

N° d'ordre : 345

50376  
1989  
51



**THÈSE**

50376  
1989  
51

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour l'obtention du titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

**Spécialité : Electronique**

par

**Atoosa HOSSEINI TEHRANI**

**ETUDE ET REALISATION DE PHOTORECEPTEURS POUR  
LES LONGUEURS D'ONDE 1,3  $\mu\text{m}$  - 1,55  $\mu\text{m}$  INTEGRES  
MONOLITHIQUEMENT A BASE DE NOUVELLES  
STRUCTURES SEMICONDUCTRICES A FORT  
DESACCORD DE MAILLES**



\*0300113588\*

Soutenu le 26 Mai 1989 devant la Commission d'Examen

M.	E.	CONSTANT	Président	U.S.T.L. Flandres Artois
M.	D.	DECOSTER	Directeur de Thèse	U.S.T.L. Flandres Artois
Mme	M.	RAZEGHI	Rapporteur	L.C.R. - Thomson C.S.F.
M.	G.	SALMER	Rapporteur	U.S.T.L. Flandres Artois
M.	S.M.	BEDAIR	Examineur	North Carolina University U.S.A.
Mme	M.	CONSTANT	Examineur	U.S.T.L. Flandres Artois
M.	R.	FAUQUEMBERGUE	Examineur	U.S.T.L. Flandres Artois
M.	H.	ROHANI NEJADE	Examineur	Université de Téhéran IRAN

*A mes Parents*

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs (C.H.S.) de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER. Je tiens à lui témoigner toute ma reconnaissance pour m'avoir permis, en m'accueillant dans ce laboratoire, de mener à bien ce travail.

Je voudrais exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur E. CONSTANT qui me fait l'honneur de présider le jury d'examen. J'ai beaucoup apprécié l'intérêt qu'il a porté à ce travail et les vifs encouragements qu'il m'a prodigués.

Monsieur D. DECOSTER, Professeur à l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres-Artois, m'a proposé le sujet de ce travail et en a assuré la direction. Son aide continue et ses encouragements m'ont réellement touchée. Je désire lui exprimer toute ma gratitude pour m'avoir accepté dans son équipe et m'avoir fait partager ses compétences scientifiques.

Ce travail n'aurait pu être réalisé sans la collaboration de Madame M. RAZEGHI, Chef du Laboratoire Matériaux Exploratoires du L.C.R. de Thomson C.S.F.. Sa participation au jury en tant que rapporteur me touche beaucoup et je tiens à lui témoigner ma plus vive reconnaissance.

Monsieur G. SALMER, Professeur à l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres-Artois, a toujours manifesté de l'intérêt pour les travaux menés au sein de notre équipe. Il me fait l'honneur de juger ce travail et d'en être rapporteur je lui en suis vivement reconnaissante.

J'adresse mes plus vifs remerciements à :

- Monsieur S.M. BEDAIR, Professeur à l'Université de Caroline du Nord (Raleigh),  
Dept. of Electrical and Computer Engineering, aux Etats-Unis,

- Madame M. CONSTANT, Maître de Conférences à l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres-Artois,

- Monsieur R. FAUQUEMBERGUE, Professeur à l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres-Artois,

- Monsieur H. ROHANI NEJADE, Professeur à l'Université de Téhéran, Président du Département de Physique à l'Université de Téhéran.

qui me font l'honneur de participer à ce jury d'examen. Je leur en suis infiniment reconnaissante.

Les réalisations technologiques présentées dans ce travail ont été effectuées dans la Centrale de Technologie du C.H.S. dirigée par Monsieur J. VANBREMEERSCH. Qu'il me soit permis de le remercier ainsi que toute son équipe : Madame A. FATTORINI et Mademoiselle P. LEGRIS, Messieurs G. GRIMBERT, A. LEROY et P. ARMANT et tout particulièrement Madame M. MIENS et Monsieur A. VANDERMOERE qui ont manifesté un grand intérêt à ce travail ; la qualité de leur travail et leur gentillesse m'ont beaucoup touchée.

Durant toutes ces années passées au laboratoire j'ai particulièrement apprécié les hautes qualités, aussi bien humaines que scientifiques de tous les membres de l'équipe Optoélectronique. Je tiens à les assurer de toute ma sympathie. Pour l'aide qu'ils m'ont apportée ; je tiens à remercier plus particulièrement Monsieur J.P. VILCOT, Chargé de Recherche au C.N.R.S., ainsi que Messieurs J.P. GOUY et S. ABOULHOUDA.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Mesdames E. DELOS et S. LEPILLIET et Monsieur E. PLAYEZ de l'équipe de caractérisation, pour l'aide qu'ils m'ont apportée.

Madame A. PIGNON a assuré la dactylographie de ce mémoire ; je lui suis très reconnaissante et la remercie de sa patience et de la grande qualité de son travail.

Monsieur J.P. DEHORTER a assuré la reproduction et la mise en forme de ce mémoire ; je l'en remercie vivement.

Enfin, que tous les membres du laboratoire que j'ai cotoyés et grâce auxquels ce travail a pu être effectué dans une ambiance agréable, trouvent ici l'expression de ma reconnaissance et de ma sympathie.

## TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION .....	11
CHAPITRE 1 : PRINCIPAUX PHOTODETECTEURS ; ETUDE DE SENSIBILITE D'UN PHOTORECEPTEUR DU TYPE PIN-FET .....	16
<b>Introduction</b> .....	17
1.1. Principe de la photodétection .....	17
1.2. Principaux photodétecteurs .....	19
1.2.1. Photodiode .....	19
<i>a. Photodiode PIN</i> .....	22
<i>Comportement en régime dynamique</i> .....	22
<i>Réponse impulsionnelle</i> .....	25
<i>Influence du phénomène de diffusion des porteurs                     photocréés dans la couche <math>p^+</math></i> .....	27
<i>b. Photodiode à avalanche</i> .....	29
<i>c. Photodiode Schottky</i> .....	29
<i>d. Photodiode métal-semiconducteur-métal (M-S-M)</i> .....	30
<i>Bruit dans les photodiodes</i> .....	30
1.2.2. Photoconducteur .....	31
<i>Bruit dans les photoconducteurs</i> .....	32
1.3. Photorécepteur : Association photodétecteur et préamplificateur .....	33
1.3.1. Description générale .....	33
1.3.2. Configurations typiques des photorécepteurs .....	35
1.3.3. Photorécepteur numérique .....	37
1.3.4. Calcul de la puissance minimale détectable .....	39
<i>a. Analyse du bruit</i> .....	40
<i>b. Influence des paramètres caractéristiques</i> .....	42
<i>Courant de fuite</i> .....	44
<i>Analyse des résultats</i> .....	46

CONCLUSION.....	47
BIBLIOGRAPHIE .....	48
<b>CHAPITRE 2 : PREMIER ESSAI DE REALISATION D'UN PHOTORECEPTEUR INTEGRE MONOLITHIQUEMENT SUR HETEROSTRUCTURE GaInP/GaInAs/InP .....</b>	<b>52</b>
INTRODUCTION.....	53
2.1. Matériau utilisé.....	54
2.2. Réalisation technologique du dispositif .....	54
<i>Tête optique</i> .....	54
<i>Motifs de test et d'alignement</i> .....	56
2.3. Procédé technologique.....	56
2.3.1. Mésa d'isolement électrique.....	57
2.3.2. Dépôt des contacts ohmiques.....	58
2.3.3. Dépôt du contact Schottky de grille .....	59
2.3.4. Dépôt du contact Schottky transparent de la photodiode.....	60
2.3.5. Dépôt et gravure de polyimide.....	61
2.3.6. Dépôt des plots d'épaissement et des connexions .....	62
2.4. Caractérisation sous pointes des motifs de test.....	66
2.4.1. Echelle de résistances.....	66
2.4.2. Photodiode de test.....	67
2.4.3. Transistor de test.....	67
CONCLUSION.....	69
BIBLIOGRAPHIE .....	70
<b>CHAPITRE 3 : ETUDE ET CARACTERISATION DU PHOTORECEPTEUR SUR HETEROSTRUCTURE GaInP/GaInAs/InP .....</b>	<b>72</b>
INTRODUCTION.....	73
3.1. Etude expérimentale de la photodiode .....	73
3.1.1. Caractéristique statique courant-tension I(V).....	73
3.1.2. Mesure de capacité C(V) .....	75

3.1.3. Caractéristiques optoélectroniques.....	77
<i>a. Coefficient de réponse</i> .....	77
<i>b. Réponse impulsionnelle</i> .....	78
3.1.4. Bruit .....	79
3.1.5. Interprétation des résultats expérimentaux.....	80
<i>a. Diagramme de bande de l'hétérojonction sans états d'interface</i> .....	80
<i>b. Diagramme de bande de l'hétérojonction avec états d'interface</i> .....	82
3.1.6. Barrière métal-semiconducteur.....	84
3.1.7. Mécanismes physiques à l'origine du courant d'obscurité.....	86
<i>a. Courant d'émission thermoionique</i> .....	86
<i>b. Courant tunnel</i> .....	87
<i>c. Courant de génération</i> .....	91
<i>Courant de génération à l'interface</i> .....	92
<i>d. Courant de fuite en surface</i> .....	92
<i>e. Courant de diffusion</i> .....	93
3.2. Etude du transistor à effet de champ de contrôle.....	95
3.2.1. Mesure de la mobilité par magnétorésistance.....	95
3.2.2. Caractéristiques de grille.....	96
3.2.3. Evolution de $C_{gs}$ en fonction de $V_{gs}$ .....	97
3.2.4. Evolution de la résistance drain-source $R_{ds}$ en fonction de $V_{gs}$ .....	98
3.2.5. Transconductance statique .....	99
3.2.6. Schéma équivalent déduit de la mesure des paramètres S.....	101
3.2.7. Caractéristiques dynamiques.....	102
3.2.8. Influence des différents paramètres sur le fonctionnement du transistor....	103
<i>Calcul des paramètres caractéristiques</i> .....	103
3.3. Etude de la tête optique intégrée.....	108
3.3.1. Réponse impulsionnelle.....	109
3.3.2. Réponse fréquentielle.....	109
3.3.3. Bruit et puissance minimale détectable.....	110

CONCLUSION.....	113
BIBLIOGRAPHIE.....	114
<b>CHAPITRE 4 : OPTIMISATION DE LA SENSIBILITE DES PHOTORECEPTEURS PIN-FET ; NOUVELLE STRUCTURE DE PHOTORECEPTEUR PIN-TEGFET INTEGRE MONOLITHIQUEMENT.....</b>	<b>117</b>
INTRODUCTION.....	118
4.1. Optimisation de la sensibilité d'un photorécepteur PIN-FET intégré monolithiquement.....	118
4.1.1. Méthode de calcul.....	119
4.1.2. Choix du transistor.....	124
4.2. Nouvelle structure de photorécepteur PIN-TEGFET intégré monolithiquement.....	126
4.2.1. Matériau utilisé.....	127
4.2.2. Présentation du dispositif.....	129
<i>a. Géométrie de la photodiode.....</i>	<i>130</i>
<i>b. Géométrie du TEG-FET.....</i>	<i>132</i>
4.2.3. Procédé technologique.....	136
<i>a. Dépôt et gravure du SiO<sub>2</sub>.....</i>	<i>136</i>
<i>b. Reprise d'épitaxie.....</i>	<i>138</i>
<i>c. Attaque du méssa de la photodiode et élimination de la couche de SiO<sub>2</sub>.....</i>	<i>139</i>
<i>d. Attaque du méssa d'isolement.....</i>	<i>140</i>
<i>e. Dépôt des contacts ohmiques Au-Ge.....</i>	<i>141</i>
<i>f. Dépôt du contact ohmique Au-Zn.....</i>	<i>142</i>
<i>g. Dépôt du contact Schottky de grille.....</i>	<i>143</i>
<i>h. Dépôt et gravure du polyimide.....</i>	<i>144</i>
<i>j. Dépôt des plots d'épaississement et des connexions.....</i>	<i>145</i>
CONCLUSION.....	146
BIBLIOGRAPHIE.....	147



<b>CONCLUSION GENERALE.....</b>	<b>148</b>
<b>ANNEXE I. Description du modèle de comportement dynamique des photodiodes PIN ....</b>	<b>152</b>
<b>ANNEXE II. Détermination des différents paramètres des ternaires GaInAs et GaInP.....</b>	<b>159</b>
<b>ANNEXE III. Précisions sur les intégrales de transfert et leur détermination .....</b>	<b>161</b>
<b>ANNEXE IV. Présentation des techniques de caractérisation des dispositifs.....</b>	<b>163</b>
<b>RESUME .....</b>	<b>168</b>

## INTRODUCTION

Les progrès récents dans la fabrication des fibres optiques, ayant de faibles pertes et une faible dispersion aux longueurs d'onde 1,3 - 1,55  $\mu\text{m}$ , a stimulé le développement des émetteurs et des détecteurs optiques à ces longueurs d'onde (1). Le ternaire  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  adapté en maille à InP, qui présente une transition de bande d'énergie directe et dont le seuil photoélectrique est de 1,65  $\mu\text{m}$ , est un matériau bien adapté pour la photodétection couvrant la gamme des grandes longueurs d'onde de 1,3 - 1,55  $\mu\text{m}$ . En outre ce matériau a de bonnes propriétés de transport électroniques qui permettent la réalisation de transistors à effet de champ ayant de meilleures performances que ceux de la filière GaAs (2).

Le développement des télécommunications optiques à haut débit d'informations, voisin ou supérieur aux gigabits par seconde nécessite la conception et la réalisation de photorécepteurs sensibles dans ce domaine de fréquences. Dans ce but, la tendance actuelle est d'orienter les recherches vers l'intégration monolithique du photodétecteur et du préamplificateur, afin de supprimer les capacités parasites dues aux interconnexions (3). D'autre part, la réalisation de transistors à effet de champ submicroniques est un atout supplémentaire pour réduire la capacité de grille du transistor, augmenter ainsi la bande passante du photorécepteur et améliorer sa sensibilité (4).

La conjonction des qualités électroniques et optiques particulièrement intéressantes font du ternaire GaInAs un matériau de choix pour réaliser des fonctions intégrées optoélectroniques, mais la technologie des transistors à effet de champ sur GaInAs est mal maîtrisée. En effet à cause de sa faible énergie de bande interdite, il est difficile d'obtenir de bons contacts Schottky sur ce matériau (hauteur de barrière inférieure à 0,3 eV) et donc de fabriquer des transistors à effet de champ du type MESFET. D'autres solutions ont donc été proposées pour fabriquer la grille du transistor, comme par exemple le dépôt d'une couche diélectrique (MISFET), la réalisation d'une jonction (JFET)..... Mais ces solutions ne permettent pas, pour le moment, de conserver les avantages de la technologie AsGa, notamment en ce qui concerne la possibilité de grille submicronique (5). C'est pourquoi, un certain nombre d'auteurs ont proposé d'utiliser des hétéromatériaux à base de GaInAs mais comportant une couche superficielle à grand gap (comme par exemple AlInAs/GaInAs ou GaAs/GaInAs) pour améliorer la qualité du contact Schottky (6). Pour ce qui nous concerne, c'est cette dernière voie que nous avons choisie.

L'objet de ce travail est donc d'étudier l'intérêt et de préciser les possibilités de fabrication de photorécepteurs intégrés monolithiquement associant un transistor à effet de champ à grille Schottky à une photodiode PIN ou Schottky, à base d'un hétéromatériau GaInP/GaInAs, le GaInP ayant pour rôle d'améliorer la qualité du contact métal-semiconducteur.

Dans le premier chapitre nous rappelons brièvement le principe de la photodétection et les principaux photodétecteurs habituellement utilisés, en insistant plus particulièrement sur les photodiodes Schottky et PIN, qui sont les composants photodétecteurs à la base des études et des réalisations technologiques présentées dans ce travail. L'influence des paramètres technologiques sur le comportement dynamique de ces photodiodes est examinée. Nous effectuons ensuite une étude de la puissance minimale détectable de photorécepteurs constitués d'une photodiode PIN ou Schottky et d'un préamplificateur.

Le deuxième chapitre est consacré à un premier essai de réalisation technologique d'une tête optique intégrée associant monolithiquement une photodiode Schottky en structure planaire et un transistor à effet de champ sur une hétéroépitaxie  $\text{Ga}_{0,49}\text{In}_{0,51}\text{P}/\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{InP}$ .

Le troisième chapitre présente l'étude expérimentale des caractéristiques de la photodiode Schottky, du transistor de contrôle et de la tête optique intégrée. Une interprétation des résultats expérimentaux est également proposée. Cette étude nous montre que la qualité du contact Schottky sur l'hétéromatériau GaInP/GaInAs est suffisante pour la fabrication d'un transistor à effet de champ ou d'une tête de réception. L'étape ultérieure consiste à optimiser la structure de la tête optique intégrée.

C'est pourquoi, dans le dernier chapitre, à l'aide des logiciels mis au point pour l'étude des photodétecteurs PIN ou à contact Schottky et de leur association avec un préamplificateur (photorécepteur PIN-FET), nous proposons une méthode de calcul pour l'optimisation de la sensibilité de ces dispositifs. A l'issue des résultats obtenus, nous proposons une nouvelle structure de tête optique intégrée associant une photodiode PIN et un TEGFET pseudomorphique à base d'un hétéromatériau  $\text{Ga}_{0,49}\text{In}_{0,51}\text{P}/\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  sur un substrat silicium.

## BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION

- (1) - Ultrawide-bande long-wavelength PIN photodetectors  
J.E. Bowers and al.  
J. of lightwave tech. Vol. LT.5. N° 10 - october 1987.
- High-speed GaInAs Schottky photodetector  
N. Emeis and al.  
Elect. lett. Vol. 21, N° 5, february 1985.
- Low-threshold distributed feedback lasers fabricated on material grown completely by LP-MOCVD  
M. Razeghi and al  
IEEE. J. QE. Vol. 21, N° 6, 1985
- InAs/GaAs quantum well lasers grown by atomic layer epitaxy  
S.M. Bedair and al.  
Proc. SPIE - Int. soc. Opt. Eng. (USA) - Vol. 796, pp 170-4 (1984)
- First cw operation of a GaInAsP-InP laser on a silicon substrate  
M. Razeghi and al.  
Appl. Phys. Lett. Vol. 53, N° 24, 1988.
- Monolithic integration of a short-length GaInAs photoconductor with a GaAs/GaAlAs waveguide  
F. Mallecot, J.F. Vinchant, M. Razeghi, J.P. Vilcot and D. Decoster  
Appl. Phys. Lett. 53(25)1988.
- Photodetectors monolithically integrated with optical waveguides : theoretical and experimental study of absorbing layer effects  
D. Decoster and al.  
IEE Proceedings, Vol. 136, N° 1, Feb. 1989.
- Effectiveness of strained-layer superlattices in reducing defects in GaAs epilayers grown on silicon substrates  
S.M. Bedair and al.  
Appl. Phys. Lett. Vol. 51, N° 20, pp 1608-10, (1987).
- (2) - Microwave characteristics of an InGaAs junction field effect transistor grown by MOCVD  
J.Y. Raulin, E. Vassilakis, M. Razeghi  
Int. Symp. GaAs and Rel. Comp. Heraklion, Greece 1987.
- (3) - Planar monolithic integrated photoreceiver for 1,3-1,55  $\mu\text{m}$  wavelength applications using GaInAs-GaAs heteroepitaxies  
M. Razeghi, J. Ramdani, D. Decoster, M. Constant, J. Vanbremeersch  
A.P.L. Vol. 49 - N° 4, 1986
- Planar monolithic integration of Schottky photodiode and a GaAs field-effect transistor for 0,8  $\mu\text{m}$  Wavelength  
H. Verrielle, S. Maricot, M. Constant, J. Ramdani, D. Decoster  
Elect. lett. Vol. 21, N° 19, 1985.
- (4) - Surface effect in submicronic GaAs MESFETS : two dimensional modelling and optimisation of recessed gate structures  
F. Heliodore, M. Lefebvre and G. Salmer  
Int. Symp. GaAs and Rel. comp., Heraklion, Greece, 1987.

- Two dimensional transient simulation of submicron-gate MODFETS  
A. Shawki, G. Salmer  
Int. Symp. GaAs and Rel. Comp. Heraklion, Greece, 1987.

- The GaAs submicronic recessed gate MESFET : a monte-carlo study  
R. Fauquembergue, M. Pernisek, J.L. Thobel, P. Bourel  
Int. Symp. GaAs and Rel. Comp., Heraklion, Greece, 1987.

(5) - A novel method for the modelling and the design of field effect transistors :  
application to MESFET, MODFET, SISFET, DMT and multiple HEMT simulation.  
E. Constant, D. Depreeuw, P. Godts and J. Zimmermann  
Int. Symp. GaAs and Rel. Comp., Herakelion, Greece, 1987.

(6) - Monolithic integration of a Schottky photodiode and MESFET using an  
AlInAs/GaInAs heterostructure  
S. Hata and al. in proceedings of European Conference on Optical communication  
(ECOC'86) Barcelona 1986.

- GaInAs JFETS and MESFETS with OM-VPE-grown GaAs surface layers  
J. Selders and al.  
Elect. Lett. Vol. 22, N° 1, 1986.

## CHAPITRE 1

PRINCIPAUX PHOTODETECTEURS ; ETUDE DE SENSIBILITE  
D'UN PHOTORECEPTEUR DU TYPE PIN-FET

## INTRODUCTION

Dans ce premier chapitre après avoir effectué un bref rappel du principe de la photodétection, nous présentons les différents types de photodétecteurs usuels, ainsi que leurs performances. Nous examinons le cas particulier des photodiodes PIN pour lesquelles nous montrons l'influence des différents paramètres technologiques sur le comportement dynamique.

La dernière partie de ce chapitre est consacrée aux photorécepteurs, constitués d'une photodiode PIN (ou Schottky) et d'un préamplificateur. Nous étudions notamment l'influence des paramètres caractéristiques de la photodiode et du préamplificateur sur la bande passante et la puissance minimale détectable par ces photorécepteurs.

### 1.1. PRINCIPES DE LA PHOTODETECTION

Le photodétecteur est un dispositif qui permet la conversion de l'énergie lumineuse en courant électrique. Dans un matériau semiconducteur, sous l'effet d'un photon d'énergie suffisante, supérieure à l'énergie de la bande interdite, un électron quitte la bande de valence et passe dans la bande de conduction, produisant ainsi une paire électron-trou. Sous l'action d'un champ électrique, les porteurs photocréés peuvent être collectés aux bornes du dispositif et fournir un photocourant. Il faut donc, pour qu'il y ait photocourant, que l'énergie du photon incident satisfasse à la relation suivante :

$$h\nu \gg E_g$$

avec

$E_g$  énergie de bande interdite du matériau semiconducteur

$\nu$  fréquence de la radiation lumineuse incidente

$h$  constante de Planck.

A partir de cette relation, on peut définir, pour chaque matériau semiconducteur, une longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  au-delà de laquelle le phénomène de photocréation de porteurs ne pourra plus avoir lieu :

$$\lambda_c = \frac{1,24}{E_g}$$



où  $\lambda_c$  et  $E_g$  sont exprimés respectivement en micromètres et en électron-volts. L'absorption du faisceau lumineux par le matériau suit une loi exponentielle (Fig. 1.1.) :

$$\phi = \phi_0 \exp(-\alpha x)$$

avec  $\Phi$  flux de photons  
 $\alpha$  coefficient d'absorption

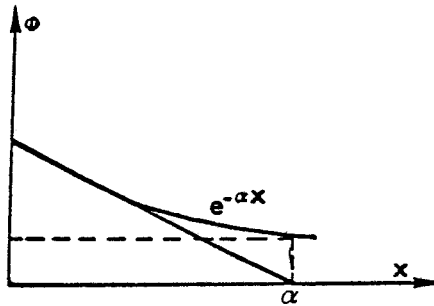


Figure 1.1. : Variation de l'intensité  $\Phi$  du flux lumineux en fonction de  $x$ , épaisseur du matériau.

Ce processus d'absorption est caractérisé par le coefficient d'absorption  $\alpha$  étroitement lié à l'énergie du photon incident. La profondeur de pénétration, définie comme l'inverse du coefficient d'absorption, correspond à l'épaisseur du matériau semiconducteur nécessaire pour apporter une atténuation du flux lumineux incident d'environ 63 %. Le coefficient d'absorption  $\alpha$  et la profondeur de pénétration  $1/\alpha$  de quelques semiconducteurs couramment employés sont donnés Figure 1.2..

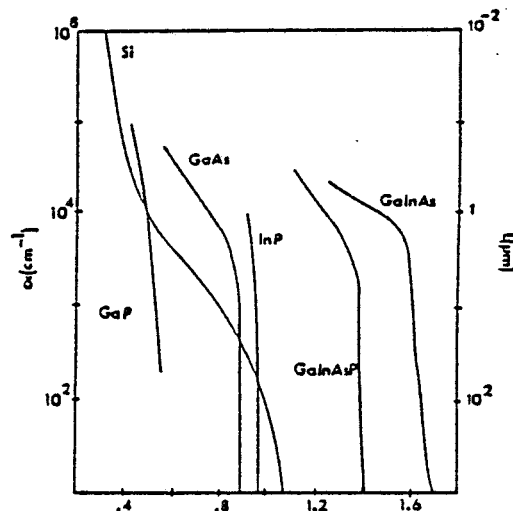


Figure 1.2. Coefficient d'absorption  $\alpha$  et profondeur de pénétration  $1/\alpha$  en fonction de la longueur d'onde pour différents matériaux (1).

Le temps de transit des porteurs photocréés ou encore temps que ceux-ci mettent pour atteindre les électrodes du dispositif photodétecteur, est régi par les vitesses de déplacement des porteurs dans le matériau semiconducteur. Nous présentons ci-dessous (Fig. 1.3.) les variations des vitesses de déplacement des porteurs en fonction du champ électrique pour quelques semiconducteurs.

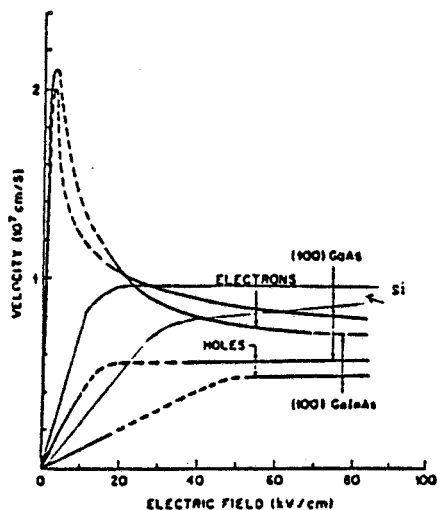


Figure 1.3. : Dépendance de la vitesse des porteurs du champ électrique pour GaInAs (2), GaAs (3) et Si (4).

Les performances d'un photodétecteur sont donc liées à la nature du matériau semi-conducteur employé. Elles sont, de plus, fonction de la structure du dispositif adoptée. L'objet du paragraphe suivant est de rappeler les différents types de composants photodétecteurs les plus utilisés ainsi que leurs performances typiques.

## 1.2. PRINCIPAUX PHOTODETECTEURS

Les photodétecteurs à base de matériaux semiconducteurs peuvent être divisés en deux principaux groupes, les photodiodes et les photoconducteurs.

### 1.2.1. Photodiode

La photodiode à jonction PN (Figure 1.4.) est l'élément de base de la catégorie des photodiodes. Les mécanismes physiques mis en cause dans son fonctionnement se retrouvent dans les composants dérivés (photodiode PIN, photodiode à avalanche...). En régime de fonctionnement, le composant est polarisé en inverse, ce qui provoque l'apparition, dans la zone N, d'une zone déserte où le champ électrique peut être élevé.

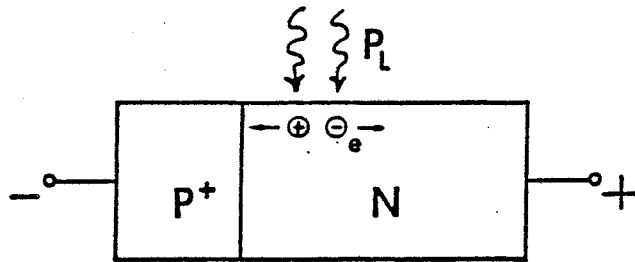


Figure 1.4. Photodiode PN

Lorsqu'une paire électron-trou est créée dans la zone déserte, elle est rapidement dissociée et collectée aux contacts. Ceci fait apparaître aux bornes du composant un photocourant  $I_{ph}$ . Lorsque l'électron est collecté, côté N, il ne peut pas être réinjecté par le contact bloquant et il y a disparition de la paire électron-trou photocréée. La durée de vie de la paire est alors assimilable au temps de transit des porteurs majoritaires ( $\tau_f$ ). L'évolution temporelle de ce photocourant est donné Figure 1.5. dans le cas idéal où aucun phénomène de piègeage-dépiégeage n'intervient. Dans un tel dispositif, un photon actif ne peut donner naissance qu'à une seule charge électrique pouvant être collectée dans le circuit extérieur.

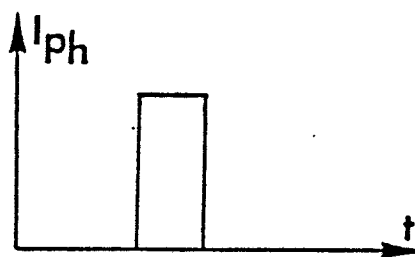


Figure 1.5. : Evolution temporelle idéale du photocourant créé par une paire électron-trou.

On définit le rendement quantique externe  $\eta$  comme le rapport du nombre de paires électron-trou photocréées  $N_p$  au nombre de photons incidents  $N_{ph}$ .

$$\eta = \frac{N_p}{N_{ph}}$$

ou encore

$$\eta = \frac{I_{ph}}{P_L} \cdot \frac{h\nu}{q} \quad (1.1)$$

avec

- $I_{ph}$  photocourant
- $P_L$  puissance lumineuse incidente
- $q$  charge d'un électron
- $h\nu$  énergie d'un photon

On définit également le coefficient de réponse  $\mathcal{R}$  de la photodiode par :

$$\mathcal{R} = \frac{I_{ph}}{P_L} \quad (1.2)$$

$\mathcal{R}$  caractérise le rendement global de conversion de la puissance lumineuse en courant électrique. Ce processus de génération de porteurs auquel s'ajoutent les phénomènes de réflexion sur le dioptre d'entrée de la photodiode amènent à une valeur de rendement quantique inférieure à l'unité. Une expression approchée en est :

$$\eta = (1 - R') \cdot (1 - \exp(-\alpha W)) \quad (1.3)$$

où  $R'$  est le coefficient de réflexion de Fresnel et  $W$  est l'épaisseur de la zone déserte.

L'amélioration de celui-ci conduit à l'augmentation de l'épaisseur de la zone déserte, mais ceci se fait au détriment de la rapidité ; en effet, le temps de transit des porteurs est d'autant plus long que l'épaisseur de la zone déserte est importante ; notons cependant que la valeur de la capacité présentée est inversement proportionnelle à la longueur de la zone de transit lorsque la jonction est assimilée à un condensateur plan, la capacité de la diode est en effet donnée par l'expression :

$$C_d = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot S}{W}$$

où  $S$  est la surface de la jonction. Un compromis doit donc être réalisé entre rendement quantique et temps de réponse

Après ces quelques rappels généraux, nous allons décrire brièvement le fonctionnement et les performances obtenues par les photodiodes les plus usuelles.

### a. Photodiode PIN

Suite logique à la photodiode à jonction PN, la photodiode PIN (Figure 1.6.) réalise un compromis entre temps de réponse et rendement quantique par le contrôle de l'épaisseur de la zone intrinsèque. L'efficacité quantique  $\eta$ , a pour valeur typique 0,6, valeur qui peut être améliorée pour une longueur d'onde donnée par l'adjonction d'une couche anti-réfléchissante appropriée.

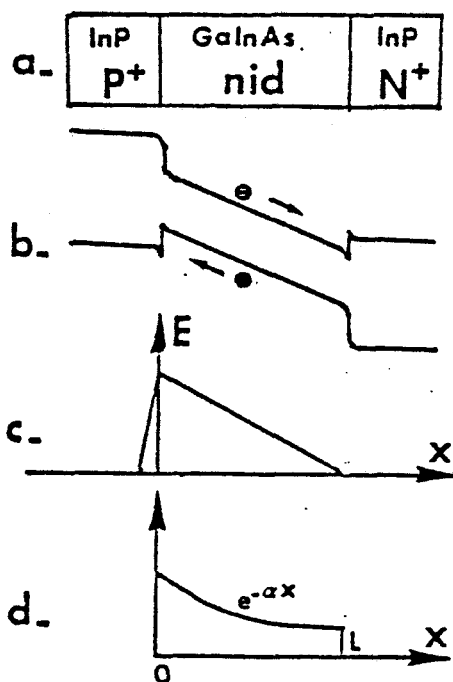


Figure 1.6. : Schéma de principe d'une photodiode PIN détectant aux longueurs d'onde 1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$ . a - représentation schématique. b - diagramme de bande. c - carte du champ électrique. d - absorption de la lumière.

### Comportement en régime dynamique

La photodiode PIN se révèle être l'un des composants les plus rapides grâce, entre autres, à une vitesse de transit des porteurs améliorée puisqu'ils se déplacent dans un

matériau semiconducteur intrinsèque. Des résultats récents (5) montrent que des fréquences de coupure élevées de l'ordre de 67 GHz ont été obtenues pour des photodiodes PIN.

La figure 1.6. présente une structure typique de photodiode PIN pour une utilisation aux longueurs d'onde 1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$  ; la zone active de  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  non dopée est comprise entre deux couches d'InP très dopées, transparentes aux longueurs d'onde 1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$ . Quand cette photodiode est illuminée par un éclairage modulé, la bande passante de la photodiode est limitée par :

- le temps de transit des porteurs photocréés
- la capacité inhérente à la structure
- le circuit de charge du composant

Dans l'hypothèse où le taux de génération des porteurs photocréés suit une loi de la forme  $\exp(-\alpha x)$ , la résolution des équations de continuité suivantes permet d'obtenir la fonction de transfert de la photodiode (6).

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_n}{\partial x} + g_n - r_n \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_p}{\partial x} + g_p - r_p$$

avec

$n, p$  densité des porteurs

$g_n, g_p$  taux de génération des porteurs

$r_n, r_p$  taux de recombinaison des porteurs

$J_n$  et  $J_p$  sont les densités des courants générées dans la zone de drift. Elles sont de la forme suivante :

$$J_n = n \cdot q \cdot V_n + q \cdot D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x}$$

$$J_p = p \cdot q \cdot V_p - q \cdot D_p \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \quad (1.5)$$

avec

$V_n, V_p$  vitesses de drift des porteurs soumis à un champ E

E champ électrique dans la zone de drift

$D_n, D_p$  coefficients de diffusion

La densité de photocourant total délivrée par la photodiode est :

$$J = J_n + J_p + \epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$$

où  $\epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$  est le terme dû au courant de déplacement.

En tenant compte des conditions aux limites, par la résolution des équations (1.4.) et (1.5.) nous obtenons la fonction de transfert de la photodiode mise entre les crochets dans l'expression ci-dessous\* :

$$\tilde{J}(\omega) = q \cdot \frac{\tilde{G}}{1+jRC\omega} \left\{ \frac{1-e^{j\omega\tau}}{j\omega\tau} + e^{-\alpha L} \frac{e^{j\omega\tau+\alpha L}-1}{j\omega\tau+\alpha L} - e^{-\alpha L} \frac{1-e^{j\omega\tau}}{j\omega\tau} + \frac{1-e^{j\omega\tau-\alpha L}}{j\omega\tau-\alpha L} \right\} \quad (1.6)$$

avec

$\tilde{J}(\omega)$  densité de photocourant modulé

$\tilde{G}$  taux de génération des paires électron-trou photocréés

R résistance de charge

C capacité de la photodiode

$\omega$  pulsation de modulation

$\tau=L/V$  temps de transit des électrons

L épaisseur de la zone déplétée.

Si la lumière n'est pas modulée, la densité de photocourant en continu est donnée par la relation bien connue :

$$J_0 = q \cdot G \cdot (1 - e^{-\alpha L}) \quad (1.7)$$

La comparaison des relations (1.6.) et (1.7.), permet de déterminer la fréquence de coupure de la photodiode à 3 dB. Nous avons tracé (Figure 1.7.) les variations de la fréquence de coupure, d'une photodiode PIN du type présentée Figure 1.6., en fonction de l'épaisseur de la zone déplétée, pour différentes surfaces de la photodiode. Dans ce calcul la résistance de charge de la photodiode est supposée égale à 50  $\Omega$ . L'allure des courbes présentées Figure 1.7. s'explique de la manière suivante : pour de faibles épaisseurs de la zone de drift où règne le champ électrique (Figure 1.6.), la capacité inhérente à la structure est la principale

\* Voir Annexe 1 pour le calcul détaillé.

limitation de la réponse fréquentielle, puis après le maximum correspondant à l'épaisseur optimale pour une surface donnée, le temps de transit devient le facteur prépondérant.

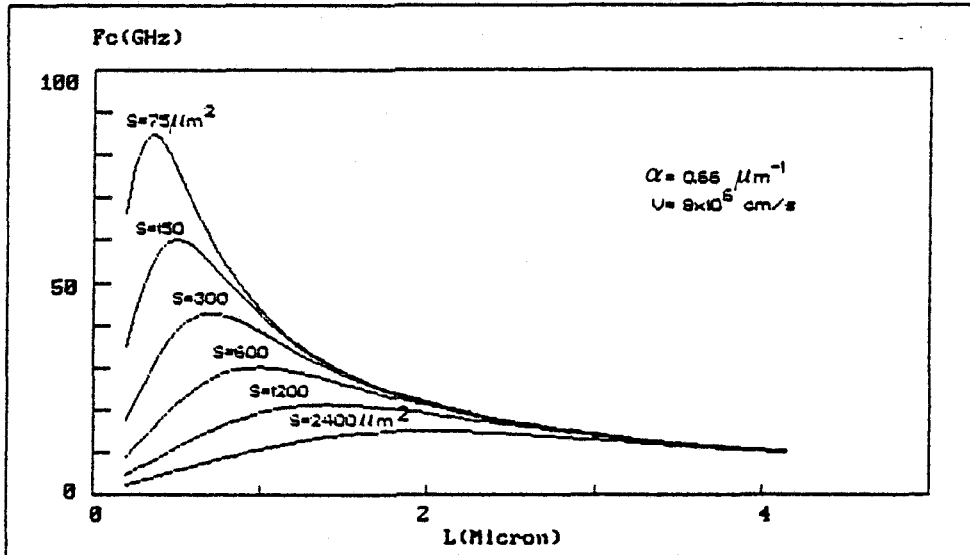


Figure 1.7. : Variation de fréquences de coupure  $F_c$  en fonction de l'épaisseur de la zone déserte  $L$  pour différentes surfaces d'une photodiode PIN.

Nous constatons sur la Figure 1.7. que pour atteindre des fréquences de coupure de l'ordre de 100 GHz, il faut que la surface de la photodiode soit inférieure à  $60 \mu\text{m}^2$ , mais aussi que l'épaisseur de la couche désertée soit inférieure à  $0,5 \mu\text{m}$ . Il en résulte une forte diminution du rendement quantique lorsque la photodiode est éclairée par le dessus ; puisque l'épaisseur de la zone déserte est notablement inférieure à la profondeur de pénétration de la lumière. Une solution pour pallier à cet inconvénient, serait d'éclairer la photodiode par un guide (7-9).

### Réponse impulsionnelle

On peut déduire la réponse impulsionnelle de la photodiode à partir du produit de convolution de la fonction de transfert de la photodiode par l'impulsion lumineuse et par le circuit de charge, soit :

$$J(t) = R(t) * A(t) * G(t)$$



A(t) est la représentation temporelle de la fonction de transfert de la photodiode, obtenue en effectuant la transformée de Fourier inverse de la représentation fréquentielle de cette fonction. R(t) est la fonction de transfert du circuit de charge dont l'évolution est du type :

$$R(t) = (1/RC) \exp(-t/RC)$$

G(t) est l'impulsion lumineuse. Par exemple, dans le cas d'une impulsion du type Gaussien ; G(t) s'exprime sous la forme :

$$G(t) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-t^2}{2\sigma^2}\right) \quad \sigma = \frac{T_{WHM}}{2\sqrt{\log 4}}$$

où  $T_{WHM}$  est la largeur à mi-hauteur de l'impulsion.

Nous donnons à titre d'exemple Figure 1.8. l'allure de la réponse impulsionnelle d'une photodiode PIN, calculée de cette façon, pour une résistance de charge de  $50 \Omega$  et en supposant une impulsion lumineuse du type Gaussien dont la largeur à mi-hauteur est de 25 ps.

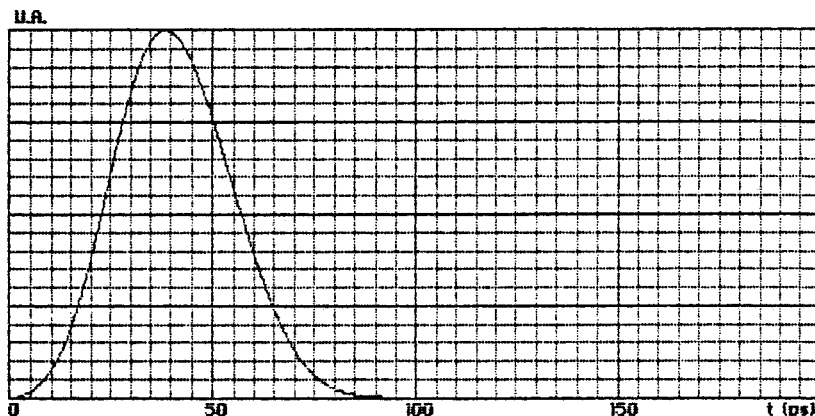


Figure 1.8. : Réponse d'une photodiode PIN, dont la structure est du type présenté Figure 1.6., à une impulsion lumineuse ; surface de la photodiode  $S = 1200 \mu\text{m}^2$ , épaisseur de la zone déserte  $L = 3 \mu\text{m}$ .

