

50346  
1996  
284

N° d'ordre 1809

**THESE**

présentée à

**L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE**

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

Spécialité: Electronique

par



**Jérôme VAN DE CASTEELE**

**ETUDE ET REALISATION  
DE TRANSDUCTEURS OPTO-HYPERFREQUENCES  
SUR MATERIAUX III-V**

Soutenue le 2 Octobre 1996 devant la Commission d'Examen composée de:

E. Constant	Président (USTL)
D. Decoster	Directeur de Thèse (USTL)
J.P. Vilcot	Co-directeur de Thèse (USTL)
C. Rumelhard	Rapporteur (CNAM Paris)
A. Scavenec	Rapporteur (CNET Bagneux)
H. Schumacher	Examineur (Univ. Ulm)
A.J. Seeds	Examineur (University College London)
J.C. Renaud	Examineur (Thomson LCR, Orsay)
H. Verrièle	Examineur (DRET)
P.A. Rolland	Examineur (USTL)

*A mes parents,  
A Nancy...*

## Remerciements

*Ce travail a été effectué à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, à l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord, au sein du Département Hyperfréquences et Semiconducteurs dirigé par Monsieur le Professeur G. Salmer.*

*Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur le Professeur E. Constant, directeur de l'EMN, qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen.*

*Monsieur le Professeur D. Decoster m'a accueilli au sein de l'équipe "Optoélectronique" qu'il dirige. Les longues discussions que nous avons eues ont toujours été pour moi une source profonde d'enrichissement et de motivation. Qu'il trouve ici l'expression de ma gratitude et de ma sympathie.*

*Monsieur J.P. Vilcot a pris une part importante dans l'aboutissement de ces différents travaux. Ses qualités scientifiques et humaines, sa patience et sa disponibilité ont été un soutien de tous les instants. Je tiens à lui témoigner ici toute mon amitié.*

*J'exprime mes plus sincères remerciements à Monsieur C. Rumelhard, professeur au CNAM, qui me fait l'honneur de juger ce travail et d'en être rapporteur.*

*J'adresse également mes remerciements à Monsieur A. Scavennec, chef de département au CNET Bagneux, pour avoir accepté de juger ce travail et d'en être rapporteur.*

*Je remercie également Monsieur H. Schumacher, professeur à l'université de Ulm, de l'intérêt qu'il porte à ce travail en acceptant de participer à ce jury de thèse.*

*C'est avec un réel plaisir que j'exprime ici ma gratitude envers Monsieur J.C. Renaud, ingénieur au laboratoire de matériaux et technologies optoélectroniques de Thomson LCR, qui s'est toujours intéressé à l'avancement de mes travaux et dont les conseils se sont toujours avérés très fructueux. Sa participation à ce jury me touche beaucoup.*

*Monsieur H. Verrièle, chef de la division composants hyperfréquences à la Direction de la Recherche et de la Technologie (DRET), a permis l'étude entreprise dans le Quatrième Chapitre au travers d'un financement DRET. Je lui suis reconnaissant d'avoir toujours cru en l'aboutissement de ce travail et le remercie de sa participation à ce jury de thèse.*

*Monsieur le Professeur P.A. Rolland qui dirige l'équipe Circuits-Systèmes à l'I.E.M.N. est à l'origine de l'étude sur les phototransistors guide d'onde. Je lui témoigne mes remerciements pour m'avoir laissé mener toute l'étude de réalisation technologique et pour l'honneur qu'il m'accorde en acceptant de juger ce travail au sein du jury de thèse.*

*Enfin, je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur le Professeur A.J. Seeds de l'University College London, pour l'honneur qu'il me fait en participant à ce jury de thèse, malgré une invitation tardive, et pour le vif intérêt qu'il a porté à mes travaux.*

*Je tiens à associer à ce travail tous les membres de la Centrale de Technologie. Sans leur aide et leurs compétences, ce travail n'aurait sans doute pas vu le jour, sans leur amitié et leur bonne humeur, il aurait été beaucoup plus terne. Qu'ils trouvent ici toute ma gratitude.*

*Merci à Monsieur B. Grimbert pour sa disponibilité et son amitié. Merci à Monsieur A. Leroy pour m'avoir formé au travail en salle blanche. Merci à Madame P. Legry pour sa complicité et sa bonne humeur. Merci à Monsieur D. Vandermoëre pour les prouesses qu'il a effectuées lors du montage de mes composants. Merci à Messieurs M. François et M. Muller pour leur discussions toujours très fructueuses et pour leur patience lors de mes différents essais au masqueur électronique. Merci enfin à Madame A. Fattorini et Monsieur P. Tilmant pour la qualité de leur travail.*

*Je souhaite également citer ici Messieurs F. Mollot et J.P. Gouy pour le travail fourni en MBE. Sans eux, aucune des réalisations technologiques présentées ici n'aurait vu le jour.*

*Monsieur le Professeur R. Fauquembergue m'a également beaucoup apporté de par ses connaissances scientifiques et ses qualités humaines. Je l'en remercie.*

*Je voudrais également remercier Madame E. Delos de la Centrale de Caractérisation pour son aide au cours des mesures hyperfréquences.*

*Je remercie également Monsieur P. Armant pour son dévouement.*

*Monsieur J.P. Dehorter a assuré avec soin la reproduction de ce manuscrit. Je l'en remercie.*

*Bien évidemment, je salue vivement tous les membres de l'équipe Opto que je n'ai pas encore cités (présents et passés) : Asma, Jo, Hatem, Omar, Frédéric, Tchana, Saad, Guanghai, Ian, Vincent, Kathy, Seb... Leurs conseils, leur soutien et leurs échanges ont toujours été très fructueux, aussi bien sur le plan scientifique que humain. Je tiens à remercier plus particulièrement ceux qui ont eu la lourde tâche de me supporter au quotidien durant toutes ces années : Luc, Sophie, Filipe, et Régis, mes colocataires du bureau 351 à l'ITEMN.*

*Enfin, je citerai dans ces lignes les membres des autres équipes, qui par l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail au cours de discussions nombreuses et diverses, ou simplement par leur sympathie ont contribué à son avancement : Hervé, Virginie, Fred, Eric, Jean-François, Jean-Louis,... et tous les autres...*

*Bien évidemment, je ne peux citer en ces quelques lignes tous ceux que j'ai croisés et qui m'ont accordé un peu de leur temps ou fait partager leurs connaissances. Ces remerciements sont aussi pour eux.*

# Table des matières

## Introduction générale

<b>Introduction générale .....</b>	<b>1</b>
------------------------------------	----------

## Chapitre I

### Introduction à la photodétection

<b>I Introduction .....</b>	<b>3</b>
<b>II. Principes de base de la photodétection .....</b>	<b>3</b>
<b>III Les matériaux pour la photodétection.....</b>	<b>5</b>
III.1 La filière GaAs.....	6
III.2 La filière InP .....	6
<b>IV Paramètres caractéristiques des photodétecteurs.....</b>	<b>7</b>
IV-1 Caractéristiques statiques.....	7
IV-2 Caractéristiques dynamiques .....	8
IV-3 Bruit.....	9
<b>V Les principaux photodétecteurs en télécommunication optique.....</b>	<b>9</b>
V-1 La photodiode MSM : fonctionnement et limites .....	9
a) Fonctionnement .....	9
b) Comportement dynamique .....	11
c) Limitations .....	12
V-2 La photodiode PIN : fonctionnement et limites.....	14
a) Fonctionnement .....	14
b) Comportement dynamique .....	15
c) Limitations .....	15
<b>VI Conclusion .....</b>	<b>17</b>
<b>Références bibliographiques du Chapitre I.....</b>	<b>18</b>

## Chapitre II

### Intégration monolithique d'une photodiode MSM et d'un MESFET bigrille

<b>I Introduction .....</b>	<b>20</b>
I-1 Les principes du mélange et de la génération de fréquence .....	21
I-2 Choix des composants .....	22
I-3 Le MESFET bigrille .....	23
I-3-1 Description.....	23
I-3-2 Utilisation du TEC bigrille en tant que mélangeur.....	24
<b>II Réalisation du composant.....</b>	<b>26</b>
II-1 Choix des paramètres technologiques .....	26
II-1-1 Epitaxie .....	26
II-1-2 Conception des différents niveaux de masquage .....	27
II-2 Procédé technologique .....	28
II-2-1 Dépôt des contacts ohmiques.....	29
II-2-2 Mesa.....	29
II-2-3 Recess.....	30
II-2-4 Dépôt de la grille et du MSM.....	30
II-2-5 Dépôt des plots d'épaississement .....	31
II-3 Remarques sur le procédé utilisé.....	32
<b>III Caractérisation .....</b>	<b>32</b>
III-1 Caractérisation du MESFET bigrille.....	34
III-1-1 Caractérisation statique.....	34
III-1-2 Caractérisation dynamique.....	35
III-1-3 Caractérisation du MESFET bigrille en tant que mélangeur.....	37
III-2 Caractérisation du système MSM-MESFET bigrille .....	39
III-2-1 Caractérisation statique.....	39
III-2-2 Caractérisation du transducteur en mélange.....	41
<b>IV Conclusion .....</b>	<b>45</b>
<b>Références bibliographiques du Chapitre II.....</b>	<b>47</b>

## Chapitre III

### Photodiodes PIN GaInAs/InP de type guide d'onde

<b>I Introduction .....</b>	<b>49</b>
I-1 Photodiode PIN-guide .....	49
I-2 Problème de couplage.....	50
<b>II Simulation optique.....</b>	<b>51</b>
II-1 Description de la méthode des faisceaux propagés .....	51
II-1-a Principe de la méthode.....	51
II-1-b Equations de propagation.....	51
II-1-c Solution initiale.....	53
II-1-d Approximations .....	54
II-1-e Méthode des différences finies.....	54
II-2 Résultats de modélisation .....	55
II-2-a Structure étudiée .....	55
II-2-b Influence d'une couche de confinement en GaInAsP.....	56
II-2-c Influence de la taille de spot.....	59
II-2-d Influence de la position verticale de l'injection.....	60
II-2-e Influence de l'angle d'injection .....	61
II-3 Conclusion .....	62
<b>III Technologie des PIN-guides .....</b>	<b>62</b>
III-1 Structure épitaxiale .....	63
III-2 Contacts ohmiques.....	63
α) Contacts ohmiques de type p .....	63
β) Contacts ohmiques de type n .....	65
III-3 Gravure .....	65
III-4 Passivation-planarisation .....	67
III-5 Amincissement.....	69
III-6 Clivage .....	70
<b>IV Réalisation des PIN-guides.....</b>	<b>71</b>
IV-1 Procédé technologique mis en œuvre .....	71
IV-2 Remarque sur le procédé employé.....	73
<b>IV Caractérisation des composants.....</b>	<b>75</b>
IV-1 Description du banc de caractérisation .....	75
IV-2 Caractérisations statiques.....	76
IV-2 Caractérisations dynamiques .....	79
<b>V Conclusion.....</b>	<b>80</b>
<b>Références bibliographiques du Chapitre III.....</b>	<b>82</b>

## Chapitre IV

### Phototransistors InP/GaInAs de type guide d'onde

<b>I Introduction .....</b>	<b>85</b>
<b>II Le Transistor Bipolaire à Hétérojonction.....</b>	<b>85</b>
II-1 Intérêts des TBH filière InP .....	86
II-2 Principes de base des TBH .....	87
II-2-1 Structure du TBH.....	87
II-2-2 Les principaux courants .....	88
II-2-3 L'efficacité d'injection.....	89
II-2-4 Performances fréquentielles .....	90
II-2-5 Amélioration potentielle de la jonction émetteur-base .....	91
II-3 Structure de base du TBH InP/GaInAs.....	92
<b>III Le PhotoTransistor à Hétérojonction (PTH) .....</b>	<b>93</b>
III-1 Fonctionnement du TBH sous éclairement .....	93
III-2 Conception du PTH .....	94
III-3 Paramètres caractéristiques d'un PTH.....	96
<b>IV Réalisation et caractérisation d'un PTH à base flottante .....</b>	<b>97</b>
IV-1 Structure épitaxiale .....	97
IV-2 Comportement optique du HPT-2T .....	99
IV-3 Réalisation technologique .....	101
IV-4 Caractérisation des HPT-2T.....	102
IV-4-1 Caractérisations statiques .....	102
IV-4-2 Caractérisations dynamiques .....	107
IV-4-3 Utilisation du HPT-2T en tant que mélangeur optique .....	108
IV-5 Conclusion à propos du HPT-2T.....	110
<b>V Réalisation et caractérisation de phototransistors à base connectée.....</b>	<b>111</b>
V-1 Gravure du GaInAs et de l'InP-Réalisation d'une base auto-alignée.....	111
V-1-1 Gravure du GaInAs.....	112
V-1-2 Gravure de l'InP .....	112
V-1-3 Dépôt du contact de base auto-aligné sur l'émetteur.....	114
V-2 Conception des différents niveaux de masquage.....	115
V-3 Réalisation technologique.....	116
V-4 Résultat final - Discussion sur le procédé employé.....	120
V-5 Caractérisation des phototransistors à base connectée.....	122
V-5-1 Caractérisations électriques .....	123
V-5-1-1 Caractérisations statiques du TBH .....	123
V-5-1-2 Caractérisations dynamiques du TBH .....	125
V-5-2 Caractérisations électro-optiques.....	127
V-5-2-1 Caractérisations statiques.....	127
V-5-2-2 Caractérisations dynamiques.....	130
V-5-2-3 Utilisation du TBH-3T en tant que mélangeur .....	132
V-5-2-4 Conclusion sur le HPT-3T .....	136
<b>VI Conclusion sur cette étude .....</b>	<b>137</b>

**Références bibliographiques du Chapitre IV ..... 141**

**Conclusion générale**

**Conclusion générale..... 144**

**Annexe I**

**Réalisation de photodiodes MSM AlInAs/GaInAs submicroniques  
avec adaptation passive**

**I Introduction ..... 146**

**II Structure des photodiodes ..... 147**

    II-1 Structure épitaxiale ..... 147

    II-2 Dimension des photodiodes ..... 147

**III Process technologique ..... 149**

**IV Caractérisation ..... 153**

**Références bibliographiques de l'Annexe I..... 155**

**Annexe II**

**Le bêtisier de la techno**

**Annexe II..... 156**

## **Introduction générale**

## **Introduction générale**

Les composants optoélectroniques font l'objet depuis plusieurs années de nombreux perfectionnements permettant des débits d'information de plus en plus importants. Pour cela, il a fallu concevoir des émetteurs et des récepteurs ayant des fréquences de coupure de plus en plus élevées. Ces composants deviennent alors capables de véhiculer des signaux digitaux hauts débits, mais aussi des signaux microondes, et il devient envisageable de les utiliser pour la réalisation de fonctions hyperfréquences.

Dans ces conditions, un nouvel axe de recherche est actuellement en développement, il s'agit de l'opto-hyperfréquence dont les applications potentielles peuvent être nombreuses : alimentation optique d'antennes à balayage, communication avec les mobiles, déport d'antennes, lignes à retard, ... . Pour ces applications, il est nécessaire de disposer de transducteurs opto-électroniques rapides et efficaces. Les récents développements technologiques ont permis la réalisation de tels composants, que ce soit en émission ou en réception. Le travail présenté ci-après est exclusivement focalisé sur l'étude de tels transducteurs.

En règle générale, il apparaît que plus un photodétecteur est rapide, plus son rendement quantique (la partie réellement utilisée du signal optique incident) est faible. En d'autres termes, les photodétecteurs traditionnels, s'ils permettent une augmentation de la fréquence de coupure, se voient alors limités par la puissance du signal hyperfréquence qu'ils peuvent générer.

Afin de remédier à ce problème, deux types de solutions sont envisageables

- Augmenter le coefficient de réponse du photodétecteur par une "astuce" technologique, sans nuire à ses performances électriques;
- Amplifier le signal détecté.

Une troisième solution est également envisageable, même si celle-ci contourne le problème originel. Il s'agit de commander optiquement une fonction hyperfréquence. Dans ce cas, le signal transmis optiquement et photodétecté n'a pas besoin d'être de fréquence élevée, l'information détectée étant transposée sur une porteuse hyperfréquence. Cette solution a l'avantage de ne pas nécessiter de composants optoélectroniques ultra-rapides, aussi bien en émission qu'en détection, et donc de minimiser le coût du système final. Cependant elle n'est pas applicable à tout type

d'utilisation, comme par exemple les systèmes à haut débit d'information, mais l'est directement pour des applications en transport analogique.

L'objet de ce mémoire consiste donc à étudier différents types de transducteurs opto-hyperfréquences, réalisés sur matériaux III-V, répondant à une ou plusieurs solutions proposées précédemment. Celui-ci s'articulera de la façon suivante

Dans le premier chapitre, nous présenterons quelques généralités sur la photodétection, et nous insisterons plus particulièrement sur les limites des photodétecteurs classiques.

Dans le second chapitre, nous développerons une idée originale qui consiste à intégrer monolithiquement une photodiode MSM avec un transistor bigrille. Un tel composant permet a priori l'amplification d'un signal optique photodéecté, et sa transposition sur une porteuse hyperfréquence grâce aux possibilités de mélange offertes par le transistor bigrille. Nous développerons l'idée de base, ainsi que la réalisation technologique sur GaAs et les différentes caractérisations effectuées.

Ensuite, dans le troisième chapitre, nous étudierons un autre type de photodétecteur, la photodiode PIN de type guide d'onde. La solution apportée par un tel composant est l'augmentation du rendement quantique, grâce à une injection par la tranche de la lumière, sans détérioration des propriétés électriques. Nous étudierons tout d'abord, grâce à la simulation optique par BPM, les potentialités offertes par la structure guide d'onde absorbante pour améliorer le rendement quantique dans le cadre des matériaux de la filière InP. Nous développerons ensuite la technologie que nous avons employée pour réaliser de tels composants, dont la structure est compatible avec celle du phototransistor-guide du chapitre suivant, ainsi que leurs caractérisations.

Finalement, dans le quatrième et dernier chapitre, nous développerons une étude sur les phototransistors à hétérojonction InGaAs/InP de type guide d'onde. Ces composants allient à la fois l'augmentation du rendement quantique grâce à leur structure guide d'onde, l'amplification du signal photodéecté grâce à l'effet transistor, et la possibilité de mélange entre deux signaux hyperfréquences, l'un des deux étant amené par le signal optique. Nous montrerons tout d'abord les principes physiques de base régissant le fonctionnement de ce composant, puis nous développerons l'étude technologique, la réalisation, et la caractérisation de deux types de composants : les phototransistors sans connexion de la base (la commande est purement optique), et les phototransistors avec connexion de la base avec le circuit extérieur (la commande peut être à la fois optique et/ou électrique).

# CHAPITRE I

## Introduction à la photodétection

### I Introduction

L'objet de ce chapitre est de rappeler les bases de la photodétection en hyperfréquences, sans rentrer dans des détails trop pointus, mais en essayant de montrer les difficultés auxquelles on se trouve confronté lorsque l'on essaye de lier optoélectronique et hyperfréquences.

C'est pourquoi, après avoir rappelé les principes de base de la photodétection et défini les matériaux utilisés en télécommunication par voie optique, nous présenterons les deux grandes familles de photodétecteurs : ceux fondés sur l'utilisation des contacts Schottky (MSM), et ceux à base de jonctions semiconductrices, PIN principalement. Nous nous efforcerons de montrer leurs limites fréquentielles, et surtout, nous montrerons le problème rencontré lorsque l'on souhaite augmenter la fréquence de coupure de tels composants, à savoir le problème de la diminution du rendement de conversion optique-électrique.

### II. Principes de base de la photodétection

Un photodétecteur est un dispositif permettant de convertir une énergie lumineuse en énergie électrique, par absorption des photons incidents. Si l'énergie apportée par ces photons est suffisamment importante, elle peut alors arracher un électron et le faire passer ainsi de sa bande de valence à sa bande de conduction. D'un point de vue mathématique, cette condition d'absorption se traduit par :

$$h\nu > E_g \quad (1)$$

$h\nu$  étant l'énergie du photon, et  $E_g$  l'énergie du matériau semi-conducteur constituant le photodétecteur.

- Si cette relation n'est pas vérifiée, il n'y a pas d'interaction et le milieu est dit "transparent".
- Si cette relation est vérifiée, le photon est dit alors "absorbé" et il y a création d'une paire électron-trou au coeur du matériau. De plus, si l'on applique un champ électrique aux bornes de la

zone absorbante, la paire électron-trou est alors dissociée et les porteurs peuvent être récupérés dans un circuit extérieur. C'est le principe de base de la photodétection.

Donc, comme nous venons de le voir, pour qu'il y ait photodétection, il faut que le photon incident ait une énergie supérieure à celle de la bande interdite du matériau. Il existe donc une longueur d'onde  $\lambda_0$ , dite de seuil photoélectrique, définissant la limite supérieure du domaine spectral d'absorption.  $\lambda_0$  est définie par :

$$\lambda_0 (\mu m) = \frac{1.24}{E_g (eV)} \quad (2)$$

On peut ainsi définir, pour chaque matériau semi-conducteur, une longueur d'onde de coupure au-delà de laquelle le phénomène de photocréation de porteurs ne pourra plus avoir lieu. La longueur d'onde de coupure de quelques matériaux semi-conducteurs est donnée dans le tableau I-1.

matériau	Si	Ge	GaAs	InAs	InP	GaP	GaAlAs	Ga <sub>47</sub> In <sub>53</sub> As	GaInAsP
E <sub>g</sub> (eV)	1,12	0,66	1,42	0,36	1,35	2,26	1,7	0,75	0,75→1,35
$\lambda_0$ (μm)	1,11	1,88	0,87	3,44	0,92	0,55	0,73	1,65	0,92→1,65

Tableau I-1 : Energie de bande interdite et longueur d'onde associée de quelques matériaux semi-conducteurs.

Pour de tels matériaux, l'absorption de la lumière en fonction de la profondeur de pénétration s'effectue selon une loi exponentielle :

$$\phi(x) = \phi_0 \cdot \exp(-\alpha x) \quad (3)$$

avec :  $\phi(x)$ : flux de photons dans le semi-conducteur à l'abscisse  $x$ ;  
 $\phi_0$ : flux de photons incidents;  
 $\alpha$ : coefficient d'absorption.

Le coefficient d'absorption  $\alpha$  dépend essentiellement de la nature du semi-conducteur et de la longueur d'onde du rayonnement incident.

Comme nous l'avons montré, l'absorption des porteurs par le semi-conducteur suivant la loi (3) conduit à la génération de paires électrons-trous. Le taux de génération de ces porteurs s'exprime par :

$$G(x) = (P_0/h\nu) \cdot \alpha \cdot \exp(-\alpha x) \quad (4)$$

où  $P_0$  est la puissance lumineuse à l'entrée du matériau ( $x=0$ ).

Si l'on tient compte des phénomènes de réflexion aux interfaces, le taux de génération devient :

$$G(x)=(P_0/h\nu).(1-R).\alpha.\exp(-\alpha x) \quad (5)$$

Le coefficient de réflexion  $R$  dépend de la nature du semi-conducteur (de son indice). Ce coefficient de réflexion peut être réduit par dépôt d'une couche anti-réfléchissante sur la face éclairée du dispositif.

### III Les matériaux pour la photodétection

Le choix des matériaux en télécommunication optique a été guidé, non seulement par les matériaux d'émission ou de détection lumineuse, mais aussi par les matériaux utilisés pour la transmission de l'énergie optique. En effet, dans les années 75-80, plusieurs études ont montré la possibilité de réaliser des fibres optiques à faibles pertes et à dispersion négligeable. Ces pertes de transmission, bien inférieures à celles des meilleurs câbles, ont révolutionné les techniques de télécommunication. La courbe Figure I-1 montre l'évolution de ces pertes en fonction de la longueur d'onde pour des fibres optiques en silice. Après une démonstration de premières transmissions optiques aux longueurs d'onde autour de  $0,8\mu\text{m}$ , avec une atténuation des fibres d'environ 2dB/km, les recherches ont montré l'existence de deux fenêtres spectrales particulièrement intéressantes à 1,3 et  $1,55\mu\text{m}$ , représentant respectivement des atténuations de 0,6 et 0,2dB/km [1]. Or la structure de bande directe de la plupart des matériaux III-V et la possibilité d'obtenir des composés dont l'énergie de bande interdite correspond aux longueurs d'onde citées précédemment (voir Figure I-2) les ont rendus indispensables pour des applications en optoélectronique. De plus, leurs propriétés de transport extrêmement intéressantes ont élargi leur champ d'utilisation au domaine de la microélectronique. C'est ainsi que se sont développées deux grandes familles de matériaux III-V : la filière GaAs (pour  $\lambda \approx 0,8\mu\text{m}$ ), et plus récemment la filière InP (pour  $\lambda = 1,3\mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ ).

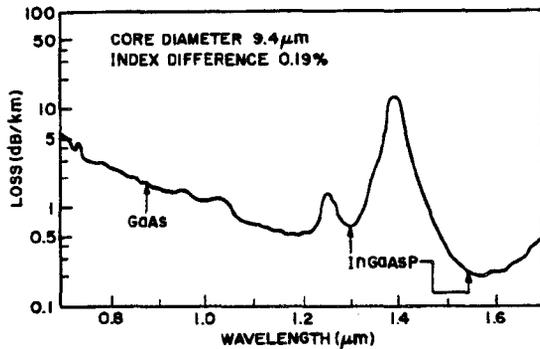


Figure I-1 : Atténuation dans une fibre optique en silice en fonction de la longueur d'onde.

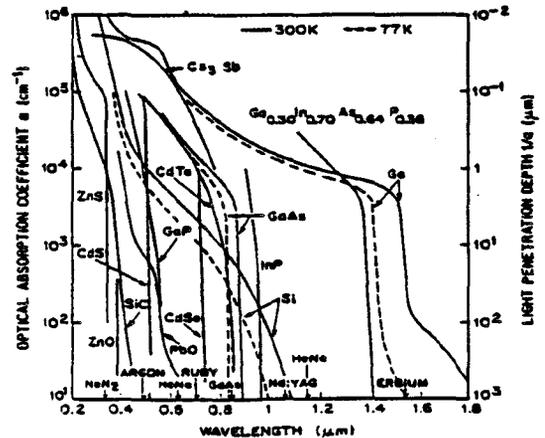


Figure I-2 : Coefficients d'absorption et profondeur de pénétration de quelques matériaux semi-conducteurs.

### III.1 La filière GaAs

La structure de bande du GaAs présente des propriétés physiques et électroniques très intéressantes pour la photodétection dans la gamme  $0,85\mu\text{m}$  [2] :

- La transition de bande interdite est directe et son énergie de bande interdite de  $1,45\text{eV}$  est compatible avec la fenêtre spectrale précédente.
- Le coefficient d'absorption est relativement élevé dans la gamme d'utilisation ( $10^4\text{cm}^{-1}$ ) [3].
- La courbure de la bande de conduction conduit à une masse effective faible des électrons ( $m_e^*=0,067m_0$  [3]), ce qui implique une mobilité électronique relativement élevée ( $\mu_n=8500\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  à  $300\text{K}$  [3]).

### III.2 La filière InP

La filière InP est adaptée à la photodétection à grande longueur d'onde. En effet, même si l'InP n'est pas absorbant dans cette gamme de longueur d'onde, il existe d'autres matériaux en accord de maille avec l'InP (voir Figure I-3) capables d'absorber la lumière à  $1,3$  et  $1,55\mu\text{m}$  et ayant des caractéristiques de transport très attrayantes :

- L'alliage ternaire  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  a le même paramètre de maille que l'InP pour la composition  $x=0,47$ . De sa structure de bande découle une énergie de bande interdite de  $0,75\text{eV}$ , compatible avec la photodétection à  $1,3$  et  $1,55\mu\text{m}$ . De plus, son coefficient d'absorption est relativement élevé dans cette gamme d'utilisation ( $6,8 \cdot 10^3\text{cm}^{-1}$  à  $1,55\mu\text{m}$  et  $1,16 \cdot 10^4\text{cm}^{-1}$  à  $1,3\mu\text{m}$ ) [4]. Enfin, il possède une mobilité électronique très élevée ( $\mu_n \sim 12000\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  à  $300\text{K}$ ) [5,6].
- L'alliage ternaire  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  présente lui une largeur de bande interdite de  $1,47\text{eV}$ . Il ne permet donc pas la photodétection dans cette gamme de longueur d'onde, mais la valeur élevée de la hauteur de barrière de ce matériau est très intéressante, notamment pour améliorer la qualité des contacts Schottky sur les matériaux de la filière InP.

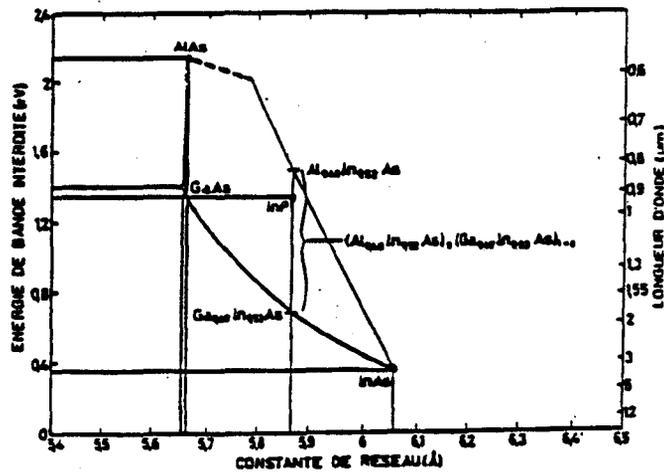


Figure I-3 : Energie de bande interdite en fonction du paramètre de maille pour les matériaux de la filière InP [7].

## IV Paramètres caractéristiques des photodétecteurs

### IV-1 Caractéristiques statiques

Les paramètres statiques caractéristiques des photodétecteurs sont le rendement quantique, le coefficient de réponse, le courant d'obscurité, voire parfois, le gain.

- Le rendement quantique externe est défini comme le rapport du nombre d'électrons collectés dans le circuit extérieur, au nombre de photons incidents :

$$\eta = (I_{ph}/q) \cdot (h\nu/P_0) \quad (6)$$

où  $I_{ph}$  est le photocourant et  $P_0$ , la puissance lumineuse incidente.

Si  $\eta$  est supérieur à 1, il y a alors gain en courant. On définit également le rendement quantique interne, qui lui ne prend en compte que la puissance optique réellement injectée dans le composant (par exemple, on ne considère pas la partie réfléchiée de la puissance optique incidente).

- Le coefficient de réponse donne la caractéristique de transfert du détecteur :

$$R = I_{ph}/P_0 \quad (A/W) \quad (7)$$

- Le courant d'obscurité  $I_d$  caractérise le courant traversant le composant lorsque celui-ci est soumis à une tension de travail, mais sans éclairage. Il doit bien évidemment être le plus faible possible.

#### IV-2 Caractéristiques dynamiques

Les performances dynamiques des photodétecteurs sont caractérisées par le coefficient de réponse dynamique  $R(f)$  qui s'écrit généralement, en fonction de la fréquence de travail  $f$  [8] :

$$R(f)=R(0)/(1+f^2/f_c^2)^{1/2} \quad (8)$$

où  $f_c$  est la fréquence de coupure à -3dB du photodétecteur, donnée par :

$$f_c=1/2\pi\tau \quad (9)$$

$\tau$  étant le temps de réponse du photodétecteur.

Par exemple, dans le cas d'une photodiode PIN,  $\tau$  coïncide en première approximation avec le temps de transit des porteurs lorsque les effets capacitifs sont négligeables. Si les champs électriques sont suffisamment élevés, c'est-à-dire si les porteurs ont atteint leur vitesse de saturation  $v_s$ , on a alors :

$$\tau=W/v_s \quad (10)$$

où  $W$  est la largeur de la zone déplétée.

En réalité, il faut souvent prendre en compte les effets dus au circuit de charge extérieur.

A l'inverse du cas précédent, c'est-à-dire dans le cas où les effets capacitifs sont prépondérants, la fréquence de coupure s'écrit :

$$f_c=1/2\pi RC \quad (11)$$

où  $R$  est la résistance de charge et  $C$  la capacité de la jonction de la photodiode.

Il sera donc important de trouver dans la plupart des cas, un compromis entre diminution du temps de transit des porteurs (faible largeur de zone désertée), et diminution de la capacité du composant (largeur importante de cette même zone) afin de pouvoir travailler dans le domaine des hyperfréquences.

### IV-3 Bruit

Dans le cas exclusif des photodiodes PN et PIN, deux types de bruit interviennent principalement lors de leur fonctionnement :

- Le bruit de grenaille, dû au caractère aléatoire de la génération des porteurs :

$$\langle i_s^2 \rangle = 2q(I_d + I_{ph})B \quad (12)$$

où B est la bande passante du système.

- Le bruit thermique dû à la résistance équivalente  $R_{eq}$  de la photodiode et de sa charge :

$$\langle i_t^2 \rangle = 4k_bTB/R_{eq} \quad (13)$$

## V Les principaux photodétecteurs en télécommunication optique

De nombreuses structures permettent la détection d'un signal optique. On peut en dégager deux grandes familles : la famille des photodétecteurs basés sur l'utilisation des contacts ohmiques, et la famille des photodétecteurs fondés sur l'utilisation des contacts Schottky. Dans la première, on peut dégager le photoconducteur, les photodiodes PN et PIN, et la photodiode à avalanche. La photodiode MSM (Metal/Semiconducteur/Metal) est le principal représentant de la seconde famille.

Notre travail porte principalement sur les photodiodes MSM et PIN, c'est pourquoi nous ne détaillerons ici que ces deux composants. Après une brève description de leur fonctionnement, nous insisterons sur leurs limites en fréquence et les problèmes de rendement de conversion qui en résultent.

### V-1 La photodiode MSM : fonctionnement et limites

#### a) Fonctionnement

La photodiode MSM est constituée de deux contacts Schottky déposés sur une couche semiconductrice non intentionnellement dopée épitaxiée sur substrat semi-isolant. Afin d'augmenter la surface photosensible du MSM, et améliorer ainsi le rendement quantique de la structure, on utilise généralement des structures interdigitées (voir Figure I-4). Lorsque l'on polarise la structure, l'un des contact Schottky est toujours en inverse et l'autre en direct.

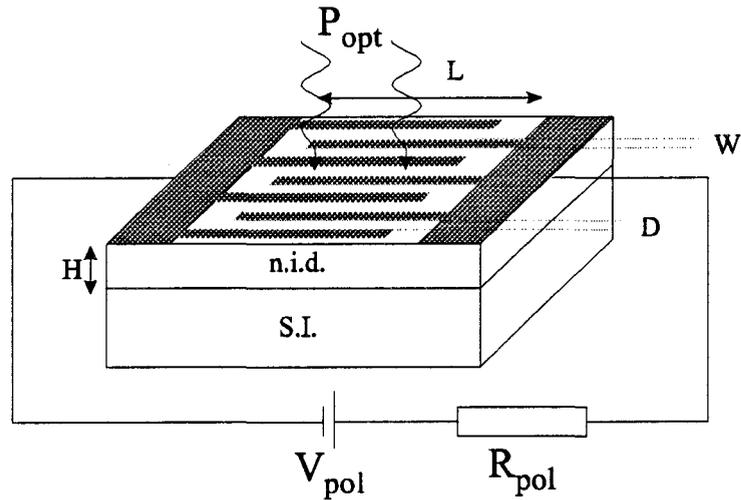


Figure I-4 : Représentation schématique d'un MSM.

- Hors éclairage, la polarisation du MSM induit un courant d'obscurité. Une caractéristique courant-tension typique de la photodiode est donnée Figure I-5. Ce courant est conditionné par différents mécanismes physiques dans différentes régions de la structure. De nombreux auteurs se sont intéressés à l'étude de l'origine de ce courant [2] et nous ne développerons donc pas ce point ici, la littérature sur le sujet étant abondante.

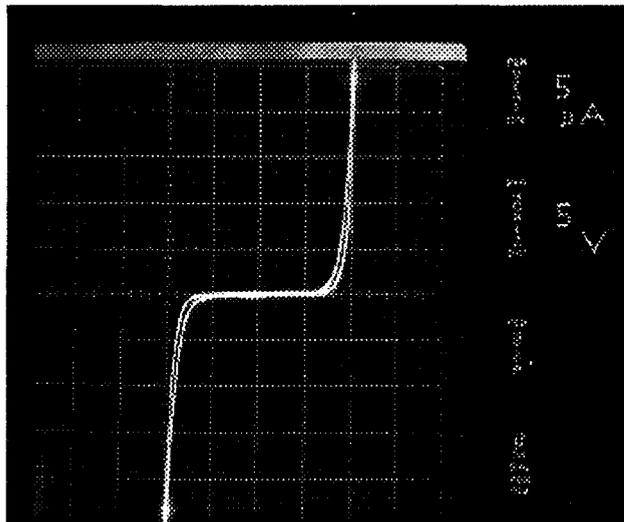


Figure I-5 : Caractéristique  $I(V)$  d'une photodiode MSM en obscurité.

- Lorsque l'on éclaire la structure, on va alors générer des porteurs libres (électrons et trous) qui, sous l'effet du champ électrique, vont se dissocier et se diriger vers les contacts métalliques, donnant ainsi naissance au photocourant (voir Figure I-6).

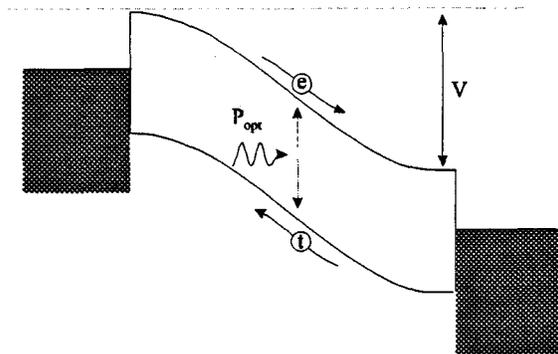


Figure I-6 : Mécanisme de fonctionnement du MSM.

Les données géométriques caractéristiques de la photodiode MSM, représentées Figure I-4, sont :

- L : longueur des doigts;
- W : largeur des doigts;
- D : espace inter-doigts;
- H : épaisseur de la couche absorbante.

Les performances de la photodiode en régime statique et dynamique (rendement quantique, temps de réponse, fréquence de coupure) seront fonction de ces paramètres.

### ***b) Comportement dynamique***

Si l'on souhaite monter en fréquence, il faut veiller aux différents points suivants :

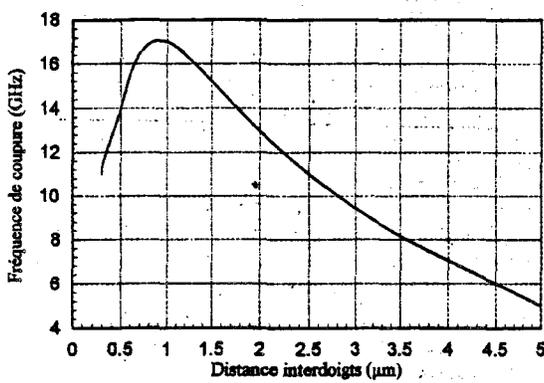
- Réduction du temps de transit des porteurs : Pour réduire ce temps de transit, il est important d'accélérer les porteurs par une tension importante, et également de diminuer la distance inter-doigts.

- Réduction de la capacité de la diode en utilisant une petite surface. En fait, de par sa structure planaire, la capacité d'une structure interdigitée est très faible, et la réponse fréquentielle est limitée exclusivement par le temps de transit des porteurs. En effet, la capacité d'une telle structure est presque toujours inférieure à 20fF, ce qui correspond à une fréquence de coupure supérieure à 100GHz si l'on tient compte d'une résistance de charge de 50Ω.

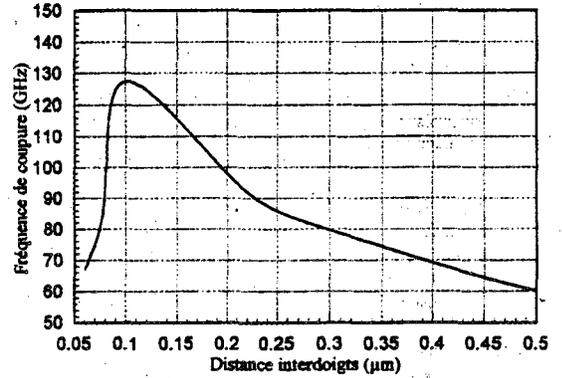
- Utilisation d'une couche absorbante de faible épaisseur afin d'éviter l'apparition de champs électriques faibles loin de la surface dans la couche absorbante. Il est donc important d'optimiser la structure en terme de distance inter-électrodes et d'épaisseur de couche absorbante.

Une étude sur le rôle de l'ensemble de ces paramètres a été effectuée au laboratoire par Mme Iman Ashour [9]. Celle-ci a surtout été effectuée dans le cadre de photodiodes MSM AlInAs/GaInAs, mais les principaux résultats peuvent être appliqués à tout type de MSM. Nous avons repris à ce sujet deux résultats significatifs Figures I-7.a et I-7.b. On y représente

l'évolution de la fréquence de coupure du MSM en fonction de la distance inter-doigts, pour deux épaisseurs de couches absorbantes différentes, la largeur des doigts étant choisie de façon à assurer une puissance optique constante sur le dispositif. On constate, comme nous l'avons signalé précédemment, que plus l'épaisseur de la couche absorbante est faible, plus la fréquence de coupure est élevée. Cependant, lorsque l'espace inter-doigts diminue encore (inférieur à la moitié de l'épaisseur de la couche absorbante), le champ électrique loin de la surface diminue, ce qui se traduit par une réduction de la vitesse des porteurs. Il apparaît donc une valeur optimale entre l'épaisseur de la couche absorbante et l'espace inter-doigts ( $D \# H/2$ ).



a)



b)

Figure I-7 : Evolution de la fréquence de coupure du MSM AllnAs/GaInAs en fonction de la distance inter-doigts.

a) Epaisseur de GaInAs : 2 μm

b) Epaisseur de GaInAs : 0,2 μm.

### c) Limitations

On vient de voir que pour augmenter la fréquence de coupure d'une photodiode MSM, il suffit de diminuer le temps de transit des porteurs, donc de diminuer l'espace inter-doigts, ce qui implique une diminution de l'épaisseur de la couche absorbante. Mais alors, si l'on diminue cette épaisseur, il est clair que le nombre de photons qui vont être absorbés va lui aussi diminuer, d'où une baisse sensible du coefficient de réponse. Cette limitation est illustrée Figure I-8. Il s'en suit que si l'on souhaite augmenter la fréquence de coupure tout en conservant un niveau de signal équivalent, on est obligé d'augmenter la puissance optique incidente, ou de changer le mode d'illumination.

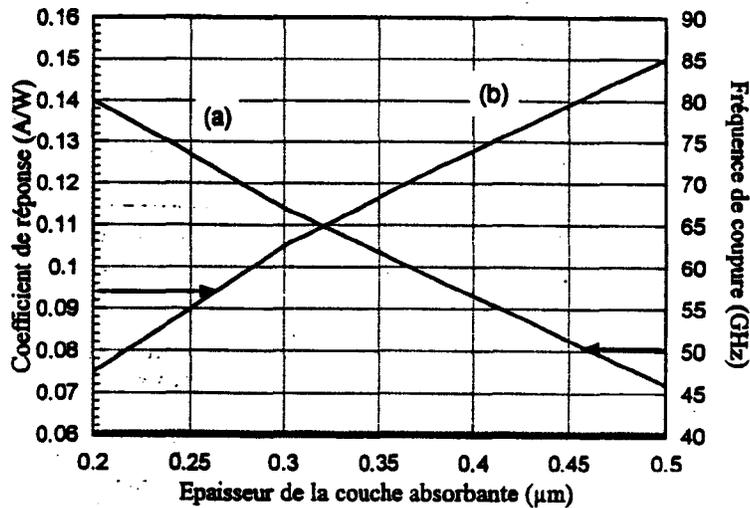


Figure I-8 : Evolution du coefficient de réponse et de la fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante, pour un MSM de  $0,3\mu\text{m}$  de distance inter-doigts, et de  $0,3\mu\text{m}$  de largeur de doigts.

Si maintenant nous comparons deux structures MSM optimisées, l'une à 17GHz et l'autre à 65GHz, nous constatons que les deux composants présentent des coefficients de réponse à 65GHz très proches l'un de l'autre (voir Figure I-9). Cela signifie donc qu'il n'est peut-être pas utile de fabriquer un détecteur, a priori très rapide, avec les difficultés technologiques correspondantes, pour atteindre le même résultat en terme de coefficient de réponse dynamique (sauf si l'on souhaite travailler en large bande bien sûr).

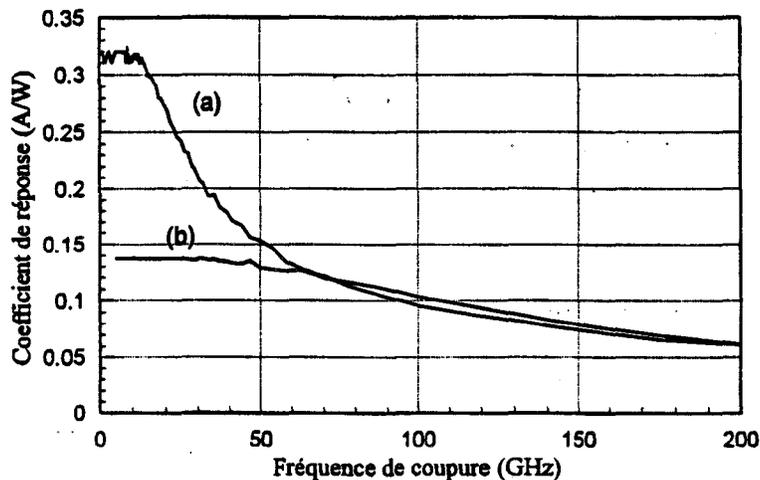


Figure I-9 : Réponse fréquentielle d'un MSM AlInAs/GaInAs  
 a)  $2\mu\text{m}$  de GaInAs,  $1\mu\text{m}$  de distance inter-doigts, et  $1\mu\text{m}$  de largeur de doigts  
 b)  $0,4\mu\text{m}$  de GaInAs,  $0,2\mu\text{m}$  de distance inter-doigts, et  $0,2\mu\text{m}$  de largeur de doigts.

**V-2 La photodiode PIN : fonctionnement et limites**

**a) Fonctionnement**

Le principe de base d'une photodiode PIN est de façon générale celui d'une jonction PN polarisée en inverse. La photodiode PIN s'obtient en faisant croître une couche semi-conductrice non intentionnellement dopée (n.i.d.) d'épaisseur  $W$  entre deux couches fortement dopées  $p^+$  et  $n^+$  comme le montre la Figure I-10a.

Sous éclairage, la couche n.i.d. absorbe l'énergie lumineuse incidente. Son épaisseur  $W$  détermine la sensibilité du détecteur. La couche  $p^+$  est souvent choisie pour être transparente à la longueur d'onde de travail, en vue d'éclairer la photodiode par ce côté. La photodiode peut également être éclairée par la face  $n^+$  si le substrat est transparent (InP).

Pour une désertion totale de la zone n.i.d., il faut appliquer aux bornes de la PIN une tension de polarisation inverse  $V$  dont la valeur se calcule à partir de la relation suivante :

$$V = \frac{q \cdot Nd \cdot W^2}{2\epsilon} - V_{bi} \quad (14)$$

où  $Nd$  est le dopage de la couche absorbante,  $W$  son épaisseur,  $\epsilon$  la permittivité du matériau,  $V_{bi}$  la barrière de potentiel à l'équilibre thermodynamique.

Dans de telles conditions, il existe un champ électrique important dans la zone n.i.d., représenté Figure I-10.b. Ainsi, les porteurs photocréés peuvent atteindre leur vitesse de saturation sous l'action de ce champ électrique, ce qui conduit à de meilleures performances en terme de réponse dynamique.

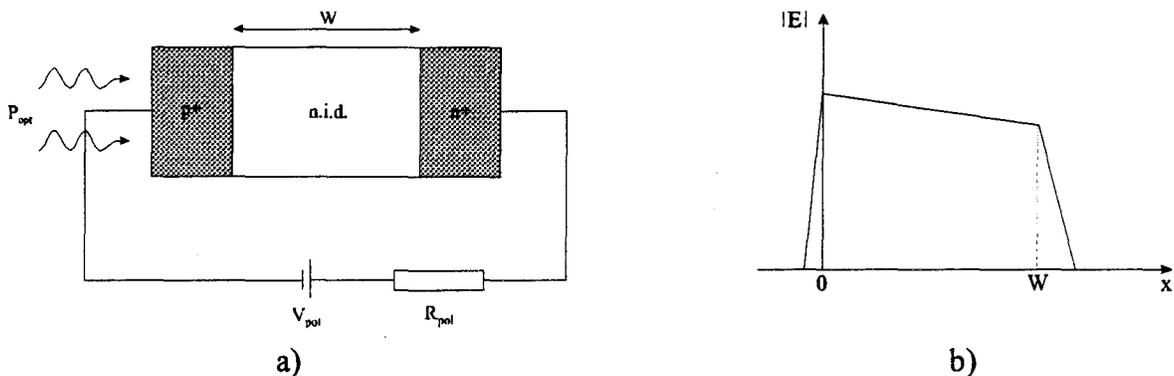


Figure I-10 : Représentation schématique d'une photodiode PIN (a) et du champ électrique dans la structure (b)

**b) Comportement dynamique**

La structure d'une photodiode PIN peut être comparée à celle d'un condensateur plan, dont la capacité est inversement proportionnelle à l'épaisseur de désertion. Sous une tension de polarisation suffisante, la capacité est minimale lorsque la zone de désertion est maximale, c'est-à-dire quand la zone désertée est égale à la zone n.i.d. d'épaisseur  $W$ . La capacité de la photodiode PIN s'écrit dans ce cas :

$$Cd = \frac{\epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot Sd}{W} \quad (15)$$

où  $Sd$  est la surface de la photodiode et  $W$  l'épaisseur de la couche d'absorption.

Contrairement à la photodiode MSM précédemment étudiée, la capacité de la photodiode PIN, de par sa structure verticale, n'est pas négligeable. Le temps de transit des porteurs est lui directement proportionnel à l'épaisseur de la couche d'absorption  $W$  et inversement proportionnel à la vitesse des porteurs, d'où l'importance de diminuer la valeur de  $W$  et d'atteindre la vitesse de saturation des porteurs. Cependant, la diminution de l'épaisseur entraîne une augmentation de la capacité, ce qui limite les performances dynamiques.

**c) Limitations**

Il est donc important, dans le cas des photodiodes PIN, de trouver un compromis entre capacité et temps de transit si l'on souhaite de bonnes performances dynamiques. En effet, lorsque l'on diminue l'épaisseur de la couche active (la couche absorbante), on diminue le temps de transit des porteurs, mais dans le même temps on augmente les effets capacitifs. Pour exprimer ceci, on considère généralement l'approximation suivante [10] :

$$1/f_{3dB}^2 = 1/f_t^2 + 1/f_{CR}^2 \quad (16)$$

où  $f_t$  est la fréquence à -3dB lorsque la constante de temps de charge du circuit est très petite, et  $f_{CR}$  est la fréquence à -3dB lorsque le temps de transit des porteurs est très faible.

Une illustration très explicite de ce phénomène est donnée Figure I-11 dans laquelle différentes courbes de fréquences de coupure de PIN sont représentées en fonction de l'épaisseur de la couche active et de la surface du composant. Cette représentation a été effectuée d'après un modèle simplifié développé dans les thèses de messieurs Gouy et Aboulhouda [11,12].

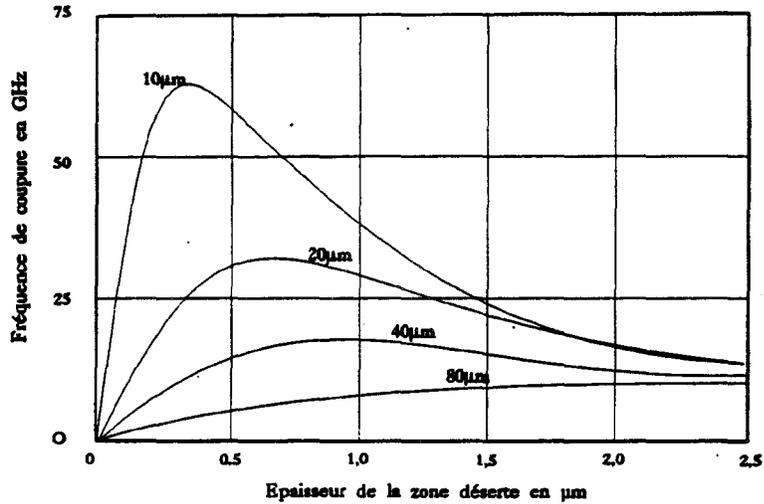


Figure I-11 : Evolution de la fréquence de coupure d'une PIN en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante, et du diamètre de la photodiode.

On constate ainsi qu'il existe, pour une surface donnée du composant, une épaisseur optimale du point de vue de la fréquence de coupure. On constate également qu'il est possible d'atteindre des fréquences de coupures très élevées, supérieures à 60GHz, pour des épaisseurs de couche absorbante relativement faibles (inférieures à 0,4μm).

Cependant, dans de telles conditions, le rendement quantique de la photodiode se trouve fortement amoindri. En effet, l'efficacité quantique externe est donnée par :

$$\eta_{\text{ext}} \approx (1-R)\eta_c\eta_{\text{int}} \quad (17)$$

où  $R$ ,  $\eta_c$ ,  $\eta_{\text{int}}$  représentent respectivement la perte de puissance due à la réflexion sur la facette d'entrée du photodétecteur, l'efficacité de couplage avec la fibre, et l'efficacité quantique interne [10].

L'efficacité quantique interne  $\eta_{\text{int}}$  est donnée par :

$$\eta_{\text{int}} \approx 1 - \exp(-\Gamma\alpha d) \quad (18)$$

avec  $\Gamma$ ,  $\alpha$ , et  $d$  qui sont le facteur de confinement, le coefficient d'absorption, et la profondeur de pénétration du faisceau dans la structure.

Ainsi, si l'on considère un photodétecteur classique éclairé par la surface ( $\Gamma=1$ ), fonctionnant à  $1,55\mu\text{m}$  ( $\alpha = (1,5\mu\text{m})^{-1}$ ), il est nécessaire d'utiliser une couche absorbante de près de  $1,5\mu\text{m}$  afin d'obtenir un rendement proche de l'unité, ce qui a pour conséquence de fortement dégrader  $f_c$ .

Cette relation de causalité liant fréquence de coupure et rendement quantique est illustrée Figure I-12 [10], dans le cas d'une photodiode soumise à un éclairage par le dessus à  $\lambda=1,55\mu\text{m}$  et munie d'une couche anti-réfléchissante ( $R=0$ ).

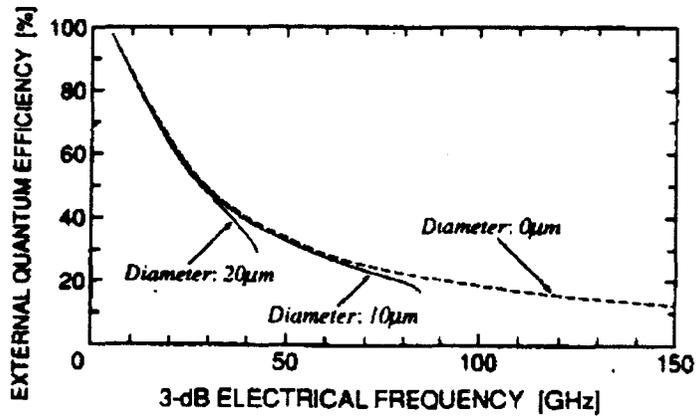


Figure I-12 : Performances théoriques des photodétecteurs éclairés par la surface.

## VI Conclusion

Après avoir exposé les principes de base de la photodétection, ainsi que les matériaux utilisés pour la réalisation de photodétecteurs rapides, nous avons décrit les principaux types de photodétecteurs classiques proposés pour les télécommunications optiques. Nous avons ensuite détaillé le fonctionnement de deux grands types de photodétecteurs, les photodiodes MSM et PIN. Nous sommes arrivés à la conclusion que les photodétecteurs classiques ne permettaient pas de monter très haut en fréquence, notamment dans la gamme millimétrique, sous peine de voir la puissance hyperfréquence générée diminuer de façon catastrophique. L'objet des chapitres suivants sera d'apporter des solutions originales permettant de monter en fréquence, tout en gardant un niveau de signal suffisamment important, dans un premier temps pour les composants de type MSM, puis également pour les photodiodes de type PIN. Nous terminerons par l'étude de phototransistors, qui allient à la fois les fonctions d'une PIN et d'un transistor.

## Références bibliographiques du Chapitre I

- [1] "Ultimate low loss single-mode fibre at 1,55 $\mu$ m"  
T. Miya, T. Terunuma, T. Miyashita  
Electron. Lett., 1979, Vol. 15, n°5, pp. 106-108
- [2] Physics of semiconductor devices  
S.M. Sze  
New York, Wiley &son, 1981
- [3] Semiconductor devices: physics and technology  
S.M. Sze  
New York, Wiley &son, 1986
- [4] "Measurement of absorption coefficients of GaInAs over the wavelength range 1.0-1.7 $\mu$ m"  
D.A. Humphyreys, R. King, D. Jenkins, A. Moseley  
Electron. Lett., 1985, 21(25/26), pp. 1187.
- [5] "Measurement of the  $\Gamma$ -L separation in GaInAs by ultraviolet photoemission"  
K.Y. Cheng, A.Y. Cho and al  
Appl. Phys. Lett. Vol 36, n°7, pp. 580, 1982
- [6] "Etude théorique du transport électronique et du contrôle de charge dans AlInAs/GaInAs/InP.  
Application à la réalisation de HEMT"  
P. Bourrel, J.L. Thobel, K. Bellahsni, M. Pernisek, R. Fauquembergue  
J. Phys. III 1, pp. 511, 1991
- [7] "Indium phosphide and related materials processings, technology and devices"  
Avishay Katz  
Artech House, 1992.
- [8] "Optoelectronics: an introduction"  
J. Wilson, J.F.B. Hawkes  
Prentice-Hall, London, 1983
- [9] "Etude de photodétecteurs métal-semiconducteur-metal pour des applications micro-ondes"  
I.S. Ashour  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, 25 Novembre 1994.
- [10] "Design of ultrawide-band, high-sensitivity p-i-n photodetectors"  
K. Kato, S. Hata, K. Kawano, A. Kozen  
IEICE Trans. Electron., vol. E76-C, n°2, February 1993.
- [11] "Contribution à l'étude de photodétecteurs rapides - application aux photorécepteurs résonnants micro-ondes"  
S. Aboulhoda  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 30 Mai 1990.

## *Chapitre I*

- [12] "Etude comparative de la photodiode PIN, de la photodiode à avalanche et du photoconducteur sur matériaux III-V."  
J.P. Gouy  
Thèse présentée à l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 5 Juillet 1989.

## **Chapitre II**

## **Chapitre II**

# **Intégration monolithique d'une photodiode MSM et d'un MESFET bigrille**

### **I Introduction**

Lorsque l'on désire transporter une information par voie optique sur une porteuse hyperfréquence ou millimétrique, le moyen le plus simple a priori semble d'appliquer ce signal en modulation directe sur un laser, et de le récupérer tel quel en réception. Cependant cette solution est loin d'être aussi évidente car les diodes laser sont très vite limitées d'un point de vue fréquentiel par de nombreux phénomènes parasites [1]. En effet, les meilleures performances de lasers en filière GaAs se situent aux alentours de 40GHz pour des lasers à puits quantiques et à modulation de dopage [2]. De même sur InP, les meilleurs résultats se situent autour de 25GHz [3-4]. Plus récemment Thomson LCR a proposé un nouveau type de modulation utilisant un laser multi-électrodes, dont le principe de base a été développé théoriquement au sein de notre équipe [1,5], et qui a permis à Thomson d'obtenir un résultat record de 30GHz en filière InP pour un laser DFB [6]. Cependant, même si on atteint la gamme millimétrique, on se situe encore loin de la fenêtre des 60GHz. Nous sommes donc amenés à penser que pour certaines applications, il serait intéressant de changer d'approche par rapport à ce problème.

