, aux alentours de 5 GHz.

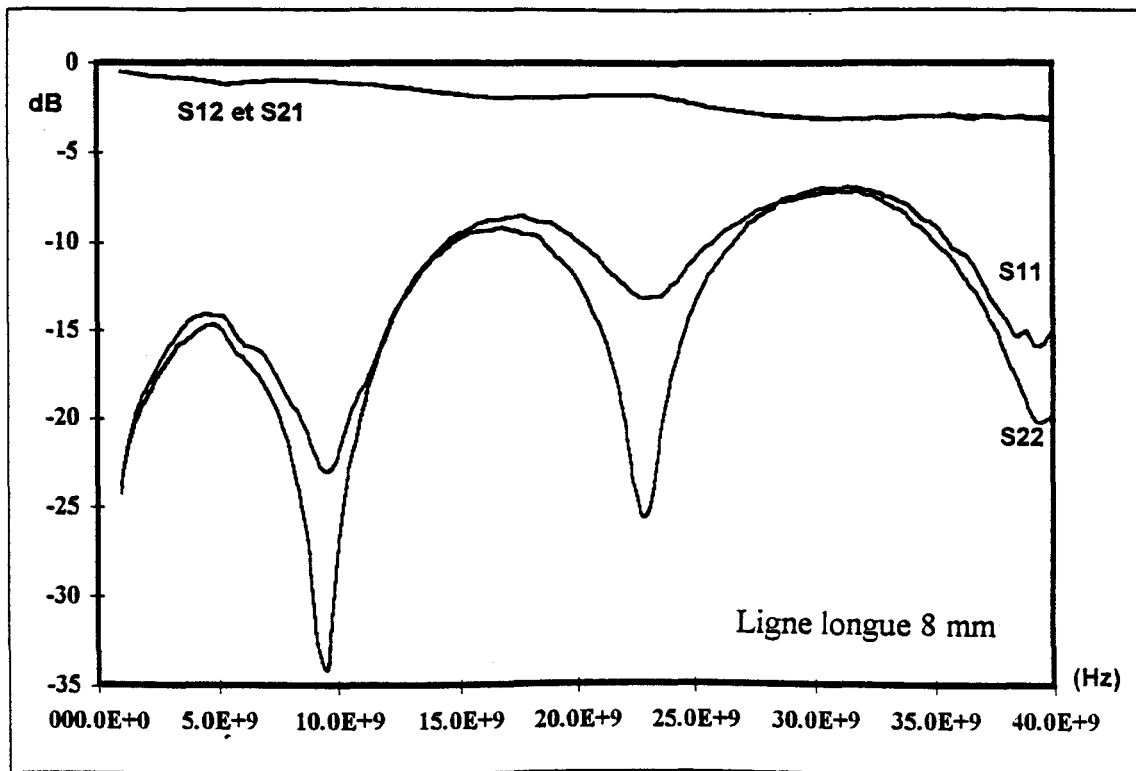
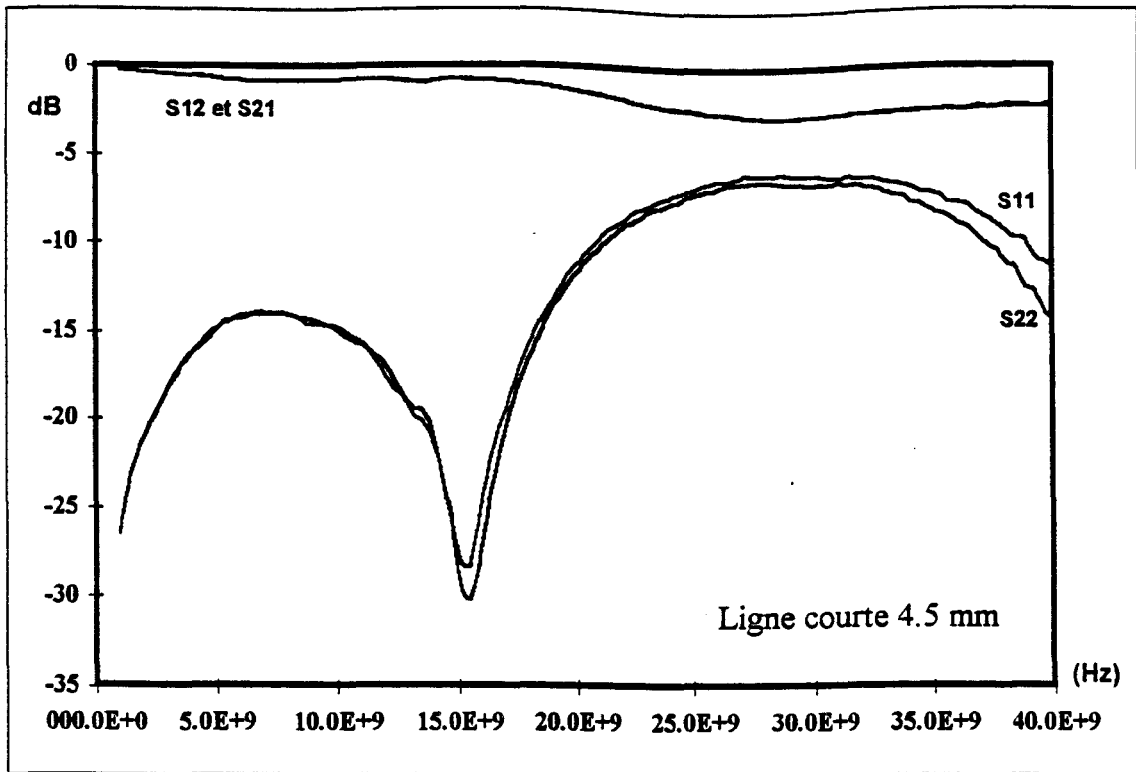


Fig.III.13: Couple de lignes 50 Ohm sur une membrane en Nitrure de Silicium



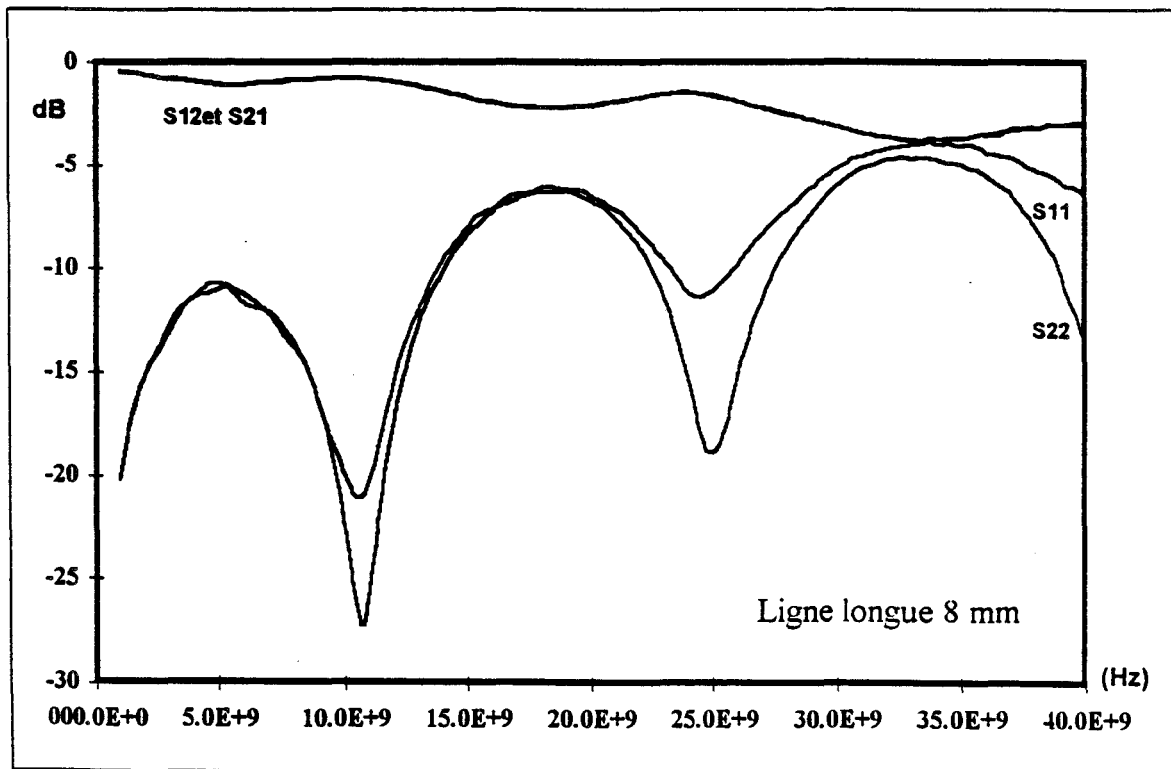
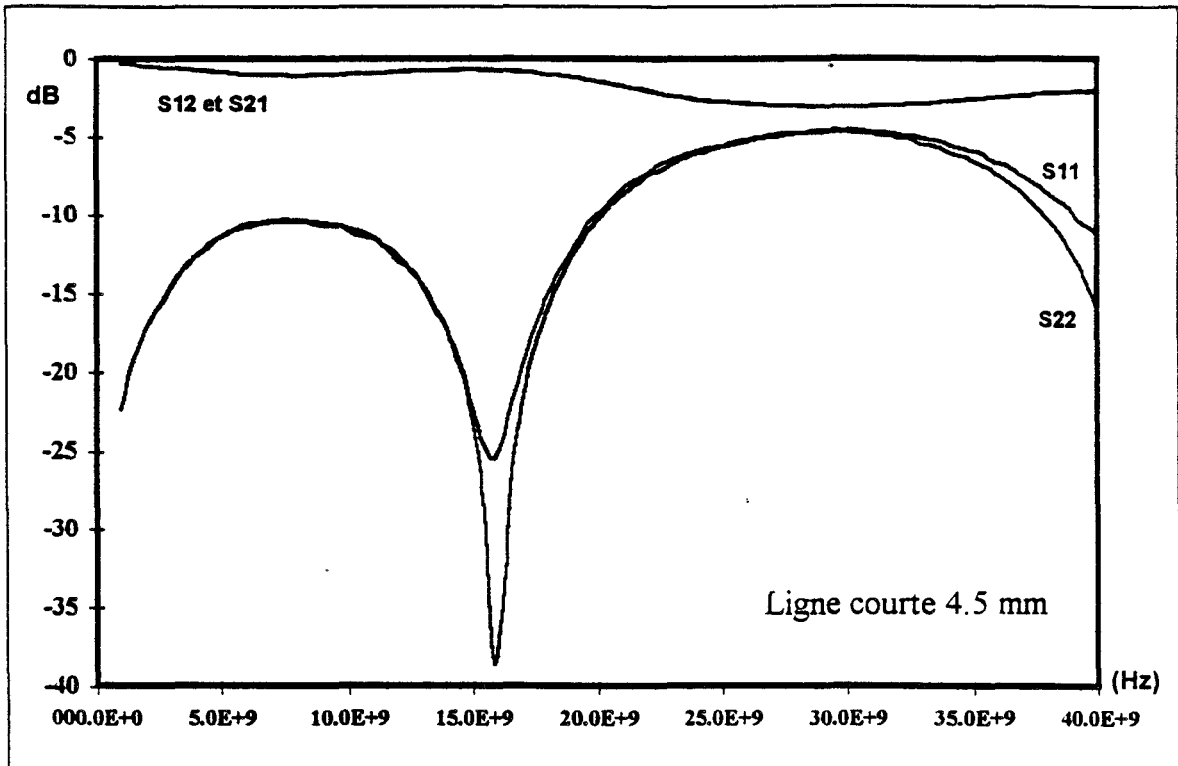


Fig.III.14: Couple de lignes 50 Ohm sur une membrane en Polyimide

### Séries M2:

Sur les figures III.14, III.15 et III.16, nous avons tracé les évolutions de l'amplitude des paramètres  $S_{ij}$ , respectivement pour des impédances caractéristiques sur membrane en polyimide de  $50 \Omega$  (fig. III.14),  $75 \Omega$  (fig. III.15) et  $100 \Omega$  (fig. III.16) pour des couples de lignes.

Pour le premier cas correspondant à  $50 \Omega$ , la ligne courte est prise égale à 4,5 mm alors que la ligne longue est de 8 mm sur membrane. Les évolutions sont tout-à-fait comparables à ceux obtenues pour une membrane Nitrure avec une seule fréquence de résonance, aux alentours de 16 GHz, observée entre 1 et 40 GHz, alors que l'adaptation de l'onde électromagnétique aux dimensions de la ligne se fait respectivement aux alentours de 11 et de 24 GHz pour la ligne longue. Les pertes d'insertion augmentent à fréquences croissantes, tout en conservant des valeurs inférieures à 3 dB pour la ligne courte, et 5 dB pour la ligne longue. Le coefficient de réflexion correspondant aux paramètres  $S_{ij}$  ( $i = 1, 2$ ) est supérieur à -10 dB en basse fréquence pour se dégrader progressivement aux fréquences plus élevées. Nous verrons par la suite que cette dégradation ne devrait pas s'observer en principe et qu'elle résulte des imperfections dans la fabrication des lignes de propagation.

Sur la figure III.15 correspondant à une impédance caractéristique de  $75 \Omega$ , les dimensions des lignes sont respectivement de 6 et 8 mm. Les évolutions sont tout-à-fait comparables en fonction de la fréquence, hormis le positionnement des fréquences de résonance dans la mesure où la ligne courte a une longueur de 6 mm et non plus de 4,5 mm comme dans le cas précédent. On constate par ailleurs que l'évolution des maxima des paramètres  $S_{11}$  et  $S_{22}$  est à présent relativement constante sur la gamme de fréquence étudiée avec une valeur moyenne aux alentours de -7 dB pour le module du coefficient de réflexion. Cette augmentation de la réflexion dans les ports 1 et 2 résulte directement de la désadaptation entre l'impédance caractéristique de la ligne,  $75 \Omega$ , et celle de la référence qui est de  $50 \Omega$ .

Ce résultat se vérifie également lorsque l'on caractérise des lignes de  $100 \Omega$  avec à présent des pertes en retour (Return losses) aux environs de -5 dB. Ces mesures faites sur ligne  $100 \Omega$  reportées sur la figure III.16 montrent également l'accentuation du nombre de résonances lorsque l'on passe à une ligne de longueur 11 mm. Pour ce dernier résultat, les règles d'apparition des résonances en fonction de la fréquence sont à peu près respectées avec une première adaptation en demi-longueur d'onde à 11 GHz, suivie d'une résonance en longueur d'onde vers 22 GHz, et enfin l'apparition d'un troisième pic dans l'évolution de  $S_{11}$  à 33 GHz correspondant à l'adaptation en  $3\lambda/2$ .

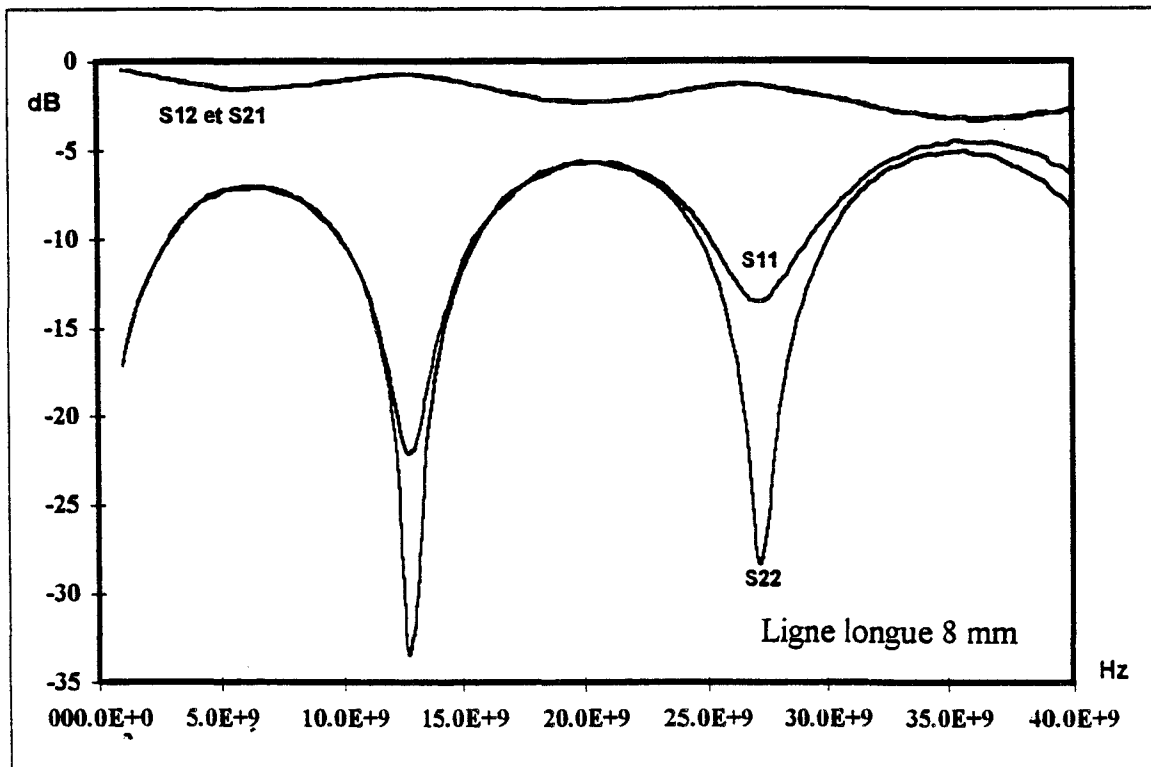
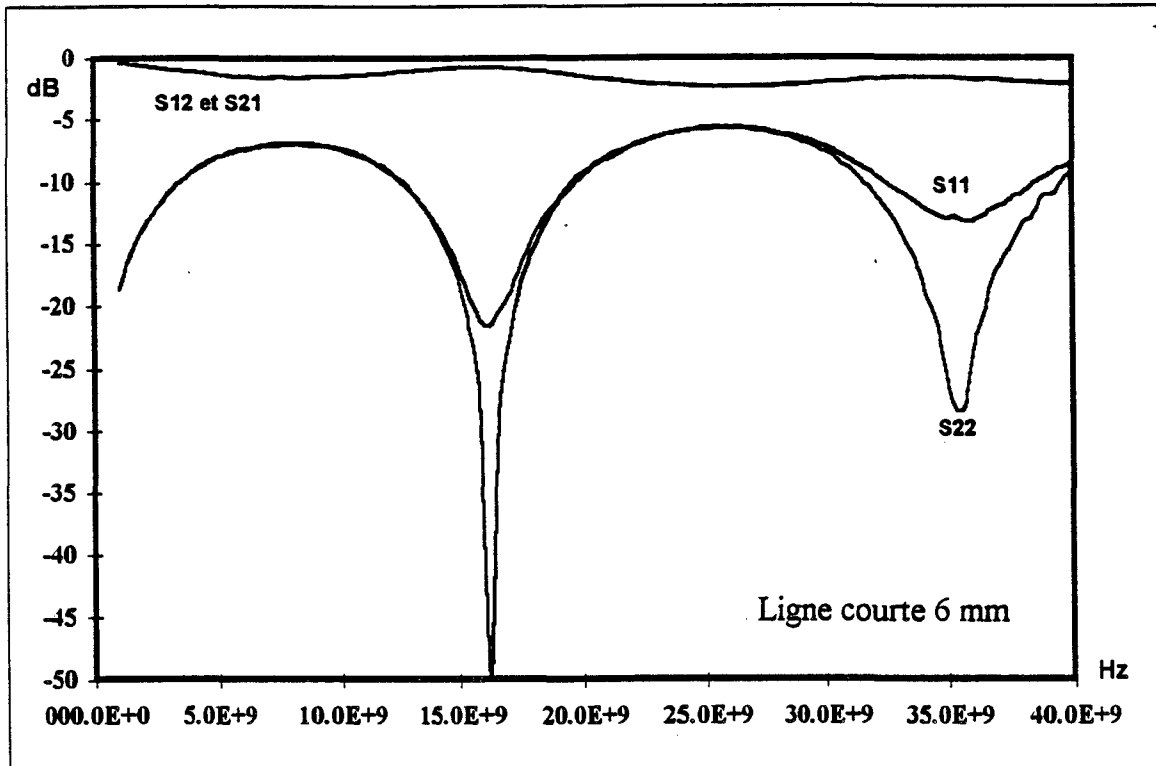