Influence du phénomène de diffusion des porteurs photocréés dans la couche P<sup>+</sup>

Si on considère une structure de photodiode PIN du type présenté Figure 1.9., il y aura également une contribution supplémentaire au photocourant due à la diffusion des porteurs photocréés dans la zone quasi neutre P<sup>+</sup> de la photodiode. Si l'on considère que le champ électrique est nul dans la zone du type P<sup>+</sup>, la densité de photocourant total J<sub>t</sub>(ω) est donnée par l'expression suivante (6)\* :

$$\tilde{J}_t(\omega) = q \cdot \frac{\tilde{G}}{1+jR.C.\omega} \left[ \tilde{J}(\omega) + \frac{1-e^{-j\omega\tau}}{j\omega\tau} \cdot J_{nL} \right] \quad (1.8)$$

où J<sub>nL</sub> est la densité de photocourant de la zone de diffusion qui s'exprime sous la forme :

$$J_{nL} = q \cdot \frac{\tilde{G} \cdot \alpha \cdot h^2}{(\alpha^2 h^2 - 1) \cdot \sinh((d-L)/h)} \cdot \left[ \frac{1}{h} e^{-\alpha d} - \frac{1}{h} \cosh\left(\frac{d-L}{h}\right) e^{-\alpha L} + \alpha \cdot \sinh\left(\frac{d-L}{h}\right) e^{-\alpha L} \right]$$

où

$$h = L_n \cdot (1+j\omega\tau_d)^{-1/2}$$

avec L<sub>n</sub> longueur de diffusion des électrons

τ<sub>d</sub> durée de vie des porteurs

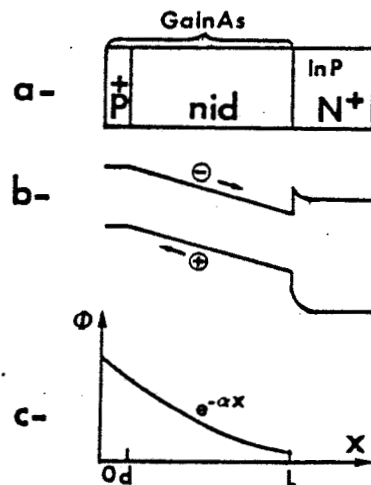


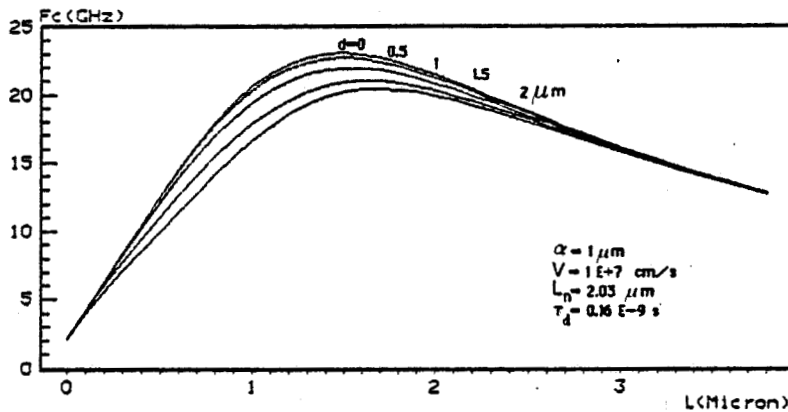
Figure 1.9. : Structure d'une photodiode PIN détectant aux longueurs d'onde 1,3 et 1,55 μm ; la couche P<sup>+</sup> est en GaInAs ; il y a donc création de porteurs hors de la zone déserte. a. représentation schématique - b. diagramme de bande - c. absorption de la lumière.

\* Voir Annexe 1 pour le calcul détaillé.

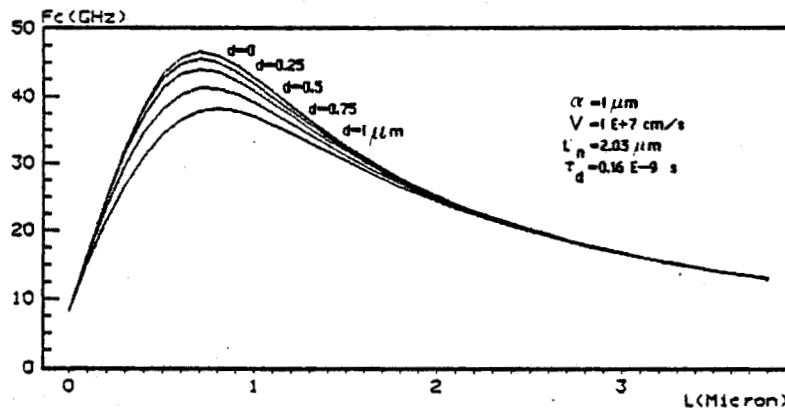
En éclairage continu, le photocourant de la zone de diffusion contribue au photocourant total par :

$$J_n(0, L) = q \cdot \frac{G}{\left(1 - \frac{1}{\alpha^2 L_n^2}\right) \cdot \sinh\left(\frac{d-L}{L_n}\right)} \left[ \frac{1}{\alpha L_n} e^{-\alpha d} - \frac{1}{\alpha L_n} \cosh\left(\frac{d-L}{L_n}\right) e^{-\alpha L} + \sinh\left(\frac{d-L}{L_n}\right) e^{-\alpha L} \right] \quad (1.9)$$

Les figures 1.10. a et b illustrent l'influence de diffusion des porteurs photocréés sur les fréquences de coupure pour des photodiodes de surface  $1200 \mu\text{m}^2$  et  $300 \mu\text{m}^2$ . Ces courbes sont tracées en fonction de l'épaisseur de la zone déserte pour différentes épaisseurs de la zone  $P^+$ . L'influence de la diffusion des porteurs photocréés est particulièrement sensible pour les photodiodes très rapides, dont la zone de drift est très fine, et à capacité faible (petite surface). Il est donc préférable de réaliser des photodiodes avec une double hétérostructure  $\text{InP}(P^+)/\text{GaInAs}_{(i)}/\text{InP}(N^+)$  ou bien des structures ayant une faible épaisseur de GaInAs de type  $P^+$ .



a - Surface de la photodiode  $S = 1200 \mu\text{m}^2$



b - Surface de la photodiode  $S = 300 \mu\text{m}^2$

Figure 1.10. : Variation de la fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur de la zone déserte, pour différentes épaisseurs de la zone  $P^+$  d'une photodiode PIN du type présentée Figure 1.9..

### b. Photodiode à avalanche

Tout en gardant les mêmes performances de rapidité que la photodiode PIN, la photodiode à avalanche (Figure 1.11) est caractérisée par un gain interne ou facteur de multiplication  $M$  dû au phénomène d'avalanche :

$$I_{ph} = M \cdot \eta \cdot q \cdot \frac{P_L}{h\nu}$$

Celui-ci nécessite un champ électrique interne élevé, donc une tension de polarisation inverse, elle aussi élevée, supérieure à quelques dizaines de volts. Les autres caractéristiques d'une photodiode à avalanche sont similaires à celles de la photodiode PIN, sauf en ce qui concerne le bruit. Une étude approfondie de ce type de composant est actuellement en cours au laboratoire (11).

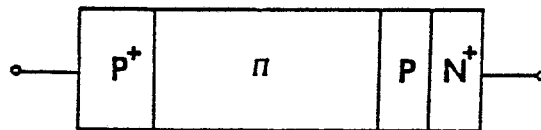


Figure 1.11. : Photodiode à avalanche du type PIIPN qui allie les avantages de la photodiode PIN à ceux de la photodiode à avalanche classique.

### c. Photodiode Schottky

Dans le cas de la photodiode Schottky, la jonction PN est remplacée par une jonction métal-semiconducteur, qui est réalisée en déposant un métal sur un semi-conducteur de type N (Figure 1.12.). Par le choix d'un métal approprié, d'épaisseur très faible (de l'ordre de 100 Å), il est possible d'obtenir des contacts Schottky semi-transparents.

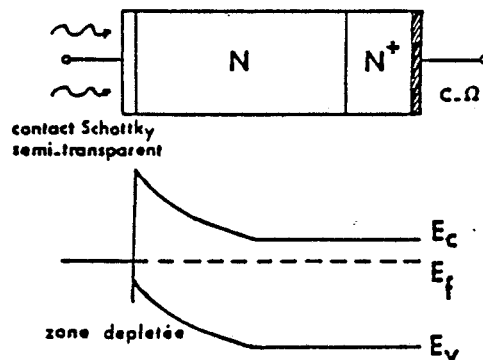


Figure 1.12. : a. Photodiode Schottky, b. Diagramme de bande du dispositif.

Pour ce type de composant les mécanismes physiques sont analogues à ceux énoncés pour la photodiode PIN. Les résultats donnés Figure 1.7. concernant la fréquence de coupure d'une photodiode PIN s'appliquent donc directement à la photodiode Schottky puisque pour cette dernière nous n'avons pas à tenir compte des phénomènes de diffusion dans la couche P<sup>+</sup> (Figure 1.10.). C'est donc un composant qui doit être a priori très rapide. Des fréquences de coupure très élevées, de l'ordre de 100 GHz ont été notamment obtenues pour ces types de composant (13). Un des avantages des photodiodes Schottky par rapport aux photodiodes PIN est la compatibilité de sa technologie avec celle des transistors à effet de champ, ce qui peut simplifier l'intégration monolithique de ces photodiodes avec les transistors, ainsi que l'ont montré des études récemment effectuées au laboratoire sur ce type de composant (12).

#### d. Photodiode métal-semiconducteur-métal (M-S-M)

Ce photodétecteur est constitué de deux contacts Schottky identiques déposés sur une couche épitaxiée non intentionnellement dopée sur un substrat semi-isolant (Figure 1.13). L'un des contacts Schottky est polarisé en inverse et l'autre en direct. On peut dire que cette structure est l'équivalent de deux diodes Schottky tête-bêche. L'extension de la zone déserte entre les deux électrodes est fonction du dopage résiduel de la couche épitaxiée. Pour ce type de composant la distance interélectrode est généralement de l'ordre de un à quelques microns. Afin d'augmenter la surface photosensible des structures interdigitées ont été adoptées (14, 15). L'avantage de ce photodétecteur est sa structure complètement plane et la simplicité de réalisation technologique qu'il présente, surtout en vue d'une intégration monolithique de ce photodétecteur avec un dispositif d'amplification à transistors à effet de champ.

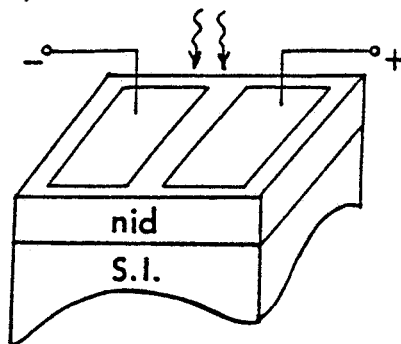


Figure 1.13. : Photodétecteur M-S-M.

#### Bruit dans les photodiodes

Pour les photodiodes, en général deux types de bruit interviennent :

- Le bruit de grenaille  $\langle i_g^2 \rangle$  (shot noise) lié au caractère aléatoire de la génération des différents courants. Il est donné par la relation suivante :

$$\langle i_g^2 \rangle = 2q \cdot (I_{obs} + I_{ph}) \cdot B \quad (1.10)$$

avec  $I_{obs}$  courant d'obscurité

$I_{ph}$  photocourant

B bande passante de l'appareil de mesure.

Dans le cas de la photodiode à avalanche, le bruit de grenaille devient :

$$\langle i_g^2 \rangle = 2q \cdot (I_{obs} + I_{ph}) \cdot M^2 \cdot F \cdot B$$

où  $M^2$  est le carré du facteur de multiplication et F est un facteur d'excès de bruit lié au phénomène d'avalanche.

- Le bruit thermique  $\langle i_{th}^2 \rangle$  dû à la résistance équivalente  $R_{eq}$  de la jonction avec en parallèle la résistance de charge et éventuellement la résistance d'entrée d'un amplificateur additionnel ;  $\langle i_{th}^2 \rangle$  est alors donné par la relation de Nyquist :

$$\langle i_{th}^2 \rangle = \frac{4kTB}{R_{eq}} \quad (1.11)$$

### 1.2.2. Photoconducteur

La structure de base d'un photoconducteur est un barreau de semiconducteur comportant deux contacts ohmiques (Figure 1.15.). Grâce à ces deux contacts ohmiques, réalisés par surdopage du semiconducteur, le photoconducteur est relié au circuit d'alimentation. Lorsque le photoconducteur est éclairé, la lumière absorbée génère des paires électron-trou qui augmentent la conductivité de la zone active. Les porteurs créés sont alors dissociés et collectés à chacun des contacts sous l'effet d'un champ électrique développé par la tension de polarisation. Un photocourant  $I_{ph}$  peut alors être détecté dans le circuit extérieur (4) :

$$I_{ph} = q \cdot \eta \cdot N_{ph} \cdot \frac{\tau_v}{\tau_t}$$

avec  $N_{ph}$  nombre de photons incidents par unité de temps

$\eta$  rendement quantique

$\tau_v$  durée de vie des paires électron-trou  
 $\tau_t$  temps de transit des électrons.

Plus précisément lorsqu'un électron est collecté par l'un des contacts, il est réémis par l'autre tant que le trou n'est pas collecté ou ne s'est pas recombinaison au sein du semi-conducteur. Le gain externe d'une telle structure, défini par le rapport du nombre d'électrons collectés dans le circuit extérieur par photon incident, peut-être notablement supérieur à l'unité et s'exprime par :

$$G_0 = \eta \frac{\tau_v}{\tau_t}$$

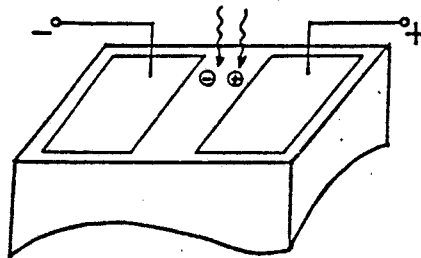


Figure 1.14 : Photoconducteur : dissociation de la paire électron-trou photocréée.

La durée de vie des porteurs  $\tau_v$  dépend de la nature et de la densité des pièges (interface, surface, volume) du matériau et le temps de transit  $\tau_t$  est directement lié à la vitesse des porteurs et à la longueur de la zone active.

Lorsque le photoconducteur est soumis à un signal optique modulé sinusoïdalement, le photocourant est lui aussi modulé ; le gain dynamique à la fréquence  $f$  est donné par (4) :

$$G(f) = G_0 \frac{1}{(1 + 4\pi^2 f^2 \tau_v^2)^{1/2}}$$

dans l'hypothèse d'un mécanisme de recombinaison obéissant à une loi de Poisson dont la constante de temps est la durée de vie  $\tau_v$  des paires électrons-trou.

### Bruit dans les photoconducteurs

Deux sources de bruit coexistent dans les photoconducteurs :

- Le bruit thermique de Nyquist qui est dû à l'agitation thermique des porteurs. Il est donné par la relation suivante :

$$\langle i_{th}^2 \rangle = \frac{4kTB}{R}$$

où R est la résistance du photoconducteur.

- Le bruit de génération-recombinaison qui est dû à l'aspect aléatoire du phénomène de recombinaison qui, dans le cas d'une statistique de Poisson, est donné par la relation suivante :

$$\langle i_{gr}^2 \rangle = \frac{4q \cdot I_{ph} \cdot G_0 \cdot B}{1 + \omega^2 \tau_v^2}$$

où  $\omega$  est la pulsation du signal.

Les photoconducteurs sur matériau III-V ont été largement étudiés au laboratoire (16-19), ainsi que les possibilités d'intégration monolithique de ces dispositifs, soit avec des transistors à effet de champ (18, 19) soit un guide optique (20).

Malgré des performances obtenues intéressantes pour ce genre de dispositif (produit gain-bande supérieur à 10 GHz pour des distances interelectrodes très courtes (21), il apparaît que l'un des désavantages de ce type de dispositif est sa non linéarité en gain et pour les fréquences les plus élevées une variation du gain inversement proportionnelle à la fréquence. C'est pourquoi dans notre travail nous nous sommes intéressés aux photodétecteurs du type diode.

### I.3. PHOTORECEPTEUR : ASSOCIATION PHOTODETECTEUR ET PREAMPLIFICATEUR

L'élément de base d'un photorécepteur est constitué d'un photodétecteur associé à un préamplificateur. Le photodétecteur convertit la lumière incidente en un courant électrique assez faible (il peut être de l'ordre de quelques centaines de nanoampères), qui doit être amplifié ; le préamplificateur transforme ce courant en un signal utilisable, tout en y rajoutant un bruit que l'on cherche à rendre minimum, puisqu'il détériore le signal utile.

#### 1.3.1. Description générale

Le but essentiel lors de la conception des photorécepteurs est que la puissance lumineuse nécessaire que doit recevoir le photorécepteur pour que l'on obtienne un taux d'erreur donné\* (Bit Error Rate B.E.R., selon la terminologie anglosaxonne) dans les systèmes

---

\* Cette notion sera définie au paragraphe 1.3.3.



numériques (ou un rapport signal sur bruit donné dans les systèmes analogiques) soit la plus faible possible. Cette puissance appelée "puissance minimale détectable" est souvent donnée en dBm, 0 dBm correspondant à une puissance lumineuse de 1mW sur le photorécepteur. La puissance minimale détectable que l'on appelle quelquefois "sensibilité", dépend du type et des caractéristiques du photodétecteur mais aussi de la conception du préamplificateur. Bien que l'un des objectifs essentiels de la conception soit d'atteindre la meilleure sensibilité possible, d'autres considérations peuvent également intervenir, telles que le coût et la facilité de fabrication....

Le schéma fonctionnel du photorécepteur est présenté figure 1.15.. Il est constitué d'un photodétecteur, d'un préamplificateur, d'un postamplificateur, d'un égaliseur et d'un filtre. Dans le cas des systèmes numériques, un circuit de décision sera également nécessaire.

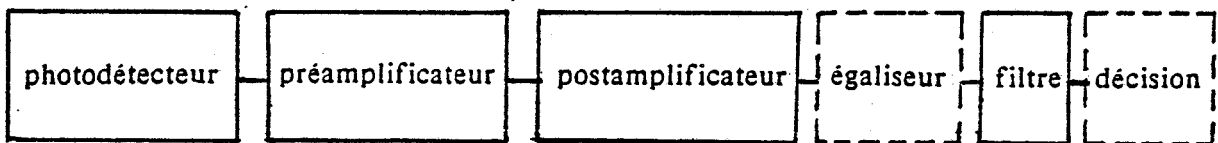


Figure 1.15. Schéma fonctionnel d'un photorécepteur.

Dans la plupart des photorécepteurs, le photodétecteur est une photodiode PIN ou une photodiode à avalanche, car ces composants présentent de bonnes performances en ce qui concerne la linéarité, le bruit et le comportement dynamique. Récemment des études ont également été effectuées sur des photodiodes Schottky en vue d'une utilisation hautes fréquences (13). Quant au préamplificateur, il est le premier étage d'amplification qui suit le photodétecteur ; il est donc la source de bruit prépondérante qui sera rajouté au signal. C'est pourquoi la conception du préamplificateur est un facteur important pour déterminer la sensibilité du photorécepteur. Les autres étages (postamplificateur, égaliseur et filtre) ont également une fonction importante dans la chaîne de détection : amplification, remise en forme du signal, minimisation du bruit et de l'interférence intersymbole. Leur conception devra donc également être soignée pour limiter l'apparition de bruits supplémentaires. Cependant dans ce qui suit, compte-tenu de l'importance des deux premiers éléments de la chaîne, nous limiterons notre étude à l'association du photodétecteur et du préamplificateur.

Les propriétés exceptionnelles présentées par le transistor à effet de champ de type MESFET dans le domaine du bruit de fond ainsi que sa faible capacité de grille en font un

composant particulièrement bien adapté à l'amplification microonde à faible bruit. C'est pourquoi, dans la plupart des photorécepteurs, ces transistors sont utilisés pour la réalisation du préamplificateur. Dans notre travail nous considérons le photorécepteur simplifié, constitué d'une photodiode et d'un transistor à effet de champ.

### 1.3.2. Configurations typiques des photorécepteurs

Les configurations les plus utilisées des têtes de réception sont : "les photorécepteurs à préamplificateur haute impédance" et les "photorécepteurs à préamplificateur transimpédance" (Figure 1.16.).

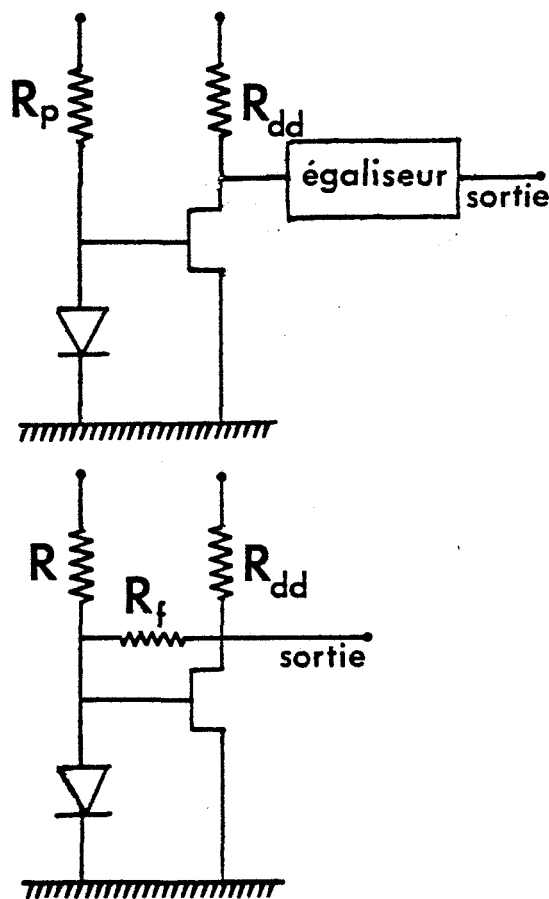


Figure 1.16. : Représentation schématique des configurations typiques des photorécepteurs : a - à préamplificateur haute impédance, b - à préamplificateur transimpédance.

Dans le cas du préamplificateur haute impédance, le courant généré par la photodiode  $I_{ph}$  est converti en tension  $V_e$  par l'impédance d'entrée du préamplificateur mise en parallèle sur la résistance de polarisation de la diode  $R_p$ . Cette tension est ensuite amplifiée d'un facteur A (Figure 1.17.).

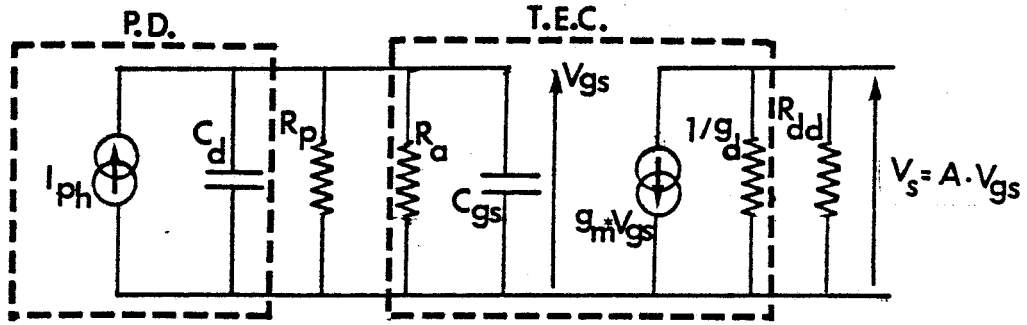


Figure 1.17. : Circuit électrique équivalent d'un photorécepteur à préamplificateur haute impédance.  $C_d$  est la capacité de la diode,  $C_{gs}$  et  $R_a$  sont la capacité et la résistance d'entrée du préamplificateur.

De part les capacités d'entrée du préamplificateur et de la diode de réception, ce circuit a un comportement dynamique passe-bas et la tension de sortie  $V_s$  est égale à :

$$V_s(\omega) = \frac{A \cdot R \cdot I_{ph}(\omega)}{1 + j\omega\tau_c}$$

avec

$$A = \frac{g_m}{g_d + 1/R_{dd}} \quad \tau_c = R \cdot (C_d + C_{gs}) \quad R = \frac{R_a \cdot R_p}{R_a + R_p}$$

La fréquence de coupure à 3 dB du photorécepteur sera donc :  $F_c = \frac{1}{2\pi\tau_c}$ . Cette fréquence de coupure sera d'autant plus haute que l'impédance d'entrée sera faible. D'autre part, le courant de bruit thermique généré par une résistance chaude  $R$  est égale à :  $\langle i_{th}^2 \rangle = 4kTB/R$  Si l'on souhaite a priori obtenir un courant de bruit faible, il faudra donc que la résistance d'entrée de l'amplificateur soit grande, ce qui est incompatible avec une bande passante élevée. Pour cette configuration, un égaliseur permet d'augmenter la bande passante, mais cela peut imposer quelques complexités de réalisation (22).

La structure transimpédance est la configuration la plus couramment employée dans les systèmes à fibre optique (22). La configuration transimpédance (Figure 1.18.) permet d'éviter la limitation en bande passante de la configuration haute impédance par un effet de contre-réaction qui étend la bande passante du photorécepteur. Pour cette configuration, on montre que, si la résistance de contre réaction  $R_f$  est très petite devant la résistance d'entrée du transistor  $R_f \ll R_a$  et  $|A| \gg 1$  ( $A$  est le gain du préamplificateur sans contre réaction), on aura :

$$V_s(\omega) = \frac{R_f \cdot I_{ph}}{1 + jR_f \cdot C_t \cdot \omega / A}$$

avec

$$C_t = C_d + C_{gs} \quad A = \frac{g_m}{g_d + 1/R_{dd}}$$

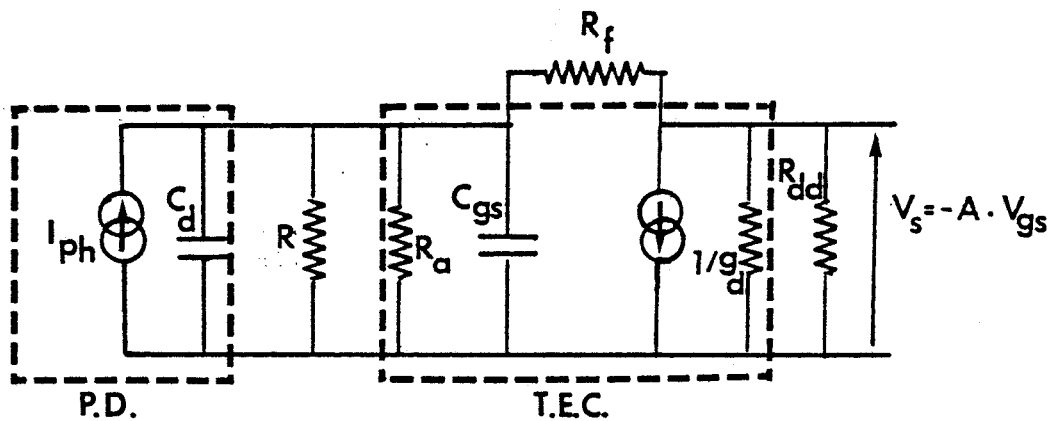


Figure 1.18. : Circuit électrique équivalent d'un photorécepteur transimpédance.

La fréquence de coupure à 3 dB du photorécepteur transimpédance est alors donnée par :

$$F_c = \frac{A}{2\pi R_f C_t}$$

Si on se place cette fois du point de vue du bruit thermique purement résistif, on remarque que ce bruit sera principalement généré par  $R_f$ , beaucoup plus petite que  $R_a$ . Par comparaison avec la configuration haute impédance, pour un courant de bruit thermique identique, c'est-à-dire quand  $R_f = R_p$ , si l'on souhaite obtenir une bande passante plus élevée, il faut donc que le gain du préamplificateur transimpédance soit assez important et que son impédance d'entrée soit grande devant  $R_f$  (22).

### 1.3.3. Photorécepteur numérique

Le développement rapide des ordinateurs, la réduction spectaculaire du coût des circuits logiques et les avantages intrinsèques de la transmission numérique : bonne immunité aux bruits, insensibilité aux non-linéarités, ont conduit à une mutation du réseau téléphonique de l'analogique vers le numérique (23). Les efforts de recherche et de développement des liaisons par fibre optique ont évidemment obéi à cette évolution et en conséquence ont été principalement orientés vers des applications pour des systèmes de

transmission numérique. C'est pourquoi dans ce qui suit nous ne considérons que la liaison numérique par fibre optique.

Dans un système de transmission numérique, l'émetteur optique délivre un message constitué d'une suite symbolique d'état "1" et d'état "0". A chaque état correspond une impulsion élémentaire qui est généralement une impulsion rectangulaire de durée  $T$ , d'amplitude  $V_1$  pour l'état "1" et d'amplitude  $V_0$  pour l'état "0". Ce signal transmis sous cette forme sur le canal correspond à un codage. La fréquence de codage  $B$ , exprimée en "bits par seconde" est égale à  $1/T$ . On considère généralement que la bande passante nécessaire  $F_c$  dans le cas d'un codage du type NRZ (non retour à zéro) est égale à  $BI_2$  (24) ;  $I_2$  est une intégrale de transfert qui sera définie au paragraphe 1.3.4.a.

Comme indiqué figure 1.15., dans le cas d'un photorécepteur numérique, l'organe de décision permet de comparer le signal à un seuil et de décider de la nature de l'impulsion reçue. On décidera d'un "1" si le signal est supérieur au seuil et d'un "0" dans le cas contraire (Figure 1.19.).

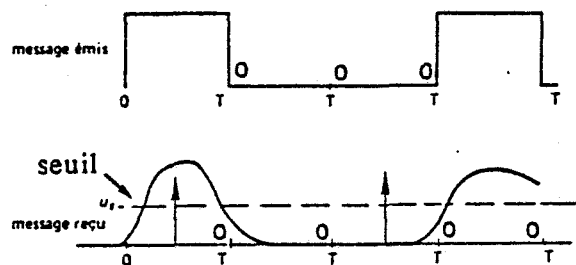


Figure 1.19. : Principe de décision pour un message numérique.

Mais l'opération de décision est perturbée dans sa réalisation par la détérioration du signal de sortie. Celle-ci a deux origines :

- Du fait des limitations en bande passante du récepteur (constante RC), l'impulsion n'a plus sa forme rectangulaire de l'émission. On observe un trainage en dehors de l'intervalle de temps affecté et un empiètement sur les impulsions voisines. Il y aura donc apparition de l'interférence intersymbole. Cela est illustré figure 1.19. où les niveaux représentant les symboles "0" ne sont pas rigoureusement nuls.

- Au signal utile, se superpose la tension parasite de bruit aléatoire dont l'amplitude instantanée peut être comparable à celle du seuil.

Remarquons qu'en pratique on ne peut généralement pas réduire simultanément ces deux influences. En effet, comme nous le verrons dans les calculs du paragraphe 1.3.4., on diminue le bruit, en augmentant la résistance de polarisation, mais ce faisant on augmente le trainage des impulsions ; il y aura donc réduction de la bande passante. De la détérioration du signal, il résulte des décisions erronées et l'acheminement, vers l'utilisateur, d'un certain nombre de signaux binaires faux. On caractérise donc la qualité du message restitué par le taux d'erreur, défini par le rapport entre le nombre de bits faux à la sortie du récepteur au nombre total de bits reçus.

#### 1.3.4. Calcul de la puissance minimale détectable

Dans le cas de transmissions numériques, en supposant que la statistique du bruit est Gaussienne, la puissance minimale détectable  $\eta \bar{P}$  par un photorécepteur constitué d'une photodiode PIN ou Schottky associée à un transistor à effet de champ, est donnée par la relation suivante (24) :

$$\eta \bar{P} = Q \frac{h\nu}{q} \sqrt{\langle i_n^2 \rangle} \quad (1.12)$$

$\eta$  est le rendement quantique de la photodiode,  $h\nu$  l'énergie du photon incident.  $Q$  est un paramètre qui dépend du taux d'erreur voulu  $P(E)$  qui s'exprime sous la forme (24) :

$$P(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_Q^\infty \exp(-x^2/2) dx$$

Pour les valeurs de taux d'erreur habituellement admises, les valeurs correspondantes de  $Q$  sont indiquées ci-dessous :

$P(E)$	$10^{-8}$	$10^{-9}$	$10^{-10}$
$Q$	5,61	6	6,36

$\langle i_n^2 \rangle$  est la valeur quadratique moyenne du courant de bruit total du circuit du photorécepteur.

La puissance minimale détectable en dBm est donnée par la relation suivante :

$$S = 10 \log(10^3 \eta \bar{P}) \quad (1.13)$$

où  $\bar{P}$  est exprimé en Watts.

### a. Analyse du bruit

Cette analyse a déjà été effectuée en détail par ailleurs (24-27). Nous rappelons ici, les expressions des différentes sources de bruit qui nous permettront d'étudier l'influence et la contribution de chacune d'entre elles sur le bruit total.

Le bruit de la photodiode est un bruit de grenaille (Shot-noise). Il a été observé qu'en général, dans les photorécepteurs PIN-FET, le bruit dû au photocourant est négligeable devant le bruit de circuit ; nous négligerons donc sa contribution au bruit total (24). La densité spectrale est alors donnée par la relation suivante :

$$\frac{d\langle i_d^2 \rangle}{df} = 2qI_d$$

où  $I_d$  est le courant d'obscurité de la photodiode.

La résistance de polarisation  $R_p$  génère un bruit thermique qui est donné par :

$$\frac{d\langle i_{th}^2 \rangle}{df} = \frac{4kT}{R_p}$$

En ce qui concerne le préamplificateur, au bruit de grenaille dû au courant de fuite de grille  $I_g$  donné par :

$$\frac{d\langle i_g^2 \rangle}{df} = 2qI_g$$

s'ajoute un bruit dû à la conductance du canal du transistor. La contribution de cette source de bruit en sortie du préamplificateur s'exprime sous la forme suivante :

$$\frac{d\langle i_c^2 \rangle_{sortie}}{df} = \frac{4kT\Gamma}{g_m}$$

où  $g_m$  est la transconductance du transistor et  $\Gamma$  est un facteur numérique dont la valeur peut être comprise entre 0,6 et 8 selon le type du transistor et le point de polarisation. Cette source de bruit ramenée à l'entrée du préamplificateur s'exprime sous la forme suivante :

$$\frac{d\langle i_a^2 \rangle}{df} = \frac{1}{|Z_e|^2} \cdot \frac{d\langle i_c^2 \rangle}{df}$$

où  $Z_e$  est l'impédance d'entrée du préamplificateur.

En tenant compte de l'ensemble des sources de bruit, la valeur quadratique moyenne du courant de bruit total du circuit du photorécepteur  $\langle i_n^2 \rangle$  est donnée par l'expression suivante :

$$\langle i_n^2 \rangle = \left\{ \frac{4kT}{R_p} + 2q(I_d + I_g) \right\} I_2 B + \frac{4kT\Gamma}{g_m} \left\{ \frac{I_2 B}{R_p^2} + (2\pi C_t)^2 I_3 B^3 \right\}$$

où B est le taux de bits,  $C_t$  est la capacité totale, égale à la somme des capacités de la photodiode, du transistor et de la capacité parasite  $C_p$  de l'interconnexion photodiode-transistor ;  $C_t = C_d + C_{gs} + C_p$ .  $I_2$  et  $I_3$  sont des intégrales de transfert qui dépendent de code de transmission. Elles ont été évaluées par Personick. A titre d'exemple si le code de transmission utilisé est du type NRZ (non-retour à zéro),  $I_2 = 0,562$  et  $I_3 = 0,0868$  (24)\*

Dans le cas du MESFET sur GaAs une autre source de bruit en basses fréquences du type 1/f ou selon certains auteurs "flicker noise" (25), a été observée. L'origine de ce type de bruit a été étudiée par ailleurs (26). La contribution du bruit en 1/f est donnée par l'expression suivante selon la référence (24).

$$\langle i_f^2 \rangle = \frac{4kT\Gamma}{g_m} (2\pi C_t)^2 f_c I_f B^2$$

où  $f_c$  est la fréquence d'apparition du bruit en 1/f. Généralement cette fréquence est située entre 20 et 50 MHz pour un MESFET sur GaAs.  $I_f$  est l'intégrale de transfert associée qui est égale à  $I_f = 0,0984$  quand le code de transmission est du type NRZ. Notons que d'autres auteurs ont exprimé différemment la contribution de cette source de bruit (25). Si l'on tient compte du bruit en 1/f, la valeur quadratique moyenne du courant de bruit total du circuit haute impédance  $\langle i_n^2 \rangle$  devient :

$$\langle i_n^2 \rangle = \left\{ \frac{4kT}{R_p} + 2q(I_g + I_d) \right\} I_2 B + \frac{4kT\Gamma}{g_m} \left\{ \frac{I_2 B}{R_p^2} + (2\pi C_t)^2 I_3 B^3 \right\} + \frac{4kT\Gamma}{g_m} (2\pi C_t)^2 f_c I_f B^2 \quad (1.14)$$

Dans le cas du photorécepteur transimpédance, il faut remplacer  $R_p$  par  $R_f$ .

D'après cette relation, on constate qu'il est souhaitable de choisir un photorécepteur ayant les caractéristiques suivantes :

---

\* Voir Annexe III pour la définition et l'évaluation de ces intégrales de transfert.



- faible capacité d'entrée  $C_t$
- $g_m$  élevée
- faible courant de fuite (grille du transistor + photodiode)
- faible fréquence d'apparition du bruit en  $1/f$ .

Dans le paragraphe suivant nous étudions l'influence de chacun de ces paramètres sur la sensibilité du photorécepteur afin de pouvoir déterminer la structure optimale qui conduit à la puissance minimale détectable la plus faible possible.

### b. Influence des paramètres caractéristiques

Afin d'étudier quelle peut être l'influence des différentes caractéristiques de la photodiode et du transistor constituant le photorécepteur, sur la puissance minimale détectable par celui-ci, nous partons d'un photorécepteur constitué de deux composants ayant les caractéristiques typiques données dans le tableau 1.1.. Nous calculons ensuite à l'aide des expressions (1.13.) et (1.14.) pour un taux d'erreur B.E.R. =  $10^{-9}$  et un codage du type NRZ la puissance minimale détectable par le photorécepteur obtenu en admettant que la capacité parasite de l'interconnexion photodiode et transistor est égale à 0,15 pF, pour plusieurs résistances de polarisation Figure (1.20.).

Photodiode PIN (GaInAs)	MESFET (GaAs)
$C_d = 0,6\text{pF}$ $I_d = 2\text{ nA}$	$g_m = 20\text{ mS}$ $C_{gs} = 0,25\text{ pF}$ $I_g = 2\text{ nA}$ $f_c = 30\text{ MHz}$

Table 1.1. : Paramètres caractéristiques de la photodiode et du transistor utilisés pour le calcul de la puissance minimale détectable. Ces paramètres représentent les valeurs typiques pour des composants commercialisés (27).

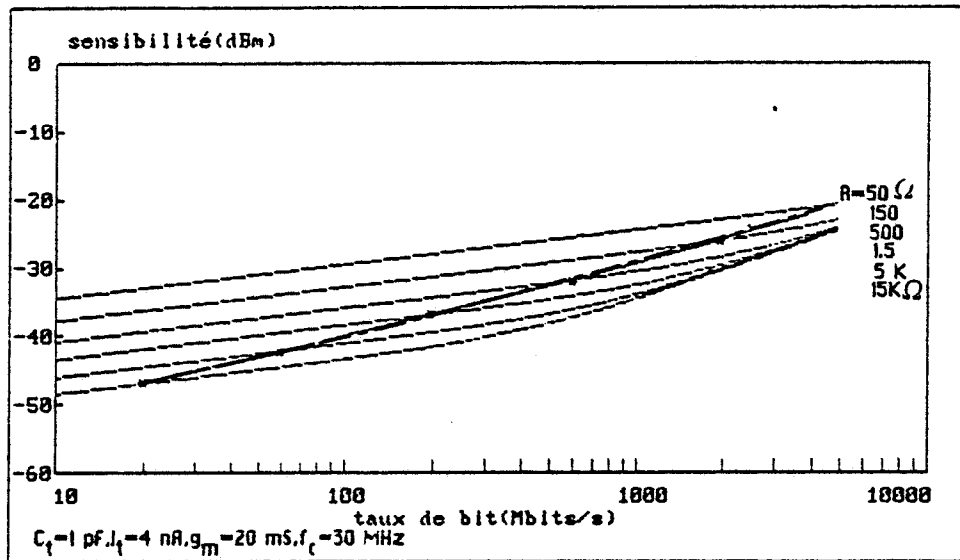


Figure 1.20. : Sensibilité du photorécepteur pour différentes résistances de polarisation. La courbe en pointillé désigne la bande passante d'une configuration haute impédance définie par  $F_c = \frac{1}{2\pi \cdot R \cdot C_t}$

Nous constatons qu'en augmentant la résistance de polarisation, on peut améliorer la sensibilité, mais au détriment de la bande passante du photorécepteur. Il faut donc disposer d'une résistance supérieure à 5 K $\Omega$  pour espérer une sensibilité meilleure que - 40 dBm à 140M Bits/s (c'est le débit actuellement visé dans les systèmes de télécommunication par fibre optique en France). Dans ce cas pour étendre la bande passante du photorécepteur haute impédance deux solutions sont possibles :

- utilisation d'un circuit égaliseur pour redresser le signal jusqu'à 140M Bits/s. Mais cela impose une complexité supplémentaire liée au réglage de l'égaliseur avec le photorécepteur.

- diminution de la capacité totale du photorécepteur. Nous avons calculé (Figure 1.21.) la sensibilité du photorécepteur pour le cas où la capacité totale du photorécepteur est égale à 0,2 pF. La comparaison des Figures 1.20. et 1.21., montre qu'une réduction de capacité conduit à une amélioration de la bande passante, si l'on travaille à résistance de polarisation identique. Mais surtout, cette comparaison montre qu'une réduction de capacité permet de faire fonctionner le dispositif avec une résistance de polarisation plus élevée sans nuire à la bande passante. On constate par exemple, en comparant les Figures 1.20. et 1.21,

qu'en diminuant la capacité de 1 pF à 0,2 pF, il est possible d'augmenter, à 200 Mbits/s, la résistance de polarisation de 1,5 K $\Omega$  à 5 K $\Omega$ . Cette modification se traduit par une amélioration en sensibilité, pour 200 Mbits/s, d'environ 5 dBm sans avoir besoin d'utiliser un égaliseur. Il est donc a priori intéressant de diminuer le plus possible la capacité totale du photorécepteur. Une façon de procéder consiste à supprimer la capacité parasite due aux interconnexions en cherchant à intégrer monolithiquement la photodiode et le transistor. Cette solution a déjà été préconisée et étudiée par de nombreux auteurs et un certain nombre de photorécepteurs intégrés monolithiquement ont été récemment réalisés (12, 28-34). En outre l'utilisation d'un transistor à effet de champ à grille submicronique devrait permettre également de réduire la capacité du transistor sans nuire à sa transconductance  $g_m$ .

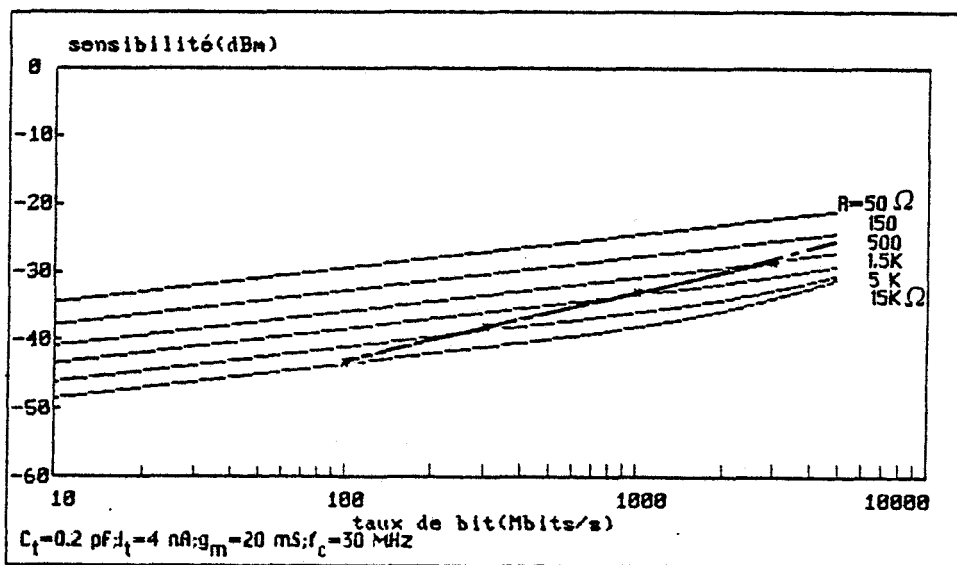


Figure 1.21. : Sensibilité du photorécepteur quand  $C_t = 0,2$  pF. La courbe en pointillé désigne la bande passante d'une configuration haute impédance.

### Courant de fuite

La Figure 1.22. présente l'influence de courant de fuite (photodiode + transistor) sur la puissance minimale détectable pour plusieurs résistances de polarisation à 100 Mbits/s. Elle montre que, dans le cadre des calculs donnés par les relations (1.13.) et (1.14.) la contribution du bruit de grenaille par rapport aux autres sources de bruit ne devient importante que pour des résistances de polarisation assez élevées, supérieures à 1 K $\Omega$ , et des courants de fuite supérieurs à 10  $\mu$ A.