Différentes solutions ont déjà été envisagées : par exemple, on sait qu'il est possible de générer un signal dans la gamme millimétrique en faisant battre deux signaux optiques dans un photodétecteur ultra-rapide [7,8]. Une autre méthode consiste à utiliser les non-linéarités d'un laser soumis à une modulation directe de forte puissance, et utiliser les harmoniques ainsi générées pour atteindre le domaine millimétrique [9,10]. Une autre voie également étudiée est le contrôle optique d'un oscillateur microonde : dans ce cas, l'illumination du circuit modifie les caractéristiques du signal émis (amplitude, phase, ou fréquence).

L'approche que nous présentons ici consiste à mélanger un signal optique de faible fréquence, tel que celui issu d'une diode laser traditionnelle et donc de faible coût, à un signal électrique hyperfréquence issu d'un oscillateur local. Nous nous sommes donc proposé d'adjoindre monolithiquement un mélangeur hyperfréquence à un photodétecteur classique.

### I-1 Les principes du mélange et de la génération de fréquence

Le but de ce paragraphe est de donner les principes de base du mélange, sans rentrer dans des détails théoriques trop poussés qui ne trouvent pas leur justification dans le cadre de ce travail.

Avant toute chose, rappelons que la principale fonction d'un mélangeur est de générer de nouvelles fréquences. C'est en effet grâce à cette génération de nouvelles fréquences que l'on arrive à transférer une information d'une porteuse de fréquence  $f_1$  à une autre porteuse de fréquence  $f_2$ . Notons que cette opération est obligatoirement liée à un phénomène non linéaire.

Traditionnellement, le moyen utilisé pour mettre en évidence le processus de génération de ces nouvelles fréquences est de décrire le comportement d'un élément non linéaire sur lequel on applique deux signaux d'excitation [11] :

Si l'on considère le schéma Figure II-1 :

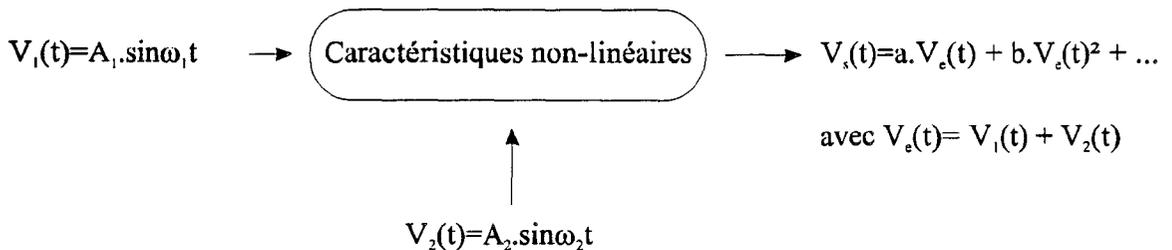


Figure II-1 : Schématisation d'un processus de non-linéarité.

Quand on calcule  $V_s(t)$ , on obtient :

$$\begin{aligned} V_s(t) &= a ( A_1 \sin \omega_1 t + A_2 \sin \omega_2 t ) + b ( A_1 \sin \omega_1 t + A_2 \sin \omega_2 t )^2 + \dots \\ &= a ( A_1 \sin \omega_1 t + A_2 \sin \omega_2 t ) \\ &+ b ( A_1^2 \sin^2 \omega_1 t + A_2^2 \sin^2 \omega_2 t + 2 A_1 A_2 \sin \omega_1 t \cdot \sin \omega_2 t ) \\ &+ \dots \end{aligned}$$

Si l'on pose  $V_1 = A_1 \sin \omega_1 t$   
 $V_2 = A_2 \sin \omega_2 t$

On a alors :  $V_s(t) = aV_1 + aV_2 + bV_1^2 + bV_2^2 + 2V_1V_2 + \dots$

Si maintenant on généralise, on obtient une réponse de la forme :

$$V_s(t) = [ aV_1 + bV_1^2 + \dots + k_n V_1^n ] + [ aV_2 + bV_2^2 + \dots + k_m V_2^m ] \\ + [ 2bV_1V_2 + 3cV_1^2V_2 + 3cV_1V_2^2 + \dots + kV_1^m V_2^n ]$$

On peut montrer alors que chaque terme en  $V_1^m$  génère l'harmonique  $mf_1$ , que chaque terme en  $V_2^n$  génère l'harmonique  $nf_2$ , et que chaque terme croisé  $kV_1^m V_2^n$  génère des fréquences sommes de  $mf_1 + nf_2$  et des fréquences différences  $mf_1 - nf_2$  ( $m$  et  $n$  entiers).

On démontre ainsi qu'un élément fortement non linéaire peut générer un grand nombre de fréquences harmoniques : c'est cette génération d'harmoniques qui traduit le comportement grand signal et qui permet la fonction de mélangeur. Toutefois, l'amplitude des harmoniques décroît lorsque  $m$  et  $n$  augmentent.

Si maintenant on applique sur la voie 1 le signal basse fréquence (BF) contenant l'information et sur la voie 2 le signal issu de l'oscillateur local (OL) utilisé également en tant que signal de pompe ( $V_{OL}$  important), on assure ainsi le fonctionnement grand signal, ce qui permet de décrire toute la caractéristique non-linéaire et de récupérer en sortie les différents signaux issus du mélange des deux signaux d'entrée.

## I-2 Choix des composants

Le transistor à effet de champ de type MESFET bigrille GaAs est connu pour son excellent comportement en tant que mélangeur hyperfréquence [12]; nous développerons ce point dans le paragraphe suivant. Il est donc devenu un composant de choix pour ce type de dispositif. Un montage hybride aurait bien entendu été réalisable; cependant, la compatibilité technologique du photodétecteur dans cette filière avec le transistor à effet de champ nous a conduit naturellement au choix d'une technologie monolithique.

Notre couche étant une épitaxie de type transistor MESFET, le choix du photodétecteur s'est naturellement porté sur le MSM. Celui-ci est de structure planaire, de technologie compatible avec le FET, et donc beaucoup plus facilement intégrable à un transistor que des photodiodes PIN qui elles, sont de type mesa.

Notons finalement que l'intégration du MSM avec un transistor présente un autre avantage : elle permet d'amplifier le signal reçu, ce qui est très important dans le cas de la réception de signaux de faible puissance. Dans ce but, des intégrations MSM-MESFET ont déjà été réalisées à

de nombreuses occasions, y compris au laboratoire, et les performances en terme de gain sont tout à fait appréciables [13,14,15,16]. Cependant, c'est la première fois à notre connaissance qu'un transistor bigrille est intégré avec un photodétecteur.

### **I-3 Le MESFET bigrille**

Nous ne décrivons ici que très brièvement le fonctionnement du MESFET bigrille : son fonctionnement étant très complexe, il n'est pas possible de le décrire de façon approfondie dans le cadre de ce travail. Nous nous limiterons donc à un bref aperçu de son fonctionnement en tant que mélangeur. Cependant, ce composant a fait, et fait encore l'objet de nombreuses études approfondies, notamment au sein de notre laboratoire, et de plus amples informations concernant son fonctionnement pourront être trouvées dans les références suivantes [12,17,18].

Les mélangeurs à transistors bigrilles, de par la complexité de leur fonctionnement, sont relativement peu répandus malgré leurs bonnes propriétés en mélange. On leur préfère généralement des TEC simple grille utilisés dans des configurations permettant le mélange (TEC froid en configuration resistive mixer, ou TEC chaud en configuration mélangeur par drain ou mélangeur par grille) dont les principes de base sont mieux maîtrisés. Cependant, les propriétés du TEC bigrille en font un composant de choix pour l'utilisation en tant que mélangeur. En effet, tout en présentant des caractéristiques d'intermodulation et de facteur de bruit équivalentes, et un gain de conversion légèrement inférieur au TEC monogrille, le transistor bigrille présente des facteurs d'isolation (notamment entre voie OL et voie RF) nettement supérieurs à ceux obtenus sur des mélangeurs par grille [18].

#### ***I-3-1 Description***

Le TEC bigrille possède une structure voisine de celle d'un TEC monogrille excepté qu'il dispose de deux grilles de commande entre source et drain. Un schéma simplifié du composant est donné Figure II-2. La grille 1 est celle située près de la source, et la grille 2 près du drain. Le fait de pouvoir faire varier la transconductance du TEC à partir d'une tension appliquée sur la seconde grille permet son utilisation en tant que mélangeur.

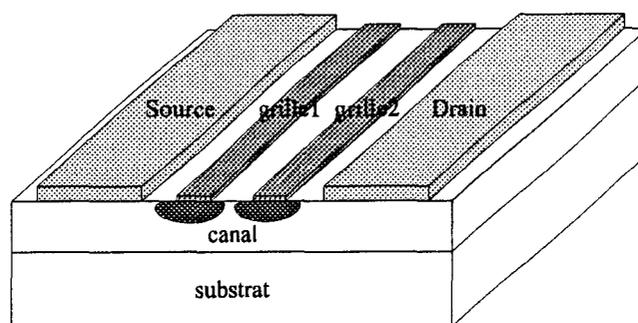


Figure II-2 : Schéma simplifié du transistor bigrille.

Le bigrille est généralement considéré comme étant l'association en cascade de deux transistors monogrilles (voir Figure II-3). Ce montage dit « configuration cascade » est fréquemment employé car il est pratique et permet l'obtention de bonnes modélisations.

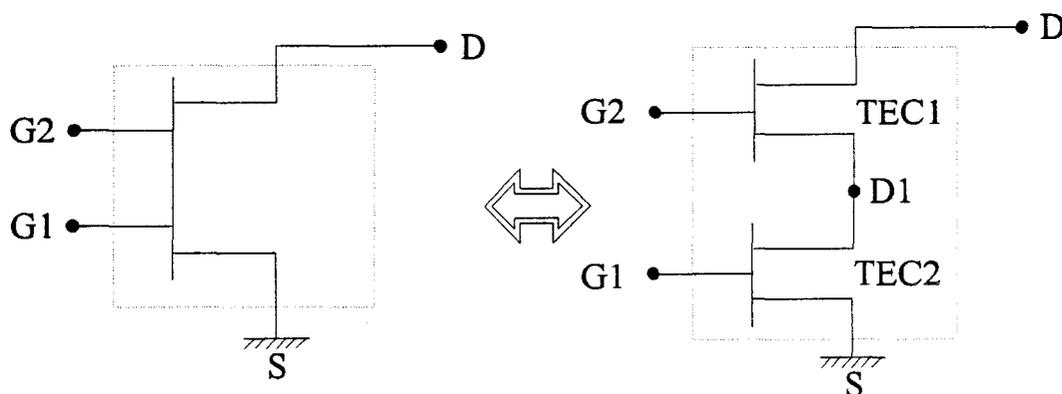


Figure II-3 : Représentation en configuration cascade du TEC bigrille.

### I-3-2 Utilisation du TEC bigrille en tant que mélangeur

Le mode opératoire du transistor bigrille en tant que mélangeur est simple : le signal basse fréquence est appliqué sur la première grille et l'oscillateur local sur la seconde. Les différents signaux, dont le mélange, sont récupérés au niveau du drain.

Avant de décrire le processus de mélange, il convient de mettre en évidence le comportement non linéaire du bigrille. La structure étant symétrique par rapport au potentiel flottant intergrilles au niveau du point  $D_1$ , le réseau de caractéristiques  $I(V)$  est obtenu par superposition des réseaux de chaque transistor monogrille équivalent (Figure II-4), la somme des tensions drain-source des composants étant toujours égale à  $V_{ds}$ . Le courant total du bigrille est obtenu à l'intersection de ces deux caractéristiques. Pour un point donné, on obtient donc la valeur du courant en fonction des différentes tensions de commande ( $V_{g2d1}$ ,  $V_{g1s}$ ,  $V_{dd1}$ ,  $V_{d1s}$ ).

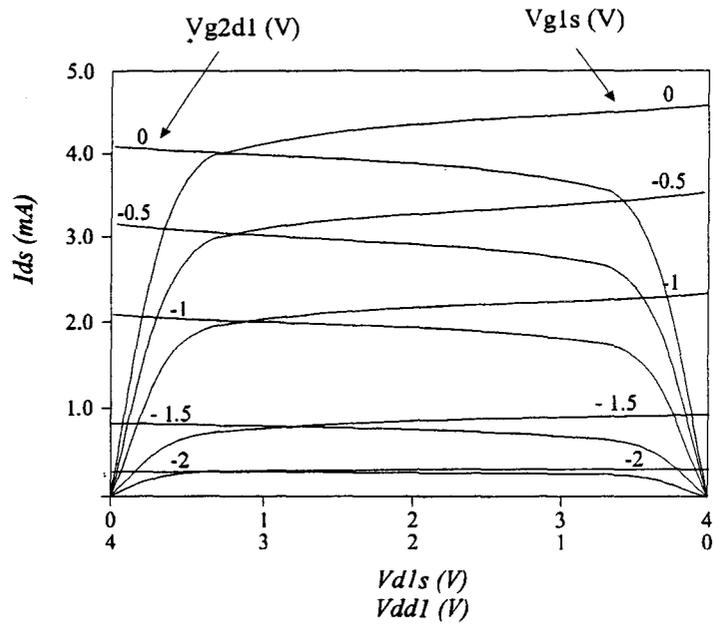


Figure II-4 : Exemple de réseau  $I(V)$  d'un TEC bigrille obtenu par superposition des réseaux des deux transistors équivalents qui le constituent.

L'inconvénient de cette représentation est de faire appel à la tension  $V_{g2d1}$  qui n'est pas accessible directement au niveau du composant. C'est pourquoi une autre représentation faisant apparaître la tension accessible  $V_{g2s}$  est plus facile à utiliser. Ce nouveau réseau découle directement du premier en utilisant la relation suivante :

$$V_{g2s} = V_{g2d1} + V_{d1s}$$

En déterminant les couples de valeurs  $(V_{g2d1}, V_{d1s})$  qui donnent  $V_{g2s} = \text{constante}$ , on peut alors tracer le réseau illustré Figure II-5 [12].

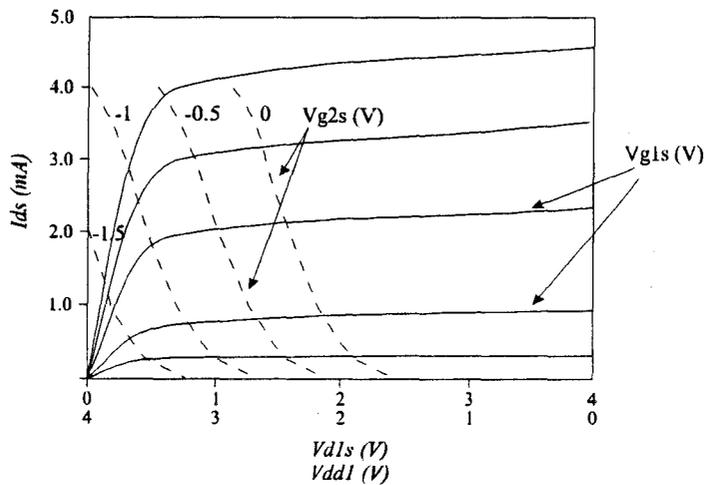


Figure II-5 : Exemple de réseau composite du bigrille en fonction des tensions accessibles aux bornes du composant.

Tsironis et al [19] ont montré que si l'on veut faire fonctionner le bigrille en mélangeur, il faut se situer dans la zone hachurée représentée Figure II-6. Dans ce cas, le mélange se fait au niveau du premier transistor : Durant un cycle de l'OL, la tension drain-source du premier TEC ( $V_{d1s}$ ) va évoluer. Quand elle sera faible, la transconductance  $g_{m1}$  sera faible, et la conductance de sortie  $g_{ds1}$  sera élevée. L'augmentation du niveau du signal issu de l'OL va entraîner le TEC dans sa zone saturée, la transconductance  $g_{m1}$  sera alors relativement grande et la conductance  $g_{ds1}$  plus faible. Le second transistor reste quant à lui dans sa zone saturée pendant toute la durée du cycle de pompage.

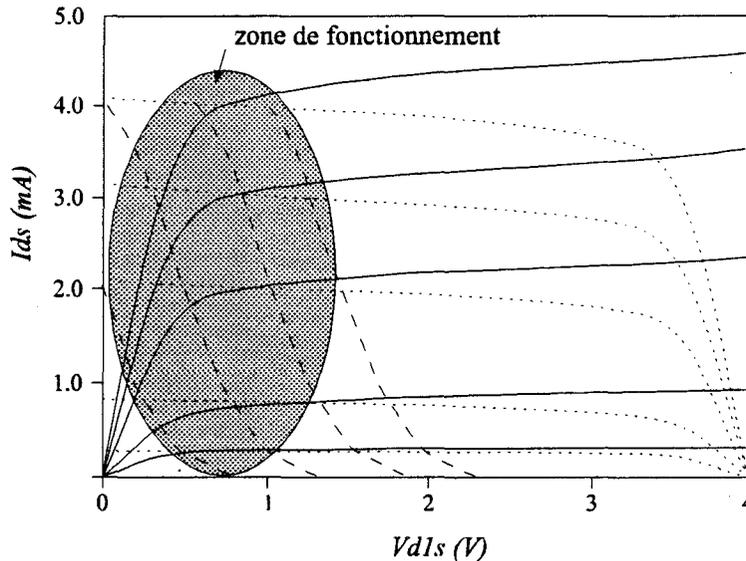


Figure II-6 : Zone de fonctionnement en mélangeur pour le premier TEC équivalent dans une configuration à transistor bigrille.

## II Réalisation du composant

### II-1 Choix des paramètres technologiques

#### II-1-1 Epitaxie

Afin de mieux comprendre certains choix technologiques, dont celui de la structure de la couche utilisée, il est nécessaire de replacer cette étude dans son contexte d'origine. En effet, lorsque cette étude a été entreprise, nous venions juste d'arriver dans les locaux actuels de l'IEMN. La plupart des installations en salle blanche étaient tout juste opérationnelles, et certaines d'entre elles ne l'étaient pas encore. Figuraient parmi celles-ci les bâtis d'épitaxie par jets moléculaires. Il n'était donc pas question de se lancer dans la réalisation de composants demandant des couches de structures compliquées. En réalité, le process a été réalisé sur d'anciennes couches récupérées, qui avaient été conçues à l'origine pour la réalisation de têtes

optiques intégrées à l'occasion du séminaire COMOPTEC qui s'est tenu à Lille en Novembre 1992. Il s'agissait de couches dont la structure épitaxiale était de type MESFET classique en filière GaAs. Les paramètres de cette couche sont donnés dans le Tableau II-1.

On y retrouve un cap-layer fortement dopé, permettant une bonne injection du courant au travers des contacts ohmiques, ainsi qu'un canal moins dopé sur lequel sont déposées les grilles de commande du transistor. Le tout est déposé sur une couche tampon non-intentionnellement dopée, qui permet de confiner le courant dans le canal du transistor et qui servira également de support à la photodiode MSM.

GaAs	n+	$3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	700Å
GaAs	n	$6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	800Å
GaAs	nid		8000Å
GaAs	substrat semi-isolant		

Tableau II-1 : Structure de la couche processée.

### II-1-2 Conception des différents niveaux de masquage

Nous avons tenu à réaliser la technologie la plus simple possible, c'est pourquoi nous avons minimisé au maximum le nombre d'étapes lithographiques. Seuls quatre niveaux de masquage sont nécessaires pour la réalisation de notre composant :

- deux niveaux de masquage optique :
  - isolation par gravure mesa,
  - réalisation des plots d'épaississement.
- deux niveaux de masquage électronique :
  - définition du canal du transistor (contacts ohmiques de source et de drain),
  - réalisation des grilles du transistor et des doigts du MSM.

Nous avons représenté Figure II-7 la superposition des différents niveaux de masquage.

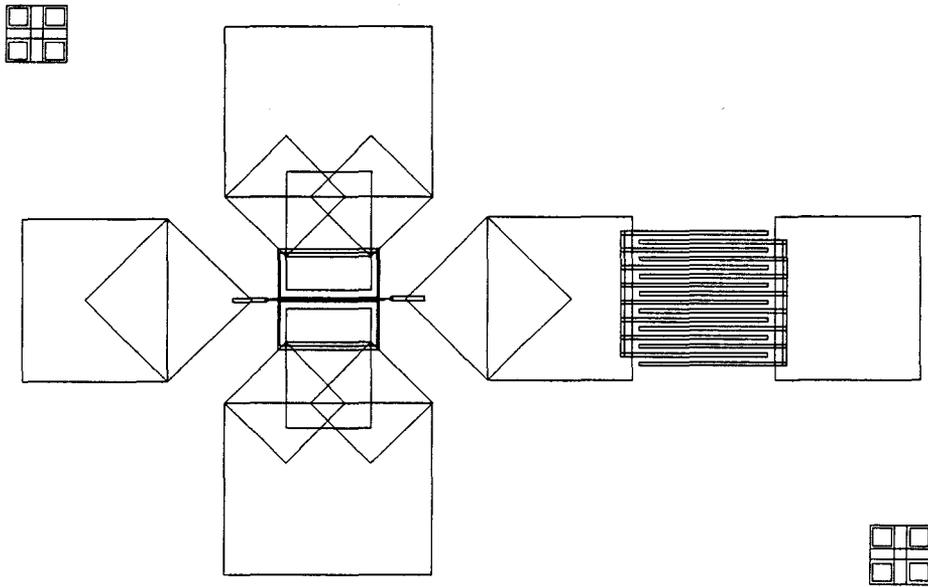
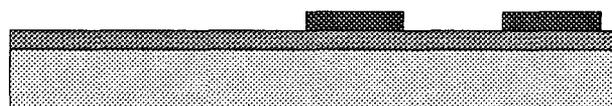


Figure II-7 : Vue générale des différents niveaux de masquage.

## II-2 Procédé technologique

La technologie étant de type GaAs, il n'a pas été nécessaire de développer des étapes technologiques nouvelles pour réaliser ce composant. En effet, la réalisation de MESFET GaAs est très bien maîtrisée à l'IEMN et aucune étude particulière n'a du être fournie en ce domaine. Cependant, nous avons tenu à réaliser le process le plus simple possible, tout en apportant certaines innovations par rapport au procédé de réalisation des transistors classiquement utilisé au laboratoire. Notons également qu'il s'agit là d'une première : le but n'est donc pas d'optimiser tous les paramètres technologiques afin d'obtenir un composant fonctionnant en gamme millimétrique, mais de montrer la faisabilité d'un tel composant.

Le détail du procédé est donné Figure II-8.



a) Dépôt des contacts ohmiques



b) Mesa

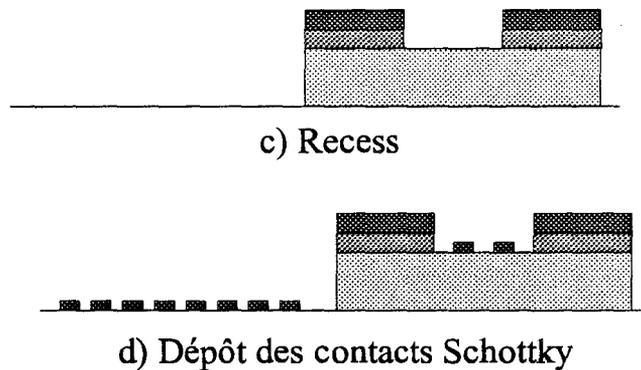


Figure II-8 : Procédure schématisée de la réalisation technologique du composant.

### II-2-1 Dépôt des contacts ohmiques

Les contacts ohmiques ont été réalisés par lithographie électronique : en effet, afin de pouvoir espérer obtenir une fréquence de coupure du transistor relativement élevée, il était nécessaire d'avoir un canal source-drain suffisamment étroit afin de diminuer le temps de transit des porteurs. La longueur retenue fut de  $2\mu\text{m}$ , pour une largeur de  $50\mu\text{m}$ , ce qui correspond également à des dimensions tout à fait caractéristiques pour des MESFET traditionnels.

Les contacts sont alors réalisés sur la couche supérieure fortement dopée par dépôts successifs de Ni/AuGe/Ni et un recuit flash de  $400^\circ\text{C}$  pendant 40 sec est ensuite réalisé.

### II-2-2 Mesa

Cette étape permet de réaliser l'isolation électrique entre les différents composants en attaquant chimiquement les couches supérieures dopées. Dans notre cas, cette étape permet également de venir découvrir la couche non dopée sur laquelle sera déposé par la suite le MSM.

Cette étape, très classique, a cependant été légèrement modifiée en comparaison du processus de réalisation habituel des transistors à effet de champ. En effet, traditionnellement on commence le processus par la réalisation du mesa, sur lequel on vient ensuite déposer les contacts ohmiques qui sont de dimensions inférieures à celles du mesa d'isolation. Dans notre cas, on dépose d'abord les contacts ohmiques, puis on vient protéger le canal par de la résine afin de réaliser ensuite le mesa, celui-ci "rentrant" alors légèrement à l'intérieur du canal source-drain (voir Figure II-9). C'est ce que l'on appelle la technique du petit mesa. Ceci permet ainsi d'augmenter le confinement du courant entre source et drain, et également de diminuer de façon assez sensible la capacité de grille. Nous insistons un peu sur ce point car à l'époque, cette méthode n'était pas utilisée pour la réalisation des transistors au laboratoire. Bien que dans notre cas elle ne puisse apporter de réelles améliorations étant donné que notre composant est relativement simple sur beaucoup d'autres

points, nous avons tenu à intégrer cette idée dans la conception de notre composant, cela ne compliquant en rien le procédé de réalisation.

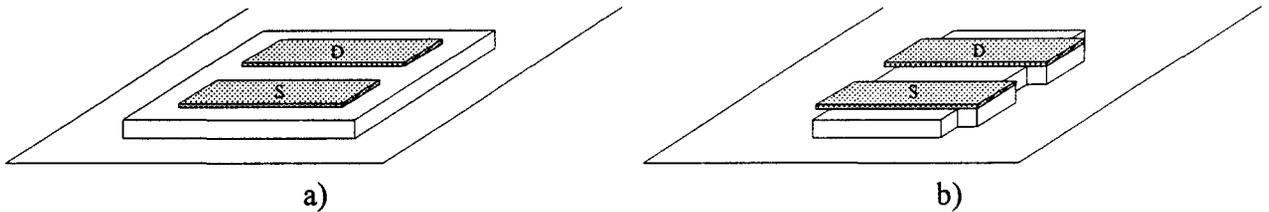


Figure II-9 : Représentation schématique du mesa classique (a) et du procédé "petit mesa" (b).

### II-2-3 Recess

L'étape de recess consiste à graver, généralement par attaque chimique, la couche de matériau fortement dopé située en surface du matériau. Elle permet de dégager la couche de matériau moyennement dopé afin de pouvoir déposer sur celle-ci la grille qui commandera le courant passant dans cette couche. Le process utilisé étant conçu pour être le plus simple possible, nous avons décidé de réaliser une gravure de recess auto-alignée sur les contacts de source et de drain. Aucune étape lithographique n'est nécessaire, ce qui nous permet de gagner une étape de masquage. Nous avons donc réalisé une gravure chimique en utilisant la solution suivante :  $\text{NH}_3:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$  (1:1:200). Afin de maîtriser précisément la profondeur du canal, nous réalisons régulièrement un contrôle du courant source-drain sous pointes : lorsque celui-ci atteint la valeur d'environ 35mA, nous savons que nous avons totalement retiré la couche superficielle fortement dopée.

### II-2-4 Dépôt de la grille et du MSM

Les contacts de grille et de MSM sont identiques : ce sont tous les deux des contacts Schottky. On peut donc les déposer en même temps. Pour réaliser cette étape, nous utilisons la lithographie électronique : en effet, le MSM est constitué de doigts interdigités de  $2\mu\text{m}\times 70\mu\text{m}$  espacés de  $2,5\mu\text{m}$ . Une telle géométrie pour des MSM a déjà été réalisée au laboratoire et a permis de réaliser des composants ayant des fréquences de coupure de l'ordre de 10GHz [20]. Même si ces derniers ont été réalisés dans la filière InP, de telles dimensions sont largement suffisantes pour nous fournir des photodétecteurs fonctionnant à quelques GHz. Or ces dimensions se situent à la limite de la lithographie optique.

Les grilles du transistor quant à elles, nécessitent impérativement l'usage du masqueur électronique, car si l'on veut pouvoir atteindre des fréquences de coupure au-delà de la dizaine de gigahertz, nous devons réaliser des grilles sub-microniques : celles-ci ne font que  $0,25\mu\text{m}$  de long, ce qui est totalement irréalisable en lithographie optique traditionnelle.

Les performances hyperfréquences du transistor n'étant pas critiques (on ne cherche pas à atteindre l'état de l'art en terme de fréquence de coupure, mais simplement à réaliser un démonstrateur), nous n'avons pas réalisé un process incluant des grilles en T, ce qui aurait amélioré la résistance de grille, mais qui aurait également alourdi le process.

La métallisation utilisée est constituée d'un dépôt successif de Ti/Pt/Au. Un recuit de 300°C pendant 20mn est ensuite effectué. Notons que lors des étapes de mesa et de recess, nous avons pris la précaution de ne pas graver de façon trop importante, ce qui a pour effet de limiter l'importance du dénivelé entre le fond du mesa et le canal : celui-ci étant de l'ordre de 1000Å et l'épaisseur des grilles d'environ 3000Å, aucun problème de coupure de grille n'est à envisager. Nous présentons Figure II-10 une photographie prise au microscope électronique à balayage représentant le détail des grilles en fin de process.

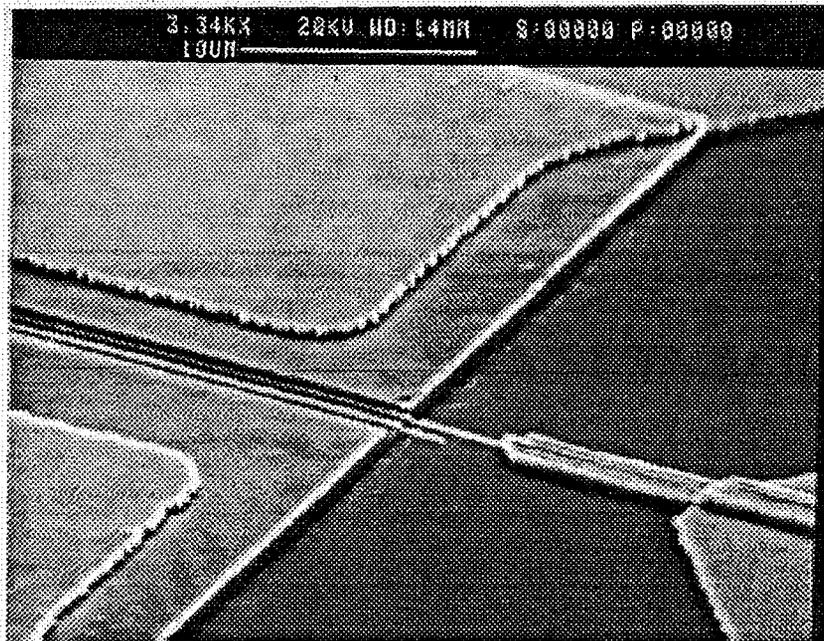


Figure II-10 : Détail des grilles au MEB

### II-2-5 Dépôt des plots d'épaissement

L'étape de lithographie électronique étant d'autant plus longue que la surface à exposer est grande, nous avons séparé le dépôt des contacts Schottky (MSM et grilles) de l'étape de dépôt des plots d'épaissement qui va permettre de connecter électriquement entre elles et avec le circuit extérieur les différentes parties du composant. Nous avons donc réalisé cette étape par photolithographie et déposé un épaisseur de Ti/Au.

### II-3 Remarques sur le procédé utilisé

Comme nous l'avons déjà signalé, nous avons fait en sorte de simplifier au maximum le procédé de réalisation de ce composant. Nous n'avons donc pas réalisé de grilles en T, ce qui se serait d'ailleurs révélé fort délicat car il s'agit de réaliser deux grilles submicroniques en T, et non une seule, dans l'espace source-drain. Nous n'avons également pas réalisé d'étape de passivation par dépôt de nitrure. Notons enfin que la commande de la grille s'effectue par la tension que l'on impose sur celle-ci. Or le photodétecteur MSM génère un courant et non une tension, et il est donc nécessaire de rajouter une résistance entre le MSM et la grille qu'il commande : celle-ci aurait pu être intégrée monolithiquement au circuit, cependant nous avons préféré l'ajouter au circuit extérieur afin de conserver une certaine souplesse d'utilisation des masques, qui peuvent ainsi être transposables pour différentes structures épitaxiales.

Une photographie générale du composant en fin de process est donnée Figure II-11.

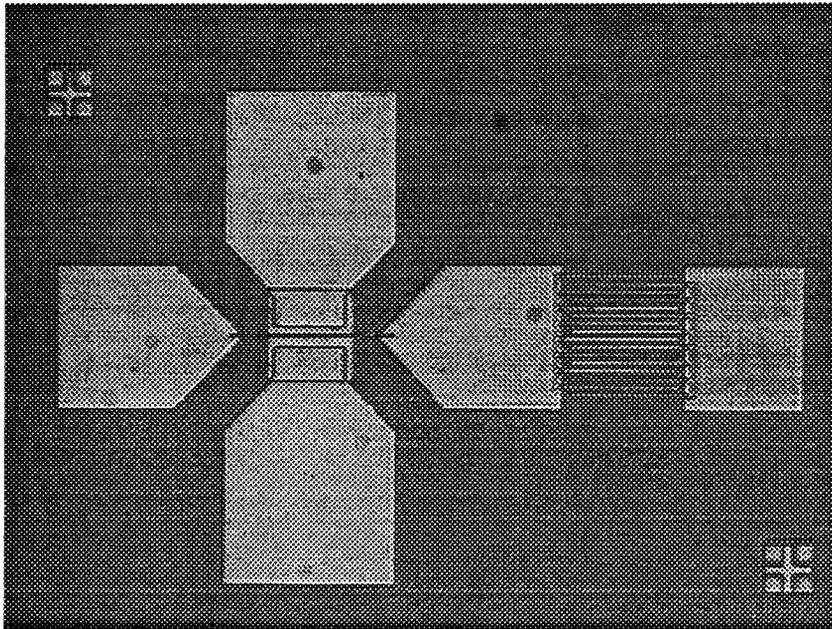


Figure II-11 : Vue générale du composant en fin de process.

### III Caractérisation

Nous décrivons ici les différentes caractérisations qui ont été effectuées sur ce transducteur, que ce soit au niveau du MESFET bigrille, de la photodiode MSM, ou du composant dans sa globalité.

Avant toute chose, pour pouvoir effectuer la caractérisation de ce composant, il nous a fallu concevoir un boîtier spécial, car les boîtiers traditionnels sont conçus pour des composants ayant généralement trois entrées/sorties (source, drain, grille), alors que ce composant en possède cinq

(source, drain, grille1, grille2, MSM). C'est ainsi que nous avons conçu, en utilisant le logiciel MDS (Microwave Design System), un circuit qui a ensuite été réalisé sur substrat Duroïd 6010.5. Le schéma de ce circuit est donné Figure II-12. Il est composé de deux lignes continues (alimentation de la photodiode MSM, et de la grille 2 alimentée en BF) ainsi que de deux lignes hyperfréquences (application d'un signal hyperfréquence sur la grille 1, récupération des signaux microondes sur drain), plus une masse (la source) connectée à la face arrière du duroïd par via-hole. Il doit ainsi permettre un bon fonctionnement jusqu'à des fréquences de l'ordre de la dizaine de gigahertz. Une résistance de  $1k\Omega$  a été intégrée à ce circuit au niveau de la piste d'accès menant à la grille du transistor qui est commune avec l'une des bornes du MSM, afin de pouvoir commander la grille avec le courant photogénéré (notons que cette résistance n'a été utilisée que pour les caractérisations nécessitant l'usage de la photodiode MSM. Les caractérisations purement électriques du MESFET bigrille ont été effectuées avec un circuit similaire sur lequel il n'y avait pas cette résistance). Un support mécanique spécifique a également été conçu pour recevoir ce circuit et le connecter aux appareils de mesure, et également pour pouvoir l'éclairer facilement en approchant une fibre optique.

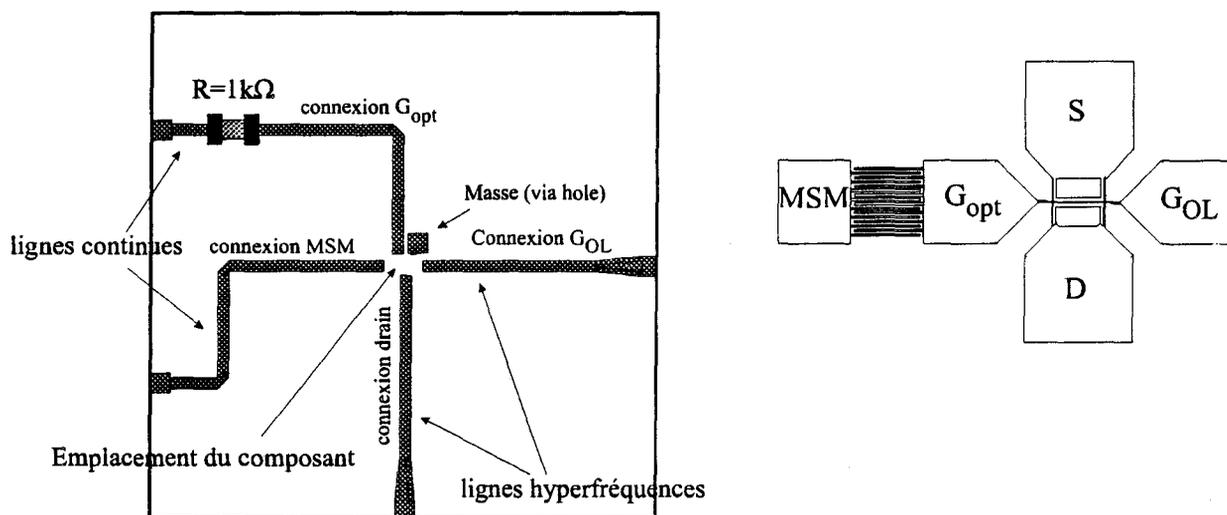


Figure II-12 : Schéma du boîtier de caractérisation spécialement conçu pour le composant que nous avons représenté à droite.

Etant donné qu'il y a sur le composant beaucoup de plots différents les uns des autres, et ayant chacun leur utilité propre, nous avons pris soin de définir sur le dessin les différentes terminologies que nous utiliserons pour le reste de notre caractérisation, à savoir :

- S : la source;
- D : le drain;
- $G_{opt}$  : la grille commune avec la photodiode MSM, dont le but final est de transférer les informations issues du signal optique vers le transistor;

-  $G_{OL}$  : l'autre grille, qui en fonctionnement en tant que mélangeur sera la grille supportant le signal hyperfréquence issu d'un oscillateur local externe, qui sera également le signal de pompe.

### III-1 Caractérisation du MESFET bigrille

#### III-1-1 Caractérisation statique

Les caractéristiques statiques  $I_{ds}(V_{gs})$  du transistor sont données Figure II-13, et ceci pour différentes tensions appliquées sur l'autre grille.

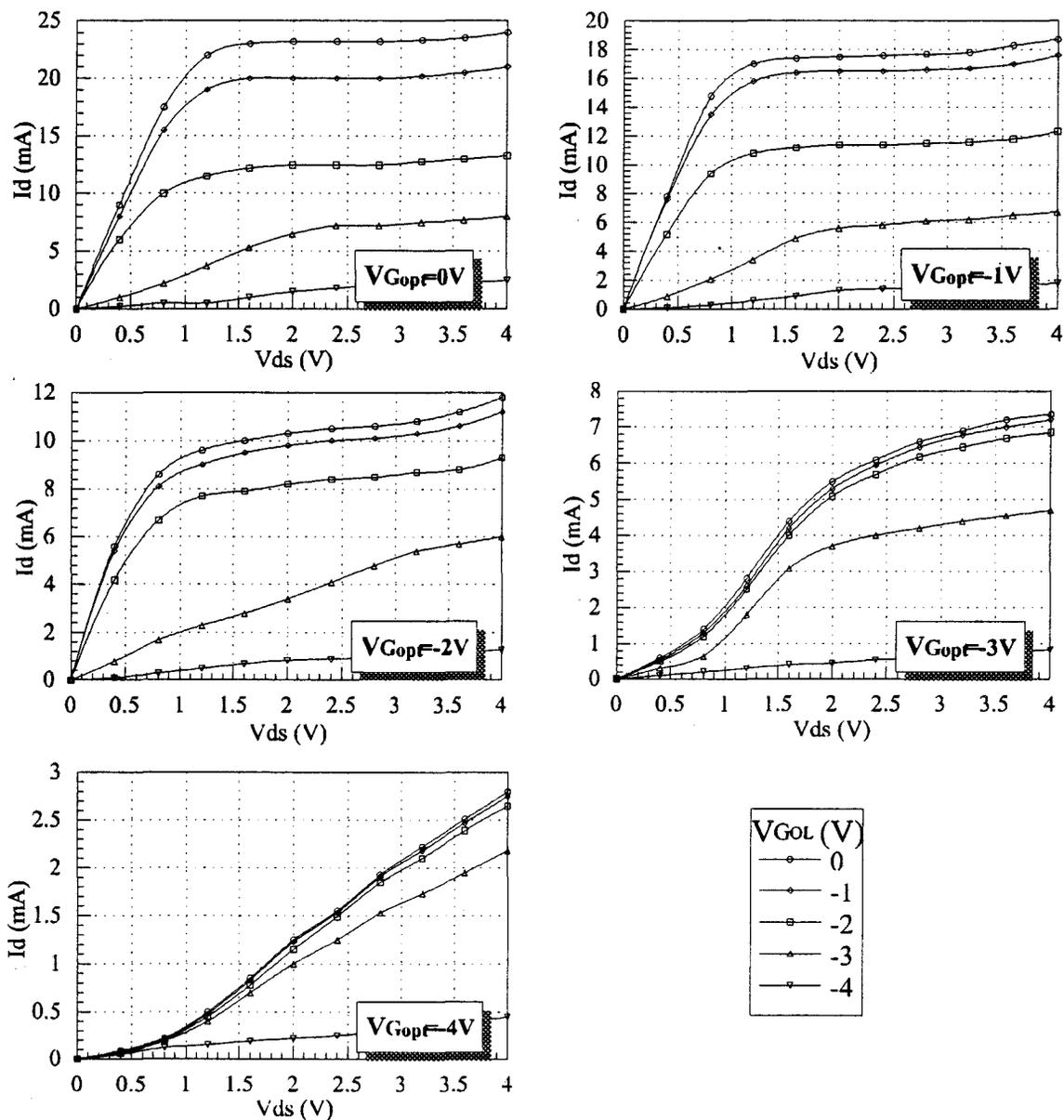


Figure II-13 : Réseaux de caractéristiques  $I_d(V_{gs})$  pour différentes tensions appliquées sur les deux grilles.

Nous notons  $V_{Gopt}$  la tension appliquée à la grille qui est commune à l'une des bornes du MSM ( $G_{opt}$ ), et  $V_{Gol}$  la tension appliquée à l'autre grille (car en fonctionnement normal du transconducteur, cette grille recevra un signal hyperfréquence issu d'un oscillateur local externe). On peut noter que les composants réalisés ont des caractéristiques tout à fait classiques pour des MESFET, même si les tensions de pincement sont relativement élevées (-4V).

Nous avons également reporté, Figure II-14, l'évolution des différentes transconductances ( $g_m = \Delta I_{ds} / \Delta V_{gs}$ ) en fonction des tensions de grilles, ceci pour une tension drain-source de 1,5V. Nous parlons effectivement des transconductances, et non de la transconductance comme dans un transistor traditionnel, car on peut définir une transconductance pour chacune des grilles. On a alors :

$$g_{m1} = (\Delta I_{ds} / \Delta V_{g1s})_{V_{g2} = cst}$$

$$g_{m2} = (\Delta I_{ds} / \Delta V_{g2s})_{V_{g1} = cst}$$

Il en résulte une transconductance maximale de 200mS/mm. Cette valeur est tout à fait satisfaisante étant donné la simplicité de la procédure de réalisation des composants. De plus, ces transconductances nous fournissent de bonnes indications sur les valeurs des couples de tensions de grilles à appliquer lorsque nous effectuerons nos mesures en dynamique et en mélange.

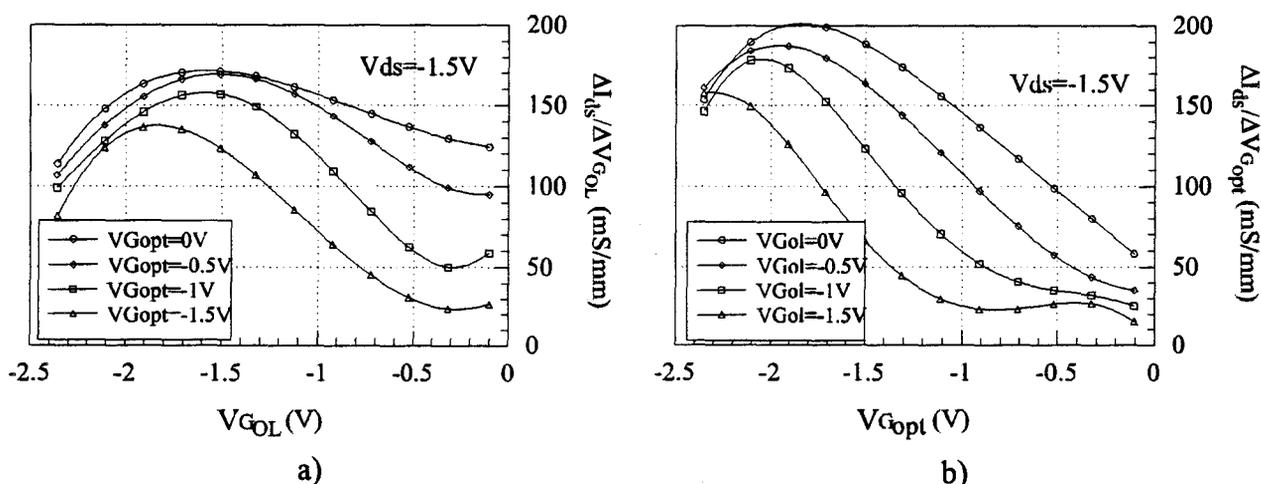


Figure II-14 : Evolution des différentes transconductances en fonction des différentes tensions de grilles.

a)  $g_m(V_{g_{opt}} = cst)$ ;

b)  $g_m(V_{g_{ol}} = cst)$ .

### III-1-2 Caractérisation dynamique

Dans ce paragraphe, nous allons étudier la réponse fréquentielle de notre transistor. Cependant, nous souhaitons le caractériser dans son boîtier de test, et non dans un boîtier

traditionnel utilisé à l'IEMN pour la caractérisation des transistors (comme par exemple les boîtiers BMH). Nous n'avons donc pas effectué cette étude en Centrale de Caractérisation, mais simplement en ayant recours à un générateur hyperfréquence (Wiltron 68147A) et à un analyseur de spectre (Tektronix 494AP), qui nous serviront également pour caractériser plus tard le système complet, avec sa fonction optique.

Avant de caractériser le comportement en tant que mélangeur (voir paragraphe suivant), nous souhaitons connaître la réponse fréquentielle de notre transistor. Pour cela, nous avons caractérisé le transistor en tant que simple transistor monogrinne, c'est-à-dire sans polariser la seconde grille du transistor (celle-ci est en l'air : elle n'est pas reliée au circuit extérieur). La puissance du signal imposée par le générateur à l'entrée de la grille est de 0dBm. La grille  $G_{OL}$  est polarisée à -1,9V. La réponse fréquentielle mesurée au niveau du drain est représentée Figure II-15. De cette courbe, on peut déduire une fréquence de coupure de l'ordre de 10GHz, même si au-delà de 9GHz, la réponse devient quelque peu chaotique, ceci étant sans doute dû à des problèmes liés au boîtier. Ces résultats sont donc tout à fait satisfaisants en ce qui nous concerne puisqu'il s'agit là du domaine de fréquence que nous souhaitons atteindre pour notre réalisation.

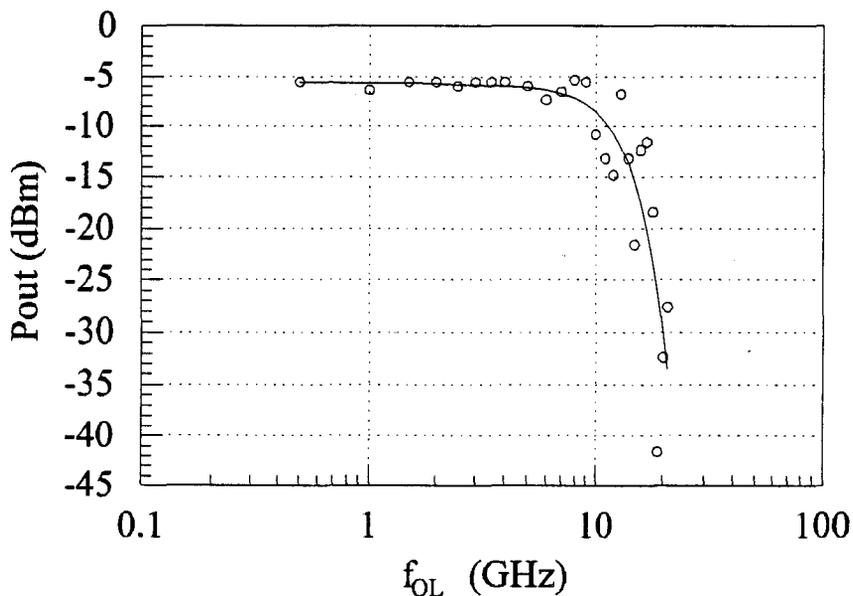


Figure II-15 : Réponse fréquentielle du transistor caractérisé en tant que monogrinne.

Notons que par ces mesures, nous ne pouvons déterminer que la fréquence de coupure du transistor, sans avoir accès au gain dynamique de celui-ci. En effet, notre composant n'est pas adapté sur 50Ω, et donc une grande partie du signal délivré par le générateur est réfléchi, et n'est pas "utilisée" par notre transistor. C'est ainsi que malgré un signal modulé à 0dBm en entrée, on ne mesure en sortie du transistor que -6dBm, alors que le gain du transistor est pris en compte dans cette valeur. Notons également que la réponse fréquentielle de l'autre grille est quasiment identique à celle présentée ci-dessus, et c'est pourquoi nous ne l'avons pas représentée ici, d'autant

plus qu'elle est moins critique d'un point de vue fréquence de coupure puisque le signal appliqué sur la grille  $G_{opt}$  n'est pas censé dépasser 1 ou 2GHz.

### III-1-3 Caractérisation du MESFET bigrille en tant que mélangeur

Tel qu'il a été conçu, notre composant permet de caractériser directement le transistor bigrille en tant que mélangeur purement électrique (sans passer par la photodiode). Il est en effet possible de prendre une connexion électrique directement au niveau du plot commun à la grille  $G_{opt}$  et à la photodiode MSM (dans ce cas, on utilise le boîtier sans résistance, avec simplement une ligne conductrice continue à la place). Nous avons donc imposé deux signaux électriques, modulés à des fréquences différentes, sur chacune des grilles. Sur la grille  $G_{opt}$ , nous imposons un signal de fréquence relativement basse (100MHz et 1GHz), correspondant au domaine de fréquences dans lequel le composant est susceptible d'être utilisé. Notons que la piste d'accès du boîtier permettant la connexion de la grille  $G_{opt}$  avec le circuit extérieur n'a pas été conçue pour monter très haut en fréquence. Cependant, il devrait être possible de travailler à 1GHz sans avoir trop de pertes. Sur l'autre grille,  $G_{OL}$ , nous faisons varier la fréquence de 100MHz à 15GHz. La puissance appliquée à la grille  $G_{OL}$  est de 0dBm, alors que celle appliquée sur la grille  $G_{opt}$  est de -7,5dBm. Une représentation schématique du banc de caractérisation est donné Figure II-16.

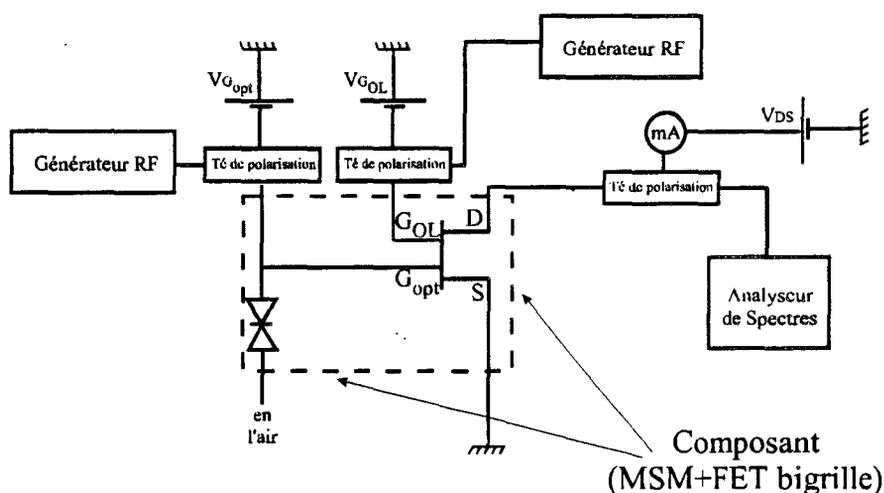


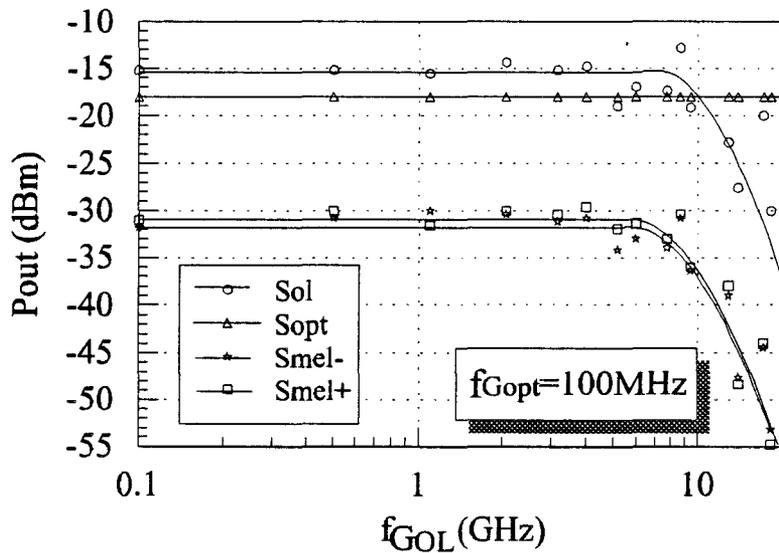
Figure II-16 : Représentation schématique du banc de caractérisation utilisé.

Nous avons reporté Figure II-17a et II-17b l'évolution des différents signaux mesurés sur l'analyseur de spectres, en sortie de composant, au niveau du drain, en fonction de la fréquence du signal appliqué sur la grille  $G_{OL}$ . Notons, pour une meilleure compréhension de ces courbes, que les points situés sur les courbes de mélange sont référencés en abscisse en fonction de  $f_{G_{OL}}$ , et non pas de leur propre fréquence qui se situe à  $|f_{OL}-f_{opt}|$  ou  $|f_{OL}+f_{opt}|$ . De même, nous avons reporté sur ces graphiques le signal  $S_{opt}$  : celui-ci n'évolue bien évidemment pas en fonction de  $f_{OL}$ .

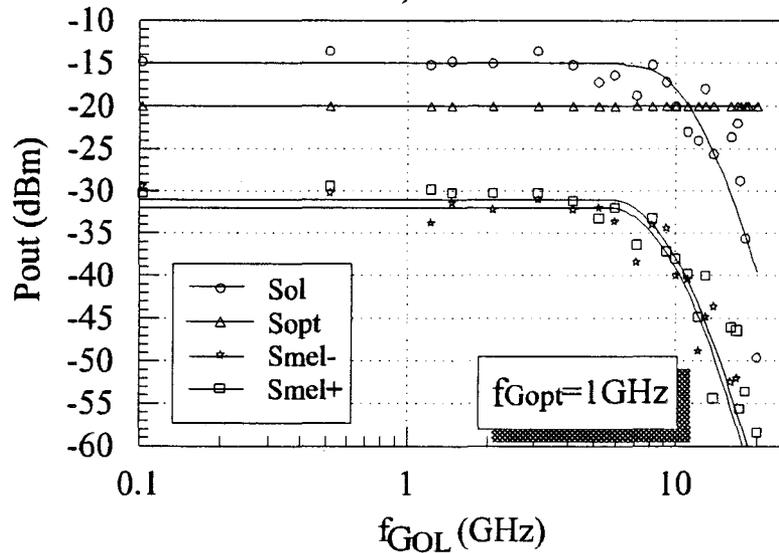
puisqu'on lui impose toujours la même puissance hyperfréquence en entrée, et que sa fréquence de travail reste constante sur une même courbe ( $f_{Gopt}=100\text{MHz}$  (a) et  $f_{Gopt}=1\text{GHz}$  (b)).

Nous appelons :

- Sol : le signal issu du générateur hyperfréquence appliqué sur la grille  $G_{OL}$ ;
- Sopt : le signal issu d'un autre générateur hyperfréquence appliqué sur la grille  $G_{opt}$ ;
- Smel- : le signal de mélange à la fréquence  $|f_{GOL}-f_{Gopt}|$ ;
- Smel+ : le signal de mélange à la fréquence  $|f_{GOL}+f_{Gopt}|$ .



a)



b)

Figure II-17 : Evolution des principales raies en sortie de composant pour un mélange de deux signaux directement appliqués sur  $G_{OL}$  et  $G_{opt}$  sans utiliser la photodiode MSM.

a)  $f_{Gopt}=100\text{MHz}$  ; b)  $f_{Gopt}=1\text{GHz}$ .

Nous constatons que l'amplitude des raies de mélange évolue de la même façon que la raie issue du générateur hyperfréquence externe, ce qui prouve que le niveau de mélange reste constant jusqu'à la fréquence de coupure de notre système. De plus, on constate que la qualité du mélange n'est pas altérée par la fréquence imposée sur la grille Gopt puisque, que cette fréquence soit de 100MHz ou de 1GHz, le niveau de mélange en sortie du transistor ne change pas. Sur les photographies de la Figure II-18, nous présentons des spectres de raies de mélange pris sur l'analyseur de spectre.

Nous avons donc brièvement montré que notre MESFET bigrille pouvait être utilisé en tant que mélangeur hyperfréquence. Il ne nous est cependant pas possible de connaître précisément le gain de conversion de notre mélange car nous ne connaissons pas la puissance réelle efficace du signal en entrée de grille  $G_{opt}$ , puisque notre composant n'est adapté ni en entrée, ni en sortie, avec les appareils de mesure ( $50\Omega$ ). De plus, nous ne nous sommes pas placés dans les conditions optimales de mélange (tensions, puissances, ...); cependant nous avons montré que la fonction de mélange était réalisable, et que celle-ci pouvait être effectuée jusqu'à une dizaine de GHz. Nous allons maintenant étudier le composant dans sa fonction principale, à savoir le mélange entre un signal basse fréquence issu d'une photodiode MSM et un signal hyperfréquence provenant d'un oscillateur local externe.