Fig.III.15: Couple de lignes 75 Ohm sur une membrane en Polyimide

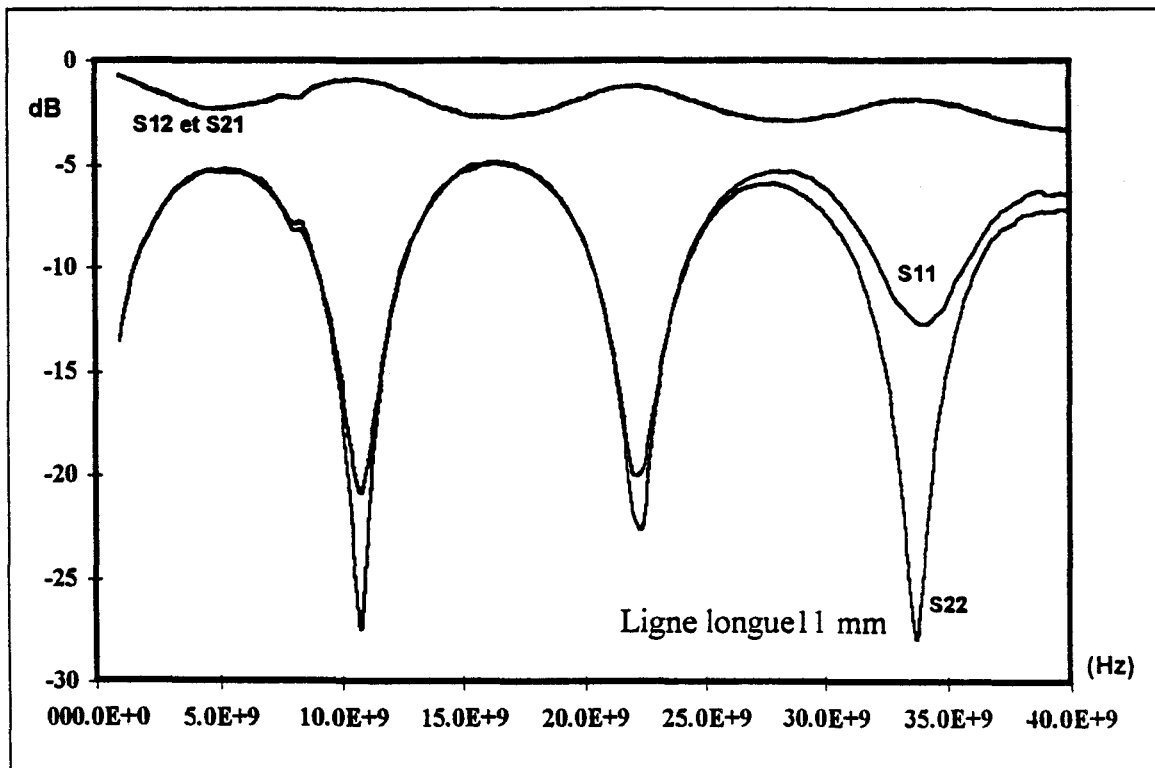
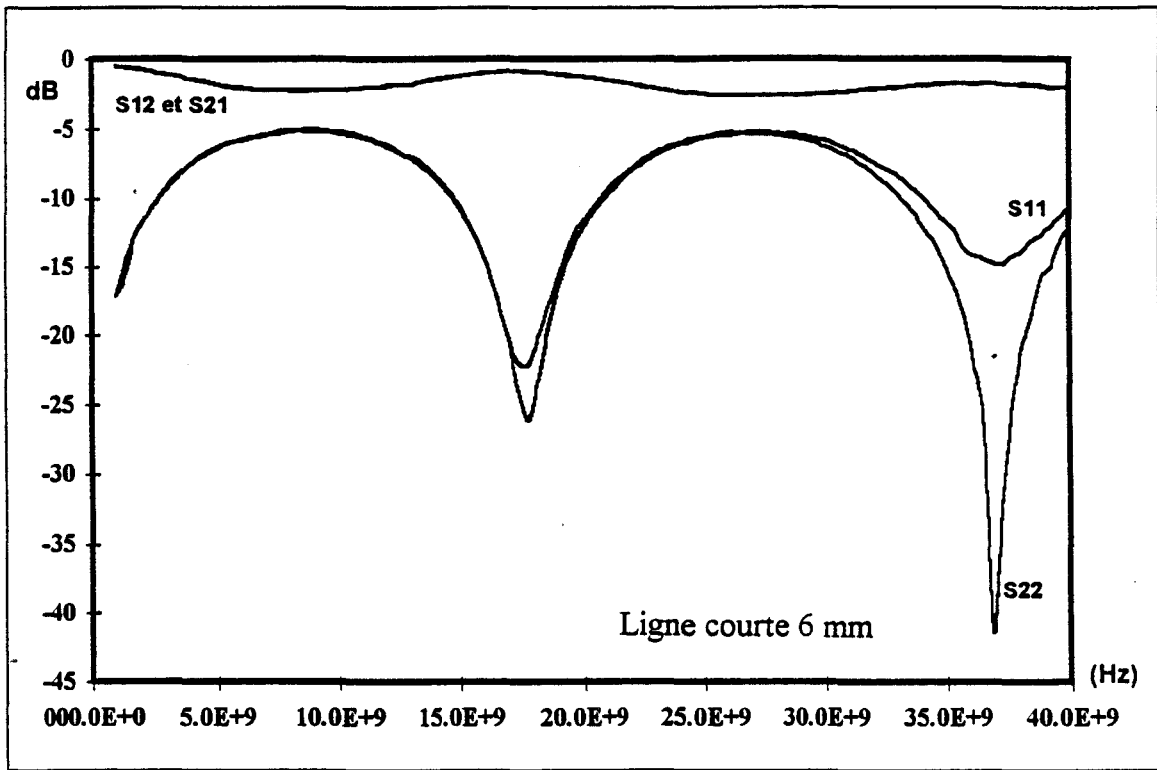


Fig.III.16: Couple de lignes 100 Ohm sur une membrane en Polyimide

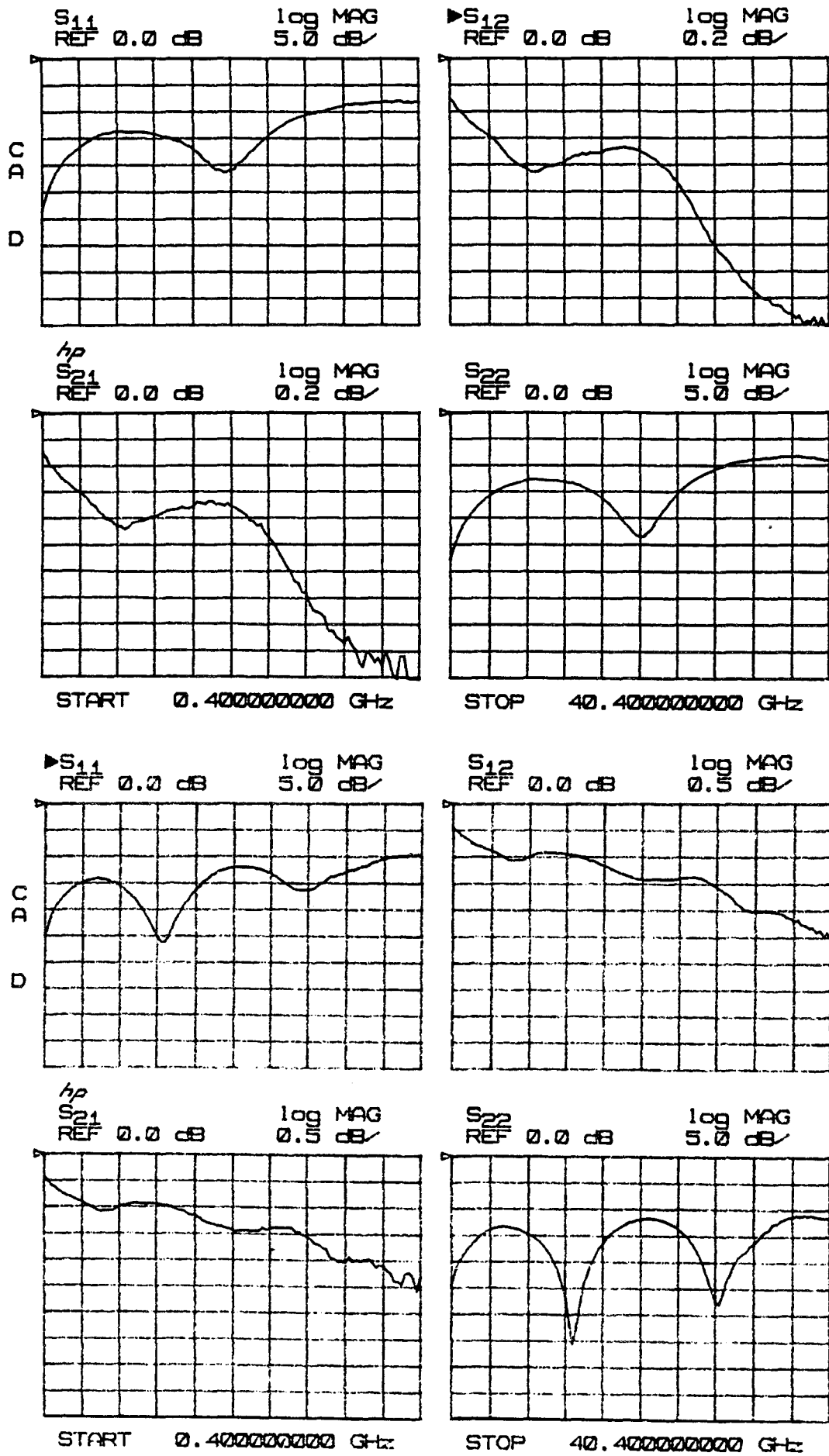


Fig.III.17: Evolution des paramètres  $S_{ij}$  pour un couple de lignes  $50 \Omega$  de 4,5 mm (en haut) et 7 mm (en bas) mesurées entre 0,4 et 40 GHz

De ces premières mesures, on peut déjà pressentir un accroissement de la longueur d'onde correspondant au passage sur membrane, même si la longueur effective sur laquelle s'effectue la résonance peut différer des longueurs de lignes prises ici comme références incluant les transitions.

### Série M3:

Rappelons que pour cette série d'échantillons, il a été possible d'utiliser un aligneur double-face et nous allons voir que, dans ce cas, les problèmes de dissymétrie rencontrés auparavant sont résolus. A titre d'illustration, nous présentons les résultats obtenus dans la gamme 1-40 GHz pour les trois valeurs d'impédance caractéristiques notées précédemment. Nous avons reportés sur les figures III.17, III.18 et III.19, les évolutions des paramètres  $S_{ij}$  ( $i = 1, 2, j = 1, 2$ ) pour différents jeux de lignes de longueur s'échelonnant entre 4,5 et 13 mm.

La symétrie du quadripôle est ici respectée avec, aux erreurs de mesures près,  $S_{11} = S_{22}$  et  $S_{12} = S_{21}$ . On peut noter également qu'à l'exception du cas de la ligne 50  $\Omega$ , les pertes en retour sont stabilisées, voire légèrement décroissantes en fonction de la fréquence, ce qui correspond à un résultat attendu dans la mesure où la contribution au coefficient de réflexion en entrée de l'onde tout d'abord transmise, puis réfléchi sur le port de sortie, puis transmise de nouveau au port d'entrée, s'atténue de plus en plus suite à l'augmentation des pertes de la ligne en fonction de la fréquence.

Les évolutions fréquentielles ne sont pas fondamentalement différentes avec dans certains cas, une très bonne concordance entre les fréquences de résonance attendues sur la gamme 1-40 GHz. C'est en particulier le cas de la ligne 100  $\Omega$  de 13 mm qui inclue deux zones de transition de 350  $\mu\text{m}$  chacune, pour lesquelles les fréquences de résonance des quatre premiers ordres sont aux fréquences de 10, 20, 30 et 40 GHz. Un rapide calcul de la vitesse de phase montre qu'elle est supérieure à  $2,9 \cdot 10^8$  m/s. Nous verrons par la suite sa valeur exacte en utilisant la méthode de Bianco et de Parodi.

Ces mesures peuvent être transposées à plus hautes gammes de fréquence sans changement notable des évolutions qui suivent pour le coefficient de transmission une augmentation progressive des pertes d'insertion, avec une sur-ondulation caractéristique des résonances alors que le terme de réflexion décroît également progressivement pour les raisons expliquées ci-dessus.

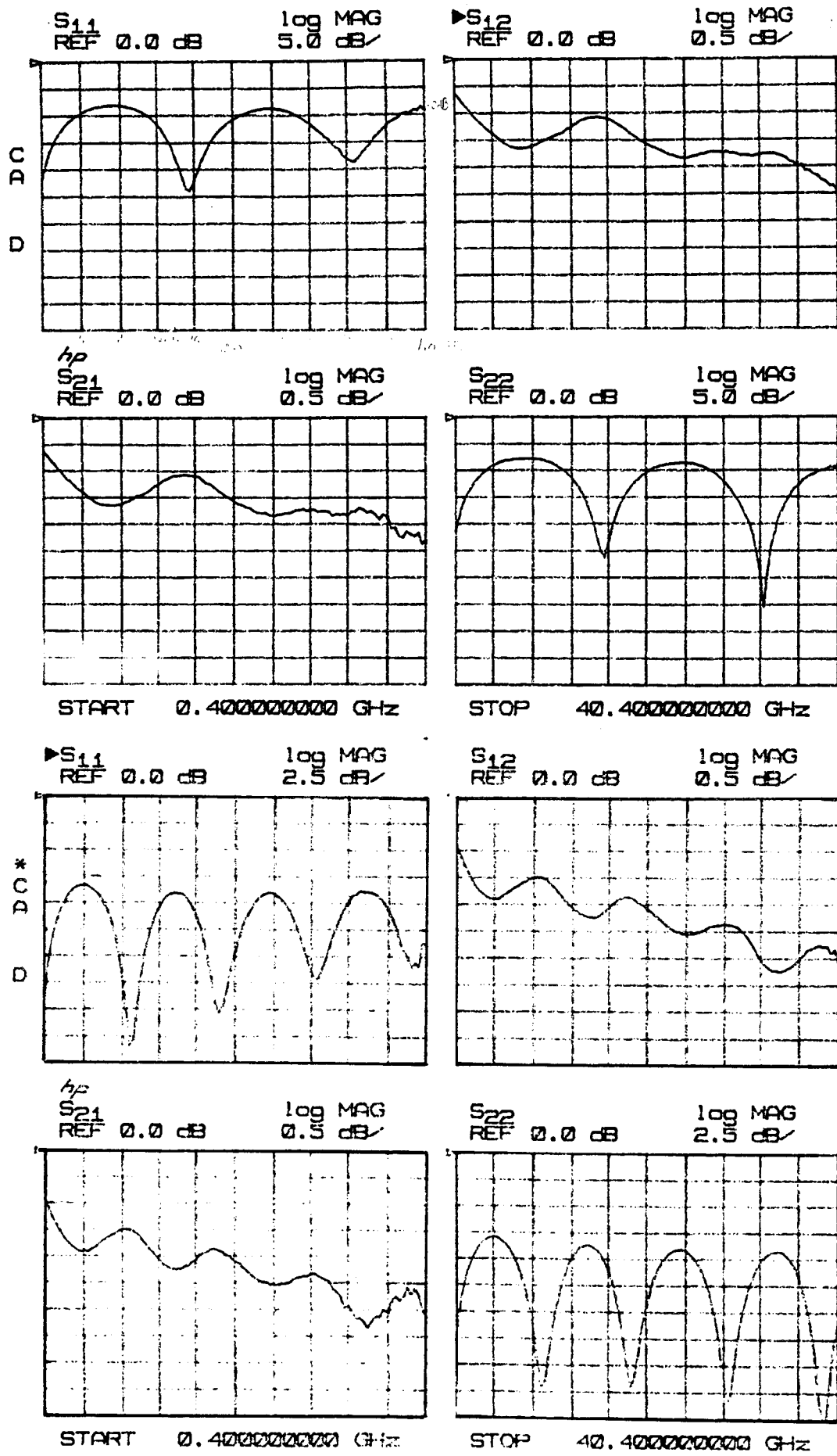


Fig.III.18: Evolution des paramètres  $S_{ij}$  pour un couple de lignes  $75 \Omega$  de 7 mm (en haut) et 13 mm (en bas) mesurées entre 0,4 et 40 GHz

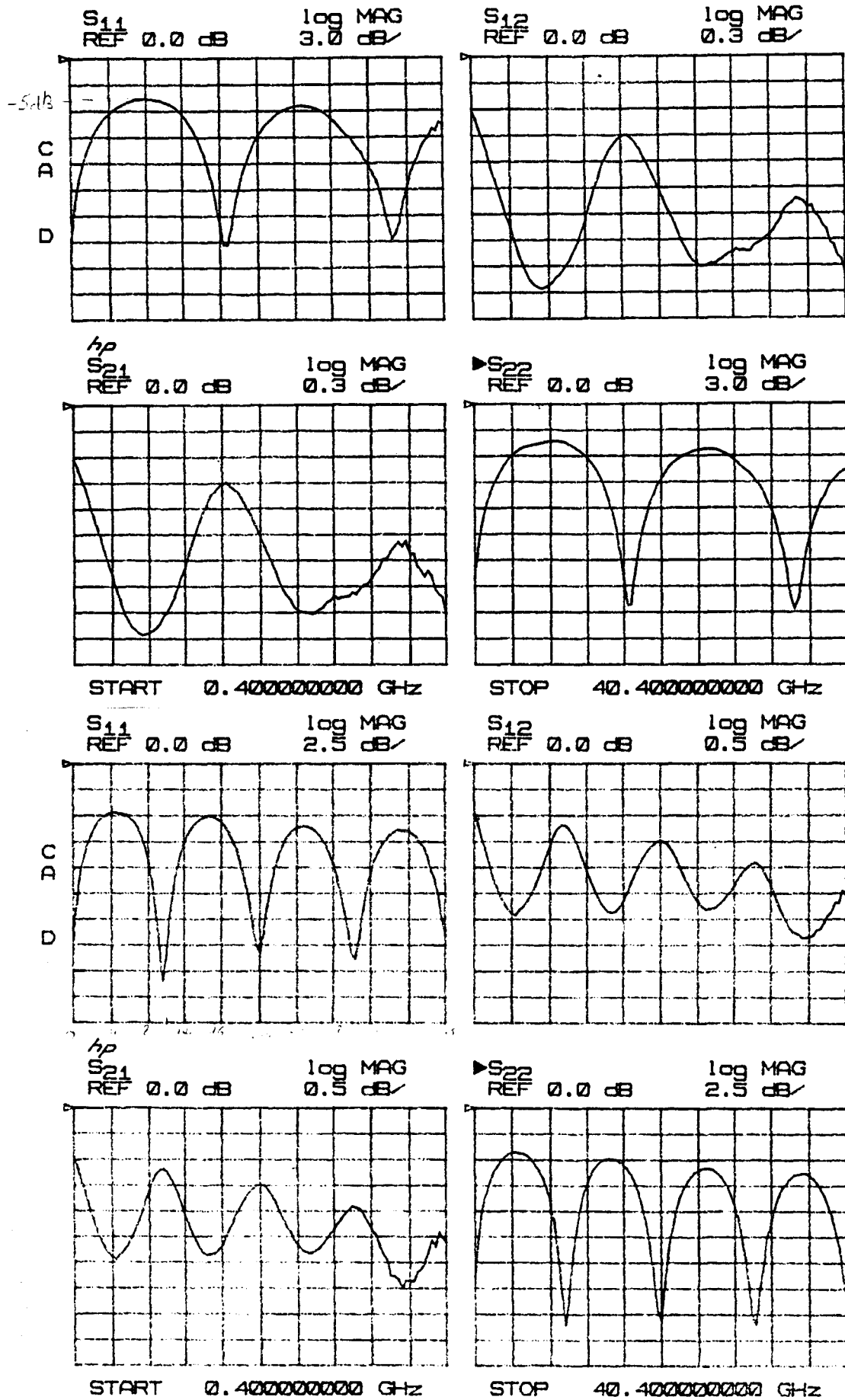


Fig.III.19: Evolution des paramètres  $S_{ij}$  pour un couple de lignes 100  $\Omega$  de 7 mm (en haut) et 13 mm (en bas) mesurées entre 0,4 et 40 GHz



La détermination de la constante de propagation complexe  $\gamma = \alpha + j\beta$  se fait à partir de l'équation (7) où les paramètres  $S_{ij,k}$  sont les coefficients complexes mesurés pour les deux types de lignes qui diffèrent de la quantité  $\Delta L$ .

Nous allons considérer séparément les constantes de propagation et d'atténuation dans ce qui suit:

## 5.2. CONSTANTE DE PROPAGATION:

La figure III.20 donne l'évolution en fonction de la fréquence du coefficient  $\beta$  entre 1 et 110 GHz. Les mesures n'ont pas été possibles dans la gamme 40-50 GHz où nous ne disposons pas de moyens de caractérisation expliquant l'absence de raccordement entre les points de mesure obtenus hors de cet intervalle.

Pour obtenir ce résultat, il nous a fallu dans certains cas effectuer des corrections de saut de phase qui apparaissent pour des fréquences données par la relation suivante:

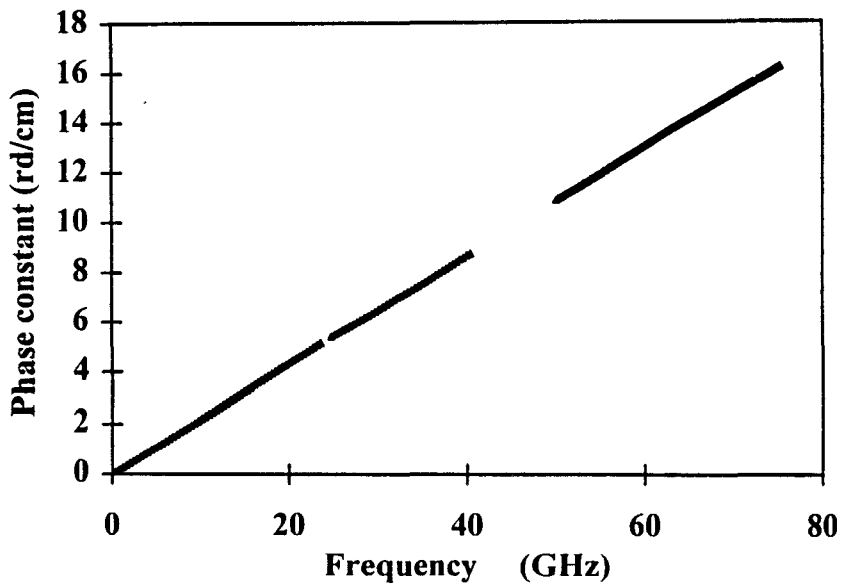
$$f = \frac{1}{2\pi} v_{\varphi} \frac{\pi}{\Delta L}$$

Compte-tenu de la différence de longueur  $\Delta L$  des couples de lignes analysés et du maximum de la fréquence de mesure, dans le cas présent 40 GHz, on peut définir une longueur maximale pour laquelle il n'y a pas apparition de saut de phase.

En première approximation, en prenant un terme de permittivité effective égale à 2 qui sera la valeur la plus défavorable compte-tenu des résultats obtenus en pratique, nous calculons un  $\Delta L_{\max}$  de l'ordre de 2,65 mm. Par rapport au jeu de ligne utilisé (3,5 , 7 et 13 mm), on constate que nous nous trouvons toujours dans le cas d'apparition de saut de phase dans la bande 1-40 GHz. En pratique, il est cependant possible de corriger ces sauts de phases qui se traduisent par de simples changement de pente, afin d'obtenir une évolution monotone de  $\beta$  en fonction de la fréquence.