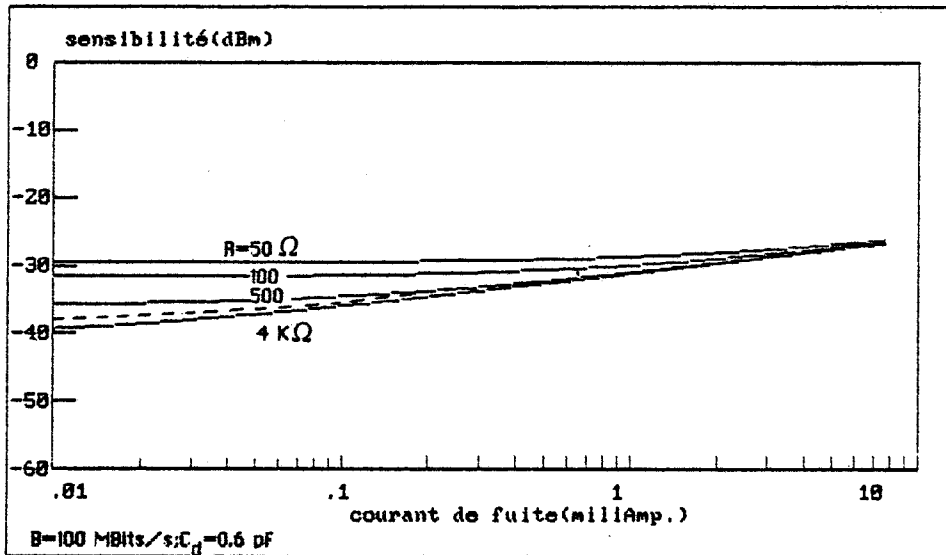


Figure 1.22. : Sensibilité en fonction de courant de fuite pour différentes résistances de polarisation  $R_p$  à 100 Mbits/s. La courbe en pointillé présente la limite due à la fréquence de coupure d'un photorécepteur haute impédance.

Une autre façon d'estimer l'influence du courant de fuite est d'évaluer le maximum du courant de fuite permis pour un facteur de dégradation de sensibilité donné. Nous définissons le facteur de dégradation en sensibilité  $\epsilon$  de la manière suivante :

$$\eta \bar{P} = (1 + \epsilon) \eta \bar{P}_0$$

où  $\eta \bar{P}_0$  est la sensibilité quand le courant de fuite est égal à zéro. Dans le cas des PIN-FET, la puissance minimale détectable est donnée par :

$$\eta \bar{P} = Q \frac{h\nu}{q} \sqrt{\langle i_{na}^2 \rangle + 2qI_t B I_2}$$

où  $I_t = I_d + I_g$  et où  $\langle i_{na}^2 \rangle$  représente le bruit du photorécepteur sans tenir compte de la contribution du courant de fuite. Le courant de fuite maximum qui est permis pour un facteur de dégradation donné se met donc sous la forme :

$$I_t = \frac{\epsilon (2 + \epsilon)}{2qB I_2} \langle i_{na}^2 \rangle$$

Le courant de fuite maximum qui est acceptable pour avoir 0,5 dB de dégradation en sensibilité a été calculé Figure 1.23.

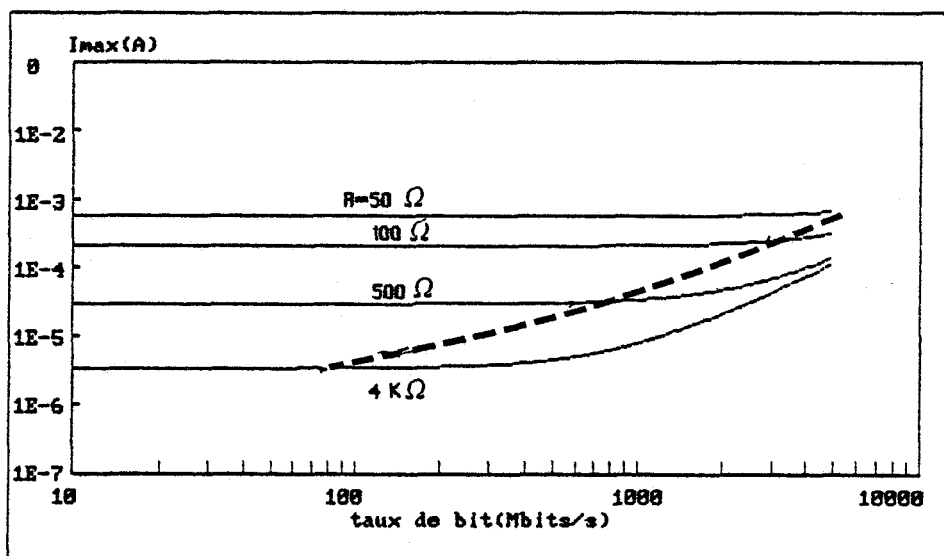


Figure 1.23. : Courant de fuite maximum acceptable qui conduit à une dégradation en sensibilité de 0,5 dB. La courbe en pointillé représente la bande passante d'une configuration haute impédance.

Cette dégradation de 0,5 dB correspond à une valeur de  $\epsilon$  égale à 0,122. Nous constatons que, pour une résistance de polarisation de  $4 \text{ K}\Omega$  un courant de fuite de  $6 \mu\text{A}$  conduit à 0,5 dB de dégradation en sensibilité à 300 Mbits/s.

### Analyse des résultats

L'étude de l'influence des paramètres caractéristiques montre que, dans la gamme des débits actuellement utilisés, un paramètre important est la résistance de polarisation. Pour diminuer la puissance minimale détectable, on aurait donc intérêt à choisir des résistances de polarisation les plus élevées possibles (supérieures au kilo-ohm). Mais dans ce cas pour ne pas utiliser d'égaliseur, il est souhaitable de minimiser la capacité pour étendre la bande passante. L'intégration monolithique de la photodiode et du transistor, voire de transistors à grille submicronique, s'avère donc intéressante. En outre, il faut noter que, pour des résistances de polarisation voisines de  $1 \text{ K}\Omega$ , dans le cadre de nos calculs, les courants de fuite doivent être supérieurs au microampère pour qu'ils conduisent à des dégradations de 0,5 dB en sensibilité.

## CONCLUSION

Nos études montrent que pour atteindre une puissance minimale détectable la plus faible possible, il est souhaitable de réaliser des photorécepteurs intégrés monolithiquement. La photodiode Schottky, qui offre la possibilité d'obtenir des fréquences de coupure élevées et dont la technologie est compatible avec celle des MESFET, semble être un composant de choix, pour l'intégration avec ce type de transistor. Pour un fonctionnement aux longueurs d'onde  $1,3 \mu\text{m}$  et  $1,55 \mu\text{m}$ , le ternaire  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  est particulièrement bien adapté. Cependant, il est bien connu qu'il est difficile de fabriquer un contact Schottky sur ce matériau ou sur InP. La difficulté consiste donc à rendre possible la réalisation d'un contact Schottky sur GaInAs. C'est pourquoi l'objet du chapitre suivant est de proposer l'utilisation d'un hétéromatériau du type GaInP/GaInAs/InP pour effectuer un premier essai de réalisation d'un photorécepteur intégrant monolithiquement un transistor à effet de champ et une photodiode Schottky.

BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE 1

- (1) Measurement of absorption coefficients of  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  over the wavelength range 1-1,7  $\mu\text{m}$   
D.A. Humphreys, R.J. King and D. Jenkins, Electron Lett. Vol. 21, pp. 1187-1189, 1985  
- Démodulation and photodetection techniques  
H. Melchior  
in Laser Handbook Vol. 1 F.T. Areckhi, Schulz-Dubois  
Eds Amsterdam 1972 - pp. 725-835.
- (2) Temperature dependent electron velocity field characteristics for  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  at high electron fields.  
J. Electron. Mat. Vol. 11 pp. 1065-1082, 1982.
- (3) Physics of group IV elements and III-V compounds  
O. Madelung Ed. New-York : Springer-Verlag 1989, pp. 532-3
- (4) Physics of semiconductor devices  
S.M. SZe 1981, J. Wiley and Sons
- (5) Coaxially mounted 67 GHz bandwidth InGaAs PIN photodiode  
R.S. Tucker and al Elect. Lett. Vol. 22 - N° 17, pp. 917-918, 1986.
- (6) Olivier A.  
Thèse de Docteur de l'Université de Lille, à paraître.
- (7) Waveguide-integrated PIN photodiode on InP  
C. Bornholdt, w. Doldissen, F. Fielder  
Electron. Lett. Vol. 23. N° 1, pp. 2-4, 1987.
- (8) Monolithic integration of a short-length GaInAs photoconductor with a GaAs/GaAlAs waveguide  
F. Mallecot, J.F. Vinchant, M. Razeghi, D. Vandermoere, J.P. Vilcot and D. Decoster  
Appl. Phys. Lett. 1988.

(9) Waveguide integrated MSM photodetector on InP

J.B.D. soole and al

Elect. Lett. Vol. 24 - N° 24 - pp. 1478-1480.

(10) Aboulhouda S.

Thèse de Docteur de l'Université de Lille, à paraître.

(11) Gouy J.P.

Thèse de Docteur de l'Université de Lille, à paraître.

(12) Verielle H.

Thèse de Docteur de l'Université, Lille, mai 1987.

(13) 100 GHZ bandwidth planar GaAs Schottky photodiode

S.Y. Wang, D.M. Bloon

Electron. Lett. Vol. 19 - N° 14, 1983 - pp. 554-5.

(14) Monolithic integration of a M-S-M photodiode and a GaAs preamplifier

M. Ito, O. Wada

electron. Dev. Lett. Vol. EDL-5 - N° 12, 1989, pp. 531-3.

(15) A monolithic four-channel photoreceiver using MSM photodiodes and FET's

M. Makivchi and al.

Electron. Dev. Lett. Vol. EDL-6 N° 12, 1985, pp-634-5.

(16) D. Decoster and al

Contrat D.A.I.I. - Convention N° 82.35009.

(17) Boyodi A.

Thèse de Docteur-Ingénieur, février 1987, Lille.

(18) Vilcot J.P.

Thèse de 3ème Cycle, Lille, 1984.

(19) Ramdani J.

Thèse de docteur de l'Université, mai 1987, Lille.

(20) Mallecot F.

Thèse de Docteur de l'Université, novembre 1988, Lille.



(21) 2DEG III-V photoconductive detectors : an attractive device for photoreceiver applications

D. Decoster and al.

Inst. Phys. Conf. ser. N° 74, Ch. 6 paper presented at Int. Symp. GaAs and related compounds - Biarritz 1984.

(22) Transmission numérique sur fibres optiques, application à la transmission d'un signal vidéo numérique

J.P. Gérard

Mémoire de Diplôme d'Ingénieur - Décembre 1988.

(23) Optique et Télécommunications : Transmission et traitement optiques de l'information.

A. Cozannet, J. Fleuret, M. Maître, M. Rousseau, Eyrolles 1981.

(24) R.G. Smith and S.D. Personick, in Semiconductor devices for optical communication.

H. Kressel

Ed. New-York : Springer - Verlag, 1982.

(25) Flicker noise effect on sensitivity of PIN-FET fiber-optic receiver

M. Park and al.

Elec. Lett. Vol. 23 - N° 12, 1987, pp. 631-3.

(26) Applications des transistors à effet de champ en Arséniure de Gallium

R. Soares, J. Graffeuil et J. Obregon

1984, Editions Eyrolles et CNET-ENST.

(27) Receiver design for high-speed optical-fiber systems

T.V. Muoi

Jour. of light w. techno. Vol. LT-2, N° 3, June 1984, pp. 243-267.

(28) Monolithic integration of a Schottky photodiode and MESFET using an InAl/As/InGaAs heterostructure

S. Hata and al.

Int. Proceedings of European Conference on Optical Communications

(ECOC'86) - Barcelona 1986.

(29) Monolithic photoreceiver integrating GaInAs PIN/JFET with diffused junctions

J.C. Renaud and al.

Elect. Lett. Vol. 23, N° 20, pp. 1055-1056 - 1987.

(30) Monolithic integration of InGaAs PIN photodetector with fully Ion-implanted InP, JFET amplifier

S.J. Kim and al.

IEEE Elect. Dev. Lett. Vol. 9, N° 9, sept. 1988, pp. 447-9.

## CHAPITRE 2

PREMIER ESSAI DE REALISATION D'UN PHOTORECEPTEUR  
INTEGRE MONOLITHIQUEMENT SUR HETEROSTRUCTURE

$\text{Ga}_{0,49} \text{In}_{0,51} \text{P} / \text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53} \text{As} / \text{InP}$

## INTRODUCTION

Nous avons montré au chapitre précédent l'intérêt de réduire la capacité d'un photorécepteur pour augmenter sa sensibilité. Dans ce but l'intégration monolithique de la photodiode et du transistor à effet de champ semble donc souhaitable et dans la mesure du possible la fabrication d'un transistor à grille submicronique pourrait être un atout supplémentaire.

Pour les télécommunications aux grandes longueurs d'onde (1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$ ) le ternaire  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  epitaxié sur InP est un matériau bien adapté puisque son seuil de photodétection se situe à la longueur d'onde 1,65  $\mu\text{m}$ . De plus, il possède des propriétés de transport électronique intéressantes pour la fabrication de transistors à effet de champ (1). Cependant il est bien connu qu'à cause de sa faible énergie de bande interdite, il est difficile d'obtenir de bons contacts Schottky sur ce matériau (hauteur de barrière inférieure à 0,3 eV) et donc de fabriquer des transistors à effet de champ du type MESFET. C'est pourquoi d'autres solutions ont été proposées comme par exemple l'utilisation de MISFET, JFET,..... Mais si l'on veut conserver l'avantage du transistor du type MESFET pour lequel la réalisation de grilles submicroniques semble bien maîtrisée, il convient d'étudier des solutions qui permettent d'obtenir un bon contact Schottky sur ce matériau. De ce point de vue un certain nombre de solutions ont déjà été proposées comme par exemple :

- traitement de surface du GaInAs (2)

- croissance sur GaInAs d'un matériau sur lequel il est, a priori, possible d'obtenir un bon contact Schottky (3-8).

Pour ce qui nous concerne nous avons choisi la deuxième solution. L'objet de ce chapitre est donc de présenter la faisabilité d'une première tête de réception associant en intégration monolithique un transistor à effet de champ à grille métal - semiconducteur et une photodiode Schottky, puisque ce dernier composant présente l'avantage d'avoir une technologie compatible avec celle de la grille du transistor.

## 2.1. MATERIAU UTILISE

Dans le but d'obtenir un bon contact Schottky sur GaInAs, l'idée de base est d'utiliser une hétéroépitaxie  $\text{Ga}_{0,49}\text{In}_{0,51}\text{P}/\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{InP}$  dont la croissance a été effectuée au Laboratoire Central de Recherches de Thomson par le Dr. M. Razeghi par la méthode des organo-métalliques à basse pression ou L.P. M.O.C.V.D. selon la terminologie anglo-saxonne (9, 10, 11). Le détail des couches (épaisseur-dopage) est présenté Fig. 2.1. La couche de GaInAs doit servir à la fois pour réaliser le canal d'un transistor à effet de champ (T.E.C.) et la partie photosensible d'une photodiode Schottky. La couche non dopée de GaInP (résiduel de type n), dont le paramètre de maille est égal à celui du GaAs et dont la bande interdite est grande (1,88 eV), a pour but d'améliorer la qualité du contact Schottky. Le matériau obtenu présente une qualité de surface comparable à celle d'un miroir.

GaInP	nid	1000 Å
GaInAs	$N_D = 2 \times 10^{17} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	2000 Å
InP	S.I.	

Figure 2.1. : Matériau utilisé.

## 2.2. REALISATION TECHNOLOGIQUE DU DISPOSITIF

La "puce" comprend :

- la tête optique intégrée : association en intégration monolithique d'une photodiode Schottky, d'un TEC et des résistances de polarisation,
- des motifs de test : une photodiode, un TEC, une échelle de contacts Schottky et une échelle de résistances,
- des motifs d'alignement facilitant la superposition des différents masques.

### Tête optique

La figure 2.2. présente le circuit électrique équivalent, ainsi qu'une vue schématique du photorécepteur.

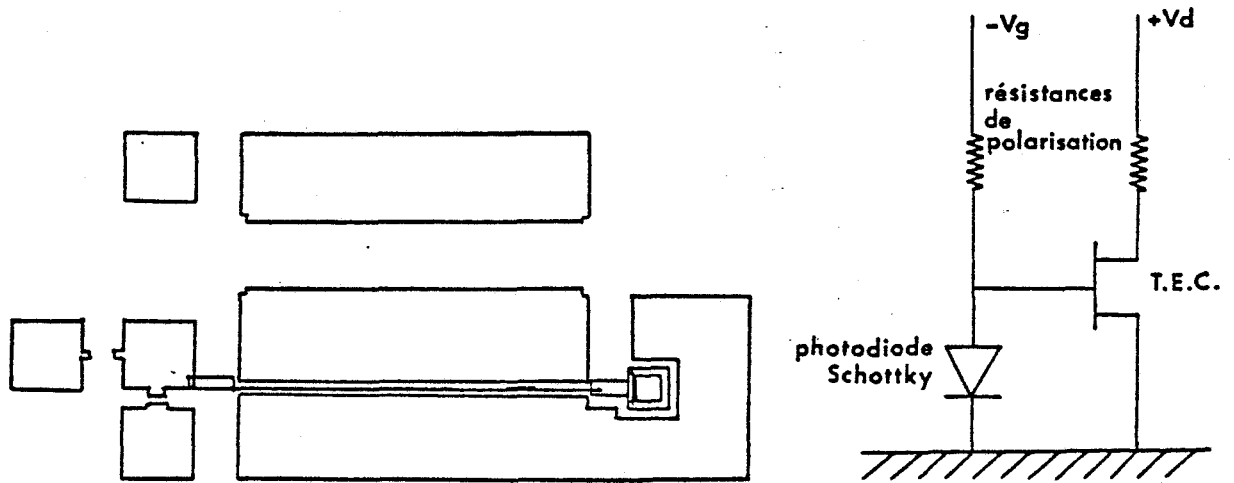


Figure 2.2. : Vue schématique et circuit électrique équivalent de la tête optique intégrée.

La photodiode est obtenue par dépôt d'un contact Schottky semi-transparent sur la couche de GaInP non dopée. Sa surface photosensible est de  $40\ \mu\text{m} \times 40\ \mu\text{m}$ .

Le TEC joue un rôle de préamplificateur. Les dimensions de la grille sont de  $3\ \mu\text{m} \times 600\ \mu\text{m}$  dans un canal de  $12\ \mu\text{m}$  de large. La source du TEC est aussi le contact ohmique de la photodiode. Ce contact ohmique entoure le contact Schottky de la photodiode afin d'obtenir un champ le plus uniforme possible au niveau de la photodiode.

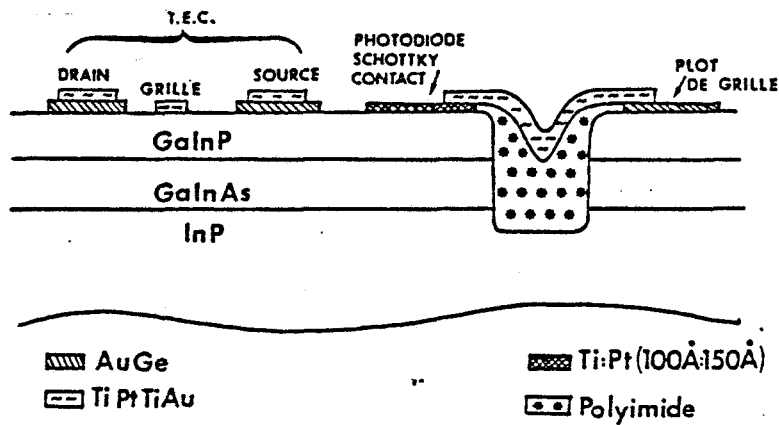


Figure 2.3. : Vue schématique de la section de la tête optique intégrée.

L'interconnexion entre la grille du TEC et le contact Schottky de la photodiode est faite grâce à un pont de polyimide (Fig. 2.3.). On remarque sur cette figure la structure complètement plane de la tête optique.

### Motifs de test et d'alignement

Les motifs de test comportent (fig. 2.4.) :

- Une photodiode Schottky tout à fait analogue à celle du circuit intégré, qui permet de caractériser la photodiode.
- Un TEC dont les dimensions de grille sont de  $3 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$  dans un canal de  $12 \mu\text{m}$  de large. En extrapolant les caractéristiques de ce transistor on pourra accéder à celles du TEC de circuit intégré (C.I.).
- Une échelle de résistances qui permettra de mesurer la résistance des contacts ohmiques.
- Une échelle de contacts Schottky qui permettra d'étudier l'influence des distances interélectrodes sur le courant de fuite des contacts Schottky.

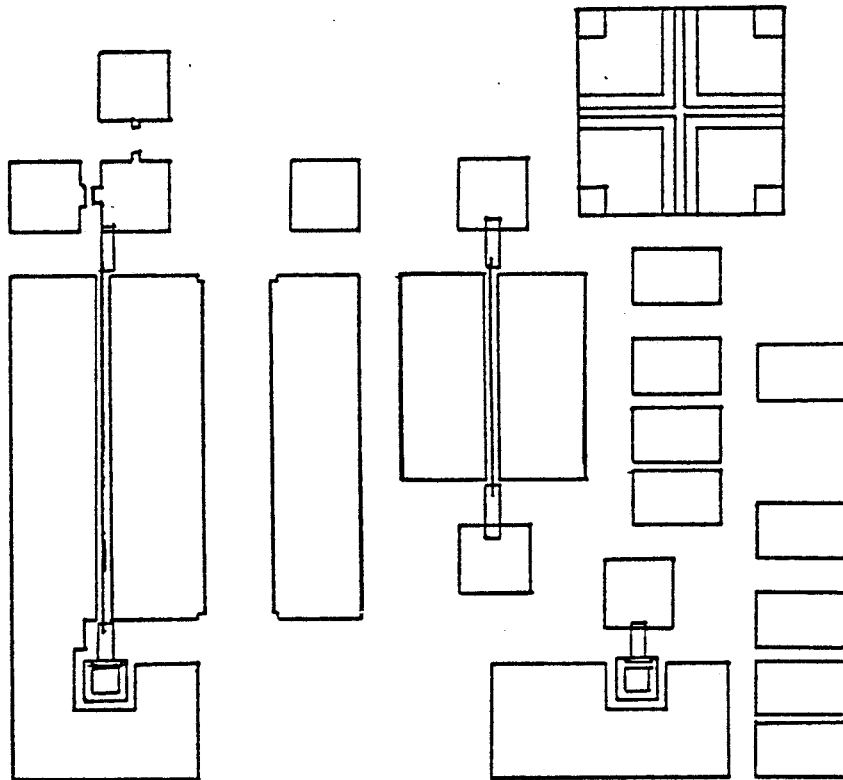


Figure 2.4. : Vue schématique des motifs de test prévus sur la puce.

### 2.3. PROCÉDE TECHNOLOGIQUE

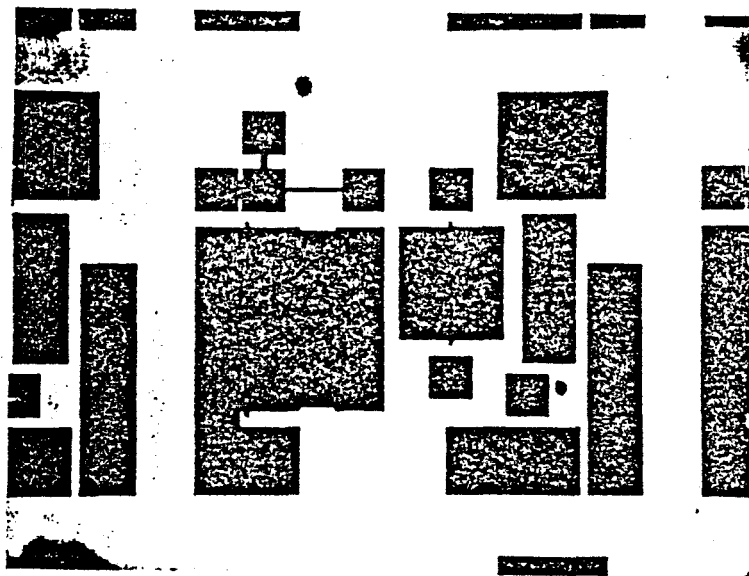
La réalisation des dispositifs en structure planaire sur une plaquette épitaxiée nécessite des opérations de gravure ou de dépôt. Le matériau est enduit d'une fine couche ( $1 \mu\text{m}$

environ) de résine photosensible (Shipley 1350 ou 1470H). Après recuit à travers un masque, la résine est insolée par photolithographie. En développant la partie insolée, la plaquette est prête pour la gravure ou le dépôt. Ces opérations nécessitent la conception d'une série de masques qui est la première étape de la réalisation technologique du dispositif. Dans le cas de notre circuit intégré, la réalisation correspondante nécessite l'emploi de six masques. Dans ce qui suit nous allons décrire les différentes étapes du processus technologique et nous adjoindrons pour chaque étape, le masque correspondant.

### 2.3.1. Mésa d'isolement électrique

Il s'agit d'une attaque des couches actives de façon à accéder au substrat semi-isolant afin d'isoler électriquement les différents dispositifs entre eux :

- Nettoyage de la plaquette
- Photomasquage (résine 1350H)
- Attaque ionique sous pression résiduelle d'argon ( $2 \times 10^{-4}$  torr) pendant 12 mn ; la profondeur d'attaque est de l'ordre de  $0,75 \mu\text{m}$
- Délaquage par agitation ultra-sonique
- Rinçage et séchage.

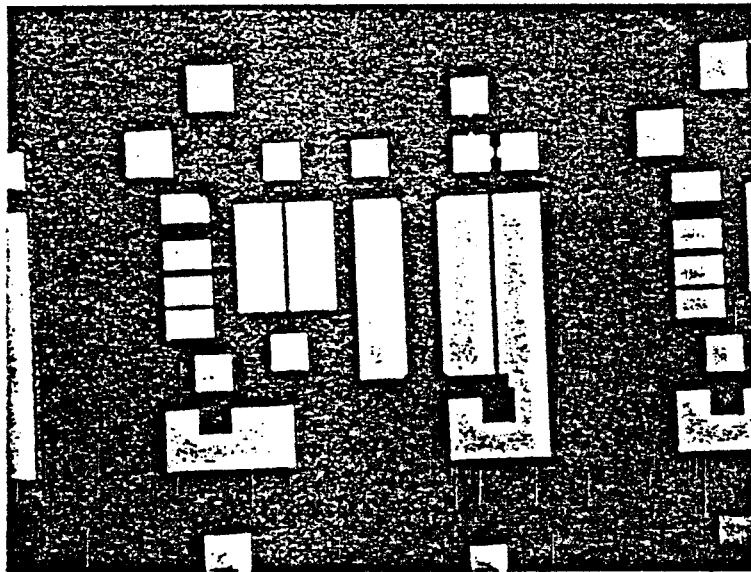


Masque N° 1 : Masque négatif du méso d'isolement.



### 2.3.2. Dépôt des contacts ohmiques

- Nettoyage
- Photomasquage (profil en casquette, résine 1470)
- Désoxydation (HCl - eau D.I. 50 % - 50 %)
- Dépôt des contacts ohmiques ; évaporation de 3200 Å Au-Ge(88 %, 12 %) suivie d'une pulvérisation de 300 Å de Ni
- Lift-off
- Recuit à 470°C pendant 90s (sous atmosphère d'azote hydrogéné). Après le recuit l'on observe que les contacts sont ohmiques, bien qu'ils aient été déposés sur la couche de GaInP non dopée.

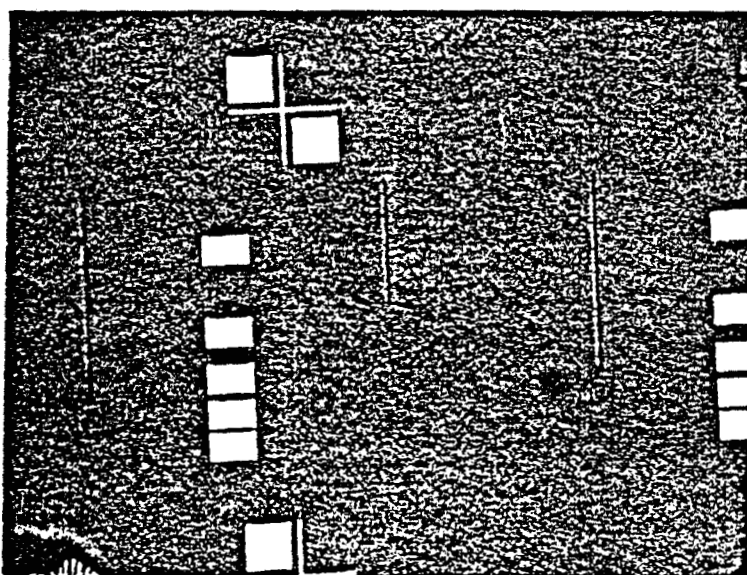


Masque N° 2 : Masque positif du dépôt des contacts ohmiques.

### 2.3.3. Dépôt du contact Schottky de grille

- Nettoyage
- Photomasquage (profil en casquette, résine 1470)
- Désoxydation ( $\text{NH}_4\text{OH}$  10 %)
- Dépôt du contact Schottky ; évaporation de Ti-Pt-Ti-Au (300-300-300-2100Å)
- Lift-off
- Recuit à 280°C pendant 20 mn.

Afin de réduire la résistance de métallisation de grille, il est souhaitable que cette métallisation soit la plus épaisse possible.



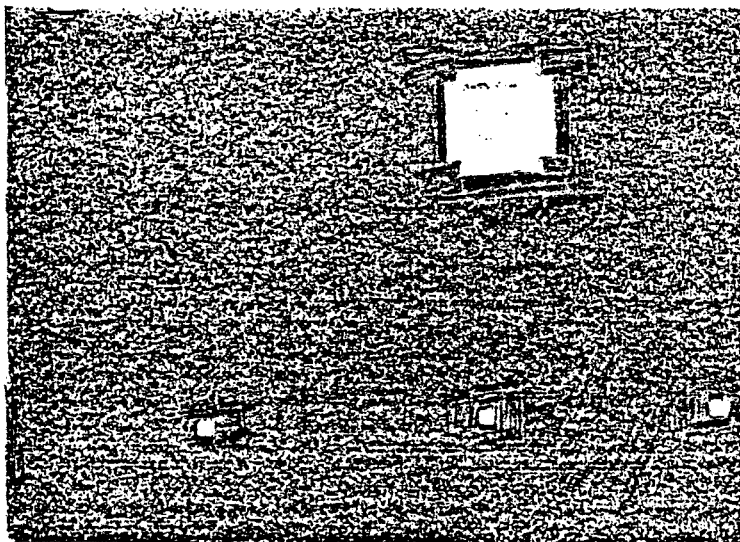
Masque N° 3

Le contact Schottky doit être déposé après le contact ohmique car la température de recuit est inférieure à celle du contact ohmique.

#### 2.3.4. Dépôt du contact Schottky transparent de la photodiode

Afin de ne pas endommager le contact Schottky transparent lors des masquages il faut que cette étape soit la dernière avant le dépôt de polyimide.

- Nettoyage
- Photomasquage (profil en casquette, résine 1470)
- Désoxydation ( $\text{NH}_4\text{OH}$  10 %)
- Dépôt du contact Schottky ; évaporation de Ti-Pt ( $100\text{\AA}$  -  $150\text{\AA}$ )
- Lift-off
- Recuit à  $220^\circ\text{C}$  pendant 10 mn.



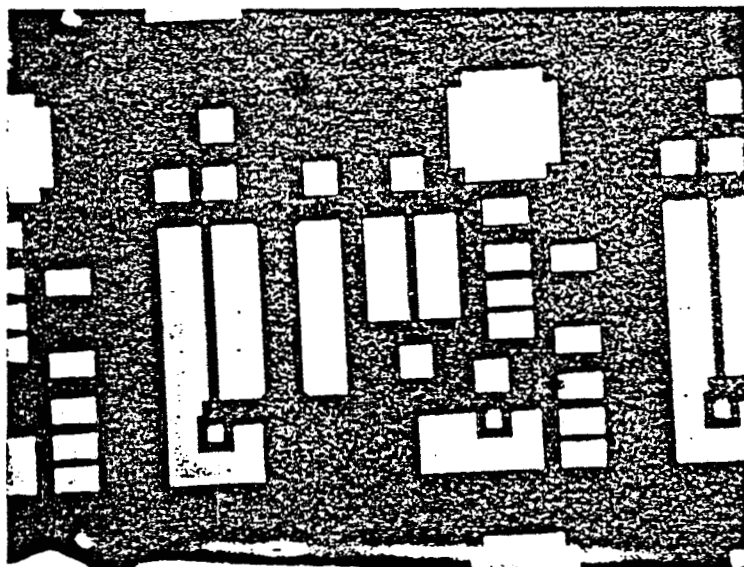
Masque N° 4

### 2.3.5. Dépôt et gravure du polyimide

La connexion entre le contact Schottky de la photodiode et la grille du transistor est effectuée par dépôt d'une couche d'isolant entre la photodiode et le TEC (Fig. 2.3.). Une attaque ionique préalable a permis d'enlever la couche active entre les deux composants. Ce dépôt permet d'isoler la connexion métallique des couches actives conductrices.

Nous utilisons ici le polyimide Pyralin qui présente une grande facilité d'emploi. Ce polyimide liquide est déposé à la tournette (accélération :  $14000 \text{ tr/mn}^2$ , vitesse :  $5000 \text{ tr/mn}$ , temps 60s). On dépose ainsi des couches d'épaisseur de 5000 à 7000 Å. La polymérisation du polyimide se fait par un recuit de 60 mn à  $300^\circ\text{C}$ . Ce polyimide est ensuite gravé dans un plasma d'air (Gir 100). Le plasma d'air n'attaque que le polyimide.

- Photomasquage (résine 1350)
- Attaque ionique dans un plasma d'air ( $P = 60 \text{ watt}$ ,  $t = 8\text{mn}$ )
- Délaquage.

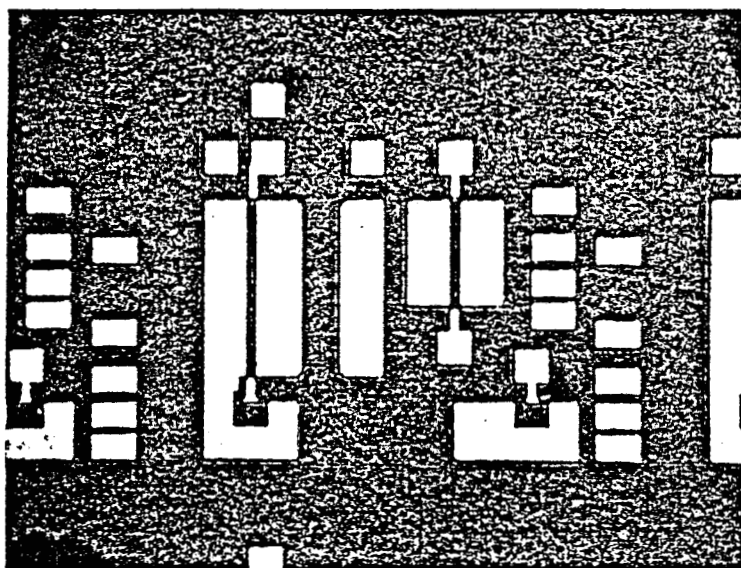


Masque N° 5 : Masque de gravure du polyimide

### 2.3.6. Dépôt des plots d'épaissement et des connexions

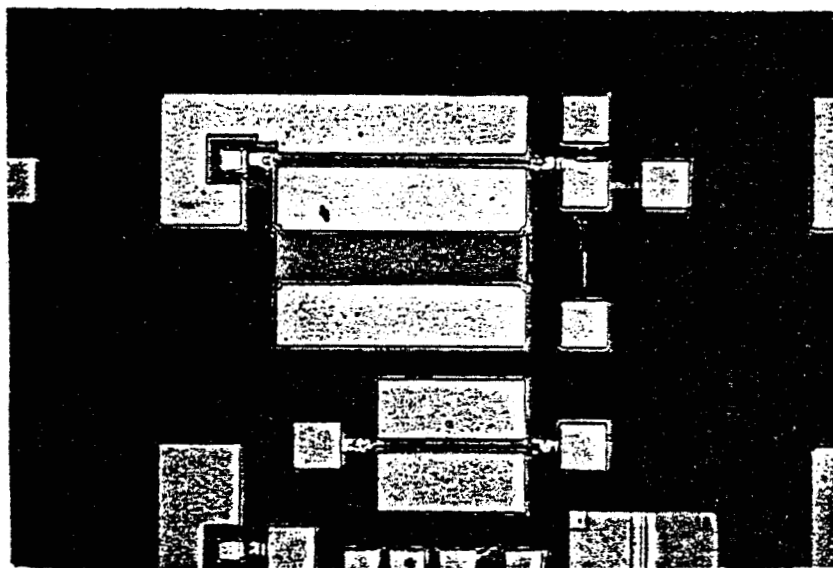
Les plots d'épaissement réduisent la résistance des contacts et permettent de souder les fils de connexion avec le circuit extérieur par thermo-compression. En même temps sont réalisés les ponts de connexion.

- Photomasquage (résine 1470)
- Désoxydation (HCl - eau D.I. 50 % - 50 %)
- Dépôt des plots d'épaissement ; évaporation de Ti-Pt-Ti-Au (300-300-300-3000Å)
- Lift-off
- Recuit à 270°C pendant 20 mn.

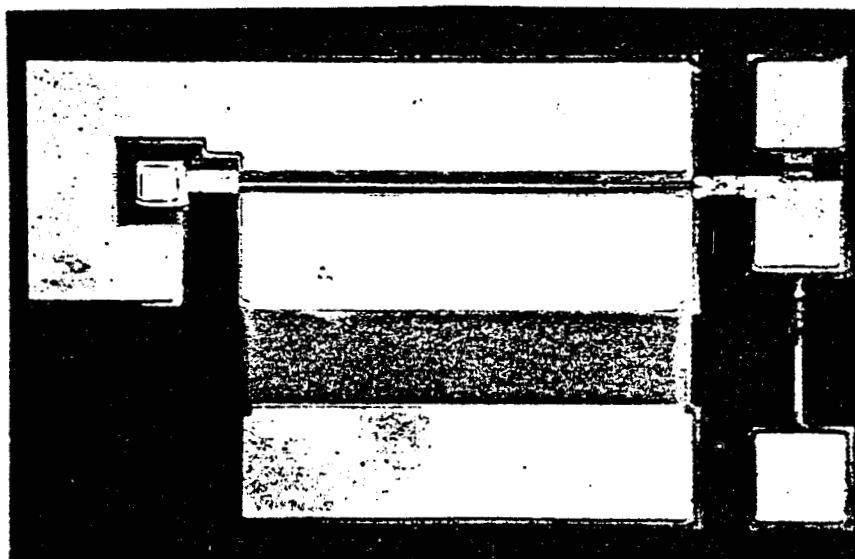


Masque N° 6

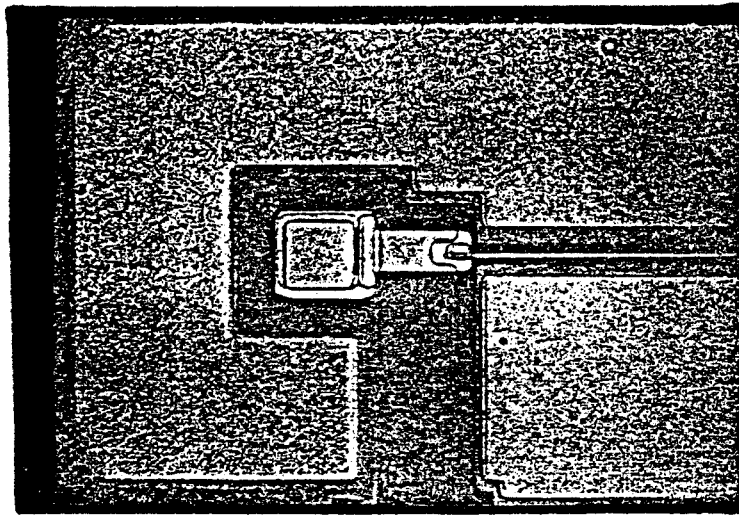
Nous présentons ici quelques photographies du composant prises au microscope optique lorsque la technologie est terminée.



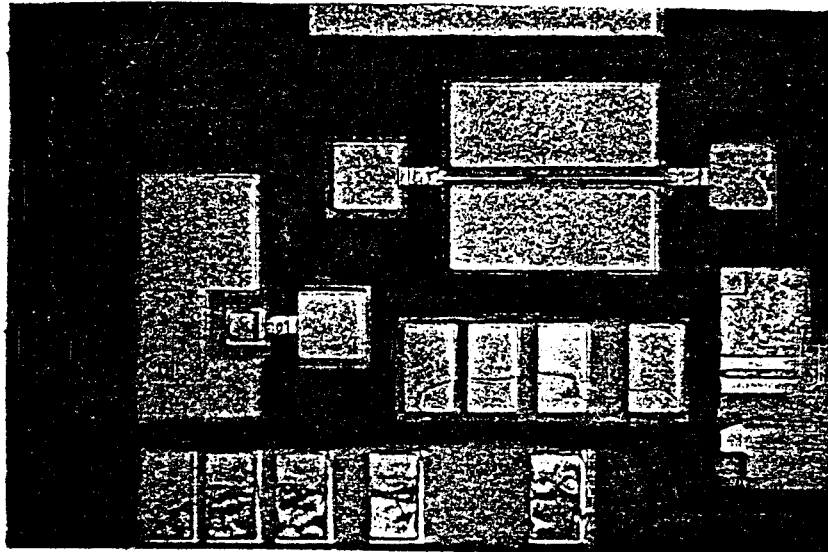
Vue d'ensemble de la tête optique intégrée et des composants de test.



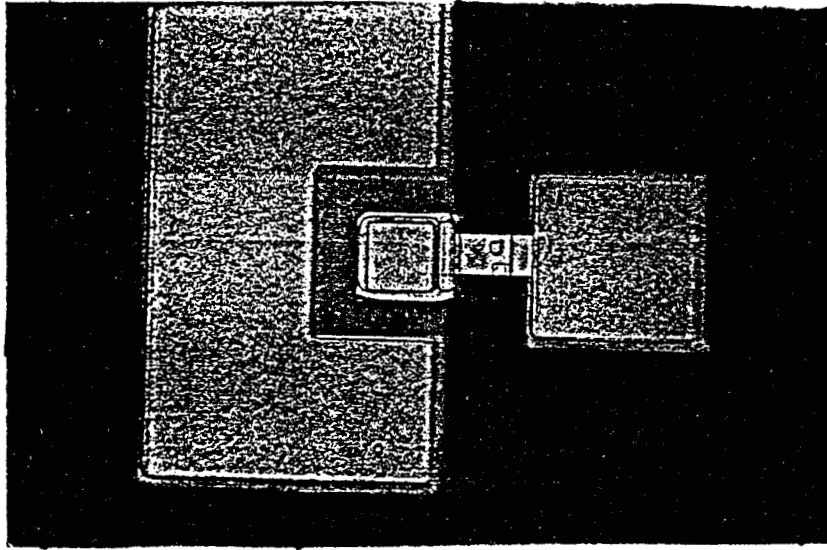
Tête optique intégrée.