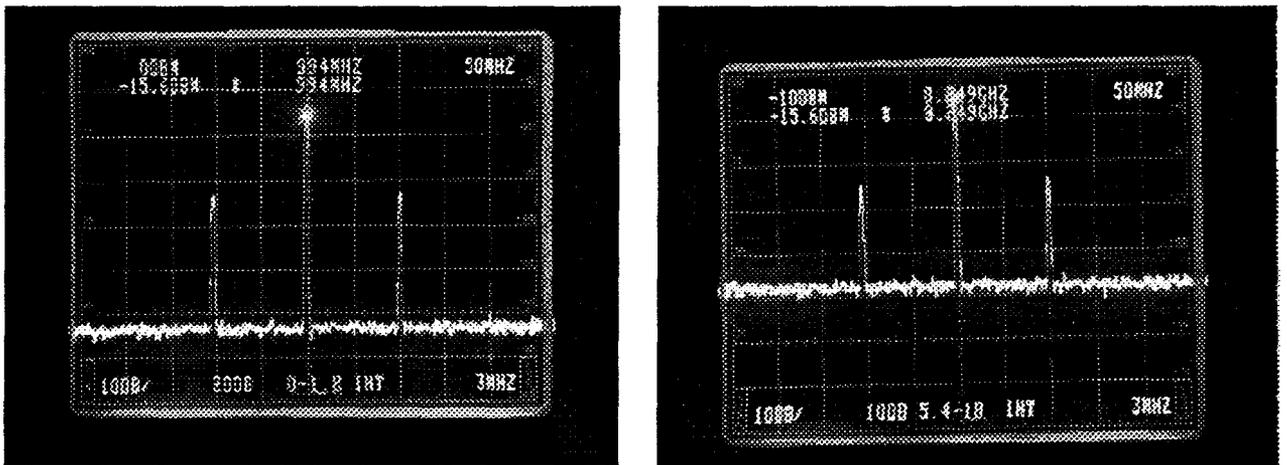


Figure II-18 : Photographie de spectres de mélange en sortie de transistor.  
Exemple d'un mélange entre un signal à 100MHz sur  $G_{opt}$   
et à 1GHz (à gauche) ou 8,25GHz (à droite) sur  $G_{OL}$ .

### III-2 Caractérisation du système MSM-MESFET bigrille

#### III-2-1 Caractérisation statique

La photodiode utilisée ici est une simple photodiode MSM GaAs, tout ce qu'il y a de plus classique. Nous ne nous attarderons donc pas longtemps sur sa caractérisation : les résultats

obtenus sur celle-ci étant en tout point semblables à ceux obtenus dans d'autres travaux, plus anciens déjà, effectués au sein de l'équipe [20,21], nous avons préféré insister plus longuement sur la caractérisation du système dans son ensemble. De plus nous n'avions à notre disposition qu'un unique laser fonctionnant à la longueur d'onde de  $0,8\mu\text{m}$ , et dont la fréquence de coupure était limitée à 2GHz. Ceci ne nous permettait même pas d'effectuer des caractérisations en dynamique intéressantes pour notre MSM, celui-ci étant susceptible, de par ses dimensions, de fonctionner à des fréquences de l'ordre de la dizaine de GHz. Notons cependant que toutes les caractérisations qui seront effectuées par la suite, le seront pour une tension aux bornes de la photodiode MSM de -7V. Cette tension correspond en effet à une valeur où le rendement quantique de la structure n'évolue plus avec la tension. Le coefficient de réponse de la photodiode dans de telles conditions est alors de  $0,16\text{A/W}$ , ce qui nous donne un rendement quantique de 0,25, valeur classique pour un MSM ayant de telles dimensions.

Figure II-19, nous avons représenté le schéma de principe du banc de montage utilisé pour caractériser notre composant. Celui-ci nécessite de nombreux appareils pour pouvoir être correctement polarisé et testé. Il est en effet nécessaire de disposer de cinq alimentations en tension, de trois ampèremètres, de deux générateurs hyperfréquences, et d'un analyseur de spectres pour pouvoir alimenter la liaison, sans tenir compte des supports de fibres, des micro-déplacements, des Tés de polarisation, et des câbles coaxiaux. Cela nécessite donc une mobilisation importante de matériel, ce qui nous a obligé à effectuer nos séries de caractérisations sur des périodes relativement courtes, afin de ne pas nuire au travail des autres membres de l'équipe. C'est pourquoi nous n'avons pu effectuer qu'un nombre limité de caractérisations, dont nous présentons ici les principaux résultats. Le laser utilisé est un laser commercial fibré. L'autre extrémité de la fibre est montée sur micro-déplacements et est alignée devant la photodiode MSM par recherche du maximum de photocourant.

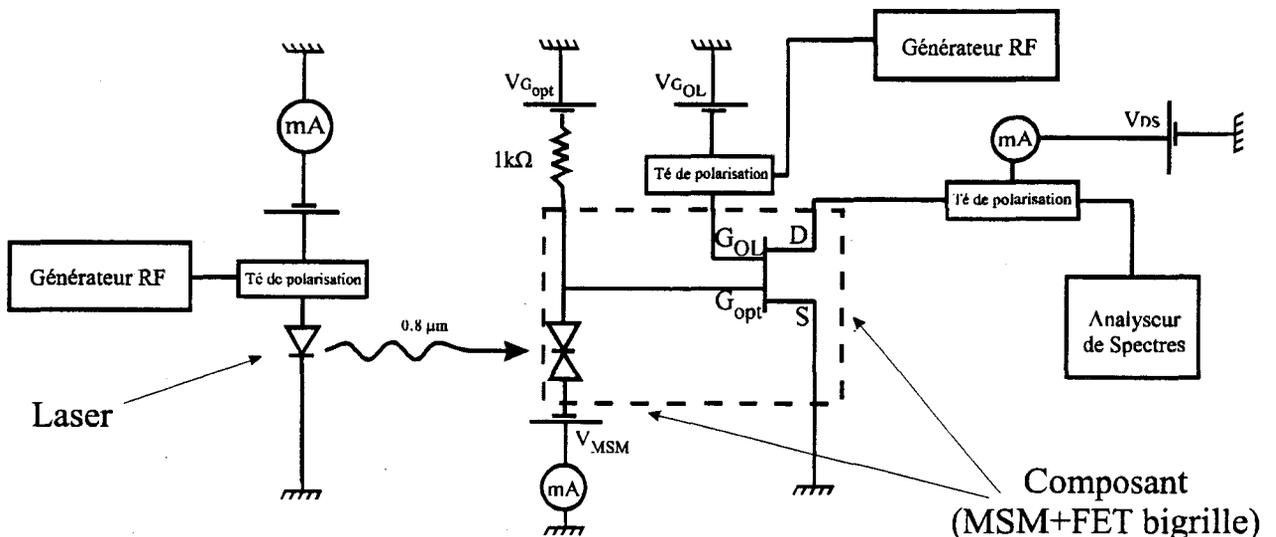


Figure II-19 : Représentation schématique du banc de caractérisation.

Figure II-20, nous avons représenté l'évolution du courant en sortie de drain en fonction du photocourant issu de la photodiode MSM. Pour effectuer cette mesure, nous n'avons polarisé aucune des deux grilles. Seul le second plot du MSM a été polarisé à  $-7V$ , et on a travaillé à saturation du transistor, à  $V_{ds}=1,5V$ .

On observe une droite dont la pente nous donne le rendement de conversion en courant de notre système. Ainsi, pour une variation de  $+100\mu A$  du photocourant en sortie de photodiode, nous obtenons une variation de  $-640\mu A$  du courant de drain. Ce rendement de conversion de 6,4 est bien entendu dépendant de la résistance série mise entre le MSM et la grille Gopt (ici :  $1k\Omega$ ), qui va fixer la tension ainsi générée aux bornes de la grille.

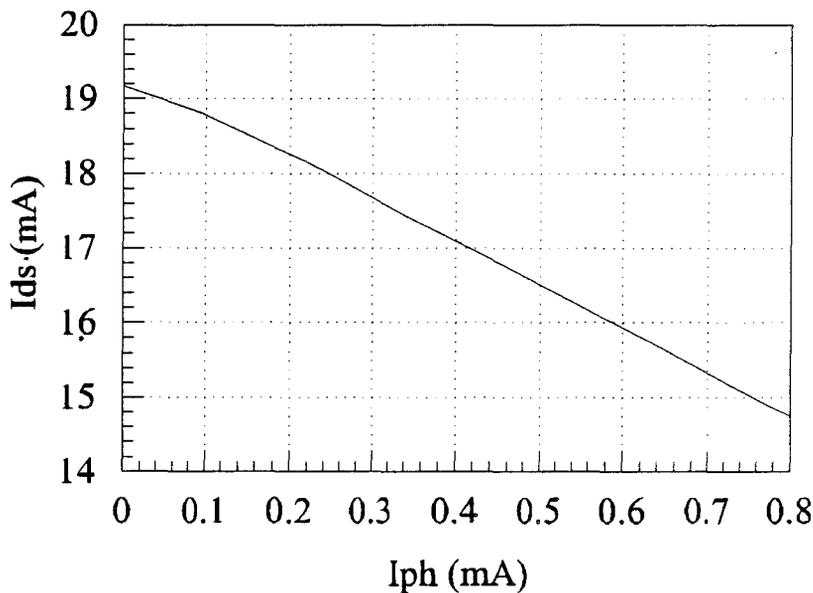


Figure II-20 : Evolution du courant  $I_{ds}$  en fonction du courant photogénéré  $I_{ph}$  aux bornes de la photodiode MSM.

### III-2-2 Caractérisation du transducteur en mélange

Afin d'effectuer nos caractérisations en mélange dans les meilleures conditions, il est nécessaire de se situer dans un domaine de puissance au niveau de l'oscillateur local proche du point de compression à 1dB du mélangeur. En effet, les mélangeurs sont sujets à un phénomène de saturation de gain. Le point de compression à 1dB ( $P_{C1dB}$ ) est alors défini comme étant le niveau de la puissance RF auquel correspond un écart de 1dB de la caractéristique  $P_{FI}=f(P_{RF})$  réelle par rapport à l'extrapolation linéaire,

où  $P_{FI}$  correspond à la puissance du signal de mélange en sortie du mélangeur,

et  $P_{RF}$  correspond à la puissance du signal (en entrée ou en sortie) du signal RF (ici : la puissance du signal optique modulé).

Nous avons donc représenté cette courbe Figure II-21, d'où l'on peut tirer une valeur de l'ordre de -2dBm (en entrée de transistor) comme point de compression à 1dB. C'est donc autour de cette valeur que nous effectuerons nos caractérisations en mélange.

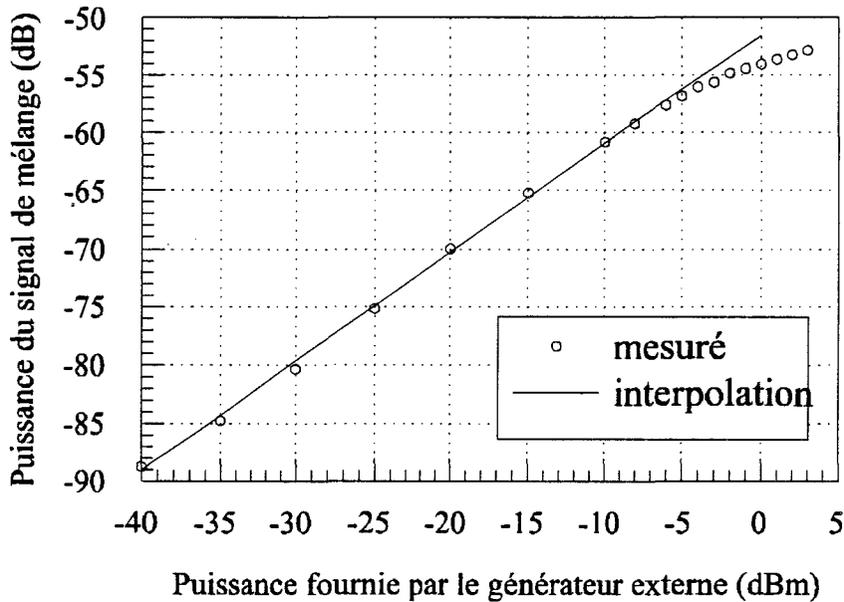


Figure II-21 : Détermination du point de compression à 1dB.

Nous avons donc recherché les meilleures conditions de mélange. Nous nous sommes placés à une tension drain-source de 1,2V (ce qui correspond au domaine de valeurs défini Figure II-6). Nous n'avons imposé aucune tension supplémentaire aux bornes de la grille  $G_{MSM}$  (exceptée bien entendu la tension générée par le photocourant et la résistance), et nous avons polarisé la grille  $G_{OL}$  à -1,9V, et le MSM à -7V. Le laser est polarisé pour fournir une puissance optique de 1mW en continu, modulé à 100MHz et soumis à une puissance hyperfréquence de -10dBm. L'oscillateur local externe relié à la seconde grille délivre une puissance de -2dBm, pour une fréquence variable  $f_{OL}$ . Les amplitudes des différentes raies mesurées en sortie de transistor sont données Figure II-22, en fonction de la fréquence de l'oscillateur local externe (ici,  $S_{opt}$  représente le signal généré par le MSM éclairé, mais mesuré en sortie de transistor, donc après amplification).

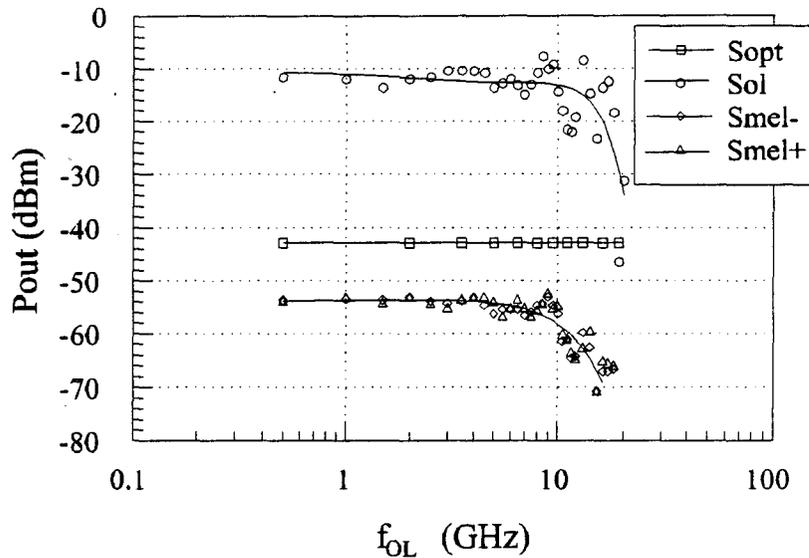


Figure II-22 : Evolution des différents signaux mesurés en sortie du transistor.

On constate que l'allure générale des courbes de mélange est identique à ce que l'on obtenait lorsque l'on utilisait le transistor bigrille en tant que simple mélangeur de deux signaux issus d'OL distincts, sans passer par la photodiode MSM. On peut donc en conclure que le transistor mélange tout aussi bien un signal issu d'une source optique, via la photodiode, qu'un signal issu d'un générateur hyperfréquence. Le système fonctionne donc exactement comme nous le souhaitions, permettant ainsi de transférer un signal optique basse-fréquence sur une porteuse hyperfréquence pouvant atteindre les 10GHz.

De plus, nous avons vu dans le paragraphe précédent qu'il était délicat de connaître avec précision le gain de conversion de notre mélangeur, faute de connaître la puissance réelle efficace appliquée au niveau de la grille  $G_{opt}$ . Dans ce cas-ci, il est maintenant possible de déterminer précisément cette valeur. Pour cela, nous avons déconnecté le transistor et nous avons simplement mesuré l'amplitude du signal photodéfecté aux bornes du MSM, sans changer les conditions de polarisation du laser. Nous avons alors mesuré un signal aux bornes du MSM de -50,8dBm. Cette valeur est d'ailleurs tout à fait cohérente avec la courbe de la Figure II-20, car cela nous donne un gain en courant de 6,3, valeur correspondant à ce que l'on avait obtenu en statique, aux incertitudes de mesure près. Nous avons repris Figure II-23 le signal que l'on vient de déterminer expérimentalement ( $S_{MSM}$ ), en comparaison avec les signaux de mélange ( $S_{mel-}$  et  $S_{mel+}$ ). La différence entre ces deux courbes nous donne alors le gain de conversion de notre système. Ce gain de conversion en fonction de la fréquence de travail appliquée à la grille  $G_{OL}$  est repris Figure II-24. On obtient une valeur moyenne située aux alentours de -3dB. Nous pouvons considérer cette valeur comme étant tout à fait correcte pour un tel démonstrateur.

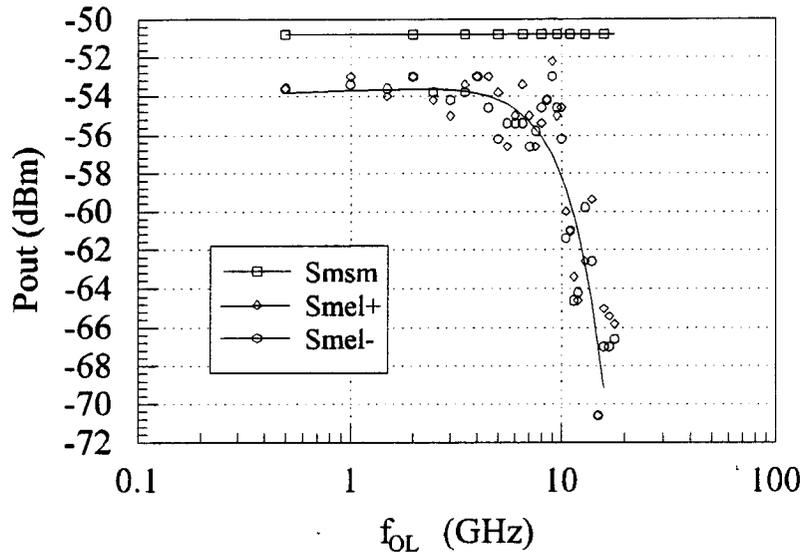


Figure II-23 : Mesure du signal généré par le MSM avant le transistor (sans gain) et comparaison avec les signaux de mélange en sortie du transistor.

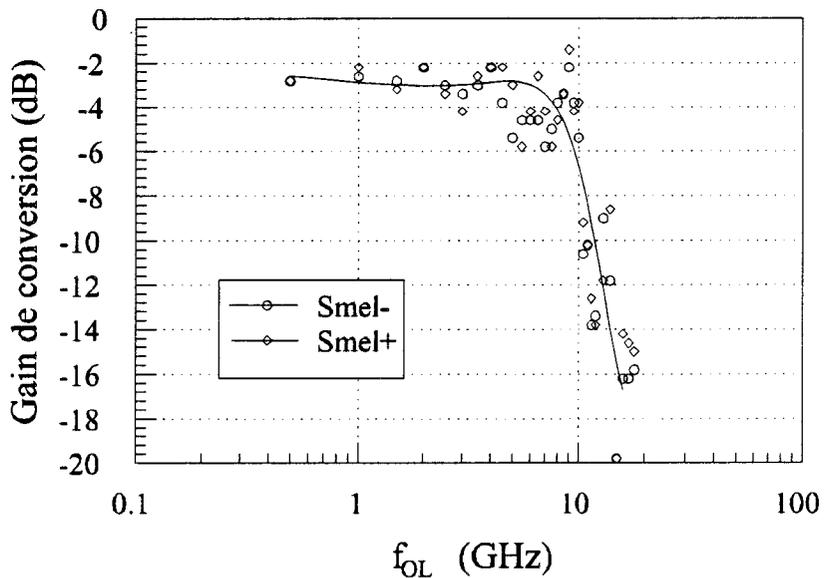


Figure II-24 : Evolution du gain de conversion en fonction de la fréquence issue de l'oscillateur local.

Signalons que nous n'avons pas effectué de caractérisations plus hautes en fréquences en ce qui concerne le signal optique, ceci à cause de problèmes liés à la source (la diode laser). Cependant, étant donné la similitude des résultats avec ce que l'on a observé dans le paragraphe précédent, il semble que l'on puisse affirmer sans prendre trop de risques que les résultats obtenus pour une fréquence du signal optique de 1GHz serait très semblables à ceux obtenus à 100MHz.

## IV Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes efforcés de concevoir et de réaliser un nouveau type de transducteur hyperfréquence. Celui-ci nous permet de travailler avec des lasers ne montant pas très haut en fréquence, et donc de faible coût. L'information émise par un tel laser est alors à la fois détectée et transposée sur une porteuse hyperfréquence ou microonde, par l'intermédiaire de cet unique composant.

Le principe de fonctionnement de ce composant est fondé sur l'utilisation du MESFET bigrille en tant que mélangeur. Celui-ci est intégré monolithiquement avec une photodiode MSM. La photodiode détecte le signal optique, ce qui va commander l'une des grilles du transistor. Sur l'autre grille on applique un signal de pompe issu d'un oscillateur local externe, à la fréquence souhaitée. On récupère les différentes composantes du signal au niveau du drain du transistor, dont les signaux de mélange.

Nous avons conçu un procédé de réalisation technologique à la fois simple et original, ne nécessitant que 4 niveaux de masquage : deux niveaux électroniques et deux niveaux optiques. Nous n'avons pas eu à développer d'étude technologique particulière pour réaliser ce composant, celui-ci étant réalisé en filière GaAs, parfaitement maîtrisée au niveau de notre laboratoire. Nous avons cependant utilisé la technologie dite "petit mesa", qui n'était pas encore utilisée au laboratoire pour la réalisation de transistors.

Les composants ainsi réalisés ont été caractérisés, et ceci dans le but principal de démontrer la validité de notre idée de base. C'est ainsi que nous avons tout d'abord testé uniquement notre transistor bigrille en tant que simple mélangeur de signaux hyperfréquences issus d'oscillateurs locaux distincts. Nous avons vu qu'il était alors susceptible de fonctionner jusqu'à des fréquences de l'ordre de 10GHz, et qu'il n'y avait pas de différence notable entre les mélanges obtenus pour un signal RF de 100MHz ou de 1GHz. Nous avons ensuite effectué les mêmes caractérisations mais en remplaçant le signal RF électrique par un signal RF optique issu de la photodiode. Les résultats ainsi obtenus sont tout à fait similaires à ceux obtenus de façon entièrement électrique. On peut remonter également à notre gain de conversion, qui semble se situer aux alentours de -3dB. De tels résultats obtenus sur nos composants, qui ne sont que des démonstrateurs dont presque aucun paramètre n'a été réellement optimisé, valident à la fois notre technologie et notre idée de base. La technologie utilisée est compatible avec celle des fonderies de MMIC GaAs, et pourrait être développée pour de faibles coûts de production. Combiné avec un oscillateur local intégré, un tel composant pourrait être une alternative intéressante pour fournir des systèmes fonctionnant en domaine microonde sans avoir recours à des composants optoélectroniques montant très haut en fréquence. Ceci peut être intéressant financièrement, particulièrement en ce

## *Chapitre II*

qui concerne la diode laser. Une amélioration des performances peut être obtenue par optimisation du circuit intégré, et notamment du transistor bigrille, conformément à des résultats récents obtenus par ailleurs à l'I.E.M.N. [12].

## Références bibliographiques du Chapitre II

- [1] "Etude et réalisation d'émetteurs optiques intégrés sur matériaux III-V"  
R. Hamelin  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 17 Novembre 1995
- [2] "Efficient high speed direct modulation in p-doped  $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}/\text{GaAs}$  multiquantum well lasers"  
S. Weisser, J.D. Ralston, E.C. Larkins and all  
Electron. Lett., 1992, Vol. 28, n°4, pp. 383-85.
- [3] "25GHz bandwidth 1.55 $\mu\text{m}$  GaInAsP p-doped strained multiquantum well lasers"  
P.A. Morton, R.A. Logan, T. Tanbunk-Ek, and all  
Electron. Lett., 1992, Vol. 28, n°23, pp. 2156-57.
- [4] "Packaged 1.55 $\mu\text{m}$  DFB laser with 25GHz modulation bandwidth"  
P.A. Morton, T. Tanbunk-Ek, R.A. Logan, and all  
Electron. Lett., 1994, Vol. 30, n°24, pp. 2044-46.
- [5] "Modélisation de lasers semi-conducteurs et applications à la CAO de systèmes opto-microondes"  
H. Elkadi  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 17 Novembre 1993.
- [6] E. Goutain  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, à paraître.
- [7] "Optical generation of very narrow linewidth millimetre wave signals"  
J.J. O'Reilly, P.M. Lane, R. Heidemann, R. Hoffstetter  
Electron. Lett., 1992, vol28, n°25, pp 2309-11.
- [8] "Millimetre-wave signal generation using pulsed semiconductor lasers"  
D.Novak, R.S.Tucker  
Electron. Lett., 1994, vol30, n°17, pp 1430-31.
- [9] "Fiber-optic microwave transmission using harmonic laser mixing, optoelectronic mixing, and optically pumped mixing"  
H. Ogawa, Y. Kamiya  
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 1991, vol39, n°12, pp 2045-51.
- [10] "38GHz optical harmonic mixer for millimetre-wave radiowave systems"  
D. Mathoorasing, J.F. Cadiou, C. Kazmierski, E. Penard, P. Legaud and J. Guena  
Electron. Lett., 1995, vol31, n°12, pp 970-72
- [11] "Composants, dispositifs et circuits actifs en micro-ondes".  
P.F. Combes, J. Graffeuil, J.F. Sautereau  
Dunod Université 1985
- [12] D. Langrez  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, Juin 1996.

## Chapitre II

- [13] "Etude des phénomènes de photoconduction dans l'AsGa: application à la réalisation d'une tête optique intégrée"  
J.P. Vilcot  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 19 Octobre 1984
- [14] "Etude et réalisation de photorécepteurs associant en intégration monolithique sur AsGa une photodiode Schottky et un TEC"  
H. Verrièle  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 7 Mai 1987
- [15] "Contribution à l'étude des phénomènes de photoconduction sur matériaux contraints GaInAs/GaAs. Application à la réalisation de têtes optiques intégrées aux longueurs d'onde 1,3 $\mu$ m-1,55 $\mu$ m"  
J. Ramdani  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 19 Mai 1987
- [16] "Etude et réalisation de photorécepteurs pour les longueurs d'onde 1,3 $\mu$ m-1,55 $\mu$ m intégrés monolithiquement à base de nouvelles structures semiconductrices à fort désaccord de mailles"  
A. Hosseini Tehrani  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 26 Mai 1989
- [17] F. Duhamel  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, à paraître
- [18] "Conception, réalisation et analyse de mélangeurs millimétriques en technologies hybride et intégrée utilisant des transistors à effet de champ HEMT de type monogrille et bigrille"  
C. Kolanowski  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 12 Mars 1996.
- [19] "Dual-gate MESFET mixers"  
C. Tsironis, R. Meierer, R. Staklmann  
IEEE Tans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-32, n°3, pp. 248-253, Mars 1994.
- [20] "Etude comparative de liaisons opto-hyperfréquences dans la bande de 2GHz pour la transmission de signaux analogiques"  
E.R. Peredo Perez  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 5 Juillet 1994.
- [21] "Contribution à l'étude de photodétecteurs rapides - application aux photorécepteurs résonnants micro-ondes"  
S. Aboulhouda  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 30 Mai 1990.

## **Chapitre III**

## CHAPITRE III

# Photodiodes PIN GaInAs/InP de type guide d'onde

## I Introduction

### I-1 Photodiode PIN-guide

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre I, il est important dans le cas des photodiodes PIN hyperfréquences de trouver un compromis entre capacité et temps de transit [1]. Une fois ce compromis trouvé, on constate que pour des fréquences de travail relativement élevées (gamme millimétrique), le rendement quantique de la structure se trouve fortement amoindri, d'où une diminution importante du rendement de conversion. Ce problème trouve son origine dans le fait que photons et porteurs ont le même sens de propagation : pour un faible temps de transit, il faut une faible épaisseur de couche absorbante, alors que pour un rendement quantique important, il est nécessaire que celle-ci soit suffisamment conséquente.

Afin de concilier rendement quantique et fréquence de coupure, il faut donc arriver à briser cette symétrie au niveau de la propagation des photons et des porteurs de charge.

La méthode originale apportée à ce problème consiste à éclairer la photodiode, non plus par la surface, mais par la tranche : c'est le principe de la photodiode PIN-guide (voir Figure III-1).

En effet, si l'on reprend l'expression, déjà donnée dans le premier Chapitre, de l'efficacité quantique interne d'une photodiode, on a :

$$\eta_{\text{int}} \approx 1 - \exp(-\Gamma \alpha d) \quad (1)$$

avec  $\Gamma$ ,  $\alpha$ , et  $d$  qui sont respectivement le facteur de confinement, le coefficient d'absorption, et la profondeur de pénétration du faisceau dans la structure. Dans le cas de l'éclairage latéral du composant (par la tranche), la valeur de  $d$  dans l'équation (1) ne correspond plus alors à l'épaisseur de la couche absorbante, mais à la longueur du composant. Ainsi, temps de transit des porteurs et rendement quantique interne peuvent être dissociés, et il devient alors envisageable de travailler à fréquences élevées tout en conservant un niveau de signal important, et donc

d'accroître ainsi fortement le rendement de conversion des photodétecteurs hyperfréquences. Ce concept a été largement développé ces dernières années et fait notamment l'objet de plusieurs contrats européens. Le travail présenté ici s'inscrit au sein des contrats européens MODAL et FRANS et a été réalisé en collaboration avec Thomson LCR.

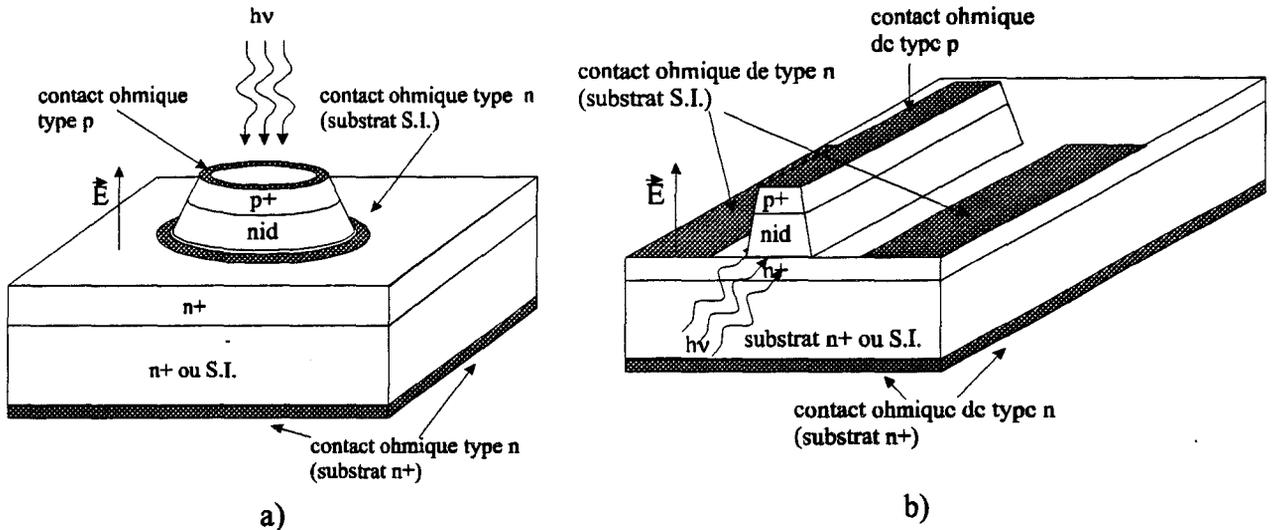


Figure III-1 : Schéma de principe de la photodiode PIN-guide (b) comparé à celui de la photodiode PIN classique (a).

### I-2 Problème de couplage

Cependant, avec l'utilisation d'un tel composant, un nouveau problème se présente : l'efficacité de couplage  $\eta_c$  avec la fibre diminue fortement en comparaison à une photodiode classique éclairée par le dessus ( $\eta_c \approx 1$ ). Ceci est dû au fait que la surface de matériau absorbant en entrée du composant (quelques milliers d'Angström d'épaisseur sur quelques microns de large) est très faible comparée à la tache optique sortant d'une fibre (plusieurs dizaines de microns carrés). Il s'en suit une désadaptation totale entre le mode issu de la fibre optique, et le mode de propagation propre au composant. Cependant, la nature des matériaux utilisés nous permet d'envisager une solution à ce problème : en effet, les indices des matériaux utilisés sont tels que l'empilement InP/GaInAs/InP crée un confinement vertical de la lumière ( $n_{\text{GaInAs}} > n_{\text{InP}}$ ). La gravure en forme de ruban crée quant à elle, un confinement latéral de la lumière ( $n_{\text{GaInAs}} > n_{\text{air}}$  et  $n_{\text{InP}} > n_{\text{air}}$ ). On a donc bien un guide d'onde, tel une fibre optique, qui va confiner la lumière reçue vers le coeur du guide, c'est-à-dire vers la couche de GaInAs, où elle sera absorbée. Nous verrons plus loin qu'il est également possible d'insérer entre l'InP et le GaInAs une ou plusieurs couches de GaInAsP adapté en maille et permettant ainsi un confinement vertical encore meilleur ( $n_{\text{GaInAs}} > n_{\text{GaInAsP}} > n_{\text{InP}}$ ). Il y a donc bien existence d'une structure à la fois guidante et absorbante, mais qui n'est cependant pas forcément bien adaptée à la réception d'un signal optique issu d'une fibre.

Nous venons donc de voir le principe de fonctionnement de la photodiode PIN-guide. Nous avons vu qu'il était intéressant d'éclairer par la tranche afin de dissocier les composantes optiques et électriques du composant, ceci dans le but de monter en fréquence tout en conservant un niveau de signal relativement important. Cependant il existe des problèmes de couplage fibre-composant. C'est pourquoi nous avons étudié plus quantitativement ce problème en développant une simulation optique du PIN-guide. C'est cette simulation, qui repose sur la méthode du faisceau propagé, que nous allons développer dans le premier volet de ce chapitre. Une deuxième partie sera consacrée à la réalisation technologique d'un PIN-guide, dont la structure n'est pas forcément optimisée, mais qui a surtout l'intérêt de permettre une comparaison avec le phototransistor développé au quatrième chapitre. Dans cette seconde partie, nous présenterons successivement la mise au point de la technologie des PIN-guides, leur réalisation proprement dite, puis leur caractérisation.

## II Simulation optique

### II-1 Description de la méthode du faisceau propagé

#### *II-1-a Principe de la méthode*

La méthode du faisceau propagé, ou BPM en terminologie anglo-saxonne (Beam Propagation Method) est un outil qui fut développé dans le but d'étudier la propagation d'une onde électromagnétique dans un guide à géométrie variable selon l'axe de propagation [2]. Pour cela, la structure est découpée en tranches élémentaires d'épaisseur  $\Delta z$  selon l'axe  $z$ . On déduit ensuite le champ dans chaque tranche successive à l'aide des équations de propagation, en partant d'un champ électromagnétique incident connu. Le problème que nous envisageons étant relativement simple (il ne s'agit que de propagation pure et d'absorption, sans réflexion ou passage par des interfaces entre milieux d'indices différents), nous pouvons nous contenter de la méthode des "différences finies" ou FD-BPM (pour Finite Difference - BPM) plus simple et plus rapide du point de vue temps de calcul que la méthode fondée sur la décomposition de l'onde par transformée de Fourier rapide (Fast Fourier Transform - BPM ou FFT-BPM).

#### *II-1-b Equations de propagation*

La propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu est décrite par les équations de MAXWELL [3].

$$\begin{aligned}
 \text{rot}\vec{E}(r, t) &= -\frac{\partial\vec{B}(r, t)}{\partial t} \\
 \text{rot}\vec{H}(r, t) &= \frac{\partial\vec{D}(r, t)}{\partial t} + \vec{J}(r, t) \\
 \text{div}\vec{D}(r, t) &= \rho(r, t) \\
 \text{div}\vec{B}(r, t) &= 0
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

$\vec{E}$  et  $\vec{H}$  représentent respectivement les champs électrique et magnétique,  $\vec{D}$  et  $\vec{B}$  les inductions électrique et magnétique,  $\vec{J}$  et  $\rho$  sont les densités de courant et de charge du milieu,  $r(x, y, z)$  est la position dans l'espace et  $t$  le temps.

Champs et inductions sont reliés par la perméabilité magnétique  $\mu(r)$  et la permittivité  $\epsilon(r)$  :

$$\begin{aligned}
 \vec{B}(r, t) &= \mu(r)\vec{H}(t) \\
 \vec{D}(r, t) &= \epsilon(r)\vec{E}(t)
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

Nous considérerons la propagation dans un milieu diélectrique non magnétique  $\mu(r, t) = \mu_0$  (perméabilité du vide), électriquement neutre  $\rho(r, t) = 0$  et isolant  $J(r, t) = 0$ . La photodiode PIN-guide sort bien entendu du cadre de ces hypothèses. Cependant nous n'étudierons pas ici le PIN-guide proprement dit, mais les mécanismes de propagation optique au sein du matériau. C'est pourquoi nous considérerons simplement le matériau semi-conducteur comme un guide d'onde ayant une partie absorbante. Nous négligerons l'effet des porteurs sur la lumière.

En séparant les dépendances spatiales et temporelles des champs électriques et magnétiques, et en considérant une onde monochromatique de pulsation  $\omega$ , les équations d'ondes vectorielles deviennent :

$$\begin{aligned}
 \vec{\nabla}^2\vec{E}(r) + \vec{\nabla}\left(\frac{\vec{\nabla}\epsilon_r(r)}{\epsilon_r(r)}\vec{E}(r)\right) + k_0^2\epsilon_r(r)\vec{E}(r) &= 0 \\
 \vec{\nabla}^2\vec{H}(r) + \frac{\vec{\nabla}\epsilon_r(r)}{\epsilon_r(r)}\vec{\nabla}\vec{H}(r) + k_0^2\epsilon_r(r)\vec{H}(r) &= 0
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

La permittivité du milieu s'exprime à l'aide de la permittivité du vide et de la permittivité relative du milieu  $\epsilon(r) = \epsilon_0\epsilon_r(r)$ .

$k_0$  est le vecteur d'onde (ou constante de propagation dans le vide) relié à la longueur d'onde de propagation dans le vide par l'expression :

$$k_0 = \sqrt{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (7)$$

### II-1-c Solution initiale

Comme nous l'avons vu, nous avons besoin d'un champ électromagnétique initial connu, que nous propagerons ensuite au sein de la structure étudiée. Pour cela nous considérons l'onde électromagnétique sortant d'une fibre optique monomode, et nous supposons qu'elle pénètre sans transformation aucune à l'entrée de la photodiode PIN-guide, ce qui revient à considérer le plan de clivage de la photodiode comme étant parfait (plan monoatomique sans la moindre aspérité). Nous considérons uniquement la propagation au sein du matériau : il est important de ne pas oublier la réflexion en entrée de composant au moment du bilan énergétique final : celle-ci se limite à utiliser un coefficient multiplicateur correctif (=0.7 dans le cas où il n'y a pas de couche anti-réfléchissante). On considère donc que le champ électromagnétique dans la première tranche du composant est un faisceau de type gaussien.

Dans le cas de la propagation des ondes TE (Transverse Electric), le cas des ondes TM est similaire, seules les composantes ( $E_y, H_x, H_z$ ) sont non nulles, et l'équation de propagation vectorielle se résume à l'équation homogène de HELMOLTZ :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(r) + k_0^2 n_0^2 \vec{E}(r) = 0 \quad (8)$$

L'indice de réfraction est le carré de la permittivité relative :  $n_i^2 = \epsilon_r^i$

où  $i$  représente l'indice du milieu considéré.

La propagation s'effectue selon l'axe  $z$  et le plan du guide est perpendiculaire à la direction  $x$  (voir Figure III-1). Dans ce cas le champ électrique décrivant le mode de propagation TE s'exprime sous la forme :

$$E(r) = E_y(x, z) = E_y(x) \exp(-j\beta z) \quad (9)$$

et l'équation de HELMOLTZ devient :

$$\frac{\partial^2 E_y(x)}{\partial x^2} + (k_0^2 n_0^2 - \beta^2) E_y(x) = 0 \quad (10)$$

La résolution analytique de cette équation est le point de départ de l'analyse. Le champ obtenu est ensuite propagé dans la direction  $z$ .

**II-1-d Approximations**

- On suppose tout d'abord qu'il n'existe pas de couplage entre les différentes composantes du champ : sa polarisation demeurera donc constante tout au long de la propagation. Le champ peut alors être considéré comme le produit d'un scalaire et d'un vecteur pointant toujours dans la même direction. Ceci permet de réduire les équations de propagation vectorielles à des équations scalaires. Cette restriction est connue sous le nom d'**approximation scalaire**.

- On considère également que durant la propagation, le champ ne subit que de faibles variations d'amplitude : il s'agit de l'**approximation paraxiale** [4]. Cette restriction permettra de négliger les dérivées d'ordre 2 dans la direction de propagation z. Cela a pour conséquence principale de ne permettre la modélisation de la propagation que selon une direction proche de Oz (angle < 30°), ce qui est le cas dans le cadre de cette étude.

L'équation finale déduite de l'expression (11) est donc :

$$2jk_0n_0 \frac{\partial E'_y}{\partial z} = \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2(n^2(x,z) - n_0^2) \right) E'_y \quad (11)$$

où  $E_y(x,z) = E'_y(x,z) \exp(-j\beta z)$  et  $E'_y = E'_y(x,z)$  ( $\beta$  : constante de propagation)

**II-1-e Méthode des différences finies**

La méthode dite des différences finies permet d'approcher la valeur d'une dérivée première et seconde en un point, à partir des valeurs de la fonction au niveau de ce point et des points qui l'entourent. Le schéma est le suivant [5] :

$$\begin{aligned} \frac{df(x)}{dx} &= \frac{f(x - \Delta x) - f(x + \Delta x)}{2\Delta x} + o(\Delta x^2) \\ \frac{d^2f(x)}{dx^2} &= \frac{f(x - \Delta x) - 2f(x) + f(x + \Delta x)}{\Delta x^2} + o(\Delta x^4) \end{aligned} \quad (12)$$

où  $o(\Delta x^4)$  représente l'erreur permise.

En discrétisant la structure à simuler selon les directions x ( $N_i$  points) et z ( $N_j$  tranches), on exprime le champ en  $z+\Delta z$  en fonction de celui en z en intégrant l'équation (12). Pour de plus amples renseignements sur les détails de calcul, on peut se reporter à leur description fournie dans la référence [6].

## II-2 Résultats de modélisation

### II-2-a Structure étudiée

Le but de cette étude étant d'étudier des composants fonctionnant dans le domaine millimétrique, nous avons simulé différentes structures dont l'épaisseur de la couche absorbante (GaInAs) est de  $3000\text{\AA}$ . Nous montrerons l'intérêt de rajouter des couches de confinement supplémentaires. Comme couche de confinement, nous avons choisi un quaternaire GaInAsP adapté en maille sur InP de longueur d'onde de coupure  $1,3\mu\text{m}$ , car il s'agit là d'un matériau usuel en technologie de composants optoélectroniques (laser notamment), permettant un bon confinement optique pour un composant fonctionnant à une longueur d'onde de  $1,55\mu\text{m}$ , et qui en outre est actuellement en cours de développement dans notre laboratoire

Nous avons choisi également une largeur de  $5\mu\text{m}$  pour le composant simulé, ce qui permet un bon couplage latéral, notamment dans le cas de l'utilisation de fibres hémisphériques ou lentillées, dont le diamètre de la tache optique en sortie de fibre peut être inférieur à  $2\mu\text{m}$  [7].

Avec une telle largeur de ruban, on peut constater Figure III-2 [8] que pour un composant dont la longueur est de l'ordre de  $12\mu\text{m}$ , et sans tenir compte des effets parasites liés aux plots de contact, une fréquence de coupure avoisinant les  $90\text{GHz}$  est envisageable.

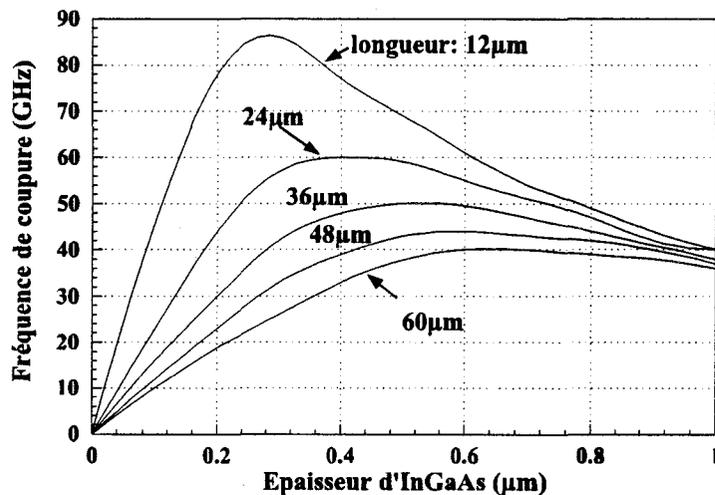


Figure III-2 : Fréquence de coupure d'une PIN-guide de  $5\mu\text{m}$  de large en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante, et pour différentes longueurs du composant.

Dans le tableau III-1 nous présentons les indices de réfraction des différents matériaux utilisés dans cette étude [9,10] pour une longueur d'onde de  $1,55\mu\text{m}$ .

Matériau	Indice de refraction ( $\lambda=1,55\mu\text{m}$ )
InP	3,173
GaInAs	3,532-0,088j
GaInAsP ( $\lambda_c=1,3\mu\text{m}$ ) P <sup>+</sup>	3,383
GaInAsP ( $\lambda_c=1,3\mu\text{m}$ ) N <sup>+</sup>	3,396

Tableau III-1 : Indices de réfraction utilisés dans notre simulation.

### II-2-b Influence d'une couche de confinement en GaInAsP

La structure étudiée est une structure dite symétrique, à savoir que de part et d'autre de la couche absorbante en GaInAs on ajoute une épaisseur identique de GaInAsP insérée entre le GaInAs et l'InP. On conserve également une épaisseur totale de matériau (InP et GaInAsP) au-dessus de la couche absorbante égale à  $1\mu\text{m}$  (voir Figure III-3). Le composant étudié est donc défini de la façon suivante : longueur:  $12\mu\text{m}$ , largeur:  $5\mu\text{m}$ , épaisseur de GaInAs:  $3000\text{\AA}$ .

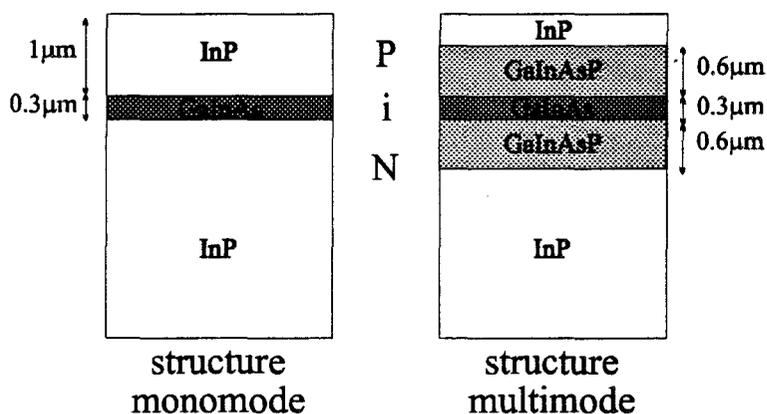


Figure III-3 : Représentation schématique des couches simulées.

Figure III-4 nous avons représenté le rendement quantique interne pour de tels composants avec des épaisseurs de GaInAsP variant de 0 à  $1\mu\text{m}$  (il s'agit là de l'épaisseur de chaque côté de la couche absorbante et non de l'épaisseur totale). Le diamètre à mi-hauteur de la tache optique est de  $2\mu\text{m}$ . On constate que pour de faibles épaisseurs de quaternaire (inférieures ou égales à  $0,3\mu\text{m}$ ), le rendement quantique est de l'ordre de 0,7 alors que si l'on augmente cette épaisseur ( $>0,4\mu\text{m}$ ), le rendement quantique devient alors supérieur à 0,9. Cette augmentation relativement brusque s'explique par un changement des propriétés optiques de la structure guidante. En effet, pour de faibles épaisseurs de quaternaire, le guide d'onde ne permet de ne laisser passer qu'un seul mode de propagation de l'onde optique. Il s'agit alors d'une structure monomode. Par contre, si l'épaisseur de quaternaire augmente, on élargit le mode propre de la structure qui devient alors multimode. C'est ce passage d'une structure monomode à une structure multimode qui permet cette brusque augmentation du rendement quantique.

Notons que nous nous plaçons ici dans le cas de l'utilisation d'une fibre lentillée ayant un diamètre de tache optique très petit ( $2\mu\text{m}$ ). Ce diamètre de tache en sortie de fibre influe fortement sur le rendement quantique de la structure. Cependant, l'allure générale de la courbe reste la même, celle-ci étant simplement décalée vers le bas lorsque la taille de la tache augmente. Nous étudierons d'ailleurs l'influence de ce paramètre plus loin dans notre étude.

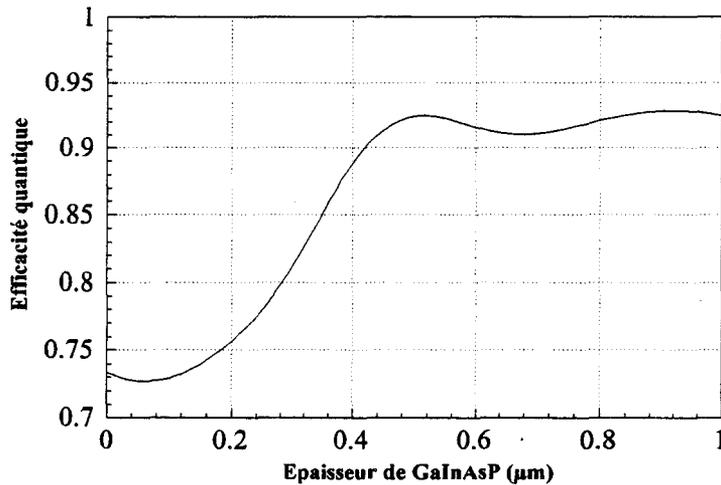


Figure III-4 : Influence de l'épaisseur des couches de quaternaire situées de part et d'autre de la couche absorbante.  
Tache optique en entrée :  $2\mu\text{m}$ .

Pour la suite de cette étude, nous étudierons donc plus en détail deux structures différentes afin de mieux les comparer : la première sera monomode, sans couche de quaternaire; la seconde sera multimode, avec une couche de quaternaire de  $0,6\mu\text{m}$  de part et d'autre de la couche absorbante.

Figure III-5a et III-5b nous avons représenté la distribution de l'énergie lumineuse pendant sa propagation dans le PIN-guide au sein des différentes couches de matériau, pour les structures monomode et multimode respectivement.

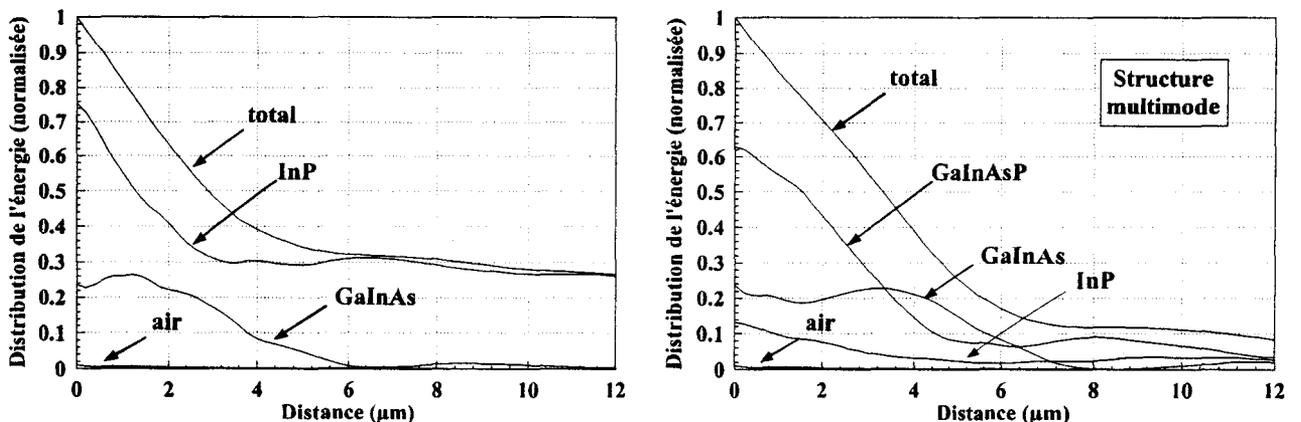


Figure III-5a et III-5b : Distribution de l'énergie optique au sein du PIN-guide.

Ceci nous permet d'en déduire quelques indications sur le fonctionnement des différentes structures :

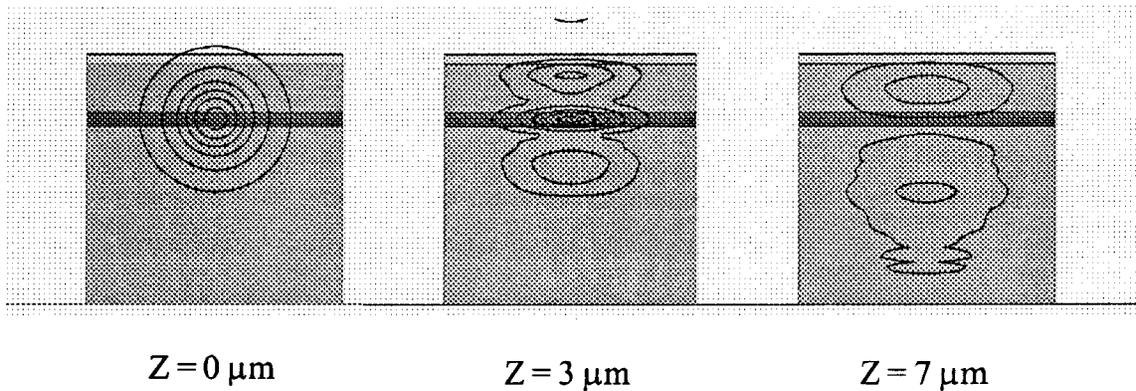
- Dans le cas de la structure monomode, on constate que la plus grande part de l'énergie optique introduite dans les couches d'InP est mal redistribuée vers la couche absorbante : après une propagation de  $12\mu\text{m}$ , une part non négligeable de l'énergie optique ( $>25\%$ ) est perdue dans les couches d'InP. En fait, la quasi-totalité de l'absorption s'effectue dans les 4 premiers microns de propagation.

- A l'inverse, la structure multimode permet un confinement plus progressif de l'énergie lumineuse, et une meilleure redistribution entre les différentes couches, ce qui conduit à une longueur "active" du composant plus importante (environ  $7\mu\text{m}$ ), et surtout à un rendement quantique interne de 0,92, soit la presque totalité du signal injecté. Cette augmentation de la longueur active est également importante d'un point de vue électrique car elle permet de limiter les risques de chutes localisées de potentiel, dues à une trop grande concentration de porteurs photocréés, ce qui est important lorsque l'on souhaite travailler en puissance.

On s'aperçoit donc que la très grande majorité de la lumière est absorbée dans les tous premiers microns de propagation. Ceci nous permet de justifier le choix de la longueur du composant que nous avons choisi de modéliser. Une longueur supérieure à une dizaine de microns n'apportera pas de grandes modifications au niveau du rendement quantique du composant. A l'inverse, d'un point de vue technologique, il est très délicat de réaliser des structures clivées inférieures à  $10\mu\text{m}$ .

Afin de mieux visualiser le fonctionnement optique de ces deux structures, nous avons effectué une simulation de type BPM-3D dont les résultats sont donnés Figure III-6 pour différentes longueurs de propagation. On y voit très explicitement le rôle de confinement engendré par la présence des couches de GaInAsP qui empêchent les modes optiques de se disperser dans le substrat.

Structure monomode



Structure multimode

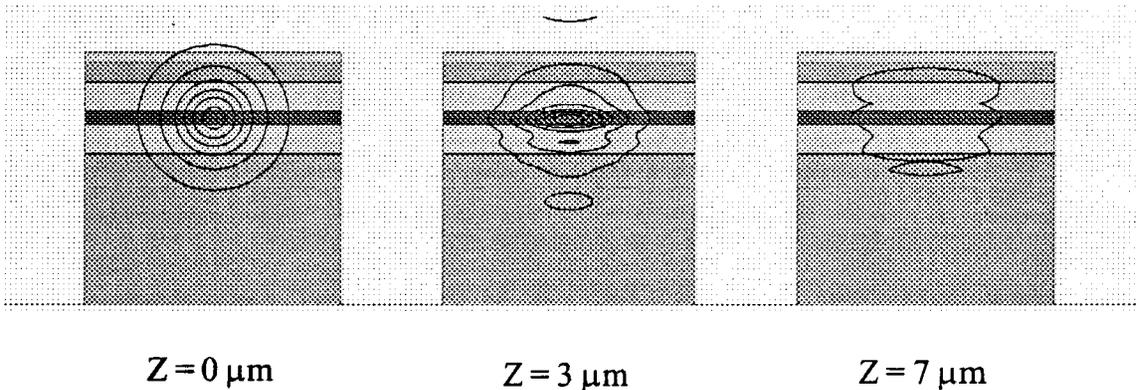


Figure III-6 : Répartition de l'énergie optique au sein des structures monomode et multimode après différentes longueurs de propagation (simulation BPM-3D)

Cependant, nous avons étudié ici le cas d'une injection "idéale", c'est-à-dire le cas d'un alignement parfait entre la fibre et le composant. Or, étant donné les dimensions mises en jeu, il est évident qu'une telle injection est difficilement réalisable lors de la caractérisation de ces composants : de nombreux paramètres d'injection risquent de jouer un rôle important sur le rendement quantique, comme par exemple la dimension de la tache optique, l'alignement vertical de la fibre, l'angle d'injection, ... . C'est ce que nous allons étudier maintenant.

**II-2-c Influence de la taille de spot**

Comme nous l'avons déjà signalé, il est préférable de travailler avec des fibres hémisphériques ou lentillées, permettant d'obtenir une tache optique relativement faible, si l'on désire obtenir de bons rendements quantiques. Le spot le plus faible rencontré dans la littérature a un diamètre à mi-hauteur de  $1,3\mu\text{m}$  [8]. Seulement il est très délicat d'obtenir de telles fibres, et de plus, lors de l'alignement, il faut arriver à se positionner juste au foyer de convergence du faisceau sous peine de voir la tache optique grandir. Il est donc important de connaître l'évolution du rendement quantique en fonction du diamètre du faisceau injecté.

Les résultats de cette étude sont donnés Figure III-7, dans le cas idéal d'une injection centrée sur la couche absorbante. On constate que lorsque le diamètre de la tache optique diminue, le rendement quantique de la structure monomode tend vers celui de la structure multimode. Ceci est logique car alors la proportion d'énergie optique directement injectée dans la couche absorbante est plus importante, et donc l'effet de confinement optique dû à la structure se ressent de façon moins forte. Dit de façon différente, on peut expliquer ceci par un problème de couplage : le couplage optique sera d'autant plus important que le profil du mode guidé se rapprochera de celui issu de la fibre. Or, plus le faisceau issu de la fibre est de petite dimension, plus on se rapproche du mode de guidage du composant, et donc meilleur sera le rendement quantique. On constate également que la structure multimode est moins sensible à une augmentation de la tache optique que la structure monomode.