Au vu de la figure III.20, on constate que la variation de  $\beta$  avec  $f$  est parfaitement linéaire, montrant ainsi l'absence de dispersion modale. Le mode de propagation quasi-T.E.M. est conservé jusqu'à la fréquence maximale de mesure dont nous disposons, et l'on peut espérer que cette évolution se maintiennent aux longueurs d'onde submillimétriques. Il n'en est pas de même pour une ligne sur substrat épais qui présente un début de saturation aux alentours de 80 GHz.

Si à présent, on essaie de déduire la permittivité effective du milieu de propagation que représente la ligne suspendue, on obtient des valeurs typiquement entre 1,05 et 1,25.



*Fig.III.20: Evolution de la constante de propagation  $\beta$  entre 1 et 110 GHz*

Pour le cas qui nous intéresse correspondant à la figure III.20, nous obtenons  $\epsilon_{\text{eff}} = 1,08$  à partir de la relation:

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{\beta^2}{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0}$$

avec  $\epsilon_0$  et  $\mu_0$  respectivement la permittivité et la perméabilité correspondant au vide .

La détermination de la vitesse de phase est alors immédiate à partir de l'expression:

$$v_{\phi} = \frac{3 \cdot 10^8}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}}$$

avec la valeur précédente pour  $\epsilon_{\text{eff}}$ , nous trouvons une valeur  $v_{\phi}$  très proche de celle de la lumière, égale à  $2,9 \cdot 10^8$  m/s.

Cette valeur de  $\epsilon$  que nous avons publié en Mars-Avril [15][16] se révèle très proche de celle rapportée à cette même époque par l'équipe de Reibitz [17] pour des membranes sur Silicium. Ce résultat est attendu dans la mesure où le substrat ne joue que le rôle de support et n'intervient pas directement dans la propagation.

En revanche, l'épaisseur de la membrane est primordiale. En comparant nos travaux à ceux de l'université du Michigan, on note que les épaisseurs des membranes sont tout à fait équivalentes, à l'échelle du  $\mu\text{m}$ . Les différences dans la permittivité des diélectriques  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$  en structure tri-couche pour les résultats de Reibitz,  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ou polyimide dans notre cas, bien que différents, n'influencent pas notablement sur la valeur de  $\epsilon_{\text{eff}}$ .

En revanche, l'utilisation de membranes Silicium d'épaisseur plus épaisses typiquement de  $10 \mu\text{m}$  avec un  $\epsilon$  correspondant au Silicium (égal à 12) peut conduire à une permittivité effective plus importante. Ainsi dans la référence [18], les auteurs montrent la possibilité de se propager à des vitesses de l'ordre de  $10^8$  m/s soit pratiquement un facteur 2 avec nos propres résultats. Ce résultat peut s'expliquer relativement simplement car, dans les deux cas, les structures ne comportent pas de blindage.

Concrètement ceci se traduit par une localisation de l'énergie magnétique au niveau des fentes également près de l'interface métal-diélectrique. On conçoit dans ces conditions que, l'épaisseur du diélectrique et sa permittivité continuent d'influencer la propagation même sur des épaisseurs aussi faibles que  $10 \mu\text{m}$ . Pour des structures blindées, les raisonnements peuvent être différents car on peut très bien considérer dans ces cas une fermeture des champs électriques sur le conducteur de blindage situé en face arrière de la membrane. On aurait alors des configurations de champs analogues aux lignes micro-rubans.

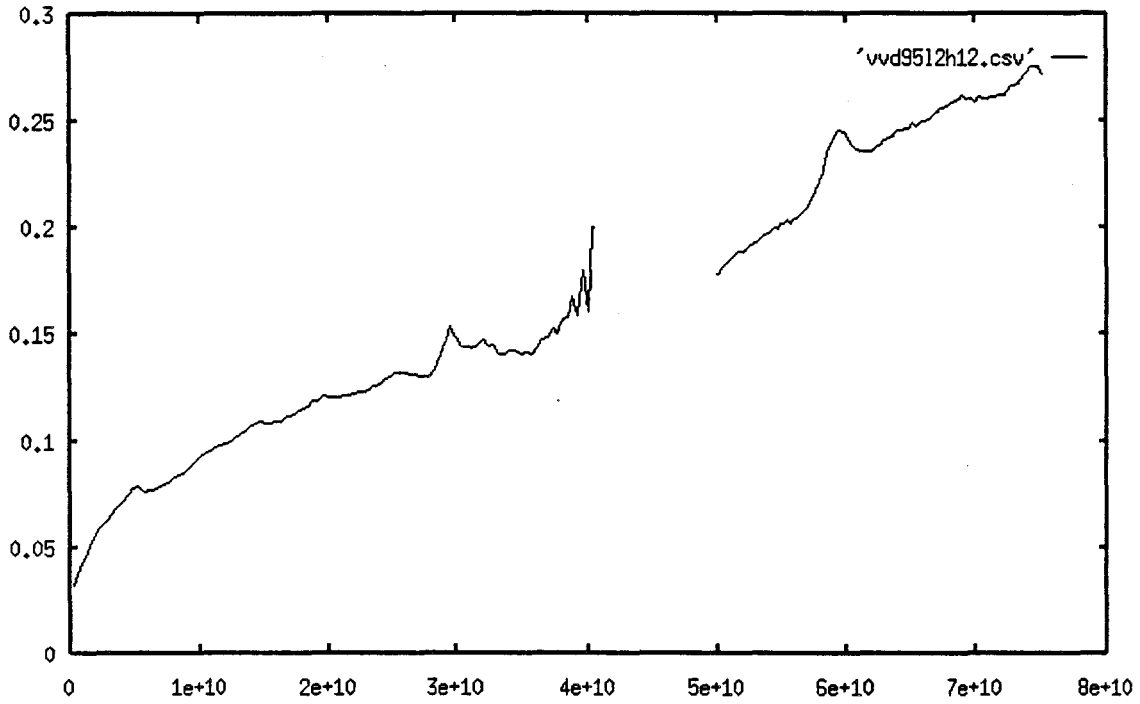


Figure III.21: Evolution de la constante d'atténuation en fonction de la fréquence  
L'allure de  $\alpha(f)$  est en racine de la fréquence

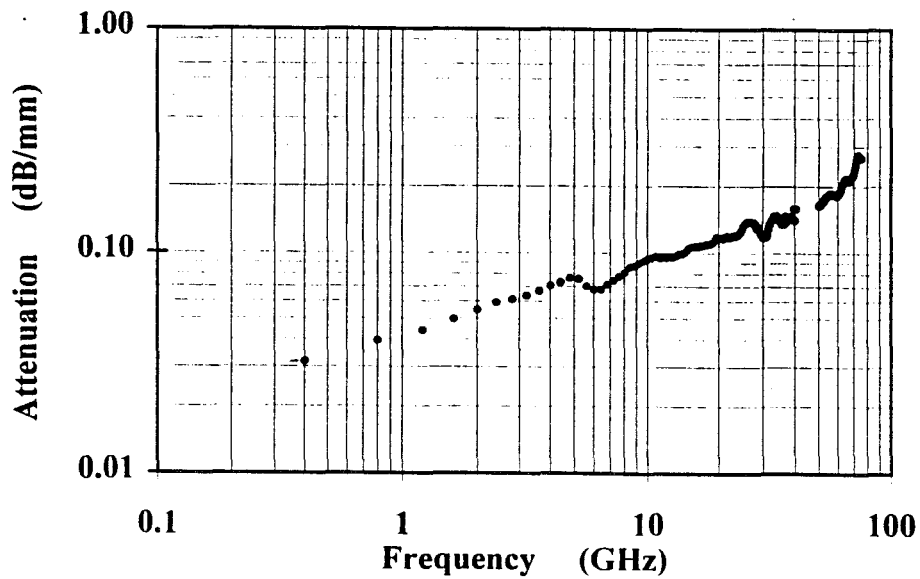


Figure III.22: Représentation logarithmique calculée pour un couple de lignes  $75 \Omega$

### 5.3. ATTENUATION:

Si l'on s'intéresse à présent aux variations de la constante d'atténuation en fonction de la fréquence, on constate que celles-ci suivent dans la majorité des cas une évolution en  $\sqrt{f}$ . Ceci est illustré sur la figure III.21 qui donne, sur des lignes  $75 \Omega$  de longueurs respectives 13 et 7 mm, les variations de  $\alpha$  (f).

On peut à partir de ce résultat prévoir un niveau de perte de l'ordre de 0,1 dB/mm aux alentours de 10 GHz avec un accroissement progressif de ces pertes avec la fréquence.

Une autre façon de présenter les résultats consiste à tracer cette évolution en équation logarithmique. Ceci est fait sur la figure III.22 pour un couple de ligne  $75 \Omega$ .

L'évolution en  $\sqrt{f}$  est ici évidente avec un très bon alignement des pointes en basse fréquence où le niveau de perte est de l'ordre de 1,13 dB/cm à 400 MHz.

Cette évolution de  $\alpha$  (f) est caractéristique des pertes métalliques avec des variations résultant directement de celles imposées par l'effet de peau [19]. Rappelons très brièvement qu'au fur et à mesure que la fréquence augmente les courants circulant dans les conducteurs métalliques sont confinés en surface avec une épaisseur  $t$  donnée par l'expression:

$$t = \frac{1}{\sqrt{\pi\mu\sigma f}}$$

où  $\mu = \mu_0\mu_r$  est la perméabilité du conducteur

$\sigma$  est la conductivité

$f$  la fréquence

avec des ordres de grandeur de la résistivité  $1/\sigma$  de 3 à  $4 \cdot 10^7$  S/m

On constate que la fréquence pour laquelle l'épaisseur de peau devient inférieure à  $2 \mu\text{m}$  est de 8 GHz.

Nous constatons par conséquent que les pertes de la ligne, en accord avec l'objectif visé, sont dominées par les pertes métalliques. En ce qui concerne leur niveau absolu comparativement à des lignes plus conventionnelles sur substrat épais, nous n'avons pas actuellement de conclusion tranchée. En effet, pour des lignes de propagation sur GaAs, et en basse fréquence, la dominance des pertes métalliques est également vérifiée généralement, dans la mesure où l'on utilise des substrats de bonne qualité avec un  $\tan\delta$  typiquement de 0,02. Pour le Silicium, il se peut que ce ne soit pas le cas, lorsque les substrats en particulier sont insuffisamment isolants. Quoi qu'il en soit, il apparaît que l'on peut espérer une diminution des pertes pour des lignes sur membrane, par le seul effet de l'élargissement des lignes. En effet, nous avons vu que le respect d'une impédance de  $50 \Omega$  demande de prendre un conducteur central de plus de  $500 \mu\text{m}$  de long, alors qu'il n'est que de  $70 \mu\text{m}$  pour une ligne sur substrat

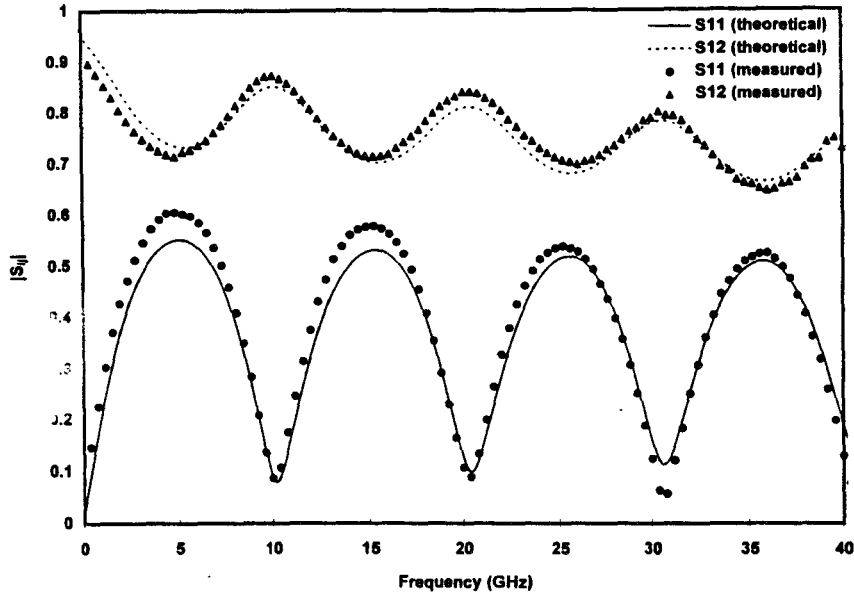


Figure III.23: Comparaison théorie-expérience de l'évolution des modules de  $S_{11}$  et  $S_{12}$  avec la fréquence entre 0,4 et 40 GHz

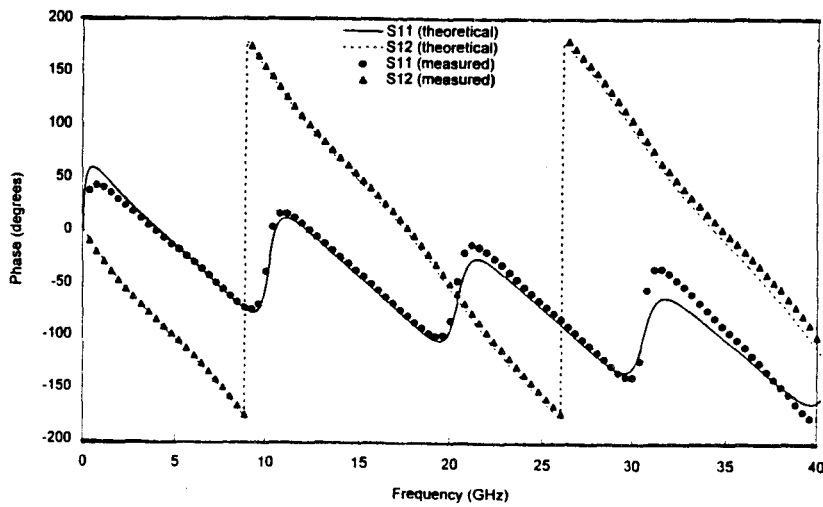


Figure III.24: Comparaison théorie-expérience de l'évolution des phases de  $S_{11}$  et  $S_{12}$  avec la fréquence entre 0,4 et 40 GHz

épais. Il est sûr que cet élargissement du conducteur central qui concourt à une augmentation de la section de passage de courant, indépendamment de l'effet de peau puisse être favorable à une diminution des pertes. Il faut toutefois tempérer cette conclusion car nous avons vu que la vitesse de phase élevée se traduisait également par un allongement de la longueur d'onde qui peut contre-balancer l'amélioration éventuelle de l'atténuation par unité de longueur.

Enfin il nous semble utile de mentionner que la technologie employée joue un rôle très important dans les résultats obtenus. De plus en plus d'études montrent à présent que la rugosité de la ligne peut influencer le niveau de perte.

Dans l'ensemble des procédés utilisés, et dans le but d'obtenir des épaisseurs importantes, nous avons utilisé des techniques de dépôt électrolytique. Ces techniques sont connues pour introduire des rugosités dans les dépôts métalliques [20].

Dans ce contexte, ce type de dépôt n'est peut-être pas la solution idéale pour fabriquer des lignes de hautes performances.

Avant de conclure cette analyse des résultats, il nous semble également intéressant de faire une comparaison théorie-expérience en s'aidant des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  que nous venons de déterminer sur le module mais aussi la phase de scattering. Par simple calcul matriciel en effet, on peut calculer les coefficients de réflexion et de transmission pour la ligne de propagation sur membrane "chargée" par les tronçons d'accès. Les résultats de ces calculs sont donnés sur les figures III.23 et III.24 avec en traits pointillés et en traits pleins les évolutions prévues par la théorie, les triangles et les disques noirs représentant les résultats expérimentaux. L'accord théorie - expérience est ici excellent. On retrouve parfaitement les évolutions expérimentales avec la décroissance des modules de  $S_{21}$  et de  $S_{11}$  caractéristiques des pertes rentrées conformément à l'évolution de  $\sqrt{f}$  trouvée précédemment. Les variations de la phase sont également très intéressantes avec la mise en évidence de deux types de régimes dans la rotation de la phase. L'un très rapide correspond à la propagation sur la membrane l'autre est caractéristique d'une onde lente sur le substrat.

## CONCLUSION

Pour conclure ce chapitre, il est à noter que nous avons réalisé des lignes sur membrane, avec l'originalité de les avoir désolidarisées de leur substrat en GaAs.

L'objectif est l'intégration monolytique de systèmes dans la mesure où la plupart des composants hyperfréquences sont fabriqués sur substrat GaAs. L'extension à d'autres types de substrats de matériaux III-V tels que l'InP ne présente pas de difficulté de principe, avec toutefois un coût plus élevé et une relative fragilité des substrats.

Concernant la technologie, elle apparaît simple, avec l'utilisation de deux niveaux de masques, l'un face avant pour la métallisation, l'autre face arrière pour le micro-usinage en volume de la cavité. Ceci est d'autant plus vrai que nous avons réalisé avec succès des séries de membranes en polyimide qui, rappelons-le, se dépose à la tournette, comparativement aux méthodes employées dans d'autres laboratoires mettant en jeu le dépôt plasma de nitrure de Silicium. L'étape critique est sans aucun doute la procédure d'alignement qui nécessite pour de bonnes conditions un alignement double-face.

Les objets ainsi fabriqués se sont révélés, peut-être contre toute attente, relativement robustes, sans toutefois envisager des conditions difficiles d'utilisation.

Concernant les résultats hyperfréquences, nous avons pu mettre en évidence un grand nombre de points positifs qui confirment tout-à-fait les idées qui ont motivées le développement des membranes. En particulier, nous avons pu montrer l'absence de dispersion de modes, avec la propagation d'un mode fondamental de type T.E.M. à des vitesses proches de celle de la lumière jusqu'aux fréquences limites de l'appareillage de mesure du laboratoire (de l'ordre de 100 GHz). A priori, rien ne montre que cette fréquence soit une limite d'utilisation.

Pour les pertes, l'absence de pertes diélectriques est également confirmée. Un autre atout qui nous semble important concerne la diminution des pertes métalliques suite à l'utilisation de conducteurs centraux plus larges que ceux des lignes sur substrat épais.

Les conclusions qui se rapportent à l'encombrement sont plus mitigées. Il est certain que le fait de travailler avec un milieu comparable à l'air implique également des longueurs d'ondes équivalentes à celles du vide. Aux basses fréquences, cela peut être un handicap certain, non seulement pour des raisons d'encombrement, mais aussi dans la mesure où les pertes par longueur d'onde peuvent s'en trouver augmentées. Aux très hautes fréquences cela nous semble un atout pour de simples raisons de facilité d'usinage.

Le point sans doute le plus négatif est la difficulté de réaliser une bonne adaptation d'impédance. Ceci vient tout d'abord des difficultés technologiques liées au centrage des motifs



face avant et face arrière et des faibles tolérances dans cet alignement. Par ailleurs, il apparaît que l'étude de la transition soit un problème en soi et dépasse le seul critère de conservation de l'impédance caractéristique réelle.

A plus long terme il nous semble que d'autres idées pourraient être mises en œuvre notamment les structures artificielles à gap de photon qui présentent des bandes interdites à la propagation de l'énergie électromagnétique.

Enfin, il nous apparaît intéressant de noter qu'au niveau des applications, ces lignes de propagation sur membrane se révèlent particulièrement bien adaptées à la propagation de signaux en impulsion. Dans ce cas c'est principalement l'absence de dispersion qui présente l'atout majeur pour ces signaux de très grande richesse harmonique.

**BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III**

- [1] Y. Sun, H. van Zeijl, J. L. Tauritz and R. G. F. Baets, "Suspended membrane inductors and capacitors for application in Silicon MMIC's", IEEE Microwave and Millimeter-wave Monolithic Circuits Symposium, June 16-18, 1996, pp 99-102
- [2] A. Rahman, G. de Lange and Q. Hu, "Micromachined room-temperature microbolometers for millimeter-wave detection", Applied Physics Letters, vol.68, N°14, 1st April 1996, pp 2020-2022
- [3] Y. Chen, R. K. Kupta, F. Rousseaux, F. Carcenac, D. Decanini, M. F. Ravet and H. Launois, "50-nm x-ray lithography using synchrotron radiation", Journal of Vac. Sc. Technol. B, vol.12, N°6, nov/dec 1994, pp 3959-3964
- [4] T. M. Weller, L. P. B. Katehi, G. M. Rebeiz, "High Performance Microshield Line Components", IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, vol. 43, N°3, March 1995, pp 534-543
- [5] L. P. B. Katehi, G. M. Rebeiz, T. M. Weller, R. F. Drayton, H.-J. Cheng, J. F. Whitaker, "Micromachined Circuits for Millimeter and Sub-millimeter-Wave Applications", IEEE Antennas & Propagation Magazine, vol. 35, N°5, October 1993, pp 9-17
- [6] R. F. Drayton and L. P. B. Katehi, "Micromachined Circuits for Mm-Wave Applications", Proceeding of the 23rd European Microwave Conference, Madrid, Spain, September 1993, pp 587-588
- [7] D. L. Smith, "Plasma deposition of  $\text{SiN}_x\text{H}_y$ : Process chemistry and film properties", Material Research Society Fall Meeting, Symposium on Characterization of PECVD Processes, paper invited I-2.2, Boston, MA, November 27, 1989
- [8] W. A. P. Claassen, W. G. J. N. Valkenburg, M. F. C. Willemsen and W. M. van der Wijgert, "Influence of Deposition Temperature, Gaz Pressure, Gaz Phase Composition and RF Frequency on Composition and Mechanical Stress of Plasma Silicon Nitride Layers", Journal of the Electrochemical Society: Solid-State Science and Technology, April 1985, pp 894-898

- [9] E. Kratschmer, A. Erko, V. T. Petrashov and H. Beneking, "Device fabrication by nanolithography and electroplating for magnetic flux quantization measurements", *Applied Physics Letters*, 15th May 1984, vol.44, N°10, pp 1011-1013
- [10] B. Kebabi, "Réalisation de motifs submicroniques pour masques X: contribution à leur réplication par l'utilisation du rayonnement synchrotron", Thèse de l'Université de Paris-Sud-Orsay, Juillet 1991
- [11] G. Ghione and C. Naldi, "Analytical formulas for coplanar lines in hybrid monolithic MICs", *Electronics Letters*, vol. 20, N°4, 16th February 1984, pp 179-181
- [12] M. Héral, "Contribution à l'étude des pertes métalliques des lignes planaires utilisées en technologie monolithique micro-onde", DEA de l'Université de Lille, Juillet 1992
- [13] M. Helal, J. F. Legier, P. Pribetich and P. Kennis, "Analysis of planar transmission lines and microshield lines with arbitrary metallization cross sections using finite elements methods", *IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium Digest*, vol.2, WE3F-31, San Diego, California, USA, May 23-27, 1994, pp 1041-1044
- [14] B. Bianco and M. Parodi, "Determination of the propagation constant of uniform microstrip lines", *Alta Frequenza*, vol. XLV, N°2, Febbraio 1976, pp 107-110
- [15] P. Salzenstein, O. Dupuis, M. Héral, E. Lheurette, O. Vanbésien, P. Mounaix and D. Lippens, "Coplanar waveguides on dielectric membranes micromachined on a GaAs substrate", *Electronics Letters*, vol.32 N°9, 25th April 1996, pp 821-822
- [16] P. Salzenstein, O. Dupuis et E. Lheurette, "Usinage de membranes diélectriques sur GaAs: applications aux structures coplanaires suspendues", 3ème Journées Nationales du réseau Microtechnologies, Lyon, 25 Mars 1996, pp 111-112
- [17] S. V. Robertson, L. P. B. Katehi and G. M. Rebeiz, "Micromachined W-Band Filters", *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. 44, N°4, April 1996, pp 598-606
- [18] M. Y. Frankel, R. H. Voelker and J. N. Hilfiker, "Coplanar Transmission Lines on Thin Substrates for High-Speed Low-Loss Propagation", *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. 42, N°3, March 1994, pp396-402

- [19] W. Heinrich, "Quasi-TEM Description of MMIC Coplanar Lines Including Conductor-Loss Effects", IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, vol. 41, N°1, January 1993, pp 45-52
  
- [20] T. E. Van Deventer, P. B. Katehi and A. C. Cangellaris, "An Integral Equation Method for the Evaluation of Conductor and Dielectric Losses in High-Frequency Interconnects", IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, vol. 37, N°12, December 1989, pp 1964-1972

**CHAPITRE IV:  
PERSPECTIVES D'AMELIORATION  
DES DISPOSITIFS ACTIFS ET PASSIFS  
POUR LES APPLICATIONS  
TERAHERTZ**

**CHAPITRE IV:  
PERSPECTIVES D'AMELIORATION  
DES DISPOSITIFS ACTIFS ET PASSIFS  
POUR LES APPLICATIONS  
TERAHERTZ**

# **CHAPITRE IV: PERSPECTIVES D'AMELIORATION DES DISPOSITIFS ACTIFS ET PASSIFS POUR LES APPLICATIONS TERAHERTZ**

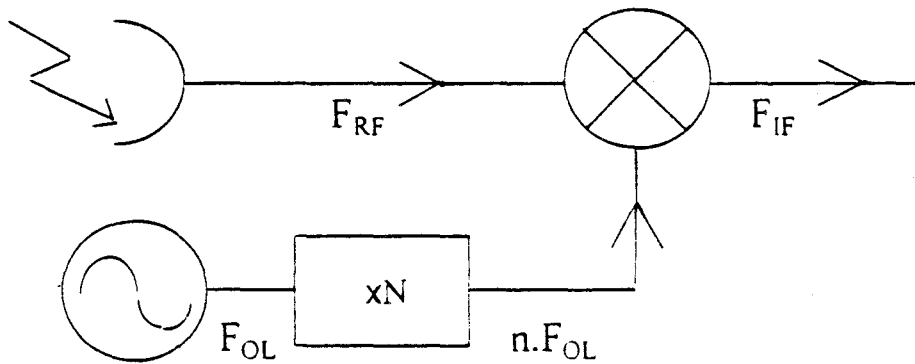
## **INTRODUCTION**

Ce chapitre présente les perspectives d'amélioration des dispositifs passifs et actifs dans le contexte des applications térahertz. Pour la simple barrière, c'est principalement le régime de multiplication harmonique qui sera visé en considérant les deux points clés suivants: d'une part, l'aptitude de ces composants à monter en fréquence et d'autre part les possibilités d'augmenter la puissance délivrée en sortie. Pour les éléments passifs sur membrane, nous chercherons à étendre notre première expérience des structures de propagation aux éléments de filtrage.

## **1. PERSPECTIVES DE DEVELOPPEMENT POUR LES SBV**

### **1.1. APPLICATIONS TRES HAUTES FREQUENCES**

Nous avons déjà au chapitre relatif à la simple barrière expliqué le principe de la multiplication de fréquence par utilisation d'une non-linéarité réactive. Nous nous intéresserons ici aux performances de ces composants pour la réalisation de systèmes en bande millimétrique et submillimétrique. L'exemple le plus représentatif de ces systèmes est la tête de réception par satellite à direction hétérodyne. Le schéma synoptique d'un tel système est donné sur la figure IV.1. Le signal radiofréquence (R.F.) reçu au niveau de l'antenne de réception est transposé en



*Figure IV.1: Schéma d'une chaîne de réception comportant un mélangeur haute fréquence*



basse fréquence par le dispositif mélangeur. Cette transposition à la fréquence intermédiaire (FI) est le résultat d'un battement entre le signal R.F. et l'oscillateur local (O.L.). C'est pour cette dernière fonction que les diodes Simples Barrière Varactor (S.B.V.) sont actuellement développées. A titre d'exemple, les derniers programmes Européens (E.S.A.) d'observation de l'atmosphère sont une mission troposphérique (MASTER) couvrant la plage de fréquence comprise entre 200 et 348 GHz et une mission stratosphérique (SOPRANO) couvrant la plage de fréquence comprise entre 498,5 et 955,5 GHz. Or, pour des fréquences aussi élevées, il n'est pas possible à l'heure actuelle de concevoir des sources à l'état solide de génération directe délivrant une puissance suffisante pour assurer le mélange de fréquences. Par contre, la multiplication de fréquence peut être utilisée pour la génération de ce signal. A titre d'exemple, pour le premier système conçu entre 200 et 348 GHz, il est tout à fait possible de concevoir un élément tripleur permettant à partir d'une source Gunn d'atteindre la plage de fréquence requise. On dispose à l'heure actuelle de sources Gunn très performantes pouvant délivrer aux fréquences voisines de 100 GHz des puissances de l'ordre de 100 mWatt et c'est cet ordre de grandeur que nous utiliserons par la suite. Au chapitre II, nous avons déjà insisté sur les atouts relatifs à la symétrie de capacité en fonction de la tension, avec notamment l'absence d'harmoniques paires concourant à une meilleure fonctionnalité des circuits. Pour assurer cependant un fonctionnement correct en terme de rendement de conversion du processus de multiplication, il convient cependant de respecter certaines règles qui vont dépendre de la bande de fréquence visée et qui vont faire l'objet des paragraphes suivants.

### 1.1.1. LES LIMITATIONS FREQUENTIELLES

On peut montrer que le rendement de conversion d'un multiplicateur de rang  $n$  (rapport entre la puissance délivrée  $nP$  à la fréquence  $n.F_p$  et celle disponible à la fréquence de pompe  $F_p$ ) est d'autant plus élevée que la fréquence de coupure de l'élément réactif est élevée. On peut définir plusieurs types de fréquences de coupure. Néanmoins, la plus usitée, jusqu'à présent, est la suivante:

$$F_C = \frac{1}{2\pi R_S} (S_{\max} - S_{\min})$$

Dans cette expression  $S$  désigne l'élastance reliée à l'inverse de la capacité ( $S = 1/C$ ). Avec cette définition on a donc

$$S_{\max} = \frac{1}{C_{\min}}$$

$C_{\min}$  désignant la capacité en saturation et

$$S_{\min} = \frac{1}{C_{\max}}$$

$C_{\max}$  correspondant à la capacité à l'équilibre.

L'élément  $R_s$  désigne la résistance série ou globale, qui intègre plusieurs contributions, notamment la résistance de contact, la résistance de la couche épitaxiée, et la résistance d'accès.

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à l'optimisation des capacités pour considérer dans un deuxième temps l'optimisation des termes de résistance.

A partir de l'expression de  $F_c$ , on constate que la fréquence de coupure est d'autant plus élevée que le rapport  $C_{\max}/C_{\min}$  est important.

La capacité à l'équilibre  $C_{\max}$  dépend de l'épaisseur du diélectrique "équivalent" dans l'approximation du condensateur plan. Nous savons à présent que cette épaisseur est plus grande que celle du matériau à grande bande interdite car il faut prendre en compte les zones d'écrantage du champ électrique de part et d'autre de la barrière.

On peut donner un premier ordre de grandeur de l'épaisseur minimale du diélectrique équivalent. Ainsi, nous avons vu qu'il est nécessaire de prévoir une épaisseur de barrière de l'ordre de 150 à 200 Å pour inhiber les processus de conduction. De la même façon, les calculs de profils de potentiels montrent que l'écrantage du champ électrique se fait sur des distances minimales  $d$  de l'ordre de 50 Å. A partir de ces données, une première approximation concernant la capacité maximale est proposée

$$C = \frac{\varepsilon}{W_0 + 2d}$$

de l'ordre de  $4 \cdot 10^{-7}$  F/cm<sup>2</sup> avec  $W_0 + 2d = 250$  Å.

Quand à la capacité de saturation, elle dépendra d'une part du niveau de dopage, et d'autre part de la longueur des zones adjacentes dans lesquelles s'effectue la modulation de capacité. En pratique, nous chercherons le meilleur compromis dopage-épaisseur, notamment pour obtenir des conditions de "punch through" qui correspondent à une zone moyennement dopée entièrement désertée à la tension de claquage par avalanche. A titre d'exemple pour

l'échantillon fabriqué précédemment, le couple ( $N_D$ ,  $W$ ) est égal à ( $10^{17} \text{cm}^{-3}$ ,  $3000 \text{ \AA}$ ). Dans des conditions de "punch through", la capacité minimale est alors

$$C = \frac{\epsilon}{W}$$

On trouve de l'ordre de  $4 \cdot 10^{-8} \text{ F/cm}^2$  pour  $W = 3000 \text{ \AA}$ . Dans ces conditions, le rapport maximal de capacité que l'on est en droit d'attendre est de l'ordre de 10.

En fait il faut bien voir que l'obtention d'un rapport aussi élevé n'est pas une fin en soi dans la mesure où les fréquences de coupure prennent des valeurs très élevées dès que le rapport  $C_{\text{max}}/C_{\text{min}}$  est voisin de 5, valeur obtenue en pratique. En outre, des simulations par équilibrage harmonique [1] ont montré que les rendements de conversion tendent à saturer dès que le rapport  $C_{\text{max}}/C_{\text{min}}$  excède 5 ou 6.

Il nous reste à discuter pour cette première approche des performances fréquentielles, des différents termes de résistance et tout d'abord de la résistance de contact.

La résistance de contact est essentiellement localisée au niveau du contact supérieur qui présente généralement un motif de faible dimension. Comme nous avons pu le voir précédemment, la résistance spécifique de contact dépend non seulement du matériau, mais aussi des procédés technologiques. Grâce à l'utilisation de matériau GaInAs adapté en maille sur InP, nous avons pu déjà bénéficier des nombreux avantages liés à un matériau à petite bande interdite avec une barrière de potentiel métal-semiconducteur comprise entre 0,2 et 0,3 eV et la possibilité de dopages élevés. Rappelons que la résistance intrinsèque obtenue peut être aussi faible que  $2 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$  pour des dopages de l'ordre de  $5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ . L'amélioration de ces performances passe par une diminution encore plus importante du gap en incorporant plus d'Indium, par une augmentation du niveau de dopage (la valeur  $5 \cdot 10^{18}$  ne nous semble pas une limite) et enfin par l'augmentation de la surface. Nous reviendrons sur cette dernière idée avec l'association de diodes en série.

Si on considère à présent la résistance normalisée de la couche épitaxiale, elle a pour expression:

$$\frac{t_{\text{épi}} - W}{\sigma}$$

Dans cette expression  $t_{\text{épi}}$  est l'épaisseur de la couche modérément dopée où s'effectue la modulation de capacité;  $W$  est la largeur de la zone désertée; et  $\sigma$  désigne la conductivité de la couche épitaxiée.

Il est bien évident que cette résistance dépend de la tension appliquée  $V(t)$  par le terme  $W(V(t))$ . Cependant, pour obtenir les ordres de grandeur, nous supposons la couche

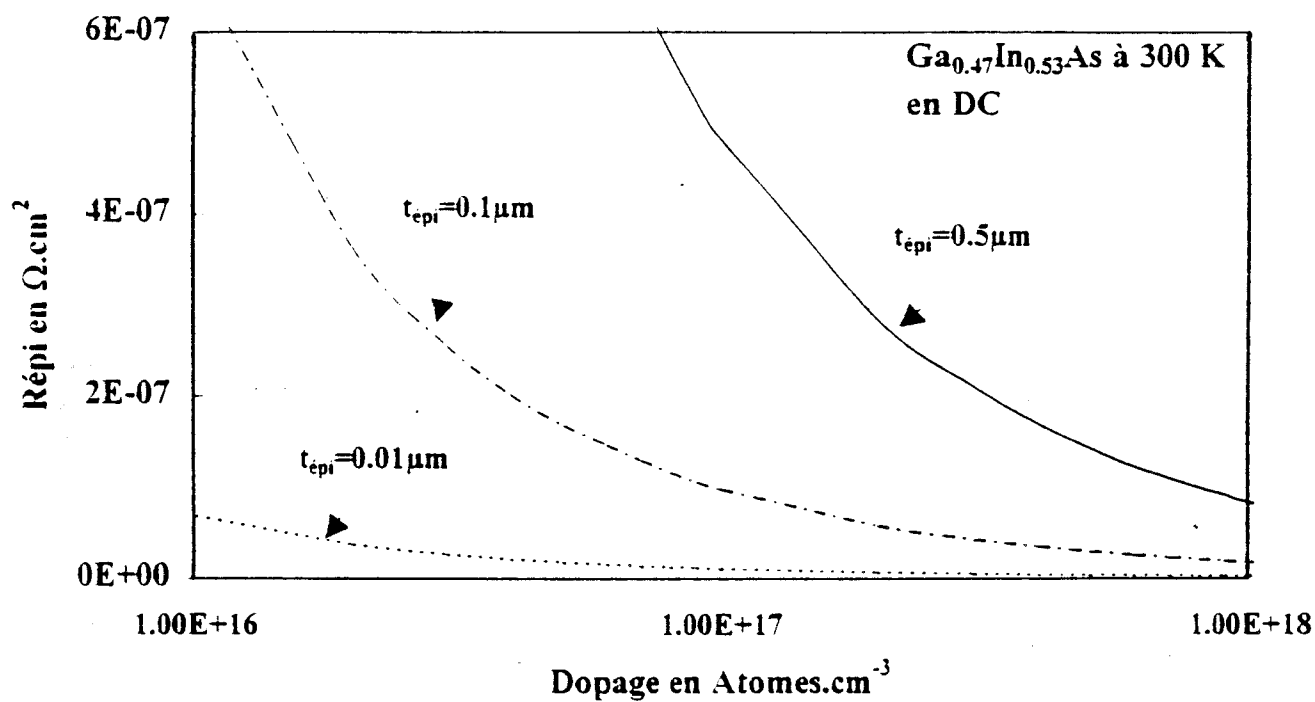
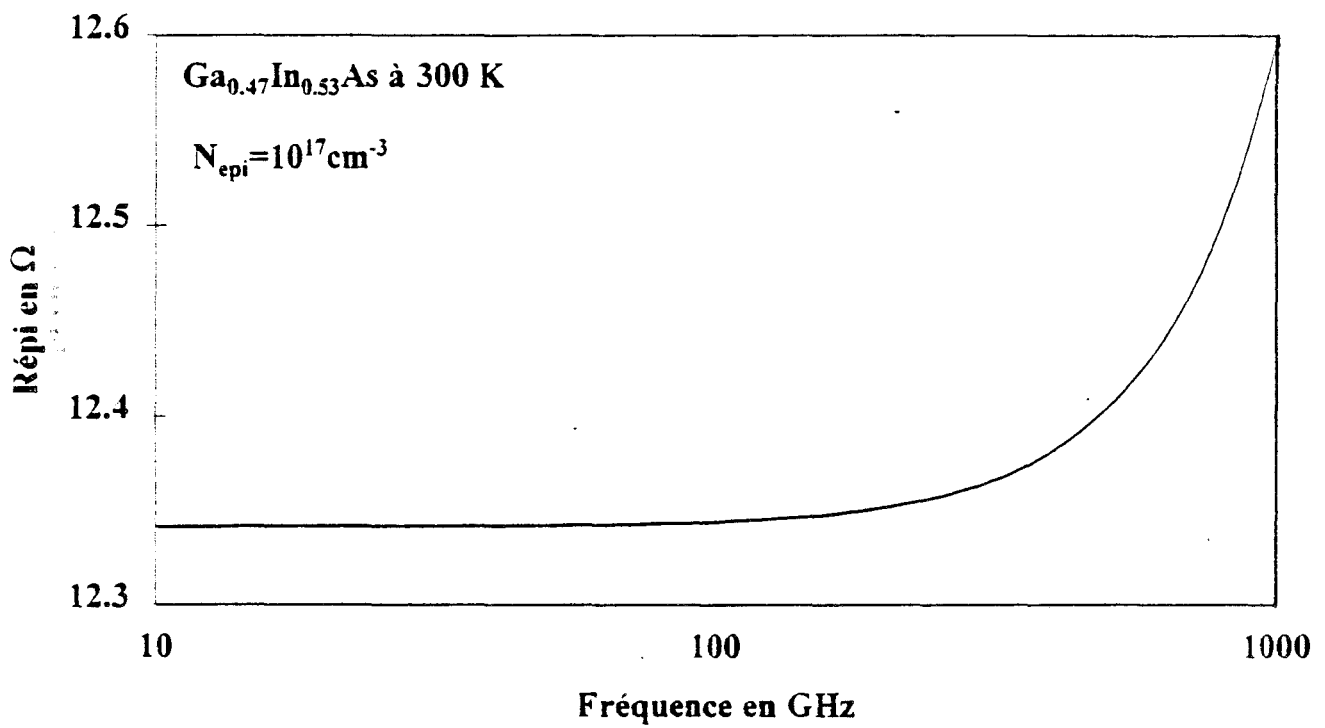


Figure IV.2: Evolution de la résistance normalisée par rapport à la surface en fonction du dopage suivant trois valeurs différentes de l'épaisseur de la couche de GaInAs



*Figure IV.3: Evolution de la résistance de la couche épitaxiale en fonction de la fréquence*

complètement non-désertée. Dans cette hypothèse, la résistance  $R_{\text{épi}}$  dépend essentiellement de la conductivité  $\sigma_{\text{épi}}$

$$\sigma_{\text{épi}} = q \cdot N_D \cdot \mu$$

où  $\mu$  est la mobilité et  $N_D$  est le niveau de dopage.

Ici encore, l'utilisation du matériau GaInAs se révèle particulièrement intéressante puisqu'il permet d'obtenir des mobilités importantes.

Pour donner quelques ordres de grandeur nous avons tracé sur la figure IV.2 la résistance normalisée par rapport à la surface respectivement pour trois valeurs d'épaisseur de couche 100, 1000 et 5000 Å en fonction du niveau de dopage compris entre  $10^{16}$  et  $10^{18}$ . Nous retiendrons que cette résistance est du même ordre de grandeur que la résistance de contact avec des valeurs comprises entre  $2 \cdot 10^{-7}$  et  $4 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$  pour des valeurs réalistes de dopage. Aux très hautes fréquences, l'expression de la conductivité doit intégrer une composante fréquentielle liée au temps de libre parcours moyen propre à chaque semi-conducteur. Ainsi, on montre qu'en fonction de la fréquence, la conductivité est:

$$\sigma_{\text{épi}} = \frac{\sigma_0}{1 + j \left( \frac{\omega}{\omega_s} \right)} + j \cdot \omega \cdot \varepsilon \quad (\text{i})$$

Avec dans cette expression  $\omega_s = \frac{e}{m \cdot \mu}$

En intégrant cette composante fréquentielle dans l'expression précédente, on observe une augmentation de la résistance de la couche épitaxiale lorsque la fréquence de fonctionnement devient du même ordre de grandeur que celle figurant en dénominateur de l'équation (i). Pour illustrer ce point, nous avons tracé figure IV.3 l'évolution de la résistance pour un dopage de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et un diamètre de 1  $\mu\text{m}$ . On constate, en accord avec la discussion précédente, une augmentation de la résistance pour des fréquences supérieures à 100 GHz.

### 1.1.2. SATURATION EN COURANT

Aux très hautes fréquences plusieurs phénomènes concourent à une dégradation des rendements principalement liés à la vitesse de dérive des électrons dans le semiconducteur. Intuitivement en effet, on conçoit que lorsque l'excitation de tension externe se fait à des fréquences de plus en plus importantes, la modulation de la zone désertée qui résulte directement du mouvement des électrons aux limites de cette zone de charge d'espace dans un mouvement de flux et de reflux ne puisse plus s'effectuer dans de bonnes conditions. A la limite, le fait que les électrons ne puissent plus suivre les variations du champ électrique peut se traduire par une inhibition des phénomènes de modulation de capacité.

Par ailleurs, très récemment, il a été montré que survenait un phénomène de limitation de courant résultant directement de la continuité des courants entre zones désertées et non désertées.

Très schématiquement on peut avoir une première idée des ordres de grandeur basée sur l'égalité des composantes de courant entre les deux zones.

En zone non désertée, la composante de courant est dominée par le courant de conduction qui s'écrit sous la forme suivante:

$$J_C = qN_D V_{\max}$$

Dans cette expression, nous avons supposé que la densité de porteurs libres est égale à celle des dopants et que cette population se déplace à la vitesse maximale possible dans le semiconducteur. En fait, compte-tenu du niveau de dopage relativement élevé, il est réaliste de faire cette hypothèse car les valeurs de champ électrique interne sont limitées.

En zone désertée, il s'agit principalement d'un courant de déplacement qui s'écrit sous la forme suivante:

$$J_D = \frac{\partial D}{\partial t} = \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t}$$

Dans cette expression,  $\varepsilon$  est la permittivité relative du matériau et  $E$  est le champ électrique interne supposé ici uniforme sur l'espace.