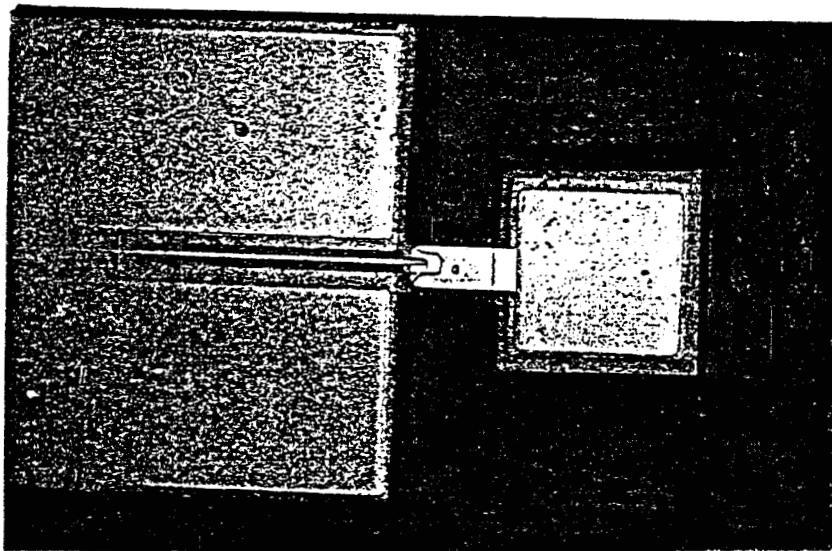
Vue de la photodiode Schottky montrant la connexion photodiode-transistor à effet de champ



Vue d'ensemble des composants de test



Photodiode de contrôle



Transistor de contrôle



## 2.4. CARACTERISATION SOUS POINTES DES MOTIFS DE TEST

### 2.4.1. Echelle de résistances

La qualité des contacts ohmiques est vérifiée au traceur de courbe Tektronix-519. Bien que ces contacts soient déposés sur la couche de GaInP non dopée à grande bande interdite, on observe une bonne linéarité de la caractéristique  $I(V)$  au voisinage de l'origine Fig. 2.6.

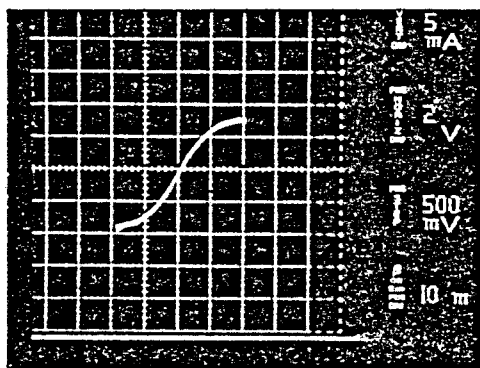


Figure 2.6 : Caractéristique  $I(V)$  d'une résistance de distance interélectrode 10  $\mu\text{m}$ .

Ce résultat montre qu'après le recuit la métallisation a diffusé jusqu'à la couche dopée de GaInAs.

La résistance des contacts " $R_c$ " est déterminée par la méthode classique de variation de la résistance en fonction de la distance interélectrodes et extrapolation à distance interélectrode nulle (Fig. 2.7.).

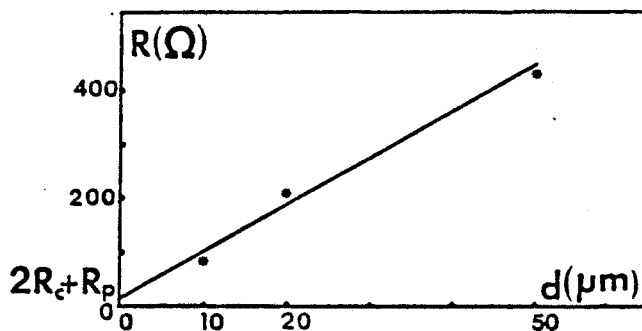


Figure 2.7. : Variation de la résistance en fonction de la distance interélectrode des motifs prévus sur l'échelle de résistances.

Connaissant la résistance des pointes ( $R_p \approx 1 \Omega$ ) on peut déduire la résistance des contacts :  $R_c \approx 12 \Omega$  pour des plots dont les dimensions sont de 80  $\mu\text{m}$  de large et 130  $\mu\text{m}$  de

long. Afin de pouvoir comparer la qualité des contacts ohmiques les uns par rapport aux autres, on définit la résistance de transfert  $\rho_t$  telle que :

$$\rho_t = R_c \times L \text{ (}\Omega\text{ - mm)}$$

où L est la longueur du contact ohmique (12).

La résistance de transfert de bons contacts ohmiques est de l'ordre de 0,1  $\Omega$  - mm. Dans notre cas :

$$\rho_t = 1,56 \text{ }\Omega\text{ - mm}$$

Pour réduire la résistance des contacts il serait donc souhaitable de les déposer directement sur la couche de GaInAs dopée. Une autre solution serait de rajouter une couche surdopée au-dessus de la couche GaInP ou encore de rechercher les conditions de métallisation et de recuit optimales (12).

#### 2.4.2. Photodiode de test

Un premier examen de la caractéristique I(V) sous pointes conduit à une tension de built-in de la diode Schottky de l'ordre de 0,44 V et un courant en inverse de 10  $\mu\text{A}$  à -1V (Fig. 2.8.).

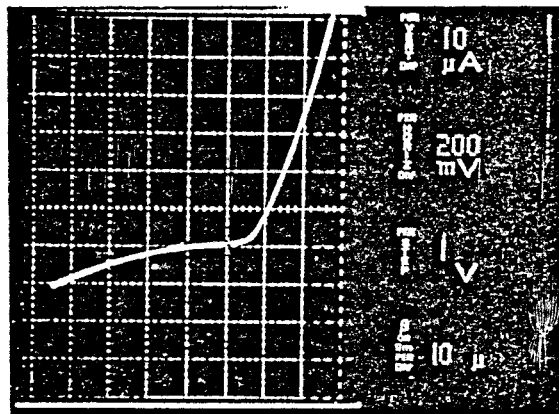


Figure 2.8. : Caractéristique I(V) de la photodiode Schottky de test.

#### 2.4.3. Transistor de test

Les caractéristiques statiques  $I_{ds}$  ( $V_{ds}$ ) du transistor test dont les dimensions de grille sont de 3 x300  $\mu\text{m}^2$ , sont présentée Fig. 2.9.. On peut dire que la transconductance statique

vaut  $g_m = 10$  mS. Une étude plus approfondie de ses performances sera donnée ultérieurement.

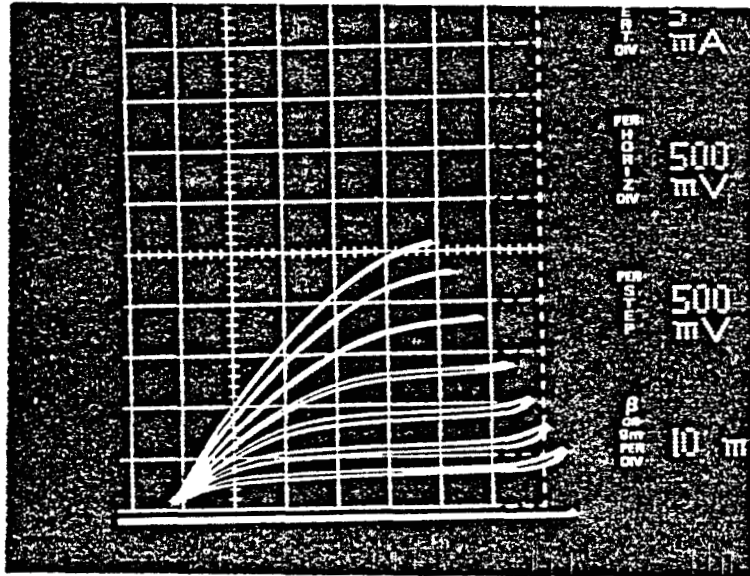


Figure 2.9. : Caractéristique  $I_{ds}(V_{ds})$  du TEC  $300 \mu\text{m}$  pour différents  $V_{gs}$ .

## 2.5. CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre un premier essai de réalisation d'une tête optique intégrée pour les longueurs d'onde 1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$  utilisant une hétéroépitaxie GaInP/GaInAs afin d'améliorer la qualité des contacts Schottky. Les premières caractérisations sous pointes effectuées sur ce dispositif sont assez encourageantes puisqu'elles montrent que malgré l'utilisation d'un matériau à fort désaccord de maille, les caractéristiques courant-tension  $I(V)$  de la photodiode et du transistor sont assez comparables à celles obtenus récemment en utilisant par exemple une méthode qui consiste à oxyder la couche de GaInAs (2). Il convient donc de procéder à la caractérisation de ce dispositif. Ce sera l'objet du chapitre suivant.

BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE 2

- (1) Saturation Velocity determination for  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  field effect transistors  
S. Bandy, C. Nishimoto, S. Hyder, C. Hooper  
Appl. Phys. Lett. 38, (81), p. 817 - 1981.
- (2) Schottky and FET fabrication on In P and Ga In As  
S. Loualiche, H. L'Haridon, A. Le Corre, D. Lecrosnier, M. Salvi, P.N. Favennec  
Paper presented at Int. Symp. Ga As and related compounds - Crête - Greece 1987. Publisher  
: Christou and Rupprecht (Hilger, Bristol) 1987.
- (3) Double hétérostructure  $\text{Ga}_{0,77}\text{In}_{0,53}\text{As}$ , MESFET with submicron gates  
J. Barnard, H. Ohno, C.E.C. Wood, L.F. Eastman  
IEEE Electron. Dev. Lett EDL-1(9) - p. 174 (1980)
- (4) 700 ms/mm 2DEGFETS fabricated from high mobility MBE-Grown n-Al In As/Ga In  
As hétérostructures.  
K. Hirose, K. Ohata, T. Mirutani, I. Itoh and M. Ogawa paper presented at Int. Symp. Ga As  
and Related Compounds.  
Karwigawa - Japan 1985.
- (5) Microwave characterisation of 1  $\mu\text{m}$  - Gate  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}/\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{In P}$   
MODFETS  
L.F. Palmateek, P.J. Tasker, I. Itoh, A.S. Brown, G.W. Wide, L.F. Eastman  
Elect. Lett. 23(1) - pp 53 (1987).
- (6)  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  JFETS and MESFETS with OM-VPE grown GaAs surface layers  
J. Selders, P. Roentghen, H. Beneking  
Electron. Lett. 22(1) pp. 14 (1986).
- (7) A new  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  Field-Effect transistor with a lattice mismatched Ga As gate for  
high speed circuits  
C.Y. Chen - A.Y. Cho - P.A. Garbinski.  
IEEE Electron Devices Letters EDL.6(1) pp 20 (1985)

(8) Ga As/Ga<sub>0,47</sub> In<sub>0,53</sub> As Lattice -mismatched Schottky barrier gates : Influence of misfit dislocations on reverse leakage currents

C.Y. Chen, S.N.G. Chu and A.Y. Cho

Appl. phys. Lett. 46(12) - pp 1145 (1985)

(9) M. Razeghi

In lightwave technology for communication edited by W.T. Tsang (Academic, New-York, 1985), pp 299.

(10) MOCVD- growth Characterization and application of III-V Semiconductor strained heterostructures

M. Razeghi, p. Maurel, F. Omnes, E. Thorngren

From : Optical properties of narrow-gap low-dimensional structures

Edited by : C.M. Sotomayor Torres ; J.C. Portal Plenum publishing 1987.

(11) Monolithic integration of a Schottky photodiode and a F.E.T. using Ga<sub>0,49</sub> In<sub>0,51</sub> P /Ga<sub>0,47</sub> In<sub>0,53</sub> As strained material.

M. Razeghi, A. Hosseini Tehrani, J.P. Vilcol, D. Decoster paper presented at Int. Symp. on Ga As and related Compounds - Crête - Greece 1987

Publisher : Christou and Rupprecht (Hilger, Bristol)

(12) Very low resistance ohmic contact fabrication for Al<sub>0,25</sub> Ga<sub>0,75</sub> As/Ga As and Al<sub>0,48</sub> In<sub>0,52</sub> As/Ga<sub>0,77</sub> In<sub>0,53</sub> As as lateral devices : a comparison

P. Zwicknager, S.D. Mukeherjee, W.L. Jones, H. Lee P.M. Capani paper presented at Int. Symp. Ga As and related Compounds - Biarritz, 1984.

## CHAPITRE 3

ETUDE ET CARACTERISATION DU PHOTORECEPTEUR SUR  
HETEROSTRUCTURE GaInP/GaInAs/InP.

## INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à l'étude des performances du photorécepteur présenté au chapitre précédent.

Dans une première étape, nous donnerons les propriétés de la photodiode seule. Les résultats expérimentaux concernant le courant d'obscurité, le coefficient de réponse, la réponse impulsionnelle et le bruit seront interprétés en tenant compte des particularités du matériau et de la structure de la photodiode Schottky.

Dans une seconde étape, nous nous proposons de décrire les caractéristiques statiques et dynamiques obtenues pour le transistor à effet de champ de contrôle.

La troisième étape sera consacrée à la caractérisation de la tête optique. Les performances obtenues seront discutées en vue d'une optimisation du dispositif.

### 3.1. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA PHOTODIODE SCHOTTKY

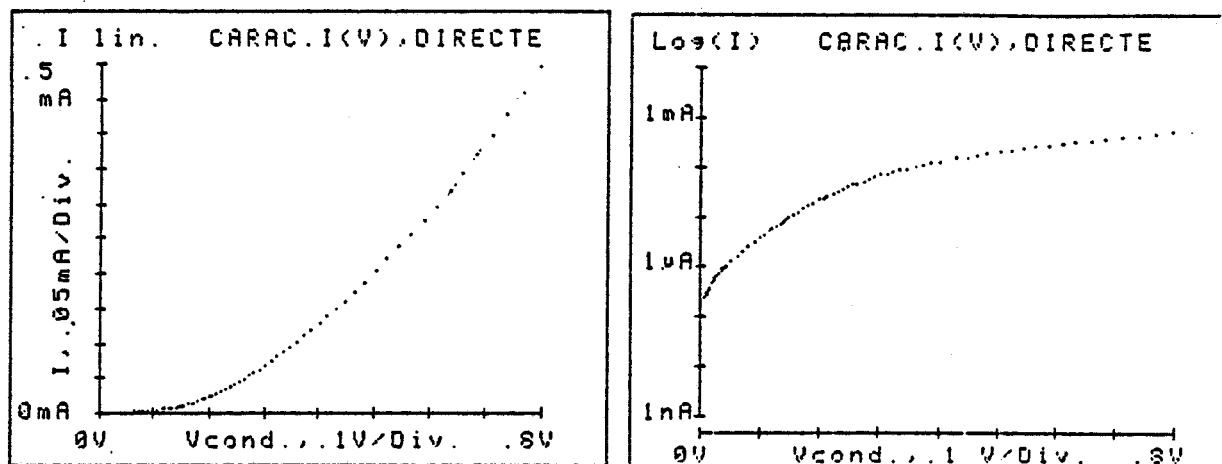
Nous avons mené une étude complète des différentes caractéristiques : courant-tension  $I(V)$ , capacité-tension  $C(V)$ , coefficient de réponse, réponse impulsionnelle et bruit de la photodiode.

#### 3.1.1. Caractéristique statique courant-tension $I(V)$

La mesure de la caractéristique  $I(V)$  a été effectuée à l'aide d'un système d'acquisitions de données HP3497A, piloté par une calculatrice HP85. A partir du tracé du courant en fonction de la tension de polarisation en direct, (Fig. 3.1.) nous avons déduit une tension de built-in  $V_{bi}$  de la photodiode égale à 0,44 V à  $T = 300$  K. Généralement on admet que la conduction dans les diodes Schottky suit le modèle thermoionique, corrigé par le coefficient d'idéalité  $n$  qui est supérieur à l'unité. Dans notre cas on trouve expérimentalement des courbes  $\ln(I) = f(V)$  en direct qui s'écartent de ce modèle. Des écarts par rapport à ce modèle thermoionique ont déjà été relevés pour d'autres types de contacts métal-semiconducteur III-V. et ont fait l'objet de caractérisations et essais de classification par d'autres auteurs (1).

En polarisation inverse le courant d'obscurité est de l'ordre de  $10 \mu A$  à  $-1$  V et augmente d'une façon monotone avec la tension de polarisation (Fig. 3.2.). Afin de mieux comprendre l'origine de ce courant d'obscurité relativement élevé, nous avons relevé la variation de ce courant en fonction de la tension de polarisation à différentes températures.





Tension de built-in  
 $V_b = 0.435 \text{ V}$

Figure 3.1. : Caractéristique I(V) de la photodiode Schottky en polarisation directe.

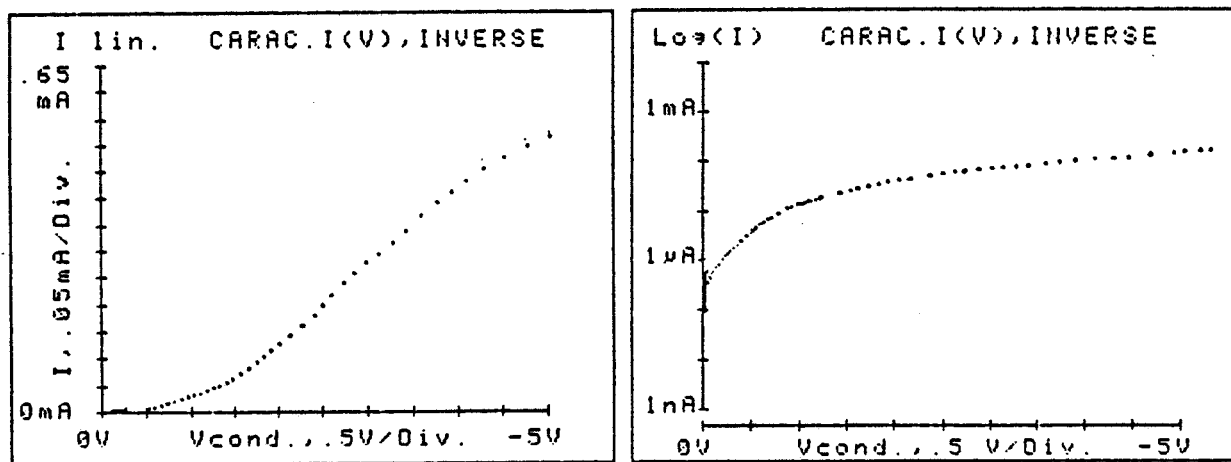


Figure 3.2. : Caractéristique I(V) de la photodiode Schottky en polarisation inverse.

La figure 3.3. présente des évolutions typiques ; nous constatons que le courant décroît beaucoup quand la température diminue ; à 180 K il est presque indépendant de la tension.

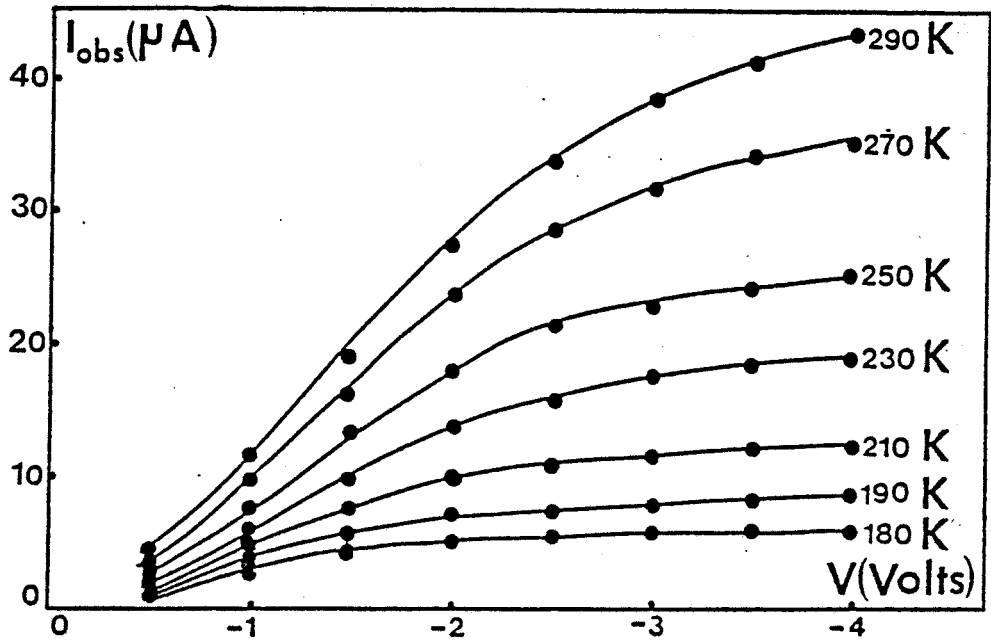


Figure 3.3. : Courant d'obscurité en polarisation inverse de la photodiode Schottky à différentes températures.

Nous étudierons au paragraphe 3.1.7. les différents phénomènes à l'origine du courant d'obscurité en polarisation inverse.

### 3.1.2. Mesures de capacité C(V)

Les mesures de capacité ont été effectuées à l'aide d'un pont réflectométrique automatique HP491A piloté par une calculatrice HP87 XM. La figure 3.4. montre les évolutions typiques obtenues pour la capacité de la photodiode en fonction de la fréquence. Celles-ci ont été mesurées à température ambiante pour différentes tensions de polarisation inverse. On constate que la capacité présente des valeurs différentes selon que la mesure est effectuée en basses ou hautes fréquences. Ces évolutions sont analogues à celles obtenues dans le cas d'hétérojonctions isotypes Ge/Si (2) ou Ge/AsGa (3). Elles sont caractéristiques de structures pour lesquelles le désaccord de maille cristallographique est important et entraîne la présence d'états d'interface.

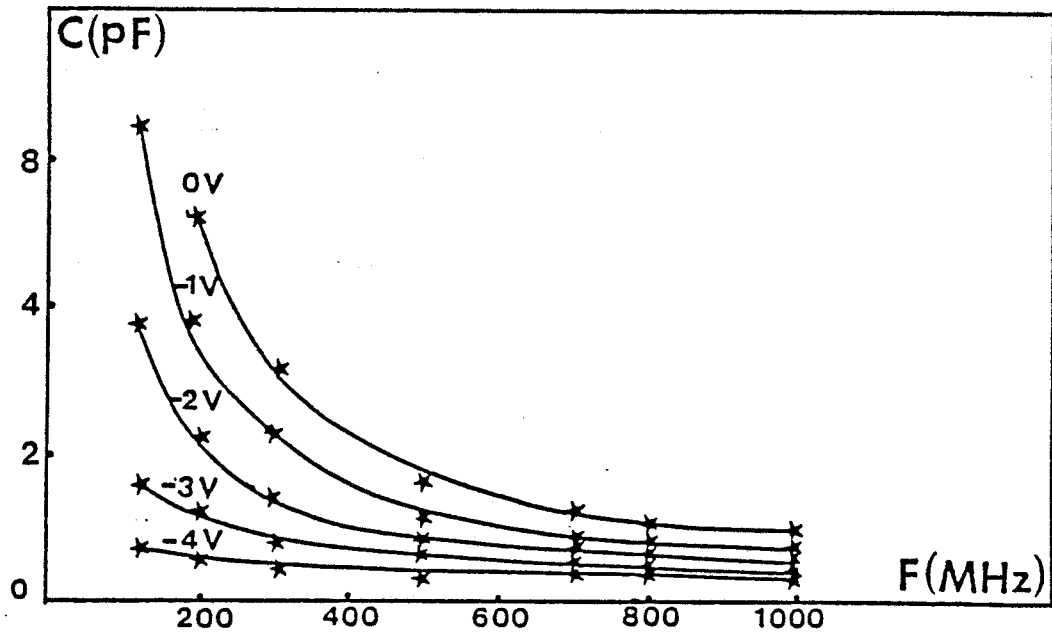


Figure 3.4. : Evolution de la capacité de la photodiode en fonction de la fréquence à différentes tensions de polarisation.

Sur la figure 3.5. on constate à 100 MHz, pour une tension de polarisation nulle, l'existence d'une variation de la capacité avec la température. Des variations existent encore à 700 MHz pour une tension de polarisation nulle, alors qu'elles disparaissent quasiment pour cette même fréquence à une tension de polarisation de -4V. Ce comportement pourrait être dû à la présence de défauts consécutifs au désaccord de maille des deux couches épitaxiées.

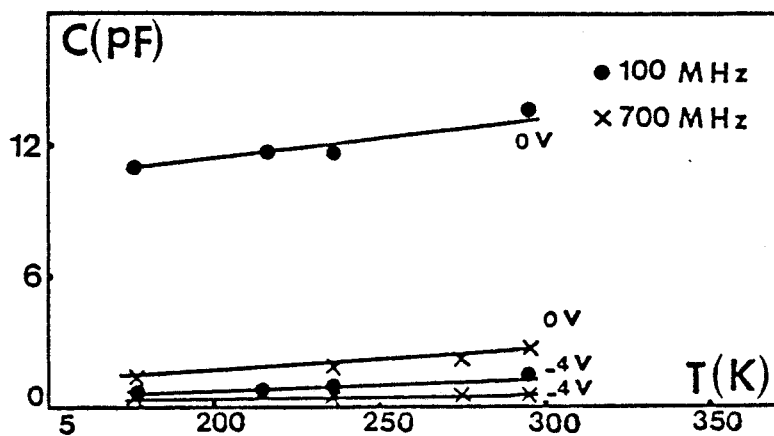


Figure 3.5. : Evolution de la capacité de la photodiode Schottky en fonction de la température, (fréquence de mesure : 100 MHz et 700 MHz, tensions de polarisation : 0V et - 4V).

### 3.1.3. Caractéristiques Optoélectroniques

#### a. Coefficient de réponse

Des mesures du coefficient de réponse statique ont été effectuées en polarisation inverse aux longueurs d'ondes 0,63  $\mu\text{m}$  et 1,3  $\mu\text{m}$ , Fig. 3.6.. Etant donné le gap élevé du Ga InP (1,88 eV) la lumière incidente à la longueur d'onde  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$  ne crée pas de paires

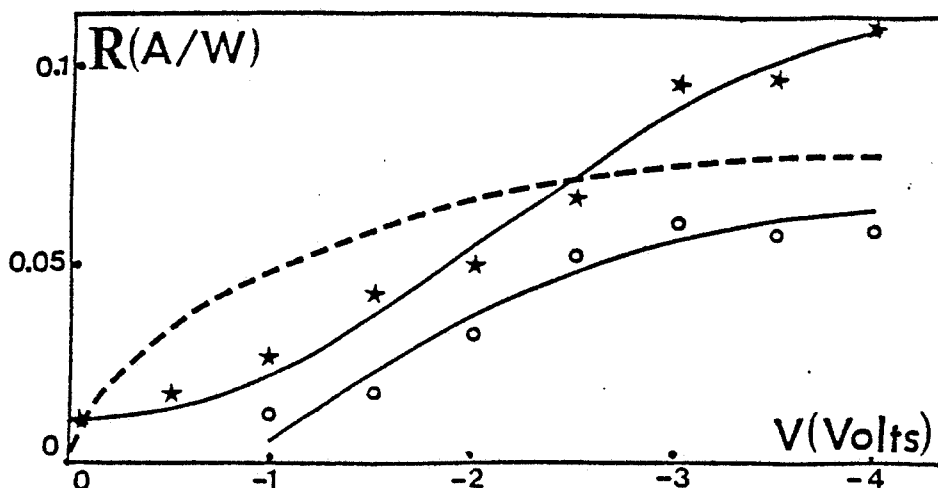


Figure 3.6. : Coefficient de réponse de la photodiode Schottky.

★ mesuré à  $\lambda = 0,63 \mu\text{m}$ , ○ mesuré à  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ , --- calculé  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ .

électron-trou dans cette couche. C'est la raison pour laquelle le coefficient de réponse de la photodiode à  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$  est plus faible que celui trouvé à  $\lambda = 0,63 \mu\text{m}$ . Les valeurs de coefficient de réponse assez faibles obtenues peuvent s'expliquer par l'épaisseur des couches absorbantes plus faible que la profondeur de pénétration de la lumière. A titre de comparaison nous donnons Fig. 3.6. le coefficient de réponse calculé à l'aide de l'expression (3.1.) pour  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ .

$$\mathcal{R} = (1-R') (1-\exp(-\alpha w))q/h\nu \quad (3.1.)$$

avec

R' coefficient de réflexion du contact schottky transparent

$\alpha$  coefficient d'absorption

w épaisseur de la couche active désertée

$h\nu$  énergie des photons incidents

**b - réponse impulsionnelle**

La réponse picoseconde de la photodiode est présentée Figure 3.7. Il faut immédiatement remarquer qu'elle est tout à fait semblable à la réponse impulsionnelle d'une photodiode Schottky de structure planaire sur GaAs (4, 5), Fig. 3.8.

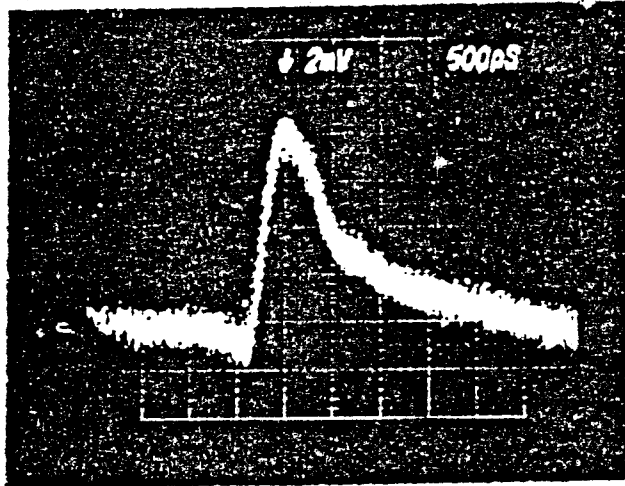


Figure 3.7. : Réponse impulsionnelle de la photodiode GaInP/GaInAs ; résistance de charge  $R = 50 \Omega$ ;  $V_p = -3V$ ,  $\lambda = 1,3 \mu m$ ;  $P_L = 12 \mu W$ .

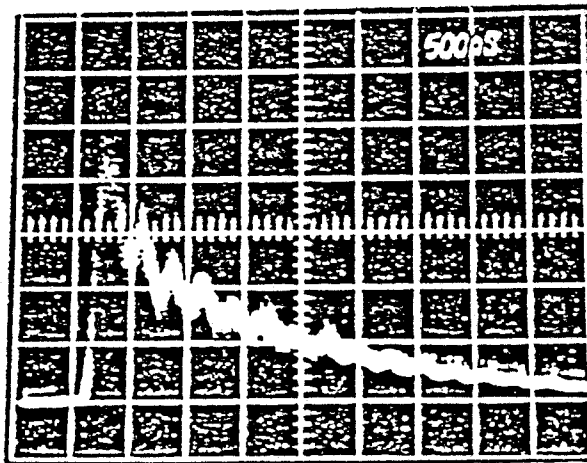


Figure 3.8. : Réponse picoseconde d'une photodiode Schottky GaAs de structure planaire  $\lambda = 0,58 \mu m$ ,  $F = 800 \text{ KHz}$ ,  $P_L = 9 \mu W$ ,  $V_p = -3V$ ,  $R = 50 \Omega$ , (4, 5).

Comme pour cette dernière elle comprend notamment un temps de montée voisin de 200 ps et un temps de descente comprenant deux temps caractéristiques : l'un voisin de 300 ps et l'autre suivi d'une seconde partie caractérisée par une réponse lente ou trainée.

Puisque ce type de réponse s'observe aussi bien pour les photodiodes planaires réalisées sur hétérostructure GaInP/GaInAs, que sur GaAs, on peut conclure que la forme de la réponse impulsionnelle est plus fonction de la structure de la photodiode envisagée que de la nature du matériau. Nous interprétons donc l'allure de la réponse impulsionnelle, comme pour les photodiodes GaAs (4), de la manière suivante :

- un temps de montée qui correspond au temps de transit des porteurs photocréés dans la zone désertée lorsqu'ils sont animés d'une vitesse parallèle au plan du contact Schottky.

- un premier temps de décroissance (le plus court) qui doit correspondre au temps de décharge de la capacité de photodiode dans la résistance équivalente associée.

- un temps de décroissance plus long qui pourrait correspondre à un phénomène de diffusion des trous photocréés en dehors de la zone déserte, avant d'être collectés par le contact Schottky. En outre l'existence éventuelle de niveaux profonds à l'interface Ga InP/Ga InAs, ainsi que dans la couche de GaInP, pourrait conduire à un phénomène de piégeage-dépiégeage qui peut contribuer également à augmenter le temps de réponse de la photodiode.

#### 3.1.4. Bruit

Des mesures de bruit ont été effectuées en obscurité pour différentes tensions de polarisation dans la gamme 10 MHz - 1,5 GHz à l'aide d'un mesureur de bruit HP 8970 A. Les résultats sont donnés Fig. 3.8. Pour les fréquences les plus basses on constate une

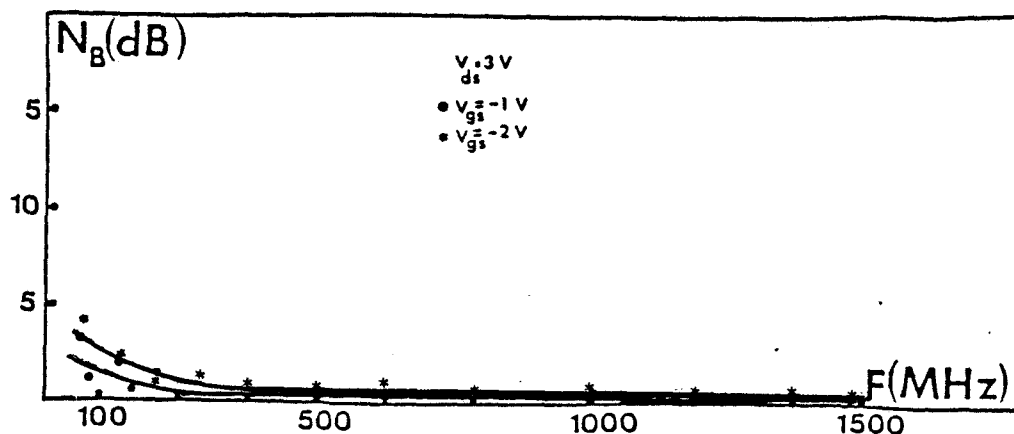


Figure 3.9. : Niveau de bruit de la photodiode à différentes tensions de polarisation en inverse. Le niveau 0dB correspond au bruit thermique d'une résistance de 50  $\Omega$ .

augmentation du bruit d'obscurité. Il s'agit d'un bruit du type  $1/f$  dont l'origine pourrait être due à des effets de piégeage en surface et à l'interface GaInP/GaInAs. Pour des fréquences plus élevées on constate que le niveau de bruit est quasiment donné par le bruit thermique du Nyquist.

### 3.1.5. Interprétation des résultats expérimentaux

Nos différents résultats expérimentaux montrent que les performances de cette photodiode Schottky sur hétérostructure isotype GaInP<sub>(N)</sub>/GaInAs<sub>(N)</sub>, en ce qui concerne le coefficient de réponse, la réponse impulsionnelle et le bruit, malgré le fort désaccord de maille, sont assez satisfaisantes. Cependant le courant d'obscurité à température ambiante est relativement élevé. C'est pourquoi il nous a semblé opportun d'étudier les phénomènes physiques à l'origine de ce courant d'obscurité. Dans ce but nous présentons dans ce qui suit le diagramme de bande de l'hétérostructure GaInP/GaInAs successivement sans et avec états d'interface avant de passer à l'interprétation des résultats.

#### a. Diagramme de bande de l'hétérojonction sans états d'interface

Dans le cas idéal où l'on peut négliger les effets liés à la présence d'états d'interface, le diagramme de bande de l'hétérojonction peut se construire à l'aide du modèle d'Anderson reprenant les principales hypothèses de Shockley relatives à une homojonction (6), soit :

- Continuité du niveau de référence (niveau du vide)
- Alignement des niveaux de Fermi extrinsèques des semiconducteurs

Après création de la jonction il apparaît une discontinuité des bandes de conduction  $\Delta E_c$  et de valence  $\Delta E_v$  comme il est indiqué sur la figure 3.10.

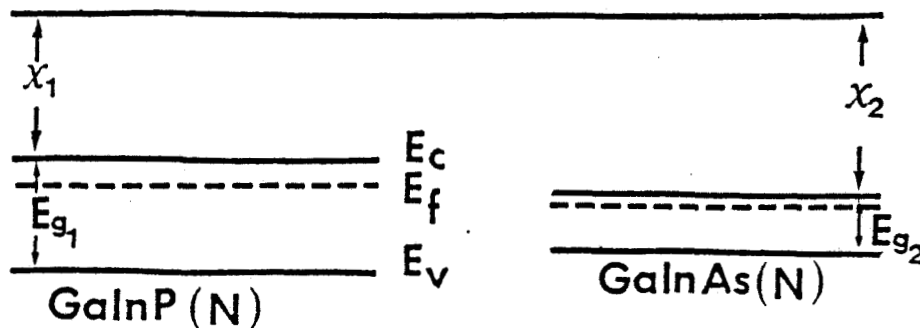


Figure 3.10.a. Diagramme de bande d'énergie des deux matériaux avant formation de la jonction.

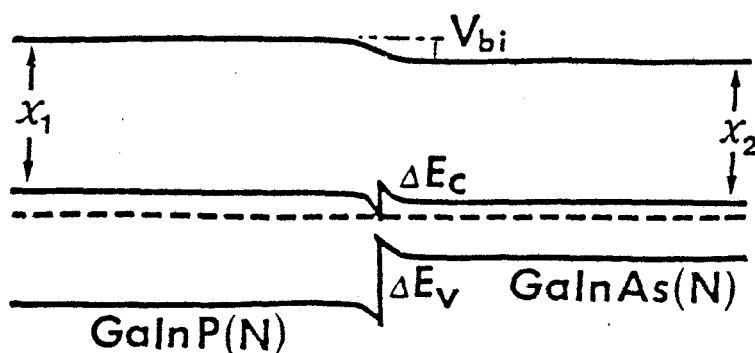


Figure 3.10.b. : Diagramme de bande de l'hétérojonction après formation de la jonction.

	GaInP	GaInAs	InP
$E_g (300^\circ) \text{ (eV)}$	1,88	0,73	1,29
$\chi \text{ (eV)}$	4,2	4,46	4,38
$m_e^*/m_0$	0,1	0,041	0,07
$m_h^*/m_0$	0,4	0,45	0,4
$\epsilon_r$	12,4	13,4	12,1
$n_i \text{ (cm}^{-3}\text{)}$		$9,9 \times 10^{11}$	$2,6 \times 10^7$

Tableau 3.1. différents paramètres des couches epitaxiées\*

A partir du diagramme de bande (Figure 3.10.) on peut déduire la relation suivante où le semiconducteur 1 correspond au GaInP et le semiconducteur 2 au GaInAs.

$$\Delta E_c = \chi_2 - \chi_1 = 0,26 \text{ eV}$$

Les niveaux de Fermi étant alignés à l'équilibre thermodynamique, il apparaît une zone de déplétion, ainsi que des courbures des bandes d'énergie qui correspondent à l'existence de potentiels partiels dans chaque partie de la jonction. La somme de ces deux tensions est la tension de built-in  $V_{bi} = V_{d1} + V_{d2}$ . La longueur de zone désertée dans la couche de GaInAs peut être déterminée par application de l'équation de Poisson (7) :

---

\* Pour la détermination des différents paramètres des ternaires GaInP et GaInAs, voir l'annexe II.



$$\Delta V = \frac{-\rho}{\epsilon_i}$$

**b. Diagramme de bande de l'hétérojonction avec états d'interface**

Dans le cas de l'hétérojonction GaInP/GaInAs le désaccord de maille des deux couches est important. Le désaccord de maille relatif à l'interface des deux couches est défini de la manière suivante :

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{2(a_1 - a_2)}{a_1 + a_2}$$

$a_1 = 5,869 \text{ \AA}$  paramètre de maille du  $\text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53} \text{As}$  (adapté à InP)

$a_2 = 5,653 \text{ \AA}$  paramètre de maille du  $\text{Ga}_{0,49} \text{In}_{0,51} \text{P}$  (adapté à GaAs)

La condition pour ne pas avoir de dislocation à l'interface est que :

$$\frac{\Delta a}{a} < \left( \frac{\Delta a}{a} \right)_{\text{critique}} \approx 10^{-3}$$

Dans notre cas  $\frac{\Delta a}{a} \approx 4 \%$  ; l'épitaxie réalisée est dite incohérente. La déformation n'est pas encaissée élastiquement mais partiellement relaxée ; il en résulte probablement la formation de dislocations appelées dislocations de désadaptation (Fig. 3.11).

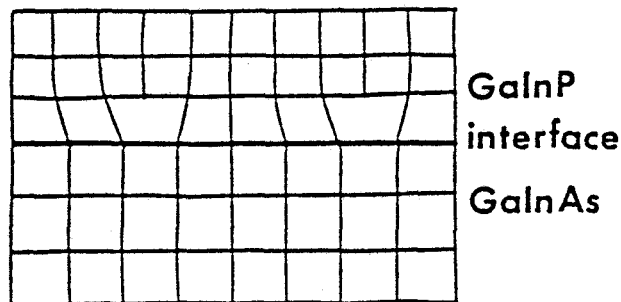


Figure 3.11. : Interface des deux couches épitaxiées à fort désaccord de maille et apparition de dislocations.

Nos expériences, en particulier en ce qui concerne la mesure du courant d'obscurité et de la capacité de la photodiode, nous ont montré que ces caractéristiques pouvaient être liées à l'existence de défauts dûs au fort désaccord de maille.