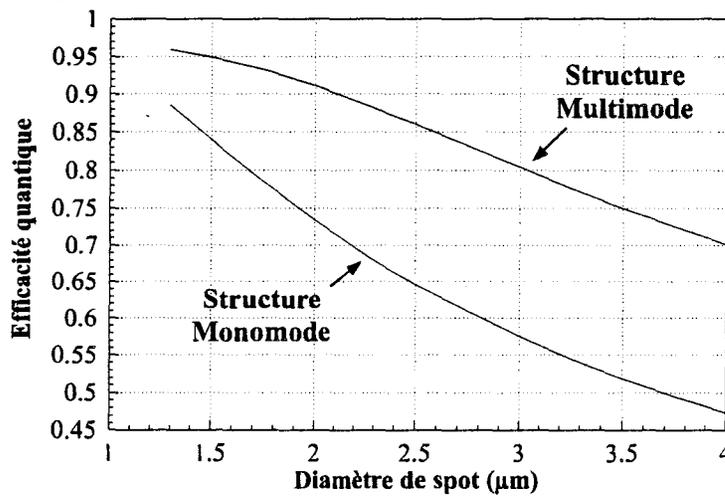


Figure III-7 : Influence de la taille de la tache optique sur l'efficacité quantique d'un PIN-guide.

### II-2-d Influence de la position verticale de l'injection

Etant données les épaisseurs très faibles de la couche absorbante, il est excessivement délicat d'obtenir un alignement vertical parfait de la fibre avec la zone active du composant ( $0,3\mu\text{m}$  d'épaisseur de GaInAs contre  $1,3\mu\text{m}$  dans le meilleur des cas pour le diamètre du spot!). Figure III-8 nous présentons donc les résultats obtenus pour des décalages de la fibre allant jusqu'à  $0,7\mu\text{m}$  de part et d'autre du centre de la couche absorbante.

On constate encore une fois que la structure multimode présente de bien meilleurs résultats que la structure monomode, aussi bien en terme de rendement quantique (0,2 de plus en moyenne que la structure monomode) qu'en terme de sensibilité, ceci toujours grâce au rôle de confinement joué par les couches de quaternaire. On constate également que lorsque le diamètre de la tache optique augmente, le rendement quantique devient nettement moins sensible au décalage de la fibre par rapport au coeur de la structure absorbante. Ceci est normal puisque l'on compense ainsi

le décalage de la fibre par un étalement de l'énergie optique issue de la fibre. Il est cependant intéressant de le noter car il n'est pas facile d'effectuer un alignement vertical à quelques milliers d'Angström près, et l'utilisation d'un faisceau légèrement plus étalé permettra une sensibilité moindre à ce paramètre.

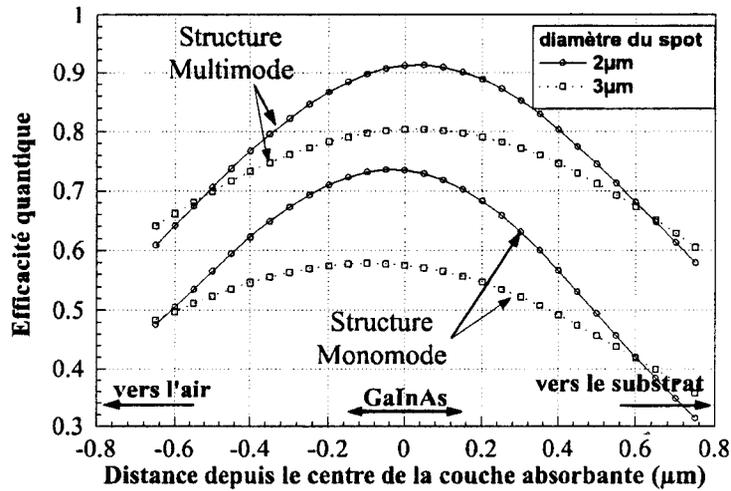


Figure III-8 : Influence de la position verticale d'injection sur l'efficacité quantique d'un PIN-guide.

### II-2-e Influence de l'angle d'injection

Enfin, un autre grand problème d'alignement résulte de l'angle formé par la fibre avec le plan de clivage d'entrée du composant. Celui-ci devrait être de  $90^\circ$  dans le cas idéal, mais d'un point de vue pratique, cet angle de  $90^\circ$  est très délicat à obtenir. Nous avons donc étudié l'influence de l'angle vertical d'injection, qui est le plus critique. Les résultats sont présentés Figure III-9 où l'on considère un angle positif quand l'injection est orientée du cap-layer vers le substrat. On note que pour ce paramètre, la structure multimode est beaucoup plus sensible que la structure monomode, même si bien sûr le rendement quantique de la structure multimode reste meilleur. Par contre, la taille du spot affecte principalement le niveau du rendement quantique, sans jouer sur l'aspect général de la courbe.

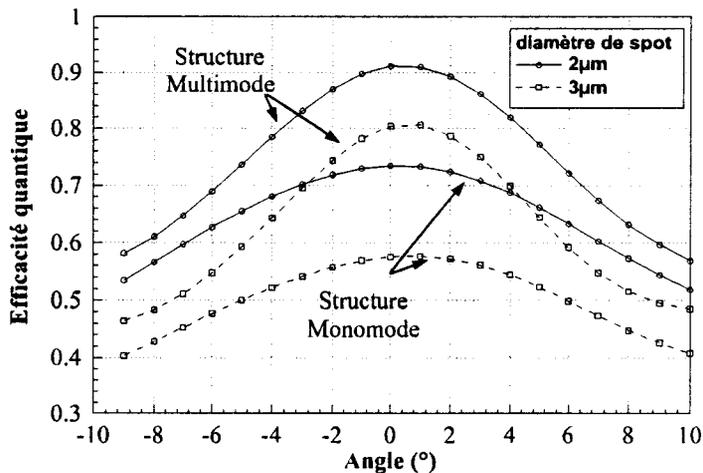


Figure III-9 : Influence de l'angle d'injection sur l'efficacité quantique du PIN-guide.

Notons également que dans le calcul de cette courbe, nous ne prenons pas en compte les phénomènes de réflexion qui vont également évoluer avec l'angle d'injection, mais de façon peu significative pour le domaine angulaire étudié.

#### **II-3 Conclusion**

Nous avons montré par la simulation les principaux avantages des PIN-guides par rapport aux PIN mesa traditionnelles. En effet, la structure guide d'onde de ces PIN permet de s'affranchir en partie du compromis entre fréquence de coupure et rendement quantique. Nous avons montré également, grâce à la modélisation par BPM, l'intérêt d'utiliser des couches de confinement en quaternaire afin d'avoir une structure guidante de type multimode. De telles structures laissent espérer des rendements de l'ordre de 90% pour des fonctionnements en gamme millimétrique.

Nous nous sommes également intéressés aux conditions d'injection de la lumière dans le composant, et nous nous sommes alors aperçus que celui-ci était relativement sensible au positionnement de la fibre, ainsi qu'à la taille de la tache optique en sortie de fibre. Cependant, quelles que soient les conditions d'injection, la structure multimode reste toujours meilleure à la structure monomode.

Nous allons maintenant développer la technologie de réalisation des photodiodes PIN-guides que nous avons mise au point, ainsi que les résultats de caractérisation obtenus. L'objectif de ce travail est notamment de disposer de structures qui, au dopage près, soient les plus proches possibles des structures des phototransistors étudiés au Chapitre IV.

### **III Technologie des PIN-guides**

Nous décrivons ici les différents paramètres technologiques que nous avons dû mettre au point pour la réalisation des PIN-guides. Notre première volonté a été de développer la technologie la plus simple possible. C'est pourquoi nous ne faisons appel qu'à de la lithographie optique conventionnelle et que nous utiliserons un jeu de masques permettant un minimum d'étapes de photolithographie, réduisant ainsi les problèmes d'alignement. Le jeu de masques utilisé a en fait été conçu par Régis Hamelin [11] pour la réalisation de lasers multi-électrodes sur GaAs mais est transposable pour la réalisation de nos PIN-guides. Cependant, de par la filière différente (InP) utilisée dans notre étude, et étant donné que le laboratoire ne possédait qu'une faible expérience en technologie InP, notamment pour les composants optoélectroniques, il nous a fallu mettre au point de nombreux paramètres technologiques spécifiques à cette étude.

### III-1 Structure épitaxiale

Notre objectif était la réalisation de composants proches (au dopage près) du phototransistor du Chapitre IV, dont l'épaisseur de la couche absorbante est de 5000Å. Une telle épaisseur de GaInAs doit permettre un meilleur rendement quantique pour une structure sans couche de confinement en quaternaire. De plus, étant donné que lorsque cette réalisation technologique a été entreprise, le quaternaire GaInAsP de longueur d'onde de coupure 1,3µm n'était pas encore opérationnel au laboratoire, nous avons travaillé sur deux couches épitaxiales différentes ne comportant pas de couches de confinement en GaInAsP. Les structures de ces deux épitaxies sont représentées Figure IV-10. Ces couches ont été réalisées au laboratoire dans le bâti source gaz par Messieurs F. Mollot et J.P. Gouy.

GaInAs p+ $10^{19} \text{cm}^{-3}$ 500Å
InP p+ $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 1500Å
GaInAs nid 5200Å
InP buffer n+ 500Å
InP substrat n+

Couche G960120

GaInAs p+ $10^{19} \text{cm}^{-3}$ 500Å
InP p+ $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 15000Å
GaInAs nid 5200Å
InP buffer n+ 500Å
InP substrat n+

Couche G960119

Figure III-10 : Structures épitaxiales des couches processées.

### III-2 Contacts ohmiques

#### *α) Contacts ohmiques de type p*

Comme nous l'avons vu précédemment, la croissance de la structure se termine par une couche de GaInAs fortement dopée p. En effet, il est difficile de réaliser de bons contacts ohmiques de type p directement sur InP, alors que cela s'effectue plus aisément sur GaInAs ( $\Phi_B=0,4-0,7\text{eV}$ ,  $\Phi_B$  étant la barrière de potentiel métal-semiconducteur), grâce à la plus faible énergie de bande interdite de ce matériau, même s'il est plus facile de réaliser de bons contacts ohmiques sur GaInAs de type n ( $\Phi_B=0,2 \text{ eV}$ ) [12].

Les premiers matériaux étudiés pour la réalisation de contacts ohmiques de type p sur GaInAs furent des contacts Tungstène (W) et Platine/Titane (Pt/Ti) qui permirent d'obtenir de faibles résistivités :  $\rho_c$  de l'ordre de  $10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$  [13-14]. Les contacts à base de Tungstène sont d'une utilisation délicate de par la nature réfractaire du matériau qui nécessite des recuits à très haute température. Nous avons donc orienté notre choix vers les matériaux à base de Pt/Ti. Nous avons représenté dans le Tableau 2 l'état de l'art des contacts ohmiques de type p-GaInAs/InP.

Dépôts	Epaisseurs (en Å)	Couche	Dopage (cm <sup>-3</sup> )	Epitaxie	RTP optimum	$\rho_c$ ( $\Omega \cdot \text{cm}^2$ )	Ref
Au/Zn/Au	100/100/1500	p-GaInAs/super-réseau	Zn $2.10^{19}$	MOCVD	350°C 60 s	$1.10^{-5}$	[15]
Ni/Zn/Ni/Au	100/50/200/1500	p-GaInAs/super-réseau	Zn $2.10^{19}$	MOCVD	20°C	$1,5.10^{-5}$	[15]
Pd/Ge/Ti/Al	500/1200/500/1000	p-GaInAs	$2.10^{19}$		405°C 60 s	$3,1.10^{-6}$	[16]
Pd/Mn/Sb/Pd/Au	250/10/1000/200/1500	p-GaInAs/super-réseau	Zn $2.10^{19}$	MOCVD	20°C	$1,8.10^{-5}$	[15]
Pd/Zn/Pd/Au	100/50/200/1500	p-GaInAs/super-réseau	Zn $2.10^{19}$	MOCVD	500°C 60 s	$7,5.10^{-6}$	[15-17]
Pt/Ti/Pt/Au	100/400/100/1000	p-GaAs	Zn $2,5.10^{19}$	OMVPE	400°C 60 s	$6.10^{-7}$	[18]
Ti/Pt	750/750	p-GaInAs	Zn $5.10^{18}$	VPE	450°C 30 s	$9.10^{-6}$	[19]
Ti/Pt/Au		p-GaInAs	Zn $1,5.10^{19}$			$3,4.10^{-6}$	[20-21]
Ti/Pt/Au	500/1000/2000	p-GaInAs	Zn $10^{20}$	MOVPE	400°C 1 s	$4,8.10^{-6}$	[22-23]
W	1000	p-GaInAs	Zn $10^{19}$	VPE	600°C 30 s	$7,5.10^{-6}$	[24]
W/Mn/Ti/Au	120/500/1000/1500	p-GaInAs	Be $2.10^{19}$	MBE	500°C 180 s	$2,7.10^{-6}$	[25]

Les métaux déposés sont indiqués dans l'ordre de dépôt.

Tableau III-2 : Etat de l'art des contacts ohmiques de type p.

Nous avons indiqué les résultats obtenus par H. Okada sur GaAs avec Pt/Ti/Pt/Au. En effet, après plusieurs études menées en collaboration avec V. Magnin, c'est sur ce type de contacts que nous avons obtenu nos meilleurs résultats. Nous avons testé ces contacts par TLM (Transmission Line Method) et avons effectué une étude en faisant varier dopage et température de recuit (temps de recuit flash maintenu constant et égal à 40s). Les structures des couches utilisées pour cette étude sont données Figure III-11.

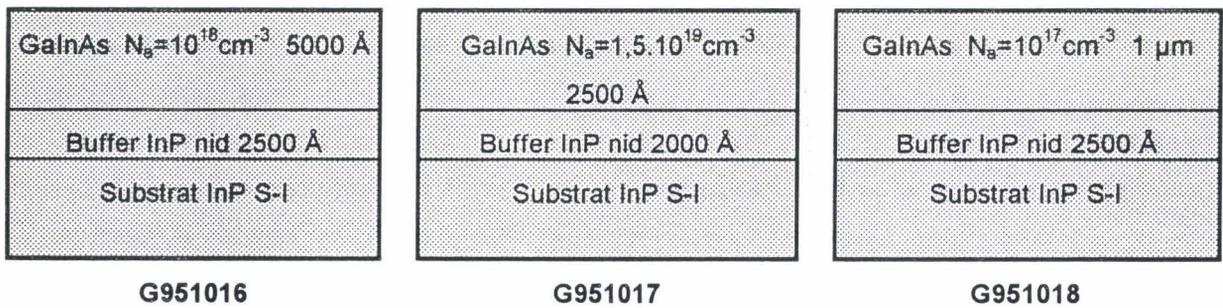


Figure III-11 : Structure des couches utilisées pour l'étude des contacts ohmiques sur GaInAs de type p.

Une synthèse des résultats obtenus est donnée Figure III-12, où il apparaît qu'une température de 430°C pendant 40s permet l'obtention des meilleures résistances spécifiques de contact, quel que soit le dopage du GaInAs. Bien évidemment, plus le dopage sera élevé, plus le contact sera bon. Le meilleur résultat obtenu est donc un  $\rho_c$  de  $7,34.10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$  pour un dopage

de  $1.5 \cdot 10^{19} \text{at.cm}^{-3}$ . Ce résultat nous a paru tout à fait satisfaisant et nous n'avons donc pas poussé cette étude plus en avant.

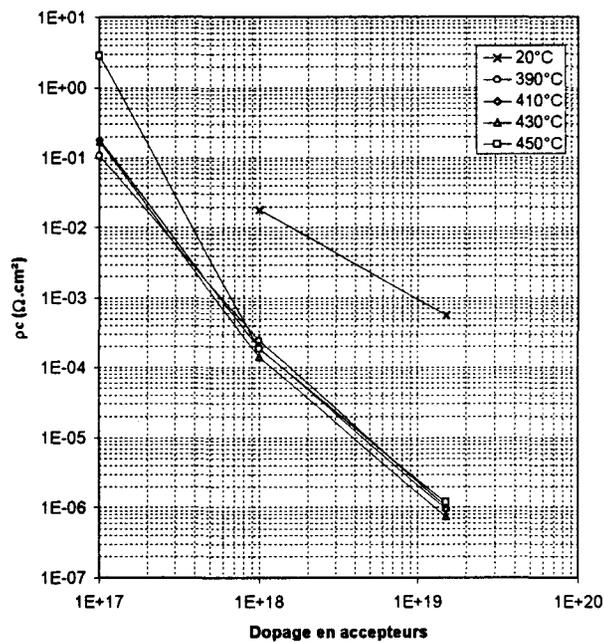


Figure III-12 : Influence de la température de recuit et du dopage sur la résistance spécifique des contacts ohmiques Pt/Ti/Pt/Au.

Pour réaliser ces contacts ohmiques, on décape au préalable la surface de l'échantillon par une gravure physique sous plasma d'argon. Le dépôt s'effectue ensuite par évaporations successives de 100Å Pt/400Å Ti/ 100Å Pt/>3000Å Au. La quantité d'or n'est pas critique, mais étant donné que les composants doivent être montés en boîtiers, il est nécessaire que la quantité d'or soit suffisante pour permettre la thermocompression des fils d'or. L'épaisseur minimale pour que ces fils puissent correctement tenir est de 3000Å.

### β) Contacts ohmiques de type n

Il est déposé sur la face arrière de l'échantillon après amincissement et polissage. Nous avons utilisé le contact classiquement utilisé au laboratoire, qui donne également de bons résultats sur GaAs n<sup>+</sup> : il s'agit du contact séquentiel Ni/Ge/Au/Ni/Au qui ne nécessite pas de recuit thermique important, supprimant ainsi tout risque de choc thermique sur la plaquette amincie.

### III-3 Gravure

Le problème de la gravure du ruban peut être abordé de deux façons distinctes : la gravure sèche (Gravure Ionique Réactive) ou la gravure par voie humide (gravure chimique). Il pourrait sembler que la gravure chimique soit d'un emploi et d'une simplicité d'utilisation plus grande que la gravure sèche. Cependant il n'en est rien car elle requiert la connaissance de différentes

microns de large). Il faut également qu'elles ne posent pas de problèmes aux interfaces entre matériaux, et qu'elles soient peu sensibles aux dopages. Bien entendu, de telles solutions existent, mais elles ont nécessité toute une étude particulière que nous développerons au Chapitre IV.

C'est pourquoi, toujours dans un souci de simplicité, nous avons opté pour la gravure sèche pour la réalisation de nos PIN-guides, car celle-ci était déjà bien maîtrisée au sein du laboratoire, et comme elle n'est pas sélective et que l'on connaît précisément ses vitesses d'attaque, elle permet une technologie à la fois propre et reproductible. Les gaz utilisés lors de cette gravure sont un mélange de méthane, d'hydrogène et d'argon.

La gravure est effectuée dans un bâti de gravure RIE Plasmalab 80 plus OXFORD. L'enceinte est usinée dans un bloc d'aluminium dont les parois internes sont anodisées. Le générateur opère à 13,56MHz jusqu'à 300W. L'ensemble des différentes pompes, jauges, vannes et débitmètres est contrôlé par PC. Un interféromètre laser peut lui être adjoint, mais ne disposant pas à l'heure actuelle de ce genre de matériel, nous avons contrôlé la profondeur d'attaque par étalonnage de la vitesse de gravure.

Avant la gravure du matériau, il est nécessaire d'atteindre une pression de base suffisamment basse afin de s'assurer de la propreté de l'enceinte. Cette pression de base est fixée à  $4 \cdot 10^{-6}$  mBar. Les temps d'attaque étant assez longs dans notre cas (jusqu'à 150mn dans le cas de notre structure PIN-guide ayant  $1,5 \mu\text{m}$  d'InP de type p), nous fragmentons le temps total de gravure en plusieurs cycles de 10mn afin d'assurer l'évacuation des espèces gravées. De plus, l'utilisation de méthane entraîne la formation de polymères qu'il convient de retirer par plasma oxygène si l'on ne veut pas détériorer nos conditions de gravure. Une gravure s'effectue donc en une suite de cycles élémentaires :

- ① pompage jusqu'à la pression de base,
- ② gravure proprement dite du matériau (10mn),
- ③ retrait des polymères par plasma oxygène (2mn).

Les conditions de gravure sont les suivantes :  $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$  (6/10/50), 225W, 65mTorr, et les vitesses de gravure correspondantes pour l'InP et le GaInAs sont : InP:  $300 \text{ \AA}/\text{mn}$ , GaInAs:  $60\text{-}120 \text{ \AA}/\text{mn}$ . La vitesse de gravure du GaInAs donnée n'est pas totalement fixée car elle est étroitement liée au dopage du matériau (plus il est dopé p, plus la vitesse est lente). Une photographie de ce type de gravure est donnée Figure III-13.

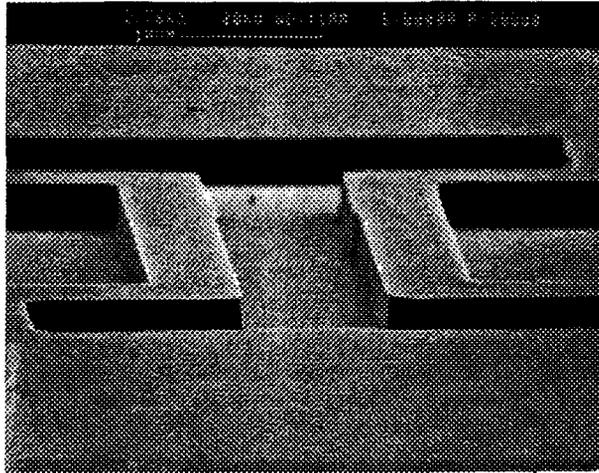


Figure III-13 : Photographie d'une gravure InP par RIE

Nous pouvons arrêter la gravure une fois atteinte la couche de GaInAs non dopée. Nous avons préféré poursuivre cette gravure et traverser toute la couche absorbante afin d'obtenir un meilleur confinement latéral, mais surtout pour nous rapprocher de la structure du phototransistor à hétérojonction sans base connectée (PTH-2T) qui sera étudié dans le Chapitre IV, afin de pouvoir mieux comparer les deux structures entre elles.

#### III-4 Passivation-planarisation

► *Passivation* : Il est important de pouvoir passiver les flancs des rubans afin de limiter au maximum toute détérioration des caractéristiques des composants au cours du temps, et également pour limiter les courants de fuite. La méthode couramment utilisée au laboratoire est le dépôt d'une fine couche de diélectrique (silice ou nitrure de silicium). Cependant, des problèmes rencontrés lors de recuits thermiques après amincissement dans le cas de la réalisation de lasers par R. Hamelin [11] (éclatement du nitrure dû à de trop fortes contraintes internes) nous ont fait opter pour une passivation réalisée par matériaux polymères (polyimide), ceux-ci étant beaucoup plus ductiles que les matériaux de type céramiques. De plus, comme nous allons le voir, le polyimide est également utilisé pour l'étape de planarisation : son rôle sera donc double.

► *Capacités parasites* : Etant donnée la faible largeur des rubans constituant le PIN-guide, il est impossible de prendre le contact électrique directement dessus : il faut donc réaliser des plots de taille plus importante qui soient déportés par rapport au ruban. Le dépôt d'une métallisation sur une couche mince de matériau diélectrique quelconque entraîne la création d'une capacité qui jouera alors le rôle d'élément parasite dans le bon fonctionnement en dynamique du PIN-guide. L'utilisation de polyimide, d'épaisseur beaucoup plus importante, permet ainsi de limiter cette capacité. En effet, la capacité du plot de contact est estimée par :

$$C = \epsilon S / e \quad (13)$$

### Chapitre III

avec :  $e$  = épaisseur de diélectrique ( $\approx 1\mu\text{m}$  pour la couche avec  $1500\text{\AA}$  d'InP,  $\approx 2\mu\text{m}$ ;  
pour celle ayant  $1,5\mu\text{m}$  d'InP);  
 $\epsilon$  = constante diélectrique du polyimide ( $2,9 \times \epsilon_0$ );  
 $S$  = surface du plot de contact ( $40 \times 40\mu\text{m}^2$ ).

Il faut donc limiter la surface des plots de contact, tout en gardant quand même une taille suffisamment grande pour permettre la thermo-compression d'un fil de connexion. Nous avons fixé cette limite à  $40 \times 40\mu\text{m}^2$ . Il faut également conserver une épaisseur de diélectrique importante sous les plots de contact, le plus facile d'un point de vue technologique étant de l'aligner à la même hauteur que le haut du ruban.

Nous obtenons ainsi des capacités parasites de plot de l'ordre de  $0,02$  pF. La capacité des rubans est, elle, d'environ  $1,5$  fF/ $\mu\text{m}$ . Le plot de contact ne sera donc pas un facteur limitatif dans le comportement dynamique pour les composants de grandes dimensions (de l'ordre de la centaine de microns de long). Quant aux composants de dimensions plus faibles ( $20\mu\text{m}$ ), l'ordre de grandeur entre capacités de plots et de composant est le même, mais reste suffisamment faible pour espérer des fréquences de coupure dans le domaine millimétrique.

► *Planarisation* : Etant donnée la hauteur du ruban, il faut pouvoir déposer le contact ohmique de type p sur le cap en GaInAs sans venir contacter la partie intrinsèque du composant. Il est donc nécessaire de planariser la structure afin que la métallisation ne descende pas les flancs du ruban.

Les polymères, polyimides et autres résines, de par leur état liquide avant recuit, ont tendance, après dépôt à la tournette, à s'écouler le long du mesa et ainsi à se déposer en plus faible épaisseur au sommet qu'à la base des rubans. Il devient alors possible de planariser une structure par dépôts successifs de polyimide et de résine d'épaisseur suffisamment importantes. Par exemple, un dénivelé de  $1,5\mu\text{m}$  est réduit à  $1\mu\text{m}$  après dépôt de environ  $2\mu\text{m}$  de polyimide, puis à  $2500\text{\AA}$  après dépôt de  $3\mu\text{m}$  de résine. De plus, le polyimide une fois recuit a le très gros avantage d'être résistant aux solvants classiquement utilisés pour le nettoyage des plaquettes (acétone et alcool), ainsi qu'aux solvants présents dans les différentes résines.

Une fois effectué l'empilement polyimide-résine, il ne reste donc plus qu'à dégager le sommet des rubans par gravure de tout l'édifice par plasma oxygène, d'autant plus aisément que les vitesses de gravure du polyimide et de la résine sont sensiblement identiques. On obtient ainsi une structure planarisée sur laquelle on peut venir déposer les plots de contact en même temps que les contacts ohmiques (gain d'une opération de photolithographie et de métallisation).

Le polyimide présente cependant un problème car comme nous l'avons déjà signalé, il est amorphe et ductile. Il ne se casse donc pas pendant la dernière opération qui est l'opération de clivage. Il est donc nécessaire de le retirer là où il n'est pas utile. C'est pourquoi, après dépôt des contacts ohmiques, on vient le retirer par plasma oxygène. Cette gravure s'effectue de façon auto-alignée : le polyimide disparaît de toute la surface de la plaquette là où il n'est pas protégé par la métallisation. La gravure s'arrête automatiquement sur le fond du mesa.

Ajoutons enfin que si la hauteur du ruban est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur d'une couche de polyimide ( $\sim 2\mu\text{m}$ ), il est préférable d'effectuer alors un double dépôt de polyimide afin d'être sûr que les flancs de notre ruban soient bien recouverts de polyimide, et non pas de résine.

#### III-5 Amincissement

Classiquement, l'épaisseur des substrats d'InP utilisés au laboratoire est de  $350\mu\text{m}$  environ. Pour une bonne évacuation de la chaleur dégagée lors du fonctionnement du composant, et surtout afin d'obtenir un bon clivage, il est indispensable d'amincir le substrat jusqu'à une épaisseur d'environ  $100\mu\text{m}$ . Il serait bien entendu possible d'amincir à des épaisseurs plus faibles, mais les manipulations ultérieures de la plaquette s'en trouveraient beaucoup plus périlleuses.

Pour réaliser une telle opération, on colle l'échantillon à la cire fondue, face avant (côté composants) vers le bas, sur un support qui permettra de manipuler la plaquette amincie. En ce qui nous concerne, le support utilisé est une lamelle de verre de microscope (épaisseur d'environ  $150\mu\text{m}$ ). Le tout est lui-même collé, toujours à la cire, sur une pièce de polissage. L'amincissement s'effectue par rodage mécanique sur un disque de verre, tout d'abord à l'aide d'une poudre d'alumine de granulométrie  $9\mu\text{m}$  en suspension dans de l'eau désionisée. On utilise ensuite une poudre plus fine ( $3\mu\text{m}$ ) lorsque l'on se rapproche de l'épaisseur finale de  $100\mu\text{m}$ .

Après cette étape d'amincissement, on passe à l'étape de polissage. Pour cela on utilise des tissus de polissage (LDR) que l'on humidifie avec un gel de silice dilué dans de l'eau désionisée (1 de gel de silice pour 15 d'eau désionisée). Cette étape, qui peut être très longue, prend fin lorsqu'il ne demeure plus qu'un voile mat sur la plaquette. On peut ensuite utiliser différents types de feutres qui vont permettre l'obtention du poli miroir grâce à l'utilisation conjointe de sprays diamantés ( $3\mu\text{m}$ ,  $1\mu\text{m}$ , et  $1/4\mu\text{m}$ ).

Le décollage du porte-échantillon de la pièce de polissage s'effectue par chauffage sur plaque. Quant au décollage final de la plaquette du porte-échantillon, après dépôt du contact ohmique face arrière, il s'effectue par dissolution de la cire dans un bain de trichloréthylène chaud (non bouillant).

Le polissage et l'amincissement sont des étapes critiques du process. Afin de les mener à bon terme, il est nécessaire de prendre certaines précautions :

- veiller à avoir une bonne homogénéité de la cire entre la plaquette et le porte-échantillon, sans quoi, les contraintes mécaniques peuvent engendrer la destruction partielle, voire totale, de l'échantillon.

- vérifier régulièrement l'état de surface en cours d'amincissement car le moindre petit éclat qui pourrait se séparer de la plaquette risque de la rayer au tour suivant du plateau, ce qui pourrait provoquer un autre éclat, qui lui même ... etc ... . Il est donc nécessaire de bien nettoyer le plateau régulièrement afin d'éviter ce genre de mésaventure.

Notons que après amincissement, il est possible que l'épaisseur du substrat ne soit pas identique d'un bout à l'autre de la plaquette. Dans notre cas, nous n'avons jamais observé des écarts supérieurs à 20 $\mu$ m, et cela n'a pas altéré de façon sensible notre qualité de clivage.

Enfin il est important de préciser que l'amincissement mécanique de l'InP provoque des dégagements de phosphine (PH<sub>3</sub>) au contact de l'eau. Ces dégagements gazeux sont très caractéristiques de par leur forte odeur alliacée, qui provoquent rapidement grattements de gorge suivi de maux de tête. Il ne s'agit là que des tous premiers signes caractéristiques de ce gaz qui est excessivement nocif pour l'organisme et qui est mortel pour des doses inhalées supérieures à 300ppm en une heure. Il est donc impératif que ces opérations soient menées sous hotte aspirante et en prenant un maximum de précautions.

#### III-6 Clivage

La facette d'entrée du PIN-guide doit être la plus parfaite possible. Pour cela on effectue le clivage du matériau selon les plans denses du réseau cristallographique Zincblende identifié sur le substrat par les méplats. La définition de ce miroir définit également la longueur du composant.

Pour effectuer cette opération, on place la plaquette sur un film autocollant et on amorce le clivage par un trait au diamant sur le bord de la plaquette selon l'orientation cristalline souhaitée. L'appareil utilisé pour cette opération permet une précision d'environ 10 $\mu$ m sur la position du trait d'amorce. Les composants de petites dimensions seront réalisés par clivage au centre des électrodes de 40 $\mu$ m de long.

Pour effectuer le clivage proprement dit, il convient de "déclencher" l'amorce effectuée au préalable. Pour cela, chacun à sa propre astuce : certains posent la plaquette sur un support déformable et procèdent au clivage par simple torsion du support, d'autres font glisser le film autocollant sur le bord d'une arête. Quant à nous, nous préférons faire rouler une aiguille sur la

face arrière de la plaquette, celle-ci étant posée sur un support ayant une certaine souplesse (ni trop mou, ni trop dur), tel qu'une pile de feuilles par exemple.

## IV Réalisation des PIN-guides

Nous décrivons ici la succession des différentes étapes technologiques aboutissant à la réalisation des PIN-guides. Par soucis de clarté, nous ne mentionnerons pas systématiquement tous les paramètres mis en jeu (paramètres de tournette, de pression de gaz, ...), ceux-ci variant bien souvent suivant le type de matériel utilisé, et n'ayant donc plus de sens une fois sortis du contexte de l'IEMN.

### IV-1 Procédé technologique mis en œuvre

Nous avons représenté Figure III-14 les principales étapes du process. Comme nous l'avons déjà signalé, nous n'utilisons que de la lithographie optique conventionnelle. De plus, grâce aux techniques auto-alignées utilisées, seules deux étapes de masquage sont nécessaires pour mener à bien cette technologie.

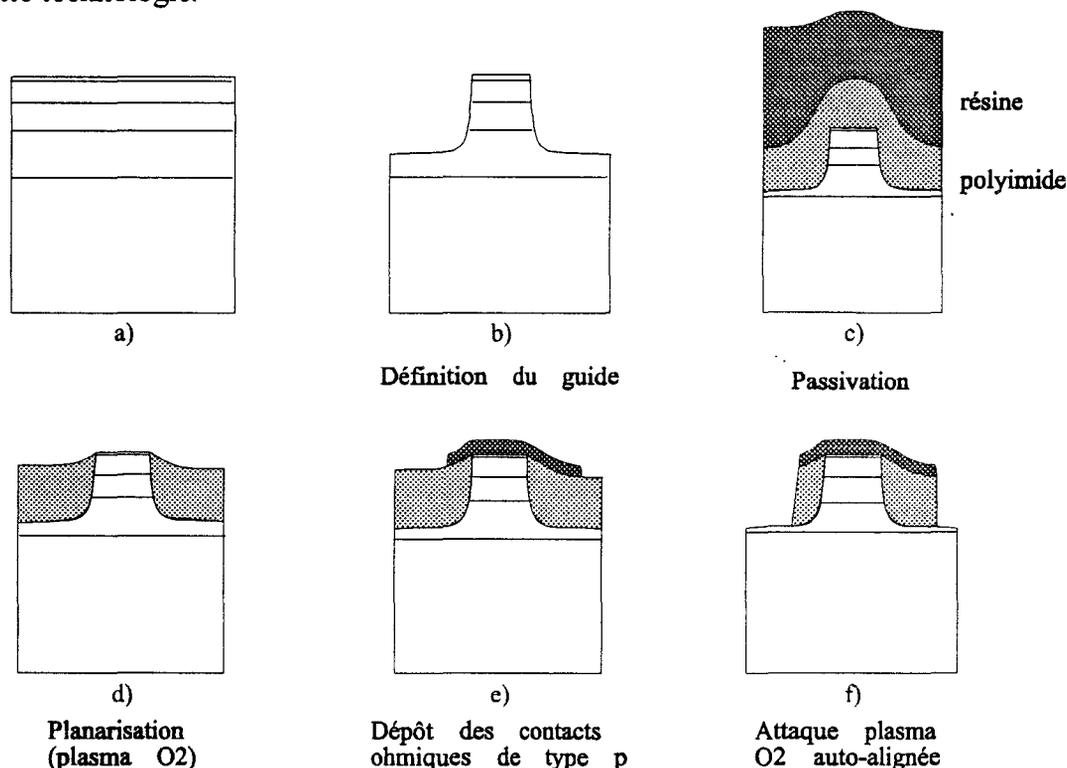


Figure III-14 : Procédé de fabrication

- a) structure de départ ; b) définition du guide ; c) passivation, polyimide et planarisation ;  
 d) Gravure plasma O<sub>2</sub> du polyimide ; e) dépôt de métallisation ;  
 f) retrait du polyimide excédentaire.

- 1- résinage 1400-27 , épaisseur de résine 1,5 $\mu$ m.
- 2- définition du ruban par masquage optique.
- 3- gravure sèche CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>/Ar (110mn pour la couche avec 1500Å d'InP p+ et 140mn pour la couche avec 1,5 $\mu$ m d'InP p+).  
hauteur de mesa. 1,8 $\mu$ m et 2 $\mu$ m (Fig.III-14-b).
- 4- double dépôt de polyimide à la tournette (2x2 $\mu$ m). recuit 300°C 1h.
- 5- planarisation par dépôt de résine 1400-37 (Fig.III-14-c).
- 7- gravure de l'ensemble par plasma O<sub>2</sub> jusqu'à ouverture du polyimide jusqu'au sommet du ruban (Fig.III-14-d).
- 8- résinage et révélation en casquette (deuxième étape de masquage, alignement sur le ruban).
- 9- dépôt des contacts ohmiques de type p et lift-off (Fig.III-14-e).
- 10- gravure de l'espace inter-électrodes par RIE (auto-alignée).
- 11- gravure plasma du polyimide excédentaire (Fig.III-14-f).  
la gravure est auto-alignée sur les contacts ohmiques et s'arrête sur le fond de mesa.  
le plasma O<sub>2</sub> n'a donc pas d'effet néfaste sur le composant en lui-même.
- 12- recuit du contact ohmique type p: 430°C 40s.
- 13- collage face avant de l'échantillon sur un support de polissage et amincissement jusqu'à une épaisseur optimale de 100 $\mu$ m, puis polissage.
- 14- dépôt du contact ohmique de type n face arrière.
- 15- décollage du substrat et rinçage au trichloréthylène chaud, acétone, alcool.
- 16- clivage des composants.

La Figure III-15 donne une représentation schématisée du composant et la Figure III-16 montre une photographie d'un composant prise au microscope électronique à balayage avant l'opération de clivage. Notons que suivant l'endroit où est effectué le clivage, il est possible d'obtenir des composants de faible dimension (<20 $\mu$ m) ou de grande dimension (>100 $\mu$ m).

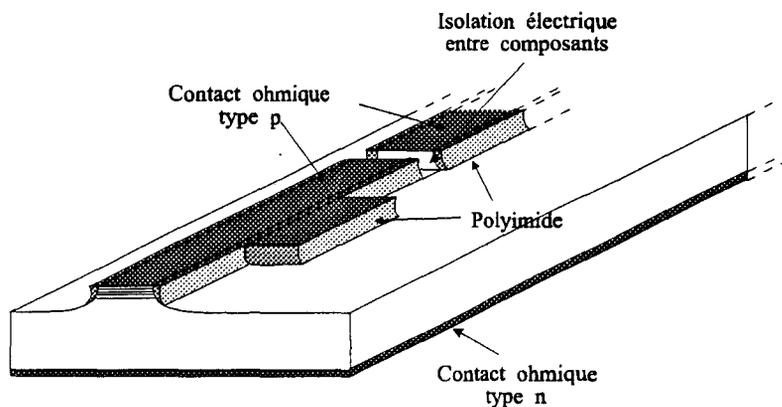


Figure III-15 : Représentation schématisée d'un PIN guide.

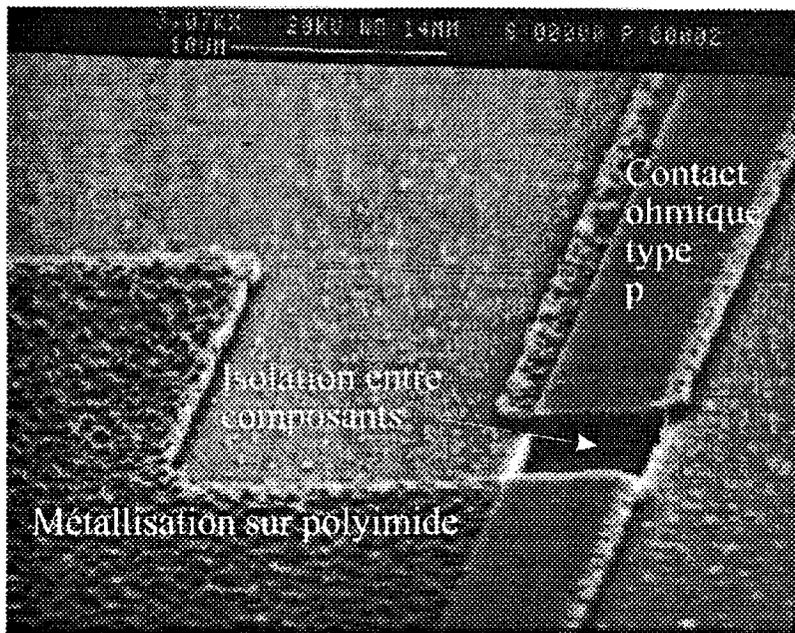


Figure III-16 : Vue au MEB de composants avant clivage.

#### IV-2 Remarque sur le procédé employé

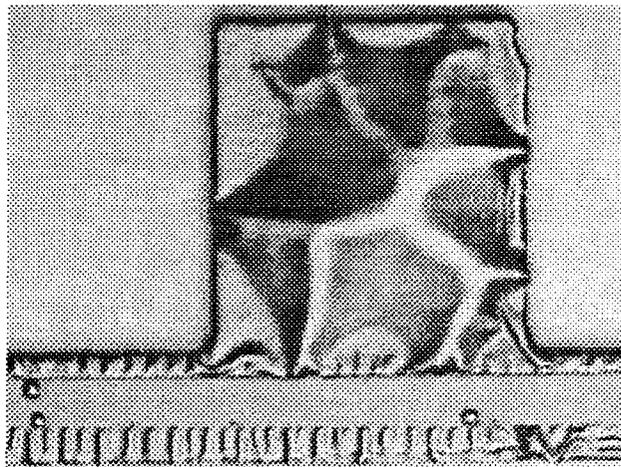
Le procédé mis en œuvre est relativement simple au niveau de la réalisation technologique. Comme nous l'avons vu, seules deux étapes photolithographiques sont nécessaires pour mener à bien le process. Il n'y a que l'étape de gravure du polyimide servant à dégager le haut du ruban qui nécessite une attention plus particulière, car il faut prendre soin de ne pas graver trop profondément. Ce procédé présente cependant un grave défaut, à savoir la nature des gaz utilisés pour la gravure des matériaux de la filière InP.

En effet, il s'est avéré lors du montage des composants en boîtier, qu'il était impossible de thermo-compresser un fil d'or sur les plots de métallisation prévus à cet effet. Nous en avons été réduit à déposer ce fil sur le plot, et maintenir ainsi un contact grâce à l'effet ressort du fil soudé au niveau de la piste du boîtier. Cependant un tel contact électrique s'est avéré très mauvais et nous nous sommes trouvés confrontés à des résistances d'accès très importantes (de l'ordre de  $400\Omega$ ), détruisant ainsi tout espoir de performances dynamiques acceptables.

Cependant, cette technologie avait déjà été effectuée en filière GaAs pour la réalisation de diodes lasers et aucun problème semblable n'était apparu ! La seule différence entre les deux procédés était les matériaux utilisés, et donc les gaz de gravure employés. Dans le cas du GaAs, on utilise un mélange de tétrachlorosilane/argon ( $\text{SiCl}_4/\text{Ar}$ ) alors qu'en filière InP est utilisé comme on l'a vu le mélange méthane/hydrogène/argon ( $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$ ). C'est après plusieurs essais de réalisation de composants (PIN-guides, mais également phototransistors sans base connectée (voir chapitre suivant)) que nous avons décelé l'origine du problème : en réalité, la première

effectuée pour définir les rubans ne semble pas être critique : en effet, la qualité des contacts ohmiques, une fois ceux-ci déposés sur le sommet des ribs, est tout à fait conforme à ce que l'on pouvait s'attendre (voir §III-3). Cette étape de gravure n'est donc pas à l'origine de nos problèmes, grâce à l'épaisseur importante de résine protégeant le composant ( $>1,5\mu\text{m}$ ).

A l'inverse, lors de la seconde gravure matériau, celle permettant l'isolation électrique entre chaque PIN-guide, le matériau n'est protégé que par une épaisseur de métallisation relativement fine ( $4000\text{\AA}$ ). Il s'en suit que l'hydrogène peut alors s'introduire dans le matériau et le passiver légèrement [26] : ceci explique la résistance relativement élevée observée sous pointes (entre  $200$  et  $300\Omega$ ), mais ne permet pas de comprendre pourquoi on ne peut souder sur les plots ! Notons au passage que cette résistance due à la neutralisation partielle du matériau par l'hydrogène n'est pas critique, car il est possible de la ramener à un niveau normal (quelques ohms) par un recuit prolongé à  $300^\circ\text{C}$  sous atmosphère neutre. L'explication est venue plus tard lorsque, après une gravure très poussée du matériau, on a observé sur l'échantillon, des plots de métallisation tels que celui présenté Figure III-17.



*Figure III-17 : Etat d'une métallisation déposée sur polyimide après une exposition prolongée au plasma de gravure  $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$ .*

L'hydrogène traverse la métallisation du contact ohmique et vient s'accumuler à l'interface métal-polyimide, pouvant même aller jusqu'à soulever cette métallisation et former ainsi une bulle. Il s'en suit que, même en n'exposant pas de façon aussi importante la plaquette aux gaz de gravure, l'hydrogène a tendance à s'accumuler au niveau de cette interface, d'où la très mauvaise adhérence des plots de métallisation observée lors des essais de thermocompression.

La solution à un tel problème est soit de trouver de nouveaux gaz de gravure, soit de passer en gravure chimique. Cela n'a malheureusement pas été envisageable dans notre cas, car lorsque nous avons découvert l'origine du problème, nous n'avons pu relancer de process technologique

de PIN-guide, faute de couches épitaxiées disponibles, le bâti de MBE gaz étant tombé en panne entre temps.

## IV Caractérisation des composants

### IV-1 Description du banc de caractérisation

Les composants, après clivage, sont montés sur des demi-boîtiers BMH [27], avec les difficultés de thermo-compression au niveau du composant explicitées précédemment. L'accès à la ligne hyperfréquence s'effectue par un connecteur SMA. Le tout est monté sur un support permettant l'approche d'une fibre optique. Ce support est lui même monté sur un micro-déplacement x,y,z piézo-électrique. Le tout est aligné devant une fibre optique

La source utilisée est un laser de type Fabry-Perot, réalisé à Thomson LCR, émettant à  $1,3\mu\text{m}$  et capable de fonctionner jusqu'à des fréquences de l'ordre de 15GHz sous forte injection de courant. Celui-ci est monté de la même façon que la photodiode PIN-guide. La puissance optique issue de ce laser est injectée dans une fibre optique par l'intermédiaire d'un jeu de lentilles permettant un couplage en espace libre. Un isolateur optique est inséré entre le laser et la fibre afin d'empêcher la lumière réfléchi à l'entrée de la fibre optique d'être réinjectée dans le laser, ce qui crée des instabilités dans le fonctionnement dynamique des lasers. Les connecteurs SMA (du laser et de la photodiode) sont reliés à un Té de polarisation permettant un accès hyperfréquence et un accès continu séparés.

Un schéma de principe du banc de caractérisation est donné Figure III-18. L'alignement du laser est effectué par recherche du maximum de puissance optique à l'aide d'un photodétecteur calibré (HP8153A). L'alignement de la photodiode est effectué par recherche du maximum de photocourant.

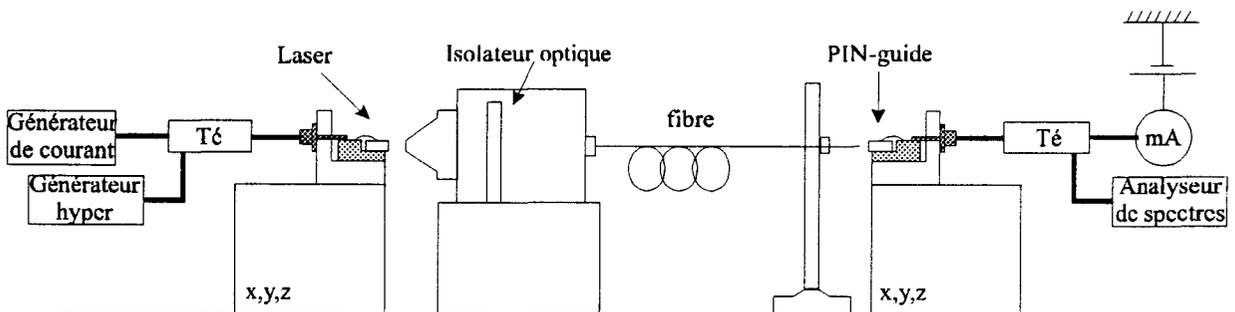
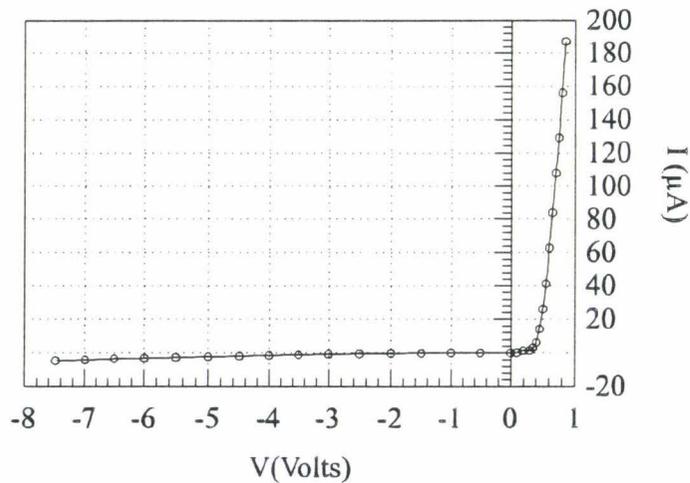


Figure III-18 : Description du banc de caractérisation des composants.

**IV-2 Caractérisations statiques**

Les PIN-guides ont tout d'abord été caractérisés sous pointes. Une caractéristique  $I(V)$  sous obscurité est donnée Figure III-19. Le courant d'obscurité est du même ordre de grandeur que pour une photodiode traditionnelle. Lorsque l'on regarde la caractéristique de la photodiode en direct, on constate que la pente de la courbe est très droite, caractérisant une résistance d'accès relativement faible (ici, inférieure à 5 ohms), mais comme nous l'avons déjà signalé, c'est la résistance de contact due au fil de connexion qui va être très importante lorsque l'on essaiera de monter les composants en boîtier.



*Figure III-19 : Caractéristique  $I(V)$  d'une photodiode PIN-guide sous obscurité (mesurée sous pointes).*

Afin de déterminer le rendement quantique externe de la structure, nous avons relevé les courbes  $I_{ph}(P_{opt})$ , où :

- $I_{ph}$  représente le courant photocréé au sein de la structure et,
- $P_{opt}$  représente la puissance optique en sortie de fibre.

Les résultats obtenus sont présentés Figure III-20a et III-20b, pour les PIN-guides ayant  $1500\text{Å}$  d'InP p+ et  $1,5\mu\text{m}$  d'InP p+, éclairés soit par une fibre monomode classique (fibre clivée de diamètre de tache en sortie égale à  $8,6\mu\text{m}$  pour une longueur d'onde de  $1,3\mu\text{m}$ ), soit par une fibre lentillée (de diamètre de tache inconnu).

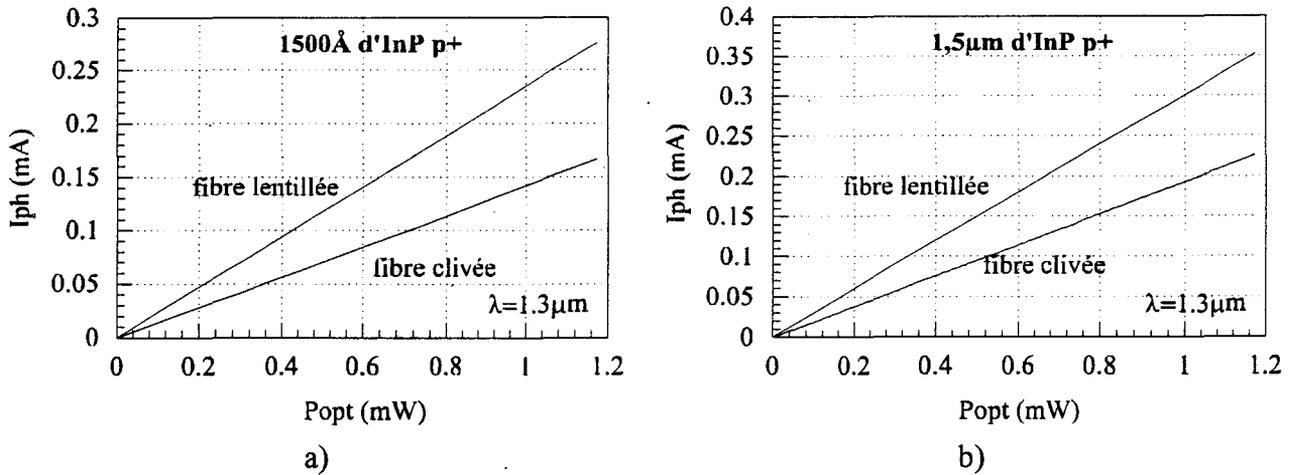


Figure III-20 : Courbes  $I_{ph}(P_{opt})$  pour les deux structure étudiées, et pour deux types de fibres employées.

On peut ainsi déterminer le rendement quantique externe dans chacun des cas étudié à partir de la relation :

$$\eta_{ext} = (h\nu/q) \cdot ((I_{ph} - I_{obs}) / P_{opt}) \quad (13)$$

Ces valeurs sont reprises dans le Tableau III-2 :

$\eta_{ext}$	1500Å d'InP p+	1,5μm d'InP p+
fibre clivée	0,135	0.184
fibre lentillée	0.225	0.287

Tableau III-2 : Rendements quantiques externes mesurés pour les différentes configurations possibles.

Connaissant ces valeurs, nous pouvons regarder si elles coïncident avec des valeurs calculées expérimentalement par la BPM-3D. Les résultats de cette simulation sont représentés Figure III-21a et III-21b. On y a tracé l'évolution du rendement quantique externe en fonction du diamètre de la tache optique. Nous avons également reporté sur ces courbes les valeurs obtenues expérimentalement. On constate que dans le cas du PIN-guide avec 1500Å d'InP p+, on trouve un diamètre de tache optique de 8,1μm si l'on reporte la valeur du rendement quantique mesuré. Or cette valeur est très proche de la valeur fournie par le fabricant de la fibre utilisée (8,6μm). Le modèle semble donc bien coller à la réalité dans ce cadre ci, et on peut donc estimer que la valeur donnée pour la tache en sortie de la fibre lentillée est correcte, soit environ 5μm de diamètre, ce qui correspond d'ailleurs à une valeur fréquemment rencontrée dans la littérature.

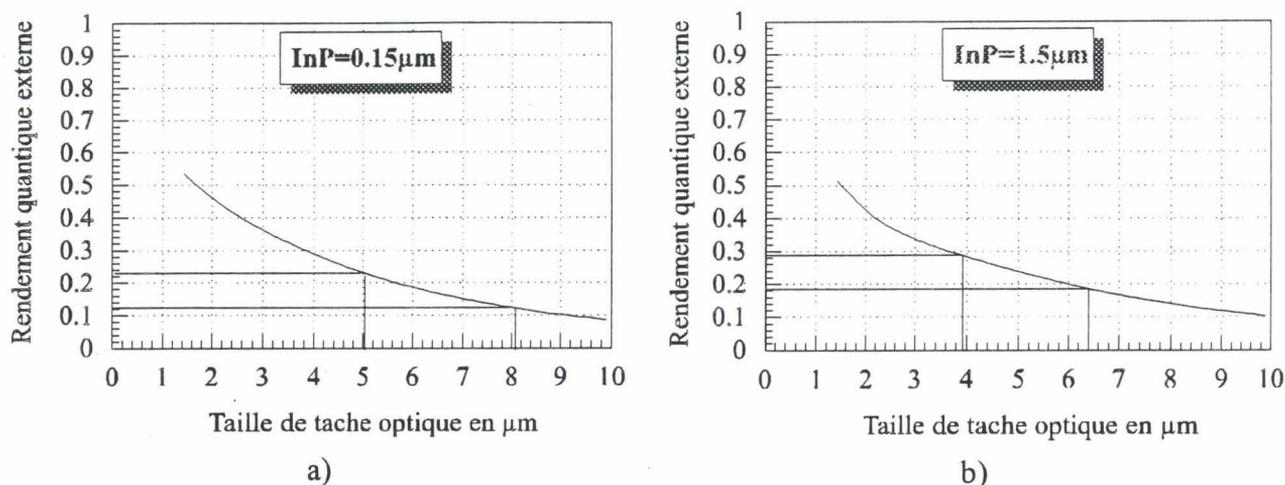


Figure III-21 : Résultats de simulation par BPM-3D donnant le rendement quantique externe des structures étudiées en fonction du diamètre de la tache optique. Confrontation avec l'expérimentation.

Par contre, dans le cas du PIN-guide avec 1,5µm d'InP p+, on trouve des valeurs différentes de celles obtenues précédemment. Ceci peut s'expliquer :

- soit par des conditions d'injection qui ne sont pas optimisées en simulation : en effet, lors des caractérisations, nous effectuons notre alignement fibre/PIN-guide par recherche du maximum de photocourant. A l'inverse, lors de cette modélisation, nous prenons comme condition initiale d'injection, un faisceau centré sur la couche absorbante. Or nous avons vu précédemment que cette position ne correspondait pas forcément au maximum de rendement quantique externe. Il s'en suit une différence de quelques pour-cent au détriment de la théorie. Cette différence risque d'ailleurs d'être plus accentuée dans le cas où la couche de confinement est plus importante, ce qui est bien le cas pour la couche ayant 1,5µm d'InP p+.

- soit parce que le modèle théorique ne prend pas en compte certains phénomènes comme la divergence du faisceau en sortie de fibre. En effet, la BPM ne permet de modéliser l'injection que de faisceaux incidents strictement parallèles. Or, en réalité, le faisceau optique en sortie de fibre a tendance à diverger. Cette divergence va se traduire comme si une partie de la lumière était injectée avec un certain angle d'entrée, ce qui, pour une structure telle que la nôtre, peut améliorer le rendement quantique de la structure en jouant sur les réflexions au niveau de la métallisation en surface ou au niveau des différentes couches épitaxiales.

Il est donc difficile de déterminer si les valeurs obtenues en simulation sont optimales ou non, notamment dans le cas d'une couche de confinement plus importante. Quoiqu'il en soit, les valeurs de rendement quantique obtenues par modélisation et celles obtenues par expérimentation restent dans tous les cas relativement proches les unes des autres, d'autant plus qu'une variation de l'ordre du micron du diamètre de la tache optique ne provoque qu'une faible variation du

rendement quantique (quelques pour-cent), notamment pour des diamètres de taches supérieurs à  $5\mu\text{m}$ .

#### IV-2 Caractérisations dynamiques

Comme nous l'avons déjà signalé à plusieurs occasions, il nous a été impossible de prendre de bons contacts électriques en utilisant un fil de connexion, ceci étant dû à la très mauvaise adhérence de la métallisation sur le polyimide après passage en gravure RIE  $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$ . Il ne nous a donc pas été possible de monter ces composants de façon convenable en boîtier. Seules quelques caractérisations ont pu être réalisées en détection, et il ne nous a même pas été possible de les caractériser en paramètres S.

Nous avons repris Figure III-22 une des rares courbes de caractérisation dynamique que nous ayons pu obtenir. Pour effectuer cette caractérisation, nous avons polarisé le laser de telle sorte qu'il émette une puissance optique de  $2\text{mW}$  en continu, et on lui a appliqué un signal de fréquence variable et de  $0\text{dBm}$  de puissance hyperfréquence. La photodiode PIN-guide ( $1,5\mu\text{m}$  d'InP p+) était polarisée à  $-3\text{V}$ , avec un photocourant de  $0,6\text{mA}$ . La caractéristique obtenue présente une fréquence de coupure à  $-3\text{dB}$  de l'ordre de  $1,5\text{-}2\text{GHz}$ . Elle a été effectuée sur un composant de grandes dimensions (longueur :  $150\mu\text{m}$ ). Un tel composant devrait pouvoir conduire à une fréquence de coupure d'environ  $15\text{GHz}$  s'il était adapté sur une charge de  $50\Omega$ . De tels résultats confirment donc la valeur importante de la résistance d'accès du composant, qui semble se situer aux environs de  $450\Omega$ , valeur correspondant aux mesures effectuées en statique lorsque le composant est monté en boîtier. Des mesures ont également été effectuées sur un composant de petites dimensions (longueur :  $20\mu\text{m}$ ), mais les résultats obtenus sont en tous points semblables à ceux obtenus précédemment, confirmant que la capacité du composant n'est pas en rapport avec ses mauvaises performances.