Pour une excitation alternative de tension de type  $V = V_0 e^{j\omega t}$ , on peut en première approximation supposer des variations analogues pour le champ électrique interne, par conséquent de la forme:

$$E(t) = E_0 e^{j\omega t}$$

Par dérivation on constate que le courant de déplacement est proportionnel à la pulsation  $\omega$  et qu'il croît donc avec la fréquence.

A ce stade, il nous faudrait en toute rigueur introduire la modulation de la largeur de la zone désertée pour relier quantitativement variation en tension et en champ électrique. A titre d'ordre de grandeur, nous allons simplement considérer un champ quasi uniforme permettant de définir directement une relation très simple entre  $E(t)$  et  $V(t)$ . Avec cette hypothèse  $J_D$  s'écrit:

$$J_D = \frac{\epsilon \cdot V(t) \cdot \omega}{L}$$

où  $L$  est la longueur moyenne de la zone non désertée.

La continuité du courant nous impose:

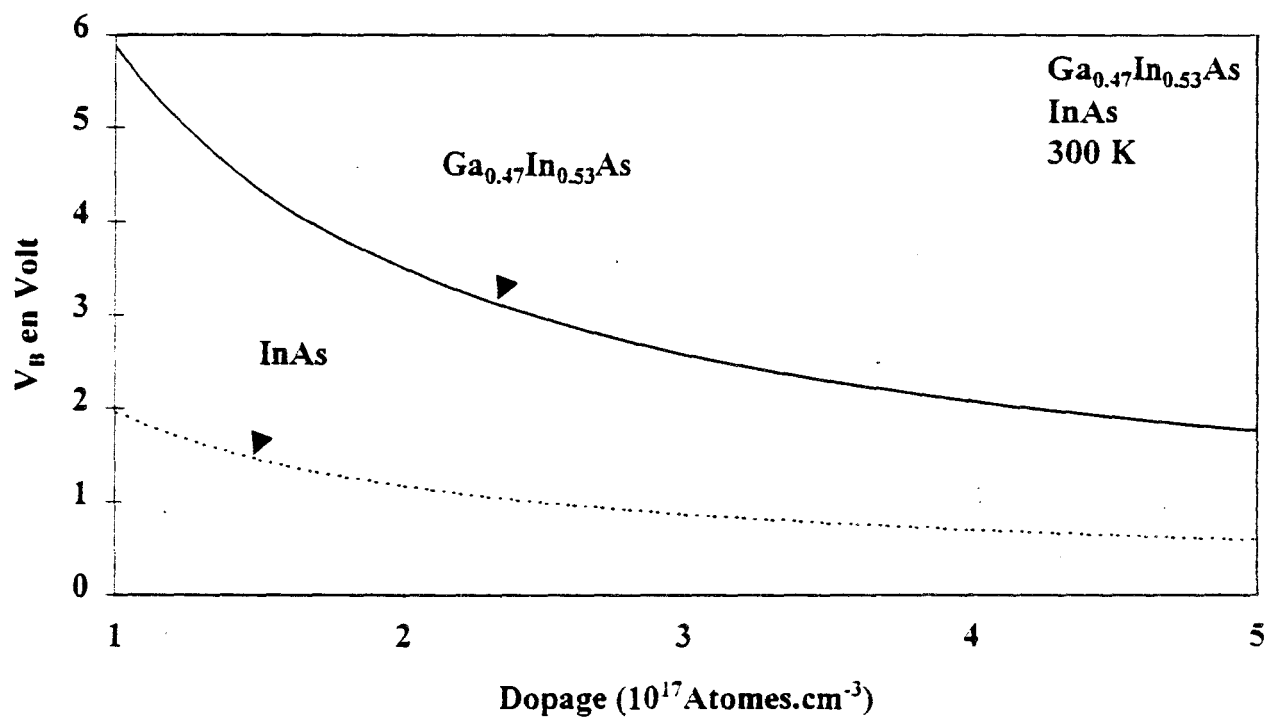
$$J_D = J_C$$

Cette dernière relation nous permet de définir l'ordre de grandeur de la fréquence critique pour laquelle le courant de déplacement sera égal au courant de conduction.

A titre d'exemple, si on considère un dopage  $N_D$  de l'ordre de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  pour une diode GaAs de permittivité  $1,1 \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{cm}^{-1}$  soumise à une tension alternative de 10 volt avec une longueur moyenne  $L = 3000 \text{ \AA}$ , le courant de déplacement est dans ces conditions de  $230 \text{ kA} \cdot \text{cm}^{-2}$  pour un signal de pompe de fréquence 100 GHz. Quant au courant de conduction maximal, on peut l'évaluer à  $320 \text{ kA} \cdot \text{cm}^{-2}$  en supposant une vitesse maximale dans le semiconducteur  $v_{\text{max}} = 2 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ , à cette fréquence et à fortiori, en dessous. Le courant de déplacement est inférieur au courant de conduction maximal et l'on ne devrait pas observer de dégradation de rendements de conversion par saturation du courant.

La fréquence critique pour la saturation de courant devrait intervenir pour une fréquence légèrement supérieure que l'on peut situer aux alentours de 150 GHz compte-tenu du rapport d'environ 1,5 entre courant de conduction et de déplacement. On constate par conséquent que pour un fonctionnement espéré à 500 GHz pris pour exemple dans l'introduction qui implique une excitation aux alentours de 170 GHz, la valeur de la fréquence critique est dépassée et on devrait commencer à observer une dégradation des performances. Ceci est d'autant plus vrai pour des fréquences supérieures de sortie notamment 750 GHz et 1 THz qui constituent actuellement l'état de l'art. Au vu des relations précédentes, on constate que la marge de manœuvre est relativement faible pour pallier ce mécanisme limitatif. En premier lieu, on peut penser utiliser un matériau de vitesse maximale plus élevée. L'InGaAs semble plus favorable de ce point de vue car il présente des mobilités élevées. En revanche, le champ critique  $E_C$  est plus faible compte-tenu d'un écart entre vallée centrale et satellites





*Figure IV.4: Variation de la tension d'avalanche des deux matériaux pour des dopages compris entre  $1.10^{17}$  et  $5.10^{17} cm^{-3}$*

réduit. En conséquence le produit  $\mu.E_C$ ,  $\mu$  étant la mobilité, ne prend pas des valeurs nettement plus importantes. En second lieu, on peut jouer sur la valeur maximale du courant de conduction en augmentant le niveau de dopage. C'est cette dernière idée qui vient d'être utilisée avec succès pour une diode Schottky fonctionnant à 800 GHz. Pour ce travail les auteurs [2] ont doublé le niveau de dopage de  $10^{17}$  à  $2,3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Dans ces conditions le composant a présenté des performances record en terme de puissance de sortie avec des valeurs maximales de 250  $\mu\text{W}$ .

Il faut bien voir que cette modification du niveau de dopage passe par une diminution de la largeur de la zone désertée et de la tension d'avalanche. Nous proposons dans le paragraphe suivant de voir dans quelle mesure ces paramètres sont modifiés.

### 1.1.3. OPTIMISATION DU NIVEAU DE DOPAGE

L'augmentation du niveau de dopage doit entraîner une diminution de la tension d'avalanche et donc de la plage de tension où s'effectue la "respiration" de la capacité. En toute rigueur le calcul de la tension d'avalanche nécessite la détermination du champ électrique interne suivi du calcul de l'intégrale d'ionisation via les coefficients d'ionisation. En fait on peut supposer pour une diode Simple Barrière que l'ionisation n'est possible que dans les zones adjacentes de faibles bandes interdites. De plus aux valeurs de tension de claquage, la valeur de tension globale est peu différente de celle correspondant à la zone désertée à cause des rapports de dimension entre épaisseur de barrière de 100 à 200 Å et zone désertée de plus de 1000 Å. En d'autres termes, une diode SBV peut se comparer à une diode Schottky de dopage et épaisseur de semiconducteur équivalent. Or, dans la littérature, on trouve un certain nombre de formules établies pour les jonctions p-n ou pour les diodes Schottky qui peuvent nous renseigner sur les valeurs approchées des tensions de claquage. Il faut bien voir que généralement ces travaux ont concerné des semiconducteurs de bande interdite de plus de 1 eV, en particulier le GaAs et l'InP. Pour ces semiconducteurs les tensions d'avalanche minimales c'est à dire celles correspondant à des effets de ionisation par choc et non par effet tunnel interbande se situent aux environs de 10 volts. Pour l'InGaAs, cette limite peut être considérablement abaissée, résultant de la diminution de la bande interdite. A titre d'ordre de grandeur, nous avons tracé sur la figure IV.4. la tension d'avalanche en fonction du niveau de dopage compris entre  $1 \cdot 10^{17}$  et  $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  respectivement pour deux matériaux à faibles bandes interdites, l'InGaAs adapté en maille sur InP, et l'InAs en supposant ici encore l'adaptation de maille.

Pour cette évaluation nous avons utilisé l'expression donnée par Sze et Gibbons établie pour des jonctions p-n abruptes en Ge, Si, GaAs et GaP:

$$V_{br} = 60 \left( \frac{E_g}{1,1} \right)^{3/2} \left( \frac{N_{ep}}{10^{16}} \right)^{-3/4}$$

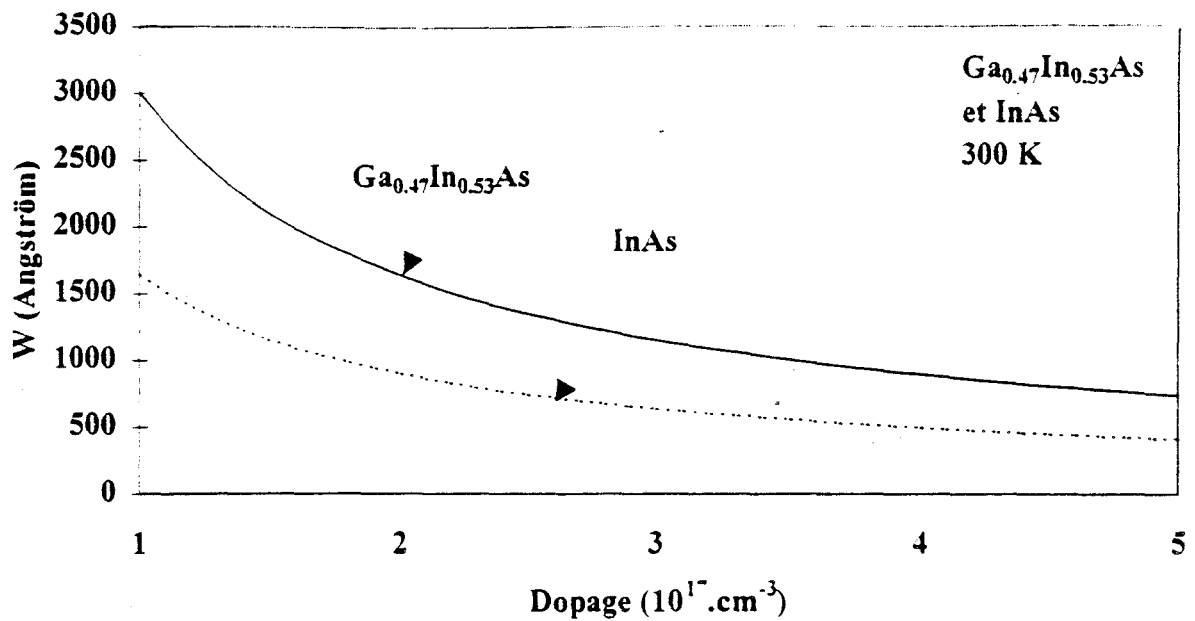


Figure IV.5: Longueur de la zone désertée en fonction du dopage obtenue lorsque l'on polarise la structure de  $V_b$

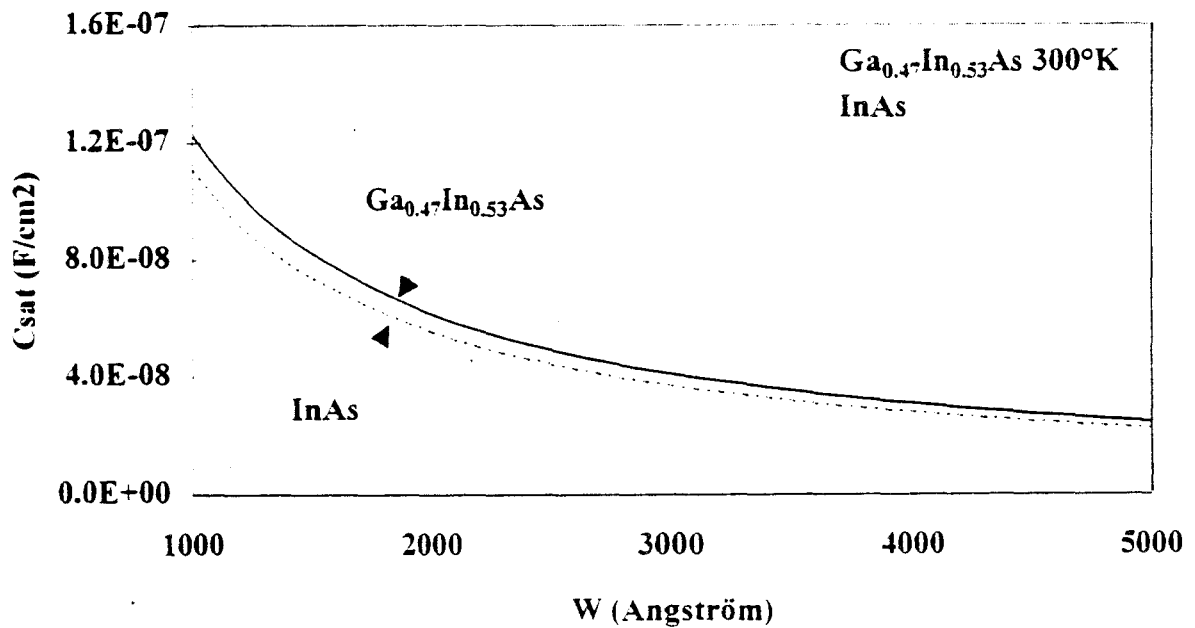


Figure IV.6: Evolution de la valeur de la capacité de saturation avec la longueur de la zone désertée

déjà présentée dans le chapitre II.

Dans cette expression  $E_g$  est l'énergie de la bande interdite exprimée en eV,  $N_{\text{épi}}$  est le dopage de la zone semiconductrice, désertée sous l'action de la tension externe, exprimé en  $\text{cm}^{-3}$ .

Conformément à la discussion précédente, les tensions sont bien inférieures à la valeur critique de 10 V précédemment mentionnée. Pour un matériau InGaAs, la tension d'avalanche est de 6 V à  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , elle n'est plus que de 3 V à  $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

On constate qu'en dépit des hypothèses extrêmement simplificatrices, la valeur de 6 volt correspond bien à celle relevée expérimentalement. Par ailleurs une étude fine sur des jonctions p-n a également été reportée pour ce même matériau avec des niveaux de dopage variant entre quelques  $10^{15}$  et  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  [3]. Cette étude confirme également des valeurs proches de 6 Volt pour un niveau d'impureté de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  validant l'approche simplifiée utilisée dans ce travail.

Ces études sur les tensions de claquage font actuellement l'objet au sein de l'équipe d'un effort de caractérisation systématique visant à différencier effet tunnel et claquage par avalanche [4]. L'équation précédente peut également être utilisée pour l'InAs et l'on constate que les diminutions des tensions de seuil sont ici très importantes avec des tensions critiques inférieures à 1 Volt dès que le niveau de dopage excède  $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

A la vue de ces estimations on constate qu'il se révélera de plus en plus difficile de concevoir des diodes à niveau de dopage élevé pour des matériaux de faible gap, certes garant de mobilités élevées mais toutefois limités par les seuils de tension admissibles. Une voie tout à fait prometteuse concernera la mise en série des diodes sur laquelle nous allons revenir dans le paragraphe suivant mais avant, il nous paraît important d'évaluer la largeur de déplétion maximale et donc la capacité de saturation en fonction du niveau de dopage.

Ici encore, l'analogie avec les diodes Schottky ou simple jonction p-n est fructueuse et l'on peut en première approximation supposer qu'en valeur relative, la modulation ou la variation de  $w$  se fait en  $1/\sqrt{N_D}$ . Donc dans ces conditions, la valeur maximale de  $w$  correspondant à la capacité en saturation peut s'écrire:

$$w_{Max} = \sqrt{\frac{2\varepsilon.V_b}{q.N_D}}$$

où  $V_b$  est la tension de claquage par avalanche précédemment définie.

Sur la figure IV.5., nous avons tracé toujours pour le couple de matériau ( $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ , InAs) la longueur de la zone désertée obtenue à la tension  $V_b$  en fonction du niveau de dopage. Répercuté sur les valeurs de la capacité de saturation par une simple formule de type condensateur plan, ces variations donnent les allures reportées sur la figure IV.6. en fonction de  $w$ .

On constate que l'augmentation du niveau de dopage se traduit par une dégradation du rapport  $C_0/C_{\text{sat}}$  avec toutes les conséquences précédemment évoquées, résultant de

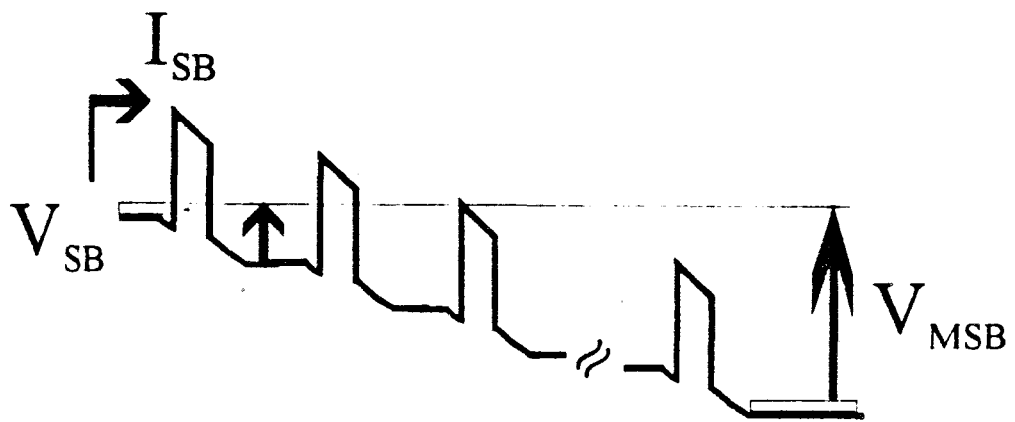


Figure IV.7: Allure du profil de potentiel d'une structure Multiple SB (notée MSB) mettant en jeu plusieurs Simples Barrières (SBV)

l'augmentation de la capacité  $C_{\text{sat}}$ . En fait, il apparaît relativement difficile d'augmenter conjointement la capacité maximale  $C_0$  pour maintenir un rapport constant dans la mesure où elle est largement tributaire de l'épaisseur du matériau à grande bande interdite. Par contre, dans cette discussion, nous n'avons pas inclus les problèmes de résistance série. On peut raisonnablement attendre une diminution à dopage croissant, ce qui est bénéfique en terme de résistance parasite.

Cette analyse des phénomènes de saturation de courant nous a montré la voie pour l'amélioration des performances par une augmentation du niveau de dopage, cette modification n'étant pas sans effet sur les valeurs de tensions critiques et le rapport de capacité. Une manière particulièrement élégante pour résoudre ces problèmes concerne la mise en série des composants qui n'est pas une idée nouvelle mais qui par contre se révèle particulièrement bien adaptée au cas des structures SBV.

## 1.2. MISE EN SERIE DE DIODES SBV

Les avantages liés à la mise en série de composants de type varactor sont illustrés sur la figure IV.7. et peuvent se résumer de la façon suivante:

- La tenue en tension est améliorée car la tension globale est  $n$  fois la tension correspondant à une seule diode élémentaire de type SBV.
- La capacité est diminuée avec une capacité totale divisée par le nombre de structures élémentaires.

Par conséquent, globalement, le composant présente un niveau d'impédance plus élevé.

Si l'on tire parti de cette diminution de capacité pour fabriquer des composants de sections plus importantes conservant par ce biais le niveau d'impédance, on constate que l'on obtient deux facteurs d'amélioration: d'une part sur la tenue en puissance avec une puissance délivrée au niveau de  $n$  composants mis en série  $n^2$  fois plus importante que celle d'un composant élémentaire, d'autre part, l'augmentation de la section du composant proportionnellement à  $n$  (validant un courant  $n$  fois plus grand) se traduit par une diminution de la résistance série [5].

Pour tester cette idée sur les simples barrières, nous avons testé des composants correspondants décrits sur la figure IV.8. Pour cet exemple, deux motifs élémentaires ont été mis en série sur une même épitaxie. La barrière de potentiel fait intervenir un motif du type

GaInAs	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	5000 Å
GaInAs	$10^{17} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å
GaInAs	non intentionnellement dopé	50 Å
AlInAs	non intentionnellement dopé	50 Å
AlAs	non intentionnellement dopé	30 Å
AlInAs	non intentionnellement dopé	50 Å
GaInAs	non intentionnellement dopé	50 Å
GaInAs	$10^{17} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å
GaInAs	non intentionnellement dopé	50 Å
AlInAs	non intentionnellement dopé	50 Å
AlAs	non intentionnellement dopé	30 Å
AlInAs	non intentionnellement dopé	50 Å
GaInAs	non intentionnellement dopé	50 Å
GaInAs	$10^{17} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å
GaInAs	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	5000 Å
InP	substrat Semi-Isolant	

*Figure IV.8: Structure de diodes empilées GaInAs/AlInAs/AlAs/AlInAs/GaInAs sur InP*

AlInAs/AlAs/AlInAs non intentionnellement dopé pour bloquer efficacement toute composante parasite de courant, que ce soit par injection thermoïonique ou par effet tunnel assisté thermiquement.

On retrouve de part et d'autre de cette hétérostructure des zones d'espaceur de 50 Å permettant de se préserver de la diffusion des espèces dopantes introduites dans la région semiconductrice où s'effectue la modulation de capacité constituée par les couches InGaAs dopées à  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et d'épaisseur 3000 Å.