Selon un modèle proposé par W.G. Oldham et al. (8) pour des hétérojonctions à désaccord de maille, la présence de dislocations conduit à des états d'interface de type accepteur qui sont susceptibles de capturer des électrons de la bande de conduction pour les deux matériaux. Comme à l'équilibre la neutralité de la structure doit être vérifiée, la charge négative globale qui correspond aux états d'interfaces occupés par un électron est équilibrée par la somme des charges positives correspondant aux zones de déplétion dans les deux semi-conducteurs. Dans ces conditions les deux côtés de la jonction sont déplétés, situation due à la nature acceptrice des états d'interface (Fig. 3.12.). Dans ce modèle, selon ces auteurs

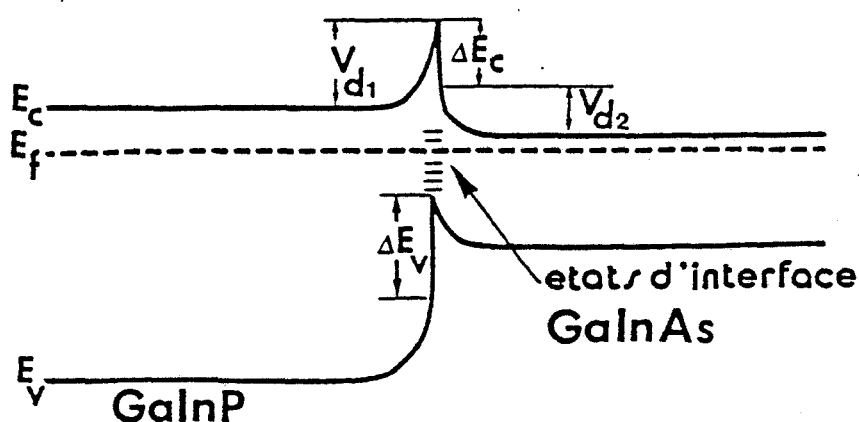


Figure 3.12. : Diagramme de bande à l'équilibre pour un N-N hétérojonction avec états d'interface selon le modèle de la référence (8).

la discontinuité des bandes de conduction au niveau de l'interface est égale à la différence des affinités électroniques, mais la hauteur du bord (spike) de la bande de conduction par rapport au niveau de Fermi dépend des états d'interface :

$$V_{bi} = V_{d1} + V_{d2}$$

Si on applique une tension  $V$  aux bornes de cette hétérojonction, selon le modèle proposé par M.J. Hampshire (9) et appliqué par J.C. Dejaeger (3) pour des isotypes Ge/GaAs la conduction s'effectue par l'intermédiaire de la charge d'interface. Le passage des porteurs s'effectue principalement du premier semi-conducteur vers les états d'interface puis vers le second semi-conducteur (Fig. 3.13.). Cette hypothèse pourrait expliquer pourquoi la valeur

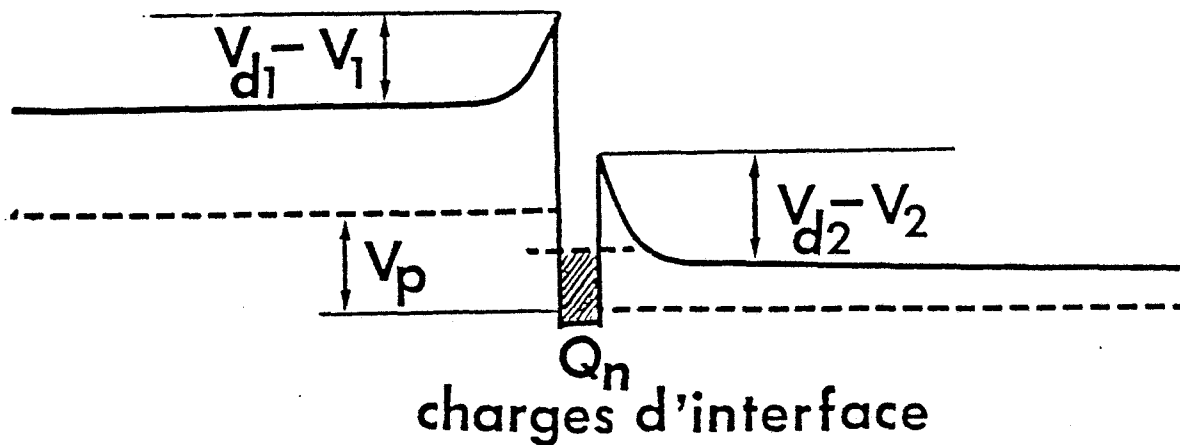


Figure 3.13. : Diagramme de bande de l'hétérojonction sous polarisation selon la référence (9).

de la capacité de nos échantillons mesurée en basses fréquences varie en fonction de la fréquence et de la température, alors qu'en hautes fréquences, quand la période des signaux est petite devant le temps de relaxation des pièges, l'influence des pièges ne doit plus intervenir.

### 3.1.6. Barrière métal-semiconducteur

Si on néglige les états de surface du GaInP, le diagramme de bande du contact métal-semiconducteur est représenté Figure 3.14.. Dans ce cas, la hauteur de barrière du passage des  $e^-$  du S.C. vers métal vaudrait  $qV_{bi} = \phi_m - \phi_s$ .

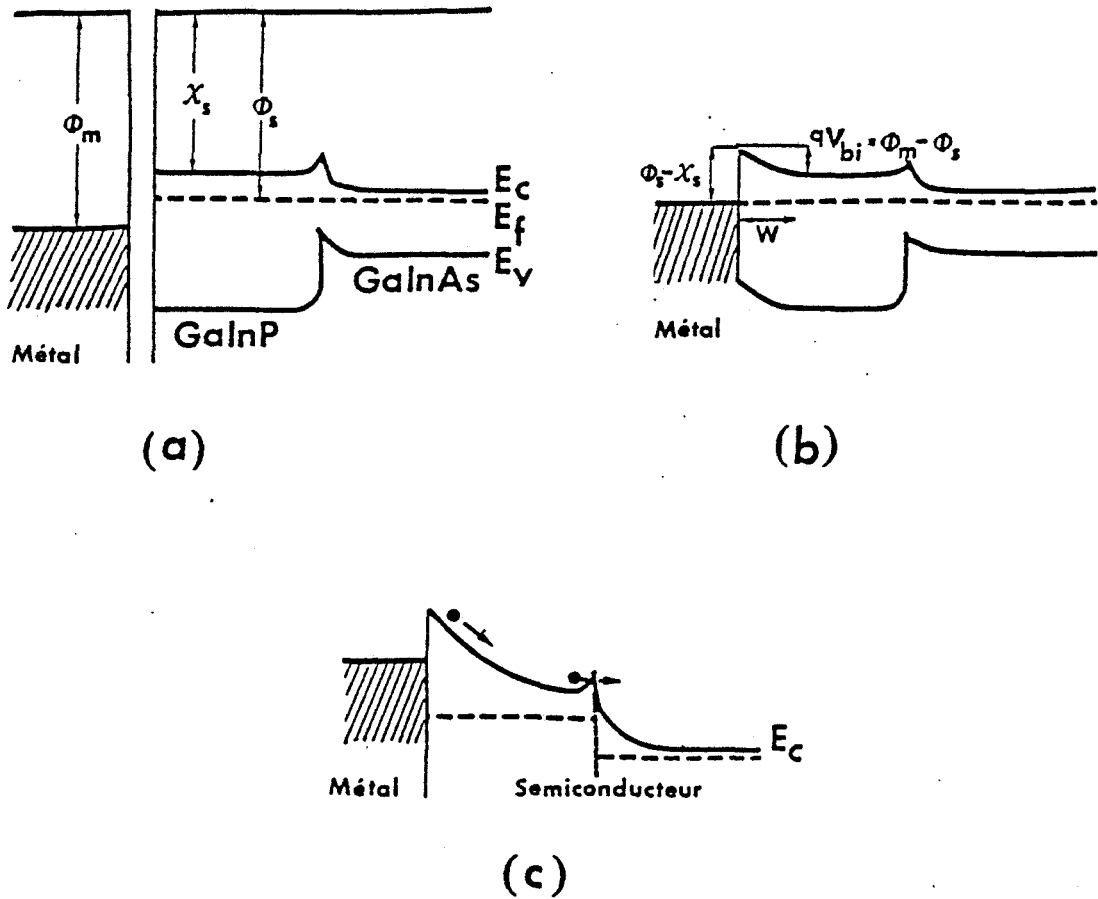


Figure 3.14. : Diagramme de bande d'énergie du contact Schottky sur l'hétérojonction GaInP/GaInAs sans tenir compte des états de surface du GaInP ; pour le cas où  $\Phi_m > \Phi_s$  a - avant la formation de la jonction - b - après la formation de la jonction - c - effet de polarisation en inverse.

Dans le cas de nos échantillons, pour réaliser la barrière nous avons utilisé le Ti dont le potentiel d'extraction vaut 4,27 eV ; il en résulterait un potentiel de built-in négatif. Cependant, l'expérience montre que pour d'autres semi-conducteurs (6,7), il est souvent nécessaire de tenir compte des états de surface ; ainsi un dépôt d'Al sur GaAs donnerait une tension de built-in négative, alors qu'expérimentalement on trouve 0,8V. En ce qui concerne le dépôt de Ti sur GaInP on trouve expérimentalement  $V_{bi} = 0,44V$ , ce qui semble prouver l'importance des états de surface de GaInP pour définir cette valeur de barrière de potentiel. Il faut noter que pour un dépôt de Pt sur cette hétéroépitaxie, pour lequel en appliquant la relation  $qV_{bi} = \Phi_m - \Phi_s$  on trouve une barrière de 1V, des résultats expérimentaux récents (10) conduisent à des barrières de l'ordre de 0,8V. Ce résultat prouverait une fois de plus l'importance des états de surface du GaInP pour déterminer la valeur de barrière de potentiel , mais également qu'il est possible d'obtenir des contacts Schottky de bonne qualité sur ce matériau à fort désaccord de maille.

3.1.7. Mécanismes physiques à l'origine du courant d'obscurité

L'examen du trace  $\ln I(V)$  (Fig. 3.1. et 3.2.) nous suggère que le phénomène d'émission thermoionique n'est pas le mécanisme prépondérant qui régit le transport du courant dans nos échantillons. C'est pourquoi, dans ce qui suit, nous considérerons différents mécanismes à l'origine du courant d'obscurité à savoir : émission thermoionique, courant de génération, courant tunnel, courant de fuite en surface et courant de diffusion. Ceux-ci sont schématisés dans la Figure 3.15. qui représente le diagramme de bande de la photodiode sous polarisation inverse.

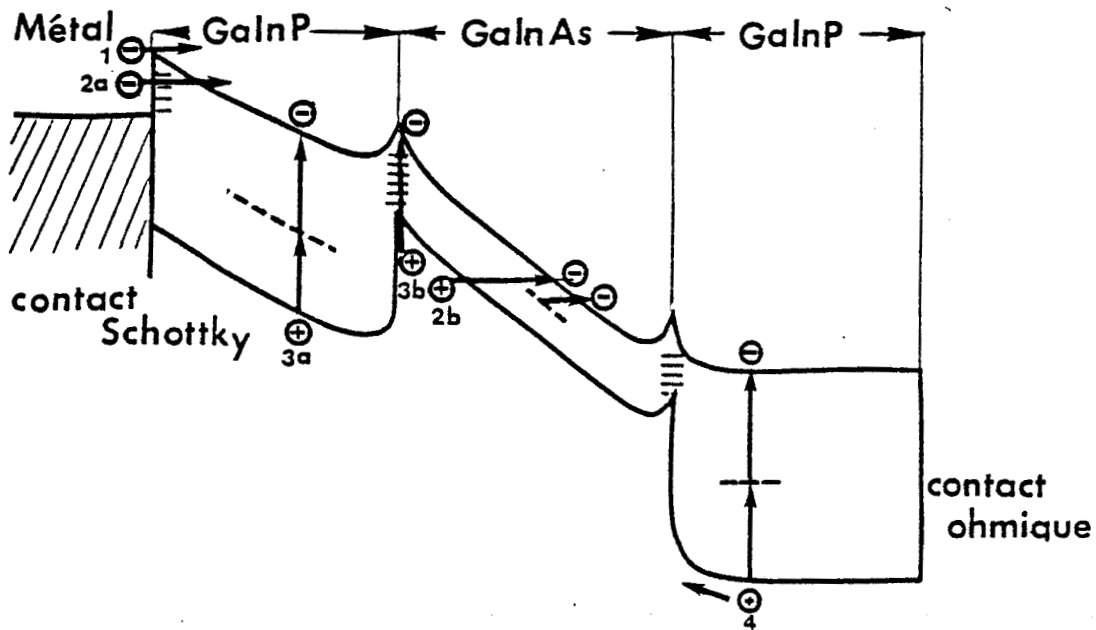


Figure 3.15 : Principaux mécanismes à l'origine du courant d'obscurité.  
 1 - Emission thermoionique - 2 - Effet tunnel - (a) à travers la barrière, (b) bande à bande  
 - 3 - Génération - (a) dans la zone charge d'espace , (b) au niveau des états d'interface GaInP/GaInAs - 4 - Diffusion.

a. Courant d'émission thermoionique

Le courant thermoionique en polarisation inverse est donné par (7) :

$$I = SA^* T^2 \exp(-q V_{bi}/kT) (\exp(qV_p/nkT) - 1) \quad (3.2.)$$

S : Surface électrique de la diode

A\* : Constante de Richardson

- $qV_{bi}$  : Hauteur de barrière
- $k$  : Constante de Boltzmann
- $T$  : Température.
- $V_p$  : Tension de polarisation
- $n$  : Facteur d'idéalité.

D'après cette relation, il apparaît que dans l'hypothèse d'une émission thermonionique, ce courant ne devrait pas dépendre de la tension de polarisation. Si on examine les résultats expérimentaux, le courant d'obscurité  $I_{obs}$  varie avec la tension de polarisation  $V_p$ . En outre, l'évolution de  $I_{obs}/T^2$  en échelle semi-logarithmique, en fonction de l'inverse de  $T$  à  $V_p = -4V$  conduit à une valeur d'énergie d'activation de l'ordre de  $0,04 V$  (Fig. 3.16.). Cette valeur est différente de la valeur  $V_{bi} = 0,44 V$  déduite de la caractéristique  $I(V)$  de la photodiode Schottky. Il semble donc peu probable que le phénomène thermoionique puisse à lui seul rendre compte de nos résultats expérimentaux. Examinons les autres causes qui peuvent être à l'origine du courant d'obscurité.

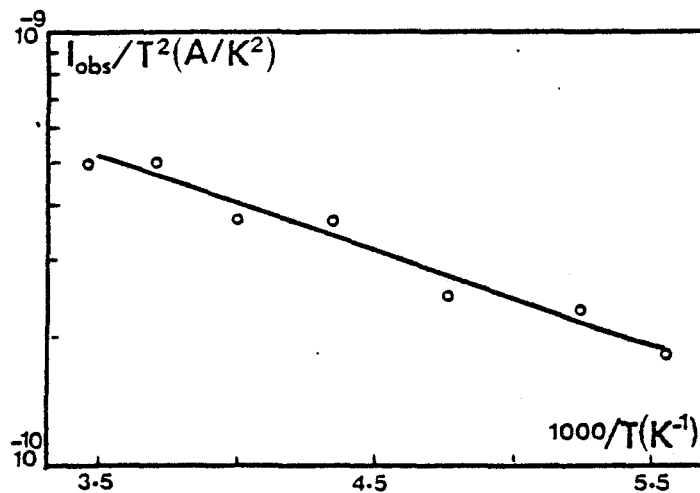


Figure 3.16. : Variation  $I_{obs}/T^2$  en fonction de l'inverse de la température.

### b. Courant tunnel

Le fait que le courant d'obscurité  $I_{obs}$  dépende de  $V_p$  nous suggère la possibilité d'existence d'un courant tunnel soit bande à bande, soit bande à bande assisté par pièges ou bien à travers la barrière métal semi-conducteur (M-SC). Considérons successivement l'influence de chacun de ces mécanismes.

Le courant tunnel résultant du franchissement par effet tunnel d'une barrière de potentiel de hauteur  $E_B$  s'exprime sous la forme générale suivante (11)

$$I_{tunnel} = \gamma \cdot S \cdot \exp\left(\frac{-\theta \cdot m_0^{1/2} \cdot E_B^{3/2}}{q \cdot \hbar \cdot F}\right) \quad (3.3.)$$

avec

S : Surface

$\gamma$  : Facteur dépendant des états initiaux et finaux

$m_0$  : Masse de l'électron dans le vide

F : Champ électrique.

$\theta$  : est un paramètre qui dépend de la masse effective  $m^*$  de l'électron, et de la forme de la barrière.

$$\theta = \alpha \cdot (m^*/m_0)^{1/2}$$

$$\alpha = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \text{ pour une barrière parabolique}$$

$$\alpha = \frac{4\sqrt{2}}{3} \text{ pour une barrière triangulaire.}$$

Dans le cas d'un courant tunnel bande à bande, la barrière de potentiel est la largeur de la bande interdite du matériau :  $E_B = E_g$  et la constante  $\gamma$  est donnée par la relation :

$$\gamma = \sqrt{2m^*/E_g} \cdot \frac{q^3 \cdot F_M \cdot V}{4 \cdot \pi^2 \cdot \hbar^2}$$

Comme pour les photodiodes PIN, on considère généralement que la quasi totalité du courant tunnel bande à bande prend naissance à proximité de l'interface métal-Semiconducteur où le champ est maximum, et on utilise alors la formule 3.3. en posant  $F = F_M$  (12).

Le courant tunnel bande à bande varie rapidement avec la tension de polarisation, mais varie peu avec la température. Sa variation avec la température est seulement due à la variation de la barrière de potentiel  $E_B$  avec la température. Compte-tenu des résultats expérimentaux (variation des  $I_{obs}$  avec T) cet effet ne semble pas être dominant pour l'explication du courant d'obscurité.

En ce qui concerne le courant tunnel par l'intermédiaire de pièges,  $\gamma$  dépend de la densité des pièges et la hauteur de barrière est généralement inférieure à la largeur de bande interdite (13).

Le courant tunnel à travers la barrière M - SC résulte du passage des électrons par effet tunnel du métal vers la bande de conduction du semiconducteur. La barrière de potentiel associée à ce mécanisme est donc  $\Phi_m - \chi_s$  (Fig. 3.14-b). Un tel franchissement n'est possible que si la barrière a une épaisseur très faible, de l'ordre de quelques dizaines d'Angströms. Pourqu'il en soit ainsi, il faut que le semiconducteur soit très dopé. L'effet tunnel ne sera important que pour les jonctions M-SC très dopées ou bien aux tensions de polarisations en inverse élevées. Il est possible de calculer le courant tunnel à travers d'une barrière de Schottky dans le sens métal-semiconducteur à partir de l'expression suivante (14) :

$$I_{MS} = \frac{S \cdot A^* \cdot T}{\kappa} \int_0^{q \cdot (V_D - V) - \Delta \phi_B} \tau(E_x) \cdot \exp\left(\frac{qV + \xi + E_x}{\kappa T}\right) \cdot dE_x \quad (3.4.)$$

$\tau(E_x)$  est la probabilité de traversée de la barrière pour un électron d'énergie  $E_x$ . ( $E_x$ ) est donnée d'après la théorie B.K.W. par :

$$\tau(E_x) = \exp -2/\hbar \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m \cdot (E_c(x) - E_x)} \, dx \quad (3.5.)$$

avec

$\hbar = h/2\pi$  Constante de plank réduite

$m$  Masse de l'électron

$x_1, x_2$  Abscisse des points où le niveau  $E_x$  recoupe la barrière de potentiel

$S$  Surface

$A^*$  Constante de Richardson

$\kappa$  Constante de Boltzman

$T$  Température

$q(V_D - V) - \Delta \phi_B$  hauteur de barrière vue du côté semiconducteur

$\xi = - (E_{FSC} - E_C)$

Cette relation courant tunnel-tension doit être calculée numériquement en déterminant :

- la forme de barrière de potentiel par intégration de l'équation de Poisson, ce qui donne  $E_c(x)$



- en déterminant la "transparence"  $\tau(E_x)$  de la barrière pour  $E_x$  variant de zéro à  $q(V_D - V) - \Delta\phi_B$  au moyen de la relation (3.5)

- en intégrant la relation (3.4)

Dans le cas du Silicium, ce calcul a été effectué par Chang et Sze qui ont établi un abaque reproduit sur la figure 3.17. donnant le rapport courant tunnel/courant thermoionique en fonction de la température pour différentes valeurs du dopage du S.C. (7).

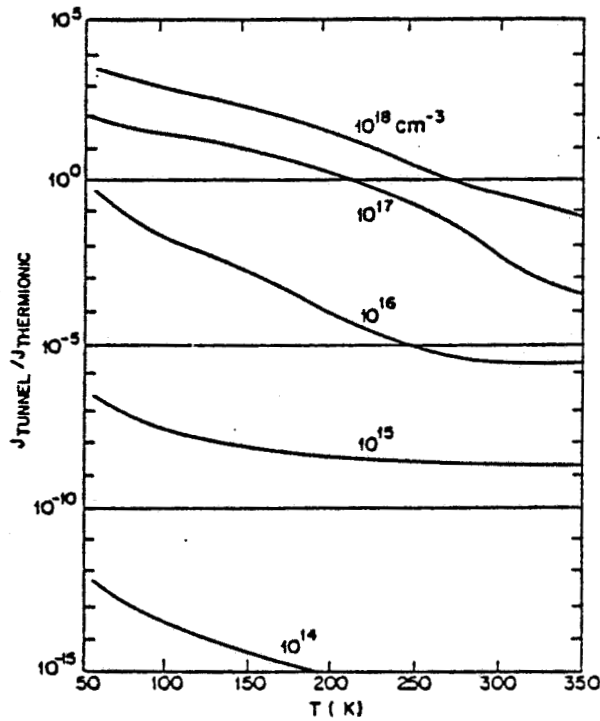


Figure 3.17. : Rapport courant tunnel/courant thermoionique pour une barrière de Au-Si. Le courant tunnel est dominant pour les dopages élevés et en basse température.

Compte-tenu du faible dopage de GaInP ( $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ), et en considérant la différence de masse effective des électrons dans le Si et GaInP, on peut dire que l'effet tunnel à travers la barrière n'est pas prépondérant. Cependant, il n'est pas impossible que l'effet tunnel assisté par pièges puisse rendre compte des résultats expérimentaux. En effet les variations de  $I_{obs}$  en fonction de  $V_p$  et T s'expliqueraient par la modification de la population électronique à l'interface M-SC avec la température. Les pièges faciliteraient le passage du métal vers le S.C. et augmenteraient ainsi la transparence de la barrière. Celle-ci se comportant en quelque sorte comme une barrière de hauteur plus faible ; la relation 3.5. s'appliquerait donc en première approximation.

c - Courant de génération

Le courant de génération est lié à la présence de centres profonds en interaction thermique avec les bandes de conduction et de valence. Le courant dû à la génération des paires électrons-trous dans la zone dépletée est égal à (15) :

$$I_{gr} = \frac{q \cdot n_i \cdot S \cdot W}{\tau_{eff}} \left( \exp(qV/2\kappa T) - 1 \right) \quad (3.6.)$$

avec

S Surface de la diode

W Epaisseur de la zone déplétée

$n_i$  Densité des porteurs intrinsèques

$V_p$  Tension de polarisation

$\tau_{eff}$  est la durée effective d'une paire électron-trou. On admet généralement qu'elle est donnée par l'expression suivante (15) :

$$\tau = \frac{\sigma_n \exp\left(\frac{E_t - E_i}{\kappa T}\right) + \sigma_p \exp\left(\frac{E_i - E_t}{\kappa T}\right)}{\sigma_n \cdot \sigma_p \cdot V_{th} \cdot N_t}$$

avec

$N_t$  Concentration des centres profonds

$E_t$  Niveaux d'énergie des centres profonds

$E_i$  Niveaux de Fermi intrinsèque

$\sigma_n, \sigma_p$  Section de capture

$V_{th}$  Vitesse thermique des porteurs

L'expression (3.6) nous suggère que, dans le cadre de l'hypothèse du courant de génération dû à l'existence de pièges dans la zone désertée,  $I_{Obs}$  doit varier selon la racine carrée de  $V_p$ . L'examen de la Figure 3.3. montre que, par exemple à  $T = 300$  K, l'évolution du  $I_{Obs}$  en fonction de  $V_p$  est plus importante que celle prévue par la loi en  $\sqrt{V_p}$ . La simple hypthèse d'un courant de génération dû à l'existence de pièges dans la zone déserte semble donc insuffisante pour expliquer  $I_{Obs}$ .

### Courant de génération à l'interface

Nos expériences de mesure de  $C(V)$  suggèrent que l'existence de niveaux profonds notamment à l'interface a un effet non négligeable sur ce type de caractéristiques. On peut penser qu'il en est de même du courant d'obscurité. Le courant de génération correspondant peut être exprimé sous la forme simplifiée suivante (16).

$$I_{gen} = q \cdot \sigma \cdot N_t \cdot V_{th} \cdot n_i \cdot S/2 \quad (3.7.)$$

avec  $N_t$  densité de pièges à l'interface et  $\sigma$  section de capture de ces pièges. Dans l'hypothèse où la densité de charges d'interface GaInP/GaInAs est importante, l'application de cette expression conduit à des valeurs de courant de l'ordre de plusieurs micro-ampères, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que  $I_{obs}$  mesuré pour les tensions inverses les plus faibles. Cependant dans l'hypothèse d'un courant de génération dû à des défauts localisés à l'interface, on doit s'attendre à observer une stabilisation du courant pour les tensions les plus élevées correspondant à la localisation de ces états d'interface à l'intérieur de la zone déserte. Or expérimentalement on observe une augmentation monotone de  $I_{obs}$  avec  $V_p$ . Il est donc probable que ce mécanisme ne peut pas à lui seul expliquer l'ensemble de nos résultats expérimentaux et que d'autres mécanismes doivent encore être invoqués.

#### d. Courant de fuite en surface

Enfin un troisième courant de génération peut intervenir, il s'agit du courant de génération en surface. En effet, il est apparu que les états de surface de GaInP peuvent influencer de manière non négligeable sur la hauteur de la barrière M-SC (paragraphe 3.1.6.). Il n'est donc pas exclu que ces états de surface puisse engendrer un courant de fuite, compte-tenu de la structure planaire du dispositif.

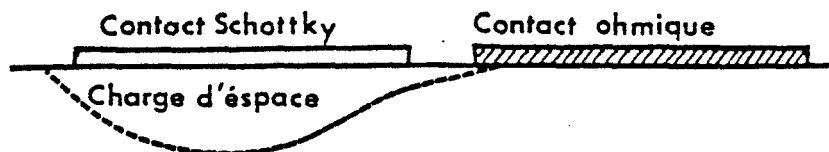


Figure 3.18 : Diode Schottky à structure planaire.

Ce courant de fuite correspondrait à une génération thermique au voisinage de la surface où l'existence d'une zone déserte permet de récolter les porteurs ainsi créés et de les recueillir par les électrodes Fig. 3.18.

Nous reviendrons ultérieurement sur ces phénomènes de surface.

### e - Courant de diffusion

Lorsque les paires électron-trou sont générées thermiquement en dehors de la zone déserte, on peut également recueillir une composante de  $I_{obs}$  supplémentaire, à condition que les porteurs minoritaires créés ne se recombinent pas avant d'atteindre la zone déserte ; c'est le courant de diffusion. Dans notre cas, il pourrait provenir des zones situées en dehors de la zone déserte, entre le contact Schottky et le contact ohmique. Etant donné que cette génération thermique s'effectue en l'absence de champ électrique, on doit s'attendre tout naturellement que la contribution de ce mécanisme au courant d'obscurité soit beaucoup plus faible que le courant de génération qui apparaît dans la zone déserte.

Si on fait un bilan des courants qui sont susceptibles d'intervenir dans le courant mesuré, il semble qu'aucun des mécanismes invoqués ne puisse à lui seul être le mécanisme dominant. Cependant l'importance du courant de fuite en surface n'a pas encore été évaluée. Dans ce but nous avons étudié la caractéristique  $I(V)$  de diodes métal-semiconducteur-métal (M-S-M) en structure planaire constituées de deux contacts Schottky de même nature que ceux de la photodiode déposés sur la couche de GaInP. Nous avons relevé les caractéristiques  $I(V)$  de ces structures pour différentes distances interélectrodes, Fig. 3.19..

On peut constater (Figure 3.20.) une augmentation du  $I_{obs}$  au fur et à mesure que la distance interélectrode augmente pour une tension donnée. Ce résultat nous suggère d'abord que le courant tunnel assisté par piège à travers barrière M-SC semble peu probable, puisqu'une augmentation de distance interélectrodes devrait entraîner au moins une valeur constante du champ électrique, au niveau du contact M-SC, voir plutôt une diminution de ce champ électrique, et par conséquent une diminution du  $I_{obs}$ . Au contraire, expérimentalement, ce courant augmente lorsque la distance interélectrode augmente. En outre ces distances interélectrodes sont suffisamment grandes pour qu'il n'y ait pas extension de la zone déserte entre les électrodes, en dehors de la zone déserte créée par les états de surface. Il nous paraît donc probable que la majorité du courant mesuré provienne d'un phénomène de génération en surface. On peut d'ailleurs vérifier sur la figure 3.20. que ce

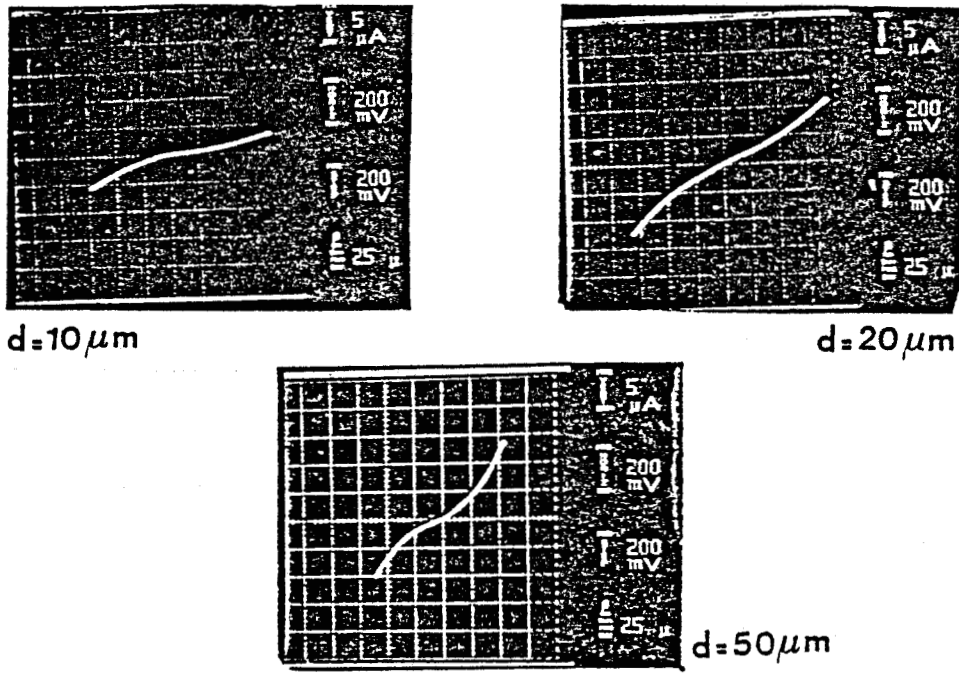


Figure 3.19. : Caractéristique  $I(V)$  des diodes M-S-M sur hétéoépitaxie GaInP/GaInAs.

courant d' $I_{obs}$  à tension fixe varie de façon quasi linéaire avec la distance interélectrode. Ce courant de surface semble donc être une composante importante du courant d'obscurité  $I_{obs}$  du dispositif. Ce résultat nous fait penser qu'une réduction de  $I_{obs}$  de ce dispositif pourrait être obtenue soit par un traitement de surface approprié, soit par une attaque de la couche de GaInP jusqu'à la couche de GaInAs.

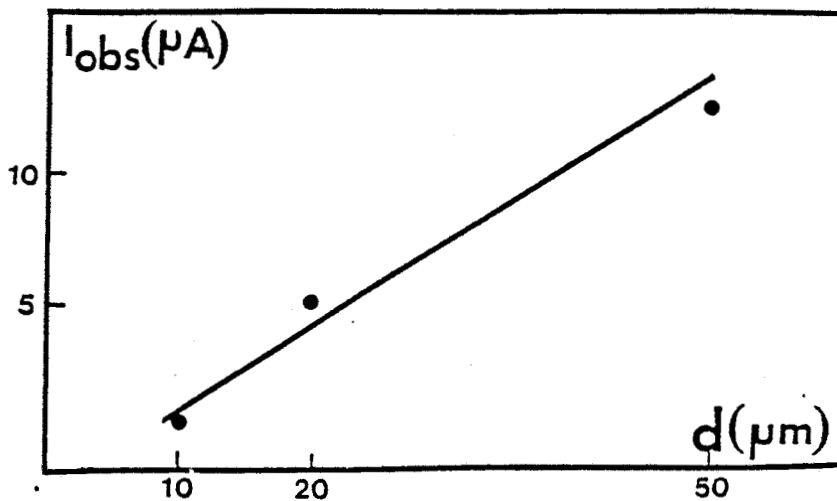


Figure 3.20. : Variation du courant d'obscurité des diodes MSM en fonction de la distance interélectrode.  $V_p = -0,4 V$

### 3.2. ETUDE DU TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP DE CONTROLE

Après avoir étudié les particularités de la photodiode Schottky seule, il nous a paru utile de nous intéresser aux caractéristiques du transistor à effet de champ à hétérojonction, dont la structure ressemble aux transistors de type Métal-Isolant-Semiconducteur (MISFET). Nous l'appelons MISFET à canal dopé (17). Toutes ces études sont effectuées sur un transistor de contrôle pour lequel la largeur de grille a été ramenée à 300  $\mu\text{m}$ . Ce transistor a bien sûr une structure tout à fait similaire à celui de la tête optique intégrée. Toutes les mesures sont automatiques, puisque pilotées par calculateurs de table Hewlett Packard (18-19).

#### 3.2.1. Mesure de la mobilité par magnétorésistance

La mesure de la résistance drain-source  $R_{ds}$  en fonction de  $V_{ds}$  avant et pendant l'application d'un champ magnétique d'environ un tesla nous donne l'évolution de la mobilité  $\mu$  en fonction de  $V_{gs}$ . La variation de la résistance  $R_{ds}$  sous champ magnétique est donnée par l'expression :

$$R_{ds}(B) = R_{ds}(0) (\mu_0 B^2 + 1)$$

où  $\mu_0$  est la mobilité des porteurs dans le canal du TEC.

Le résultat de ces mesures est donné Fig. 3.21.

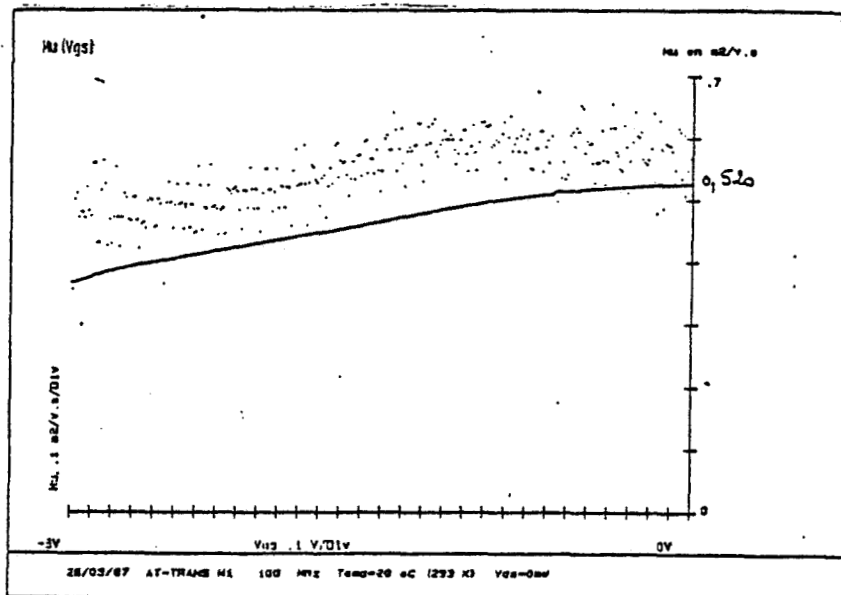


Figure 3.21. : Mobilité des électrons dans le canal du TEC sur hétéroépithaxie GaInP/GaInAs.

La courbe en trait plein représente l'évolution de la mobilité moyenne des électrons dans le canal en fonction de la tension grille-source ( $V_{gs}$ ), tandis que la courbe en pointillés représente la mobilité différentielle à l'extrémité de la zone désertée. La fréquence de travail est de 100 MHz. Nous constatons que  $\mu_0$  a une valeur de 5 200  $\text{cm}^2/\text{V.s.}$  à  $V_{gs} = 0$  volts. Cette valeur est proche des valeurs de mobilité obtenues pour des couches epitaxiées GaInAs/InP ayant le même dopage (20). Nous pouvons donc penser que la couche de GaInAs n'a pratiquement pas été perturbée par la croissance de la couche GaInP désadaptée en maille.

### 3.2.2. Caractéristiques de grille

Le relevé de la caractéristique du contact Schottky de grille  $I_{gs} = f(V_{gs})$  Fig. 3.22 conduit à une tension de built-in  $V_{bi} = 0,41\text{V}$ .

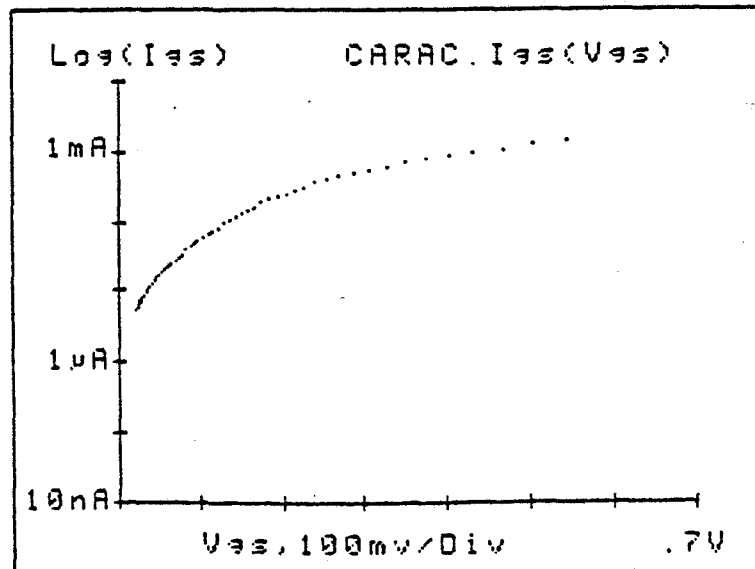


Figure 3.22. : Caractéristique  $I_{gs}(V_{gs})$  du transistor de contrôle.

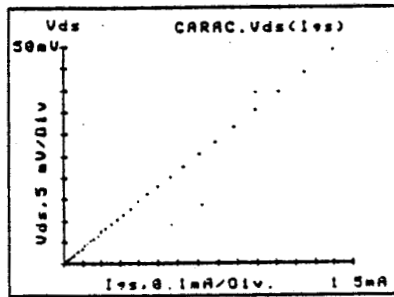
Le relevé des caractéristiques (Fig. 3.23)  $V_{ds} = f(I_{gs})$  et  $V_{ds} = f(I_{gd})$  lorsque le courant grille-source  $I_{gs}$  et le courant grille-drain  $I_{gd}$  sont importants, permet de déduire les résistances d'accès :

- côté source, par la relation :  $R_s + R_i = V_{ds} / I_{gs}$

- côté drain, par la relation :  $R_d + R_i = V_{ds} / I_{gd}$

où  $R_s$ ,  $R_d$  et  $R_i$  sont respectivement les résistances de source, de drain et intrinsèque de grille :  $R_i = (\partial I_g / \partial V_g)^{-1}$

Les résultats expérimentaux reportés Fig. 3.23. montrent que les valeurs de  $R_s + R_i$  et  $R_d + R_i$  sont respectivement de  $35,4 \Omega$  et  $40,5 \Omega$ .

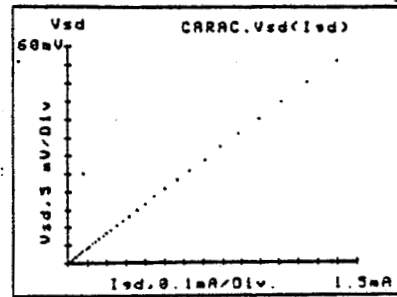


EXPLOITATION DE Vds(Igs)

Imin = .810 mA  
Imax = 1.396 mA

Correlation dans la partie lin.  
 $r^2 = .99996$  (sur 46 Pts)  
La droite calculée coupe  
l'axe Vds en  $1.82E-001$  mV

RES.  $\langle R_s + R_i \rangle = 35.4 \Omega$   
 $\pm 0.1 \Omega$



EXPLOITATION DE Vsd(Igd)

Imin = .810 mA  
Imax = 1.395 mA

Correlation dans la partie lin.  
 $r^2 = .99993$  (sur 46 Pts)  
La droite calculée coupe  
l'axe Vsd en  $1.49E-001$  mV

RES.  $\langle R_d + R_i \rangle = 40.5 \Omega$   
 $\pm 0.1 \Omega$

Figure 3.23. : a - Evolution de  $V_{ds}$  en fonction de  $I_{gs}$   
b - Evolution de  $V_{sd}$  en fonction de  $I_{gd}$

### 3.2.3. Evolution de $C_{gs}$ en fonction de $V_{gs}$

La mesure de la capacité grille-source ( $C_{gs}$ ) en fonction de  $V_{gs}$  à une fréquence de 500 MHz, Fig. 3.24. permet, après intégration, de déterminer l'évolution de la quantité de charges sous la grille en fonction de  $V_{gs}$  à l'aide des relations :

$$C_{gs} = \frac{\partial Q}{\partial V_{gs}} \quad Q(V_{gs}) = q \cdot Z \cdot L_g \cdot a \cdot N_d \cdot \left( 1 - \left( \frac{-V_{gs} + V_{bi}}{W_{00}} \right)^{1/2} \right)$$

avec

- q charge d'un électron
- Z largeur de grille
- $L_g$  longueur de grille
- $N_D$  dopage de la couche active
- $W_{00}$  tension de pincement
- a épaisseur de la couche active non déplétée

Par extrapolation à  $Q = 0$  on déduit la tension de pincement  $W_{00} = 4,81V$  et

$$V_{pp} = W_{00} - V_{bi} = 4,4V.$$



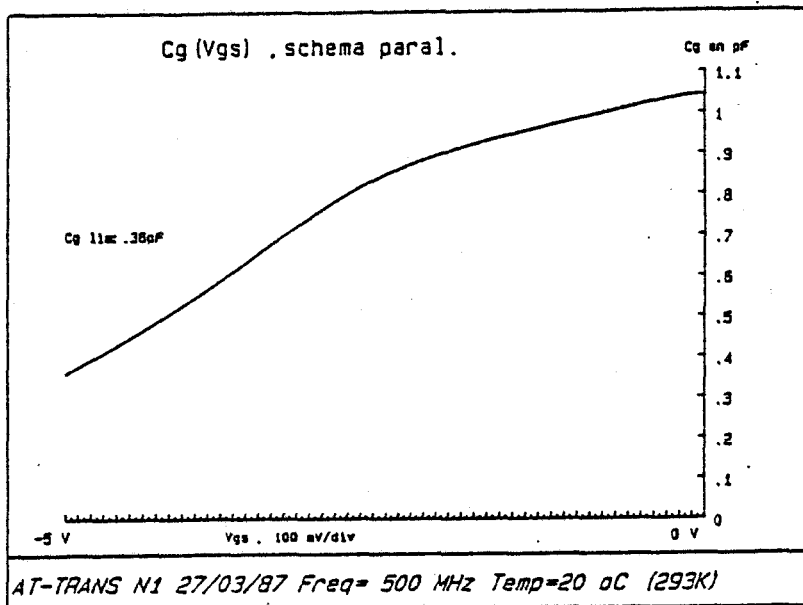


Figure 3.24. : Evolution de capacité de grille du transistor de contrôle (3  $\mu\text{m}$  x 300  $\mu\text{m}$ ) en fonction de  $V_{gs}$ .

### 3.2.4. Evolution de la résistance drain-source $R_{ds}$ en fonction de $V_{gs}$

A partir de la relation :

$$R_{ds} = R_s + R_d + R_0 \cdot A$$

avec

$$R_0 = \frac{L_g}{q \cdot \mu_0 \cdot N_d \cdot a \cdot Z}$$

$$A = \frac{1}{1 - \left( \frac{-V_{gs} + V_{bi}}{W_{00}} \right)^{1/2}}$$

où  $R_0$  représente la résistance du canal sous la grille, en relevant la courbe  $R_{ds} = f(A)$  Fig. 3.25., on détermine la résistance ( $R_s + R_d$ ) des contacts ohmiques de source et drain. La connaissance des valeurs de ( $R_s + R_d$ ), ( $R_i + R_d$ ) et ( $R_s + R_i$ ) conduit aux valeurs de  $R_s = 35 \Omega$ ,  $R_d = 40 \Omega$  et  $R_i = 0,3 \Omega$ .

Les valeurs relativement élevées des résistances d'accès de source et de drain sont dues à la valeur importante de la résistance des contacts ohmiques. En effet, ils ont été déposés directement sur la couche non dopée de GaInP. En outre on peut noter que la distance drain-source est relativement élevée (12  $\mu\text{m}$ ). Une amélioration de la qualité des contacts ohmiques et une diminution de la largeur du canal devrait être relativement simple à mettre en oeuvre (Chapitre 2).