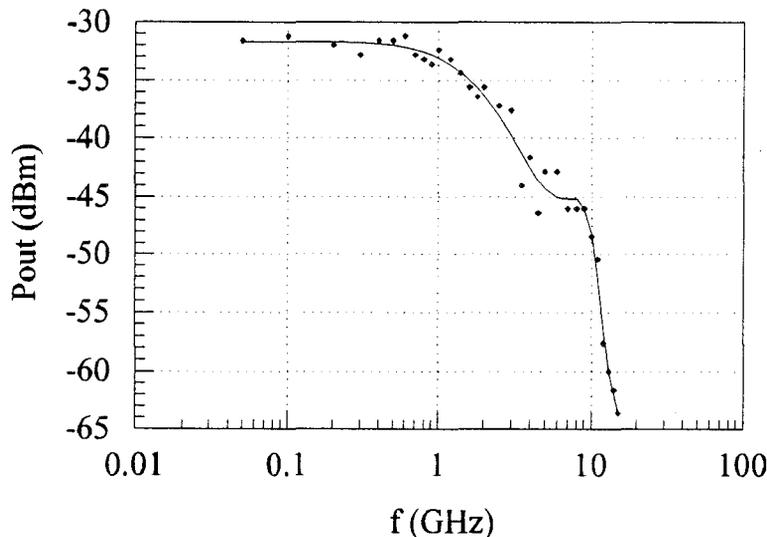


Figure III-22 : Caractérisation dynamique d'une photodiode PIN-guide.

## V Conclusion

Dans ce chapitre, après avoir brièvement exposé le principe de fonctionnement général de la photodiode PIN de type guide d'onde (PIN-guide), nous avons développé une simulation optique fondée sur le principe de la BPM. Nous avons appliqué cette modélisation pour l'étude comparative de deux structures de PIN-guides GaInAs/InP. La première, sans couche de confinement, est de type monomode. La seconde, avec une couche de confinement de quaternaire de part et d'autre de la couche absorbante, est de type multimode. Nous montrons ainsi que la structure de type multimode permet non seulement d'obtenir de meilleurs rendements quantiques que la structure monomode, mais également qu'elle est moins sensible aux différents paramètres de caractérisation, tels que la taille de la tache en sortie de fibre, l'angle entre la fibre et le composant, la position verticale de la fibre par rapport au composant, ... .

Nous avons alors entrepris la réalisation technologique de ces composants, en nous basant sur une technologie déjà éprouvée au sein de l'équipe pour la réalisation de diodes lasers. Pour cela, nous avons mis au point la réalisation de contacts ohmiques sur GaInAs de type p, ainsi que les opérations d'amincissement et de polissage de l'InP. La technologie employée est relativement simple puisqu'elle ne nécessite l'utilisation que de deux niveaux de masquage optique. Elle est basée sur l'utilisation de la gravure RIE des matériaux, et sur l'utilisation de différentes techniques de gravure auto-alignées, ainsi que sur l'utilisation de la planarisation par polyimide.

Les composants ainsi réalisés n'ont malheureusement pas fourni les résultats escomptés, ceci à cause de l'impossibilité de pouvoir connecter correctement les composants avec le boîtier de caractérisation. Ce problème est dû à l'utilisation lors de l'une des étapes de réalisation technologique, d'un plasma de gravure comportant de l'hydrogène, celui-ci venant s'accumuler entre les plots de métallisation et le polyimide censé les supporter. Il en résulte une mauvaise adhérence des plots de contact, interdisant toute thermo-compression d'un fil de connexion. Des caractérisations statiques sous pointes ont cependant été effectuées, permettant de remonter au rendement quantique externe des différents composants. Ceux-ci sont proches des valeurs calculées théoriquement, ce qui nous permet de valider notre modèle. Quelques caractérisations de photodétection en dynamique ont été effectuées, montrant des fréquences de coupure à -3dB de l'ordre de 2GHz. Ce niveau relativement bas est dû à la valeur de la résistance d'accès très élevée, ceci non pas à cause d'une mauvaise qualité des contacts ohmiques, mais à cause de l'impossibilité d'avoir un bon contact avec le circuit extérieur.

Le problème rencontré peut se résoudre facilement en substituant la gravure RIE incriminée par une gravure chimique. Malheureusement, de nouveaux composants n'ont pu être réalisés par

### *Chapitre III*

manque de matériaux disponibles à ce moment de nos recherches. Nous verrons cependant que cette expérience acquise sera mise à profit pour la réalisation de phototransistors InP éclairés par la tranche, dont le principe est de combiner guide d'onde absorbant et transistor bipolaire à hétérojonction. C'est cette étude que nous allons développer dans le prochain chapitre.

## Références bibliographiques du Chapitre III

- [1] "Etude comparative de la photodiode PIN, de la photodiode à avalanche et du photoconducteur sur matériaux III-V."  
J.P. Gouy.  
Thèse présentée à l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois.  
Soutenue le 5 Juillet 1989.
- [2] "Beam Propagation Method, Analysis and assesment."  
Van Roey J., Van Der Donk J., P. Lagasse.  
Journ. Opt. Soc. Amer., 71(7), pp. 803-810, 1981.
- [3] "Principes of Physics."  
Born M., Wolf E..  
Pregamon Press, New-York (1959).
- [4] "Analysis of forward wide-angle light propagation in semiconductor rib waveguides and integrated optics structures."  
Yevick D.,M. Glasner.  
Elect. Lett. 25(5), 1989, pp. 1747.
- [5] "Méthodes de calcul numérique."  
Nougier.  
Masson, Paris.
- [6] "Etude et réalisation de circuits optiques avec micromiroirs intégrés, sur matériaux diélectriques."  
Luc Joannes.  
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, le 19 Septembre 1994.
- [7] "A high efficiency 50GHz InGaAs multimode waveguide photodetector"  
K. Kato, S. Hata, K. Kawano, J. Yoshida, A. Kozen  
IEEE J. of Quantum Elect., vol. 28, n°12, pp. 2728, 1992
- [8] "Modeling of waveguide PIN photodetectors for millimeter wave applications"  
J. Van de Castele, J. Harari J.P. Viltot, D. Decoster  
Europto proceedings, Fiber Optic Network Components, vol. 2449, 20-22 March 1995
- [9] T.P. Pearsall  
GaInAsP alloy semiconductors  
1982. Wiley edition  
1983.
- [10] CRC Handbook of chemistry and physics  
1988-89. 64th edition.
- [11] "Etude et réalisation d'émetteurs optiques intégrés sur matériaux III-V"  
R. Hamelin  
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, le 17 Novembre 1995.

### Chapitre III

- [12] "Recent developments in ohmic contacts for III-V compound semiconductors"  
T.C. Shen, G.B. Gao, H. Morkoç  
J. Vac. Technol. B 10(5), Sept/Oct 1995
- [13] S.N.G. Chu, A. Katz, T. Boone, and al  
J. Appl. Phys., 67, pp. 3754, 1990
- [14] A. Katz, W.C. Dautremont-Smith, S.N.G. Chu and al  
Appl. Phys. Lett. 54, pp. 2306, 1989
- [15] "Electrical characteristics and thermal stability of ohmic contacts to p-type  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ "  
P.W. LEECH and G.K. REEVES  
J. Appl. Phys., 77 (8), pp. 3908-3912, 15 April 1995.
- [16] "Ohmic contact study for quantum effect transistors and heterojunction bipolar transistors with InGaAs contact layers"  
W.L. CHEN, J.C. COWLES, G.I. HADDAD, G.O. MUNNS, K.W. EISENBEISER and J.R. EAST  
J.Vac. Sci. Technol. B, 10 (6), Nov/Dec 1992.
- [17] "Pd/Zn/Pd/Au ohmic contacts to p-type  $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}/\text{InP}$ "  
P.W. LEECH, G.K. REEVES and M.H. KIBEL  
J. Appl. Phys., 76 (8), pp. 4713-4718, 15 October 1994.
- [18] "Electrical Characteristics and Reliability of Pt/Ti/Pt/Au Ohmic Contacts to p-Type GaAs"  
H. OKADA, S. SHIKATA and Hideki HAYASHI,  
Japanese Journal of Applied Physics, 30 (4A), pp. L558-L560, April 1991.
- [19] "Interfacial microstructure and electrical properties of the Pt/Ti ohmic contact in p- $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  formed by rapid thermal processing"  
S.N.G. CHU, A. KATZ, T. BOONE, P.M. THOMAS, V.G. RIGGS, W.C. DAUTREMONT-SMITH and W.D. JOHNSTON Jr.  
J. Appl. Phys., 67 (8), pp. 3754-3760, 15 April 1990.
- [20] "Pt/Ti/n-InP nonalloyed ohmic contacts formed by rapid thermal processing"  
A. KATZ, B.E. WEIR, S.N.G. CHU, P.M. THOMAS, M. SOLER, T. BOONE and W.C. DAUTREMONT-SMITH  
J. Appl. Phys., 67 (8), pp. 3872-3875, 15 April 1990.
- [21] "Indium Phosphide and Related Materials: Processing, Technology, and Devices"  
A. KATZ  
Artech House, 1992.
- [22] "A controllable mechanism of forming extremely low-resistance nonalloyed ohmic contacts to group III-V compound semiconductors"  
G. STAREEV, H. KÛNZEL, G. DORTMANN  
J. Appl. Phys., 74 (12), 15 December 1993.
- [23] "Tunneling behavior of extremely low resistance nonalloyed Ti/Pt/Au contacts to n(p) InGaAs and n-InAs/InGaAs"  
G. STAREEV and H. KÛNZEL  
J. Appl. Phys., 74 (12), 15 December 1993.

### Chapitre III

- [24] "Highly stable W/p-In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As ohmic contacts formed by rapid thermal processing"  
A. KATZ, B.E. WEIR, D.M. MAHER, P.M. THOMAS, M. SOLER, W.C. DAUTREMONT-SMITH, R.F. KARLICEK, Jr., J.D. WYNN and L.C. KIMERLING  
Applied Physics Letters, 55 (21), pp. 2220-2222, 20 November 1989.
- [25] "Shallow p-type ohmic contact to Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As using Au/Ti/Mn/W"  
T.Y. CHANG, Y. HE, N.J. SAUER, E.H. WESTERWICK, F.G. STORZ and M.D. WILLIAMS  
Electronics Letters, 29 (12), pp. 1139-1140, 10 June 1993.
- [26] "Réalisation de transistors à effet de champ par neutralisation de dopants par l'hydrogène atomique et par déneutralisation localisée des complexes Si-H"  
Nancy Ng Ching Hing  
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, le 16 Février 1995.
- [27] "Transmission d'un signal analogique par voie optique: étude et réalisation de circuits intégrés opto-hyperfréquences"  
S. Maricot  
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, le 30 Juin 1992.

## **Chapitre IV**

## **Chapitre IV**

# **Phototransistors à hétérojonction InP/GaInAs de type guides d'onde**

### **I Introduction**

Il est reconnu depuis longtemps que la plupart des transistors sont sensibles à la lumière [1-3], que ce soient les transistors à effet de champ (FET) ou les transistors bipolaires à hétérojonction (TBH). Cependant, dans la majorité des cas, leur utilisation en tant que photodétecteur n'est pas intéressante car la structure même du transistor n'est pas compatible avec un bon rendement de conversion optique-électrique. On préfère bien souvent associer de façon monolithique ou hybride un transistor et un photodétecteur [4-7]. Dans ce chapitre, nous développerons un nouveau concept de photodétecteur : le phototransistor à hétérojonction (PTH) guide d'onde qui allie à la fois un bon niveau de détection optique et un bon fonctionnement en tant que transistor. En effet, l'utilisation de structures TBH pour la réalisation de photodétecteurs a commencé à intéresser les chercheurs dans les années 80. Les phototransistors à hétérojonction étudiés étaient, comme les PIN classiques, éclairés soit par le dessus, soit par le substrat. Depuis peu, on note un regain d'intérêt très important pour ce genre de composants, mais éclairés de façon transversale. L'étude entreprise ici se situe donc tout à fait dans la mouvance actuelle, et fait d'ailleurs partie d'un projet soutenu par la DRET.

Ce composant est fondé sur le principe de fonctionnement d'un TBH. C'est pourquoi nous rappellerons tout d'abord les principes de base des TBH et leur utilisation en photodétection, puis nous développerons une première technologie de type TBH à base flottante en indiquant les résultats obtenus en caractérisation, et enfin nous développerons toute l'étude technologique qui a été réalisée pour la conception de phototransistors à base connectée, ainsi que les résultats obtenus.

### **II Le Transistor Bipolaire à Hétérojonction**

Afin de comprendre les principes physiques mis en jeu dans le phototransistor à hétérojonction (PTH), il est nécessaire d'avoir une certaine connaissance du transistor bipolaire à

hétérojonction (TBH). Celui-ci est mieux connu que le PTH, et c'est pourquoi nous commencerons par une description de son fonctionnement.

### II-1 Intérêt des TBH filière InP

Les principes de base et les avantages des TBH ont été reconnus pour la première fois dans un brevet déposé par Schokley en 1948. Tandis que le concept était bien développé, la réalisation de composants ne fut pas possible avant les années 70, lorsque la MBE permit un contrôle suffisamment précis des épaisseurs et des compositions des épitaxies. Les premiers composants réalisés étaient basés sur la filière GaAs/AlGaAs, même si les composants à base d'hétérostructures sur InP présentent plus d'avantages. Ceux-ci possèdent par exemple des vitesses de recombinaison de surface plus faibles que les composants de la filière GaAs, ce qui rend possible la réalisation de composants submicroniques à grand gain. Il en est de même pour la plus grande conductivité thermique des substrats InP, ainsi que pour les meilleures propriétés de transport électronique de l'InP et du GaInAs. La faible masse effective des électrons impliquant une plus grande mobilité, cela conduit également à un faible temps de transit dans la base, et une faible capacité de diffusion dans les TBH InP npn. Les TBH à base d'InP ont également un bruit en  $1/f$  significativement plus faible que ceux en GaAs, ce qui les rend très intéressants pour des utilisations dans des circuits oscillateurs à faible bruit de phase. Ils sont également assez résistants aux radiations, ce qui est un avantage supplémentaire pour les applications militaires. Enfin, avec l'augmentation de la demande pour des systèmes de communication portables, la puissance dissipée sera également un facteur crucial pour la prochaine génération de composants électroniques microondes et millimétriques. Grâce à la petite bande interdite de l' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ , les TBH InP ont une tension de fonctionnement plus faible que ceux à base de GaAs. Ceci ajouté au fait d'avoir un émetteur de dimension submicronique est fortement attractif pour l'utilisation dans des matériels portables microondes et millimétriques. Si l'on tient compte de ses très bonnes propriétés électroniques, ainsi que de sa compatibilité avec les composants optoélectroniques fonctionnant à 1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$ , cela donne une autre dimension à cette technologie. En particulier, l'utilisation de la jonction base-collecteur en tant que photodiode PIN est fortement attractive pour la fabrication de récepteurs optiques multi-gigabits/sec monolithiques, comme nous le verrons plus tard.

Enfin, un autre avantage des TBH III-V est la possibilité de "travailler" la composition des matériaux pour une performance optimale du composant : si par exemple on réalise une hétérojonction émetteur-base graduelle, on élimine ainsi l'injection d'électrons chauds, d'où une tension de fonctionnement plus faible (tension de turn-on), ce qui implique une réduction de la puissance dissipée. En outre, étant donné qu'une jonction abrupte tend à augmenter la résistance dynamique de l'émetteur, une jonction graduelle doit permettre d'accroître la vitesse du composant qui est liée à l'importance relative de différents éléments parasites.

## II-2 Principes de base des TBH

Nous reprenons ici les principaux éléments régissant le fonctionnement des TBH. Pour plus de détails, le lecteur peut, par exemple, se reporter à la thèse d'Amina Tachafine préparée et soutenue à l'IEMN [8].

### II-2-1 Structure du TBH

Le transistor bipolaire à hétérojonction est constitué de deux jonctions PN têtes-bêches : la jonction émetteur-base, et la jonction base-collecteur. La structure typique d'un TBH est représentée Figure IV-1. Dans le cas du TBH, contrairement au bipolaire classique, les zones d'émetteur et de base sont constituées de matériaux semi-conducteurs différents, le matériau constituant l'émetteur présentant une plus grande largeur de bande interdite, ce qui lui confère des propriétés très attractives à hautes fréquences comme nous le verrons plus loin.

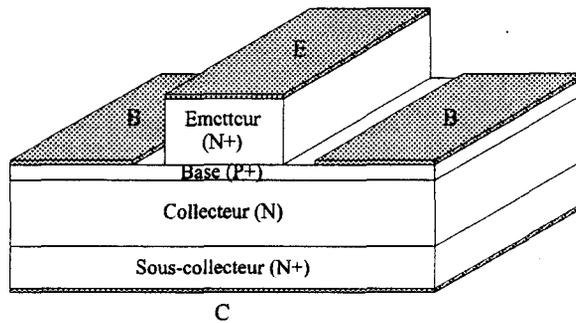


Figure IV-1 : Structure typique d'un TBH.

Dans le régime normal de fonctionnement, la jonction émetteur-base est polarisée en direct alors que la jonction base-collecteur est polarisée en inverse. Nous avons représenté Figure IV-2 le diagramme de bandes d'énergie du TBH en régime de fonctionnement normal.

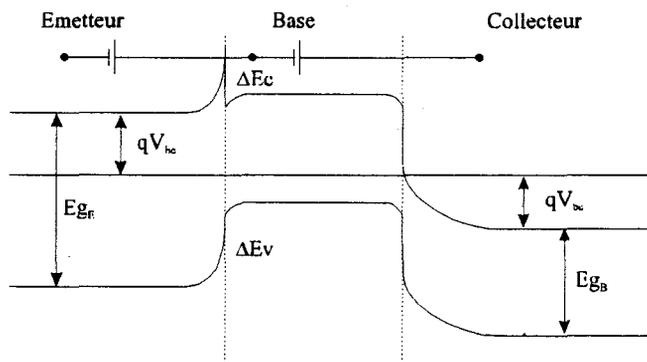


Figure IV-2 : Structure de bandes classique d'un TBH.

**II-2-2 Les principaux courants**

Nous avons représenté Figure IV-3 les principaux courants traversant la structure :

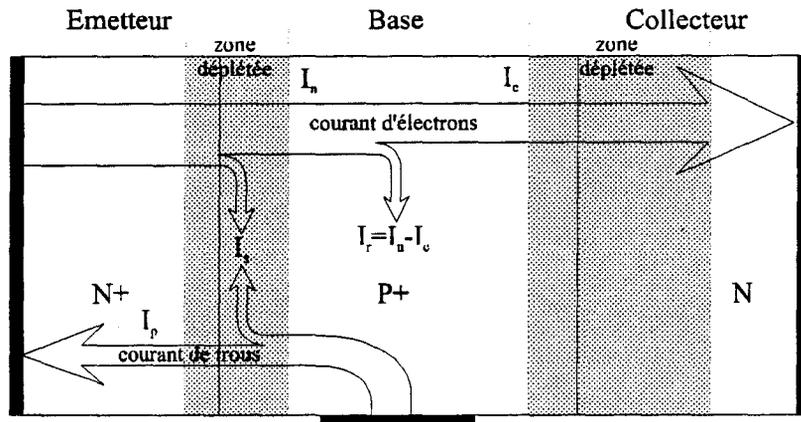


Figure IV-3 : Représentation schématique des différents courants présents dans la structure [9].

La polarisation directe de la jonction émetteur-base provoque l'injection d'un courant d'électrons  $I_n$  de l'émetteur dans la base, et inversement, un courant de trous  $I_p$  est injecté de la base vers l'émetteur. Les électrons minoritaires se trouvant dans la base diffusent alors vers le collecteur où ils sont capturés par le champ électrique élevé situé au niveau de cette jonction. Ils donnent ainsi naissance au courant collecteur. Ainsi, pour un faible courant de trous injecté dans la base, on récupère un courant d'électrons important au niveau du collecteur : c'est l'effet transistor.

Quant aux trous injectés de la base vers l'émetteur, une partie d'entre eux va se recombiner avec les électrons au niveau de la zone de charge d'espace émetteur-base, donnant lieu ainsi au courant  $I_s$ . De la même façon, dans la base, une partie des électrons injectés par l'émetteur, qui se retrouvent alors minoritaires, vont se recombiner avec les trous pour donner le courant  $I_r$ . Au niveau de la zone de charge d'espace collecteur-base, la recombinaison de trous est négligeable compte tenu du fait que le champ électrique régnant dans cette zone est élevé.

Les courants émetteur, base, et collecteur s'expriment alors par :

$$I_e = I_n + I_p + I_s \quad (1)$$

$$I_b = I_p + I_r + I_s \quad (2)$$

$$I_c = I_n - I_r \quad (3)$$

### II-2-3 L'efficacité d'injection

Les concentrations de porteurs minoritaires de part et d'autre de l'hétérojonction émetteur-base ont pour expression, pour une tension  $V_{be}$  appliquée à ses bornes [8] :

$$Ne_b = N_E \cdot \frac{N_{CB}}{N_{CE}} \cdot \exp\left[\frac{q(V_D - V_{be}) + \Delta E_c}{kT}\right] \quad (4)$$

$$Nt_e = N_B \cdot \frac{N_{VE}}{N_{VB}} \cdot \exp\left[\frac{q(V_D - V_{be}) - \Delta E_v}{kT}\right] \quad (5)$$

où  $Ne_b$  est la densité d'électrons dans la base, et  $Nt_e$  la densité de trous dans l'émetteur.

La densité de courant d'électrons diffusant de l'émetteur vers la base s'écrit en première approximation [8] :

$$J_n \approx q \cdot D_{nB} \cdot \frac{Ne_B}{W_B} \quad (6)$$

où  $W_B$  est l'épaisseur de la zone quasi-neutre de base et  $D_{nB}$  la constante de diffusion des électrons dans la base, en prenant le cas où l'épaisseur de base est inférieure à la longueur de diffusion des électrons dans la base.

De la même façon, la densité de courant de trous diffusant de la base vers l'émetteur s'écrit :

$$J_p \approx q \cdot D_{pE} \cdot \frac{Nt_E}{L_{pE}} \quad (7)$$

où  $L_{pE}$  et  $D_{pE}$  sont respectivement la longueur et la constante de diffusion des trous dans l'émetteur, en supposant l'épaisseur de l'émetteur comme étant supérieure à la longueur de diffusion des trous dans l'émetteur. Le coefficient d'injection  $\frac{J_n}{J_p}$  s'écrit alors :

$$\frac{J_n}{J_p} = \frac{N_E}{N_B} \cdot \frac{L_{pE}}{W_B} \cdot \frac{D_{nB}}{D_{pE}} \cdot \frac{N_{CB} \cdot N_{VB}}{N_{CE} \cdot N_{VE}} \cdot \exp\left[\frac{\Delta E_g}{kT}\right] \quad (8)$$

L'efficacité d'injection  $\gamma$  traduit le rapport entre le courant d'électrons injecté de l'émetteur vers la base et le courant total d'émetteur :

$$\gamma = \frac{I_n}{I_n + I_p + I_r} \approx \frac{1}{1 + \frac{I_p}{I_n}} \quad (9)$$

Lorsque le niveau d'injection est élevé, la composante  $I_r$  devient négligeable [10]. L'efficacité d'injection n'est plus alors limitée que par le rapport  $I_n/I_p$  qui doit donc être le plus grand possible.

Si l'on se place dans le cas d'un transistor bipolaire à homojonction, il n'y a pas de variations de bande d'énergie ( $\Delta E_g=0$ ), et le facteur exponentiel dans l'équation (8) est égal à 1. Il est alors indispensable de doper beaucoup plus l'émetteur que la base pour obtenir une efficacité d'injection élevée.

Par contre, si l'on se place maintenant dans le cas du TBH, le terme en exponentiel devient alors prépondérant devant le rapport de dopage d'émetteur et de base, ce qui permet en partie de s'affranchir des contraintes (notamment technologiques) imposées aux dopages d'émetteur et de base dans les transistors bipolaires classiques à homojonction. La première raison d'utiliser des hétérojonctions plutôt que des homojonctions réside donc dans la possibilité d'obtenir une plus grande efficacité d'injection. Dans les TBH, la largeur de la bande interdite de l'émetteur est plus importante que celle du matériau de base, et l'offset des bandes de valence ( $\Delta E_v$ ) et de conduction ( $\Delta E_c$ ) permet de réduire ainsi l'injection des porteurs majoritaires de la base dans l'émetteur. Pour un TBH, la base peut être dopée beaucoup plus fortement que l'émetteur sans nuire à l'efficacité d'injection, ce qui conduit à une faible résistance de base et ce qui améliore substantiellement les performances fréquentielles des circuits, comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant. La marche de potentiel ( $\Delta E_c$ ) dans la bande de conduction pour un TBH npn permet l'injection de porteurs avec une forte énergie cinétique dans la base, ce qui permet d'avoir un faible temps de transit. A l'inverse, pour un temps de transit donné, une base de faible épaisseur avec une faible résistance est possible grâce à l'injection de porteurs chauds.

### II-2-4 Performances fréquentielles

Les performances fréquentielles des TBH s'expriment notamment par deux paramètres : la fréquence de transition ( $f_t$ ) et la fréquence maximale d'oscillation ( $f_{max}$ ) :

- La fréquence de transition  $f_t$  représente la fréquence à laquelle le gain en courant en régime dynamique ( $\beta = \frac{dI_c}{dI_b}$ ) devient égal à l'unité. Elle est directement associée au temps de transit des porteurs entre le contact d'émetteur et celui de collecteur par la relation :

$$f_t = \frac{1}{2\pi \cdot \tau_{ec}} \quad (10)$$

$\tau_{ec}$  représente le temps de transit des porteurs dans la structure. Il résulte en réalité de la somme de quatre termes représentant le temps de charge de la capacité émetteur-base, le temps de transit dans la base, le temps de transit dans la zone déserte à la jonction base-collecteur, et le temps de charge de la capacité base-collecteur. Nous ne rentrerons pas plus en détail dans l'expression de ces différents termes (pour ceux désireux d'en savoir plus, ils peuvent se reporter par exemple à la thèse effectuée au laboratoire par A. Tachafine [8]), mais il est clair que cette fréquence de transition est fortement dépendante de la capacité de transition émetteur-base.

- La fréquence maximale d'oscillation représente quant à elle la fréquence à laquelle le gain maximum unilatéral est égal à l'unité. Elle s'exprime par la relation suivante :

$$f_{\max} = \left[ \frac{f_t}{8\pi \cdot R_b \cdot C_{TC}} \right]^{1/2} \quad (11)$$

Elle est donc directement reliée à la valeur de la résistance de base.

On voit donc qu'il est intéressant d'améliorer les caractéristiques de la jonction émetteur-base, car c'est elle qui permet l'effet transistor. Entre autre, on s'aperçoit qu'il est important de diminuer la résistance de base et la capacité de transition émetteur-base si l'on désire monter en fréquence. Nous allons maintenant détailler la façon de pouvoir y arriver, car cela déterminera par la suite un grand nombre de paramètres technologiques.

### ***II-2-5 Amélioration potentielle de la jonction émetteur-base***

- La résistance de base est donnée par :

$$R_b = \frac{K}{q \cdot \mu \cdot W_b \cdot N_b} \quad (12)$$

où K est une constante dépendant de la géométrie adoptée pour le transistor,  $\mu_t$  est la mobilité des trous dans la base,  $W_b$  est l'épaisseur de la base, et  $N_b$  la concentration d'impuretés dans la base. Il s'en suit que grâce au fort dopage de la base, cette résistance devient plus faible que pour des transistors classiques à homojonction. Notons cependant que cette diminution de résistance de base est limitée par la faible mobilité des trous lorsque l'on se situe à fort niveau de dopage [11].

- La capacité de transition émetteur-base quant à elle peut s'exprimer par la relation suivante, en considérant la condition de dopage  $N_B \gg N_E$  (rendu possible par la présence de l'hétérojonction) :

$$C_{TE} = S \left[ \frac{q \cdot N_E \cdot \epsilon_E}{2(V_D - V_{be})} \right] \quad (13)$$

où S est la surface totale de la jonction et  $V_D$  la barrière de potentiel à l'interface émetteur-base.

L'émetteur d'un TBH pouvant être comme on l'a vu moins dopé que celui d'un bipolaire traditionnel, il en découle une amélioration notable de la capacité de transition émetteur-base.

### II-3 Structure de base du TBH InP/GaInAs

Les matériaux les plus couramment utilisés pour les applications hyperfréquences sont à base de GaAs et InP. Il existe 4 grandes familles d'hétérojonctions permettant la réalisation de TBH, à savoir : AlGaAs/GaAs, GaInP/GaAs, AlInAs/GaInAs, et InP/GaInAs. La faible différence de bande interdite entre l'AlInAs et l'InP implique que des composants basés sur cette hétérojonction sont de peu d'intérêt. Pour toutes les raisons déjà évoquées dans les paragraphes et chapitres précédents, nous nous sommes intéressés à l'hétérojonction InP/GaInAs. La structure épitaxiale de base d'un tel composant est représentée dans le Tableau IV-1.

GaInAs $n^+$ cap-layer
InP n émetteur
GaInAs $p^{++}$ base
GaInAs n collecteur
InP ( $n^+$ ou S.I.) substrat

Tableau IV-1 : Structure de base d'un TBH InP/GaInAs.

Le substrat en InP peut être dopé ou S.I., suivant notre choix de mettre le contact collecteur face arrière ou face avant. Dans notre cas, et afin de pouvoir effectuer une comparaison avec les PIN-guides, nous avons choisi de prendre le contact collecteur en face arrière du composant.

Le collecteur est en GaInAs pour constituer une homojonction avec la base et faciliter ainsi le passage des électrons de l'émetteur vers le collecteur. Cette zone est peu ou pas dopée afin d'y

faire régner un champ électrique important qui va permettre d'accélérer les électrons ayant traversé la base.

La base, en GaInAs, est fortement dopée p pour les raisons citées précédemment (diminution de la résistance de base). Son épaisseur doit être plus faible que la longueur de diffusion des électrons dans la base afin de diminuer le nombre des recombinaisons électrons-trous dans la base, et ainsi améliorer le coefficient d'injection.

L'émetteur quant à lui est en InP afin de profiter de l'hétérojonction InP/GaInAs.

Finalement, la structure est recouverte d'un cap-layer en GaInAs fortement dopé n qui sert à obtenir un bon contact ohmique d'émetteur.

### **III Le PhotoTransistor à Hétérojonction (PTH)**

#### **III-1 Fonctionnement du TBH sous éclairage**

L'idée de base du phototransistor à hétérojonction (PTH) est la même que celle du TBH, mais au lieu d'utiliser une commande électrique de la base, on utilise une commande optique. En effet, si l'on considère une structure épitaxiale classique de TBH InP/GaInAs telle que celle décrite précédemment dans le Tableau 1, on constate que pour un fonctionnement à 1,3-1,55 $\mu$ m, la base et le collecteur sont absorbants.

Si on éclaire la structure, on va alors générer des paires électrons-trous dans les couches absorbantes (voir Figure IV-4). La jonction base-collecteur étant polarisée en inverse, les électrons sont entraînés vers le collecteur et les trous vers la base. Cette partie du composant se comporte alors exactement comme une photodiode PIN.

Les trous, attirés par la base, vont se trouver alors bloqués par l'hétérojonction émetteur/base. L'accumulation de trous au niveau de cette hétérojonction va provoquer une modification du potentiel électrostatique de la structure, notamment au niveau de la base. La barrière de potentiel que doivent franchir les électrons au niveau de la jonction émetteur-base est alors abaissée. Il en résulte qu'un flot d'électrons est injecté de l'émetteur dans la base, où ils vont diffuser jusqu'à être récupérés au niveau du collecteur. On retrouve alors le fonctionnement classique du TBH.

Les électrons qui ont été photogénérés au niveau de la base vont soit se recombiner avec les trous, soit diffuser vers le collecteur. Les électrons photocréés dans le collecteur vont se retrouver

additionnés au flux d'électrons provenant de l'émetteur. D.C. Scott et H.R. Fetterman [12] ont montré que la contribution principale dans le gain en photocourant venait de la lumière qui est absorbée dans le collecteur non dopé et dans la zone déserte située à la jonction base-collecteur. Ils chiffrent cette contribution à près de 90% du gain optique en courant dans le cas d'une structure classique de TBH.

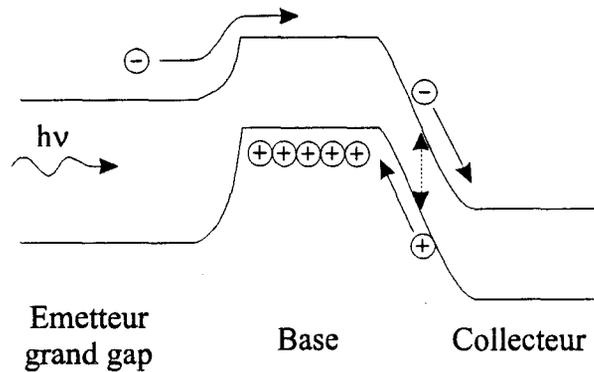


Figure IV-4 : Fonctionnement schématique d'une structure TBH polarisée soumise à un éclairage.

### III-2 Conception du PTH

Le PTH peut être conçu de deux façons différentes :

- Soit la base n'est pas connectée électriquement au circuit extérieur. On dit alors que l'on travaille à "base flottante". On dénommera cette configuration dans la suite de nos propos sous le terme HPT-2T (HPT à 2 Terminaisons)
- Soit la base est connectée au circuit extérieur. On a alors un véritable TBH que l'on nommera HPT-3T (HPT à 3 Terminaisons) lorsqu'il sera utilisé en tant que photodétecteur.

Les avantages d'un contact de base sont nombreux :

- L'application d'un courant de base a pour conséquence de prépolariser l'hétérojonction émetteur-base, et également de saturer les centres de recombinaison situés à cette hétérojonction. Ceci va se traduire par une augmentation du gain, surtout lorsque l'on travaillera à faible puissance optique.
- Le contact de base va permettre d'évacuer les trous stockés dans la base, ce qui va permettre d'augmenter la vitesse de fonctionnement du composant.
- On va pouvoir également tester la diode PIN formée par la base et le collecteur. On pourra mesurer ainsi l'efficacité quantique de cette diode, ce qui est intéressant surtout dans le cas d'un TBH éclairé par la tranche, car son efficacité quantique est difficilement prévisible par le calcul, celle-ci étant fortement fonction des conditions d'injection (voir Chapitre III). La

connaissance de cette efficacité quantique nous permettra alors de connaître précisément le gain optique de la structure, qui n'est pas indépendant de la puissance optique incidente. On peut aussi tester l'idéalité de la jonction, la tension de claquage, ..., et de même pour la diode émetteur-base.

- On peut mesurer  $f_t$ ,  $f_{max}$ , et le gain en courant du transistor.

- Il est possible d'utiliser les non-linéarités de gain du transistor pour mélanger un signal électrique hyperfréquence et un signal optique modulé en hyperfréquence.

Nous avons représenté Figure IV-5a et IV-5b les améliorations obtenues en gain optique et en bande passante lorsque l'on utilise un phototransistor InP/GaInAs à base connectée (HPT-3T) en comparaison à un phototransistor à base flottante (HPT-2T), les deux étant réalisés sur la même plaquette et éclairés par le dessous [13].

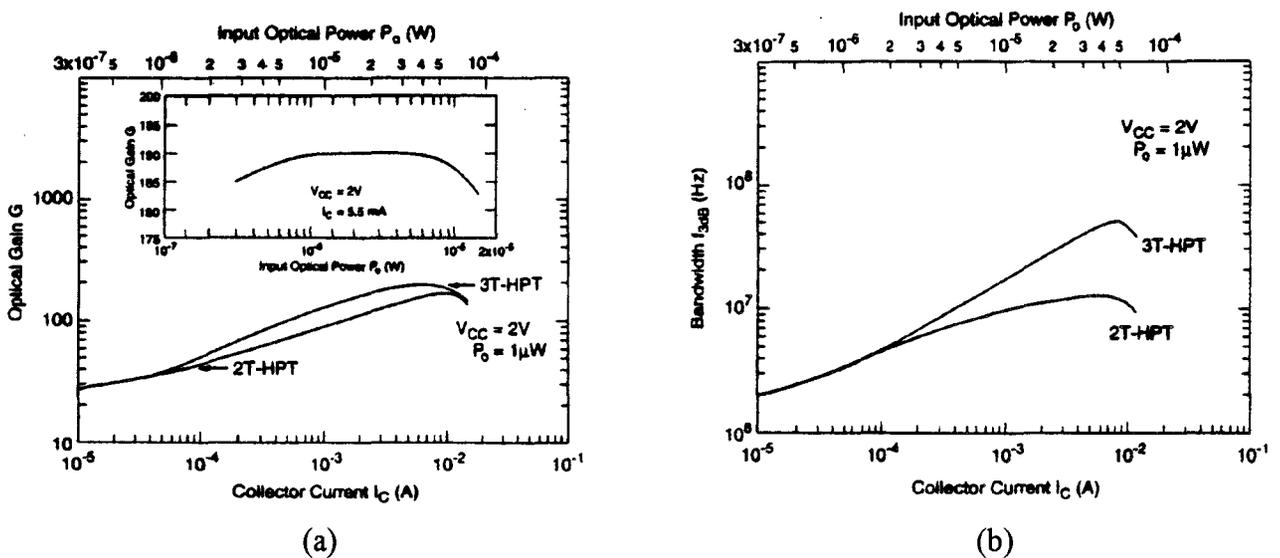


Figure IV-5 : Amélioration des caractéristiques d'un phototransistor éclairé verticalement en ajoutant une électrode de base (3T-HPT), en comparaison avec un phototransistor sans connexion de base (2T-HPT) [13].

(a) gain optique - (b) bande passante.

A l'inverse, le principal avantage de la structure à "base flottante" réside dans sa facilité de conception. En effet, une telle structure ne demande pas une très grande maîtrise des attaques chimiques, alors que dans le cas du PTH à base connectée, il est nécessaire de maîtriser parfaitement ce genre de gravure afin de pouvoir s'arrêter sur la base pour y déposer le contact, et si possible d'avoir un profil de gravure adéquat permettant un dépôt du contact de base auto-aligné sur le contact d'émetteur. Il est ainsi nécessaire de rajouter plusieurs étapes technologiques supplémentaires, ce qui rend le procédé beaucoup plus délicat. De plus, cette structure à "base flottante" ne possède pas de contact de base, et donc risque d'être moins sujette à l'effet des éléments parasites qu'un composant de type TBH.

La structure typique du PTH est verticale, à savoir que l'on éclaire traditionnellement le composant soit par le dessus, soit par le dessous, comme une photodiode PIN traditionnelle. La lumière traverse alors les différentes couches avant de parvenir au niveau de la base et du collecteur où elle sera absorbée. On se trouve cependant confronté à de nombreux problèmes. Tout d'abord, l'éclairage par le dessus nécessite l'ouverture d'une fenêtre dans la métallisation d'émetteur : on peut alors concevoir un contact en forme d'anneau, comme pour les PIN, mais on ne peut plus utiliser la technologie auto-alignée relative au TBH, et il devient donc délicat d'obtenir de très bonnes réponses fréquentielles en essayant de connecter la base. La solution envisagée consiste à éclairer la structure par la face arrière. Cependant, comme dans le cas de la PIN, que l'on éclaire par le dessus ou le dessous, l'épaisseur de la couche absorbante est relativement faible et ne permet pas un bon rendement quantique. Certains auteurs ont alors eu l'idée d'utiliser l'électrode d'émetteur pour réfléchir la lumière provenant de la face arrière [14-16]. D'autres, dans le même but, ont réalisé des cavités résonnantes formées par des puits quantiques [17,18]. Plus récemment, les premières structures de phototransistors éclairés par la tranche ont vu le jour. D. Wake dans un premier temps a conçu un phototransistor guide d'onde à base flottante ayant une fréquence de gain unité de 30GHz et un gain en continu supérieur à 270 [19]. Très récemment, P. Freeman a quant à lui conçu un HPT à base connectée éclairé par couplage par onde évanescente grâce à un guide optique [20], mais dans la filière AlInAs/GaInAs. Ce composant était intégré dans un circuit permettant le contrôle optique d'un oscillateur MMIC fonctionnant à 14GHz.

### III-3 Paramètres caractéristiques d'un PTH

Le phototransistor étant en quelque sorte un composant "mixte", il reprend les différents paramètres caractéristiques des photodiodes et des transistors bipolaires à hétérojonction.

En ce qui concerne son côté photodétecteur, il est souvent intéressant de connaître : le confinement optique  $\Gamma$ , le rendement quantique externe  $\eta$ , le rendement quantique interne  $\eta_i$ , le coefficient de réponse... (voir Chapitre I).

Pour la partie transistor, dans le cas où la base est connectée : il s'agit du gain en courant  $\beta$ ,  $f_t$ ,  $f_{max}$ , de la résistance de base, du facteur d'idéalité de l'hétérojonction émetteur-base,...(voir paragraphe précédent) [8,11,21].

Notons que dans le cas du phototransistor, on a également le gain optique, ou gain en photocourant, défini par :

$$G_0 = \frac{h\nu}{e} \cdot \frac{(I_C - I_D)}{P_i} \quad (14)$$

C'est le rapport entre le nombre d'électrons collectés en sortie de transistor (en plus du courant d'obscurité  $I_D$ ) et le nombre de photons incidents. C'est donc le produit du rendement quantique externe et du gain en courant du transistor.  $I_C$  est le courant issu du collecteur,  $I_D$  le courant d'obscurité,  $P_i$  la puissance optique incidente. On a donc :

$$G_0 = \eta(\beta + 1) \quad (15)$$

On peut définir le gain optique petit-signal :  $g = \frac{h\eta}{e} \cdot \frac{\Delta(I_C)_{opt}}{\Delta P_i}$  (16)

avec  $|g| = \frac{g_0}{\sqrt{1 + (f/f_{3dB})^2}}$  où  $g_0$  est le gain optique à basse fréquence et  $f_{3dB}$  la bande passante à -3dB.

## IV Réalisation et caractérisation d'un PTH à base flottante

De par sa plus grande facilité de réalisation et sa similitude avec la PIN guide d'onde, nous avons commencé notre étude par la réalisation d'un phototransistor à hétérojonction à base flottante, le phototransistor à base connectée nous semblant d'une réalisation beaucoup plus délicate.

### IV-1 Structure épitaxiale

Lorsque l'étude sur les HPT guide d'onde a été entreprise, nous n'avions aucune expérience dans ce domaine au laboratoire. Il devenait alors important pour nous de pouvoir effectuer une comparaison avec des composants déjà existants afin de pouvoir valider notre technologie. Dans ce but, nous n'avons pas cherché à développer dès le départ une structure épitaxiale comportant des épaisseurs, des matériaux, et des dopages optimisés. La seule référence que nous avons à l'époque dans ce domaine était celle de Wake [19]. Nous nous sommes donc contentés de reprendre la même structure que celle dont il a publié les résultats. Nous avons également réalisé notre technologie sur une seconde structure presque identique à la première, mais ayant une épaisseur d'émetteur InP plus importante afin d'obtenir un meilleur confinement optique de la lumière. Les caractéristiques de ces deux couches sont représentées dans le Tableau IV-2.

	Couche 1 (Emetteur fin)			Couche 2 (Emetteur épais)		
	Matériau	Epaisseur	Dopage	Matériau	Epaisseur	Dopage
Cap-layer	GaInAs	500Å	n+ 5.10 <sup>18</sup>	GaInAs	500Å	n+ 5.10 <sup>18</sup>
Emetteur	---	---	---	InP	13500Å	n+ 5.10 <sup>18</sup>
	InP	1500Å	n 5.10 <sup>17</sup>	InP	1500Å	n 5.10 <sup>17</sup>
Space layer	GaInAs	200Å	nid 5.10 <sup>15</sup>	GaInAs	200Å	nid 5.10 <sup>15</sup>
Base	GaInAs	1000Å	p++ 10 <sup>19</sup>	GaInAs	1000Å	p++ 10 <sup>19</sup>
Collecteur	GaInAs	4000Å	nid 5.10 <sup>15</sup>	GaInAs	4000Å	nid 5.10 <sup>15</sup>
Sous-collecteur	InP	5000Å	n+ 2.10 <sup>18</sup>	InP	5000Å	n+ 2.10 <sup>18</sup>
Substrat	InP		n++	InP		n++

Tableau IV-2 : Structures des couches processées.

Ces couches ont été réalisées au laboratoire dans le bâti de MBE source gaz par J.P. Gouy et F. Mollot.

On peut comparer ces couches à la structure typique d'un TBH InP/GaInAs déjà développée dans le paragraphe II-3. On y retrouve :

- le cap-layer fortement dopé permettant un bon contact ohmique d'émetteur;
- l'émetteur en matériau grand gap (InP) faiblement dopé n afin de ne pas augmenter la capacité de transition Emetteur-Base (voir équation (13));
- la base relativement fine (pour avoir un faible temps de transit des électrons dans la base, et un minimum de recombinaison) et fortement dopée p (pour diminuer la résistance de base);
- le collecteur très peu dopé afin d'accélérer les porteurs;
- et enfin un sous-collecteur fortement dopé, en l'occurrence la couche de buffer et le substrat, puisque l'on prend le contact collecteur face arrière, celui-ci étant à la masse.

A cette structure de base ont été ajoutées quelques modifications :

- On a placé une fine couche de GaInAs non dopée entre la base et l'émetteur. Cette couche est utilisée afin de limiter la diffusion des dopants de type p (dans notre cas, le Béryllium) de la base vers l'émetteur. En effet, le Béryllium est un dopant très courant en MBE et GSMBE, notamment à cause de son coefficient de collage proche de l'unité. Cependant, une redistribution importante du Be s'effectue lorsque la température est relativement élevée ( $\geq 450^\circ\text{C}$ ), ce qui est le cas durant la croissance épitaxiale de l'émetteur et du cap-layer. Or la diffusion du dopage de la base vers l'émetteur provoque un déplacement de la jonction p-n par rapport à l'hétérojonction InP/GaInAs, ce qui a deux effets :

- La longueur effective  $W_b$  de la base est augmentée, ce qui a pour conséquence de diminuer le gain du transistor.

➤ On perd l'avantage de l'hétérojonction, et donc de l'efficacité d'injection.

Cette couche de space-layer sert donc de couche tampon : on la dépose non-intentionnellement dopée, mais en fin de croissance, on peut la supposer dopée p (à un niveau difficilement déterminable) de par la diffusion du Be. Une solution à ce problème serait l'utilisation d'un dopant tel que le Carbone qui est beaucoup plus stable, mais celui-ci est très polluant pour le bâti et c'est pourquoi nous ne l'utilisons pas au laboratoire.

- Dans la seconde structure, on a rajouté 13500Å d'InP n+ au-dessus des 1500Å d'InP n de l'émetteur, ceci dans le but d'augmenter le couplage avec la fibre et d'assurer ainsi un meilleur confinement de la lumière. En effet, en ne mettant que 1500Å d'InP au-dessus de la base, on risque de perdre une partie du rayonnement optique incident dans l'air. Cette augmentation de l'épaisseur d'InP doit donc permettre à la structure d'obtenir un meilleur rendement quantique. Cependant, afin de conserver aux deux structures les mêmes propriétés électriques, on a gardé les 1500Å d'InP dopés à  $5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , et on a rajouté de l'InP dopé n+, ce qui revient en quelque sorte à augmenter électriquement l'épaisseur du cap-layer.

Le diagramme des bandes d'énergie de la structure sous polarisation (épaisseur de l'émetteur en InP = 1500Å) est donné quant à lui Figure IV-6.

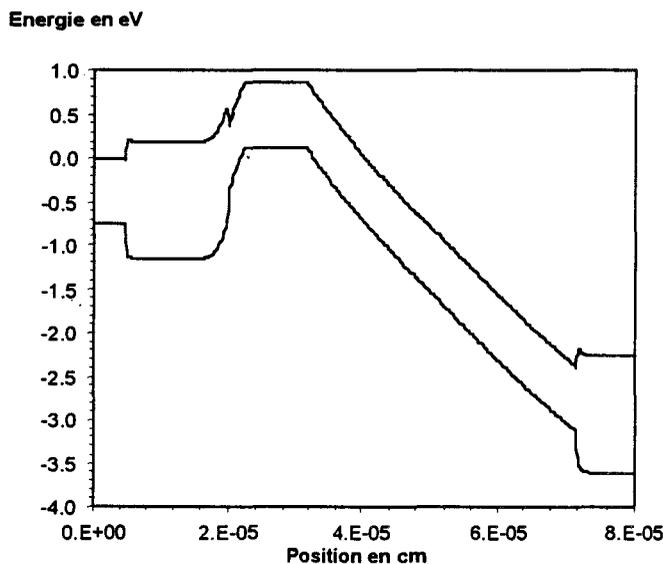


Figure IV-6 : Représentation du diagramme de bande de la structure à émetteur fin sous polarisation Base-Collecteur.

## IV-2 Comportement optique du HPT-2T

Des résultats de simulation par BPM 2D de la propagation optique et de l'absorption d'un faisceau lumineux au sein de ces deux structures sont donnés Figure IV-7. On y a représenté les 4 cas de figure qui vont se présenter à nous, à savoir le cas où l'on utilise une structure à émetteur

fin ou à émetteur épais, et le cas où l'on utilise une fibre classique clivée (diamètre de la tâche =  $8.6\mu\text{m}$ ) ou une fibre lentillée (diamètre de la tâche =  $2\mu\text{m}$ ).

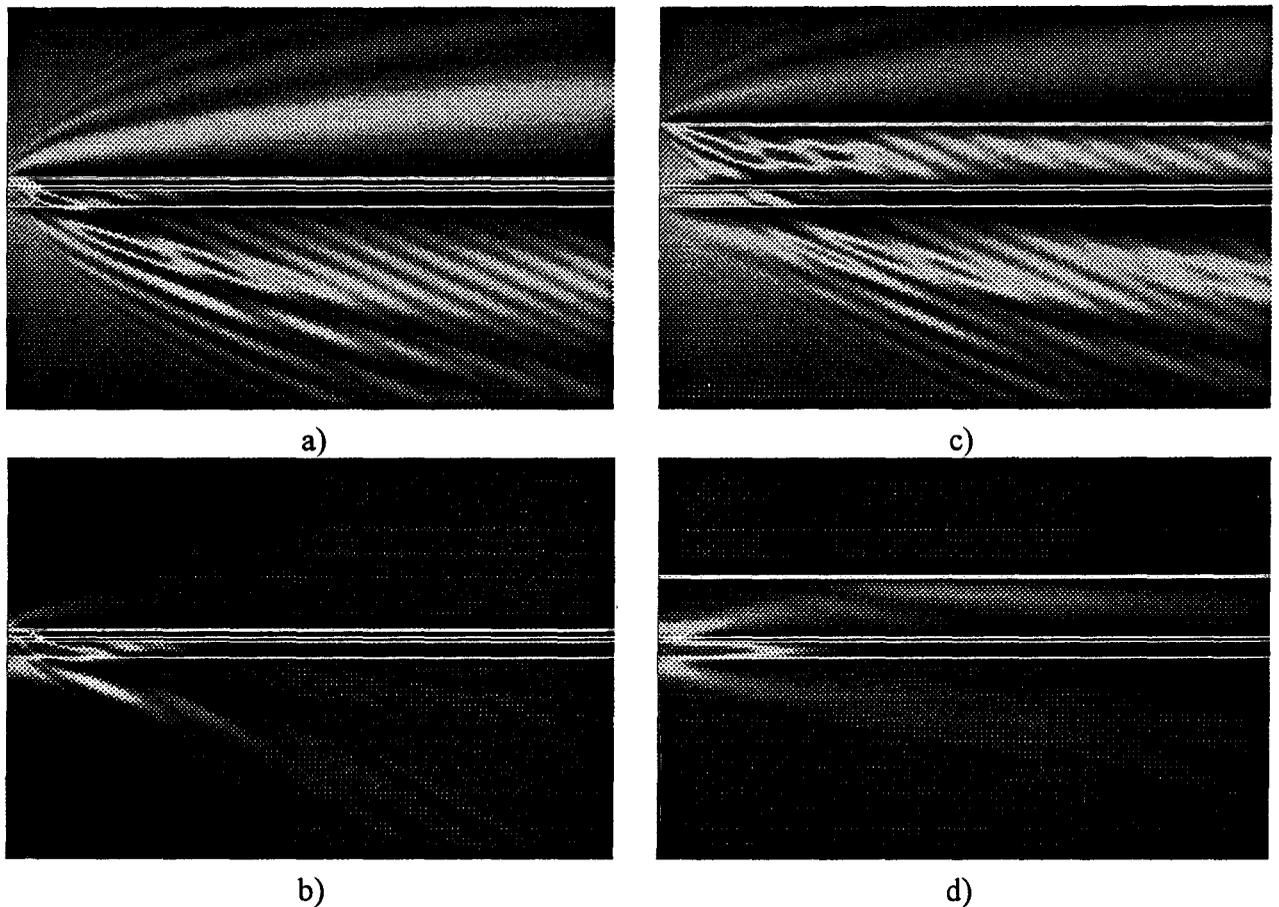


Figure IV-7 : Modélisation par BPM-2D du comportement optique sur une longueur de  $15\mu\text{m}$  du HPT-2T à émetteur fin (a, b), et à émetteur épais (c, d), pour un éclairage avec une fibre clivée (a, c) et une fibre lentillée (b, d).

Grâce à cette représentation, on constate très aisément l'intérêt de la structure à émetteur épais lorsque l'on utilise une fibre clivée, car une telle structure a tendance à confiner nettement mieux la lumière et à la réinjecter vers la couche absorbante. Lorsque l'on utilise une fibre lentillée, l'intérêt de cette structure est plus discutable car la lumière confinée dans l'émetteur est très difficilement réinjectée dans la zone absorbante, et une telle structure n'apporte donc pas beaucoup d'améliorations au niveau du rendement pour des composants de petites dimensions.

*Remarque : Le choix de ces structures nous a également dicté le choix des structures PIN-guides que nous avons étudiées précédemment dans le Chapitre III. En effet, ces structures de PIN-guides sont loin d'être optimisées, aussi bien d'un point de vue électrique que d'un point de vue optique (on a notamment une épaisseur de couche absorbante GaInAs nid relativement importante :  $5000\text{\AA}$ ), mais elles vont nous permettre de comparer facilement nos deux structures : PIN-guide et HPT-guide, et également d'avoir une idée plus précise du gain optique*

de notre HPT (épaisseur des couches absorbantes : 1000Å de base + 4000Å de collecteur = 5000Å de GaInAs absorbant).

### IV-3 Réalisation technologique

Toujours dans le même souci de comparaison, nous avons réalisé le HPT à base flottante en utilisant la même technologie et les mêmes masques que pour le photodétecteur PIN-guide. Seul le contact ohmique d'émetteur est différent étant donné qu'il s'agit d'un contact de type n et non de type p. Nous ne ferons donc que rappeler très brièvement les principales étapes de ce process qui ont déjà été largement développées dans le Chapitre III.

- 1- définition du ruban par masquage optique.
- 2- gravure sèche CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>/Ar jusqu'à atteindre le sous-collecteur.  
hauteur de mesa 0,85µm et 2,45µm.
- 3- double dépôt de polyimide à la tournette (2x2µm). recuit 300°C 1h.
- 4- planarisation par dépôt de résine 1400-37.
- 5- gravure de l'ensemble par plasma O<sub>2</sub> jusqu'à ouverture du polyimide au sommet du ruban.
- 6- résinage et révélation en casquette : alignement sur le ruban.
- 7- dépôt des contacts ohmiques de type n (Ni/Ge/Au/Ti/Au) et lift-off.
- 8- gravure de l'espace interélectrode par RIE (auto-alignée).
- 9- gravure plasma du polyimide excédentaire.
- 10- recuit du contact ohmique type n : 400°C 40s.
- 11- collage face avant de l'échantillon sur un support de polissage et amincissement jusqu'à une épaisseur optimale de 100µm, puis polissage.
- 12- dépôt du contact ohmique de type n face arrière.
- 13- décollage du substrat et rinçage au trichloréthylène chaud, acétone, alcool.
- 14- clivage des composants.

Les composants ayant subi le même procédé technologique que les PIN-guides, il n'a pas été possible de les monter convenablement en demi-boîtiers BMH. En effet, à cause de l'étape de gravure plasma du matériau auto-alignée sur les contacts, la métallisation n'a pas adhéré convenablement au polyimide (voir Chapitre III). Il ne fut donc pas possible de thermocompresser un fil de connexion dessus. Cependant, les HPT-2T avec un émetteur de 1500Å d'InP ont été exposés moins longtemps que ceux ayant 1.5µm d'InP. Leurs plots de métallisation n'ont pas été soulevés par la pression des gaz, ce qui ne fut pas le cas des composants de l'autre plaquette. Nous avons donc pu monter ces composants en demi-BMH, en maintenant posé un fil de connexion en or sur les plots de métallisation par effet ressort. Le contact obtenu s'est d'ailleurs

avéré nettement meilleur que dans le cas des PIN-guides (sans doute grâce au temps d'exposition au plasma  $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$  qui était moins long que dans le cas des PIN-guides), ce qui a eu pour conséquence de pouvoir obtenir des résultats dynamiques nettement meilleurs. Dans le paragraphe suivant, nous ne présenterons donc que des résultats obtenus sur ces composants à émetteur fin. Notons cependant que des mesures sous pointes ont quand même été effectuées sur des HPT-2T à émetteur épais. Celles-ci ont donné dans l'ensemble de meilleurs résultats que pour les HPT-2T à cap fin, de par le meilleur confinement de la lumière au sein de la structure. Cependant, nous n'avons pu réaliser qu'un nombre très limité de caractérisations sur ces HPT-2T à émetteur épais et, par soucis de clarté et de cohérence, nous ne développerons pas plus ces résultats.

#### IV-4 Caractérisation des HPT-2T

Les composants ainsi réalisés, après clivage, sont montés sur des demi-boîtiers BMH [22] de la même façon que l'étaient les PIN-guides (voir Chapitre précédent). L'accès aux lignes hyperfréquences se fait par connecteurs SMA, lesquels sont reliés à un Té de polarisation permettant de récupérer le signal continu et le signal hyperfréquence. L'ensemble est monté sur micro-déplacements piézo-électriques. On aligne le tout devant une fibre par recherche du maximum de photocourant. Le laser utilisé est un laser hyperfréquence fonctionnant à  $1,3\mu\text{m}$  qui nous a été fourni par Thomson LCR et qui permet d'atteindre des fréquences de l'ordre de 15GHz sous forte injection de courant.

##### IV-4-1 Caractérisations statiques

Nous avons représenté Figure IV-8 le réseau de caractéristiques  $I_e(V_{ce})$  d'un composant pour différentes puissances optiques focalisées sur le composant. Notons que la puissance lumineuse indiquée correspond à la puissance optique en sortie de fibre, et non à la puissance optique réellement absorbée par la structure. De plus, la fibre utilisée ici est une fibre monomode clivée, et non lentillée, ce qui diminue la puissance optique efficace. Malgré cela, des courants de l'ordre de 25mA sont obtenus pour des puissances optiques de l'ordre de 3mW, alors que dans le cas du PIN-guide de structure équivalente, et pour une puissance analogue, le courant mesuré était de l'ordre de 0,4mA. On observe donc bien un gain important fourni par l'effet transistor. D'ailleurs, le réseau de caractéristiques obtenu est tout à fait semblable à celui d'un HBT traditionnel, excepté que la commande s'effectue non pas par injection d'un courant électrique au niveau de la base, mais par injection d'une puissance optique.