Par ailleurs, on note la présence de deux zones d'accès fortement dopées à  $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et d'épaisseur 5000 Å. Il nous semble important d'insister sur l'absence de ce type de couche dopée à plus de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  entre les deux couches élémentaires. En fait nous allons voir que le point milieu, bien que de tension flottante, peut se caler à des valeurs correspondant à la moitié de la tension totale si les barrières élémentaires et les zones adjacentes sont semblables.

En pratique, pour valider les idées précédentes, c'est-à-dire l'équi-répartition de la tension et la diminution de capacité, deux séries d'épitaxies ont été fabriquées.

L'une correspond à l'intégration sur un même substrat de deux motifs élémentaires conformément à la séquence de croissance de la figure IV.8. Ce motif sera référencé DHBV pour Dual Hétérostructure Barrière Varactor. L'autre ne présente qu'une seule barrière et sera noté SHBV pour Simple Hétérostructure Barrière Varactor.

La photographie IV.9 montre les caractéristiques courant-tension pour les deux types de composants SHBV et DHBV.

Nous avons fabriqué, pour mesurer ces caractérisations statiques, des composants avec des procédés technologiques simplifiés permettant la mesure des courbes  $I(V)$  et  $C(V)$  directement sous pointes. Ils ont été fabriqués à l'aide de trois niveaux de masques en photolithographie, permettant de définir des mésas de grandes dimensions, plusieurs dizaines de micromètres de diamètre, surmontés et encadrés par deux contacts ohmiques dont l'écartement est adapté à celui des pointes hyperfréquences. Dans ces conditions, il n'est pas nécessaire de recourir à une technologie de type pont-à-air, simplifiant notablement les procédés technologiques de mise en œuvre. Pour la gravure méso, des solutions chimiques de type  $\{\text{H}_3\text{PO}_4, \text{H}_2\text{O}_2, \text{H}_2\text{O}\}$  ont été utilisées tandis que les contacts ohmiques sont réalisés par des dépôts séquentiels Ni/Ge/Au/Ti/Au. La qualité de ces contacts est également vérifiée à l'aide d'un motif de test d'échelle de résistance implanté sur le même masque.

Pour l'exemple de la figure IV.9, le diamètre de méso est de 40  $\mu\text{m}$ . En tout premier lieu, on note une symétrie remarquable des caractéristiques relevées dans les deux sens de polarisation. Cette symétrie reflète la qualité de l'hétérostructure et atteste notamment de la très bonne morphologie des interfaces directes et inverses. En second lieu on peut voir que la barrière de potentiel joue entièrement son rôle en maintenant un niveau de conduction inférieur



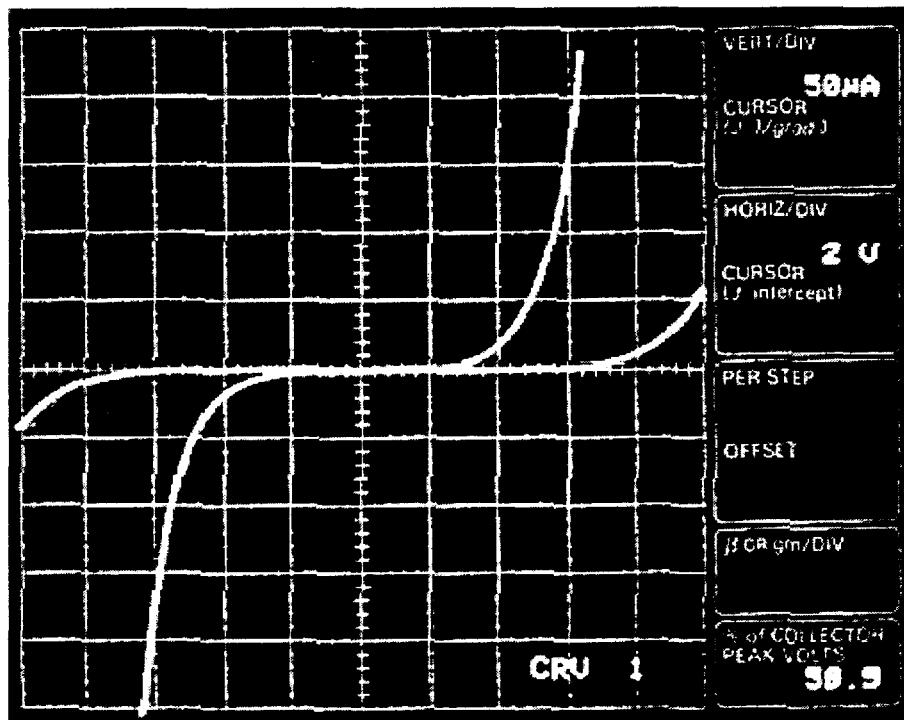


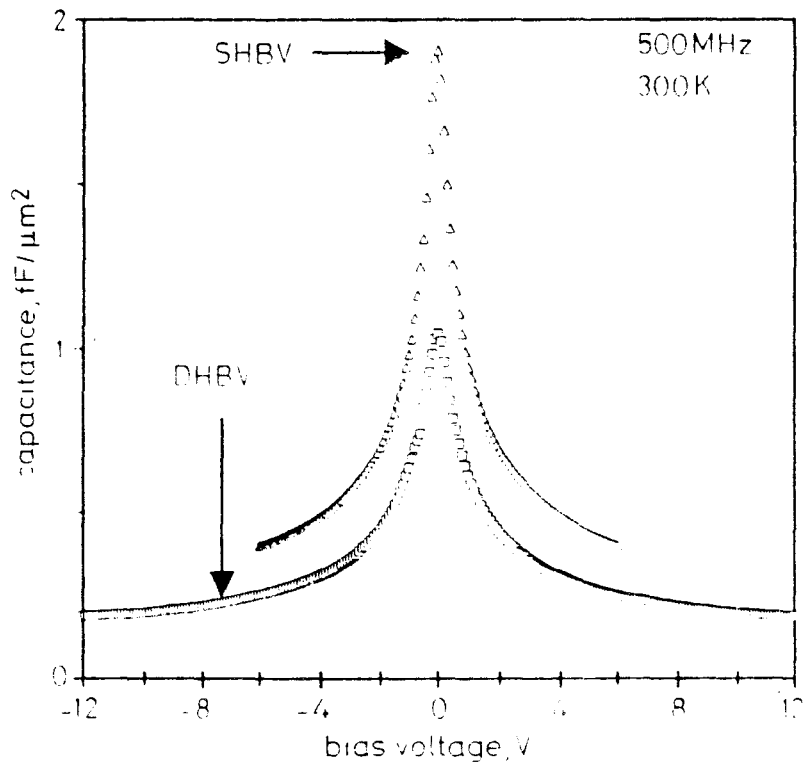
Figure IV.9: Comparaison des caractéristiques courant-tension pour deux types de structures SHBV et DHBV

à  $10 \text{ A/cm}^2$  jusqu'à une tension de 6 Volt pour les SHBV et deux fois cette valeur pour les DHBV en accord avec l'hypothèse d'une tension deux fois plus élevée consécutive à la mise en série. Des calculs très précis ont par ailleurs été effectués sur ces structures basés sur la résolution des équations de Poisson et de Schrödinger qui seront reportées dans une publication ultérieure [6]. Un très bon accord théorie-expérience a été trouvé. Sur la base de cet accord nous pensons que les mécanismes de conduction sont relativement purs dans la mesure où la probabilité de transmission quantique à travers et au dessus de la barrière de potentiel est correctement décrite sans impliquer de contribution de conduction assistée par défaut.

Les caractérisations de capacités ont été faites dans les mêmes conditions de mesures à la fréquence 500 MHz, à 300 K. Les résultats concernant ces caractérisations dynamiques sont reportées sur la figure IV.10. toujours pour les deux types de motifs. La capacité est ici normalisée par rapport à la section. On constate que la capacité  $C_0$  est proche de  $2 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$  pour une SHBV et de  $1 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$  pour une épitaxie de type DHBV conformément aux arguments développés précédemment. Ce niveau très faible de capacité démontre la très bonne aptitude de ces composants à fonctionner en très haute fréquence au delà de 300 GHz. En effet la valeur de 1 fF est tout à fait représentative des valeurs nécessaires pour satisfaire aux critères d'impédance à ces fréquences. En outre, on peut également concevoir un fonctionnement à beaucoup plus basse fréquence, typiquement 100 GHz, avec l'idée d'augmenter les niveaux de puissance délivrés par une augmentation de la section compatible avec le niveau d'impédance requis pour un fonctionnement à 100 GHz.

Si l'on s'intéresse aux capacités de saturation, elles diffèrent également d'un facteur deux avec une valeur limite de l'ordre de 0,2 fF obtenue à - 12 V et à + 12 V pour la DHBV. Ceci donne un rapport  $C_0/C_{\text{sat}}$  de l'ordre de 5, qui correspond aux meilleures valeurs publiées dans la littérature [7].

Il reste à présent à estimer les fréquences de coupure. Dans ce but, il nous faut déterminer la résistance série globale qui, rappelons-le, fait intervenir différentes contributions, notamment les contacts et les accès. Pour le matériau de contact, sa détermination peut être faite expérimentalement à partir des motifs T.L.M. disponibles sur le masque. La valeur mesurée, normalisée par rapport à la surface est proche de  $2 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$ , donc, particulièrement faible. Ce bon résultat en terme de résistivité s'explique par le niveau de dopage et l'utilisation du GaInAs; nous avons déjà eu l'occasion d'insister sur ses propriétés. Pour les autres contributions, nous pouvons les estimer à partir des données du matériau. Ainsi, pour la résistance correspondant à la zone désertée, on trouve des ordres de grandeurs similaires par un simple calcul du type:  $R \cdot S = \frac{L}{\sigma}$  avec L, la longueur de la zone dopée  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $\sigma$ , la conductivité du semi-conducteur employé, InGaAs dans notre cas.



*Figure IV.10: Comparaison des caractéristiques capacité-tension mesurés à 500 MHz pour les deux types de structures SHBV et DHBV*

Avec ces estimations, on trouve une fréquence de coupure de 6 THz au minimum pour un composant de type SHBV. Même si cette fréquence de coupure ne reflète pas l'ensemble des mécanismes limitatifs puisque nous avons vu que les phénomènes de saturation en courant vont intervenir à plus basses fréquences, il nous semble intéressant de noter que ce résultat est cependant très encourageant en terme de rendement de conversion. En effet, on peut montrer que celui-ci est d'autant plus élevé à la fréquence de travail que le rapport entre la fréquence de pompe et la fréquence de coupure est élevée.

Avant de clore cette partie de prospective avec un premier résultat sur un empilement de deux barrières, il nous semble intéressant de signaler que cette idée d'intégration sur une même épitaxie peut aussi entraîner des répercussions favorables dans les phénomènes de saturation en courant. Nous essaierons par ailleurs de discuter des autres solutions possibles, notamment l'intégration planaire. Pour le premier point, l'intérêt de la mise en série peut se comprendre à partir de l'équation  $J_D = \frac{\varepsilon \cdot V(t) \cdot \omega}{L}$  donnée précédemment, donnant une formule approchée du courant de déplacement. Dans cette expression, intervient directement l'excursion alternative  $V(t)$  qui, pour une modulation à 100 %, correspond à la tension avant claquage. En empilant plusieurs motifs élémentaires, on réduit en conséquence l'amplitude de la tension alternative de la modulation, repoussant par ce biais la fréquence critique correspondant à une dégradation des rendements de conversion discutés auparavant.

Par ailleurs, la mise en série est une voie possible d'utilisation de composants de faible tension d'avalanche. Les structures InAs/AlSb entrent tout-à-fait dans cette catégorie avec des tensions de claquage de l'ordre du Volt.

A priori, face à une telle situation, il est possible d'envisager un empilement de dix cellules élémentaires portant ainsi la tension critique à 10 Volt, si la proportionnalité entre tension globale et tension élémentaire est parfaitement vérifiée. En fait, il faut un peu tempérer cet enthousiasme en se référant à la difficulté que représenterait la croissance d'une telle épitaxie. C'est particulièrement vrai pour les structures à base d'Antimoine, mais également vérifié pour les structures InGaAs/InAlAs/AlAs fabriquées par l'équipe d'Épitaxie par Jet Moléculaire (E.J.M.) pour ce travail.

A titre d'exemple, imaginons une série de 10 barrières sur la base des paramètres matériaux donnés sur la figure IV.8. Chaque motif élémentaire présente une épaisseur minimale de l'ordre de 3000 Å, ce qui porte l'épaisseur globale de la couche active à plus de 3 µm. En incluant les zones de contact qui correspondent à environ 1 µm, on conçoit difficilement d'assurer la constance des flux moléculaires et plus généralement de stabiliser les conditions de croissance sur une période de croissance de plus de quatre heures en supposant des procédés sans interruption de croissance à la vitesse de 1 µm/heure. De plus il s'avère très difficile de maintenir l'adaptation de maille sur l'ensemble de la structure.

De tout évidence, il faut réserver ce type de solutions à des structures visant les très hautes fréquences avec des zones désertées réduites en conséquence.

Dans le cas inverse, il reste une autre possibilité qui n'a pas été jusqu'ici évoquée dans ce travail et qui consiste à combiner intégration planaire et épitaxiale. L'idée est simple et consiste à connecter, soit par la couche enterrée InGaAs, soit par un pont-à-air, des composants élémentaires accolés. A la limite, on peut concevoir une architecture de type matricielle où chaque composant ne verrait qu'une partie de la puissance de pompe à transposer en fréquence.

C'est une des perspectives d'avenir qui nous semble des plus prometteuses, pour que l'on puisse disposer aux très hautes fréquences de puissances importantes, de l'ordre, voire supérieures au Watt.

Pour revenir à l'intégration planaire, cette solution a déjà été utilisée avec succès pour "symétriser" les caractéristiques  $C(V)$  d'une diode Schottky. En effet, deux diodes Schottky placées tête-bêche vont interdire la conduction dans les deux sens de polarisation et l'on pourra par ailleurs moduler la capacité en respectant la symétrie.

Il faut bien voir cependant qu'en aucun cas, on ne bénéficiera des critères d'intégration épitaxiale mis en évidence pour la SBV car il n'y a pas équi-répartition de la tension sur chaque composant. Ainsi, en polarisation inverse limite, seul l'un des composants présente une zone de désertion étendue synonyme de faible capacité, alors que l'autre, en situation de polarisation directe, présente une capacité élevée. Il en sera de même pour l'autre sens de polarisation. Pour la tenue en tension, le raisonnement est identique avec asymptotiquement chaque composant supportant l'ensemble de la tension.

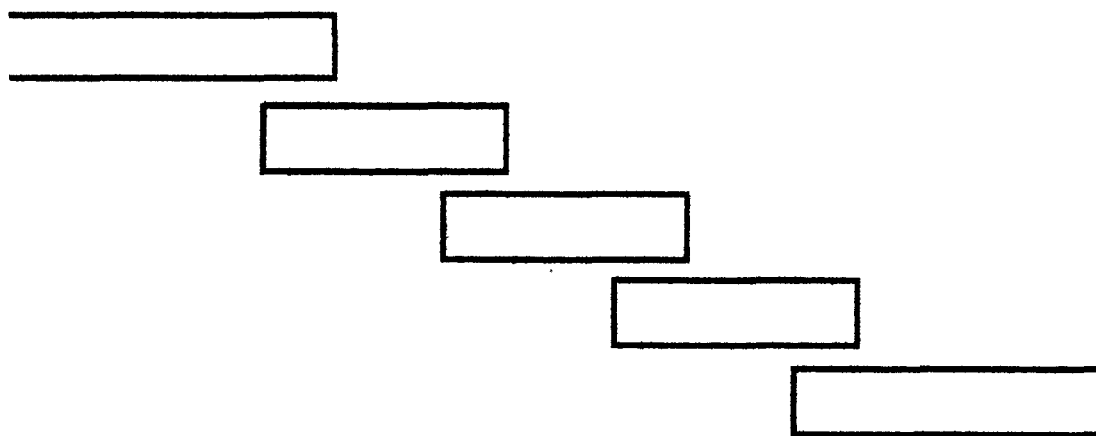
## 2. FILTRAGE

### 2.1. MOTIVATIONS

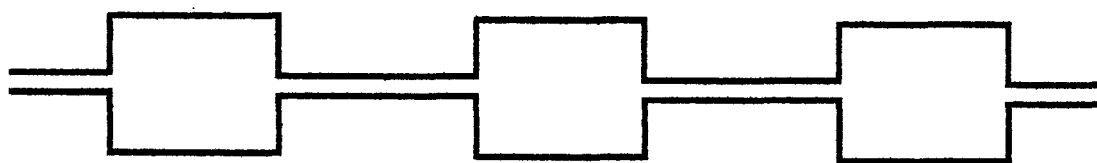
Nous avons démontré au chapitre précédent un certain nombre de propriétés des lignes de propagation sur membrane, notamment l'absence de dispersion et des conditions de faibles pertes compatibles avec un fonctionnement en très hautes fréquences. Le prolongement direct de ce travail est certainement l'étude de structures de filtrage, dans la mesure où celles-ci associent différentes sections de lignes. On trouve dans la littérature plusieurs articles reportant des mesures sur des motifs de filtrage [8][9][10]. Elles ont été réalisées sur des membranes



(a): résonateur simple



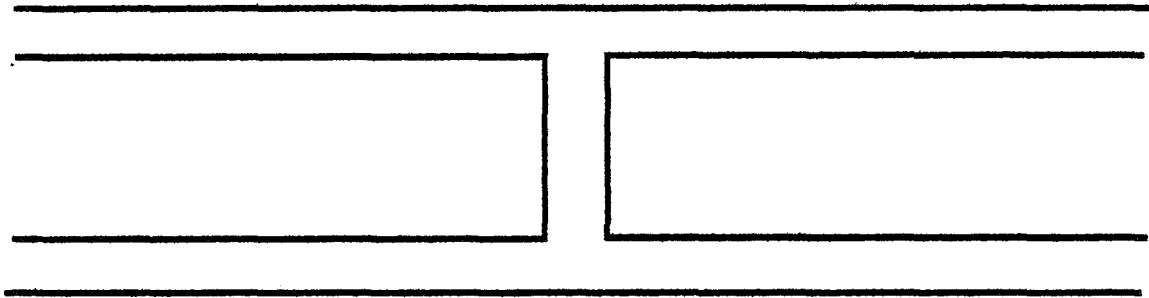
(b): couplage capacitif



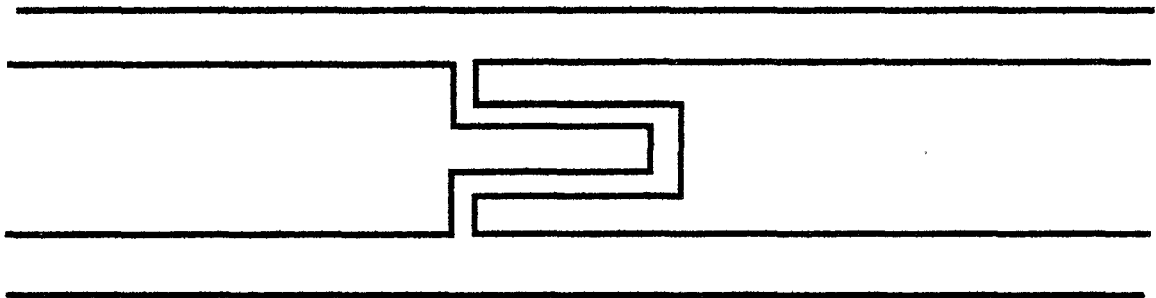
(c): couplage inductif



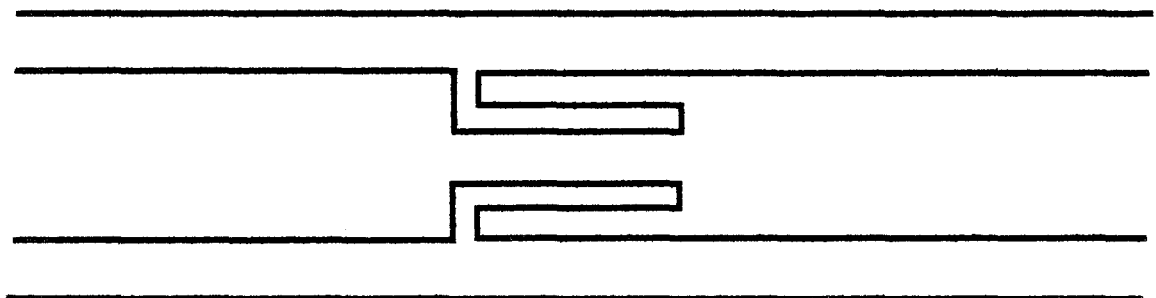
Figure IV.11: Filtres en technologie microruban



*(a): Coupure dans le conducteur central*



*(b): stub ouvert*



*(c): continuité électrique du conducteur central*

*Figure IV.12: Solutions pour des filtres en technologie coplanaire*

diélectriques sur Silicium et pourront nous servir pour faire une première comparaison théorie-expérience.

Fondamentalement, un filtre est constitué d'une section de ligne qui se comporte comme un résonateur, modulant ainsi sélectivement la transmission de l'onde hyperfréquence. Cette propriété a déjà été vue pour les simples lignes de transmission considérées dans ce travail, avec la présence de maxima dans l'évolution de  $S_{ij}$ ,  $i \neq j$ . Néanmoins, la résonance est très large bande, car le coefficient de qualité externe est faible. Un filtre idéal peut être large bande également, mais dans la mesure du possible, il doit présenter une réjection beaucoup plus abrupte des fréquences indésirables tout en maintenant un niveau de pertes le plus faible possible pour des fréquences situées dans la bande passante.

En conséquence, et cette nécessité est parfaitement connue dans la synthèse des filtres, un tel gabarit ne peut être obtenu qu'en couplant plusieurs sections résonnantes. Également par référence au chapitre précédent, l'onde hyperfréquence se réfléchissait compte-tenu des discontinuités introduites aux extrémités des lignes. Généralement, pour un système de filtrage fonctionnant en hautes fréquences, on introduit une coupure sur la ligne de propagation, bénéficiant ainsi d'un couplage capacitif.