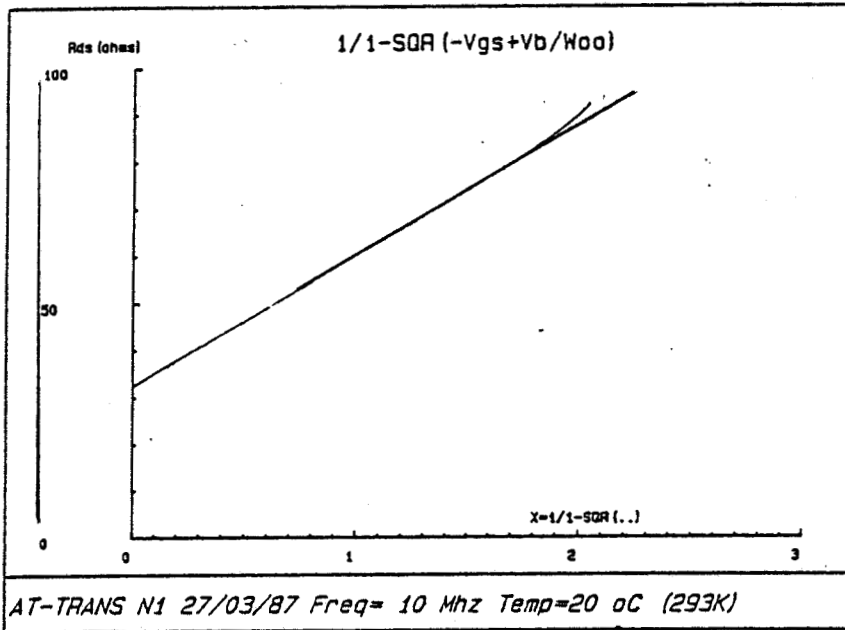


Figure 3.25 : Evolution de  $R_{ds} = f(A)$  du transistor de contrôle.

### 3.2.5. Transconductance statique

Le tracé des caractéristiques courant drain-source  $I_{ds}$  en fonction de  $V_{ds}$  à  $V_{gs}$  constante et  $I_{ds} = f(V_{gs})$  à  $V_{ds}$  constante, Fig. 3.26. et Fig. 3.27. permet de déterminer l'évolution de la transconductance statique  $g_m$  en fonction de  $V_{gs}$  pour différentes tensions  $V_{ds}$ , Fig. 3.28..

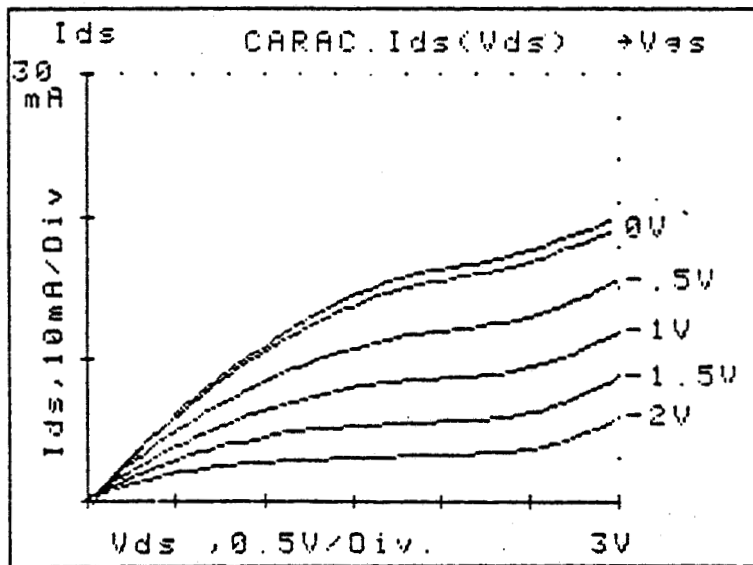


Figure 3.26. : Caractéristique  $I_{ds}(V_{ds})$  du transistor de contrôle.

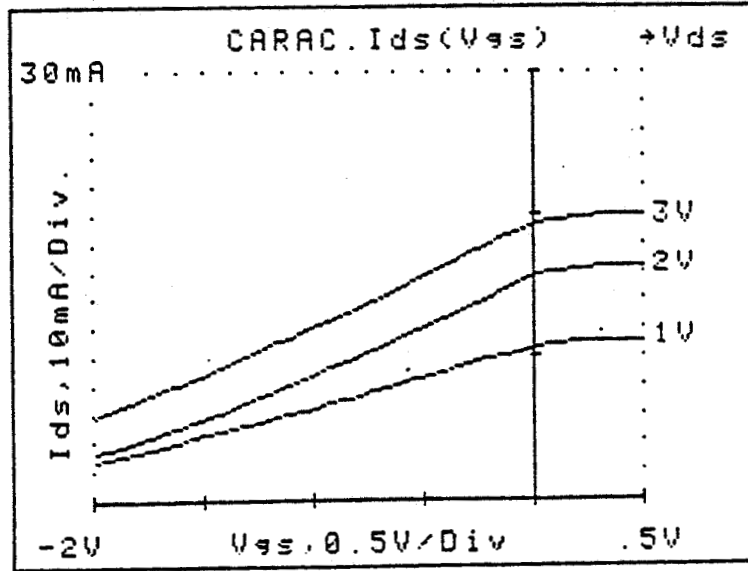


Figure 3.27. : Evolution de  $I_{ds}(V_{gs})$ .

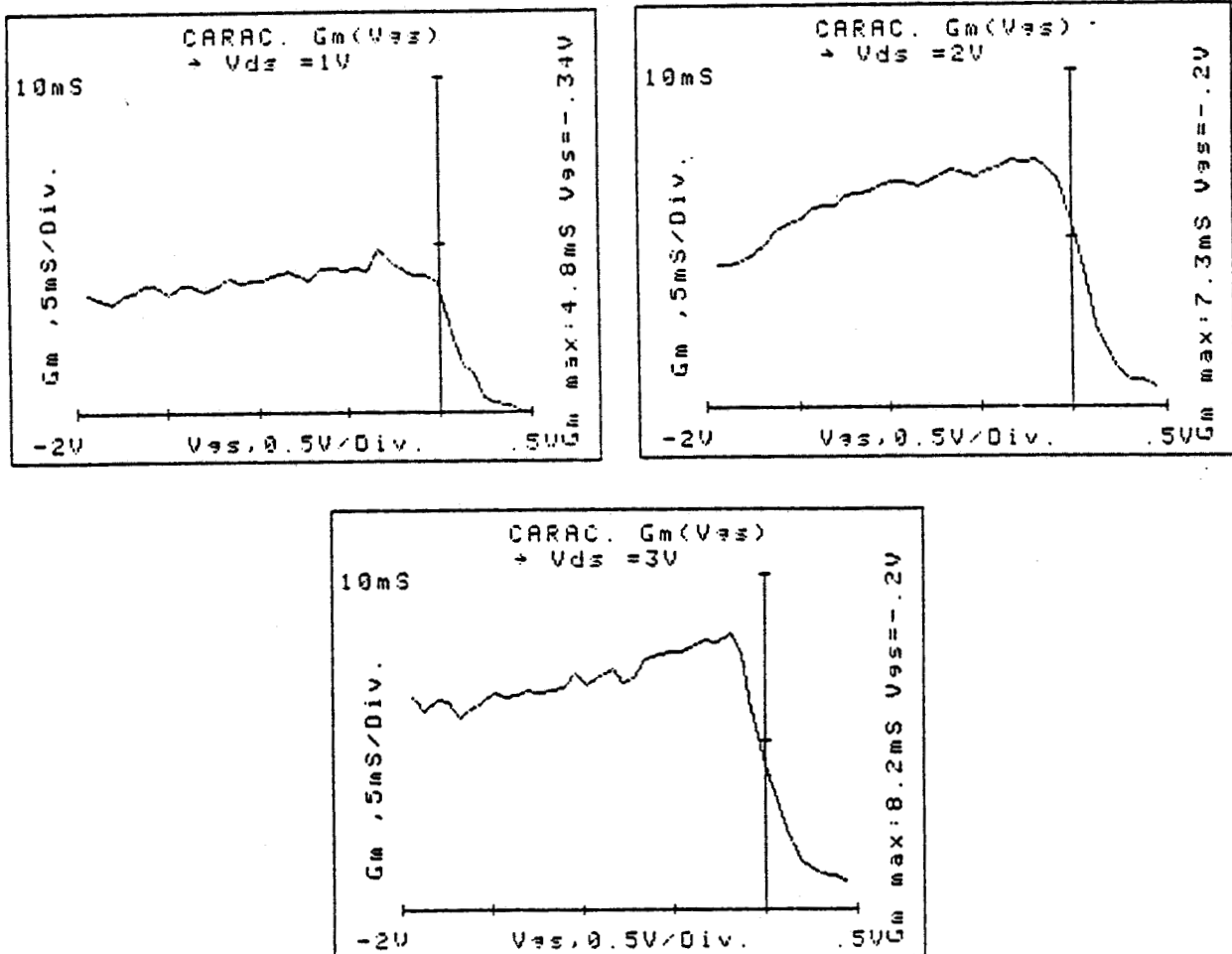


Figure 3.28. : Evolution de la transconductance statique  $g_m$  en fonction de  $V_{gs}$  pour différentes tensions  $V_{ds}$ .

Ces résultats montrent que la transconductance du transistor est de l'ordre de 30 mS/mm. Nous montrerons au paragraphe 3.2.8. qu'en diminuant les résistances d'accès de source et drain, il est possible d'augmenter la valeur du  $g_m$  extrinsèque.

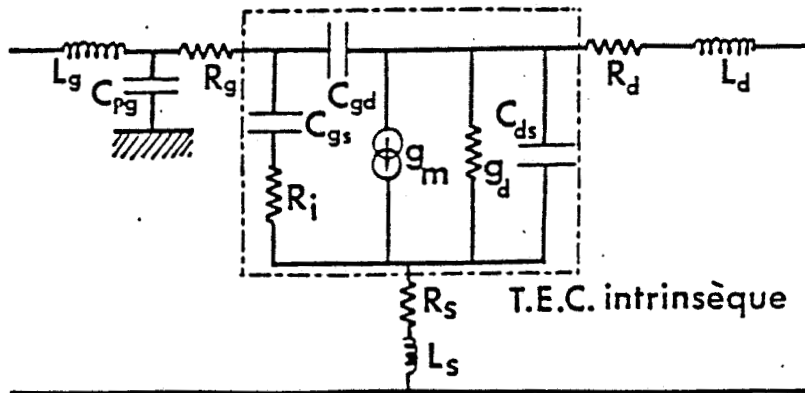
3.2.6. Schéma équivalent déduit de la mesure des paramètres S

A partir des paramètres (S) mesurés à l'analyseur de réseaux, on peut déduire les valeurs des éléments du circuit équivalent du TEC à l'aide des expressions suivantes (19) :

$$g_m = 1/2 \cdot Y_0 |S_{11}| \cdot (1 + g_0/Y_0) \quad C_{gd} = \frac{1}{2\omega} Y_0 |S_{21}| \cdot (1 + \frac{g_d}{Y_0})$$

$$g_d = Y_0 (1 - |S_{22}|) / (1 + |S_{22}|) \quad C_{gs} = -C_{gd} + J_m \left( \frac{Y_{11}}{\omega} \right)$$

En tenant compte des valeurs de  $R_s$  et  $R_d$  déterminées précédemment et des valeurs de  $S_{ij}$  et  $Y_{ij}$ , nous avons pu calculer les éléments du schéma équivalent extrinsèque et intrinsèque qui sont reportés Fig. 3.29..



Eléments Extrinsèques

- $R_s = 35,1 \Omega$
- $R_d = 40,2 \Omega$
- $R_g = 19,2 \Omega$
- $L_s = 2,2 \times 10^{-10}$  Henry
- $L_g =$  négligeable
- $C_{pg} =$  négligeable

Eléments intrinsèques à  $V_{gs} = -2V$   $V_{ds} = 3V$

- $g_m = 7,05$  mS
- $g_d = 3,94$  mS
- $C_{gs} = 0,66$  pF
- $C_{gd} = 0,22$  pF
- $C_{ds} = 0,06$  pF
- $R_i = 0,3 \Omega$

Figure 3.29. : Schéma équivalent du transistor de contrôle (3  $\mu$ m x 300  $\mu$ m) déduit des différentes caractérisations.

Remarquons immédiatement que, outre les fortes valeurs de  $R_s$  et  $R_d$  déjà mentionnées, il apparaît que, compte-tenu des valeurs de  $g_m$  et  $C_{gs}$  déjà soulignées, on doit s'attendre à une

fréquence de coupure  $F_c = \frac{g_m}{2\pi(C_g + C_p)}$  de l'ordre de 1,7 GHz. Nous reviendrons ultérieurement sur l'explication des valeurs de  $g_m$  et  $F_c$ .

### 3.2.7. Caractéristiques dynamiques

Nous avons relevé les variations du gain maximum disponible ou MAG (Maximum Available Gain) du transistor à partir des mesures des paramètres S à différentes tensions de polarisation Fig. 3.30..

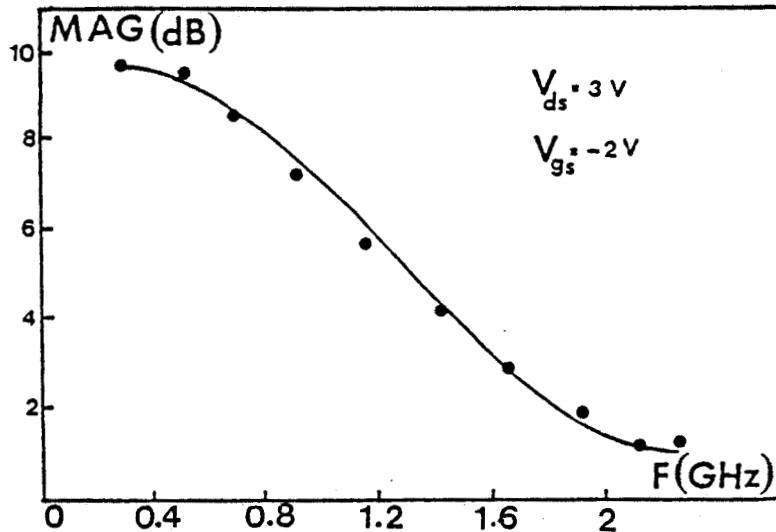


Figure 3.30. : Evolution du MAG (Maximum Available Gain) du transistor de contrôle en fonction de la fréquence.

On constate d'après la Figure 3.30. que le domaine d'utilistion de ce transistor est limité aux fréquences voisines du GHz. Ce résultat n'est pas surprenant, puisqu'une analyse simple du schéma équivalent du transistor conduit à une valeur de fréquence de coupure égale à 1,7 GHz.

Nous avons effectué des mesures du niveau de bruit du TEC dans la gamme 10 MHz - 1,5 GHz, Fig. 3.31.. On constate sur cette figure une augmentation de niveau de bruit pour les plus basses fréquences. Il s'agit très probablement, comme pour le cas de la photodiode, d'un bruit en  $1/f$  dont l'origine serait liée à des effets de piégeage ; notamment à l'interface de l'hétérojonction.

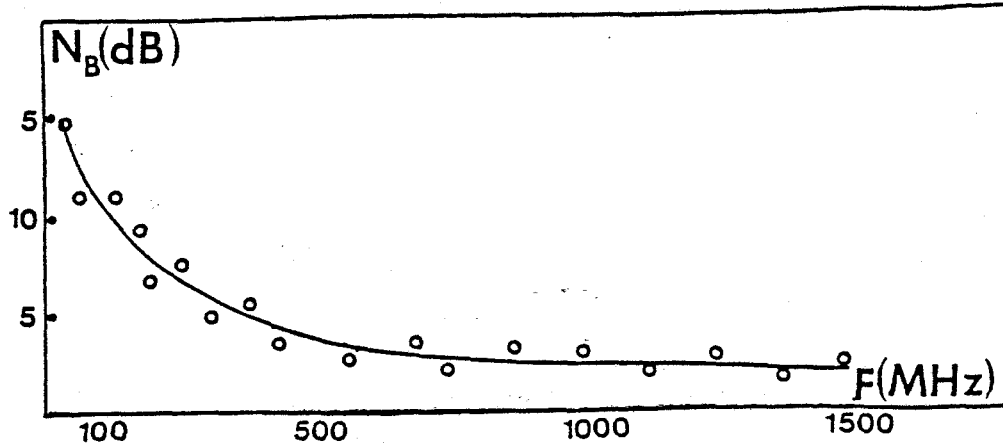


Figure 3.31. : Evolution du niveau de bruit du transistor en fonction de la fréquence. Le niveau de bruit zéro dB correspond au bruit d'une résistance de  $50 \Omega$ .

### 3.2.8. Influence des différents paramètres sur le fonctionnement du transistor

Ce transistor a une structure de type MISFET ; sa particularité est le dopage du semiconducteur à petit gap. La conduction des électrons s'effectue, comme pour le MESFET, dans un semiconducteur dopé. Le principe de fonctionnement des MISFET à canal dopé en régime de désertion, c'est-à-dire quand il est polarisé à des tensions de grille négatives, est semblable aux MESFET classiques (17) ; comme pour ces derniers, lorsque la longueur de grille est supérieure à l'épaisseur de la couche active ( $L_g > a$ ), il est possible d'obtenir une expression analytique simple rendant correctement compte des résultats expérimentaux (21). Nous reprenons ci-dessous les principaux éléments d'un calcul présenté dans la référence (17).

#### Calcul des paramètres caractéristiques

Considérons tout d'abord la tension de pincement ; les deux couches étant désertées, nous pouvons écrire, en se référant à la figure 3.32, l'expression des tensions aux bornes de la couche de GaInAs dopée ( $V_{T1}$ ) et de la couche de GaInP non dopée ( $V_{T2}$ ) :

$$V_{T1} = -\frac{q \cdot N_d \cdot a^2}{2\epsilon} \qquad V_{T2} = -\frac{q \cdot N_d \cdot a \cdot a_L}{\epsilon}$$

avec

$a_L$  épaisseur de la couche non dopée à grand gap de GaInP  
 $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_R$  permittivité du semiconducteur.

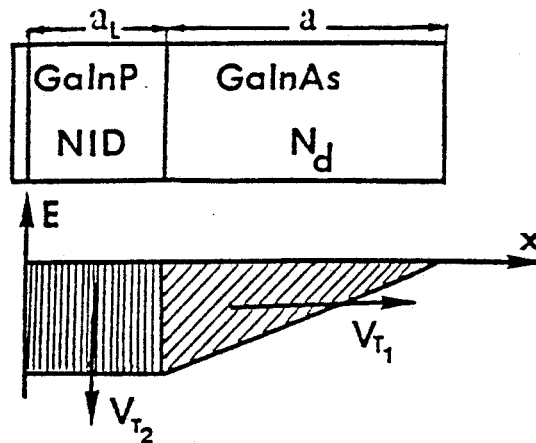


Figure : 3.32. : a) Structure de MISFET à canal dopé - b) Carte du champ électrique.

En négligeant la charge d'interface de l'hétérojonction, la tension de pincement  $V_p$  sera :

$$V_p = V_{T1} + V_{T2} + V_{bi} - \Delta E_c / q$$

Lorsque la tension de grille  $V_{gs}$  devient supérieure à  $V_p$ , l'épaisseur de la zone désertée est plus petite que  $a$ , notons la  $a_1$ . En supposant que la couche de GaInP non dopée est complètement désertée, le courant drain source est uniquement fonction de la couche de GaInAs dopée :

$$I_d = q \cdot N_d \cdot (a - a_1) \cdot W \cdot V_m$$

En faisant varier l'épaisseur de la zone désertée, la variation de la tension de grille est égale à la variation de  $V_{T1}$  et  $V_{T2}$  :

$$\Delta V_{gs} = \frac{-qN_d}{\epsilon} (a_1 + a_L) \cdot \Delta a_1$$

La variation du courant drain et de la charge due aux impuretés dans la zone désertée sous la grille  $\Delta Q_g$  s'expriment sous la forme :

$$\Delta I_d = q \cdot N_d \cdot \Delta a_1 \cdot W \cdot V_m \quad \Delta Q_g = q \cdot N_d \cdot \Delta a_1 \cdot W \cdot L_g$$

avec  $W$  largeur de grille

$L_g$  longueur de grille

$V_m$  vitesse moyenne des porteurs sous la grille.

En revenant aux définitions de  $C_{gs}$  et de  $g_{m0}$

$$C_{gs} = \left( \frac{\partial Q_g}{\partial V_{gs}} \right)_{V_{ds}} \quad g_{m0} = \left( \frac{\partial I_d}{\partial V_{gs}} \right)_{V_{ds}}$$

On en déduit les valeurs suivantes :

$$C_{gs} = \frac{W \cdot \epsilon \cdot L_g}{a_1 + a_L} \quad g_{m0} = \frac{W \cdot \epsilon \cdot V_m}{a_1 + a_L}$$

Toutes ces grandeurs sont ici représentées en fonction de  $a_1$ . On peut également étudier leur dépendance en fonction du courant de drain :

$$C_{gs} = \frac{\epsilon \cdot W \cdot L_g}{a \cdot \left(1 - \frac{I_d}{I_d^{\max}}\right) + a_L} \quad g_{m0} = \frac{\epsilon \cdot W \cdot V_m}{a \cdot \left(1 - \frac{I_d}{I_d^{\max}}\right) + a_L}$$

où  $I_d^{\max}$  est le courant maximum que peut transporter le transistor :

$$I_d^{\max} = q N_d \cdot a \cdot W \cdot V_m$$

On en déduit la valeur de la fréquence de coupure :

$$F_c = \frac{g_m}{2\pi C_{gs}} = \frac{V_m}{2\pi L_g} = \frac{1}{2\pi\tau}$$

avec  $\tau$ , temps de propagation des porteurs sous la grille qui est égale en première approximation au rapport  $L_g/V_m$ .

En tenant compte des résistances d'accès, la transconductance extrinsèque s'exprime sous la forme simplifiée suivante (22) :



$$g_m = \frac{g_{m0}}{1 + g_{m0} R_s}$$

où  $R_s$  est la résistance de grille-source.

A l'aide de ces expressions nous avons calculé la transconductance  $g_m$  et la fréquence de coupure  $F_c$  du transistor de contrôle Fig. 3.33.. Sur la même figure sont reportés les points expérimentaux ; on constate que ces valeurs sont de même ordre de grandeur que celles calculées. Les écarts pourraient provenir de phénomènes liés aux interfaces GaInP/GaInAs ou GaInAs/InP.

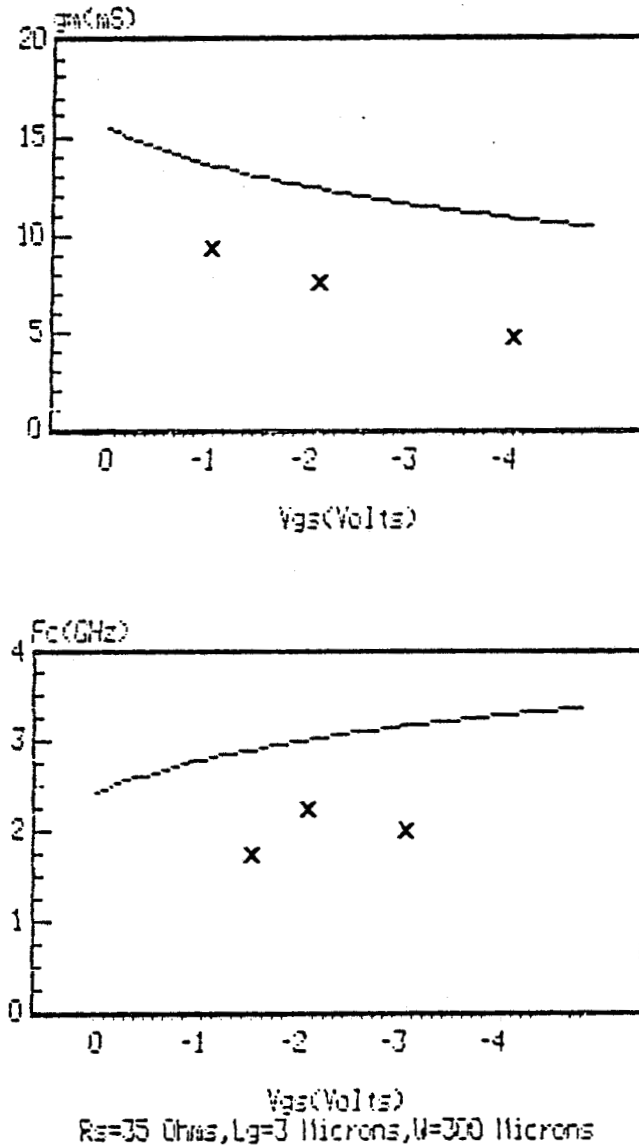


Figure 3.33. : Evolution de la transconductance extrinsèque  $g_m$  et la fréquence de coupure  $F_c$  du MISFET à canal dopé ( GaInP/GaInAs ) en fonction de  $V_{gs}$ . ——— Calcul, x points expérimentaux à  $V_{ds} = 3$  V.

Dans ces conditions, on note également à l'aide de ce calcul que, si on réduit la valeur de la résistance de source  $R_s$ , on observe une augmentation importante de la transconductance  $g_m$  du transistor (Fig. 3.34).

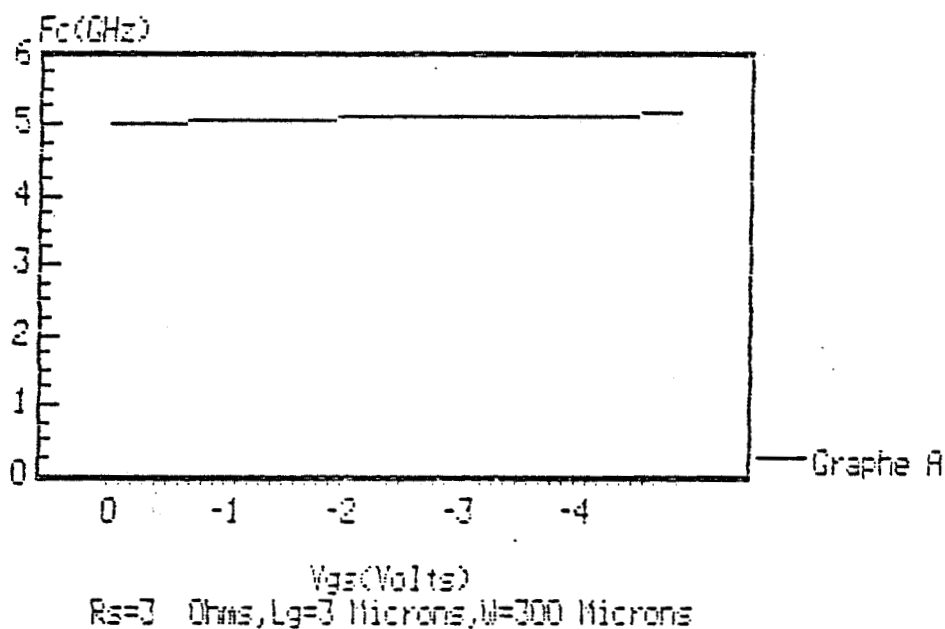
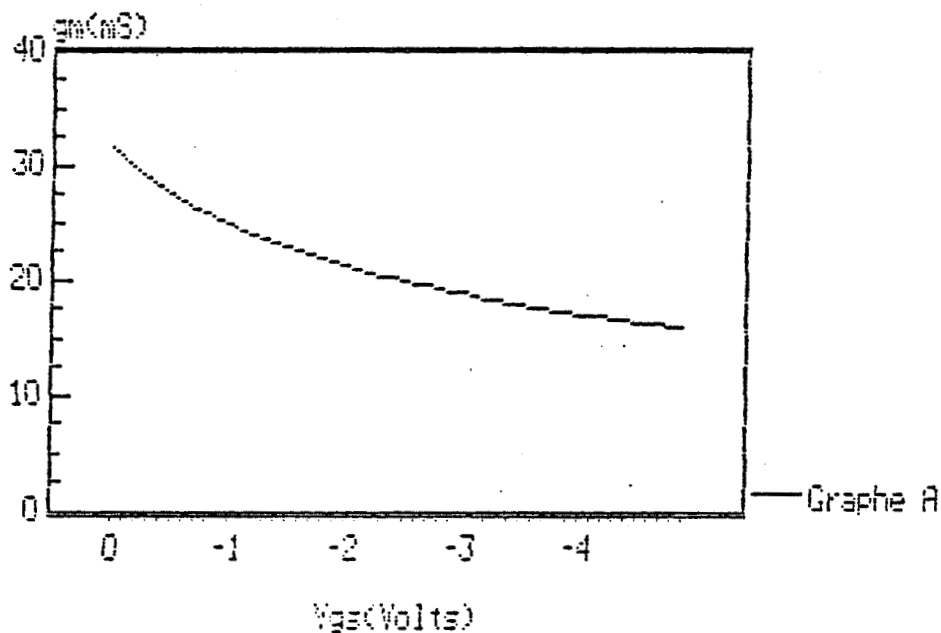


Figure 3.34. : Evolution de la transconductance intrinsèque  $g_m$  et de la fréquence de coupure  $F_c$  du MISFET à canal dopé en fonction de  $V_{gs}$ .

Cette réduction de résistance de source ne modifie pas de façon considérable la valeur de  $F_c$ . Mais l'augmentation la plus importante de  $F_c$  sera obtenue par une diminution de  $L_g$ . C'est ainsi que notre calcul montre Fig. 3.35. que des fréquences de coupure  $F_c$  voisines de 10 GHz peuvent être obtenues avec des longueurs de grille  $L_g$  de  $1 \mu\text{m}$ .

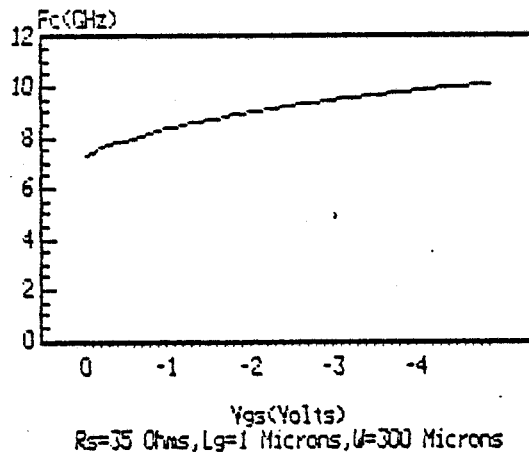


Figure 3.35. : Evolution de la fréquence de coupure  $F_c$  en fonction de  $V_{gs}$  pour une longueur de grille de  $1 \mu\text{m}$ .

Signalons que, à l'aide d'une méthode de modélisation des transistors à effet de champ développée dans notre laboratoire par D. Depreuw et P. Godts (23), nous avons étudié l'influence des différents paramètres sur le fonctionnement d'un transistor de structure identique sur hétéroépitaxie GaAlAs/GaAs. Les résultats obtenus ont confirmé ceux déduits, par nos calculs simplifiés.

### 3.3. ETUDE DE LA TÊTE OPTIQUE INTÉGRÉE

Nous présentons Fig. 3.36., la photographie d'une caractéristique typique  $I_{ds} = f(V_{ds})$  de la tête optique. Cette figure montre que la transconductance statique de la tête optique

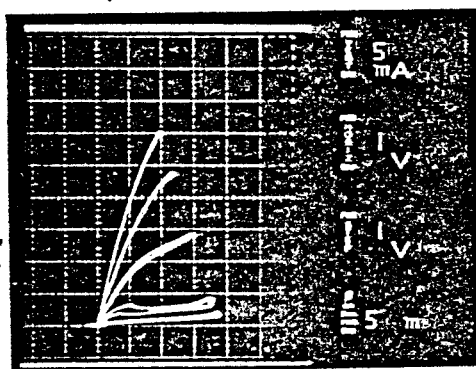


Figure 3.36. : Caractéristique statique  $I_{ds} = f(V_{ds})$  de la tête optique.

correspondant à l'association d'un transistor de grille  $600 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$  et d'une photodiode Schottky, est de l'ordre de 15 mS. Cette valeur est assez voisine de celle obtenue pour le transistor seul (30 mS/mm).

### 3.3.1. Réponse impulsionnelle

La réponse impulsionnelle de la tête optique est présentée Fig. 3.37. On constate que le temps de montée est, comme pour la photodiode, de l'ordre de 200 ps, mais le temps de descente est plus important, de l'ordre de quelques nanoseconde. Il est dû à la constante de temps RC définie par la capacité de grille en parallèle avec la capacité de la photodiode et la résistance de polarisation.

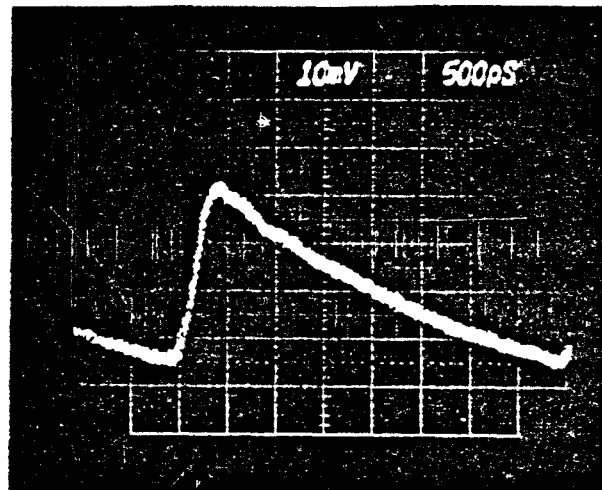


Figure 3.37. : Réponse impulsionnelle de la tête optique

$$V_{ds} = +2,6 \text{ V} \quad V_{gs} = -3 \text{ V} \quad R_p = 1\text{K}\Omega \quad P_L = 12 \mu\text{W} \quad \lambda = 1,3 \mu\text{m}$$

### 3.3.2. Réponse fréquentielle

Nous donnons Figure 3.38. les résultats relatifs à la caractérisation de la tête optique en régime fréquentiel. La puissance optique moyenne est de l'ordre de  $12 \mu\text{W}$ . Nous observons un coefficient de réponse de l'ordre de 50 A/W pour une résistance de polarisation de grille de  $11,5 \text{ K}\Omega$ .

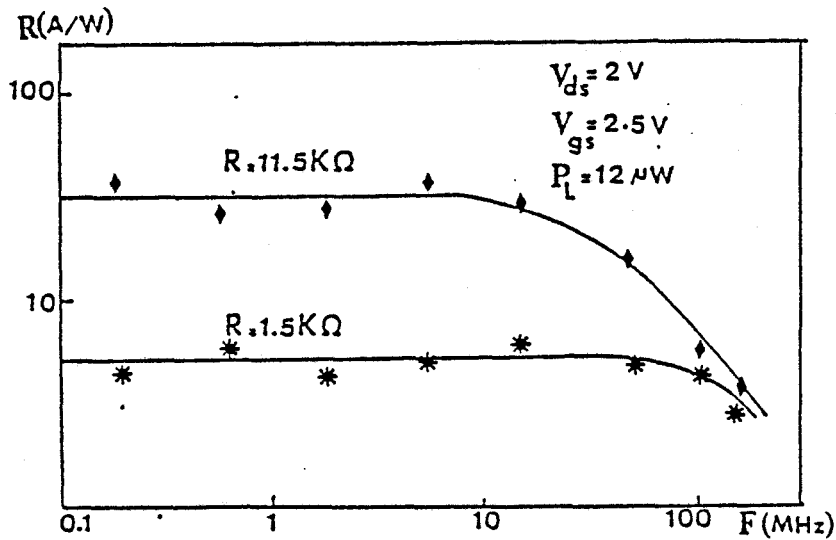


Figure 3.38. : Réponse fréquentielle de la tête optique pour différentes résistances de polarisation.

### 3.3.3. Bruit et puissance minimale détectable

Les résultats de mesure de la puissance de bruit sont donnés Figure 3.39.. Sur cette figure sont reportées les puissances de bruit de la photodiode, du TEC de contrôle et de la tête optique. Nous constatons qu'en général, le bruit prépondérant est celui présenté par le transistor. Comme pour ce dernier, la tête optique est caractérisée par un bruit en  $1/f$  important pour les fréquences les plus basses. Par contre pour les fréquences les plus élevées, le bruit de la tête optique est quasiment donné par le bruit du TEC augmenté du bruit de la photodiode amplifié par le TEC.

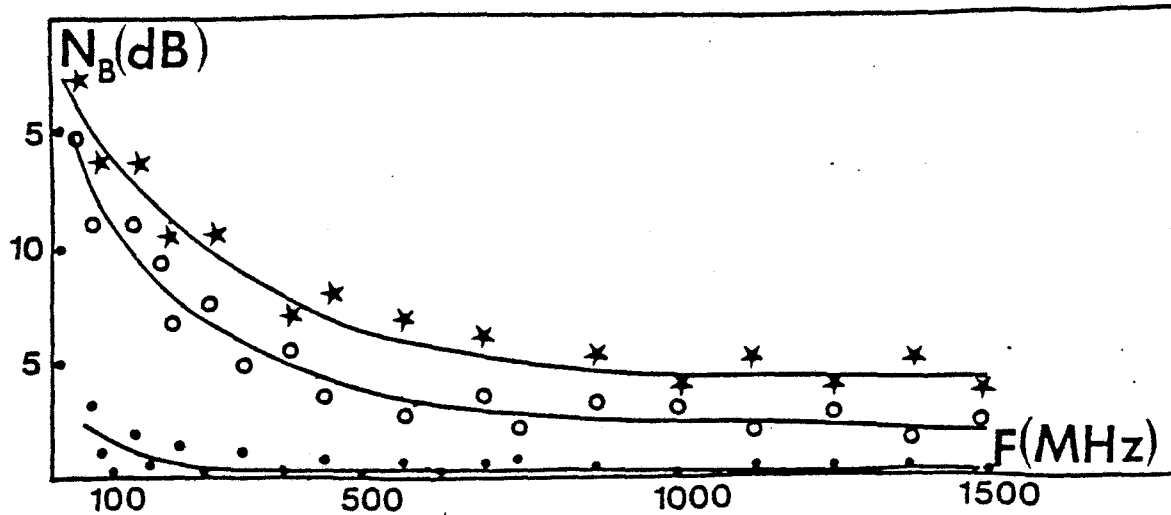


Figure 3.39. : Evolution de la puissance de bruit en fonction de la fréquence. Le niveau de bruit zéro dB correspond au bruit d'une résistance de  $50\Omega$ , photodiode,  $\circ$  transistor,  $\star$  tête optique intégrée.

A partir des mesures de bruit et de réponse dynamique, nous avons estimé que la puissance minimale détectable par cette tête optique est de l'ordre de  $-23$  dBm à 250 Mbits/s pour un taux d'erreur de  $10^{-9}$  (25). Cette valeur comparée aux résultats récemment obtenus pour d'autres dispositifs, peut paraître assez modeste (Figure 3.40.). En fait, elle résulte surtout du faible coefficient de réponse de la photodiode Schottky. Pour s'en convaincre nous avons évalué sur la même figure à l'aide des expressions (1.14.) et (3.8.) la puissance minimale détectable par cette tête optique. Dans ce calcul nous avons utilisé les valeurs moyennes mesurées des paramètres du TEC et de la photodiode de la tête optique intégrée, dans les conditions de polarisations suivantes :  $V_{gs} = -1V$ ,  $V_{ds} = 3V$ . Ces paramètres valent :  $g_m = 12$  mS,  $C_t = 1,5$  pF,  $I_t = 60$   $\mu$ A,  $f_c = 200$  MHz. Nous avons également supposé que le coefficient de réponse de la photodiode est égal à  $0,1$  A/W. Comme nous le constatons, Figure 3.40., ces calculs conduisent à une puissance minimale détectable voisine de celle estimée expérimentalement. Nous pouvons également remarquer qu'une réduction du courant de fuite, supposé égal à  $1$  nA dans notre simulation, n'augmente pas de façon significative la sensibilité de la tête optique.

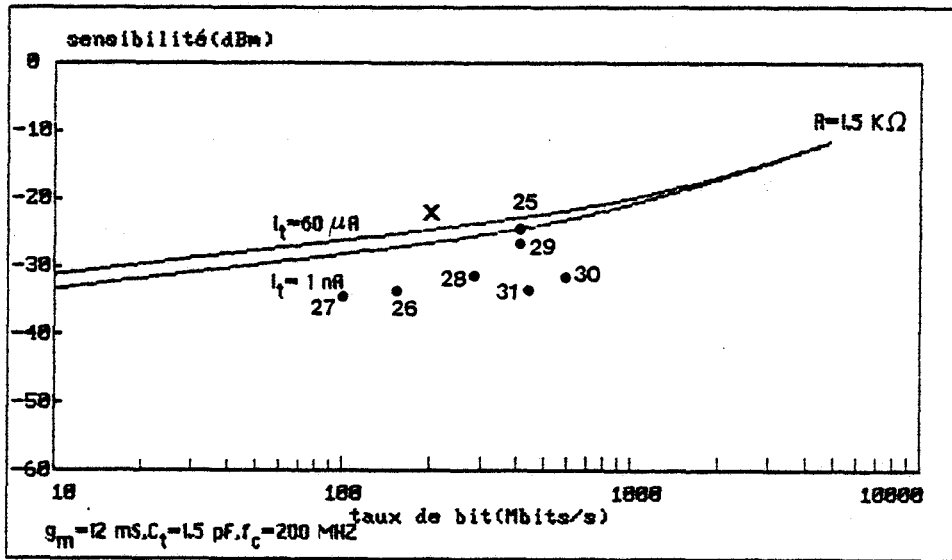


Figure 3.40. : Comparaison de la puissance minimale détectable par la tête optique avec d'autres dispositifs — valeurs calculées, X point expérimental pour notre tête optique intégrée. (28•) résultats obtenus pour d'autres dispositifs ; Les numéros affectés correspondent aux références bibliographiques du chapitre 3.

### 3.4. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons montré, malgré la simplicité de la structure des dispositifs réalisés et malgré l'utilisation d'un matériau à fort désaccord de maille, que les performances de la photodiode Schottky, du transistor à effet de champ et de la tête optique intégrée sont relativement satisfaisantes. Il apparaît, en particulier, que les limites de ces performances sont essentiellement liées à la structure particulière de ces dispositifs, notamment :

- en ce qui concerne la photodiode Schottky, ces limites sont essentiellement liées à l'épaisseur de la couche absorbante qui est plus mince que la profondeur de pénétration de la lumière.

- en ce qui concerne le transistor à effet de champ, ces limites sont essentiellement dues aux fortes résistances des contacts drain et source, à la distance interelectrode drain-source, ainsi qu'à la longueur de la grille.

Plusieurs améliorations des performances du dispositif sont donc envisageables :

- D'une part un meilleur coefficient de réponse de la photodiode pourrait être obtenu en couplant la lumière à l'aide d'un guide d'onde (24) de façon à ce que l'épaisseur de GaInAs soit compatible avec l'épaisseur de la couche active nécessaire pour la fabrication d'un transistor à effet de champ, sans dégradation du rendement quantique de la photodiode. Une autre façon de procéder serait d'optimiser indépendamment l'épaisseur de la couche absorbante de GaInAs de la photodiode et de la couche active du transistor. Différentes réalisations ont déjà été effectuées dans ce sens (26 - 33) en choisissant, notamment une structure du type méso pour la photodiode, afin d'obtenir un bon rendement quantique.

- D'autre part, le transistor à effet de champ peut être optimisé en réduisant les résistances de contact drain et source, en diminuant la distance drain-source et en réalisant une grille submicronique. Notons qu'une augmentation du dopage de la couche active conjuguée à une diminution de l'épaisseur de cette couche devraient permettre d'augmenter encore le  $g_m$  du transistor. Cette voie conduit tout naturellement vers la solution du transistor à effet de champ à gaz bidimensionnel dont nous examinerons l'avantage au chapitre suivant.



BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE 3

- (1) "Anomalies in schottky diode I(V) characteristics"  
F. Chekir, G.N. Lu and C. Barret  
Solid-State Electronics - Vol. 29, N° 5, pp 519-522, 1986.
- (2) "Current voltage characteristics and capacitance of isotype heterojunctions".  
Van Opdorp C. and Kanerva H.K.J.  
Solid-State Electron. Vol. 10, 1967, pp. 401-421.
- (3) De Jaeger J.C.  
Thèse de Doctorat ès-Sciences Physique  
Juillet 1985, Lille.
- (4) Verielle H.  
Thèse de Docteur de l'Université, mai 1987, Lille.
- (5) "A planar monolithic integrated photoreceiver : Association of a Ga As Schottky photodiode with a GaAs FET".  
Verielle H., Maricot S., Decoster D., Constant M.  
15th ESSDERC Aachen Germany 9-12 sept. 1985
- (6) Heterojunctions and Metal. Semi-conducteur junctions  
A. Gr. Milnes and D.L. Feucht - Academic Press 1972
- (7) "Physics of semiconductor devices"  
S.M. Sze 1981, J. Wiley and Sons.
- (8) "Interface States in abrupt semiconductor heterojunctions"  
W.G. Oldham and A.G. Milnes  
Solid-State Electronics 1964, Vol. 7, pp. 153-165.
- (9) "Small Signal equivalent circuit of un isotype heterojunction dominated by traps"  
M.J. Hampshire and R.D. Tomlinson  
Solid State Electronics 1970, Vol. 13, pp. 41-46.
- (10) M.O.C.V.D. Growth characterisation and application of III-V semiconductor strained heterostructures"  
M.Razeghi and al.  
From : Opical properties of narrow-gap low-dimensional structures.  
Edited by : C.M. Sotomayor Torres ; J.C. Portal plenum publishing 1987.
- (11) "Evidence for tunnelling in reverse-biased III-V photodetector diodes"  
S.R. Forrest and al - Appl. Phys. Lett, 36, N° 7, p. 580, 1980.
- (12) Philippe P.  
Thèse de 3ème Cycle - Juillet 1985, Lille.
- (13) "Confirmation of tunnelling current via traps by DLTS measurements in GaInAs photodiodes".  
R. Trommer and N. Albrecht  
Journ. Appl. Phys. 22, N° 6, p. 364 - 1985.
- (14) "Dispositif et circuits intégrés semiconducteurs"  
Physique et Technologie  
A. Vapaille, R. Castagné - Dunod - 1987.

- (15) "Physics and Technology of semiconductor devices"  
A.S. Grove  
New-York, Willey, 1967.
- (16) "A low dark current InGaAs/InP P-i-n photodiode with covered mesa structure"  
K. Ohnaka, M. Kubo and J. Shibata  
IEEE Trans. Elec. Dev. - Vol. Ed. 34, N° 2, Feb. 1987.
- (17) Depreeuw D.  
Thèse de Docteur de l'Université - octobre 1988, Lille.
- (18) Cappy A.  
Thèse de Docteur ès-Sciences Physique - décembre 1986, Lille.
- (19) Farhat H.  
Thèse de Docteur-Ingénieur, 1984, Lille.
- (20) "GaInAsP Alloy Semiconductors"  
Edited by : T.P. Pearsall, 1982 - John Wiley and Sons.
- (21) "A Unipolar field effect transistor  
W. Schokley - Proc. en I.R.E., nov. 1952.
- (22) Graffeuil  
Thèse de Docteur ès-Sciences, Toulouse III, 1977.
- (23) "A novel method for the modelling and the design of field effect transistors"  
E. Constant, D. Depreeuw, P. Godts and J. Zimmermann  
Proceedings of 14th International Symposium on GaAs and related compounds held in Heraklion  
Crête 28 septembre-1er octobre 1987.  
Edité by A. Christou and H.S. Rupprecht.
- (24) "Waveguide-integrated PIN photodiode on InP  
C. Bornholdt, W. Döldissen, F. Fiedler  
Elect. Lett. vol. 23, N° 1, 1987, pp. 2-4.
- (25) Ramdani J.  
Thèse de Docteur de l'Université, mai 1987, Lille.
- (26) A planar InGaAs PIN/JFET fiber optique detector  
K. Ohnaka and al.  
IEEE Quant. Electron., 1985, QE - 21(8), pp. 1236-1239.
- (27) Monolithic Photoreiver Integrating GaInAs PIN/JFET with diffused junctions  
J.C. Renaud and al.  
Electron. Lett., 1987, 23(20), pp. 1055-1056.
- (28) Monolithically integrated InGaAs - PIN/InP-MISFET photoreceiver  
K. Kasahara and al.  
Electron. Lett. 1984, 20(8), pp. 314-315.
- (29) Monolithic integration of a planar embedded InGaAs PIN detector with InP depletion-mode FET'S  
B. Tell and al.  
IEEE Electron. Dev. 1985, ED.32(11), pp. 2319-2321.

(30) Monolithically integrated receiver front-end : InGaAs PIN amplifier

C.L. Cheng and al.

IEEE Electron. Dev., 1988, ED.35(9), pp. 1439-1443.

(31) Long-wavelength PINFET receiver OEIC on a GaAs on InP heterostructure

A. Suzuki and al.

Electron. Lett. 1987, 23(18), pp. 954-955.

(32) Planar monolithic integrated photoreceiver for 1,3-1,55 um wavelength applications using GaInAs/GaAs heteroepitaxies

M. Razeghi and al.

Appl. Phys. Lett. 1986, 49(4), pp. 215-217.

(33) High speed monolithic GaInAs PINFET

S. Mivra and al.

Electron. Lett. 1988, 24(7), pp. 394-395.

## CHAPITRE 4

OPTIMISATION DE LA SENSIBILITE DES PHOTORECEPTEURS  
PIN-FET ; NOUVELLE STRUCTURE DE PHOTORECEPTEUR PIN-  
TEGFET INTEGRE MONOLITHIQUEMENT

## INTRODUCTION

Nous avons montré aux chapitres précédents qu'il est possible, à l'aide d'une hétéroépitaxie GaInP/GaInAs, de réaliser un contact Schottky de qualité suffisante pour la fabrication d'une tête de photodétection adaptée aux longueurs d'onde 1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$ . Ce résultat nous permet, en particulier, d'envisager la fabrication, en structure intégrée, de transistors à effet de champ à grille Schottky submicronique. L'objet de ce chapitre est tout d'abord d'étudier par le calcul les conditions d'optimisation d'un photorécepteur du type PIN-FET constitué d'un tel transistor à effet de champ. Notre démarche consiste, partant d'un choix de photodétecteur, à rechercher les caractéristiques du transistor à effet de champ qui conduisent à la meilleure sensibilité possible. Nous envisageons successivement le MISFET à canal dopé, le MISFET et le TEGFET qui sont les trois types de transistors qui doivent pouvoir être réalisés sur une hétéroépitaxie GaInP/GaInAs. Nous envisageons également dans nos calculs de sensibilisé le cas du MESFET qui servira d'élément de comparaison.

A partir des résultats de nos calculs d'optimisation nous proposons, dans la suite de ce chapitre, une nouvelle structure de tête optique intégrée constituée d'une photodiode PIN de structure méssa associée monolithiquement à un TEGFET pseudomorphique sur hétérojonction GaInP/GaInAs ; l'ensemble est épitaxié sur un substrat silicium.

### 4.1. OPTIMISATION DE LA SENSIBILITE D'UN PHOTORECEPTEUR PIN-FET INTEGRE MONOLITHIQUEMENT.

Au premier chapitre nous avons montré qu'il est souhaitable de réduire la capacité totale du photorécepteur pour augmenter sa sensibilité. Puisque la géométrie de la photodiode et donc sa capacité sont quasiment imposées par les considérations de couplage avec la fibre optique, il faut donc réduire la capacité de grille  $C_{gs}$  du transistor à effet de champ. Pour y parvenir, on peut réduire la longueur de grille jusqu'à des dimensions submicroniques, mais cette réduction est limitée par des considérations technologiques. Une autre solution consiste donc à réduire la largeur de grille ; mais dans ce cas, on diminue la transconductance  $g_m$  du transistor. Il y aura donc un compromis à trouver qui se traduit par une largeur optimale de grille du transistor pour une longueur de grille donnée.

#### 4.1.1. Méthode de Calcul

Afin de pouvoir appliquer la méthode d'optimisation à un transistor de type quelconque (MESFET, MISFET, MISFET à canal dopé, TEGFET....), nous nous proposons d'étudier un cas général qui consiste à optimiser la capacité de grille  $C_g$  du transistor. Dans ces conditions, il nous est possible de partir de la relation (1.14.) qui donne le courant de bruit total du photorécepteur. Dans ce travail, nous nous intéressons plus particulièrement au fonctionnement au delà de 50 Mbits/s. Nous négligeons donc la contribution de bruit en  $1/f$ , ce qui est le cas du MESFET sur GaAs. L'expression de courant de bruit est donc donnée par la relation suivante :

$$\langle i_n^2 \rangle = \left\{ \frac{4kT}{R} + 2qI_t \right\} I_2 B + \frac{4kT\Gamma}{g_m} \left\{ \frac{I_2 B}{R^2} + (2\pi C_t)^2 I_3 B^3 \right\} \quad (4.1.)$$

avec :

$R$  : Résistance de polarisation (haute impédance) ou résistance de contre-réaction (transimpédance)

$I_t$  : courant de fuite total

$\Gamma$  : facteur numérique qui dépend du type de transistor

$C_t$  : capacité totale du photorécepteur

$g_m$  : transconductance du transistor

$I_2, I_3$  : intégrales de transfert

$B$  : débit.

Partant de l'expression (4.1.), nous allons chercher les conditions qui rendent minimum le courant de bruit  $\sqrt{\langle i_n^2 \rangle}$  pour un débit donné "B". Pour qu'un système numérique fonctionne à un taux de bit "B" sans égaliseur, il faut que sa bande passante soit au moins égale à  $BI_2$  quand le code utilisé est du type NRZ. Pour un fonctionnement à un débit donné "B" sans égaliseur, si l'on fixe la valeur de la résistance de polarisation du préamplificateur haute impédance de telle manière qu'elle soit maximale pour minimiser le bruit thermique, elle doit être égale à :

$$R_p = \frac{1}{2\pi C_t I_2 B} \quad (4.2.)$$

Dans le cas du photorécepteur transimpédance, cette condition sur la bande passante doit s'exprimer sur la résistance de contre-réaction  $R_f$  en tenant compte du gain en tension  $A$  du préamplificateur sans contre réaction. Elle devient :

$$R_f = \frac{1+A}{2\pi C_t I_2 B} \quad (4.3.)$$

Rappelons que A est donné par :  $A = g_m / (g_d + \frac{1}{R_{dd}})$

où  $g_m$  et  $g_d$  sont respectivement la transconductance et la conductance du canal du transistor et  $R_{dd}$  est la résistance de drain.

En introduisant l'expression (4.3.) dans la relation (4.1.), il vient :

$$\langle i_n^2 \rangle = 2qI_t I_2 B + \frac{4kT(2\pi C_t)}{(1+A)} I_2^2 B^2 + \frac{4kT\Gamma(2\pi C_t)^2}{g_m} I B^3$$

où

$$I = \frac{I_2^3}{(1+A)} + I_3$$

soit encore :

$$\langle i_n^2 \rangle = 2qI_t I_2 B + 4kTB^2 C_d \left\{ \frac{2\pi I_2^2}{1+A} (1+C_{gs}/C_d) + \frac{2\pi\Gamma I B}{F_c} \cdot \frac{(1+C_{gs}/C_d)^2}{C_{gs}/C_d} \right\} \quad (4.4.)$$

en faisant apparaître la capacité  $C_d$  de la photodiode, la capacité  $C_{gs}$  de la grille du transistor à effet de champ et  $F_c = g_m/2 C_{gs}$  sa fréquence de coupure. Notons que d'après la relation (4.4.), le courant de bruit sera d'autant plus faible que la fréquence de coupure  $F_c$  sera grande. Une évaluation de l'importance de ce paramètre sur la puissance minimale détectable sera faite ultérieurement. La valeur de la capacité de grille  $C_{gs}$  pour laquelle le bruit est minimum, peut être obtenue en calculant la dérivée de la relation (4.4.) par rapport à  $C_{gs}$  et en l'identifiant à zéro. Pour ce calcul nous admettons que l'influence du courant de fuite sur le bruit total n'est pas prépondérante par rapport aux autres contributions. On en déduit :

$$\frac{C_{gs}}{C_d} = \left\{ 1 + \frac{F_c I_2^2}{\Gamma I B (1+A)} \right\}^{-1/2} \quad (4.5.)$$

Quand A est grand, la relation (4.5.) devient  $C_{gs} = C_d$  ; on retrouve alors le cas bien connu où l'optimisation consiste à rendre le rapport  $g_m/C_t^2$  optimal (1). Mais le calcul que nous avons effectué permet d'envisager le cas où A est petit, valeur qui est plus proche de celles que l'on peut espérer obtenir pour des photorécepteurs intégrés monolithiquement sur matériau III.V., ce qui conduit à la condition  $C_{gs} < C_d$ .

La valeur optimale de la capacité de grille d'un photorécepteur haute impédance peut être déduite en posant  $A = 0$  dans la relation (4.5.).

A titre d'exemple, pour un transistor à effet de champ dont la fréquence de coupure est  $F_c = 10$  GHz, nous avons calculé, à l'aide de l'expression (4.5.), la valeur optimale du rapport  $C_{gs}/C_d$  en fonction du débit "B" et pour différentes valeurs de A ; la courbe pour laquelle  $A = 0$  correspond à la configuration haute impédance (Figure 4.1.). Sur la même figure, nous avons également évalué la valeur optimale  $C_{gs}/C_d$  pour des transistors ayant des fréquences de coupure de 20 GHz et 40 GHz.

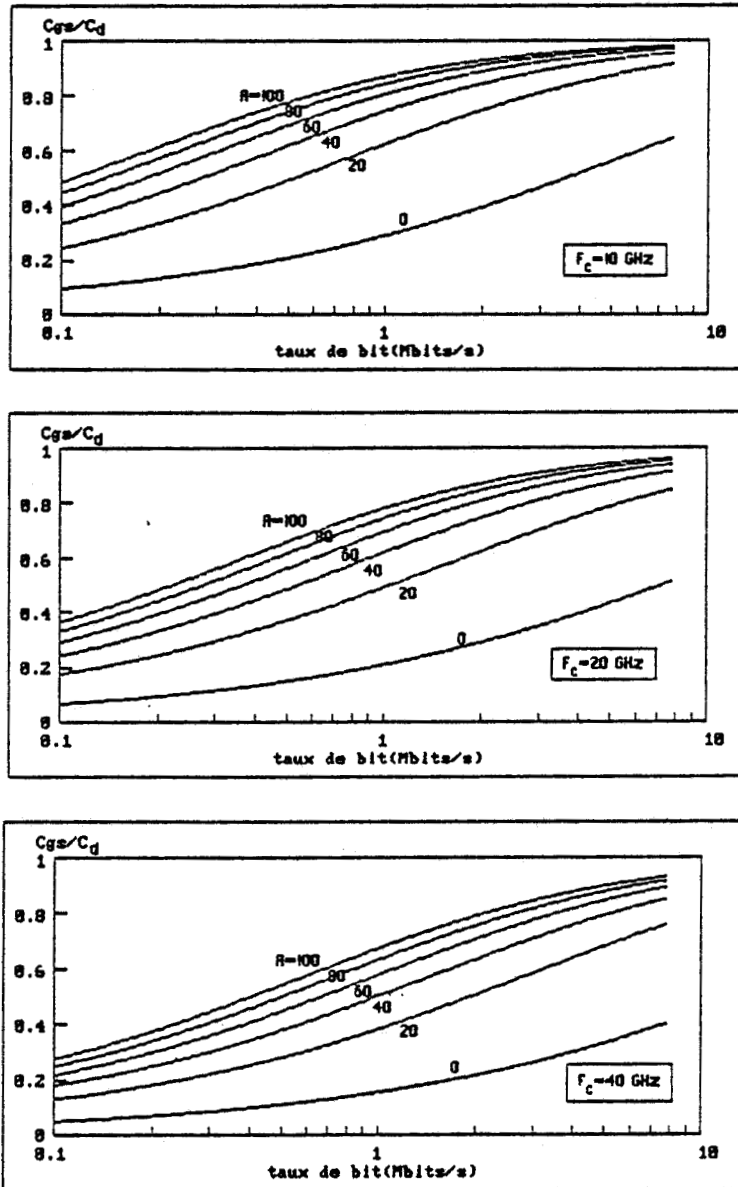


Figure 4.1. : Rapport, capacité de grille  $C_{gs}$  et capacité de la photodiode  $C_d$ , pour lequel la sensibilité du photorécepteur est optimale ; la valeur de la résistance a été optimisée pour chaque débit.



Nous pouvons constater que pour les débits les plus élevés, et les valeurs de A les plus grandes, le rapport optimal  $C_{gs}/C_d$  tend vers 1. Ce résultat correspond à la prédominance du bruit de canal par rapport au bruit thermique. Dans ce cas l'optimisation est obtenue pour  $C_{gs} = C_d$ . Par contre, aux faibles débits et pour des valeurs de A petites, le bruit thermique prédomine. L'optimisation est alors obtenue pour de faibles valeurs de  $C_{gs}$  afin que les résistances de polarisation (ou de contre-réaction) puissent être les plus grandes possibles, sans nuire à la bande passante.

Remarquons que dans ce calcul, la valeur de résistance a été optimisée pour chaque débit, soit :

$$R = \frac{1+A}{2\pi C_t I_2 B}$$

Nous avons évalué, figure 4.2., la valeur de la résistance optimale en fonction du débit, dans le cas d'un photorécepteur dont la fréquence de coupure du transistor  $F_c$  et la capacité de la photodiode  $C_d$  sont égales respectivement à 10 GHz et 0,6 pF.

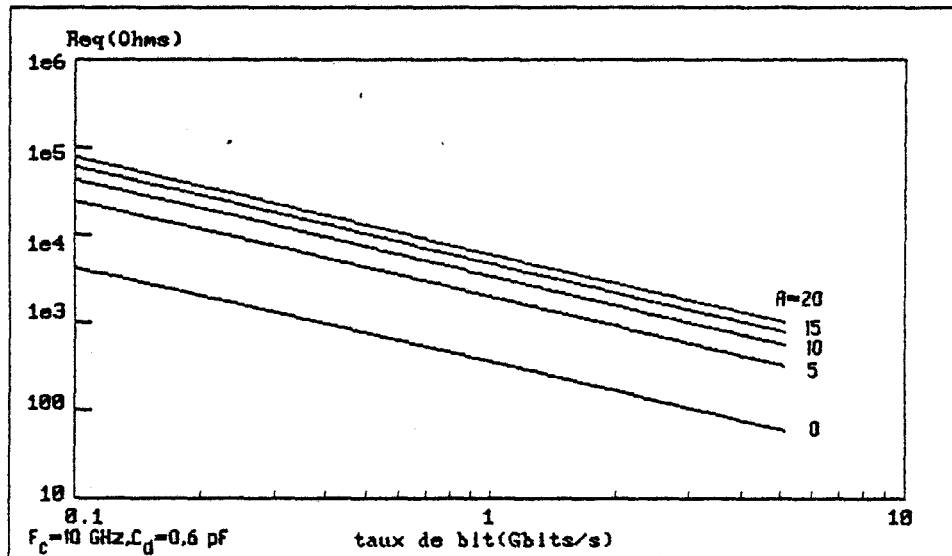


Figure 4.2. : Valeurs de résistances de polarisation optimale pour différentes valeurs de A. La courbe pour laquelle A = 0 correspond à une configuration haute impédance.

En introduisant la valeur optimale de  $C_{gs}$  dans l'équation (4.4.) et à l'aide des relations (1.12.) et (1.13.) nous avons évalué, Figure 4.3., la sensibilité optimale d'un photorécepteur PIN-FET.

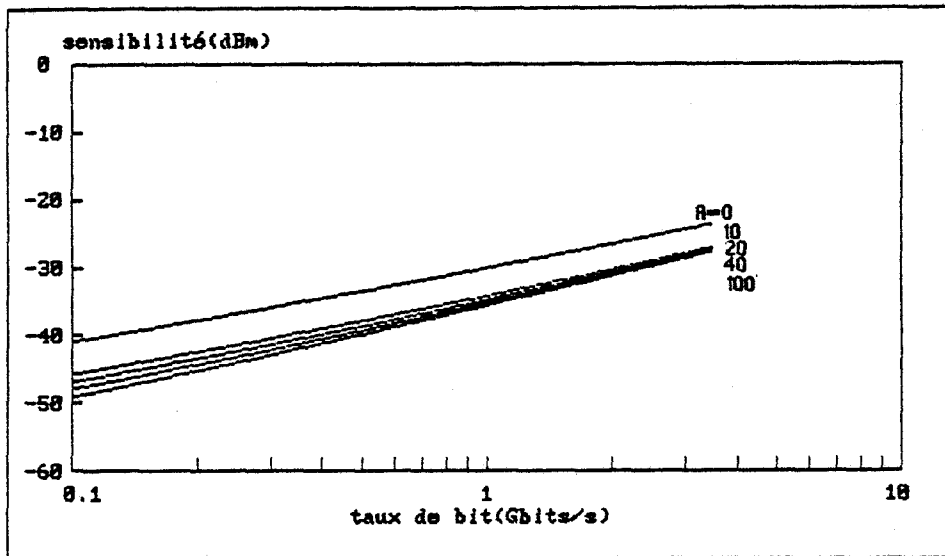


Figure 4.3. Sensibilité optimale d'un photorécepteur PIN-FET. La courbe pour laquelle  $A = 0$  correspond à une configuration haute impédance.  $C_d = 0,6$  pF,  $I_t = 40$  nA,  $F_c = 10$  GHz pour  $\lambda = 1,3$   $\mu$ m.

Nous constatons, Figure 4.3., que dans des conditions identiques, la configuration transimpédance, même pour les faibles valeurs de gain  $A$ , présente une meilleure sensibilité par rapport à la configuration haute impédance. Ce résultat s'explique par une diminution du bruit thermique puisque pour une bande passante donnée la résistance est d'autant plus élevée que le gain  $A$  est important (relation (4.3.) et Figure 4.2.).

Nous avons également évalué la sensibilité optimale de cette tête optique en fonction de la fréquence de coupure  $F_c$  du transistor pour différentes valeurs de  $A$  et quelques débits "B" (Figure 4.4.). Nous constatons que l'influence de la fréquence de coupure  $F_c$  du transistor sur la sensibilité est d'autant plus importante que le gain  $A$  est élevé. Ce résultat s'explique de la manière suivante : puisqu'une augmentation de  $A$  entraîne une diminution du bruit thermique, il en résulte que la contribution du bruit de canal dont le terme est proportionnel à  $C_t^2/g_m$  devient prépondérant. Dans ces conditions, une augmentation de la fréquence de coupure du transistor se traduit par une augmentation du terme  $g_m/C_t^2$  et par conséquent une diminution du bruit du photorécepteur. On peut ainsi atteindre des améliorations de sensibilité assez importantes, par exemple de l'ordre de 8 dBm à un débit de 1 Gbits/s pour  $F_c$  variant de 1GHz à 20GHz dans le cas d'un montage transimpédance et pour une valeur de  $A$  égale à 100 (Figure 4.4.).

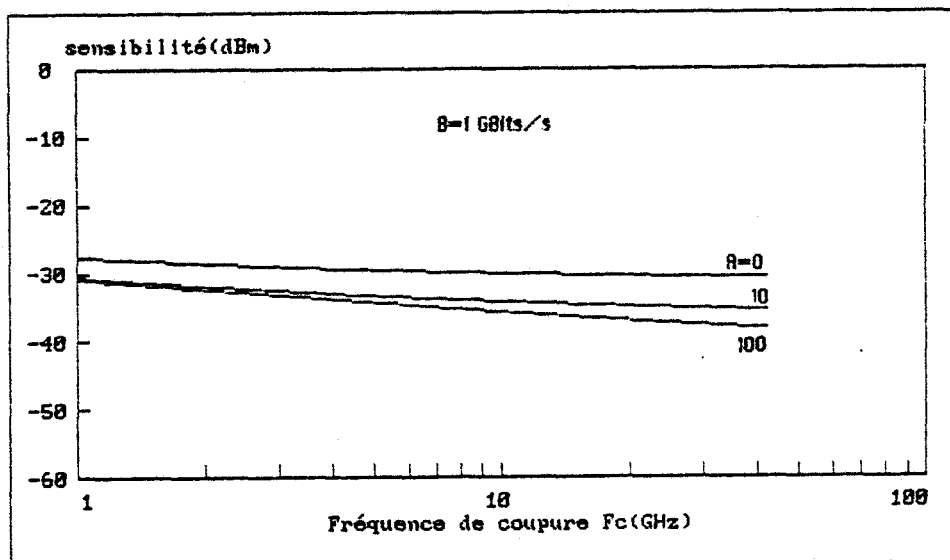
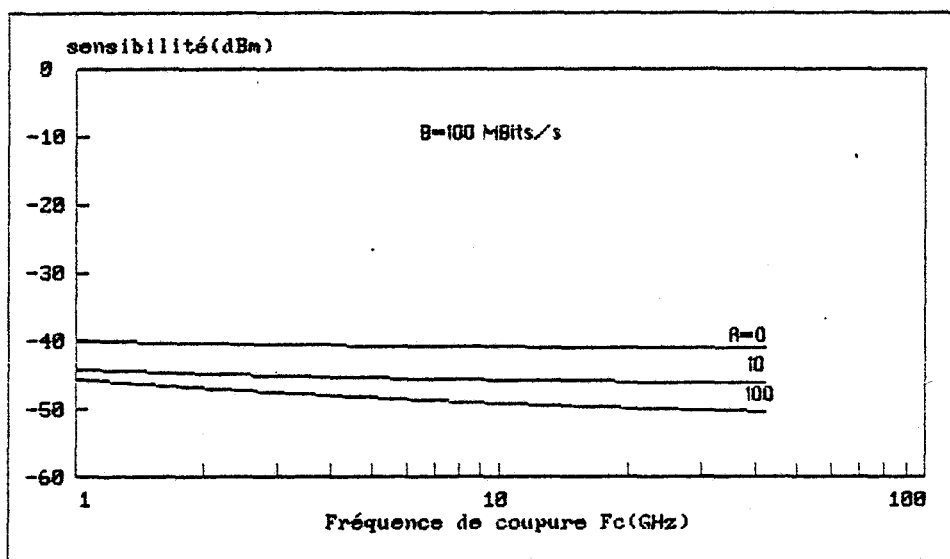


Figure 4.4. : Sensibilité optimale du photorécepteur, ayant les mêmes paramètres caractéristiques que la Figure 4.3., en fonction de la fréquence de coupure du transistor  $F_c$  pour différentes valeurs de  $A$ .

#### 4.1.2. Choix du transistor

Si l'on considère l'hétérojonction GaInP/GaInAs qui a servi de base à nos premières réalisations technologiques, les différents types de transistor qu'il est possible de fabriquer à l'aide d'hétérojonction semblable sont :

- le MISFET
- le MISFET à canal dopé
- le TEGFET.

Il est possible, à l'aide d'une théorie élémentaire (voir référence 17 du troisième chapitre) d'exprimer les différentes caractéristiques : capacité de grille  $C_{gs}$ , transconductance  $g_m$  et fréquence de coupure  $F_c$ , en fonction des paramètres technologiques du transistor. Ce sont les paramètres que nous avons utilisés lors de l'optimisation en sensibilité du photorécepteur dans le paragraphe précédent. Leurs expressions sont rappelées dans le tableau 4.1. où les grandeurs  $\epsilon, W, L_g$  et  $V_m$  représentent respectivement la permittivité du matériau, la largeur et la longueur de grille ainsi que la vitesse moyenne des porteurs sous la grille ; sont également introduites les épaisseurs de couche notées "a" pour la couche à grand gap et "a<sub>0</sub>" qui est interprétée comme la distance entre le gaz bidimensionnel et le plan de l'hétérojonction. Dans ce tableau nous avons également introduit les paramètres caractéristiques du MESFET pour lequel le paramètre "a<sub>1</sub>", représente l'épaisseur de la zone déserte (même définition que pour le MISFET à canal dopé).

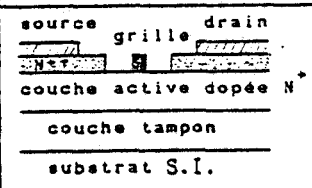
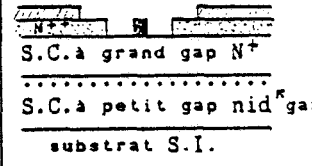
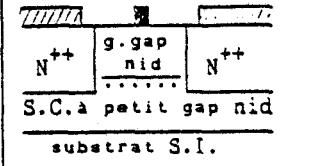
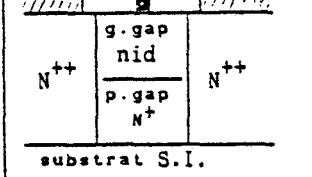
type	$g_m$	$C_{gs}$	$f_c = g_m / 2\pi C_{gs}$	structure générale
MESFET	$\frac{\epsilon.W.V_m}{a_1}$	$\frac{\epsilon.W.L_g}{a_1}$	$\frac{V_m}{2\pi.L_g}$	 source grille drain couche active dopée N <sup>+</sup> couche tampon substrat S.I.
TEGFET	$\frac{\epsilon.W.V_m}{a + a_0}$	$\frac{\epsilon.W.L_g}{a + a_0}$	$\frac{V_m}{2\pi.L_g}$	 S.C. à grand gap N <sup>+</sup> S.C. à petit gap nid <sup>gaz20</sup> substrat S.I.
MISFET	$\frac{\epsilon.W.V_m}{a + a_0}$	$\frac{\epsilon.W.L_g}{a + a_0}$	$\frac{V_m}{2\pi.L_g}$	 N <sup>++</sup> g-gap nid N <sup>++</sup> S.C. à petit gap nid substrat S.I.
MISFET à canal dopé	$\frac{\epsilon.W.V_m}{a_L + a_1}$	$\frac{\epsilon.W.L_g}{a_L + a_1}$	$\frac{V_m}{2\pi.L_g}$	 N <sup>++</sup> g-gap nid N <sup>++</sup> p-gap N <sup>+</sup> substrat S.I.

Tableau 4.1. : Expression des caractéristiques du transistor en fonction de paramètres technologiques.

La valeur maximale de " $a_1$ " est égale à " $a$ ", épaisseur de la couche active du MESFET ou du MISFET à canal dopé.

Comparons maintenant ces différents types de transistors réalisables à partir de l'hétérostructure GaInP/GaInAs. Considérons tout d'abord le MISFET. Il est bien connu que ce transistor est normalement bloqué et fonctionne en enrichissement. C'est pourquoi pour ce transistor, le courant de grille peut devenir assez considérable, ce qui peut limiter la puissance minimale détectable du photorécepteur. A cause de ce désavantage, nous ne retiendrons pas ce type de transistor. Il reste donc à comparer le MISFET à canal dopé et le TEGFET. Outre le fait que les valeurs de  $g_m$  et  $C_{gs}$  sont fonction de la tension de polarisation de grille pour le MISFET à canal dopé, il apparaît surtout, d'après l'expression simplifiée de la fréquence de coupure définie par  $V_m/2\pi L_g$ , qui fait apparaître la proportionnalité avec la vitesse moyenne des porteurs sous la grille, que l'on doit s'attendre à une fréquence de coupure plus élevée pour le TEGFET que pour le MISFET à canal dopé pour la même longueur de grille. En effet dans le cas du TEGFET les porteurs se déplacent dans un matériau non dopé et l'on peut s'attendre à obtenir une vitesse des porteurs plus élevée que dans le cas du MISFET à canal dopé. En outre, dans le cas de l'hétérostructure GaInP/GaInAs et compte-tenu des progrès des nouvelles méthodes d'épitaxie, on peut penser que la fabrication de transistors pseudomorphiques, pour lesquels la couche de GaInAs d'épaisseur très faible est insérée entre deux matériaux à grand gap, devrait permettre d'augmenter encore les possibilités de ces transistors. Cette attitude est confortée par des récents résultats publiés dans la littérature (2-5), qui montrent l'intérêt et l'avantage des TEGFET pseudomorphiques.

Cet avantage du TEGFET pseudomorphique est vrai également, si on compare ce transistor au MESFET classique, puisqu'un raisonnement tout à fait semblable montre que les fréquences de coupure attendues pour un MESFET classique sont plus petites que pour un TEGFET pseudomorphique. C'est pourquoi, la solution que nous avons envisagée pour optimiser la structure est de fabriquer une tête de réception dont le transistor soit un TEGFET pseudomorphique sur hétérostructure GaInP/GaInAs.

#### 4.2. NOUVELLE STRUCTURE DE PHOTORECEPTEUR PIN-TEGFET INTEGRE MONOLITHIQUEMENT

L'objet de ce paragraphe est de présenter une nouvelle structure de tête de réception qui associe, en intégration monolithique, un TEGFET pseudomorphique GaInP/GaInAs à grille submicronique, dont l'intérêt a déjà été souligné, à une photodiode PIN qui possède à la fois de bonnes propriétés dynamiques et un bon rendement quantique.

4.2.1. Matériau utilisé

Cette nouvelle structure repose sur les progrès les plus récents réalisés dans le domaine de la croissance des hétéroépitaxies en accord ou en désaccord de maille, notamment par la méthode des organométalliques. Toutes les croissances épitaxiales servant de base à la fabrication du dispositif ont été réalisées au Laboratoire Central de Recherche de Thomson-CSF par le Dr. M. Razeghi par la méthode des organométalliques à basse pression (L.P. MOCVD).

L'idée de base consiste, partant d'une épitaxie adaptée pour la fabrication d'un TEGFET pseudomorphique GaInP/GaInAs, de faire croître, par épitaxie localisée, les couches nécessaires à la fabrication d'une photodiode PIN (Figure 4.5.). Cette façon de procéder a l'avantage de pouvoir optimiser indépendamment la photodiode et le transistor à effet de champ.

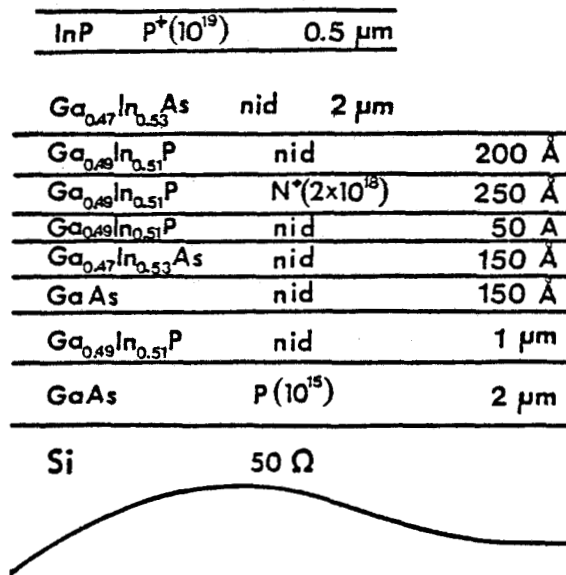


Figure 4.5. : Matériau utilisé pour la fabrication du photorécepteur PIN-TEGFET.

Considérons tout d'abord l'épitaxie prévue pour la fabrication du transistor à effet de champ. Etant donné l'avantage et les progrès récents dans la croissance de matériaux III.V. sur substrat silicium et l'intérêt que peut susciter l'usage d'un tel substrat (intégration sur la même puce de fonctions optoélectroniques et de systèmes de traitement du signal sur silicium, mais aussi résistance mécanique, conductivité thermique et coût du substrat...), il nous a paru opportun de partir d'une croissance épitaxiale sur substrat silicium. Elle est constituée de la succession des couches suivantes (Figure 4.5.) :

- une couche GaAs de type p ayant pour rôle d'isoler électriquement les couches actives du transistor du substrat silicium.

- une couche GaInP non intentionnellement dopée, servant de couche tampon, suivie d'une couche de transition en GaAs non dopé.

- une couche de GaInAs non intentionnellement dopée et très mince (150 Å) pour bénéficier des propriétés pseudomorphiques (accord de maille avec GaInP et GaAs et dans laquelle doit se former le gaz bidimensionnel d'électrons).

- une couche de GaInP, adaptée en maille à GaAs, très dopée, d'épaisseur 250 Å servant de réservoir d'électrons pour la formation du gaz bidimensionnel dans le GaInAs ; un spacer en GaInP non dopé est également prévu pour diminuer l'influence des interactions coulombiennes entre les donneurs ionisés (dans le GaInP) et les porteurs (dans le GaInAs).

- on note également la présence d'une couche superficielle très mince (200 Å) de GaInP non dopé, qui a pour but d'augmenter la qualité du contact Schottky et de minimiser la possibilité de courants de fuite de surface.

Avec une telle épitaxie, la conduction des électrons doit pouvoir s'effectuer dans la couche du matériau à petit gap (GaInAs) non dopée, insérée entre deux matériaux à grand gap. On peut ainsi espérer bénéficier de propriétés de transfert électronique particulièrement intéressantes, qui sont déjà bien connues dans des structures analogues à base de GaInAs, mais utilisant des matériaux à grand gap différents (AlInAs, GaAs,...) (2-5). En conséquence, on devrait s'attendre à une fréquence de coupure  $F_c$  du transistor élevée.

L'épitaxie concernant la photodiode PIN est relativement classique. Il s'agit d'une croissance de GaInAs non intentionnellement dopée (résiduel type n) suivie d'une couche fenêtre en InP du type P. Cette dernière couche permet de réaliser la jonction semiconductrice de la photodiode ; ce matériau est choisi transparent à la longueur d'onde 1,3  $\mu\text{m}$  - 1,55  $\mu\text{m}$  pour éviter une diminution du rendement quantique et des propriétés dynamiques dus à l'existence de phénomènes de diffusion dans la couche P<sup>+</sup>. Le point important de cette photodiode résulte de sa croissance en désaccord de maille, puisque l'épitaxie de départ est adaptée en maille au GaAs. Cependant, on peut penser que, grâce aux progrès récents des méthodes d'épitaxies de matériaux à fort désaccord de maille, ce handicap ne devrait pas être un obstacle majeur.

#### 4.2.2. Présentation du dispositif

Le schéma de principe de la tête optique intégrée est présenté Figure 4.6.. Ainsi que nous l'avons déjà mentionné au paragraphe précédent, cette tête optique est conçue de manière à rendre indépendants la photodiode et le transistor à effet de champ et d'envisager aussi bien la configuration haute impédance que celle transimpédance. La configuration du dispositif est obtenue en connectant l'un des contacts ohmiques de la résistance de polarisation soit à la masse (haute impédance), soit à la sortie du préamplificateur (transimpédance). La Figure 4.7. donne une vue schématique d'ensemble de sa structure générale. Sa conception permet également d'envisager des tensions de polarisation différentes pour la photodiode et le transistor à effet de champ. Les résistances de polarisation de grille, de drain et de contre-réaction sont prévues, intégrées sur la même puce, de façon à limiter l'introduction d'éléments parasites (capacités) dans le circuit électrique.

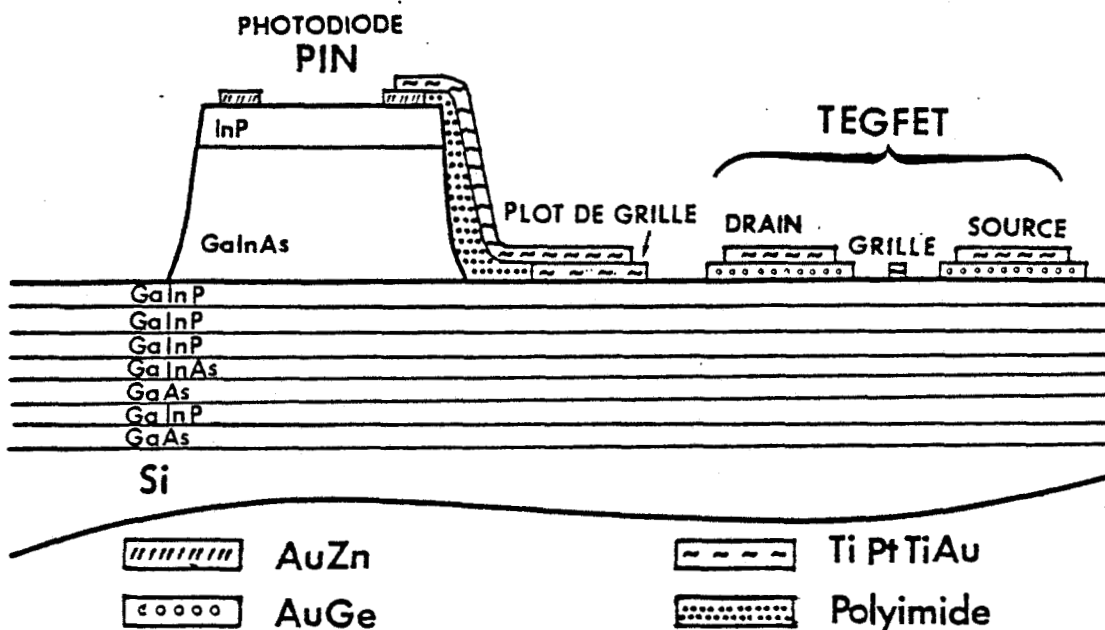


Figure 4.6. : Schéma de principe de la tête optique intégrée.



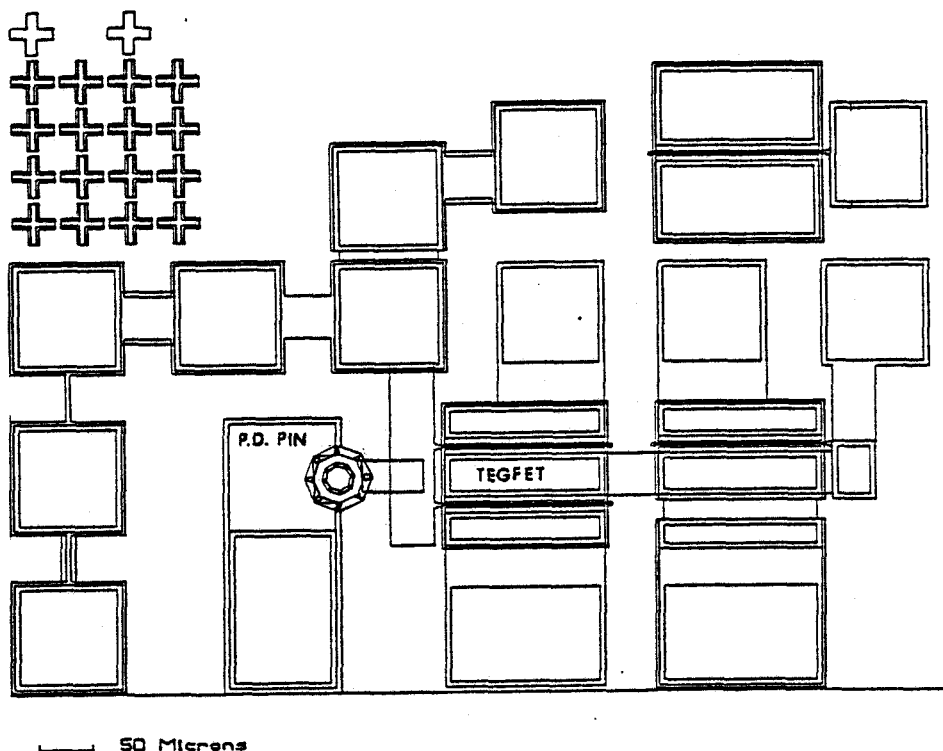


Figure 4.7. : Vue schématique du photorécepteur PIN-TEGFET qui comprend la photodiode PIN, le TEGFET et plusieurs résistances de polarisation.