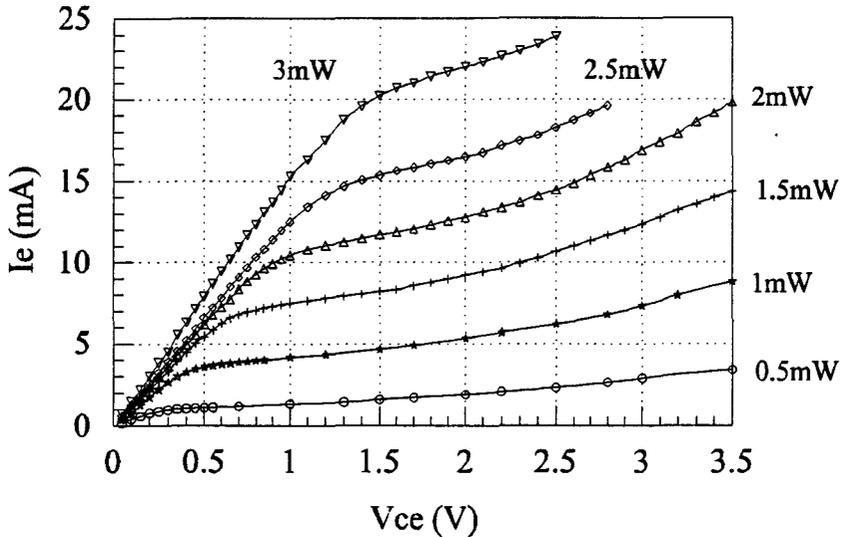


Figure IV-8 : Réseau de caractéristiques  $I_e(V_{ce})$  pour différentes puissances optiques en sortie de fibre éclairant le HPT-2T.

Figure IV-9, nous donnons le réseau de courbes  $I_e(P_{opt})$  pour différentes tensions émetteur-collecteur. On constate alors que pour une tension suffisamment importante, la réponse devient quasiment linéaire ce qui traduit un gain à peu près constant.

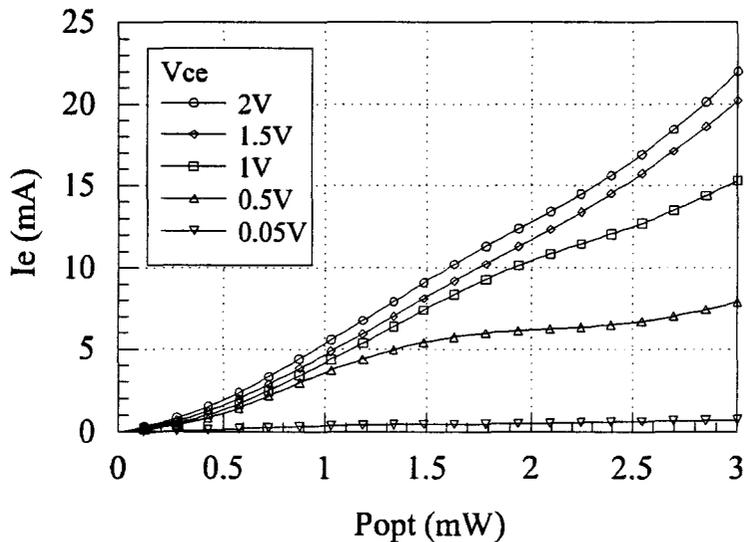


Figure IV-9 : Caractéristiques  $I_e(P_{opt})$  pour différentes tensions émetteur-collecteur.

Puisque nous avons choisi une structure de HPT-2T semblable à celle des PIN-guides étudiés dans le chapitre précédent, il nous est possible de remonter au gain du phototransistor : en effet, nous connaissons le rendement quantique de la structure. Celui-ci est de  $\eta=0,135$  dans les conditions d'injection utilisées ici, à savoir pour une structure avec un émetteur de  $1500\text{\AA}$  d'InP et

une fibre monomode non-lentillée. Connaissant ces valeurs, on est capable de définir un gain optique (ou gain en photocourant) interne, et un gain optique externe pour le composant.

- Le gain optique externe correspond au gain en photocourant du système dans son ensemble (fibre+composant). On le définit par :

$$G_{\text{ext}} = (h\nu/q) \cdot (I_e/P_{\text{opt}}) \quad (17)$$

où  $I_e$  est le courant récupéré au niveau de l'émetteur, et  $P_{\text{opt}}$  la puissance optique en sortie de fibre.

$G_{\text{ext}}$  représente donc le rapport global entre le nombre d'électrons collectés et le nombre de photons sortant de la fibre optique.

- Le gain optique interne, quant à lui, représente l'équivalent du gain en courant pour un HBT classique. Il est le rapport entre le nombre d'électrons récupérés et le nombre effectif de photons absorbés. On peut le définir par :

$$G_{\text{int}} = (h\nu/q) \cdot (I_e/P_{\text{abs}}) = (h\nu/q) \cdot (I_e/(\eta \cdot P_{\text{opt}})) = G_{\text{ext}}/\eta \quad (18)$$

avec :  $P_{\text{abs}}$  : la puissance optique absorbée par le composant,  
 $\eta$  : le rendement quantique externe de la structure.

**Remarques:**

*Notons que nous supposons le rendement quantique externe du HPT-2T égal à celui d'un PIN-guide de structure équivalente. Ceci n'est pas vrai dans l'absolu, car d'un point de vue expérimental, de nombreux paramètres entrent en jeu lors de sa détermination. Notamment, les conditions d'injection (qualité de la fibre optique, qualité de la facette d'entrée du composant, angle formé par la fibre avec le composant,...) peuvent être légèrement différentes d'une série de caractéristiques à une autre. Cependant, les résultats donnés ici sont représentatifs d'un grand nombre de composants testés et constituent donc une certaine moyenne des caractéristiques.*

*De même, les matériaux employés sont différents, de par leur dopage, entre la structure du PIN-guide et celle du HPT-2T. En effet, le dopage du matériau influe sur le coefficient d'absorption et sur l'indice de réfraction de celui-ci. Cependant, étant donné les niveaux de dopage utilisés dans notre cas, cette différence de matériau ne devrait pas modifier de façon significative l'absorption et le guidage dans les différentes couches.*

*Nous pouvons donc supposer de façon raisonnable que le rendement quantique des HPT-2T est très proche de celui des PIN-guides déterminé expérimentalement.*

Nous pouvons donc maintenant tracer les courbes de gains optiques en fonction de la puissance optique en sortie de fibre. Ces courbes sont présentées Figure IV-10. On constate que

lorsque la tension et la puissance optique sont suffisamment importantes ( $V_{ce} > 1V$  et  $P_{opt} > 1,5mW$ ), le gain sature vers une valeur limite, avant d'augmenter à nouveau par effet d'avalanche. Cette valeur limite pour le gain interne se situe aux alentours de 50, ce qui correspond au gain maximum envisageable pour notre composant (sans tenir compte du gain supplémentaire apporté par l'effet d'avalanche).

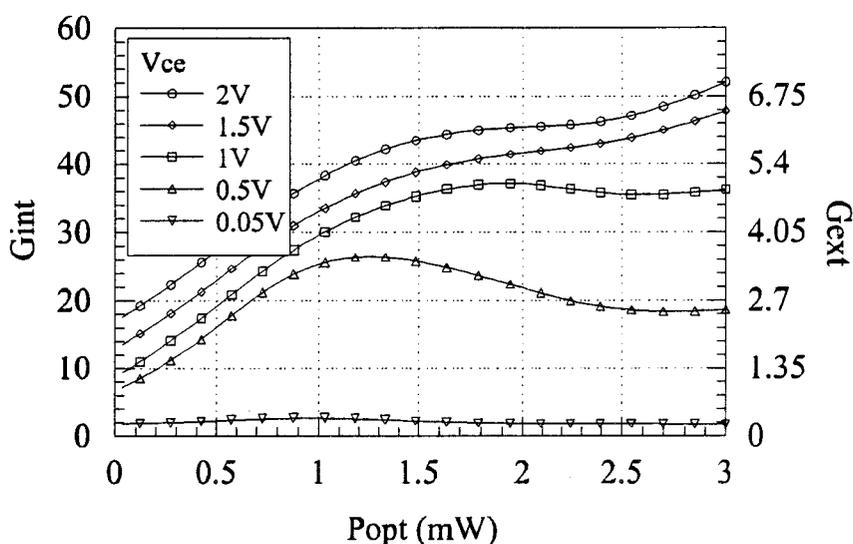


Figure IV-10 : Evolution du gain (interne ou externe) en fonction de la puissance optique en sortie de fibre.

A l'inverse, pour des puissances optiques injectées relativement faibles, on constate que le gain n'est pas du tout constant. Ceci traduit un comportement non-linéaire du HPT-2T pour les faibles puissances optiques injectées. Ce phénomène non-linéaire est encore plus marqué lorsque l'on représente l'évolution du gain optique en fonction du courant récupéré au niveau de l'émetteur, tel que c'est le cas Figure IV-11. Ceci sera d'un très grand intérêt pour des applications en mélange de signaux optiques comme nous le verrons par la suite.

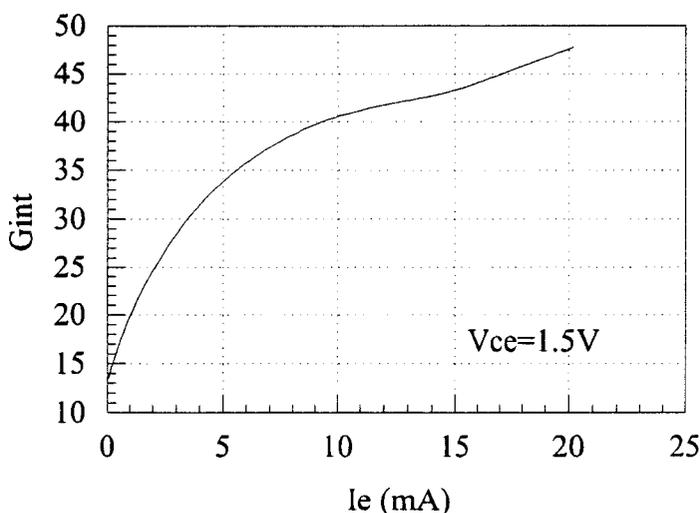


Figure IV-11 : Evolution du gain interne en fonction du courant d'émetteur.

Toutes les caractérisations statiques présentées jusqu'ici ont été effectuées à l'aide d'une fibre classique monomode clivée, de diamètre de mode d'environ  $9\mu\text{m}$  ( $\lambda=1,3\mu\text{m}$ ) en sortie de fibre. Si maintenant on injecte la lumière dans le composant en utilisant une fibre lentillée, on va alors augmenter le rendement quantique externe du composant, et donc le courant récupéré au niveau de l'émetteur sera plus important. C'est ce que nous montrons Figure IV-12, où l'on constate que l'injection de la puissance optique par l'intermédiaire d'une fibre lentillée permet d'augmenter d'un facteur 3 environ le courant d'émetteur, et donc le gain externe du composant, en comparaison à un éclairage par une fibre classique comme c'était le cas Figure IV-8.

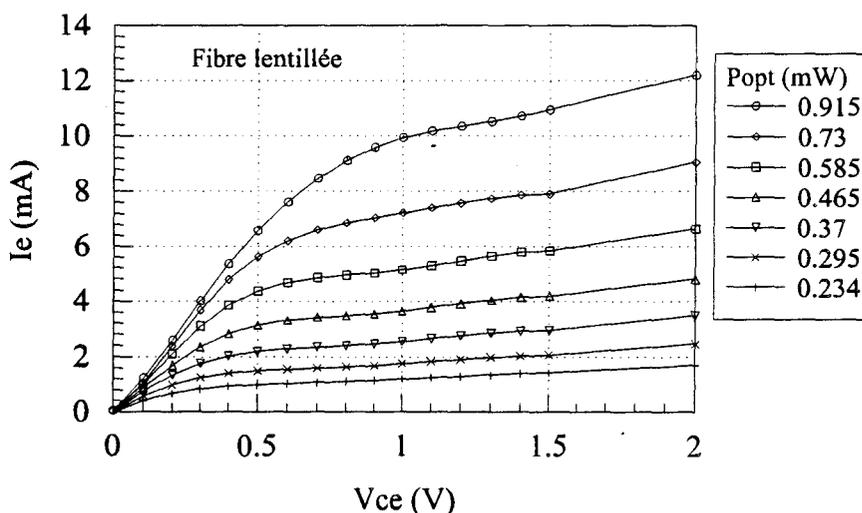


Figure IV-12 : Réseau de caractéristiques  $I_e(V_{ce})$  avec utilisation d'une fibre optique lentillée.

C'est ce gain externe que nous avons représenté Figure IV-13 pour différentes longueurs d'onde ( $1,3$  et  $1,55\mu\text{m}$ ) et pour les deux types de fibres utilisées (fibre monomode clivée ou lentillée), à tension  $V_{ce}$  constante et égale à  $1\text{V}$ . On constate tout de suite l'intérêt de la fibre lentillée : elle permet d'augmenter de façon importante le gain du système à puissance émise constante, et elle permet également d'augmenter les non-linéarités à faibles puissances optiques émises.

Le fonctionnement du HPT-2T est quant à lui légèrement moins bon à  $1,55\mu\text{m}$  qu'à  $1,3\mu\text{m}$  (à puissance optique constante en sortie de fibre), ceci à cause du rendement quantique externe de la structure qui est plus faible (moins bon confinement optique dans la structure guidante, et également plus grande dispersion optique en sortie de fibre).

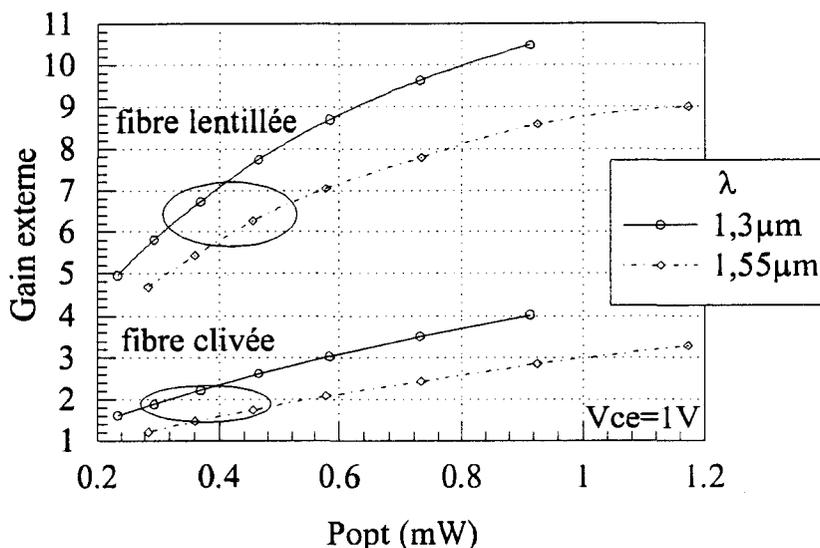


Figure IV-13 : Comparaison entre les différents gains externes obtenus sur un même composant, pour deux longueurs d'onde et pour deux types de fibres différentes.

#### IV-4-2 Caractérisations dynamiques

Un HPT-2T avec un émetteur de 1500Å d'InP a été monté en demi-boîtier BMH et caractérisé en dynamique. Afin d'avoir un niveau de référence, nous avons utilisé également une photodiode commerciale rapide connectée (New Focus de chez Optilas), dont la fréquence de coupure se situe aux environs de 40GHz. Le rendement quantique de cette photodiode est donné égal à 0,24. Celui du HPT-2T est de 0,225 lorsqu'il est éclairé avec la fibre lentillée (voir Chapitre III). Le rendement de ces deux photodétecteurs est donc quasiment le même, et on peut donc considérer que la photodiode New Focus correspond au niveau de gain unité de notre HPT-2T. Cependant, pour ne pas détériorer la photodiode New Focus, il est recommandé de ne pas dépasser 1mW de puissance optique incidente. Or, lorsque le laser fournit 1mW de puissance optique en sortie de fibre, sa fréquence de coupure se situe aux environs de 5-6GHz. Afin de pouvoir travailler plus haut en fréquence, nous avons inséré un coupleur optique de 3dB entre le laser et le composant. Ceci nous permet d'augmenter l'injection de courant dans le laser, et ainsi augmenter sa fréquence de coupure, sans dépasser la puissance critique de 1mW au niveau de la photodiode. Il s'en suit une diminution de 6dB du niveau du signal en sortie de composant, mais cela nous permet de fonctionner jusqu'à des fréquences de l'ordre de 8-9GHz.

Notons également avant de détailler les résultats obtenus que, pour les raisons précédemment citées, nous travaillons à une puissance optique de 1mW. Or comme nous l'avons vu Figure IV-13, ce ne sont pas les conditions optimales d'utilisation du HPT-2T, car il est possible d'espérer encore un peu de gain supplémentaire pour des puissances optiques incidentes supérieures.

Nous avons représenté Figure IV-14a, les réponses dynamiques du HPT-2T et de la photodiode New Focus, dans des conditions similaires d'éclairement. Le laser est soumis à une puissance hyperfréquence de -10dBm. On constate alors qu'en sortie du HPT-2T, à 100MHz, on récupère un signal dont la puissance est de -14dBm. Sachant que l'on a inséré un coupleur optique de 3dB (donc 6dB électrique), cela signifie que nous avons du gain au niveau du bilan global de la liaison dans son ensemble! (-14dBm+6dB=-8dBm à comparer aux -10dBm imposés sur le laser). Figure IV-14b, nous avons représenté la différence entre les deux signaux de sortie de composants (HPT et photodiode New Focus). On observe alors un gain allant jusqu'à +34dB en basse fréquence.

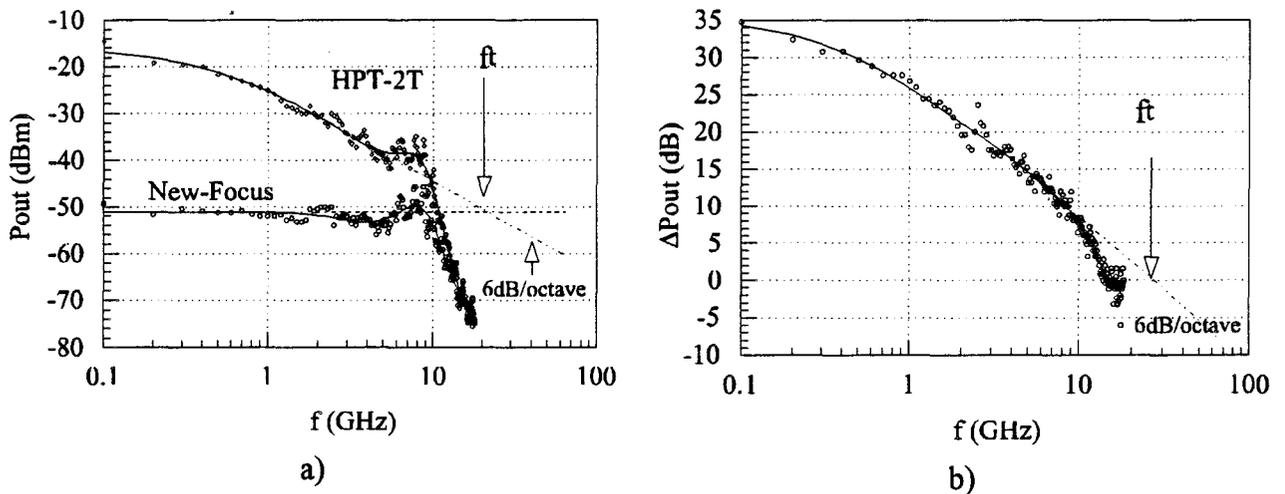


Figure IV-14 : Caractérisation hyperfréquence du HPT-2T et comparaison avec une photodiode rapide de même rendement quantique.

Sur ces deux courbes, le laser coupant vers 8GHz, nous avons extrapolé nos mesures faites sur le HPT par une droite de pente -6dB/octave qui correspond à la réponse fréquentielle classique des TBH utilisés en photodétection au delà de la fréquence de coupure [14,23-24]. Ceci nous permet d'en déduire la fréquence de transition du composant qui semble se situer aux environs de 25GHz! Une telle valeur est tout à fait encourageante et satisfaisante pour la suite de notre étude, d'autant plus que les conditions de connectique sont loin d'être idéales.

#### IV-4-3 Utilisation du HPT-2T en tant que mélangeur optique

Nous avons vu dans le paragraphe relatif aux caractérisations statiques, que le HPT-2T avait un comportement fortement non-linéaire pour de faibles injections de puissance optique. Un tel comportement est très favorable aux applications en mélange (voir Chapitre II). Il est cependant préférable de quantifier ces non-linéarités en dynamique avant de réaliser nos caractérisations de mélange. Pour cela, nous avons réalisé l'expérience suivante décrite Figure IV-15. Par

l'intermédiaire d'un coupleur optique 3dB, nous injectons au niveau du HPT deux signaux optiques différents :

- Le premier signal est issu du laser hyperfréquence. La puissance du signal hyperfréquence imposée sur le laser est de 0dBm, et la puissance continue en sortie de fibre (après le coupleur) relative à ce laser est de 0,3mW. La fréquence de modulation de ce laser varie de 100MHz à 5GHz.

- Sur la seconde entrée du coupleur, nous imposons un signal optique continu, de puissance variable, qui fait office de signal de pompe.

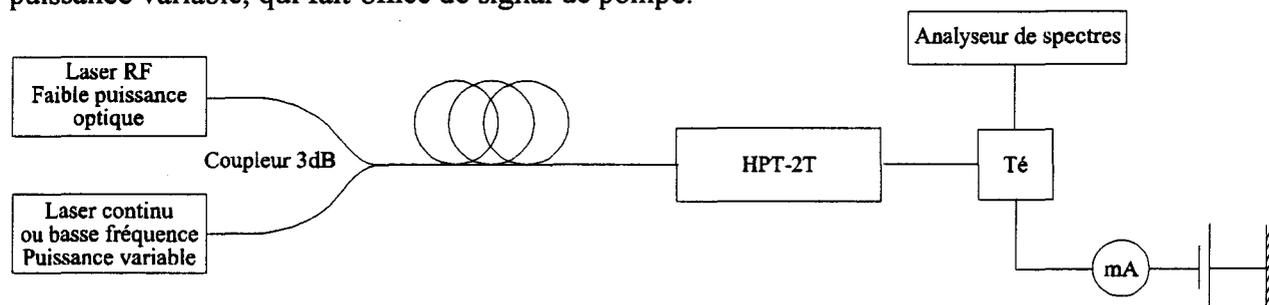


Figure IV-15 : Représentation schématique du banc de caractérisation des non-linéarités et du mélange optique.

Nous mesurons alors les différents niveaux de puissance hyperfréquence en sortie du HPT. Les résultats obtenus sont présentés Figure IV-16a, où nous indiquons en légende la puissance optique en sortie de fibre provenant du laser de pompe. Figure IV-16b, nous montrons le gain apporté précisément par l'utilisation de ce laser de pompe, le niveau zéro correspondant au cas où celui-ci n'est pas en fonctionnement. On constate alors qu'il est possible d'envisager des gains importants, de l'ordre de 18dB à 1GHz, 16dB à 2GHz, et encore supérieurs à 12dB à 5GHz. Ceci traduit donc parfaitement le comportement non-linéaire de notre HPT-2T.

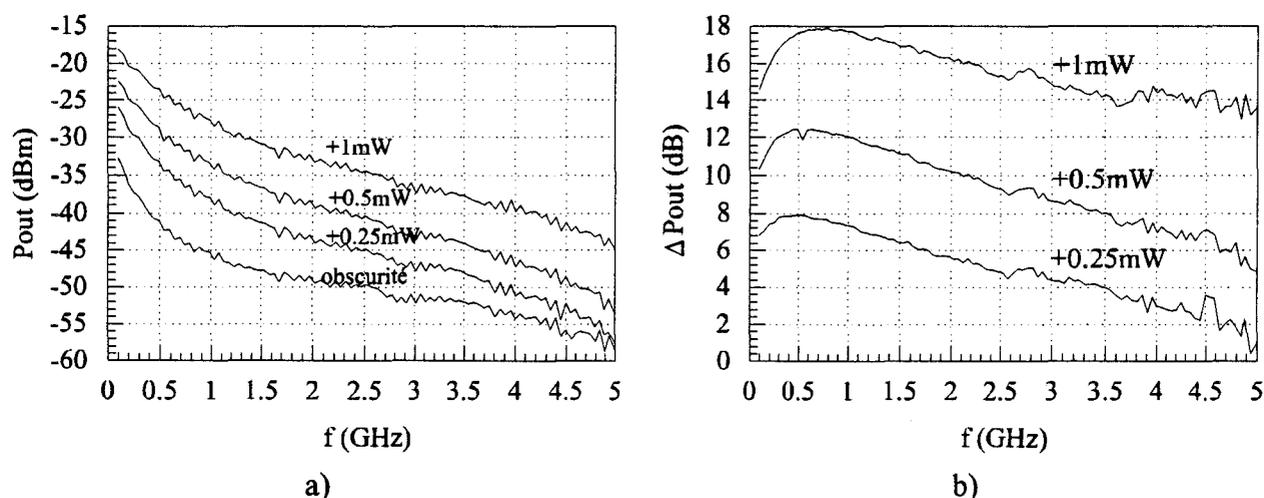


Figure IV-16 : Evolution de la puissance hyperfréquence en sortie du HPT pour différentes puissances optiques continues fournies par le laser de pompe.

Il devient donc envisageable de l'utiliser en tant que mélangeur optique. Pour montrer ceci, nous avons appliqué sur le laser de pompe un signal carré de 2kHz (nous ne disposons malheureusement pas de source optique fibrée émettant à  $1,3\mu\text{m}$  et pouvant faire office de source de pompe, qui soit modulable plus haut en fréquence). Sur le laser hyperfréquence, soumis aux mêmes conditions que précédemment, nous avons imposé une fréquence de 2GHz. Le résultat de cette expérience est représenté sur la photographie de la Figure IV-17, où l'on peut observer le spectre du signal résultant du mélange à la sortie du HPT. On y voit la raie principale, à 2GHz, et les deux premières raies latérales à 2kHz, démontrant ainsi la modulation d'amplitude de la porteuse à 2GHz par le signal carré à 2kHz. L'amplitude relative des raies latérales par rapport à la porteuse est de -9,9dB, écart qui correspond exactement au niveau de modulation du laser de pompe, ce qui signifie que la totalité de la modulation est reportée sur la porteuse RF.

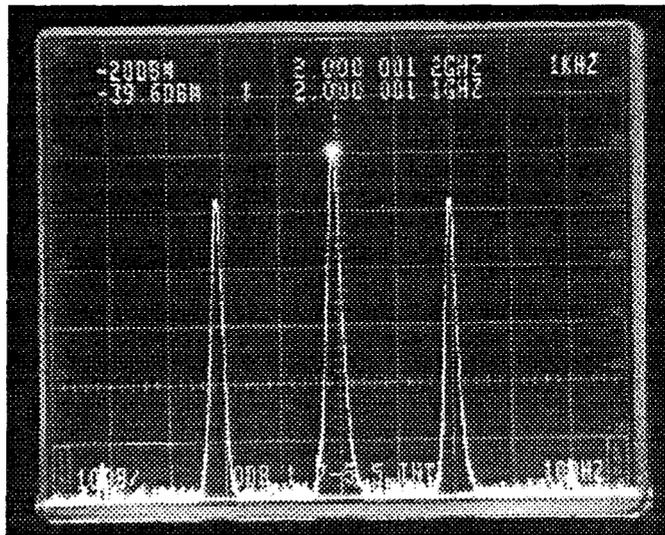


Figure IV-17 : Réponse électrique en sortie du HPT-2T montrant le mélange entre un signal optique hyperfréquence à 2GHz et un signal optique carré à 2kHz.

#### IV-5 Conclusion à propos du HPT-2T

Nous avons conçu et réalisé un phototransistor à hétérojonction InP/GaInAs de type guide d'onde, à base flottante (HPT-2T). Le procédé technologique, ainsi que les structures épitaxiales employées ont été choisies semblables à celles définies pour les PIN-guides précédemment étudiés, afin de pouvoir déterminer le gain interne de ces composants. Nous les avons caractérisés en statique et en dynamique : ils présentent des gains externes supérieurs à 10 lorsque l'on utilise une fibre lentillée, ce qui correspond à un gain interne de l'ordre de 50. Une fréquence de transition du composant a été déduite de ces mesures à l'aide d'une photodiode rapide de rendement quantique égale à celui de notre HPT. Celle-ci se situe aux alentours de 25GHz. Nous

avons également démontré le comportement non-linéaire du gain du HPT, permettant ainsi des applications en tant que mélangeur. Ces résultats peuvent être utilisés par exemple pour transmettre très simplement un signal basse fréquence sur une porteuse microonde, dans le cadre d'un schéma de modulation d'amplitude. Ceci a été démontré ici pour des applications à 2GHz ce qui correspond au domaine des communications mobiles.

Nous allons maintenant développer l'étape suivante, qui consiste à intégrer une électrode de base à notre composant (qui devient alors un HPT-3T), afin d'améliorer ses performances dynamiques. Ainsi, il nous faut concevoir un procédé entièrement nouveau, qui permettra également de ne plus avoir les problèmes de connectique que nous avons rencontrés jusqu'à présent dans les technologies PIN-guide et HPT-2T

## **V Réalisation et caractérisation de phototransistors à base connectée**

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe III de ce chapitre, il est intéressant de pouvoir connecter la base au circuit extérieur afin d'améliorer le gain et la réponse fréquentielle du composant. Cela revient donc à concevoir un TBH que l'on puisse cliver et éclairer par la tranche. Le laboratoire n'ayant pas l'expérience technologique de ce genre de composants, il nous a fallu mettre au point entièrement la technologie des transistors bipolaires à hétérojonction InP/GaInAs hyperfréquences.

Très grossièrement, les principales étapes technologiques d'un TBH sont les suivantes : dépôt du contact ohmique d'émetteur, gravure du mesa d'émetteur jusqu'à la base, dépôt du contact ohmique de base, gravure du mesa de base, dépôt des plots d'épaissement, amincissement et dépôt face arrière du contact de collecteur. Certaines de ces étapes nous étaient déjà accessibles, telles que les différents types de contacts ohmiques à utiliser pour connecter émetteur et collecteur (type n), et base (type p). Les problèmes d'amincissement ou de planarisation pour le dépôt des épaissements étaient également en partie maîtrisés. Le problème le plus important qu'il nous restait à résoudre était celui de la gravure.

### **V-1 Gravure du GaInAs et de l'InP - Réalisation d'une base auto-alignée sur l'émetteur**

Le TBH est un composant à structure fortement verticale. L'un des problèmes majeurs lors de sa réalisation est de pouvoir stopper la gravure du mesa d'émetteur au niveau de la base. Ceci est d'autant plus délicat que l'épaisseur de la base est relativement faible (de l'ordre du millier

d'Angström). Nous avons réalisé nos PTH à base flottante et nos PIN-guides en n'utilisant que la gravure RIE, mais cela nous est maintenant impossible pour deux raisons :

- La gravure RIE n'est pas sélective. En effet, même si les vitesses de gravure sont différentes pour le GaInAs et l'InP, il ne s'agit pas de gravures fortement sélectives, et nous ne maîtrisons pas assez leur cinétique pour pouvoir espérer nous arrêter juste au niveau de la base.

- La gravure RIE est en partie une méthode de gravure physique, par bombardement de la surface à graver par des espèces ionisées. Or il est bien connu [25,26] que de telles gravures ont tendance à modifier les propriétés électriques du matériau. Cela n'était pas gênant dans nos réalisations antérieures, car la gravure ne servait qu'à isoler les composants les uns des autres. La situation est ici différente puisqu'il s'agit de venir déposer un contact sur le matériau gravé.

La solution de la gravure par voie ionique réactive n'est donc pas envisageable dans notre cas, et il nous faut nous tourner vers une solution à la fois plus sélective et plus douce : la gravure chimique.

De nombreuses solutions de gravure nous sont proposées dans la littérature. Nous en avons testé un grand nombre, mais nous ne présenterons ici que celles que nous avons retenues.

#### ***V-1-1 Gravure du GaInAs***

Les solutions d'attaque du ternaire GaInAs sont basées sur l'emploi d'acide phosphorique, nitrique, chlorhydrique, ou sulfurique, en solution dans de l'eau. La solution que nous avons retenue est  $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$  (5:1:40). Cette solution attaque le GaInAs à des vitesses variables suivant le dopage du matériau : les matériaux non intentionnellement dopés se gravent à une vitesse d'environ  $1500 \text{ \AA}/\text{mn}$  alors que le GaInAs dopé p est quant à lui beaucoup plus difficile à graver. Cependant sa sélectivité est totale sur l'InP. La gravure s'effectue de façon à peu près anisotrope suivant la direction et présente un profil en V indépendant de l'orientation cristalline.

#### ***V-1-2 Gravure de l'InP***

Les solutions de gravure de l'InP sont basées très souvent sur l'utilisation de mélanges à base d'acide chlorhydrique (HCl). La solution que nous avons retenue est  $\text{HCl}/\text{H}_3\text{PO}_4$  (1:4). Cette solution présente en effet des caractéristiques tout à fait particulières. Tout d'abord, il se produit un violent dégagement gazeux lors de la gravure de l'InP. Celui-ci se traduit par l'apparition constante de bulles en surface du matériau. Ainsi, même si l'on maîtrise parfaitement la vitesse de gravure, ce qui n'est pas facile (entre  $3000$  et  $5000 \text{ \AA}/\text{mn}$ ), il est délicat de vouloir arrêter la gravure au milieu d'une couche d'InP car l'état de surface sera alors totalement chaotique, voire

lunaire. Cet état de surface peut être en partie amélioré en agitant la solution pendant l'attaque, mais alors la vitesse de gravure n'est plus maîtrisée !!! Cependant ce dégagement gazeux présente un intérêt pratique car la solution étant totalement sélective par rapport au GaInAs, on sait que l'on a atteint la couche de base lorsqu'il n'y a plus dégagement gazeux.

Une autre caractéristique tout à fait intéressante est que cette attaque ne présente quasiment aucune sous-gravure lorsqu'une couche de GaInAs lui est superposée. La couche de cap-layer de GaInAs joue alors le rôle de masque épitaxial [27]. Ceci est d'autant plus vrai que le profil de gravure du GaInAs est vertical : il est donc préférable d'effectuer cette gravure par RIE.

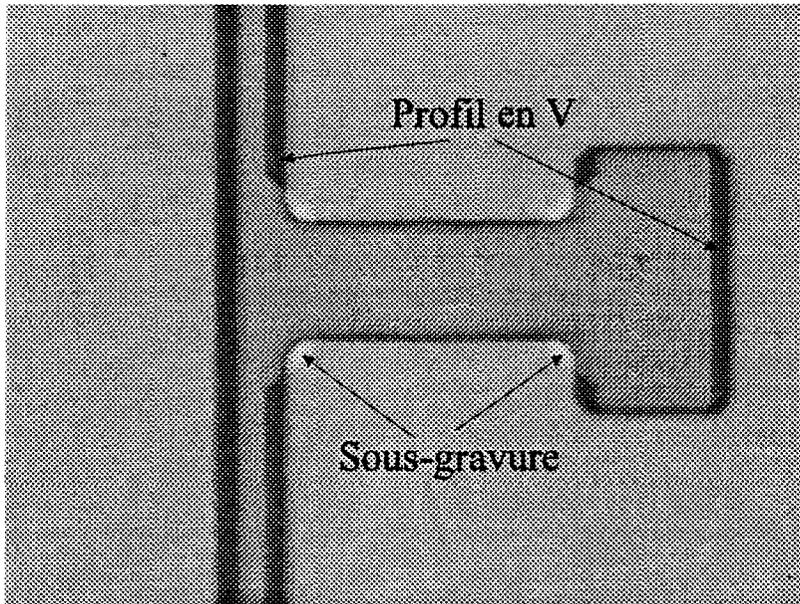
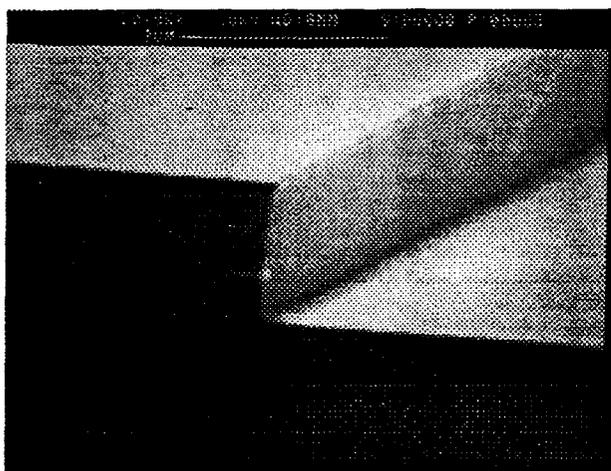
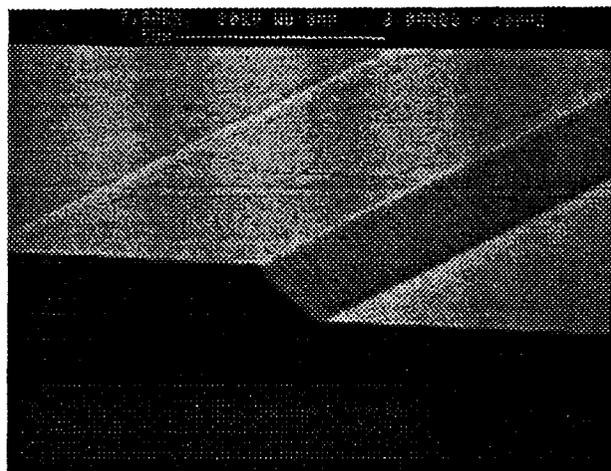


Figure IV-18 : Vue au microscope optique d'une structure GaInAs/InP gravée par voie humide.

Si l'on en revient au cas de la gravure de notre émetteur, nous avons donc intérêt à graver la couche superficielle de GaInAs par gravure RIE, puis une fois la couche d'InP atteinte, terminer par gravure chimique. La sélectivité étant totale avec le GaInAs, on s'arrêtera en surface de la base. De plus, si l'on choisit correctement l'orientation des rubans par rapport à l'orientation cristallographique, cette méthode nous permet de réaliser des doigts d'émetteur très fins. On peut identifier ce comportement sur les photographies des Figures IV-18, 19a et 19b. Il n'y a de sous-gravure que dans le cas où l'orientation du motif est intermédiaire entre les directions des méplats : sur la photographie de la Figure IV-18, la couche de GaInAs ne mesurant que 500Å d'épaisseur, on peut discerner cette sous-gravure par la transparence qui en résulte.



a: [0;1;1] parallèle au petit méplat



b: [0;1;-1] parallèle au grand méplat

*Figure IV-19 : Photographies de gravure GaInAs/InP arrêtée sur GaInAs suivant deux directions cristallographiques orthogonales par la méthode du masque épitaxial.*

*Remarque : La solution de gravure du GaInAs retenue étant à base de  $H_3PO_4/H_2O$ , et celle de l'InP étant  $HCl/H_3PO_4$ , il est indispensable d'éliminer toute présence d'eau dans cette dernière solution ! Un séchage très soigneux des bécards avant utilisation est obligatoire, sous peine de perdre la sélectivité de la solution, ainsi que les profils de gravure.*

### **V-1-3 Dépôt du contact de base auto-aligné sur l'émetteur**

Si l'on considère à nouveau la photographie de la Figure IV-19a, on constate que le flanc de gravure de la couche d'InP n'est pas totalement vertical, mais qu'il présente une légère sous-gravure. Cette sous-gravure, bien que faible (de l'ordre du millier d'Angström), peut être intéressante en ce qui nous concerne pour réaliser une métallisation de base auto-alignée sur l'émetteur. En effet, ceci nous permettrait de minimiser la résistance extrinsèque de base, qui représente l'un des phénomènes parasites majeurs de ce genre de composant.

Pour valider cette hypothèse, nous avons métallisé entièrement la plaquette correspondant à la photographie de la Figure IV-19a avec un dépôt de contact ohmique de type p, afin de se mettre dans les mêmes conditions que pendant le process. Les résultats obtenus sont représentés sur la photographie de la Figure IV-20 : on y discerne très distinctement le plot métallique séparé du pied du mesa d'émetteur d'une distance de l'ordre de  $2000\text{\AA}$  pour une gravure de  $1,5\mu\text{m}$  d'InP. Les rubans ainsi gravés faisaient la totalité de la longueur d'un quart de substrat 2". Deux pointes sous tension, l'une posée au sommet et l'autre dans le fond du mesa, n'ont révélé aucun court-circuit. Le dépôt d'un contact de base auto-aligné sur l'émetteur semble donc tout à fait réalisable.

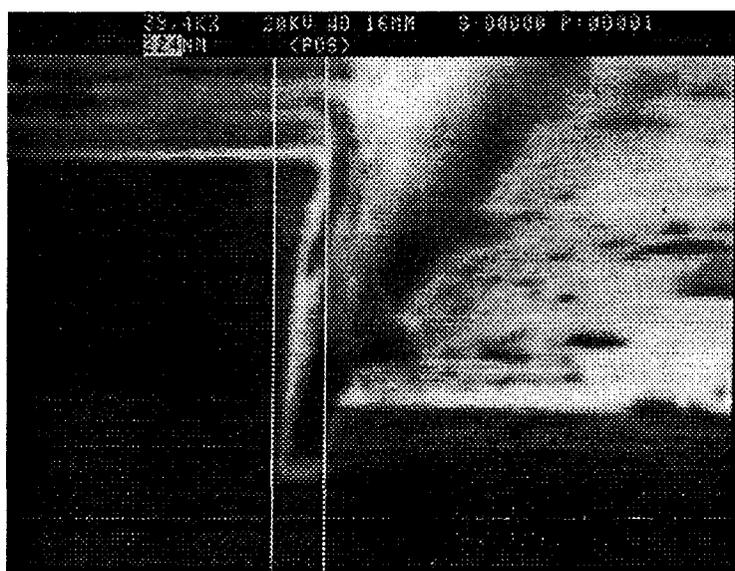


Figure IV-20 : Dépôt d'une métallisation auto-alignée sur la gravure.

### V-2 Conception des différents niveaux de masquage

Pour réaliser un tel composant, nous avons dû concevoir un jeu complet de 5 masques. Le champ élémentaire ainsi que le détail d'un composant sont donnés Figure IV-21. Ce champ élémentaire comporte 3 séries de 3 composants : une première série avec des largeurs de doigts d'émetteur de  $6\mu\text{m}$ , pour des longueurs de 20, 40, et  $80\mu\text{m}$ . Les deuxième et troisième séries ont des largeurs de doigts de 4 et  $2\mu\text{m}$ . Nous avons fait varier la longueur car lorsqu'il faudra cliver au milieu des composants en fin de process, même si le trait de clivage ne part pas exactement à l'endroit désiré, on aura toujours ainsi des composants de petites dimensions.

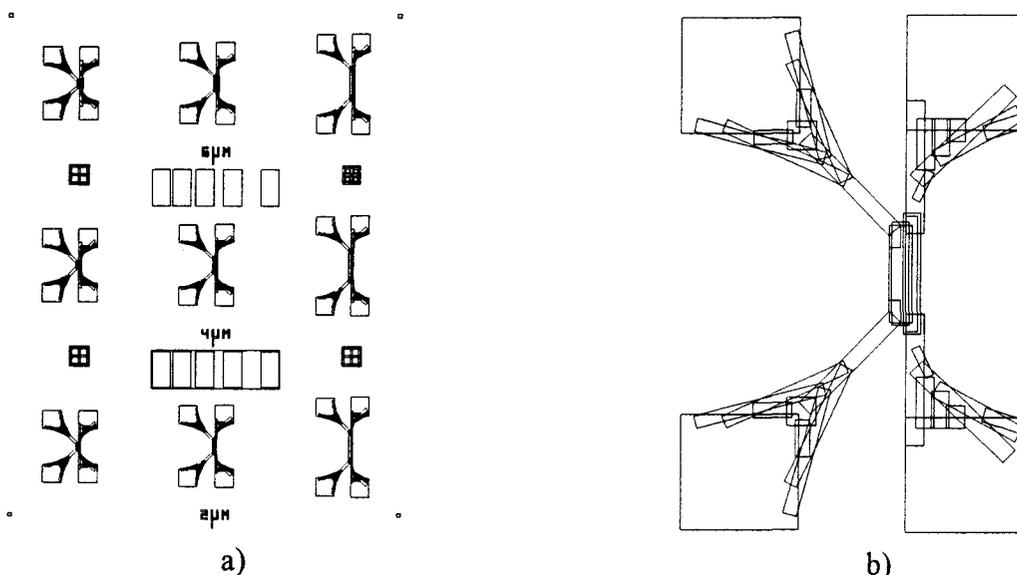


Figure IV-21 : Vue globale d'un champ élémentaire (a), et détail d'un composant (b).

Les dimensions des motifs, ainsi que la précision des alignements, sont de l'ordre du micron. Cependant, nous avons préféré utiliser une lithographie optique afin d'avoir un plus grande liberté de manoeuvre, et également parce que la lithographie électronique est mal adaptée pour des structures à dénivelés importants. Toutefois, par mesure de sécurité, nous avons inséré des marques d'alignement électronique sur certains niveaux critiques du point de vue de l'alignement, mais nous n'avons pas eu à y avoir recours.

Des échelles de résistance ont également été conçues dans le but de contrôler la qualité des contacts ohmiques en cours de process.

### V-3 Réalisation technologique

Le process technologique complet est représenté Figure IV-22. Ce process a été effectué uniquement sur la couche dite "à émetteur épais" décrite dans le cadre du PTH à base flottante, car le procédé de dépôt d'une base auto-alignée sur l'émetteur n'était bien sûr pas possible dans le cas d'un émetteur de faible épaisseur (métallisation de base :  $\sim 3000\text{\AA}$  pour une hauteur de mesa d'environ  $2000\text{\AA}$  !!!).

Nous allons maintenant reprendre point par point le détail de ce procédé :

➤ *Dépôt du contact d'émetteur :*

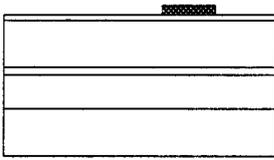
Dépôt de résine Shippley 1400-27, d'épaisseur relativement faible ( $4000\text{\AA}$ ) afin d'obtenir une bonne définition des doigts de largeur  $2\mu\text{m}$ . Définition des doigts par masquage optique et dépôt du contact ohmique de type n : Ni/Ge/Au/Ti/Au.

➤ *Gravure du mesa d'émetteur :*

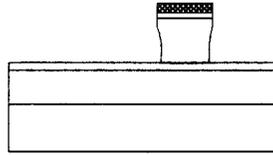
Gravure auto-alignée sur la métallisation : tout d'abord, gravure de  $500\text{\AA}$  de GaInAs et  $1000\text{\AA}$  d'InP par RIE ( $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$ ), suivie de la gravure d'InP par HCl/ $\text{H}_3\text{PO}_4$  avec arrêt au niveau de la base.

➤ *Dépôt du contact de base auto-aligné sur l'émetteur :*

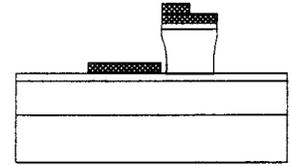
Dépôt de résine 1400-27, mais cette fois-ci d'épaisseur plus importante car il y a presque  $2\mu\text{m}$  de dénivelé entre la base et le haut de la métallisation d'émetteur. Il est donc nécessaire de conserver suffisamment de résine sur l'émetteur pour pouvoir effectuer le lift-off. Dépôt du contact ohmique de type p : Pt/Ti/Pt/Au.



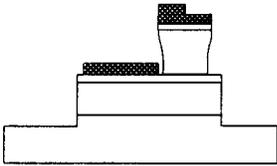
a) Dépôt du contact émetteur.



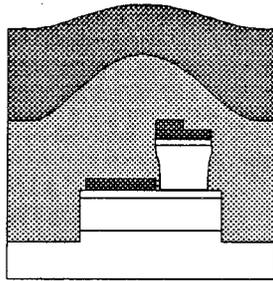
b) Gravure du mesa émetteur.



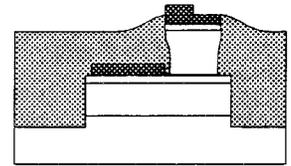
c) Dépôt du contact de base auto-aligné sur l'émetteur.



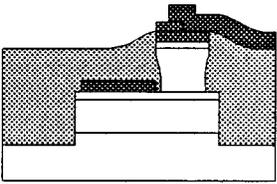
d) Gravure du mesa de base.



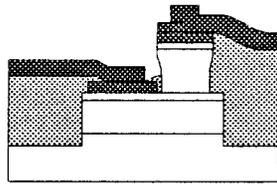
e) Planarisation par dépôt de polyimide et de résine.



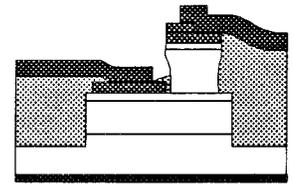
f) Gravure par plasma oxygène jusqu'à l'émetteur.



g) Dépôt du plot d'épaississement d'émetteur.



h) Gravure jusqu'à la base et dépôt du plot de base.



i) Amincissement et dépôt du contact de collecteur.

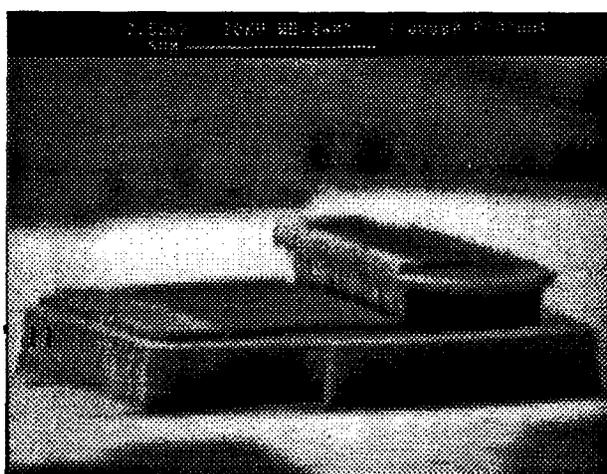
Figure IV- 22: Procédé technologique mis au point pour la réalisation de TBH optiques à base connectée.

➤ *Gravure du mesa de base :*

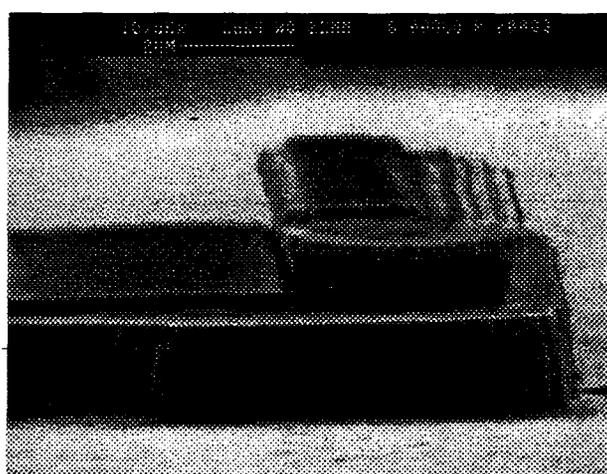
Le mesa de base est également de faible dimension afin de limiter la capacité base-collecteur. Il demande donc également un alignement très précis. Pour ce qui est de la gravure, nous avons opté pour une gravure RIE, et ceci pour trois raisons :

- tout d'abord, les attaques chimiques que nous avons étudiées gravent très difficilement le GaInAs fortement dopé p,
- ensuite parce qu'il se produit parfois des phénomènes de sous-gravure importante du GaInAs qui dans notre cas auraient pu être catastrophiques,
- et enfin parce que la couche de GaInAs formait, avant gravure de l'émetteur, une hétérostructure avec l'InP de ce dernier. Or il est souvent difficile de traverser ces couches d'interface avec simplement une gravure chimique. De plus, le contact collecteur étant face arrière, la gravure par RIE est moins critique d'un point de vue qualité du matériau. La hauteur de ce mesa est de  $1,5\mu\text{m}$ .

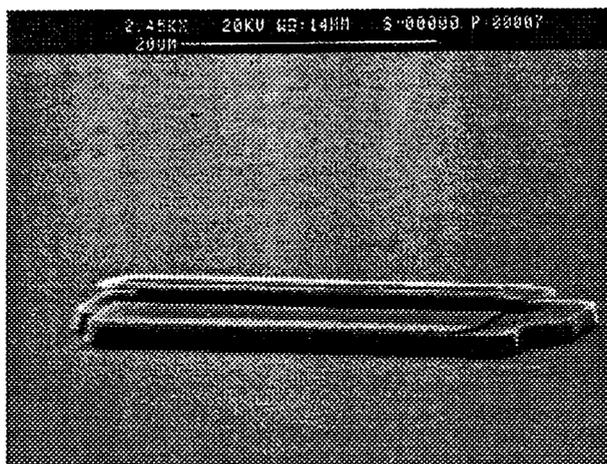
Des photos prises au microscope électronique à ce stade de la réalisation sont présentées Figures IV-23a, 23b, et 23c. On y distingue très nettement le contact de base auto-aligné sur l'émetteur, ainsi que la qualité de la gravure du mesa de base. Cependant, on constate également une sous-gravure importante en bout de doigt d'émetteur. Cette sous-gravure est d'autant plus importante que la largeur de l'émetteur est faible. Ceci est une conséquence de l'utilisation de la lithographie optique : en effet, pour des dimensions critiques comme celles-ci, il est très délicat, voire impossible, d'obtenir des angles qui ne soient pas arrondis. Un angle droit en bout d'émetteur aurait dû nous donner après gravure un profil en V (voir paragraphe V-1-2). Malheureusement, l'allure arrondie du doigt provoque la sous-gravure déjà observée Figure IV-18 pour des directions à  $45^\circ$  des méplats.



a)



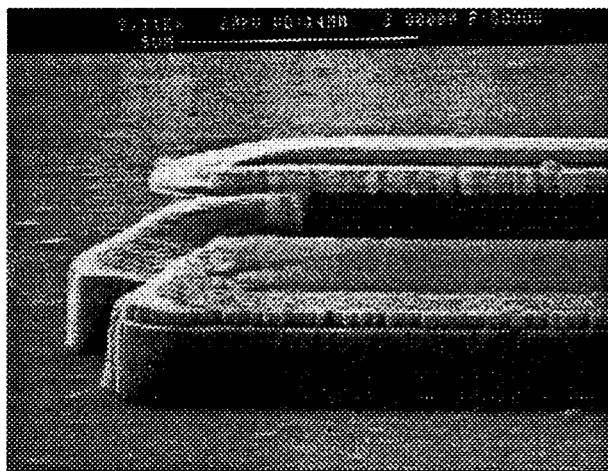
b)



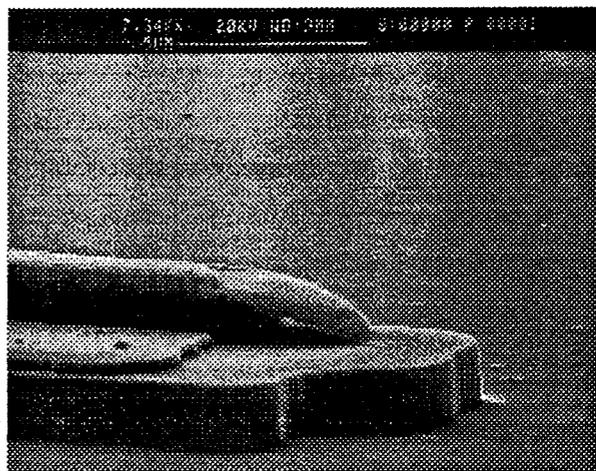
c)

Figure IV-23 : Photographies du composant après gravure du mesa de base.

Cette sous-gravure pourrait être bénéfique dans le sens où elle permet de réduire la surface émetteur-base, et donc la capacité qui en résulte. Cependant il faut effectuer ensuite le recuit flash du contact de base (430°C, 40s), qui sera par la même occasion celui du contact d'émetteur, et il est possible qu'une structure aussi fine ne supporte pas ce choc thermique. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons clivé un morceau de la plaquette auquel on a fait subir l'opération de recuit. Nous avons reporté Figure IV-24 les photographies prises avant et après recuit. Comme on pouvait le craindre, on constate que les structures les plus étroites (2µm et 4µm de largeur d'émetteur) ne supportent pas le choc thermique, et qu'il y a risque de court-circuiter la base avec l'émetteur.



a)



b)

Figure IV-24 : Evolution de la sous-gravure avant (a) et après (b) recuit des contacts ohmiques.

Afin de solutionner ce problème, nous avons effectué le dépôt de polyimide de planarisation avant d'effectuer le recuit, en espérant ainsi que le polyimide puisse s'introduire dans la sous-

gravure, ou du moins servir de matrice encapsulante, et maintenir ainsi la structure en place pendant le recuit.

➤ *Dépôt des plots d'épaississement d'émetteur :*

On effectue donc deux dépôts de polyimide sur l'ensemble de la plaquette ( $2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$ ), puis après recuit du polyimide, on effectue le recuit flash des contacts ohmiques. On recouvre ensuite le tout avec de la résine épaisse (1400-37 :  $\sim 3\mu\text{m}$ ) afin de planariser au maximum l'ensemble de la structure. On vient graver ensuite l'empilement résine-polyimide par plasma oxygène jusqu'à découvrir le haut de l'émetteur. On dépose alors à nouveau de la résine 1400-27 dans laquelle on vient définir les plots d'épaississement de l'émetteur. Dépôt de Ti/Au ( $1000\text{Å}/6000\text{Å}$ ) et lift-off.

➤ *Dépôt des plots d'épaississement de base :*

On continue notre gravure du polyimide jusqu'au niveau de la base. Le problème est ici plus délicat que pour l'émetteur, car la base est très fine ( $1000\text{Å}$ ), et il ne faut pas venir contacter le collecteur. Or l'épaisseur de polyimide n'est pas la même suivant l'endroit où l'on se trouve sur la plaquette, et donc certaines zones risquent de se retrouver découvertes bien avant d'autres. Pour éviter ce problème, on arrête la gravure du polyimide juste au moment où certaines zones commencent à se découvrir. On réutilise alors le masque de base, en le décalant légèrement vers l'émetteur, ce qui nous permet de maintenir le flanc du mesa de base protégé par du polyimide. Une fois le masque développé, nous n'avons plus qu'à terminer la gravure du polyimide restant au-dessus du plot de base, sans craindre de contacter par la suite le collecteur. On définit ensuite les plots d'épaississement de base dans une nouvelle couche de résine, puis on dépose la métallisation Ti/Au ( $1000\text{Å}/6000\text{Å}$ ).

➤ *Fin de process :*

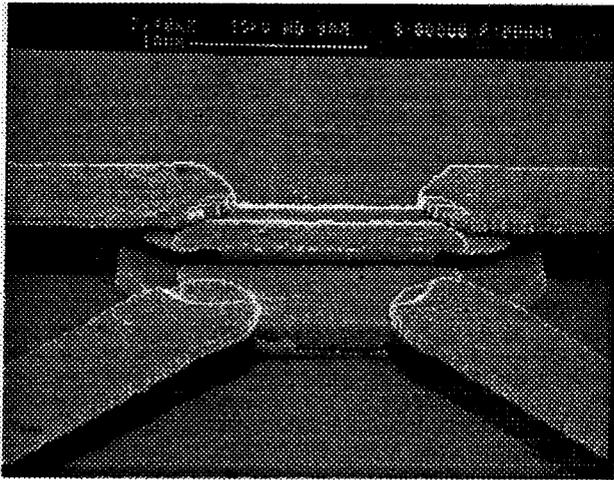
On termine notre process en retirant le polyimide restant, toujours par plasma oxygène, afin de permettre un bon clivage des composants, puis on amincit, on polit, et on dépose le contact ohmique de collecteur face arrière. Il ne reste plus alors qu'à cliver les composants.