Ces premiers éléments d'information sont illustrés sur la figure IV.11 en technologie microruban avec en IV.11.a, un simple tronçon assurant la résonance de la transmission, et en IV.11.b, un circuit incorporant plusieurs éléments couplés capacitivement. Théoriquement, il est possible également d'assurer la fonction de filtrage par la mise en série de lignes respectivement de hautes et faibles impédances. Cette dernière solution est illustrée sur la figure IV.11.c où les lignes inductives (métallisation rétrécie) correspondent aux lignes de haute impédance. Pour une technologie coplanaire, il est souvent préférable d'éviter au mieux toute rupture abrupte du conducteur central.

Sur la figure IV.12, nous avons reporté trois possibilités qui existent à l'heure actuelle concernant le couplage entre résonateurs ou lignes extérieures avec en IV.12.a une simple coupure de conducteur, en IV.12.b un motif interdigité référencé dans la littérature comme circuit de type stub ouvert, et enfin en IV.12.c la solution duale qui consiste à maintenir la continuité du conducteur central en vue, par exemple, d'assurer une polarisation continue. Nous allons dans ce qui suit reporter les premiers éléments d'un travail concernant la synthèse des filtres sur membrane. Idéalement, compte-tenu de la relative complexité des structures, cette synthèse passe par l'utilisation de logiciels de C.A.O. (Conception Assistée par Ordinateur) électromagnétiques avec notamment des logiciels de Hewlett Packard HFSS (High Frequency Structure Simulator). Rappelons cependant que ce logiciel, en permettant de résoudre les équations de Maxwell dans toutes les directions de l'espace (logiciel 3D) demande en conséquence un espace mémoire et des temps de calcul souvent incompatibles avec un but d'optimisation. Face à ce problème, nous avons décidé de nous en servir comme "garde fou" dans l'établissement d'un schéma équivalent pour la structure élémentaire de type stub ouvert.



Fig.a

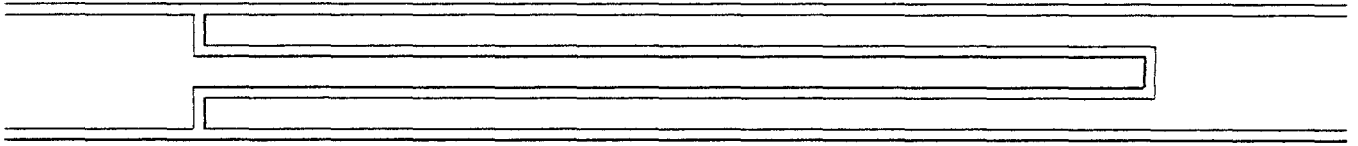


Fig.b

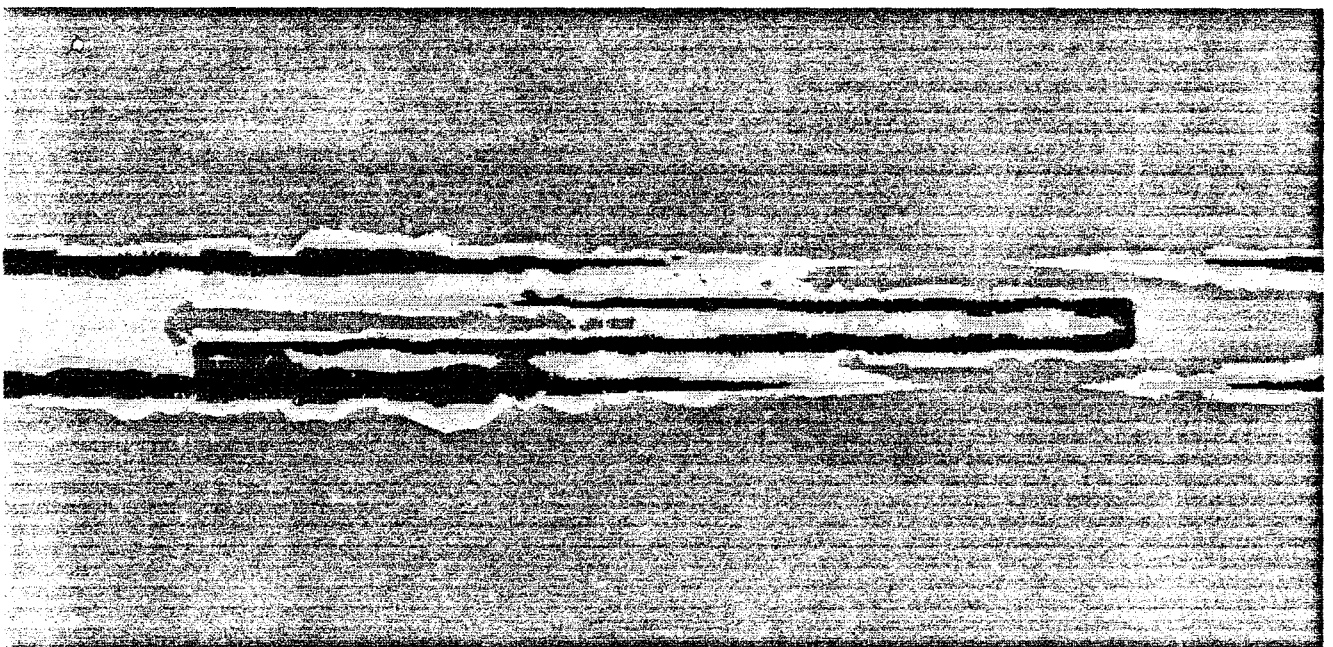
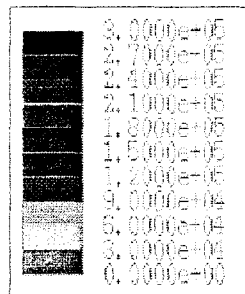


Figure IV.13: Répartition du champ électrique dans les plans de métallisation (fig.b)  
pour la structure stub ouvert schématisée fig.a

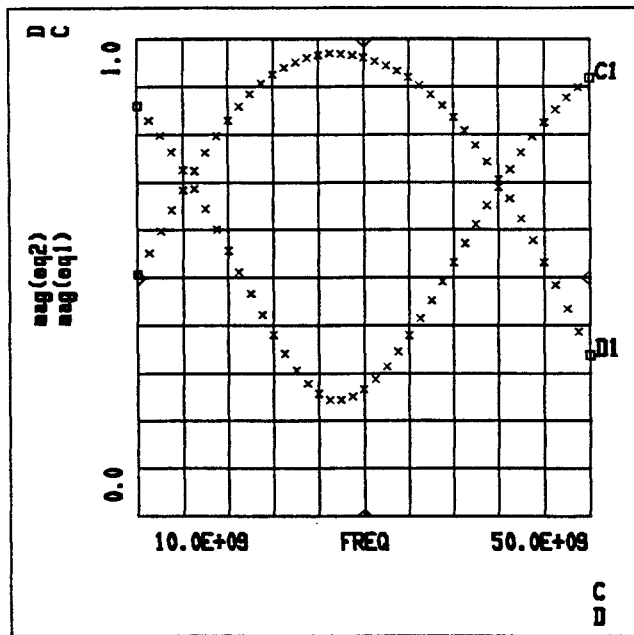


Figure IV.14: Amplitude des éléments de la matrice de répartition du stub ouvert entre 10 et 50 GHz

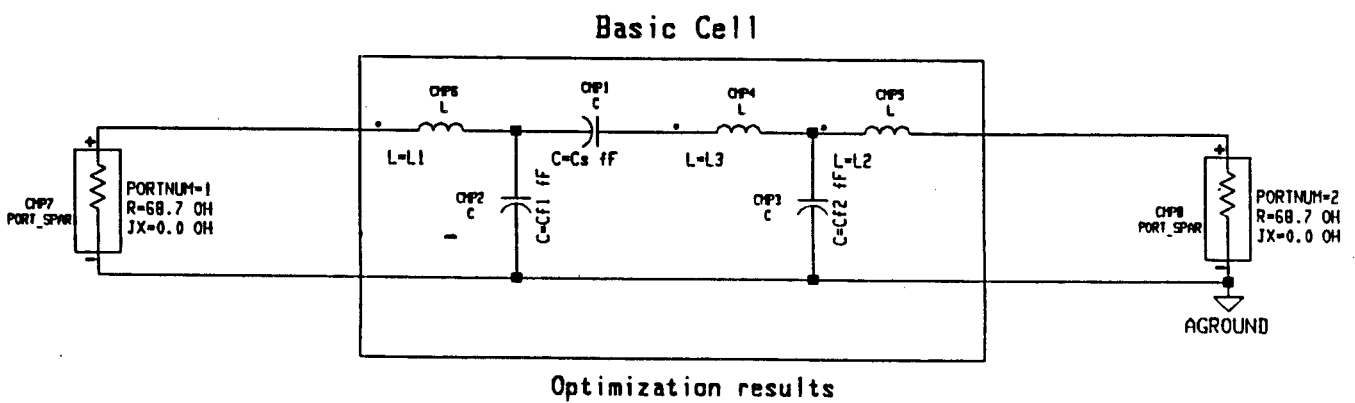


Figure IV.15: Circuit équivalent d'un stub ouvert simulé par HFSS

A titre d'illustration de ces possibilités, nous présenterons un exemple de simulation sur un filtre complet, par ailleurs fabriqué à l'Université du Michigan, nous permettant ainsi d'effectuer une comparaison théorie-expérience.

## 2.2. SYNTHÈSE DES FILTRES SUR MEMBRANE

### 2.2.1. SIMULATION PAR HFSS D'UN STUB OUVERT

Rappelons que le milieu de propagation est un milieu composite avec la membrane, l'air, et les pistes métalliques. En toute rigueur, nous devrions rendre compte de la structure réelle. Cependant, on se heurte au problème du rapport très défavorable entre l'épaisseur de la membrane ( $1\mu\text{m}$ ) et les dimensions latérales de la structure métallique (plusieurs dizaines de micromètres). En conséquence, il peut s'avérer judicieux de tourner cette difficulté en supposant un milieu équivalent d'un point de vue permittivité moyenne. On peut s'attendre à ce que les lignes de champ ne se referment pas exactement de la même façon, mais par contre il est possible de décrire correctement les caractéristiques de l'onde électromagnétique, notamment sa longueur d'onde dont les sous-multiples doivent être comparables à la dimension du stub.

Sur la figure IV.13.b, nous avons reporté la répartition du champ électrique pour une structure de type stub ouvert conformément aux cotes représentées en figure IV.13.a. La longueur du stub est de  $2500\mu\text{m}$ , l'écartement des lignes est partout de  $30\mu\text{m}$ . Le conducteur central mesure  $300\mu\text{m}$  de large, tandis que les plans de masses font  $700\mu\text{m}$  de large. La fréquence correspondant à ce résultat est la fréquence de résonance. Les classes d'intensité de champ électrique sont données sur la figure.

On constate que le champ électrique est uniformément réparti, même aux extrémités. Le logiciel HFSS permet à partir de ces résultats de calculer les paramètres de la matrice de répartition  $S_{ij}$  pour toutes les fréquences qui nous intéressent. Un exemple de résultat dans la bande de fréquence 10-50 GHz est donné sur la figure IV.14. avec l'amplitude des éléments de matrice complexe. On observe comme attendu un effet de résonance dans le coefficient de transmission  $S_{12}$  qui passe par un maximum pour une fréquence de l'ordre de 20 GHz. De la même façon on observe un minimum dans l'évolution de  $S_{11}$  ( $=S_{22}$ ).

A ce stade de l'analyse et conformément à l'étude précédente, nous avons cherché à décrire le circuit élémentaire constitué par le stub ouvert en technologie coplanaire à l'aide d'un schéma équivalent considéré dans le paragraphe suivant, en utilisant par ailleurs les codes d'optimisation du logiciel MDS (Microwave Design System).

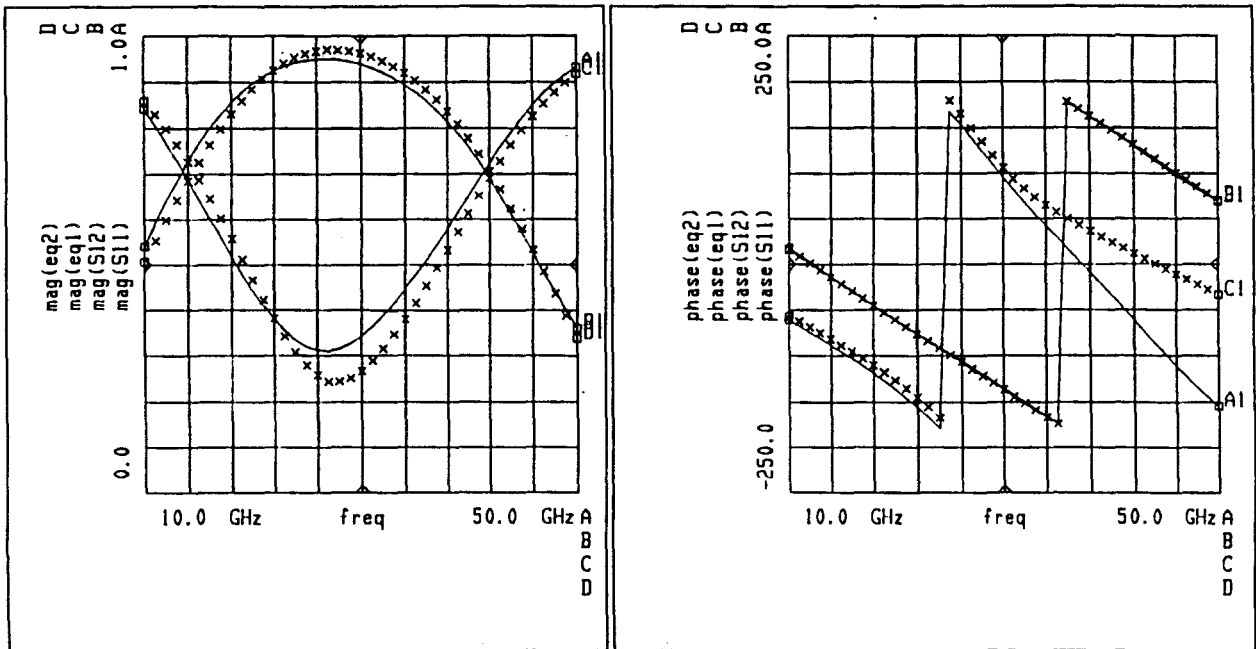
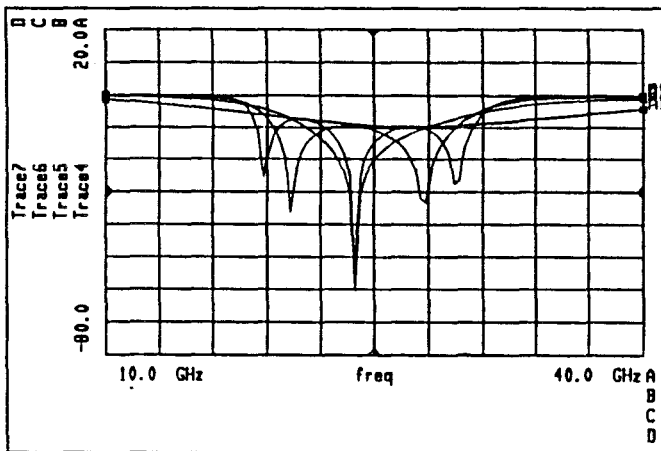
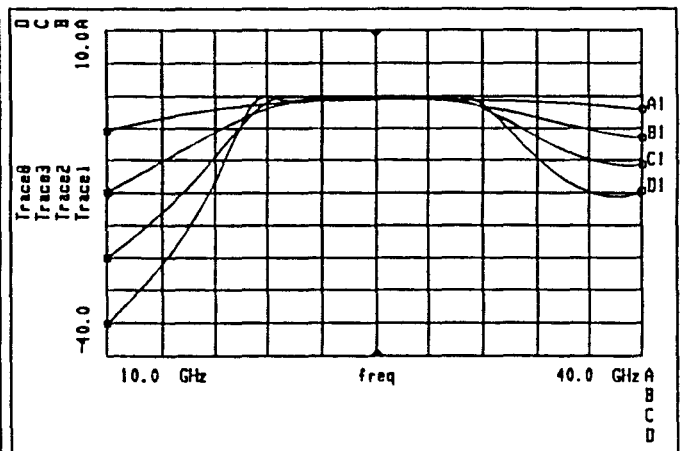


Figure IV.16: Comparaison des paramètres  $S_{ij}$  calculés par HFSS (Croix) et par MDS (traits continus). Les modules et les phases de  $S_{12}$  et de  $S_{11}$  sont représentés respectivement à gauche et à droite

Dataset=DATASET  
Qualifier=77



Trace4=dB(one section..S(1,1))  
Trace5=dB(two section..S(1,1))  
Trace6=dB(three section..S(1,1))  
Trace7=dB(four section..S(1,1))



Trace1=dB(one section..S(2,1))  
Trace2=dB(two section..S(2,1))  
Trace3=dB(three section..S(2,1))  
Trace8=dB(four section..S(2,1))

Figure IV.17: Coefficients de transmission

Figure IV.18: Coefficients de réflexion

Les tracés sont donnés pour des filtres de une à quatre sections

### 2.2.2. SIMULATION PAR M.D.S.

Différents schémas équivalents peuvent être proposés pour décrire la fonction de filtrage de stub ouvert. Pour ce travail, nous avons utilisé le schéma visualisé sur la figure IV.15. On note la possibilité d'une résonance série mettant en jeu les éléments CMP1, CMP4 [8]. Par ailleurs, il y a raccordement du circuit extérieur par les éléments CMP6 et CMP5 et connexion à la ligne de masse par les capacités CMP2 et CMP3.

La détermination précise de ces éléments se fait par itération en comparant systématiquement les valeurs théoriques déterminées à l'aide du logiciel HFSS et celles que le logiciel MDS calcule par analyse du circuit à constante localisée. Les générateurs d'entrée et de sortie ont une impédance interne purement réelle correspondant à l'impédance caractéristique de la ligne. Pour le cas qui nous intéresse, cette résistance est de  $68,7 \Omega$ .

La figure IV.16. montre la comparaison entre les deux types de calcul HFSS repéré par des croix, et MDS en traits continus pour la structure élémentaire considérée jusqu'ici. Les valeurs des éléments localisés obtenues en fin de procédure d'optimisation sont regroupées dans le tableau 1. On constate que l'accord sur les modules comme sur les phases est excellent avec une bonne description des maxima dans l'amplitude de  $S_{ij}$  et des sauts de phases. La résonance peut aussi être étudiée à partir des sauts de phase mis en évidence sur la figure de droite. Le seul point peut-être négatif est la divergence observée sur la phase calculée par HFSS en hautes fréquences.

Il s'agit à présent d'utiliser le schéma équivalent d'une cellule élémentaire pour prévoir la réponse fréquentielle du filtre en fonction du nombre de sections. Ce travail est illustré sur les figures IV.17. et IV.18 où nous avons reporté les résultats en dB en fonction de la fréquence (10-40 GHz) des coefficients de transmission figure IV.17 et de réflexion figure IV.18. Pour le tracé IV.17.1., correspondant à une seule section, on retrouve le caractère très peu sélectif de la résonance mis en évidence auparavant. L'ajout d'une seconde section au filtre améliore sensiblement la réjection des signaux en dehors de la bande passante avec un signal à -30 dB pour une fréquence de 10 GHz. Cette amélioration se poursuit pour l'adjonction de sections supplémentaires qui permettent de former progressivement le gabarit du filtre.

Le tracé des coefficients de réflexion met en évidence le rapport entre le nombre de sections et la bande passante, avec l'augmentation du nombre de pics observables dans le coefficient de réflexion, et des pertes en réflexion variant entre -30 et -60 dB dans les cas les plus favorables.

L'exemple formel pris ici à titre d'illustration montre qu'il est tout à fait possible d'utiliser les membranes à des fréquences relativement faibles puisque la fréquence centrale visée correspond à des équipements du Centre National d'Etudes Spatiales (CNES)\*.

Cependant, nous n'avons pas pu chiffrer le niveau de perte métallique qui devrait être maintenu à des niveaux faibles. De la même façon, les pertes par radiation n'ont pas été prises en compte et il faudrait très certainement à l'avenir trouver des moyens de les évaluer, que ce soit expérimentalement ou théoriquement. Il reste un problème également lié à l'encombrement d'une telle structure. Dans le cahier des charges initial, l'équipementier souhaite un encombrement minimal avec pour limite supérieure le centimètre. Pour cette gamme de fréquence et en jouant sur l'utilisation de membranes, il est certain que cette contrainte est difficile à respecter. En effet, dans le chapitre précédent, nous avons démontré l'existence d'ondes se propageant pratiquement à la vitesse d'une onde électromagnétique dans le vide. En conséquence, la longueur d'onde caractéristique est aussi celle du vide et donc de l'ordre du centimètre en gamme centimétrique. Ainsi, même si l'on travaille en sous-multiple de la longueur d'onde ( $l_{stub} = \frac{\lambda_g}{4}$ ) la nécessité de mettre en série les motifs élémentaires conduit très rapidement à des longueurs non négligeables incompatibles avec un encombrement réduit. Cet aspect qui constitue un point de butée pour les applications basses fréquences peut se révéler un avantage aux fréquences supérieures à 100 GHz, c'est à dire dans le haut de la gamme millimétrique et a fortiori en gamme d'onde submillimétrique. Sur la base de cette discussion nous proposons dans le paragraphe suivant de considérer la simulation d'un filtre à 250 GHz.

### 2.3. SYNTHÈSE D'UN FILTRE A 250 GHz

Les considérations précédentes concernant la conception du filtre restent valables et rappelons que l'un des avantages essentiels est le maintien d'une propagation monomode et la minimisation des termes de perte au sens large; diélectrique, métallique et radiatives, qui sont les facteurs de motivation de ce travail. Par ailleurs, l'utilisation de circuits sur membranes trouve des applications extrêmement intéressantes dans les techniques quasi-optiques. Rappelons très brièvement que dans ce cas, la propagation de l'onde électromagnétique se fait dans l'espace libre avec à chaque extrémité de la chaîne d'émission-réception la possibilité de concentrer l'énergie électromagnétique à l'aide d'un cornet qui peut être traversé par une membrane. Le filtre étudié ici reprend le design de la référence [10]. Comme précédemment, il est constitué d'une succession de stubs ouverts qui ont été étudiés par ailleurs de façon très exhaustive par D.F. Williams et S.E. Schwartz en ce qui concerne les substrats épais [11]. Le

---

\* Cette première étude a été effectuée dans le cadre de contacts avec cet organisme.