#### **V-4 Résultat final - Discussion sur le procédé employé**

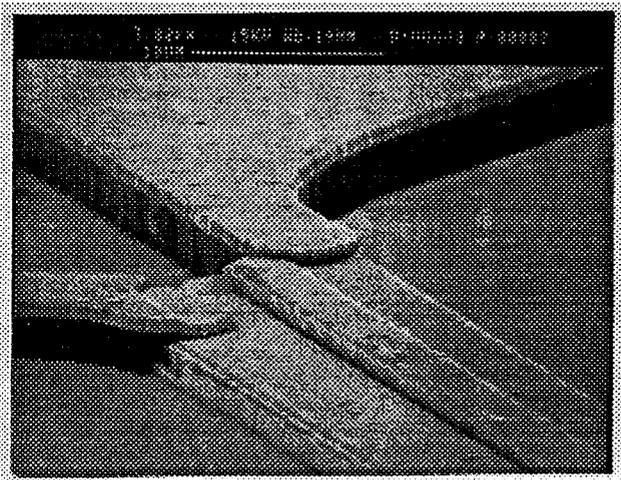
Nous avons représenté Figure IV-25a, 25b, et 25c différentes prises de vue du composant en fin de process, avant et après l'opération de clivage des composants. Nous pouvons constater Figure IV-25a que le polyimide remplit bien son rôle de "soutien" de l'émetteur lors du recuit flash : en effet, malgré la sous-gravure très importante existant au niveau de l'émetteur de ce composant, seul un léger affaissement de la structure est observé, celui-ci ne devant pas être critique pour le bon fonctionnement du TBH. Figure IV-25b, nous montrons plus particulièrement l'accès électrique aux parties actives du composant, via les plots d'épaississement déposés sur le polyimide. Enfin, Figure IV-25c, nous avons la photographie d'un composant après l'opération de

## Chapitre IV

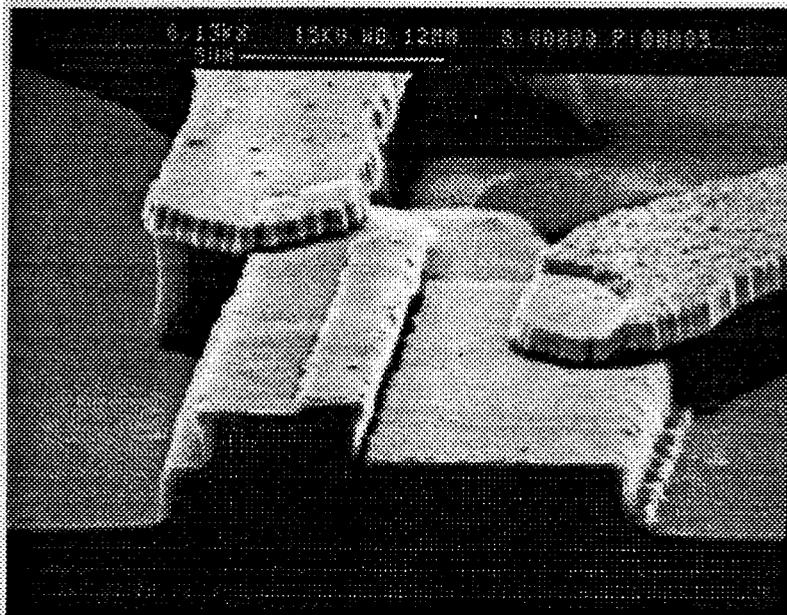
clivage. On y distingue particulièrement bien la base auto-alignée sur l'émetteur. On peut constater également sur cette photographie que les flancs du composant restent passivés par une fine couche de polyimide, même après le passage au plasma d'oxygène, ce qui est très intéressant car cela permettra de limiter de façon conséquente les courants de fuite de surface (on distingue cette fine couche de polyimide par le revêtement blanchâtre des flancs de mesa, caractéristiques d'un matériau non conducteur qui se charge sous l'exposition au faisceau électronique). Enfin, signalons également la qualité du clivage que l'on a obtenu sur une telle structure, ce qui n'est pas évident dans le cas de composants de petites dimensions et à plusieurs niveaux de mesa!



a)



b)



c)

Figure IV-25 : Photographies au MEB du TBH avant (25a, 25b) et après clivage (25c).

Il est important de souligner que ce process a été conçu afin d'éviter les problèmes rencontrés lors de la réalisation des PIN-guides et des PTH à base flottante, à savoir principalement l'impossibilité de souder des fils de connexion sur les plots de métallisation (voir Chapitre III). Pour ce faire, nous avons pris soin cette fois-ci d'éviter toute exposition du polyimide aux gaz de gravure des matériaux semi-conducteurs ( $\text{CH}_4/\underline{\text{H}_2}/\text{Ar}$ ). Nous avons également limité au maximum ces gravures de matériau sous plasma, afin d'éliminer au maximum les problèmes de neutralisation liés à l'hydrogène. Elles n'ont été employées que pour la gravure du GaInAs, afin de ne pas rencontrer de problèmes lors des traversées des interfaces GaInAs/InP, et ont toujours été suivies d'un recuit à 300°C pendant 20mn afin de désorber au maximum l'hydrogène qui aurait pu être incorporé. Enfin, nous avons utilisé des dépôts métalliques différents de ceux des contacts ohmiques, et d'épaisseur relativement importante (7000Å) pour réaliser les plots de prise de contact. Toutes ces précautions ayant été prises, il s'en est suivi que nous n'avons pas eu de problèmes particuliers lors du montage des composants en boîtier, une fois trouvées les conditions de thermocompression optimales (température, pression, ultra-sons).

Pour finir, notons que ce process n'a pu être réalisé qu'une seule fois, sur un quart de substrat. En effet, à cause des problèmes de bâti d'épitaxie déjà évoqués précédemment, nous n'avions à notre disposition qu'un seul quart de plaquette au moment de commencer cette nouvelle technologie. Nous n'avons donc pas droit à l'erreur pour développer ce procédé. Malgré cela, nous sommes arrivés à nos fins et nous allons maintenant développer les différentes caractérisations effectuées sur nos composants.

### V-5 Caractérisation des phototransistors à base connectée

La réalisation de nos HPT-3T a pris fin au mois de Mai 1996. Les caractérisations que nous allons présenter ici ont donc été effectuées sur une période de temps relativement courte. Cependant, même si le comportement de notre phototransistor n'a pas été étudié dans tous ses détails, nous présentons dans cette partie les principaux résultats obtenus jusqu'à présent, ce qui couvre déjà un nombre important de résultats.

Nous avons caractérisé les composants de deux façons distinctes : tout d'abord en tant que simple TBH (caractérisations purement électriques), puis en tant que phototransistor (caractérisations électro-optiques). Pour les caractérisations électro-optiques des composants, nous avons utilisé le même banc de test que pour les PIN-guides ou les PTH-2T. Cependant, étant donné qu'il fallait connecter la base, il n'était alors plus possible de travailler sur des demi-BMH. Nous avons donc monté les composants dans des boîtiers BMH classiques, en surélevant légèrement le composant, afin de pouvoir aligner une fibre devant la face d'entrée. Un Té de polarisation est connecté à l'émetteur et un autre à la base, le collecteur étant à la masse (montage en collecteur commun).

V-5-1 Caractérisations électriques

V-5-1-1 Caractérisations statiques du TBH

Figure IV-26, nous avons représenté une photographie du réseau de caractéristiques  $I_e(V_{ce})$  pour différentes conditions d'injection de courant dans la base, pour un composant de largeur d'émetteur de  $6\mu\text{m}$ , et de longueur  $4\mu\text{m}$ . On peut y observer un gain en courant de près de 75, ce qui est un résultat tout à fait convenable pour ce genre de composant. Il s'agit là d'une des meilleures caractéristiques obtenue, et c'est pourquoi nous l'avons reportée ici, même si malheureusement ce composant n'a pu être monté en boîtier et caractérisé en dynamique.

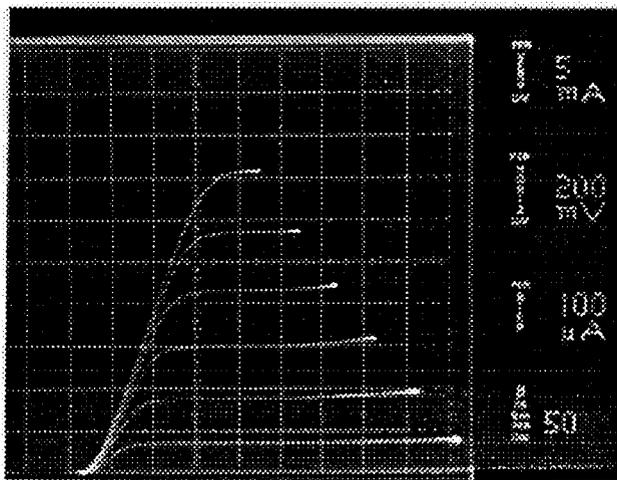
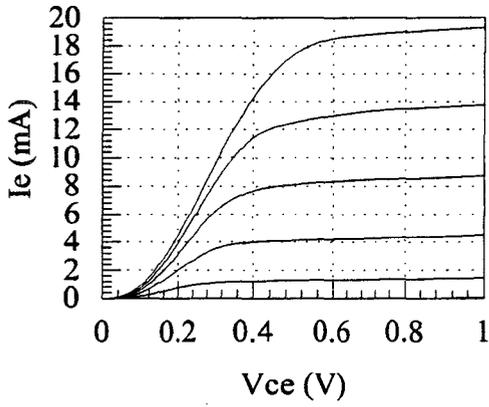


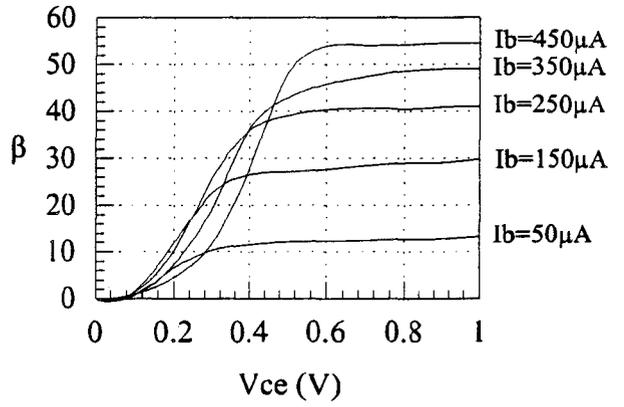
Figure IV-26 : Photographie d'une caractéristique  $I_e(V_{ce})$  prise sous pointes.

Nous avons repris plus en détail la caractérisation d'un autre composant, de largeur d'émetteur  $4\mu\text{m}$ , et de longueur  $8\mu\text{m}$ , qui a été monté en boîtier BMH et qui a servi pour la plupart des caractérisations présentées ici.

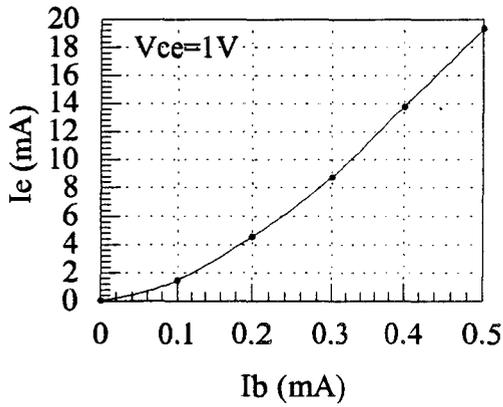
Nous avons reporté Figure IV-27 les différentes caractérisations statiques effectuées sur ce composant. Il présente un réseau de caractéristiques  $I_e(V_{ce})$  traditionnel pour un TBH de ce genre (Figure IV-27a), avec un gain en courant  $\beta = \left( \frac{\Delta I_e}{\Delta I_b} - 1 \right)$  saturant vers une valeur proche de 60 (Figure IV-27b, 27d, et 27e). Ce gain en courant est fortement non linéaire pour de faibles courants d'émetteur ( $I_e$ ) (Figure IV-27e), ce qui se révélera très intéressant par la suite pour des applications en mélange ou en détection de signaux optiques de faibles puissances.



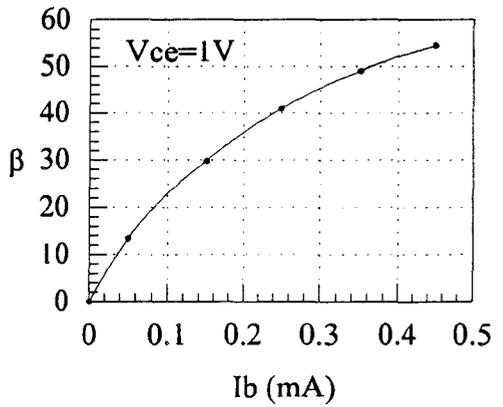
a)



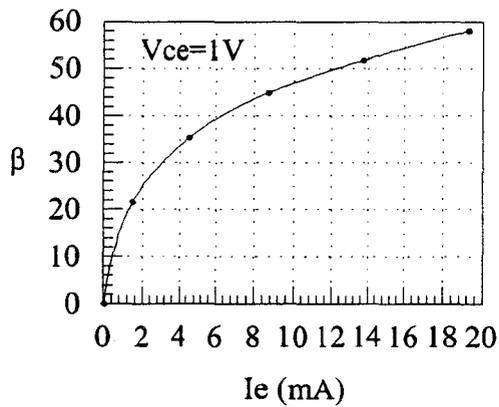
b)



c)



d)



e)

Figure IV-27: Caractéristiques statiques électriques du TBH

V-5-1-2 Caractérisations dynamiques du TBH

Nous avons caractérisé les performances hyperfréquences de notre composant à la Centrale de Caractérisation de l'I.E.M.N.. Pour cela, nous avons mesuré les paramètres  $S_{ij}$  entre 100MHz et 15.1GHz.

Le schéma équivalent traditionnel d'un TBH en configuration collecteur commun est représenté Figure IV-28 [28,29] (N.B. : dans ce schéma, nous notons  $b_1$  le gain en statique du TBH : celui-ci est inférieur à  $\beta$  que nous avons déterminé précédemment car il prend en compte les non-linéarités qui existent à faible injection de courant)

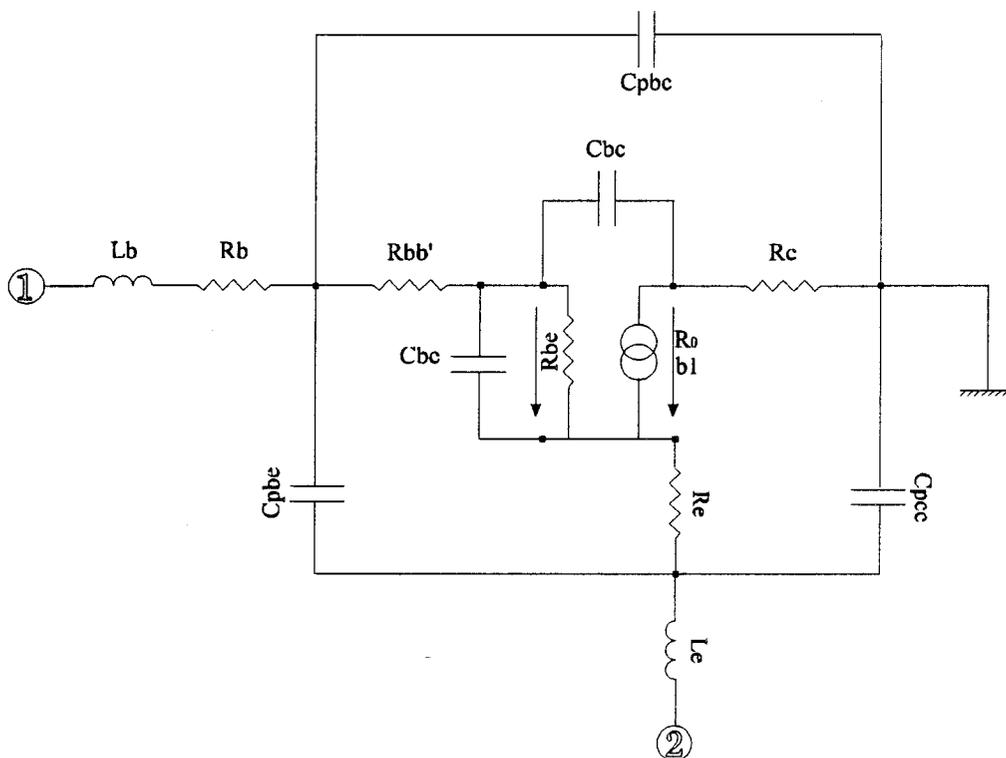


Figure IV-28 : Représentation du schéma équivalent de notre TBH.

A partir de ce schéma et des valeurs mesurées pour les paramètres  $S$ , il est possible d'avoir une idée relativement bonne des valeurs des différents constituants de ce schéma. Pour cela, nous avons utilisé, avec l'aide de Mr F. Jorge, le logiciel de simulation "Compact". Figure IV-29a et 29b nous avons représenté sur des abaques de Smith l'évolution du  $S_{11}$  et du  $S_{21}$  après optimisation grâce au logiciel, et nous les comparons aux valeurs obtenues expérimentalement. Les différentes mesures représentées ci-dessous ont été effectuées pour une tension  $V_{ce}=1V$  et un courant de base  $I_b=500\mu A$ .

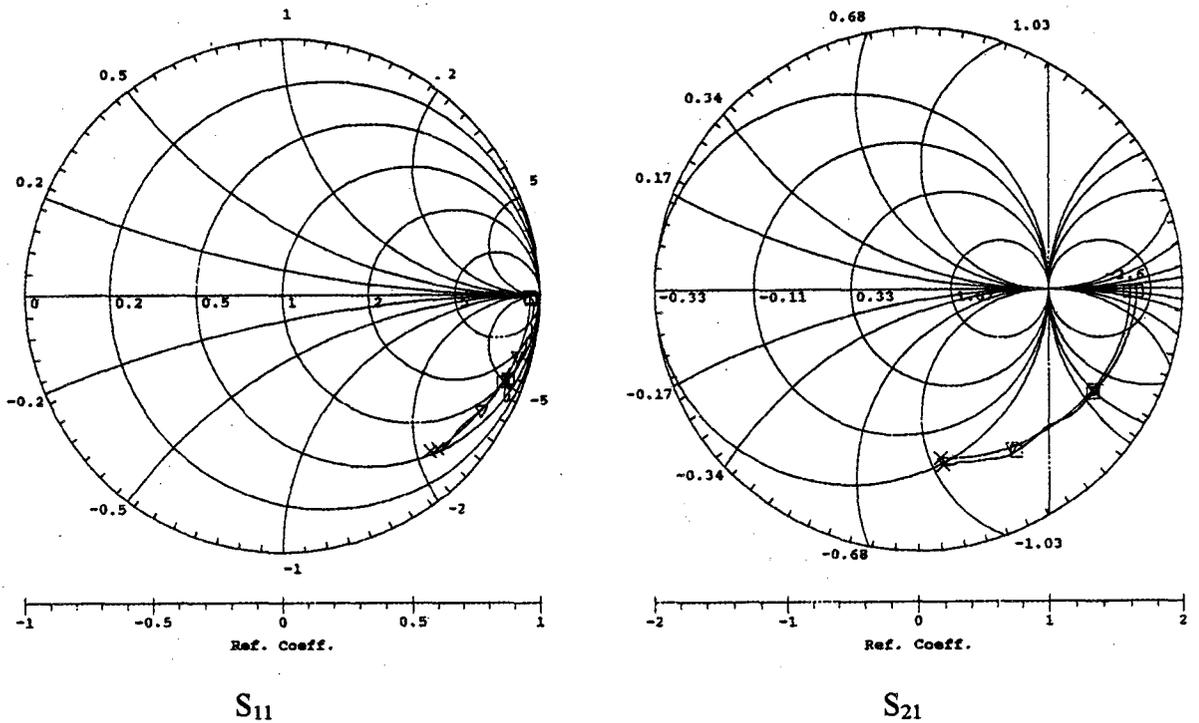


Figure IV-29 : Représentation des paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$ .  
 Comparaison entre les valeurs expérimentales et celles obtenues  
 après optimisation du schéma équivalent.

On constate que le modèle colle assez bien avec les mesures. Les valeurs des différentes composantes du schéma équivalent de notre TBH ainsi obtenues sont données dans le Tableau IV-3.

Lb	0,42 nH	b1	44
Le	0,5 nH	Cpce	153 fF
Rb	1,6 $\Omega$	Cbc	23 fF
Re	2,3 $\Omega$	Cbe	0,41 pF
Rc	0,6 $\Omega$	R <sub>0</sub>	593 $\Omega$
Cpbc	71 fF	Rbb'	177 $\Omega$
Cpbe	12 fF	Rbe	196 $\Omega$

Tableau IV-3 : Valeurs de différentes composantes du schéma équivalent.

Ces valeurs nous fournissent entre autre des renseignements intéressants sur la qualité de notre technologie. Ainsi, nous voyons par exemple que les valeurs des résistances d'accès d'entrée et de sortie ( $r_e$ ,  $r_c$ ) sont relativement faibles, ce qui caractérise la qualité de nos contacts ohmiques. De même, nous indiquons Figure IV-30 l'évolution du paramètre  $H_{21}$  obtenu grâce à la

simulation en fonction de la fréquence. De cette courbe, on peut en déduire une fréquence de transition légèrement supérieure à 20GHz.

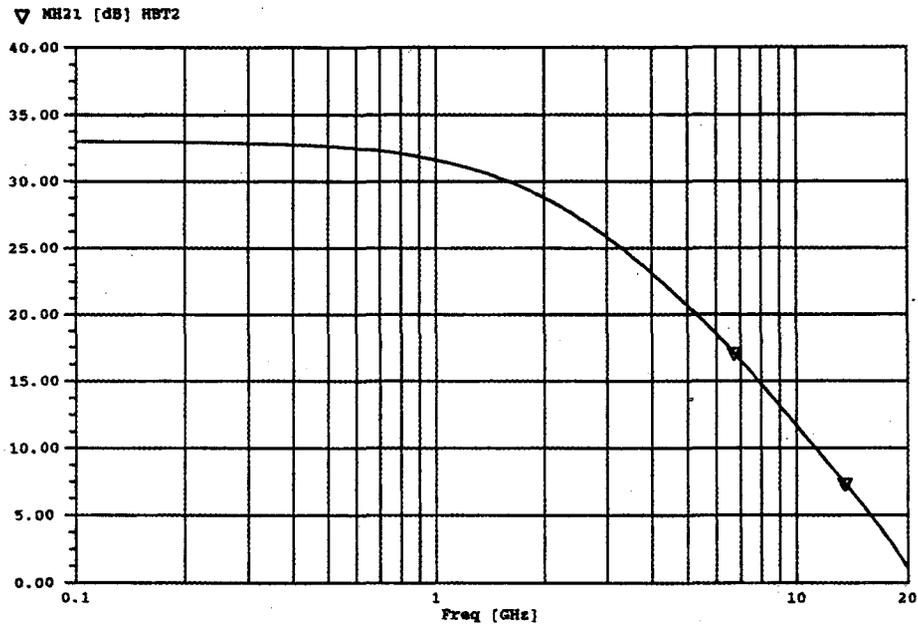


Figure IV-30 : Evolution du  $H_{21}$  modélisé en fonction de la fréquence.

Bien évidemment, il ne s'agit là que des toutes premières caractérisations dynamiques, et celles-ci n'ont pu être effectuées que sur un seul composant. Des études plus poussées, et des analyses plus fines doivent encore être effectuées. Cependant, ces premiers résultats, obtenus sur les premiers TBH réalisés au laboratoire, semblent tout à fait encourageants pour la suite de cette étude.

## V-5-2 Caractérisations électro-optiques

### V-5-2-1 Caractérisations statiques

Nous avons repris Figure IV-31 le réseau de courbes  $I_e(V_{ce})$  en obscurité déjà présenté Figure IV-27, en lui superposant les caractéristiques obtenues avec une injection optique supplémentaire, d'une puissance de 1mW en sortie de fibre, à la longueur d'onde de 1,3 $\mu$ m. On constate alors qu'une telle injection permet une augmentation très importante du courant  $I_e$ , celle-ci allant jusqu'à 8mA pour un courant de base de 500 $\mu$ A.

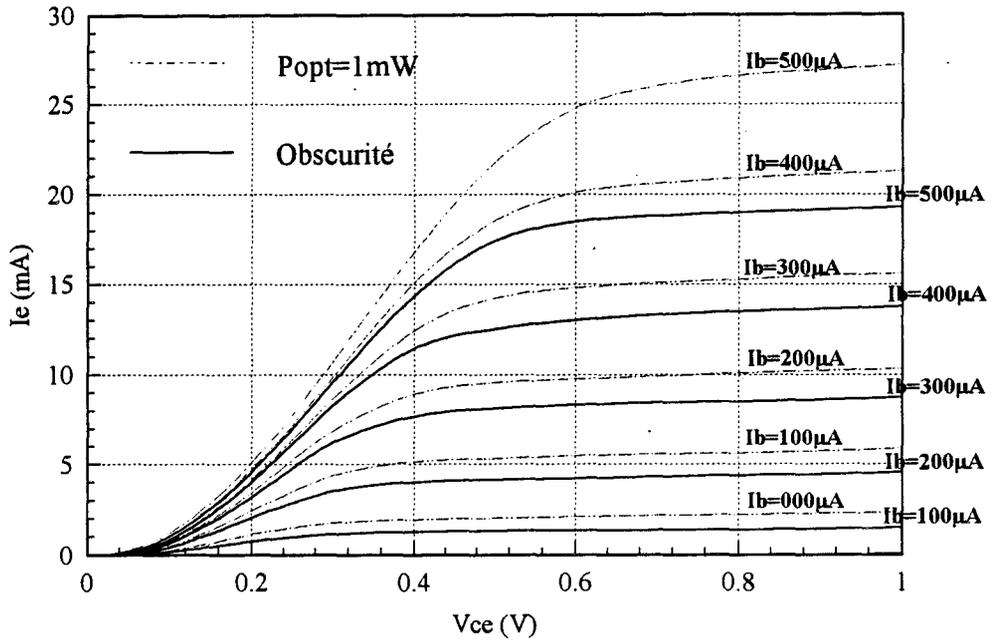


Figure IV-31 : comparaison entre les réseaux de courbes  $I_e(V_{ce})$  en régime d'obscurité et sous éclairment.

Contrairement au cas des PTH-2T où il était difficile de connaître avec précision le gain en photocourant (ou gain optique), faute de connaître l'efficacité quantique externe du composant, il est ici beaucoup plus aisé de déterminer cette valeur. En effet, comme nous l'avons déjà précisé auparavant, la jonction base-collecteur constitue l'équivalent d'une photodiode PIN-guide. Il suffit donc de déconnecter l'émetteur et de polariser la jonction base-collecteur en inverse pour connaître le photocourant dû à l'absorption du matériau, sans tenir compte de l'effet transistor. Nous avons donc effectué cette opération, sans changer les conditions d'injection lumineuse, et avons obtenu un photocourant primaire de  $140\mu A$ , pour une puissance optique incidente de  $1mW$ , ce qui correspond à un coefficient de réponse de  $0,14A/W$ , d'où une efficacité quantique externe de  $R=0,14$  (puisque l'on travaille à  $\lambda=1,3\mu m$ ). Il s'agit bien de l'efficacité quantique externe, et non de l'efficacité quantique interne : cette valeur dépend donc fortement du type de fibre employé (ici : fibre monomode lentillée).

On peut alors se poser la question suivante : est-ce que l'injection optique d'un faisceau de puissance  $1mW$  a les mêmes effets sur le courant d'émetteur qu'une variation de  $0.14mA$  du courant de base ?

Pour vérifier cela, nous avons tracé les courbes  $I_e(I_b)$ , et pour que cela soit plus parlant, les courbes  $I_b(I_e)$ , en régime d'obscurité et d'éclairment sous  $1mW$  de puissance optique, pour une tension  $V_{ce}$  de  $1V$  (Figure IV-32a et 32b). On constate alors Figure IV-32b, que la courbe obtenue sous éclairment est identique à celle obtenue en régime d'obscurité, décalée d'une valeur de  $I_b = 0.14mA$  !

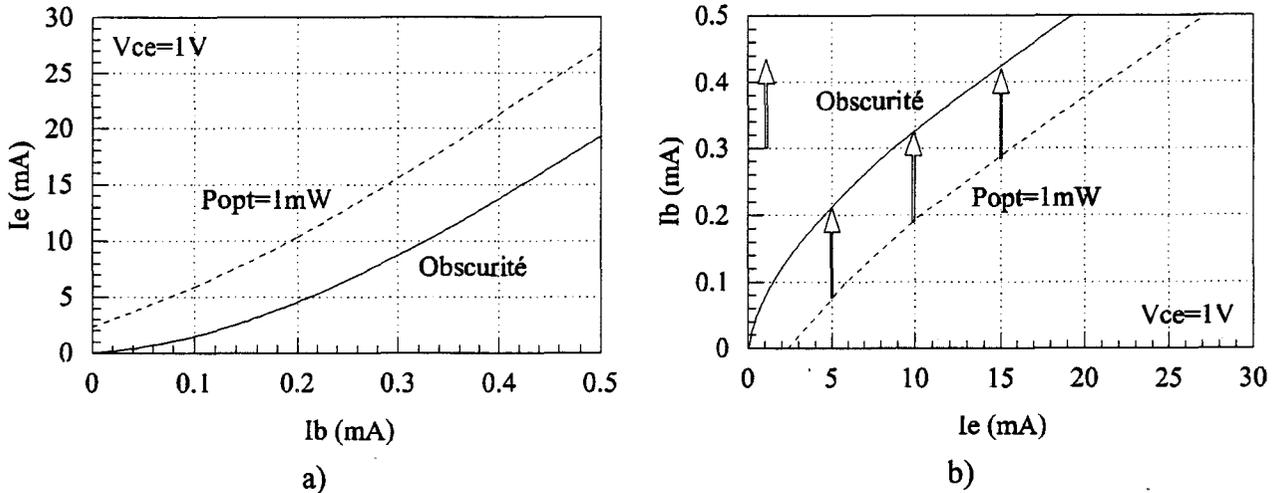


Figure IV-32 : Représentation de  $I_c(I_b)$  et  $I_b(I_c)$  sous éclaircissement et en obscurité

Nous retrouvons donc bien la valeur du photocourant "primaire", et cela semble donc bien prouver qu'il n'y a pas de différence, d'un point de vue statique, entre un courant injecté électriquement par l'intermédiaire de la base, et un courant "injecté" optiquement. Cela montre également que la quasi-totalité du courant photocréé participe à l'effet transistor.

Si l'on définit le gain optique  $G$  par :

$$G = \left( \frac{h\nu}{q} \right) \cdot \left( \frac{(I_c)_{opt}}{P_{opt}} \right) \approx \frac{(I_c)_{opt}}{P_{opt}} \quad (\text{à } \lambda = 1.3\mu m) \quad (17)$$

avec  $(I_c)_{opt}$  la composante du courant au niveau de l'émetteur due à la puissance optique  $P_{opt}$  absorbée.

On a alors 
$$G = \frac{I_c(P_{incidente}) - I_c(obscurité)}{R \cdot P_{incidente}} \quad (18)$$

où  $P_{incidente}$  représente la puissance optique en sortie de fibre, et  $R$  le rendement quantique externe (ici  $R=0,14$ )

Nous avons représenté Figure IV-33 l'évolution de  $G$  en fonction du courant injecté dans la base, pour une puissance optique de  $1mW$ , et une tension  $V_{ce}=1V$ . On retrouve un gain optique qui sature lui aussi vers une valeur proche de 60, comme le gain en courant du TBH, ce qui montre une fois de plus la similitude entre l'injection d'un signal optique et l'injection d'un signal électrique.

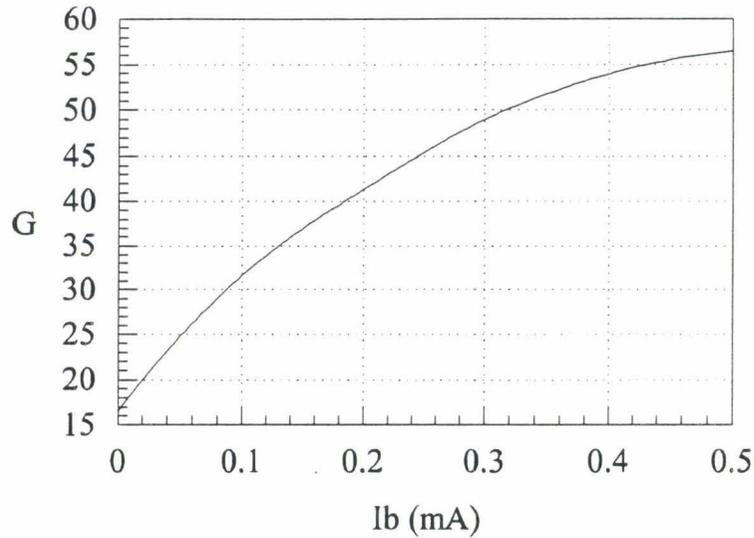


Figure IV-33 : Evolution du gain optique en fonction du courant de base pour une puissance optique de 1mW en sortie de fibre.

#### V-5-2-2 Caractérisations dynamiques

Nous avons repris Figure IV-34 la réponse dynamique du PTH-3T, en la comparant avec celle obtenue dans les mêmes conditions pour une photodiode ultra-rapide commerciale (photodiode New-Focus). Nous avons reporté également sur cette courbe la réponse dynamique de la jonction base-collecteur utilisée en tant que PIN-guide. Malheureusement, comme nous l'avons déjà vu dans le cadre des caractérisations du HPT-2T, la photodiode New-Focus ne supporte pas des puissances optiques supérieures à 1mW, et donc nous avons dû travailler à un niveau d'injection de courant relativement faible au niveau du laser, d'où une fréquence de coupure du laser située aux alentours de 8GHz. La puissance hyperfréquence imposée sur le laser, quant à elle, vaut -10dBm.

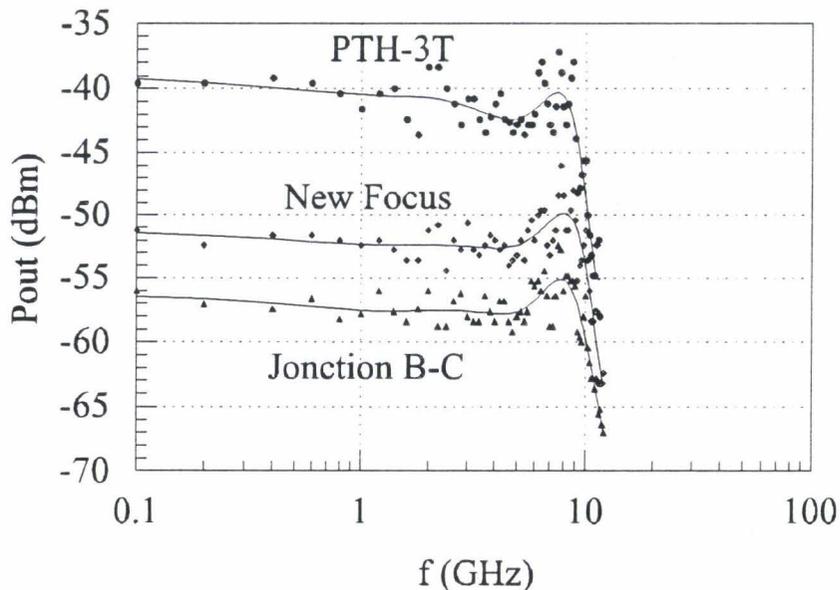


Figure IV-34 : Réponse dynamique du PTH et de sa PIN-guide associée (jonction B-C) en comparaison avec une photodiode ultra-rapide du commerce (New-Focus).

On constate cependant que le niveau de signal entre le PTH-3T et la New-Focus reste quasiment constant, avec environ 12dB de gain pour le PTH-3T. Notons également que le gain entre le PTH-3T et la photodiode PIN-guide qui lui est associée (jonction base-collecteur) reste lui aussi constant, autour de 17dB.

Afin de pouvoir définir plus précisément la fréquence de coupure à 3dB et la fréquence de transition "optique" de notre HPT-3T, nous avons augmenté l'injection de courant dans notre diode laser, ce qui nous permet d'augmenter sa fréquence de coupure, et de la fixer ainsi à 10GHz (on conserve le coupleur optique 3dB afin de ne pas injecter une puissance trop importante dans notre composant : puissance de sortie après le coupleur = 1,7mW).

Les résultats ainsi obtenus sont présentés Figure IV-35a, et sont très semblables à ceux de la Figure IV-34. Figure IV-35b, nous avons représenté la différence entre le signal de sortie issu du HPT-3T ( $V_{ce}=1.5V$ , et  $I_b=0,4mA$ ) et celui issu de sa jonction Base-Collecteur. De cette courbe, on peut déterminer une fréquence de coupure à -3dB de 5GHz. Si on extrapole cette courbe par une droite de -6dB/octave [14,23-24], on en déduit alors une fréquence de transition "optique" de 40GHz!

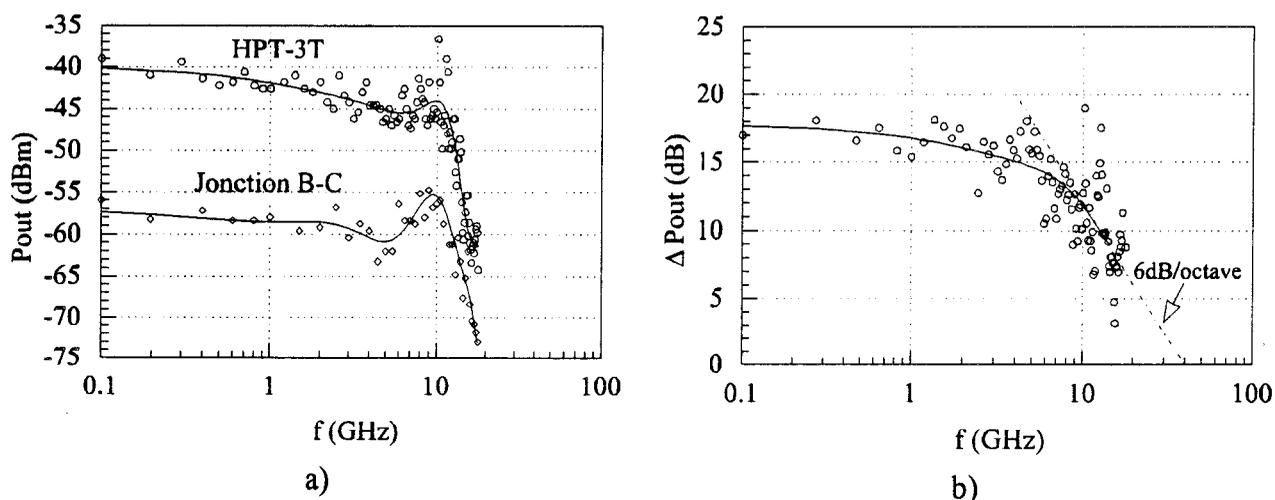


Figure IV-35 : Caractérisation dynamique du HPT-3T et détermination de sa fréquence de transition "optique".

Malheureusement, nous ne disposons pas actuellement du matériel nécessaire pour pouvoir caractériser plus finement nos composants en fréquence. Pour cela, il nous faudrait pouvoir disposer entre autre d'un modulateur optique externe capable de travailler jusqu'à 40GHz environ, et il faudrait également monter nos composants en cellule K, ce qui pose alors des problèmes pour pouvoir approcher la fibre du composant. Des cellules K spécialement conçues pour les lasers ou

pour les photodétecteurs éclairés par la tranche sont en cours de réalisation au sein de l'équipe, mais n'ont pas encore pu être utilisées dans le cadre de cette étude.

*Remarque:*

*Notons que cette valeur de fréquence de transition "optique" (40GHz) est nettement plus haute que la fréquence de transition "électrique" (20GHz) définie dans le paragraphe V-5-1-2. Ceci peut s'expliquer sans doute par le fait que l'injection du signal hyperfréquence s'effectue ici par voie optique et non par voie électrique, c'est-à-dire que nous ne sommes pas confrontés aux éléments parasites d'accès liés au plot de base. Des études plus poussées devront cependant être réalisées afin de confirmer cette hypothèse.*

### ***V-5-2-3 Utilisation du TBH-3T en tant que mélangeur***

Nous avons déjà montré dans le cadre de notre étude sur le TBH-2T qu'il était possible de mélanger deux signaux optiques au sein du composant, l'un étant un signal modulé et l'autre un signal de pompe. Dans le cadre du TBH-3T, nous allons chercher à voir s'il est possible de mélanger un signal optique de fréquence  $f_1$ , avec un signal électrique de fréquence  $f_2$  appliqué sur la base et qui pourrait être issu par exemple d'un oscillateur local.

Comme nous l'avons déjà expliqué dans le Chapitre 3, la génération de fréquences est un phénomène qui repose sur l'utilisation de non-linéarités. Or nous avons vu dans le cadre des caractérisations statiques du composant que celui-ci était fortement non-linéaire pour de faibles injections de courant dans la base (et donc par similitude, pour de faibles puissances optiques injectées). Afin de montrer que ces non-linéarités existent également lorsque l'on combine électrique et optique, nous avons réalisé l'expérience suivante : nous injectons par voie optique un signal à 1GHz, dont on fait varier la puissance en intercalant différents atténuateurs optiques entre l'isolateur optique et la fibre. On fait ainsi varier la puissance optique en sortie de fibre entre  $20\mu\text{W}$  et  $1\text{mW}$  (puissance absorbée : entre  $3\mu\text{W}$  et  $140\mu\text{W}$ ). De la même façon, on injecte un courant continu au niveau de la base. On relève alors le niveau du signal en sortie d'émetteur. Les résultats obtenus sont représentés Figure IV-36a.

On constate que pour de faibles puissances optiques, il est possible d'augmenter de façon très importante le signal en sortie de composant. Nous avons représenté Figure IV-36b l'augmentation de ce signal par rapport au cas où l'on n'injecte aucun courant au niveau de la base. Le gain obtenu est d'autant plus important que le courant de base est important, et que la puissance optique est faible. On peut ainsi dépasser les 30dB de gain, caractérisant tout à fait le comportement non-linéaire du composant pour de faibles injections (optiques ou électriques).

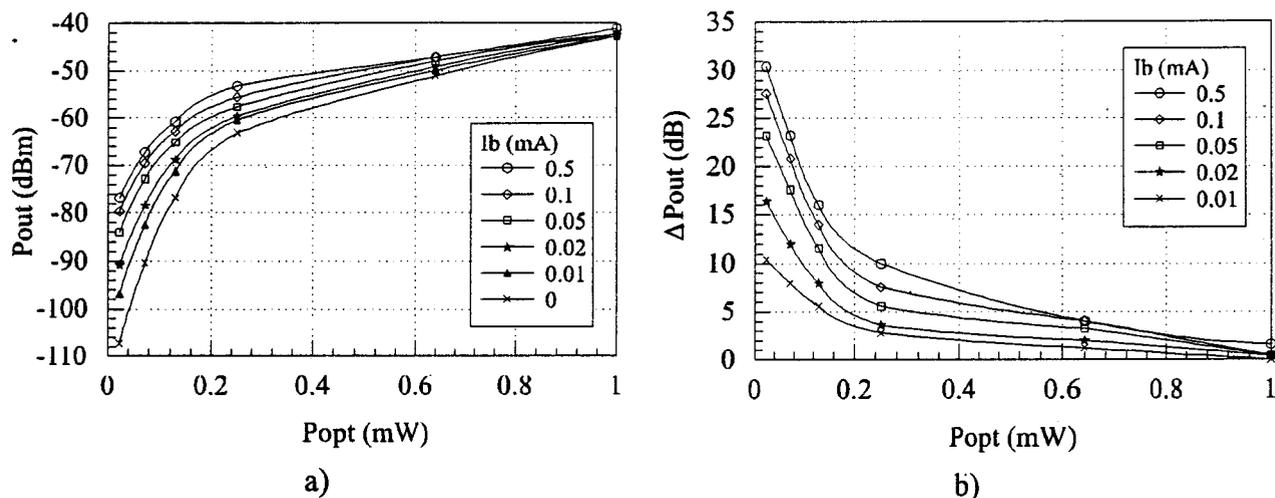


Figure IV-36 : Evolution de la puissance du signal photodétecté en fonction de la puissance optique incidente et du courant continu appliqué sur la base. (Résultats obtenus pour un signal optique modulé à la fréquence de 1GHz, et avec une puissance hyperfréquence de -10dBm appliquée sur le laser.)

Cette amplification des signaux de faibles puissances peut se révéler être une voie très intéressante dans le domaine des télécommunications par voie optique. Elle nous permet également d'envisager le mélange entre deux signaux modulés : le premier transporté par voie optique, et le second appliqué directement sur la base du TBH.

Pour vérifier ceci, nous avons réalisé l'expérience suivante. Nous éclairons le composant avec un signal optique modulé à la fréquence  $f_1$ , fixée à 8GHz (la puissance hyperfréquence appliquée sur le laser vaut 0dBm). Sur la base, nous imposons un signal électrique hyperfréquence, de puissance -10dBm, dont on fait varier la fréquence  $f_2$  entre 500MHz et 10GHz. On mesure alors en sortie sur analyseur de spectres l'amplitude des différentes raies : la raie à  $f_1=8$ GHz due au signal optique ( $S_1$ ), la raie à la fréquence  $f_2$  due au signal imposé sur la base ( $S_2$ ), et les deux raies issues du mélange, respectivement aux fréquences  $f_1-f_2$  et  $f_1+f_2$  ( $S_{1-2}$  et  $S_{1+2}$ ). Les résultats obtenus sont présentés Figure IV-37. On a indiqué sur les tracés de  $S_{1-2}$  et  $S_{1+2}$  les fréquences auxquelles elles correspondent.

On constate que les courbes de mélange suivent la même évolution que le signal  $S_2$  dû au signal de pompe appliqué sur la base. Seul le signal  $S_{1-2}$  "décroche" lorsque l'on se situe à une fréquence de mélange proche de 0, ceci étant probablement le résultat de différents éléments du circuit extérieur qui présentent des pertes importantes à basse fréquence (câbles de connexion et Té de polarisation).

Il serait bien évidemment très intéressant de connaître le gain de conversion de notre mélange. En effet, la puissance du signal  $S_1$  figurant sur la courbe représente la puissance du signal optique en sortie de composant, donc amplifiée par l'effet transistor. Il aurait été intéressant

de connaître le niveau de ce signal, sans tenir compte de cette amplification. Pour cela, comme nous l'avons déjà vu, il suffit de mesurer la puissance du signal détecté par la jonction base-collecteur. Malheureusement, nous n'avons pas effectué cette caractérisation dans la foulée des précédentes, et il nous a été impossible de l'effectuer à nouveau par la suite, le composant ayant "flashé" lors d'une autre série de manipulations. Pressés par le temps, nous n'avons pas pu monter d'autres composants en boîtier pour réaliser de nouvelles caractérisations.

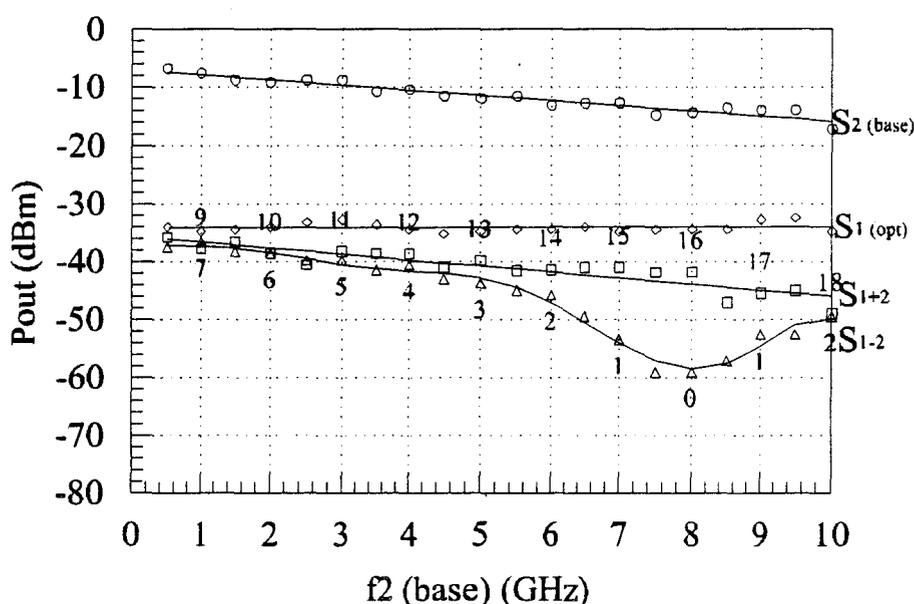


Figure IV-37 : Représentation du niveau des différents signaux en sortie de composant lorsque l'on mélange un signal optique de fréquence  $f_1$  et un signal électrique de fréquence  $f_2$ .

Cependant, il est possible d'avoir une idée relativement précise du gain de conversion. En effet, Figure IV-35, nous avons représenté le niveau de la jonction base-collecteur pour des conditions de polarisation du laser identiques à celles utilisées dans nos caractérisations de mélange. Les seules différences entre ces deux manipulations sont les suivantes :

- la puissance hyperfréquence sur le laser (-10dBm pour les caractérisations en dynamique, et 0dBm pour les caractérisations en mélange);
- l'utilisation d'un coupleur optique 3dB servant d'atténuateur lors de la caractérisation dynamique, alors que l'on n'en a pas utilisé pour effectuer nos essais de mélange (3dB optique, donc en sortie de composant : 6dB électrique);
- la tension  $V_{ce}$  est plus faible lors des manipulations en mélange.

Les deux premiers points nous donnent une puissance du signal détecté par la jonction base-collecteur qui devrait être supérieure de 16dB à celle mesurée expérimentalement Figure IV-35. Le dernier point aurait plutôt tendance à diminuer la puissance du signal optique détecté lors des manipulations en mélange. Cependant, ne sachant pas dans quelle mesure ce paramètre peut jouer,

on ne va pas le prendre en compte, tout en sachant donc que la valeur réelle du gain de conversion doit être légèrement supérieure à celle que nous allons déterminer. Nous déduirons donc une valeur minimale de ce gain de conversion.

Figure IV-35, nous avons mesuré une puissance détectée par la jonction base-collecteur égale à  $-58\text{dBm}$ . Etant donné ce que l'on vient de dire, on peut donc la supposer égale à  $-42\text{dBm}$  dans le cas qui nous intéresse. Le gain de conversion de notre composant correspond donc à la valeur de la puissance du signal de mélange en sortie du PTH-3T ( $S_{1-2}$  ou  $S_{1+2}$ ) moins cette puissance (non amplifiée) de  $-42\text{dBm}$ . Nous avons représenté Figure IV-38 l'évolution de ce gain de conversion en fonction de la fréquence  $f_2$  du signal appliqué sur la base, et pour un signal optique modulé à la fréquence  $f_1$  de  $8\text{GHz}$ . On obtient alors des gains de conversion de  $+6\text{dB}$  à  $f_2=500\text{MHz}$ , et encore égal à  $-3\text{dB}$  à  $f_2=9\text{GHz}$  (ce qui correspond à une raie de mélange à  $17\text{GHz}$ ).

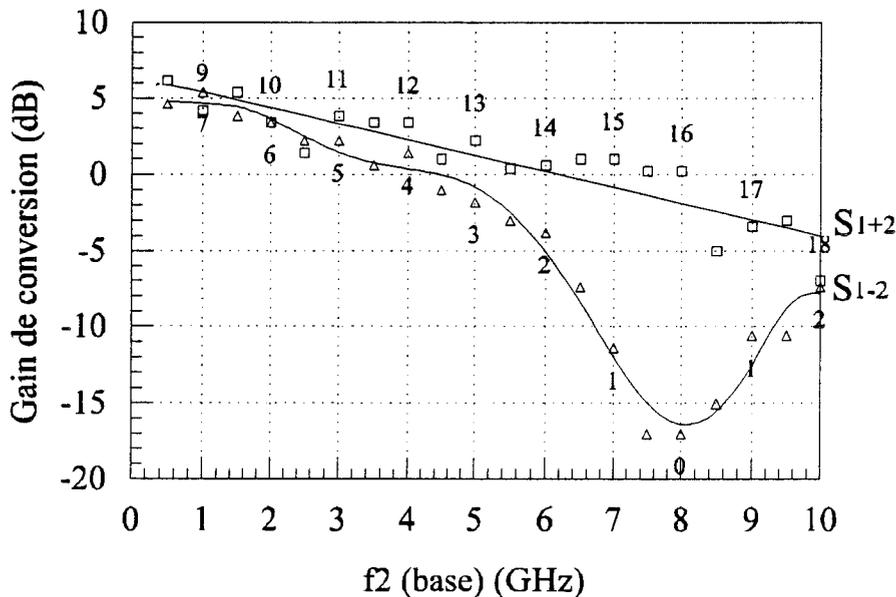
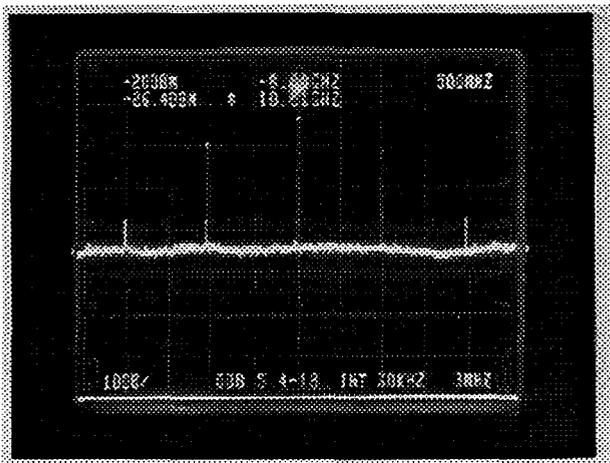


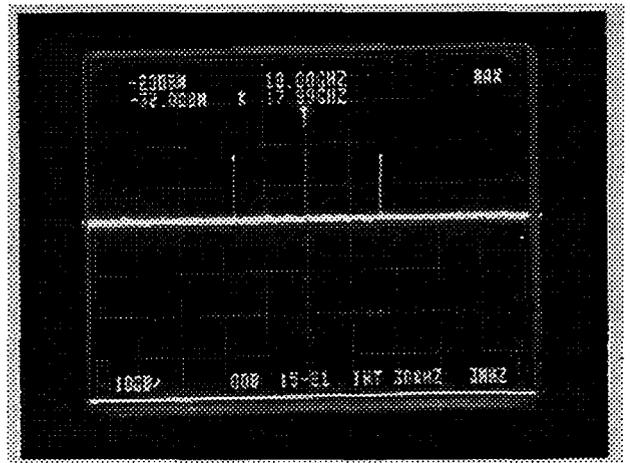
Figure IV-38 : Evolution du gain de conversion pour les deux signaux de mélange (Puissance hyperfréquence appliquée sur la base :  $-10\text{dBm}$ )

Pour terminer, ajoutons que pour réaliser ces caractérisations, nous avons imposé sur l'électrode de base une puissance hyperfréquence de  $-10\text{dBm}$ . Or il semble, d'après des manipulations effectuées ultérieurement, que le point de compression à  $-1\text{dB}$  de notre composant se situe entre  $-5\text{dBm}$  et  $0\text{dBm}$  de puissance hyperfréquence en entrée. Il est donc fort probable que notre gain de conversion maximum soit de  $5$  à  $10\text{dB}$  supérieur à celui calculé précédemment, et donc que l'on ait encore du gain de conversion au-delà de  $20\text{GHz}$ . De nouvelles séries de caractérisations devront être entreprises pour confirmer ces résultats.

Quoiqu'il en soit, les PTH-3T réalisés présentent des caractéristiques de mélange de signaux optique-électrique très intéressantes. Il nous permettent d'envisager de transposer un signal émis par une diode laser traditionnelle, donc ne montant pas très haut en fréquence, sur une porteuse de fréquence nettement plus haute, tout en ayant du gain au niveau du signal. A titre d'exemple supplémentaire, nous avons repris Figure IV-39, le spectre de raie obtenue pour un mélange entre un signal optique modulé à 1GHz (puissance hyperfréquence sur le laser : 10dBm) et un signal hyperfréquence modulé à 10GHz (Figure IV-39a) et 18GHz (Figure IV-39b) (puissance hyperfréquence sur la base : -20dBm).



a)



b)

Figure IV-39 : Photographies de spectres de raies caractérisant le mélange entre un signal optique et un signal électrique imposé sur la base.

(Ces photographies n'ont pas été prises dans les meilleures conditions de mélange puisque la puissance hyperfréquence du signal de base est de -20dBm, alors que le point de compression doit se situer vers 0dBm)

- a) Signal de base modulé à 10GHz, et signal optique modulé à 1GHz.
- b) Signal de base modulé à 18GHz, et signal optique modulé à 1GHz.

#### V-5-2-4 Conclusion sur le HPT-3T

Nous avons mis au point et développé une nouvelle technologie pour le laboratoire, celle des Transistors Bipolaires à Hétérojonction InP/GaInAs. Les composants réalisés ont été conçus pour pouvoir être clivés et éclairés par la tranche, et ainsi fonctionner comme les HPT-2T précédemment étudiés, tout en ayant à notre disposition une électrode de base supplémentaire. Ce genre de composant (HPT-3T) n'a encore, à notre connaissance, jamais été réalisé.

Pour arriver à un tel résultat, nous nous sommes basés sur notre expérience technologique des PIN-guides et du HPT-2T en évitant les erreurs commises précédemment. Nous nous sommes également investis dans la gravure chimique sélective du GaInAs et de l'InP. L'utilisation de

certaines solutions de gravure chimique nous a permis de développer également une technologie de dépôt du contact ohmique de base auto-aligné sur le contact d'émetteur. La technique de planarisation par polyimide et de gravure par plasma de celui-ci nous permet de réduire fortement le nombre d'étapes de lithographie. C'est ainsi que, en utilisant différentes méthodes de gravure auto-alignées (matériau ou polyimide), nous avons pu réaliser nos HBT en ayant recours à seulement cinq étapes de photolithographie traditionnelle.

Les HBT ainsi obtenus présentent des gains en courant d'environ 60, et des gains en photocourant du même ordre de grandeur. Il semble en effet que le comportement du composant soit semblable lorsque l'on utilise une commande optique ou une commande électrique, du moins en caractérisation statique. L'utilisation de la jonction base-collecteur en tant que photodiode PIN-guide nous permet de connaître de façon très précise et très rapide le rendement quantique externe du composant, et donc de déterminer ainsi son gain en photocourant. Les HPT-3T caractérisés en dynamique présentent des fréquences de coupure à -3dB de l'ordre de 5GHz, et on peut extrapoler leur fréquence de transition aux environs de 40GHz, ce qui est un résultat tout à fait satisfaisant pour un composant qui n'est qu'une toute première réalisation, et dont les différents paramètres n'ont pas été optimisés.

Le HPT-3T présente également des non-linéarités de gain qui nous permettent d'envisager son utilisation en tant que mélangeur. Cependant, contrairement au HPT-2T qui ne possède pas d'électrode de base, il devient ici possible de mélanger un signal optique avec un signal électrique appliqué sur la base. De telles caractérisations ont été effectuées, et l'on obtient ainsi de très bons résultats : il devient alors envisageable de mélanger des signaux optiques modulés par exemple à 2GHz (communications mobiles), et de les transposer sur une porteuse à une fréquence nettement supérieure, voire peut-être même dans le domaine millimétrique.

## VI Conclusion sur cette étude

Dans ce chapitre, nous avons développé un composant dont le concept est relativement nouveau : le phototransistor à hétérojonction InP/GaInAs de type guide d'onde.

Nous avons tout d'abord rappelé le fonctionnement de base du transistor bipolaire à hétérojonction. Nous avons alors montré qu'il était possible de commander optiquement un tel composant. De part sa structure similaire, aux dopages près, à celle des photodiodes PIN-guides, nous en avons conclu à la réalisation de phototransistors guides d'onde.

Nous avons tout d'abord conçu un phototransistor sans connexion de base (HPT-2T). Pour le réaliser, nous avons utilisé le même type de technologie que pour les photodiodes PIN-guides

précédemment étudiées. C'est ainsi que nous avons pu déterminer le gain interne de ces composants, en comparant leur coefficient de réponse à celui des PIN-guides de structures équivalentes. Les problèmes de thermocompression de fil de connexion étant moins importants que pour les PIN-guides, nous avons réussi à obtenir de bonnes caractéristiques en dynamique. Ainsi nous avons montré que notre composant était susceptible de présenter du gain jusqu'à une fréquence d'environ 25GHz. Nous avons également montré que celui-ci était utilisable pour réaliser des mélanges de signaux optiques en jouant sur les non-linéarités de gain à faible puissance optique injectée.

Ensuite nous avons mis au point la technologie d'un composant n'ayant encore jamais été réalisé jusqu'à présent : le phototransistor à hétérojonction guide d'onde, avec connexion de base, ou plus simplement, le HPT-3T guide d'onde. Pour cela, nous avons mis au point la technologie HBT qui n'existait pas au laboratoire. Le "design" des composants réalisés a été adapté afin de pouvoir cliver les composants, permettant ainsi l'injection de la lumière par la tranche. Les composants ont été caractérisés et montrent des fréquences de transition en photodétection d'environ 40GHz. Ils présentent également des non-linéarités de gain à faible injection, qui permettent d'effectuer des mélanges entre un signal optique et un signal électrique imposé sur la base. Ces mélanges présentent des gains de conversion importants jusqu'à des fréquences élevées.

Les résultats obtenus sont donc tout à fait intéressants, notamment dans le cadre du HPT-3T. Nous avons là en effet un composant aux intérêts multiples :

- tout d'abord, il permet d'amplifier le signal photodétekté, et cela jusque dans la gamme millimétrique, ce qui en fait un composant de choix pour la photodétection ultra-rapide ou pour les systèmes de communication par voie optique;

- ensuite, sa structure guide d'onde lui confère un meilleur rendement quantique et des dimensions plus faibles qu'un phototransistor traditionnel qui serait éclairé par la surface;

- enfin, il permet de mélanger un signal optique avec un signal électrique imposé sur la base. Cette caractéristique est tout à fait intéressante, notamment pour l'utilisation de lasers classiques "grand public" (faible coût mais également fréquence de coupure faible : 1 ou 2GHz) dans des systèmes hyperfréquences, voire millimétriques. Grâce à l'utilisation d'un tel photodécteur, il devient en effet possible à la fois de détecter le signal optique, de l'amplifier, et de le transposer sur une porteuse hyperfréquence, tout en ayant encore du gain au niveau du signal de mélange.

Tout cela en fait un transducteur opto-hyperfréquence très complet, facilement intégrable dans des circuits électroniques plus complets basés sur l'utilisation de transistors TBH. De même, grâce à son éclairage latéral, il est envisageable de l'intégrer monolithiquement dans des circuits optiques plus complets pouvant intégrer des diodes lasers, des guides d'onde passifs, des

commutateurs, des modulateurs, etc..., la seule limite à cela étant de maîtriser la verticalité de la gravure RIE afin de remplacer l'opération de clivage par une gravure sèche pour la réalisation de la facette d'entrée.

Il reste cependant de nombreuses études et améliorations à apporter à ce composant. En effet, les structures processées n'étaient pas optimisées, aussi bien électriquement qu'optiquement, et la technologie employée peut également être améliorée :

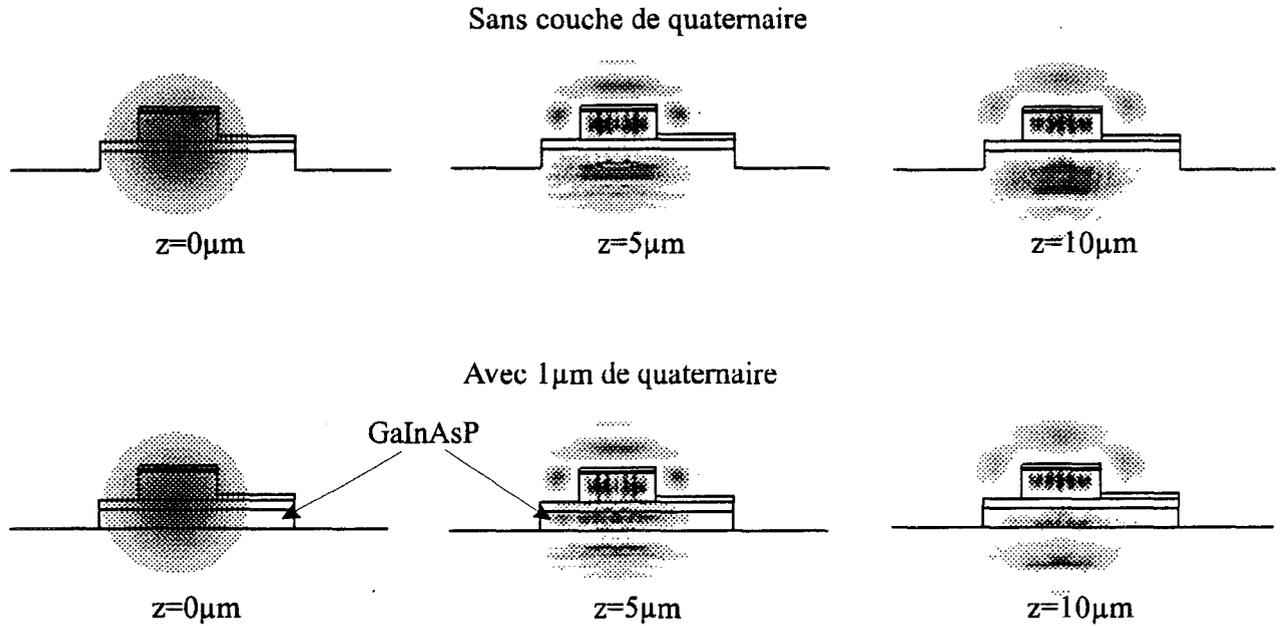
- D'un point de vue technologique, il serait intéressant de disposer notre électrode de collecteur en face avant de notre composant, ce qui nous permettrait d'étudier d'autres configurations que celle en collecteur commun. De même, comme nous venons de le signaler, il serait intéressant également de remplacer l'opération de clivage par une gravure RIE pour réaliser la facette d'entrée du composant.

- D'un point de vue électrique, nous savons qu'il est possible d'atteindre des fréquences de transition nettement supérieures à 100GHz pour des TBH dont la structure est parfaitement optimisée (épaisseur de base, réalisation de structures à variation de dopage du type HILOE ou autre,...). Des études sont actuellement en cours au sein de l'équipe du Pr. P.A. Rolland afin d'améliorer cet aspect de la structure.

- D'un point de vue optique, nous avons vu que le rendement quantique externe des composants réalisés était relativement faible ( $\eta=0,14$  dans le cas de notre HPT-3T de  $4\mu\text{m}$  de largeur de ruban), même en utilisant une fibre lentillée. Là aussi, certaines améliorations sont envisageables très rapidement. Contrairement au PIN-guide, il est délicat d'insérer une couche de confinement optique en quaternaire au-dessus de la base, ceci influant sur les propriétés électriques du transistor. Par contre, rien n'empêche d'insérer sous le collecteur une couche de quaternaire qui permettra un meilleur confinement optique de la lumière injectée. C'est ce que nous montrons Figure IV-40, où nous comparons le parcours de l'énergie optique au sein de deux structures, la première étant celle réalisée technologiquement, et la seconde étant la même mais avec  $1\mu\text{m}$  de quaternaire ( $\lambda_c=1,3\mu\text{m}$ ) supplémentaire sous le collecteur.

Cette simulation a été effectuée à  $\lambda=1,55\mu\text{m}$  avec utilisation d'une fibre de  $9\mu\text{m}$  de diamètre de tâche et une largeur d'émetteur de  $6\mu\text{m}$ . On constate que la couche de confinement en quaternaire empêche une grande partie de l'énergie optique de se dissiper dans le substrat, et la réinjecte vers le collecteur où elle est absorbée. On obtient ainsi pour un composant de  $10\mu\text{m}$  de long, une amélioration du rendement quantique qui passe ainsi de 0,22 à 0,38. Il ne s'agit là que d'une première approche, et une étude complète est actuellement en cours pour déterminer les

meilleures épaisseurs de quaternaire à utiliser afin d'optimiser le rendement quantique de notre structure, cette épaisseur étant comprise entre  $0\mu\text{m}$  et  $1\mu\text{m}$ .



*Figure IV-40 : Comparaison entre les propagations de l'énergie lumineuse dans des structures ayant ou non une couche de confinement. (z=longueur de propagation)*

Notons également pour terminer, qu'une étude au sein de l'équipe est actuellement en cours afin d'intégrer la fonction optique au niveau du schéma équivalent. Cela permettra alors de mieux prévoir le comportement de notre composant en tant que phototransistor en jouant à la fois sur l'injection optique et sur l'injection électrique au niveau de la base. Il deviendra également possible d'utiliser ce schéma pour modéliser le comportement du composant dans un circuit plus complet, permettant par exemple le contrôle optique d'un oscillateur local, ceci étant la finalité du contrat DRET.

## Références bibliographiques du Chapitre IV

- [1] "High speed photoresponse mechanism of a GaAs-MESFET"  
T. Sugeta and Y. Mizushima  
Japanese Journal Of Applied Physics, vol. 19, n°1, 1980, pp.L27-29
- [2] "InGaAsP-InP Heterojonction Phototransistors and Light Amplifiers"  
A. Sasaki and M. Kuzuhara  
Japanese Journal Of Applied Physics, vol.20, n°4, 1981, pp. L283-286
- [3] "Theoretical Analysis of Heterojonction Phototransistors"  
T. Moriizumi and K. Takahashi  
IEEE Trans. On Electron. Devices, vol. 19, n°2, 1972, pp. 152-159
- [4] "Etude des phénomènes de photoconduction dans l'AsGa: application à la réalisation d'une tête optique intégrée"  
J.P. Vilcot  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 19 Octobre 1984
- [5] "Etude et réalisation de photorécepteurs associant en intégration monolithique sur AsGa une photodiode Schottky et un TEC"  
H. Verrièle  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 7 Mai 1987
- [6] "Contribution à l'étude des phénomènes de photoconduction sur matériaux contraints GaInAs/GaAs. Application à la réalisation de têtes optiques intégrées aux longueurs d'onde 1,3 $\mu$ m-1,55 $\mu$ m"  
J. Ramdani  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 19 Mai 1987
- [7] "Etude et réalisation de photorécepteurs pour les longueurs d'onde 1,3 $\mu$ m-1,55 $\mu$ m intégrés monolithiquement à base de nouvelles structures semiconductrices à fort désaccord de mailles"  
A. Hosseini Tehrani  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 26 Mai 1989
- [8] "Contribution à l'étude des transistors bipolaires à hétérojonction par la réalisation d'amplificateurs monolithiques de forte puissance en bande X."  
A. Tachafine  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 10 Mars 1994
- [9] "Propriétés statiques et dynamiques d'un transistor bipolaire à collecteur réalisé par implantation haute énergie développé en technologie VLSI CMOS"  
A. Marty  
Thèse de doctorat de l'Université de Toulouse, 1992
- [10] "Epitaxie par jets moléculaires d'hétérostructures GaAlAs/GaAs pour transistors et circuits intégrés bipolaires"  
J.L. Lievin  
Thèse de doctorat de l'Université de Paris XI, 1986

- [11] "Contribution à la compréhension de fonctionnement particuliers du transistor bipolaire en hyperfréquences".  
Y. Druelle  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, 1985 .
- [12] "Millimeter Wave Generation Using InP HBT Phototransistors"  
D.C. Scott and H.R. Fetterman  
"InP HBT's: Growth, Processing, and Applications" B. Jalali and S. Pearton  
Chapitre 10, pp. 378  
Artech House Publishers
- [13] "Demonstration of Enhanced Performance of an InP/InGaAs Heterojunction Phototransistor with a Base Terminal"  
S. Chandrasekhar, M.K. Hoppe, A.G. Dentai, C.H. Joyner, and G.J. Qua  
IEEE Electron. Device Letter, vol.12, n°10, Oct. 1991, pp. 550-552
- [14] "High-Speed InP-InGaAs Heterojunction Phototransistors Employing a Nonalloyed Electrode Metal as a Reflector"  
H. Fukano, Y. Takanashi and M. Fujimoto  
IEEE J. Quantum Electron., vol. 30, n°12, pp. 2889-2895, December 1994.
- [15] "InP/In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As heterojunction phototransistors grown by chemical beam epitaxy"  
J.C. Campbell, W. T. Tsang, and G. J. Qua  
IEEE Electron Dev. Lett., vol. EDL-8, pp. 171-173, 1987.
- [16] "High sensitivity InP/InGaAs heterojunction phototransistors"  
J.C. Campbell, A.G. Dentai, C.A. Burrus, and J.F. Ferguson  
Electron Lett., 1980, Vol. 16, n°18, pp. 713-714
- [17] "Resonant cavity enhanced AlGaAs/GaAs heterojunction phototransistors with an intermediate InGaAs layer in the collector"  
M.S. Ünlü, K. Kishino, J.-I. Chyi, L. Arsenault, J. Reed, S. N. Mohammad, and H. Morkoç  
Appl. Phys. Lett., vol. 57, pp. 750-752, 1990.
- [18] "Resonant-cavity InGaAlAs/InGaAs/InAlAs phototransistors with high gain for 1.3-1.6  $\mu\text{m}$ "  
A. Dodabalapur and T. Y. Chang  
Appl. Phys. Lett., vol. 60, pp. 929-931, 1992.
- [19] "Optically-biased, edge-coupled InP/InGaAs heterojunction phototransistors "  
D. Wake, D.J. Newson, M.J. Harlow and I.D. Henning  
Electron. Lett., 1993, Vol. 29, n°25, pp. 2217-2219.
- [20] "Optical Control of 14 GHz MMIC Oscillators Based on InAlAs/InGaAs HBT's with Monolithically Integrated Optical Waveguides"  
P. Freeman, X. Zhang, I. Vurgaftman, J. Singh and P. Bhattacharya  
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 43, n°3, pp. 373-378, March 1996.
- [21] "High speed semiconductor devices"  
Sze  
1990

- [22] "Transmission d'un signal analogique par voie optique: étude et réalisation de circuits intégrés opto-hyperfréquences"  
Sophie Maricot  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 30 Juin 1992
- [23] "Noise performance of MMIC HBTs as photodetectors"  
E. Suematsu, H. Ogawa  
24<sup>th</sup> European Microwave Conference Proceeding, 1994, vol. 1, pp311-313
- [24] "Millimeter-wave InP/InGaAs heterojunction bipolar transistors with subpicosecond extrinsic delay time"  
J.-I. Song, W.-P. Hong, C.J. Palmstrom, B.P. Van der Gaag and K.B. Chough  
Electro. Letters, vol.30, n°5, 3 Mars 1994, pp.456-57
- [25] "Réalisation de transistors à effet de champ par neutralisation de dopants par l'hydrogène atomique et par déneutralisation localisée des complexes Si-H"  
Nancy Ng Ching Hing  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 16 Février 1995
- [26] "Mise en œuvre des techniques de dépôt et gravure assistés par plasmas. Application aux composants microondes"  
M. Ceran  
Mémoire CNAM soutenu le 15 Décembre 1988
- [27] "Hétérostructure double barrière pour la réalisation de diodes et de transistors à effet tunnel résonnant"  
P. Mounaix  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, le 7 Avril 1992
- [28] "Etude statique et dynamique de transistors bipolaires à hétérojonctions (TBH) SiGe sur silicium intégrés dans une technologie bipolaire"  
B. Le Tronc  
Thèse de doctorat de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, le 13 Octobre 1995
- [29] "Caractérisation de transistors bipolaires à hétérojonction"  
L. Palmi  
Enic, projet de 5<sup>ème</sup> année, Février 1995

## **Conclusion générale**

## **Conclusion générale**

Le point de départ de ces différents travaux repose sur le constat que dans le cadre des photodétecteurs classiques, plus le signal incident est élevé en fréquence, plus le signal en sortie de composant est faible. En d'autres termes, pour obtenir des composants fonctionnant très hauts en fréquence, il est nécessaire d'effectuer des sacrifices en ce qui concerne le rendement de conversion. Nous avons donc conçu et développé différentes solutions à ce problème, que nous avons concrétisées d'un point de vue technologique par la réalisation des composants correspondants.

Dans un premier temps, la notion de mélange nous a conduit à proposer une solution permettant de contourner le problème, dans le cadre d'applications hyperfréquences ne nécessitant pas un très haut débit d'informations. C'est ainsi que nous avons intégré monolithiquement sur substrat GaAs une photodiode MSM et un transistor MESFET bigrille. La photodiode MSM assure la fonction de photodétection et le MESFET bigrille assure le mélange entre le signal photodéfecté et un signal hyperfréquence issu d'un oscillateur local externe. Nous avons exposé les principes de base du mélange, ainsi que la technologie employée et les diverses caractérisations effectuées sur les composants réalisés. On obtient ainsi de bons niveaux de mélange jusqu'à des fréquences de l'ordre de la dizaine de gigahertz.

Nous avons également étudié une autre méthode qui nous permet d'accroître le rendement quantique des structures photodéfectrices PIN. Il s'agit pour cela d'éclairer le composant par la tranche et non plus par la surface. On a alors une structure de type guide d'onde absorbant. Nous avons étudié, dans le cadre des projets européens MODAL et FRANS, le comportement optique de telles structures en utilisant la modélisation par la BPM. De cette étude, nous avons dégagé l'intérêt d'utiliser des couches de confinement optique en quaternaire qui permettent d'accroître de façon majeure le rendement quantique des structures en les rendant multimodes. Nous avons ensuite mis au point les différentes étapes technologiques de réalisation de photodiodes PIN-guides, dont la structure est compatible à celle des phototransistors-guides du chapitre suivant. Nous les avons également caractérisées, malgré quelques difficultés rencontrées dues à une mauvaise qualité du contact électrique avec le circuit extérieur.

## *Conclusion générale*

Finalement, nous avons appliqué cette idée de guide d'onde absorbant qui permet d'augmenter le rendement quantique des structures photodéectrices hyperfréquences, en l'appliquant cette fois-ci au cas des phototransistors à hétérojonction GaInAs/InP. Ce travail s'inscrit dans le cadre d'un contrat DRET. Nous avons tout d'abord expliqué succinctement les principes physiques régissant le fonctionnement des transistors bipolaires à hétérojonction, puis celui des phototransistors. Nous avons ensuite développé la technologie des phototransistors sans connexion de base (HPT-2T) et nous avons caractérisé les composants ainsi réalisés. Nous obtenons des fréquences de transition de près de 25GHz et de très bonnes propriétés en mélange de signaux optiques. Afin d'obtenir encore de meilleures performances dynamiques, nous nous sommes lancés dans la réalisation de phototransistors guide d'onde avec connexion de la base (HPT-3T). Il s'agit en fait d'un TBH permettant une injection optique par la tranche. Dans ce but, nous avons développé entièrement le procédé de fabrication des TBH, celui-ci n'ayant jamais été développé au laboratoire. Nous avons notamment mis au point la technologie de dépôt du contact de base auto-aligné sur l'émetteur. Nous avons réalisé le process dans sa totalité et caractérisé les composants obtenus. C'est ainsi que l'on a obtenu des gains en courant de l'ordre de 60, une fréquence de transition "optique" de 40GHz et de très bonnes aptitudes au mélange entre un signal optique et un signal électrique. Ce composant présente donc à lui seul trois propriétés très intéressantes pour la photodétection hyperfréquence :

- il permet une augmentation du rendement quantique interne grâce à sa structure guide d'onde;
- il possède un gain interne grâce à l'effet transistor;
- et enfin, il permet la transposition d'un signal optique sur une porteuse hyperfréquence grâce à ses excellentes propriétés en mélange.

Tout cela en fait un composant hyperfréquence très complet, pouvant être intégré dans des circuits électroniques ou optiques plus complexes. Il représente pour nous sans doute la voie la plus intéressante à suivre. D'ailleurs, à ce sujet, des études plus spécifiques ont été entreprises au laboratoire afin d'améliorer les performances de ce type de composant :

- amélioration des performances électriques par une optimisation à la fois de la structure et de la technologie du composant, visant à augmenter la fréquence de transition du composant;
- amélioration des propriétés de guidage optique afin d'accroître le rendement quantique externe de la structure;
- étude de l'utilisation du HPT-3T pour commander optiquement un oscillateur hyperfréquence;
- étude du bruit dans le HPT, en vue d'une utilisation potentielle dans des systèmes de télécommunications optiques en remplacement des photodiodes à avalanche.

## **Annexe I**

# **Réalisation de photodiodes MSM AlInAs/GaInAs submicroniques avec adaptation passive**

## **I Introduction**

Une autre solution permettant d'augmenter la puissance du signal analogique en sortie d'un photodétecteur consiste à adapter celui-ci grâce au phénomène de résonance des circuits L-C. Diverses adaptations de ce genre ont déjà été étudiées et réalisées [1-4]. Elles permettent des gains substantiels de plusieurs dB comparés à un photodétecteur non adapté. Cependant, l'adaptation de ces composants est passive et donc n'est valable que dans une bande de fréquence limitée.

Nous avons vu dans le Chapitre I qu'il était possible de réaliser des photodiodes MSM fonctionnant dans le domaine millimétrique, à supposer que l'on arrive à diminuer la largeur des doigts ainsi que l'espace qui les sépare. De telles photodiodes nécessitent une faible épaisseur de couche absorbante, ce qui implique un faible coefficient de réponse. L'adaptation passive, grâce par exemple à une ligne coplanaire court-circuitée, s'avère alors être une solution tout à fait intéressante pour de telles photodiodes. C'est ce que nous avons cherché à mettre en œuvre ici. Malheureusement, une fois les composants réalisés, nous avons constaté une résistance série très importante (aux environs de  $300\Omega$ ) qui a ruiné tout espoir de fonctionnement en hyperfréquence. Les causes de cette résistance nous sont encore mal définies, et nous n'avons pas pu pousser plus à fond cette étude faute de temps (elle a été menée en parallèle avec les photodiodes PIN-guides et les phototransistors à hétérojonction à deux et trois terminaisons!). C'est pour ces raisons que nous n'avons pas développé ce sujet dans le corps principal de ce mémoire. Cependant, la technologie mise en jeu a nécessité toute une conception au niveau du jeu de masques, et un travail d'optimisation technologique important a été fourni, notamment au niveau de l'étape de lithographie électronique des doigts du MSM. C'est donc principalement dans le but de ne pas perdre ces informations et de laisser une trace du travail effectué que nous écrivons ces quelques pages en annexe.

## II Structure des photodiodes

### II-1 Structure épitaxiale

Afin de pouvoir espérer atteindre le domaine millimétrique, il nous fallait réaliser des structures interdigitées de très petites dimensions. Des travaux de simulation ayant déjà été effectués au sein de l'équipe par Mme I. Ashour [5], nous avons décidé de reprendre la structure des photodiodes qu'elle avait étudiée. Il s'agissait de photodiodes MSM AlInAs/GaInAs sur substrat InP de largeur de doigts  $0,3\mu\text{m}$  et de distance inter-doigts  $0,3\mu\text{m}$  également. L'épaisseur optimale de la couche absorbante, afin de permettre une fréquence de coupure maximale, doit être le double environ de l'espace inter-doigts, soit dans notre cas de l'ordre de  $0,6\mu\text{m}$ . En ce qui nous concerne, nous avons travaillé avec une couche de GaInAs de  $0,5\mu\text{m}$ . La structure épitaxiale utilisée est décrite dans le Tableau A-1.

InP nid 100Å
AlInAs nid 500Å
GaInAs nid 5000Å
InP buffer 1500Å
InP S.I. substrat

Tableau A-1 : Structure épitaxiale employée.

La couche superficielle d'InP sert uniquement à protéger la couche d'AlInAs contre tout risque d'oxydation à l'air. Il aurait sans doute été plus judicieux d'utiliser une couche de GaInAs plutôt que de l'InP, car nous aurions pu facilement retirer cette couche par gravure chimique sélective, ce qui n'est pas le cas de l'InP. La couche d'AlInAs est utilisée pour obtenir de bons contacts Schottky, ce qui n'est pas possible sur du GaInAs. Cette couche est transparente aux longueurs d'onde de travail ( $1,3-1,55\mu\text{m}$ ). La couche de GaInAs est, comme nous l'avons déjà signalé, la couche absorbante de la structure. La couche d'InP de buffer sert à avoir un matériau de bonne qualité cristallographique (en ce qui concerne les épitaxies précédemment citées), mais il est important de noter que, bien que celle-ci soit non intentionnellement dopée, elle présente un faible dopage intrinsèque de type n. Il ne sera donc pas possible de déposer nos lignes d'adaptation sur ce buffer, car nous avons besoin pour cela d'un matériau totalement semi-isolant, et c'est pourquoi nous devons graver notre mesa jusqu'au substrat pour pouvoir les déposer.

### II-2 Dimension des photodiodes

Nous avons déjà vu que nous avons opté pour des photodiodes de largeur de doigts et de distance inter-doigts égales à  $0,3\mu\text{m}$ . Nous avons également retenu deux dimensions différentes en ce qui concerne la surface active (surface où les doigts sont en vis à vis) de nos composants :

$10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$  et  $20\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$ . De telles dimensions doivent en théorie nous fournir des composants dont la fréquence de coupure est largement supérieure à 45GHz.

Nous souhaitons réaliser des composants adaptés à 10GHz, 20GHz, 30GHz, et 40GHz, ainsi que des composants non adaptés. L'adaptation s'effectue en intégrant une ligne coplanaire court-circuitée en sortie de composant. Nous avons opté pour une technologie coplanaire cascadable afin de pouvoir effectuer facilement de nombreuses séries de caractérisations, notamment en dynamique, en Centrale de Caractérisation. A partir des dimensions établies, nous en déduisons par simple calcul la capacité de nos photodiodes [6], et de là nous en déduisons les différentes grandeurs des lignes d'adaptation par modélisation sous MDS. Nous avons reporté dans le Tableau A-2 les différentes grandeurs physiques obtenues (celles-ci étant représentées sur la Figure A-1) ainsi que le gain espéré en comparaison à une photodiode non adaptée de dimensions équivalentes.

	$10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$				$20\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$			
	10GHz	20GHz	30GHz	40GHz	10GHz	20GHz	30GHz	40GHz
S( $\mu\text{m}$ )	40	40	40	40	50	50	50	50
W( $\mu\text{m}$ )	10	10	10	10	20	20	20	20
L( $\mu\text{m}$ )	2500	1130	675	454	2400	1100	640	420
gain	10dB	11,7dB	10dB	8,3dB	12dB	9,5dB	6,7dB	5,2dB

Tableau A-2 : Paramètres caractéristiques de l'adaptation.

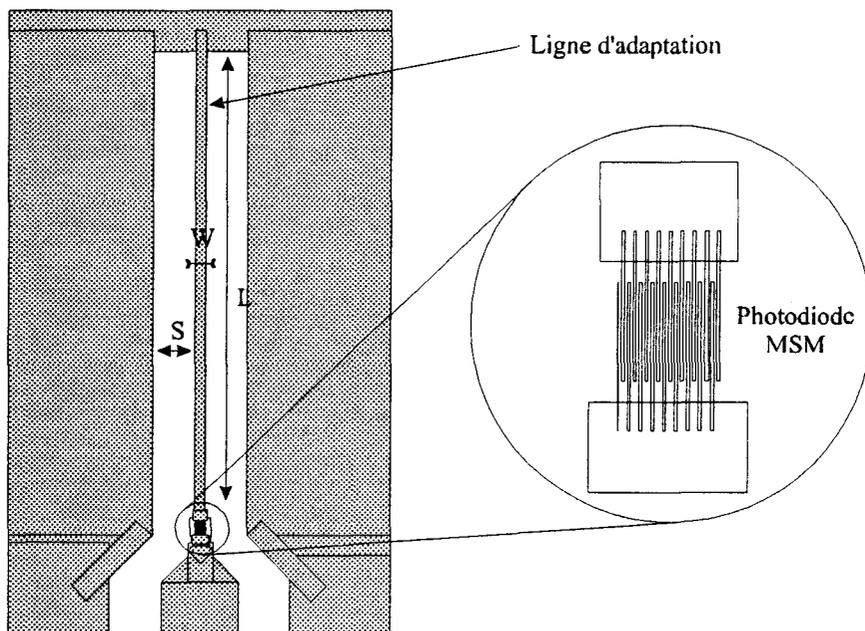


Figure A-1 : Représentation des différentes grandeurs caractéristiques du circuit d'adaptation.

### III Process technologique

Le procédé technologique que nous avons mis au point est constitué de quatre étapes lithographiques. Nous avons représenté les principales étapes de ce process Figure A-2 et nous allons maintenant le détailler.

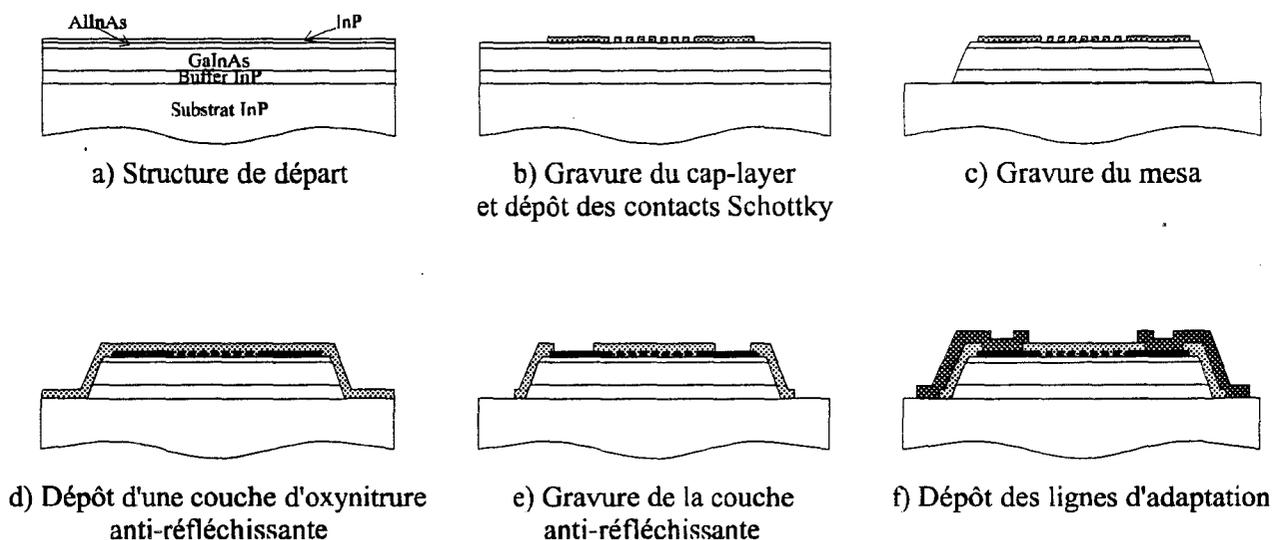


Figure A-2 : Représentation schématique du process.

➤ *Retrait du cap-layer :*

Le cap-layer utilisé ici est en InP. Pour le retirer, sans entamer la couche d'AlInAs, nous utilisons la gravure RIE  $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$ , celle-ci n'attaquant quasiment pas l'AlInAs (vitesse de gravure de l'AlInAs : environ  $10\text{\AA}/\text{mn}$ , contre  $300\text{\AA}/\text{mn}$  pour l'InP). Il aurait cependant été préférable d'utiliser un cap en GaInAs qui aurait pu être retiré sélectivement par simple gravure chimique, ce qui aurait diminué les risques d'altération des couches inférieures.

➤ *Dépôt des contacts Schottky (Figure A-2b) :*

Les doigts des MSM ainsi que des plots de connexion sont déposés en utilisant la lithographie électronique. Cette étape technologique s'est avérée excessivement délicate à réaliser. En effet, au laboratoire on sait réaliser depuis longtemps déjà des grilles de transistor qui font  $0,3\mu\text{m}$  de long. Avec le nouveau masqueur électronique, les dimensions atteintes sont même très nettement inférieures. Il ne semblait donc pas y avoir de problème particulier à ce stade du process. Cependant, il est très différent de réaliser un doigt de  $0,3\mu\text{m}$  ou d'en réaliser une vingtaine côte à côte, espacés les uns des autres de  $0,3\mu\text{m}$ . Le problème rencontré ne se situe pas au niveau de la précision du masqueur, mais au niveau des électrons rétrodiffusés : lorsqu'un

faisceau d'électrons atteint la surface de la plaquette, les électrons vont avoir des interactions élastiques avec le matériau, se répartissant en ce que l'on nomme une "poire" électronique, et une partie d'entre eux peut soit être rétrodiffusée vers l'extérieur, soit avoir des interactions inélastiques et créer des électrons secondaires qui peuvent également sortir du matériau. Ces électrons qui ressortent de notre matériau semi-conducteur vont alors exposer à nouveau la résine. La distance de sortie des électrons (quelques microns) est très importante en comparaison du diamètre du faisceau incident (quelques centaines d'Angströms). Lorsque l'on réalise la grille d'un transistor, cette surexposition n'est pas critique. Par contre, dans le cas qui nous concerne, toutes ces surexpositions s'additionnent, et il devient impossible de révéler correctement notre plaquette (voir Figure A-3).

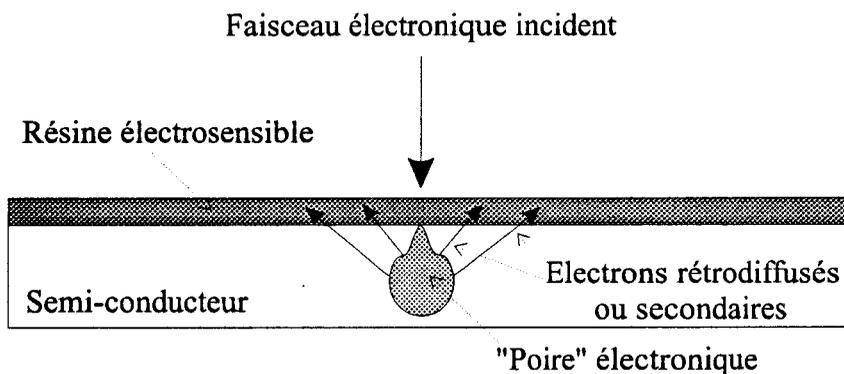


Figure A-3a : Lithographie électronique : cas d'un seul passage du faisceau (exemple : grille de transistor).

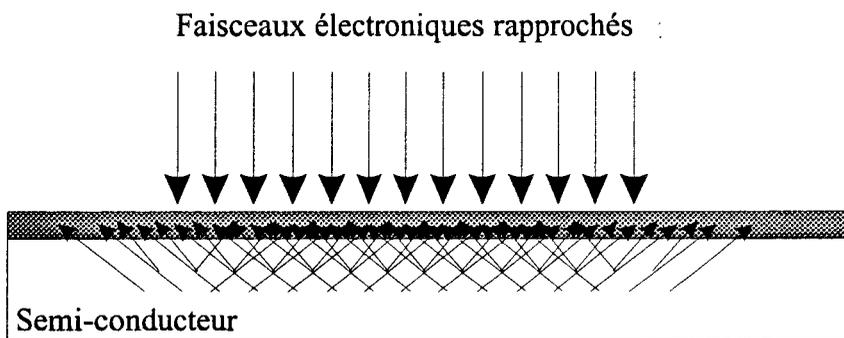
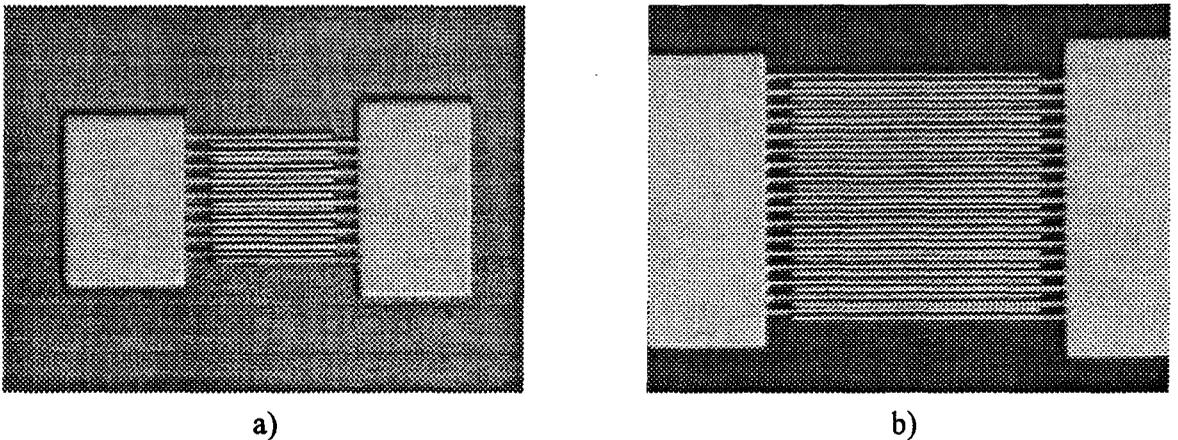


Figure A-3b : lithographie électronique : cas de plusieurs passages rapprochés du faisceau provoquant une surexposition de la résine (cas de notre MSM millimétrique).

Nous avons donc mené une étude d'optimisation afin de permettre la réalisation de telles structures. Nous avons commencé nos essais avec les dépôts de résine PMMA classiquement utilisés pour ce genre de travaux. Nous étions alors dans l'incapacité de révéler convenablement notre plaquette, celle-ci étant toujours surexposée. Afin de limiter ce problème, nous avons donc décidé de diminuer la puissance du faisceau électronique, et c'est ainsi que nous sommes passés de 100keV à 20keV. Seulement, dans de telles conditions, la puissance n'était plus assez importante pour permettre une insolation complète sur toute la profondeur de la résine. Nous avons donc

réalisé de nouveaux essais en diminuant l'épaisseur de résine électrosensible. Nous en avons également profité pour réduire la taille de spot ainsi que la densité de courant utilisée. Après de nombreuses mises au point, nous avons fini par déterminer les paramètres permettant la meilleure définition de notre structure (20kV, 3500Å de PMMA anisole 5%, paramètres du faisceau d'électrons: 50nm de diamètre, 100 $\mu$ C/cm<sup>2</sup>, 0,1nA). Nous déposons ensuite nos contacts Schottky et effectuons après lift-off un recuit stabilisateur de 300°C pendant 10mn sous azote. Nous avons représenté Figure A-4 les photographies de dépôts des contacts Schottky après optimisation des différents paramètres, pour des photodiodes de 10 $\mu$ m x 10 $\mu$ m (A-4a) et de 20 $\mu$ m x 20 $\mu$ m (A-4b).



a) b)  
Figure A-4 : Photographies des doigts des photodiodes MSM après la première étape lithographique

➤ Réalisation du mesa (Figure A-2c) :

Nous effectuons notre gravure mesa par voie chimique, ceci étant d'autant plus aisé que la solution de gravure de l'InP HCl/H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub> utilisée dans la réalisation de nos HPT-3T (voir Chapitre IV) permet également la gravure de l'AlInAs. Nous effectuons donc tout d'abord la gravure de la couche d'AlInAs grâce à cette solution. Celle-ci étant sélective par rapport au GaInAs, la gravure s'arrête d'elle même lorsqu'il n'y a plus d'AlInAs en surface. On grave ensuite le GaInAs avec la solution H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>O qui est sélective par rapport à l'InP. Lorsque la couche d'InP de buffer est atteinte, il nous faut la graver également car nous devons déposer nos lignes d'adaptation sur le substrat semi-isolant (ce qui n'est pas le cas du buffer qui est seulement non-intentionnellement dopé). On détermine la profondeur de gravure par mesures successives étant donné que la solution HCl/H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub> est très réactive et donc difficilement maîtrisable d'un point de vue vitesse d'attaque. De plus, cette solution dégage des bulles, et donc le fond de gravure ne sera pas parfait, mais cela ne devrait pas être un problème pour le bon fonctionnement de nos lignes d'adaptation.

Notons que les solutions de gravure utilisées ne donnent pas les mêmes profils d'attaque suivant les différentes orientations cristallines comme nous l'avons vu dans le Chapitre IV. Il est donc capital d'orienter convenablement notre plaquette dès la première étape lithographique sous peine de voir nos lignes hyperfréquences coupées au niveau de la descente du mesa. Une

photographie prise au microscope électronique après réalisation du méso est représentée Figure A-5.

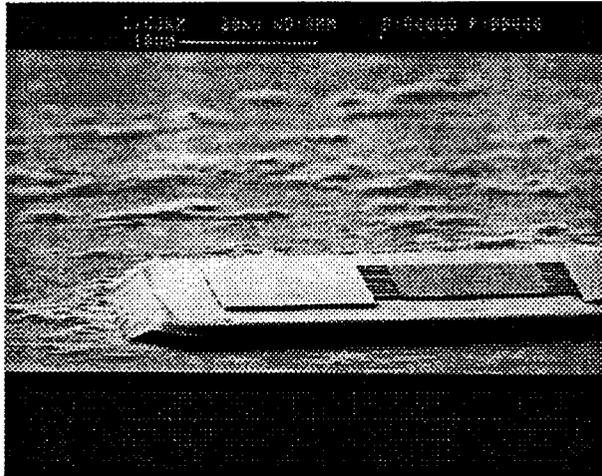


Figure A-5 : Photographie prise après réalisation du méso.

➤ *Dépôt et gravure localisée d'une couche d'oxynitride (Figure A-2d et A-2e) :*

Nous recouvrons ensuite la surface de notre plaquette par une couche d'oxynitride. Cette couche a une triple utilité :

- Tout d'abord, elle sert de couche de protection car il reste, au sommet des mesa, une couche d'AlInAs à nu qui pourrait s'oxyder très facilement au contact de l'atmosphère.
- Ensuite, elle permet de protéger la descente du méso. En effet, le buffer InP de par son dopage intrinsèque pourrait court-circuiter les lignes métalliques qui descendront les flancs du méso. Il est donc indispensable d'insérer une couche isolante à ce niveau.
- Enfin, nous déposons une épaisseur calculée à l'avance pour être anti-réfléchissante, ce qui permettra de récupérer un maximum de la puissance optique incidente.

Nous gravons ensuite cette couche d'oxynitride en utilisant un masquage de résine afin de dégager le bas du méso pour y déposer les lignes d'adaptation, ainsi également que les plots de contact des photodiodes MSM. Une photographie prise à ce stade du procédé est donnée Figure A-6.

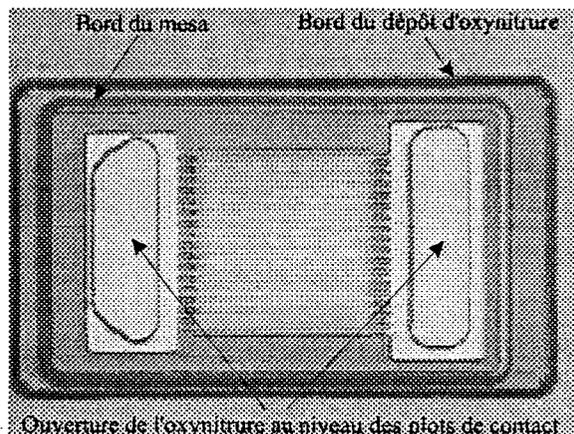
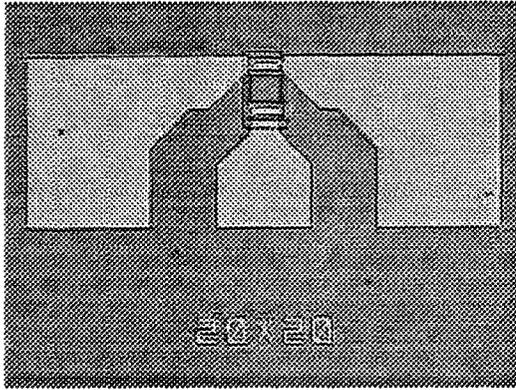


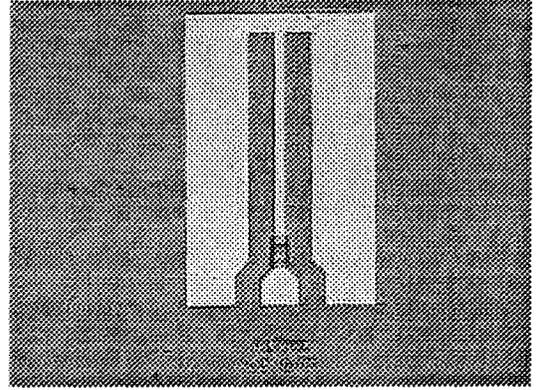
Figure A-6 : Photographie du composant après gravure de l'oxynitride.

➤ *Dépôt des lignes d'adaptation hyperfréquences (Figure A-2f) :*

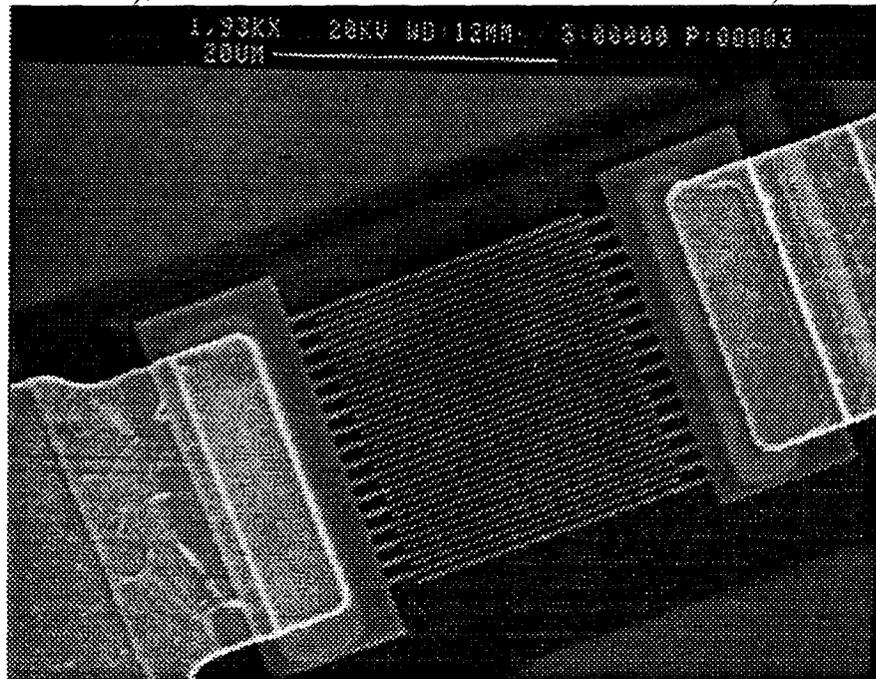
Finalement, nous terminons notre process par le dépôt des lignes d'adaptation (1000Å de titane et 7000Å d'or). Nous donnons Figure A-7 quelques photographies du composant en fin de process.



a).



b)



c)

*Figure A-7 : Photographies de composants en fin de process.  
a) MSM non adapté ; b) MSM adapté à 40GHz ;  
c) Détail de la partie active du composant.*

## IV Caractérisation

Les composants ont été caractérisés en Centrale de Caractérisation à l'IEMN. Nous présentons Figure A-8 une caractéristique I(V) obtenue sous obscurité. Celle-ci est tout à fait classique des photodiodes MSM traditionnelles et présente une plage de fonctionnement allant de

-8V à +8V. Le coefficient de réponse obtenu se situe quant à lui autour de 0,3 A/W à  $\lambda=1,3\mu\text{m}$ . Cependant, lorsque nous avons voulu caractériser les composants en hyperfréquence, il s'est avéré que nous avons une résistance série de l'ordre de  $300\Omega$  (voir Figure A-9), d'où une fréquence de coupure ne dépassant pas 2GHz (voir Figure A-10). La cause de cette résistance série n'a pas encore été établie avec certitude (détérioration de la couche d'AlInAs due à la gravure RIE du cap-layer en InP, oxydation de la couche d'AlInAs avant dépôt des contacts Schottky, ...) et nous n'avons pas eu la possibilité de nous pencher plus à fond sur ce problème par manque de temps mais surtout par manque de matériau (toujours à cause des problèmes liés au bâti de MBE).

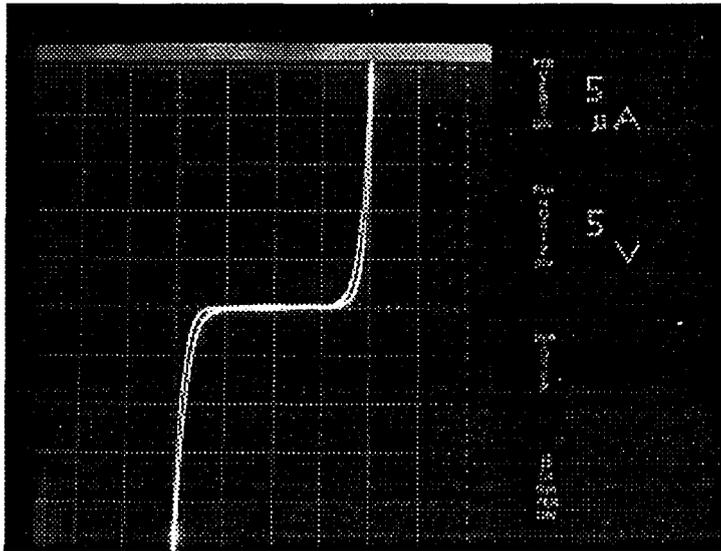


Figure A-8 : Caractéristique  $I(V)$  d'une photodiode MSM mesurée sous pointes.

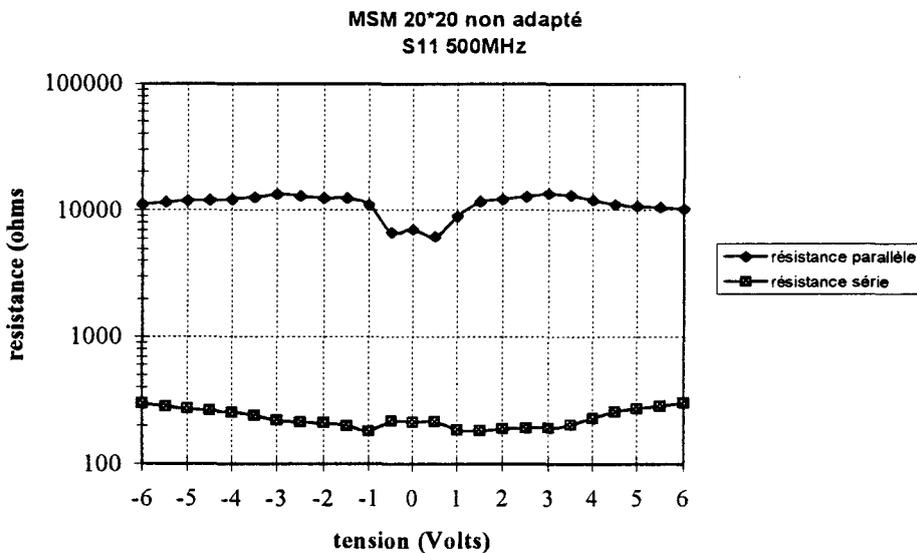


Figure A-9 : Evolution des résistances série et parallèle en fonction de la tension, obtenues par calculs sur le paramètre S11 à 500MHz pour une photodiode MSM  $20\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$ .

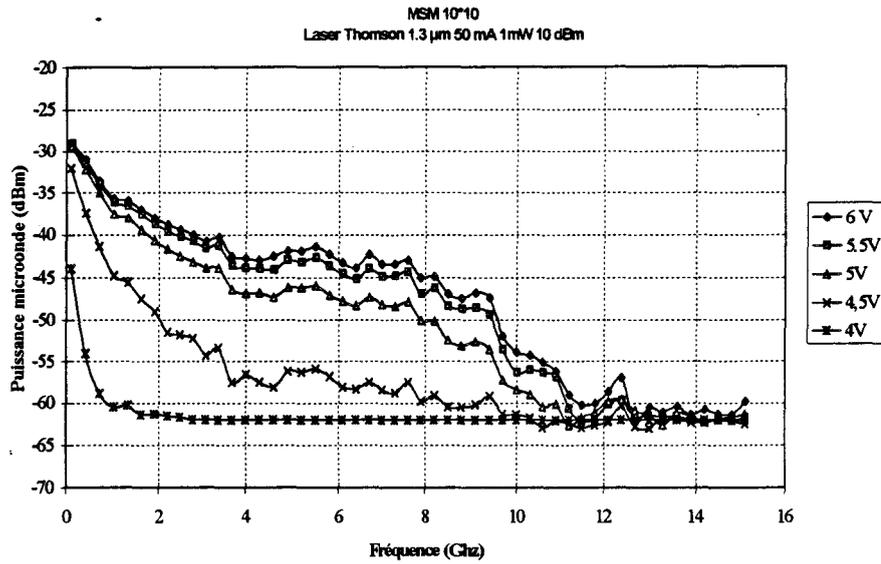


Figure A-10 : Réponse fréquentielle d'une photodiode MSM  $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ .

Cependant, une fois ce problème de résistance série résolu, nous avons peut-être ici une solution à la fois simple et efficace pour accroître le rendement de conversion de nos transducteurs opto-microondes dans des gammes de fréquence prévues auparavant.

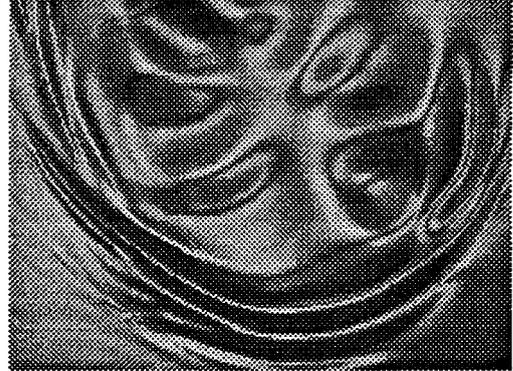
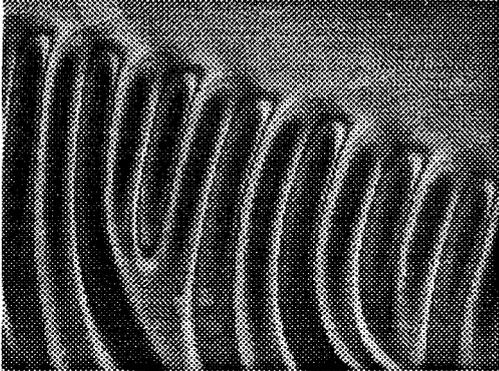
## **Références bibliographiques de l'Annexe I**

- [1] "Improvement of microwave signal optical transmission by passive matching of optoelectronic devices"  
S. Maricot, J.P. Vilcot, D. Decoster  
Microwave and Optical Technology Letters, vol. 4, n°13, Décembre 1991, pp. 591-595
- [2] "Narrow bandwidth matching of microwave photodetectors"  
J.P. Gouy, S. Mezzour, E. Degheche, J.P. Vilcot, and D. Decoster  
Proc. SPIE, Technologies for optical fiber communications, Los Angeles, January 1994
- [3] "Transmission d'un signal analogique par voie optique: étude et réalisation de circuits intégrés opto-hyperfréquences"  
S. Maricot  
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, le 30 Juin 1992.
- [4] Rapport de contrat MRT n°89-S-0327/0328
- [5] "Etude de photodétecteurs métal-semiconducteur-métal pour des applications micro-ondes"  
I.S. Ashour  
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, 25 Novembre 1994.
- [6] "Transit-time limited frequency response of InGaAs MSM photodetectors"  
J.B.D. Soole and H. Scumacher  
IEEE Trans. On Electron. Devices, vol. 37, n°11, November 1990

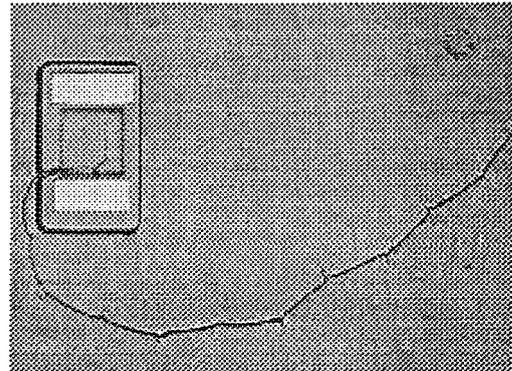
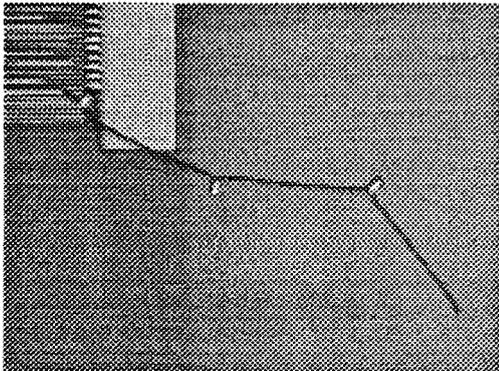
## Annexe II

### Le bêtisier de la techno

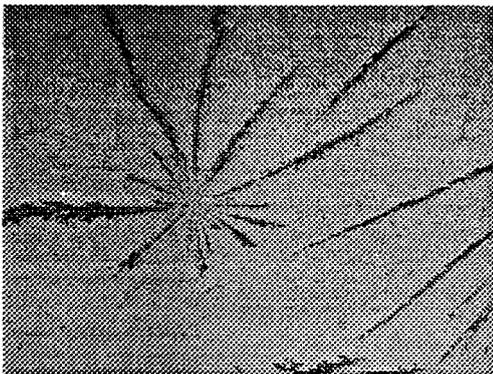
Voici quelques photographies prises par mes soins durant ces années passées en salle blanche. Elles démontrent bien sûr que tout ne fonctionne pas toujours comme on le souhaite, mais également que des erreurs commises peuvent surgir des images comiques et même très souvent esthétiques pour qui sait les regarder. En voici quelques exemples.



*Symphonie en bleu et rouge!  
(Résine recuite à trop haute température sur plaque chauffante.)*



*Cousin éloigné du marsupilami?  
(Photodiode MSM submicronique en cours de lift off.)*



*Feux d'artifice sur InP!  
(Gravure sélective d'une couche de GaInAs sur une couche d'InP. Photographie prise aux tout derniers instants de gravure de la couche de GaInAs (il ne reste que quelques îlots!!!))*

## Summary

This work is devoted to the study, the fabrication and the characterisation of optical-microwave transceivers fabricated on III-V materials, which allows to get high responsivity.

First, we give some general points about photodetection and material choice, and we emphasize on frequency limitations of classical photodetectors.

After that, we develop a new concept of photoreceiver which monolithically integrates a classical MSM photodiode and a dual-gate MESFET. This last one allows amplification and transposition of the photodetected signal on a RF sub-carrier. We realised such a device on GaAs and we describe the technological process and characterisations.

In a second part, we study wave-guide photodetectors. First, we focus on InGaAs/InP PIN wave-guide photodiodes. Thanks to a Beam Propagation Method based optical modelling, we show the great interest of wave-guide structures to increase quantum efficiency of high-speed devices. Then, we develop the technology and the characterisation of these devices.

Finally, we study GaInAs/InP edge-coupled Heterojunction PhotoTransistors. We work on phototransistors without and with base connexion (2T-HPT and 3T-HPT) and we present the relative technologies. We also develop their characterisations and we show their properties as electro-optical mixers.

### Key words:

- Photodetectors
- Photodiodes
- Phototransistors
- Mixers
- Optical wave-guide