Fig.a

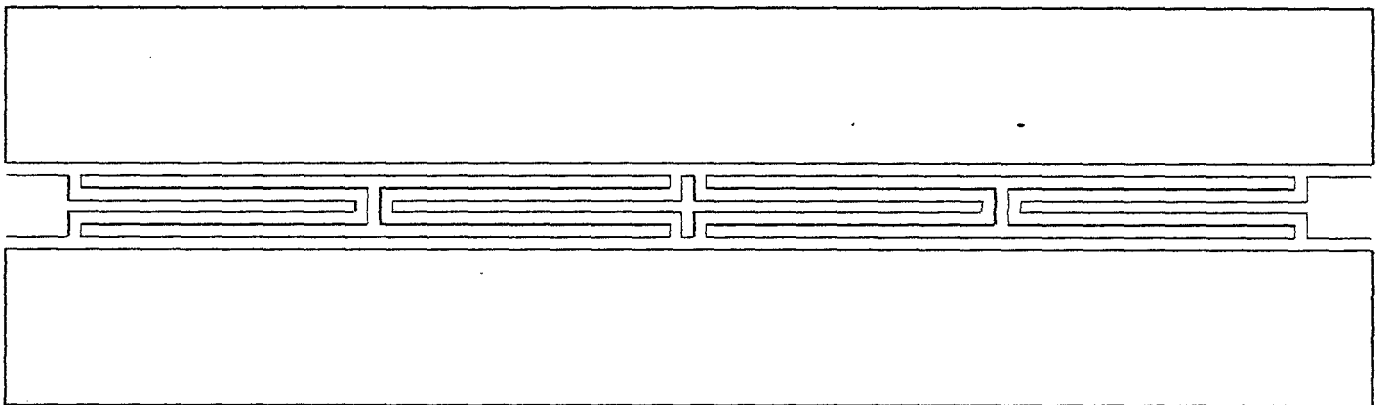


Fig.b

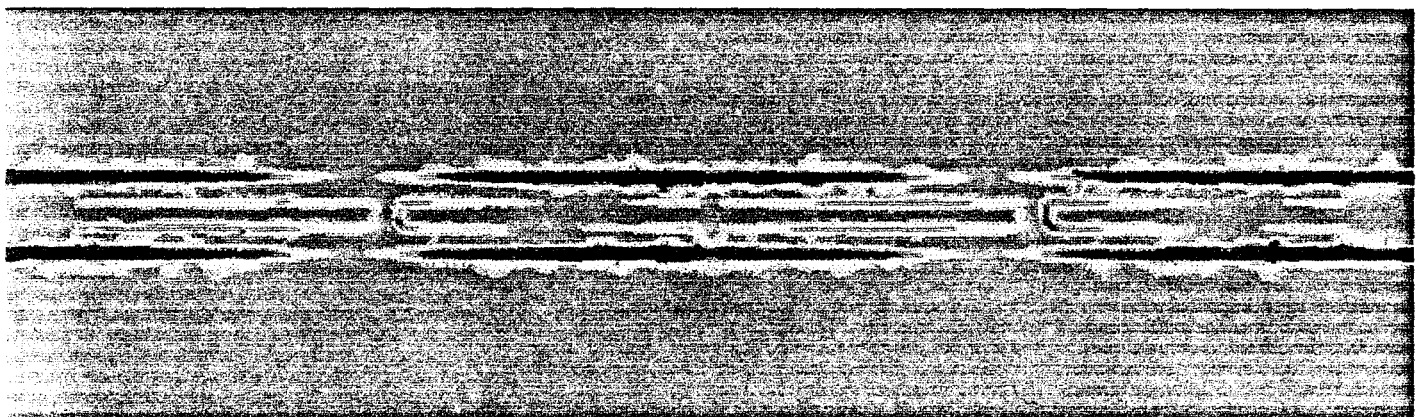
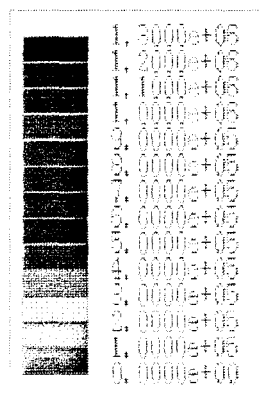


Figure IV.19: Répartition du champ électrique dans les plans de métallisation (fig.b) pour l'ensemble de la structure (fig.a) calculée par HFSS pour le filtre à 250 GHz

## 250 GHz Microshield Bandpass Filter

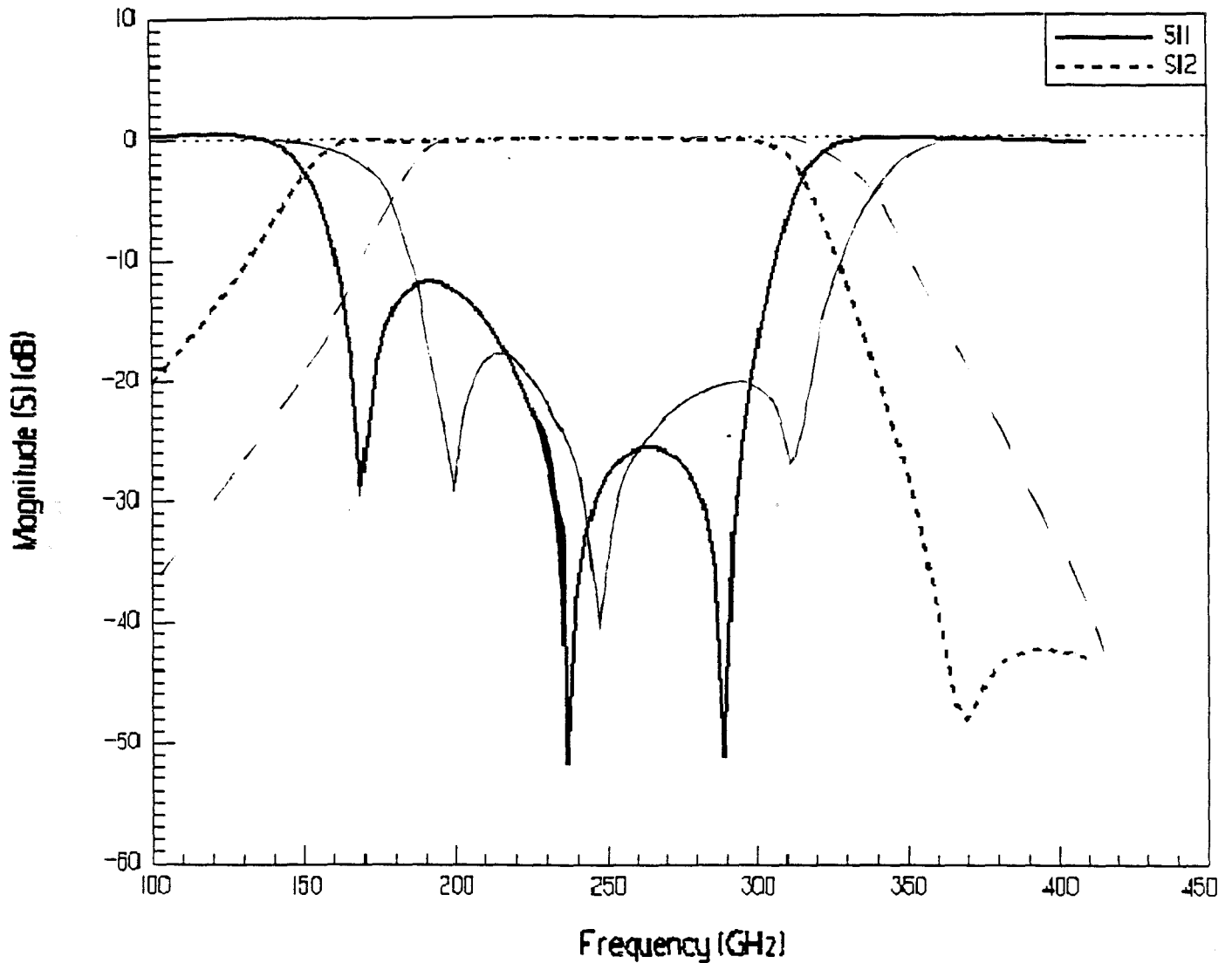


Figure IV.20: Réponse fréquentielle du filtre (Calcul par le logiciel HFSS avec  $S_{11}$  traits continus et  $S_{12}$  en traits pointillés) et comparaison avec les résultats calculés à l'Université du Michigan (en traits fins)



but visé est ici un filtre de bande passante extrêmement large, ce qui explique le couplage important entre les différentes sections qui sont ici au nombre de quatre.

En premier lieu nous sommes partis de ce schéma d'implantation pour déterminer la répartition de l'énergie électrique au sein de la structure. La figure IV.19. visualise la répartition de champ électrique dans le plan des métallisations pour l'ensemble de la structure calculée par logiciel HFSS. Ces calculs ont été faits sur station de travail HP715/75 et nécessitent typiquement 30 heures de calculs toujours dans l'hypothèse précédente d'un milieu moyen de très faible constante diélectrique proche de 1,1.

La réponse fréquentielle est donnée sur la figure IV.20. On obtient des allures identiques à celle précédemment calculée, avec un gabarit bien formé pour  $S_{12}$  et l'existence de pic de résonance dans l'évaluation de  $S_{11}$ . A titre de comparaison, nous avons également reporté quelques points de fréquences correspondant à la mesure expérimentale de ce filtre fabriqué sur substrat Silicium avec une structure tri-couche  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$  assurant le support de la membrane.

Enfin nous avons également tracé sur la figure IV.20 (en traits fins) les résultats théoriques calculés à l'université du Michigan dans l'équipe de Linda P.B. Katehi. On constate que les évolutions  $S_{ij}$  de la fréquence sont tout à fait comparables hormis un léger décalage en fréquence proche de 10 GHz de l'ensemble du gabarit du filtre. Nous n'avons pas actuellement d'explication claire concernant ce décalage, hormis peut-être l'hypothèse d'un milieu moyen qui se substitue au milieu de propagation composite diélectrique/air [12].

## CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons montré que l'association en série de composants élémentaires de type SBV sur une même épitaxie est une voie d'optimisation des plus prometteuses, non seulement pour les applications de puissance mais aussi pour les très hautes fréquences. Les idées essentielles sont l'augmentation de la tension de claquage résultant de l'équi-répartition de la tension totale sur chaque composant élémentaire, et la diminution du niveau de capacité suite à la mise en série des capacités. Ces propriétés ont été démontrées en fabricant deux séries de composants, dont l'une intégrant sur une même épitaxie deux motifs semblables à la première série. Dans ce cadre, des résultats à l'état de l'art ont été obtenus avec un rapport entre  $C_{\max}$  et  $C_{\min}$  de plus de cinq. La tenue en tension, critère essentiel dans les applications de puissance, a par ailleurs été améliorée d'un facteur deux conformément aux effets attendus avec un niveau de conduction limité à  $10 \text{ A/cm}^2$  pour une tension de 12 V. Quant à la capacité mesurée à l'équilibre pour deux diodes en série, elle est de l'ordre de  $1 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ . Dans ce contexte, différentes évaluations ont été proposées concernant les paramètres clefs que sont la tension de claquage par avalanche et les niveaux de résistance série.

Par ailleurs, nous avons essayé de donner les premiers éléments d'information concernant la synthèse de filtres sur membrane. On constate ici encore que ces structures sont plus particulièrement destinées aux applications très hautes fréquences, en règle générale supérieures à 100 GHz. Dans ce cas, c'est principalement l'absence de dispersion et des pertes restreintes aux contributions métalliques qui constituent le premier facteur de motivation. Ces propriétés ont été illustrées en considérant deux exemples de structures de filtrage à stub ouvert ayant des fréquences centrales respectivement de 20 GHz et de 250 GHz.

**BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV**

- [1] O. Tanguy, "Multiplicateurs de fréquence à hétérostructures III-V aux longueurs d'ondes millimétrique et submillimétrique", Thèse de l'Université de Lille, Juin 1995
- [2] T. W. Crowe, T. C. Grein, R. Zimmermann and P. Zimmermann, "Progress Toward Solid-State Local Oscillators at 1 THz", *IEEE Microwave and Guide Wave Letters*, vol.6, N°5, May 1996, pp 207-208
- [3] T. P. Pearsall, "Impact ionization rates for electrons and holes in  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ ", *Applied Physics Letters*, vol.36, N°3, 1st February 1980, pp 218-220
- [4] R. Havart, Thèse de l'Université de Lille, à paraître
- [5] A. Rahal, E. Boch, C. Rogers, J. Ovey and R. G. Bosisio, "Planar multi-stack quantum barrier varactor tripler evaluation at W-band", *Electronics Letters*, 9th November 1995, Vol.31, N°23, pp 2022-2023
- [6] E. Lheurette, Thèse de l'Université de Lille, 1996, à paraître
- [7] E. Lheurette, P. Mounaix, P. Salzenstein, F. Mollot and D. Lippens, "High performance InP-based heterostructure barrier varactors in single and stack configuration", *Electronics Letters*, 18th July 1996, Vol.32, N°15, pp 1417-1418
- [8] S. V. Robertson, L. P. B. Katehi and G. M. Rebeiz, "Micromachined W-Band Filters", *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. 44, N°4, April 1996, pp 598-606
- [9] N. I. Dib, L. P. B. Katehi, G. E. Ponchak and R. N. Simons, "Theoretical and Experimental Characterization of Coplanar Waveguide Discontinuities for Filter Applications", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique*, Vol.39, N°5, May 1991, pp 873-882
- [10] T. M. Weller, L. P. B. Katehi and G. M. Rebeiz, "A 250-GHz Microshield Bandpass Filter", *IEEE Microwave and Guide Wave Letters*, vol.5, N°5, May 1995, pp 153-155

- [11] D. F. Williams and S. E. Schwarz, "Design and Performance of Coplanar Waveguide Bandpass Filters", IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique, Vol.31, N°7, July 1983, pp 558-566
- [12] J. Carbonell, Thèse de l'Université de Lille, à paraître

## CONCLUSION GENERALE

Ce travail a été principalement axé sur la technologie qui est le dénominateur commun aux études menées d'une part sur les SBV et d'autre part sur les structures guides d'ondes coplanaires sur membrane.

De manière générale, nous avons constaté qu'il nous faut maîtriser un certain nombre de technologies souvent très différentes mettant en jeu les techniques d'évaporation sous vide, de dépôts et gravure par plasmas, ainsi que les procédés de micro-usinage chimique. Pour chacun de ces procédés, l'objectif a été d'obtenir une bonne maîtrise des techniques afin que l'on puisse l'utiliser dans la fabrication d'un composant complet. Cette démarche est complémentaire des études plus systématiques visant à l'optimisation d'un procédé particulier, et non d'un ensemble. Ces procédés ont été appliqués avec succès pour réaliser des composants à hétérostructures de type varactor dont les résultats sont à l'état de l'art, que ce soit en terme de contraste, en capacité, ou de tenue en tension. Ces résultats n'ont pu être obtenus que progressivement, en modifiant au fur et à mesure la structure en fonction des problèmes rencontrés. Pour cette optimisation, le recours à l'outil numérique de simulation des composantes de courant et des variations de capacité s'est avéré indispensable pour confirmer ou "infirmer" les idées sous-jacentes aux procédés d'optimisation.

Le système de matériaux InGaAs/InAlAs/AlAs épitaxié sur substrat InP nous semble être un bon choix. En effet, nous avons vu que la barrière contraintes AlAs/AlInAs remplit parfaitement son rôle de barrière bloquant même dans des conditions de fonctionnement à température ambiante. En fait, nous avons démontré que les seuils de conduction sont largement tributaires des phénomènes de claquage par avalanche dans les zones désertées. Face à cette situation, on se heurte au compromis entre forte tension d'avalanche et haute mobilité qui résulte directement du fait qu'il faille concilier une grande bande interdite pour minimiser les phénomènes d'ionisation par choc, avec l'obtention d'une masse effective équivalente relativement faible. En fait, il nous semble que l'application visée axée plus particulièrement sur la puissance, en favorisant les hautes fréquences, soit déterminante dans les critères de choix. Ainsi si l'objectif recherché est d'atteindre la fréquence du TéraHertz, on peut d'aller encore plus avant dans l'optimisation de la mobilité des matériaux. Dans ce but le système de matériau InAs/AlSb, épitaxié notamment sur substrat GaAs par croissance métamorphique, présente les critères essentiels, que sont une grande hauteur de barrière et une très faible masse effective pour les zones InAs où s'effectue la modulation de capacité. En revanche, on peut s'attendre à

une tension d'avalanche et donc à un seuil de conduction bien inférieur à celui mesuré dans ce travail pour des structures InGaSs/InAlAs/AlAs. Enfin, il faut aussi prendre en compte la maturité technologique de ce système, qui pour l'instant, fait encore l'objet d'études fondamentales en relation avec les méthodes de croissance et les technologies de fabrication des composants.

Pour des applications centrées sur la puissance, qui, à notre avis nous semblent être un des objectifs majeurs des études composants aptes à fonctionner aux longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques, un certain nombre de solutions ont été testées. Tout d'abord au niveau de chaque composant élémentaire, nous avons recherché à repousser systématiquement les limites du claquage pour un choix des niveaux de dopage compatibles avec des taux de modulation de la capacité importants. Dans l'état actuel des structures, il nous semble que des fonctions dans l'ensemble de la gamme millimétrique (30 GHz-300 GHz) soient envisageables. Ainsi, le dernier appel d'offre E.S.A. basé sur l'utilisation de diodes S.B.V. à 250 GHz avec un niveau de puissance délivré de l'ordre de 5 mW nous semble compatibles avec les performances des composants fabriqués au cours de cette thèse. Dans l'optique de fréquences plus élevées, avec notamment la fenêtre des 500 GHz située en gamme submillimétrique, nous nous heurtons au problème de la saturation en courant qui ne peut être surmontée, pour un système de matériaux donné, qu'en augmentant les matériaux de dopage. Face à cette difficulté, nous avons effectué une première évaluation des possibilités offertes par la mise en série de deux diodes élémentaires épitaxiées sur un même substrat, ont été conformes aux effets attendus avec un doublement de la tension admissible et un niveau de capacité réduit de moitié. Ce résultat nous semble particulièrement importante pour pallier nombre de limitations résultant directement de l'augmentation des niveaux de dopage. Par ailleurs, cette intégration verticale n'est pas incompatible avec une association matricielle des composants, toujours dans un objectif de puissance.

Pour les structures sur membrane, qui sont à notre connaissance parmi les premières structures fabriquées en Europe, un certain nombre de problèmes ont été résolus avec la démonstration d'ondes se propageant pratiquement à la vitesse d'une onde électromagnétique dans le vide et un niveau très faible de perte dominé par les composantes métalliques. A notre avis, il reste un problème de taille qui concerne l'adaptation entre les milieux de propagation sur substrats épais et ceux sur membrane. Face à ce problème résultant directement de la rupture d'épaisseur de substrat, qui se fait sur des distances très courtes, nous avons considéré plusieurs types de solutions qui, pour les meilleures, ont permis de réfléchir moins de un vingtième de la puissance incidente.

Ce premier travail expérimental sur les structures de propagation sur membrane a été complété par une première évaluation des performances des structures de filtrage. Il nous semble en effet que ce type d'applications soit le prolongement direct des études fondamentales des modes de propagation, dans une optique système de détection hétérodyne. Pour ces

systemes, il est impératif de filtrer les fréquences primaires et transposées. Compte-tenu de la nouveauté du sujet, les systèmes de simulations actuels se révèlent peu adaptés. La raison essentielle est le rapport d'aspect très défavorable entre dimensions latérales et verticales des structures composites. Pour contourner cette difficulté, nous avons introduit un milieu effectif moyen qui donne des premiers éléments d'information sur les conditions de résonance sans toutefois décrire de façon exacte la fermeture des chaps électriques et magnétiques. En revanche, l'analyse de circuits sur la base de schémas équivalents se révèle suffisante pour traiter les phénomènes de couplage et la formation des bandes passantes.

Le travail technologiques sur les membranes ne nous semble pas limité aux seules applications hyperfréquences. Par l'analyse des objets utilisés en microtechnologie, on constate que cette structure est essentielle aux même titre que les micropoutres [1] ou les microponts. Une idée particulièrement attrayante ou stimulante est d'étendre l'expérience acquise dans les techniques de micro-usinage volumique au cas des membranes semiconductrices. Un certain nombre de réalisations viennent d'être publiées par l'Université de Darmstadt [2] sur des systèmes GaAlAs/GaAs qui présente une sélectivité d'attaque due à la présence d'Aluminium. En ce qui nous concerne, l'équipe s'est engagée vers l'utilisation du système de matériaux GaInAs/InP [3][4] en complément des études menées dans ce travail.

## BIBLIOGRAPHIE DE LA CONCLUSION GENERALE

- [1] C. Seassal, J. L. Leclercq and P. Victorovitch, "Fabrication of InP-based freestanding microstructures by selective surface micromachining", *Journal of Micromech. Microeng.*, vol.6, 1996, pp 1-5
  
- [2] K. Mutamba, M. Flath, A. Vogt, A. Sigurdardottir, A. Dehé and H. L. Hartnagel, "Pressure sensors based on stress dependence of AlGaAs/GaAs RTD characteristics", *HETECH'96 Workshop, Villeneuve d'Ascq, 15-17 September, 1996*
  
- [3] P. Salzenstein, P. Mounaix, E. Lheurette, X. Mélique and D. Lippens, "Microtechnologie des composés III-V", 6<sup>ième</sup> Journée Nanotechnologie, Paris, 21 Novembre 1995
  
- [4] P. Mounaix, E. Lheurette, X. Mélique and D. Lippens, "Surface Micromachining of GaInAs/InP hetrostructures realised by selective wet etching", *1st Europe-Asia Congress on Mechanics, Besançon, 1-3 October, 1996*