Les dimensions géométriques des différents éléments ont été choisies de manière à optimiser la sensibilité de la tête optique, en s'aidant des méthodes de calcul présentées précédemment.

#### a. Géométrie de la photodiode

La surface photosensible de la photodiode a été choisie quasi-circulaire, de diamètre  $30\ \mu\text{m}$ , de manière à la rendre compatible au couplage avec une fibre monomode, et à limiter sa capacité. En tenant compte de l'existence du contact ohmique en forme d'anneau, le diamètre du méso de la photodiode est égale à  $50\ \mu\text{m}$ .

L'épaisseur de la couche active de la photodiode doit être suffisante pour absorber toute la lumière incidente. A l'aide de la relation (1.3.), nous avons calculé, Figure 4.8., le rendement quantique de cette photodiode en fonction de  $L$ , l'épaisseur de la zone déserte. Les valeurs numériques utilisées dans ce calcul sont citées dans la légende de la figure.

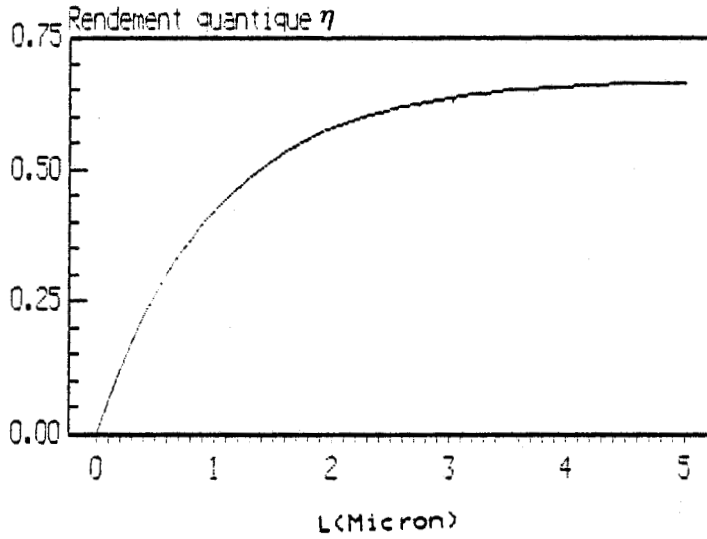


Figure 4.8. : Rendement quantique de la photodiode PIN,  $R' = 0,33$ ,  $\alpha = 1 \mu\text{m}^{-1}$ ,  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ .

Nous constatons sur cette figure qu'une épaisseur de  $3,5 \mu\text{m}$  est suffisante pour absorber 90 % de la puissance lumineuse à la longueur d'onde  $1,3 \mu\text{m}$ . L'utilisation d'une couche antiréfléchissante permettrait d'augmenter encore le rendement quantique.

Nous avons également relevé, à l'aide du modèle présenté au paragraphe 1.2.1.a., la fréquence de coupure de cette photodiode en fonction de l'épaisseur de la zone déserte, pour différentes valeurs de résistances de charge (Figure 4.9.).

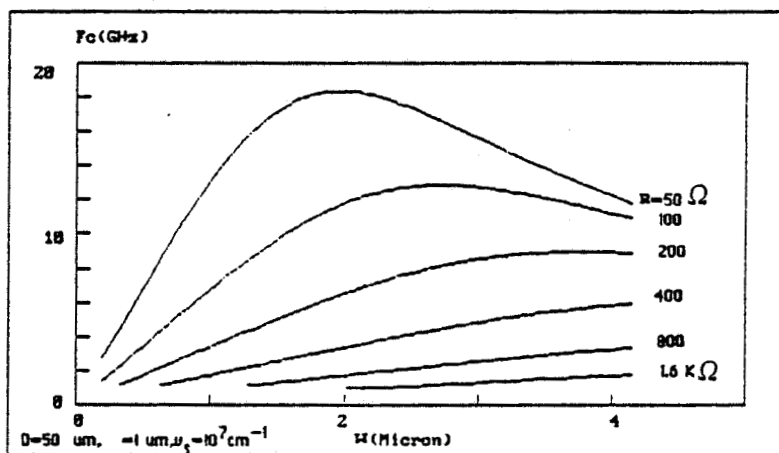


Figure 4.9. : Evolution de la fréquence de coupure de la photodiode PIN en fonction de l'épaisseur de la zone déserte.

Nous constatons sur cette figure que pour des résistances de charge supérieures à  $100 \Omega$ , nous avons intérêt à choisir une épaisseur de GaInAs supérieure à  $3 \mu\text{m}$  pour réduire la limitation de la fréquence de coupure de la photodiode due à sa capacité. Cependant, si l'épaisseur du GaInAs est trop élevée, il devient difficile de désertier complètement cette couche avec des tensions de polarisation inférieures à la dizaine de Volts, compte-tenu des dopages résiduels habituels du GaInAs. Il s'agit donc de trouver un compromis ; nous avons choisi une épaisseur de GaInAs de  $2 \mu\text{m}$  qui est une valeur généralement admise pour les photodiodes PIN et qui permet aux porteurs photocréés d'atteindre le régime de saturation de vitesse sans qu'il soit nécessaire d'appliquer des tensions de polarisation trop élevées. En outre, cette épaisseur est compatible avec les possibilités de réalisations technologiques du dispositif. Elle conduit à une capacité de la photodiode égale à  $0,12 \text{ pF}$ , en admettant que la couche de GaInAs est complètement désertée.

#### b. Géométrie du TEGFET

Pour optimiser le transistor, si l'on s'appuie sur les résultats du paragraphe 4.1., il s'agit de choisir la capacité de grille  $C_{gs}$  de manière que, pour un débit donné et pour une fréquence de coupure du transistor  $F_c$  bien définie, la puissance minimale détectable soit minimum. Puisque la longueur minimum de grille est imposée par des considérations technologiques, dans notre cas  $0,5 \mu\text{m}$ , le paramètre sur lequel on peut agir est la largeur de la grille du transistor. Si l'on considère les résultats présentés Figure 4.1 qui donnent le rapport de la capacité de grille du transistor et de la photodiode qui conduit à la meilleure sensibilité, on constate que cette capacité de grille doit être au maximum égale à la capacité de la photodiode pour optimiser la tête de réception, et ceci que la fréquence de coupure du transistor soit égale à  $10\text{GHz}$ ,  $20\text{GHz}$  ou  $40 \text{ GHz}$  et que le montage soit du type haute impédance ou transimpédance. Compte-tenu de la valeur de la capacité de la photodiode, l'optimisation devrait donc être obtenue pour des valeurs de capacité de grille au maximum égale à  $0,12 \text{ pF}$ . D'après les relations du tableau (4.1.) un TEGFET de  $0,5 \mu\text{m}$  de longueur de grille fabriqué sur la couche présentée Figure 4.5., devrait être caractérisé par une capacité de grille de  $0,88 \text{ pF/mm}$ . La largeur optimale du transistor serait donc, a priori, de l'ordre de  $100 \mu\text{m}$  pour un montage transimpédance ayant un gain élevé et pour des débits voisins de  $1 \text{ Gbits/s}$ . Cependant si l'on détermine la valeur correspondante de la transconductance  $g_m$  du TEGFET à l'aide de la relation simplifiée donnée dans le tableau (4.1.), il apparaît que  $g_m$  vaut approximativement  $30 \text{ mS}$  pour une fréquence de coupure  $F_c$  de  $40 \text{ GHz}$ . Cette valeur de  $g_m$  est certainement optimiste et les valeurs du gain  $A$  que l'on peut espérer obtenir risquent d'être relativement faibles. En outre, l'existence de capacités parasites, même en intégration monolithique, qui pourraient être du même ordre de grandeur que la capacité du

transistor, compte-tenu des faibles valeurs de  $C_{gs}$ , est susceptible de mettre en cause les dimensions optimales que l'on détermine par la simple utilisation des courbes de la figure 4.1.. C'est pourquoi il nous a semblé opportun de voir dans quelle mesure l'utilisation d'une largeur de transistor plus importante que  $100\ \mu\text{m}$  ne permettrait pas d'obtenir des sensibilités comparables à celles que l'on peut obtenir avec une largeur de  $100\ \mu\text{m}$  (ou inférieure à  $100\ \mu\text{m}$ ) tout en limitant l'influence des capacités parasites. Dans ce but, nous avons calculé, Figure 4.10., la puissance minimale détectable correspondant à des largeurs de transistor de 50, 100, 300 et  $500\ \mu\text{m}$ , tout en utilisant les paramètres caractéristiques du TEGFET pseudomorphique et de la photodiode PIN. Les calculs ont été effectués pour plusieurs valeurs de résistance de polarisation, qui sont celles prévues pour le circuit intégré, sans chercher à optimiser à chaque débit, de façon à se trouver le plus près possible des conditions expérimentales, et en considérant soit le cas haute impédance, soit le cas transimpédance, pour différentes valeurs de gain A.

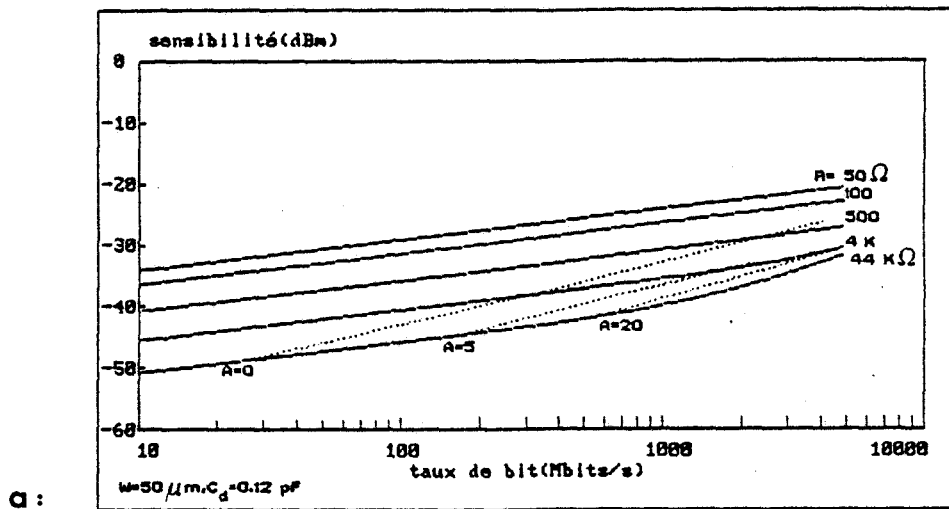


Figure 4.10. : Sensibilité du photorécepteur PIN-TEGFET pour différentes largeurs de grille;  $W = 50\ \mu\text{m}$ .

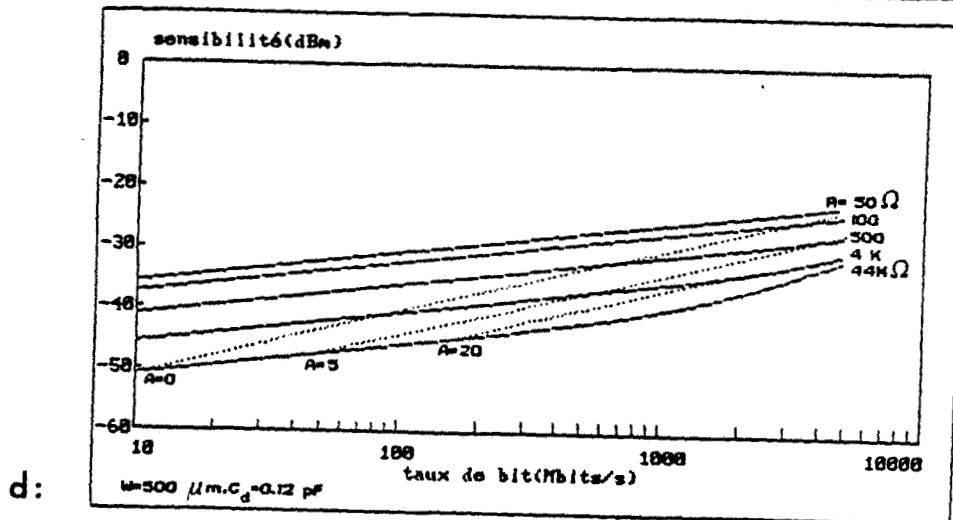
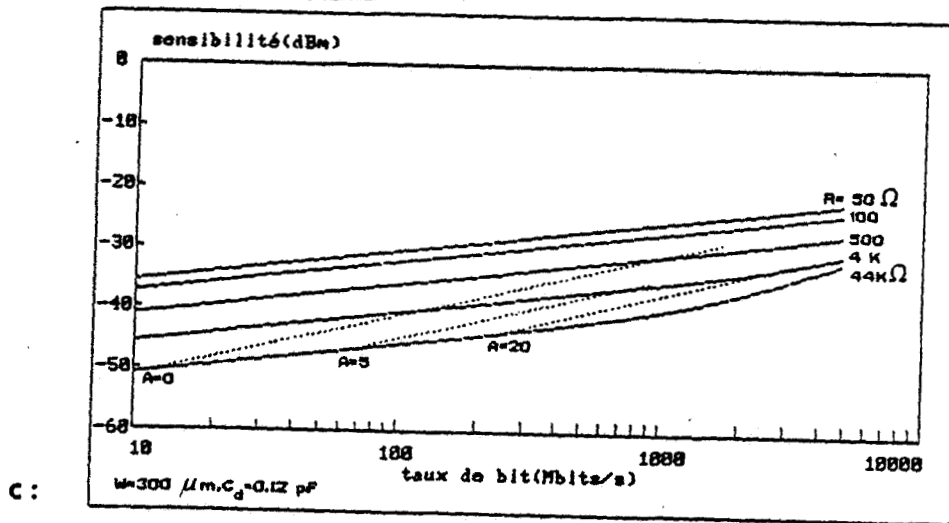
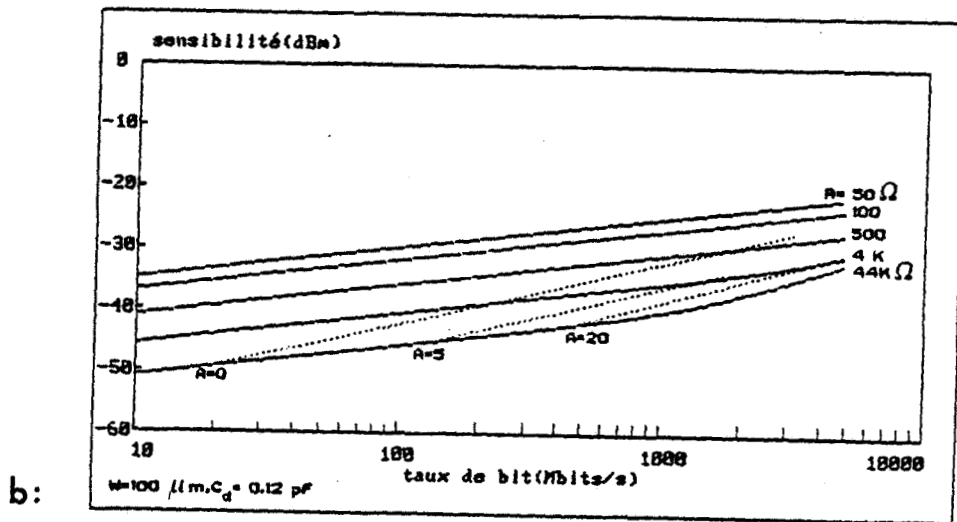


Figure 4.10. : Sensibilité du photorécepteur PIN-TEGFET pour différentes largeurs de grille;  
 $W = 100, 300$  et  $500 \mu\text{m}$

Après comparaison de ces résultats, il apparaît qu'il n'y a pas de diminution importante de la puissance minimale détectable lorsque l'on passe d'une largeur de grille de  $50 \mu\text{m}$  à  $300 \mu\text{m}$ . En outre, si l'on considère plus précisément la configuration transimpédance, il est vraisemblable de penser que l'utilisation d'un transistor de  $300 \mu\text{m}$ , conduira à des gains  $A$  plus élevés qu'avec un transistor de  $50 \mu\text{m}$  de largeur de grille (facteur 6 sur la transconductance  $g_m$ ) ; dans ces conditions, en tenant compte de cette augmentation de  $A$ , la comparaison des sensibilités, Figure 4.10.a. et Figure 4.10.c. respectivement pour  $A = 5$  et  $A = 20$  montre que ces sensibilités sont tout à fait comparables.

Pour des largeurs de transistor plus importantes ( $500 \mu\text{m}$ ) il apparaît cette fois une dégradation sensible de la puissance minimale détectable par la tête de réception ; nous écartons donc cette valeur de largeur du transistor. Compte-tenu de ces résultats, nous nous sommes demandés pour quelle largeur de transistor ( $50, 100, 300 \mu\text{m}$ ) l'influence d'une capacité parasite est la plus négligeable. Dans ce but, nous avons calculé les puissances minimales détectables dans les mêmes conditions que précédemment, en ajoutant une capacité parasite de  $50 \text{ fF}$ . La Figure 4.11. montre que l'influence la plus faible de cette capacité parasite est obtenue pour des largeurs de grille de  $300 \mu\text{m}$ . C'est donc cette largeur que nous avons retenue pour la fabrication de circuit intégré.

Enfin la grille submicronique sera déposée dans un canal (distance drain-source) de  $5 \mu\text{m}$  de largeur. Cette valeur correspond à un compromis qui tient compte à la fois des possibilités de réalisation technologique et de la recherche de performances en minimisant les résistances de drain et de source. Afin de réduire la résistance d'accès de grille nous avons choisi une structure en forme de U constituée de deux grilles de  $150 \mu\text{m}$  de large en parallèle.

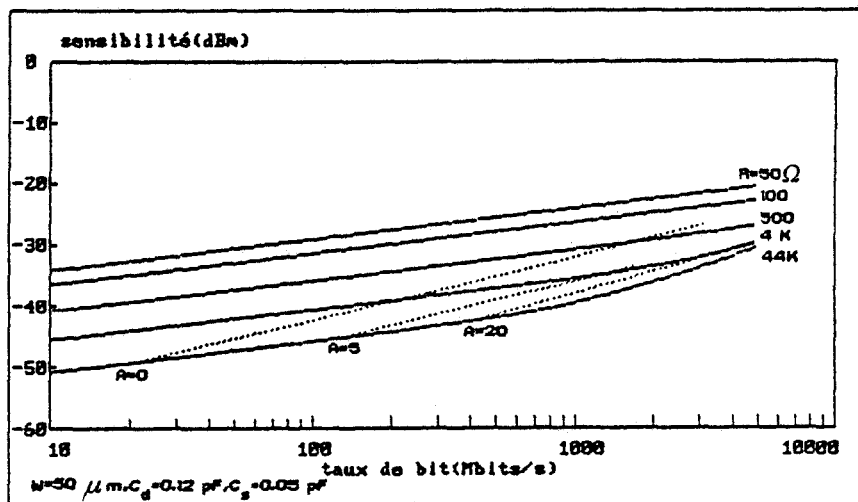


Figure 4.11. : Sensibilité du photorécepteur PIN-TEGFET en tenant compte de l'existence éventuelle d'une capacité parasite de  $50 \text{ fF}$ , pour différentes largeurs de grille;  $W = 50 \mu\text{m}$ .

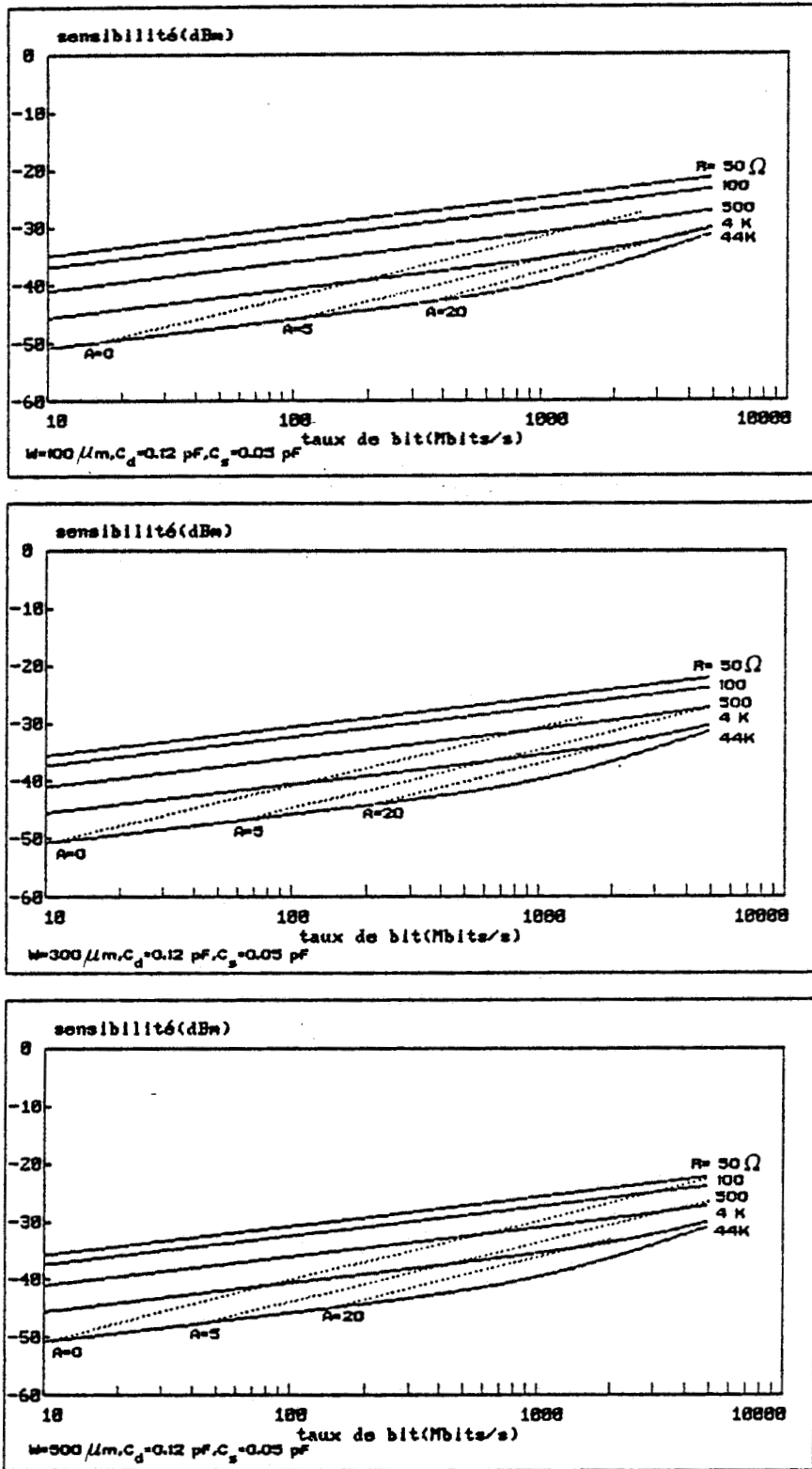


Figure 4.11. : Sensibilité du photorécepteur PIN-TEGFET en tenant compte de l'existence éventuelle d'une capacité parasite de 50 fF, pour différentes largeurs de grille;  $W = 100, 300$  et  $500 \mu\text{m}$ .

### 4.2.3. Procédé technologique

D'une manière générale, le procédé de réalisation technologique de cette nouvelle structure de photorécepteur est semblable à celui présenté au chapitre 2. Il a l'avantage de s'appuyer sur les méthodes de la microélectronique sur GaAs. Cependant, la particularité de cette nouvelle tête optique est l'utilisation de l'épithaxie localisée pour le dépôt des couches adaptées à la photodiode. En effet, l'obtention d'un bon rendement quantique suppose la croissance de couches adaptées à la photodiode, indépendamment de l'épithaxie adaptée au transistor à effet de champ. Si cette épithaxie est déposée directement sur les couches prévues pour le transistor, la grande difficulté est de pouvoir arrêter l'attaque nécessaire pour isoler la photodiode (attaque méso), juste au niveau de la couche active du transistor (à l'interface GaInAs/GaInP). Cette difficulté risque d'être encore accrue par le choix d'une épithaxie à fort désaccord de maille. C'est pourquoi, pour surmonter cette difficulté, il nous a semblé opportun de déposer une couche de matériau diélectrique ( $\text{SiO}_2$ ) munie d'ouvertures, avant la croissance des couches pour la photodiode. Dans ce qui suit, nous décrivons brièvement les différentes étapes du processus technologique et nous adjoindrons pour chacune d'entre elles, le masque correspondant.

#### a. Dépôt et gravure du $\text{SiO}_2$

L'épithaxie du transistor, présentée Figure 4.12., est couverte d'une fine couche d'épaisseur  $1200\text{Å}$  de  $\text{SiO}_2$  qui est ensuite gravée dans un plasma  $\text{CF}_4$ . Ce plasma n'attaque que le  $\text{SiO}_2$ . Le diélectrique choisi est le  $\text{SiO}_2$  qui résiste aux températures de l'ordre de  $500^\circ\text{C}$  (température de la reprise d'épithaxie) et que l'on peut ensuite éliminer sans risquer d'endommager la couche transistor.

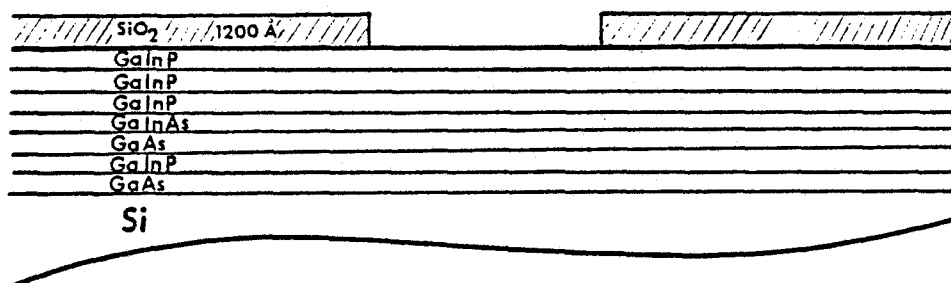


Figure 4.12. : Epithaxie du transistor couverte d'une couche de  $\text{SiO}_2$  munie d'ouvertures.





500 Microns

Masque N° 1. Masque de gravure du diélectrique SiO<sub>2</sub>.

**b. Reprise d'épitaxie**

Les couches de la photodiode sont déposées par une reprise d'épitaxie à l'aide de la méthode des organométalliques à basse pression (M.O.C.V.D.), (Figure 4.13.).

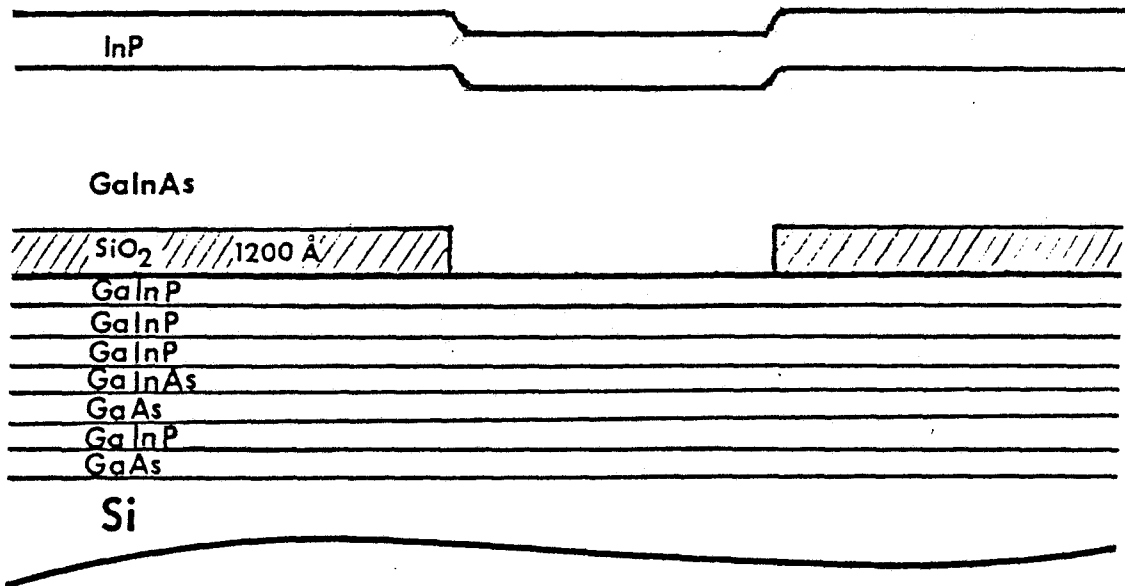
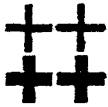


Figure 4.13. : Principe de la reprise d'épitaxie pour la croissance des couches pour la fabrication de la photodiode.

c. Attaque du méso de la photodiode et élimination de la couche de  $\text{SiO}_2$

Il s'agit d'une attaque des couches InP et GaInAs (Figure 4.12.) de façon à accéder au diélectrique  $\text{SiO}_2$ . Cette attaque doit être effectuée dans un plasma qui n'attaque que le matériau semiconducteur.

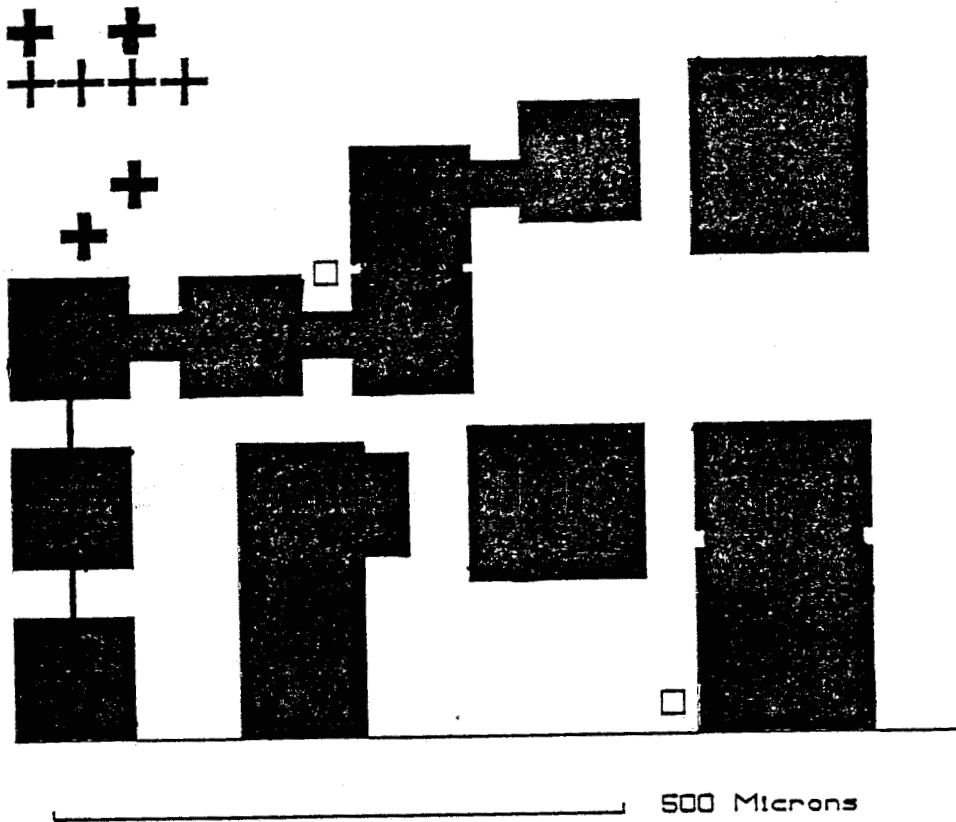


Masque N° 2. Masque du méso de la photodiode.

Le  $\text{SiO}_2$  est ensuite enlevé dans une solution d'acide fluodrique 10 %.

d. Attaque du méso d'isolement

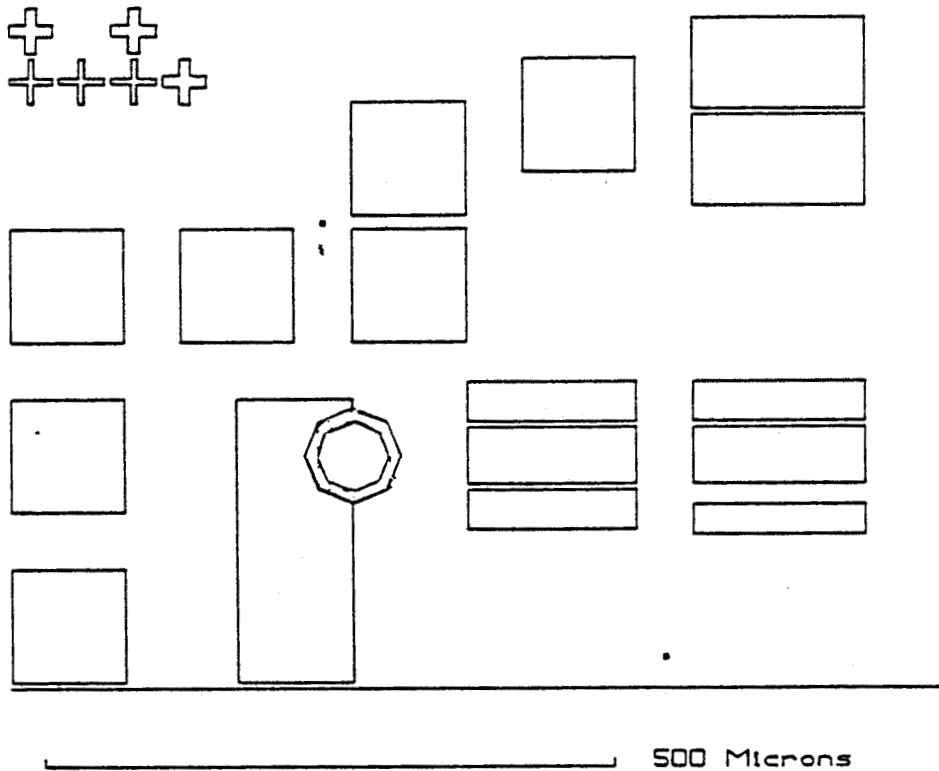
Il s'agit d'une attaque des couches actives de façon à accéder au substrat afin d'isoler, électriquement, les différents dispositifs entre eux.



Masque N° 3. Masque du méso d'isolement.

e. Dépôt des contacts ohmiques Au-Ge

Les conditions du dépôt sont celles présentées au paragraphe 2.3.2.



Masque N° 4. Masque du dépôt des contacts ohmiques.

**f. Dépôt du contact ohmique Au-Zn**

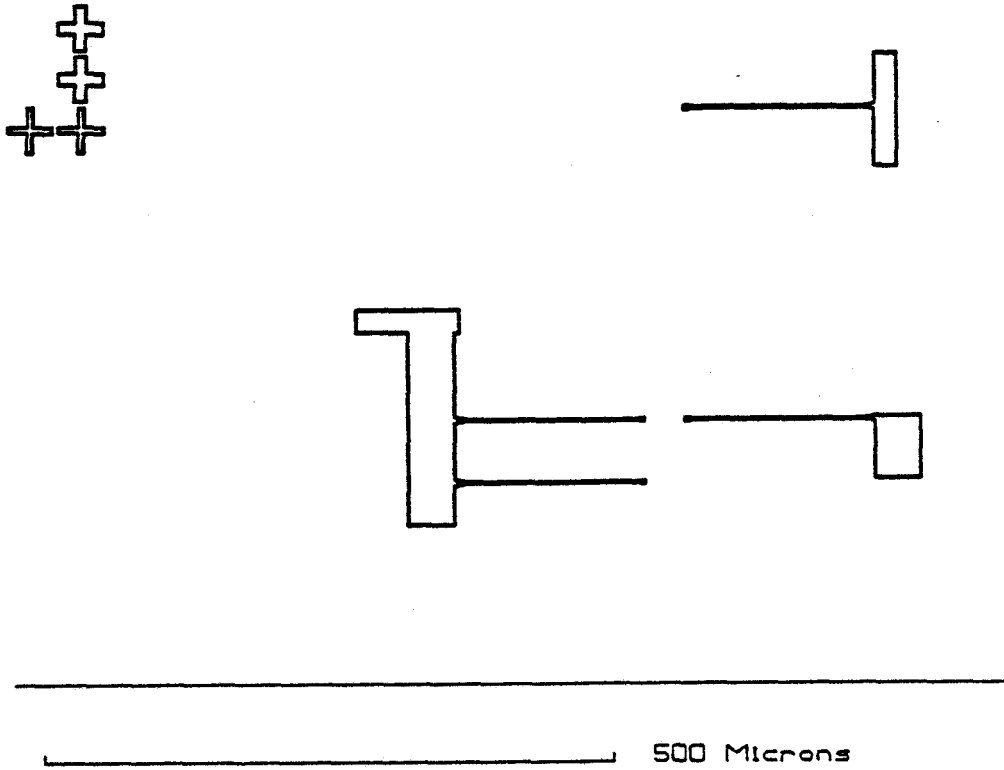
Le contact ohmique côté P de la photodiode est obtenu en déposant 3200 Å d'Au-Zn (80 % - 10 %) sur la couche P<sup>+</sup> d'InP. Puisque la température de recuit (420°C) de ce contact ohmique est inférieure à celle du contact Au-Ge, il doit être déposé après le contact Au-Ge.



Masque N° 5. Masque du dépôt du contact ohmique Au-Zn.

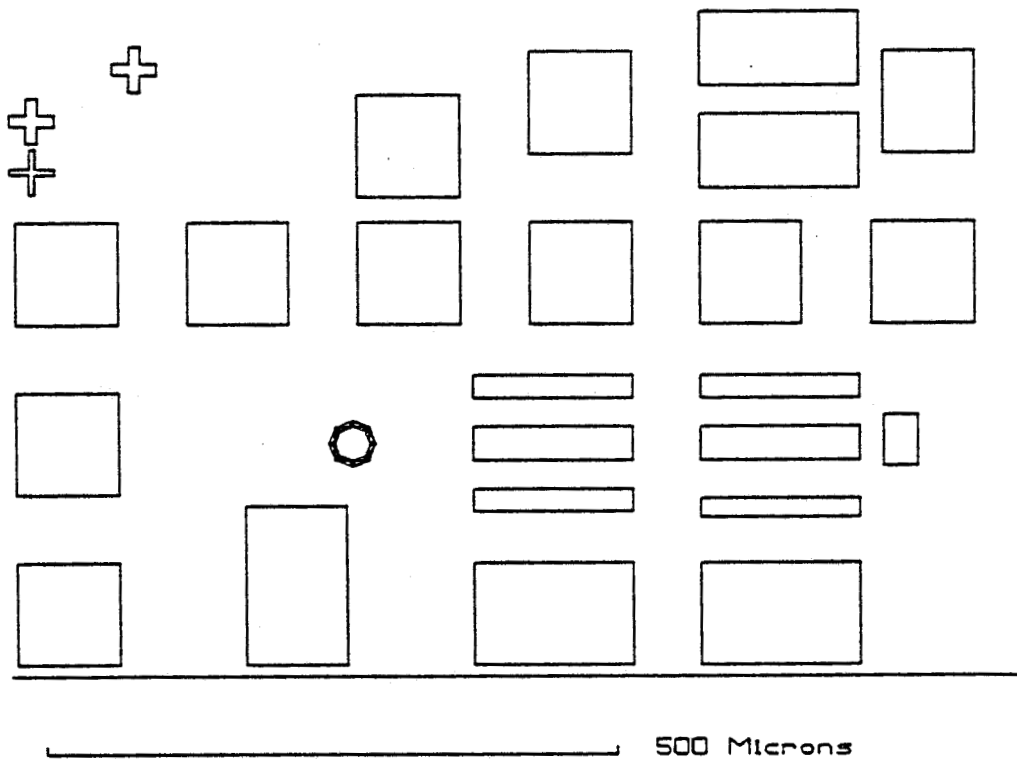
g. Dépôt du contact Schottky de grille

Puisque la longueur de cette grille est submicronique (0,5  $\mu$ m), la gravure de la résine électrosensible (PMMA) est effectuée à l'aide d'un masqueur électronique. Les conditions de dépôt du contact Schottky sont celles présentées au paragraphe 2.3.3..



h. Dépôt et gravure du polyimide

La connexion entre la photodiode PIN et la grille du transistor est effectuée par un pont de polyimide (Figure 4.6.). Le dépôt du polyimide permet d'isoler la connexion métallique des couches actives conductrices. Les conditions du dépôt et de la gravure du polyimide sont semblables à celles présentées au paragraphe 2.3.5..



Masque N° 6. Masque de gravure du polyimide.



**i. Dépôt des plots d'épaissement et des connexions**

Les plots d'épaissement et les ponts de connexion sont réalisés comme indiqué au paragraphe 2.3.6..



Masque N° 7. Masque des plots d'épaissement et des connexions.

## CONCLUSION

L'objet de ce chapitre a été d'étudier les conditions d'optimisation d'un photorécepteur intégré monolithiquement, associant une photodiode PIN et un transistor à effet de champ, dont le matériau de base soit une hétéroépitaxie GaInAs/GaInP. Notre étude a montré que les meilleures sensibilités sont obtenues lorsque le transistor à effet de champ est caractérisé par une fréquence de coupure élevée et qu'il est associé à une photodiode de faible capacité. Ce résultat nous a suggéré l'utilisation d'un TEGFET pseudomorphique à grille submicronique dont la couche serait à base de GaAs/GaInAs/GaInP. En outre il nous a semblé opportun de bénéficier d'un substrat silicium pour cette croissance épitaxiale. Une étude de la largeur de grille optimale du transistor a également été effectuée. En ce qui concerne la photodiode nous avons envisagé la possibilité d'une croissance localisée des couches adaptées à sa fabrication, sur l'épitaxie adaptée au TEGFET, en utilisant un dépôt de diélectrique muni d'ouvertures. La réalisation technologique est actuellement en cours et les premiers résultats semblent mettre en cause cette façon de procéder au bénéfice d'une attaque sélective entre le GaInAs et le GaInP. Il serait néanmoins intéressant de poursuivre dans la voie de l'épitaxie localisée, soit en approfondissant la méthode à base de diélectrique, soit en utilisant d'autres méthodes propres à la croissance épitaxiale.

BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE 4

(1) R.G. Smith and S.D. Personick, in semiconductor devices for optical communication  
H. Kressel

Ed. New-York : Springer-Verlag, 1982.

(2) Theoretical and experimental studies of monolithically integrated pseudomorphic  
InGaAs/AlGaAs MODFET-APD photoreceivers.

Y. Zebda, R. Lipa, M. Tatt, D. Pavlidis, P.K. Bhattacharya. Work supported by the US Army  
Research Office contract.

DAAL-03-87-K-0007, 1988.

(3) High transconductance InGaAs/AlGaAs pseudomorphic modulation-doped field-effect  
transistors

A. Ketterson and al.

IEEE Elect. Dev. Letters VOL EDL 6, N° 12, pp. 628-630, 1985.

(4) An  $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{GaAs}$  pseudomorphic single quantum well HEMT

J.J. Rosenberg and al

IEEE Elec. Device Lett. VOL EDL6 N° 10, pp. 491-493, 1985.

(5) A  $\text{GaAs}/\text{In}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$  modulation-doped, single, strained quantum-well FET

T.E. Zipperian and al.

Paper presented at Int. symp. GaAs and related compounds, Karuizawa Japan, 1985.

CONCLUSION GENERALE

L'objectif de notre travail a été d'étudier dans quelle mesure, il est possible d'adapter la technologie de la filière GaAs, aux matériaux de la filière InP, pour la fabrication d'une tête de réception optique intégrée monolithiquement, adaptée aux longueurs d'onde  $1,3 \mu\text{m}$  et  $1,55 \mu\text{m}$ , associant photodétecteur et transistor à effet de champ. Le but de cette façon de procéder est de pouvoir bénéficier de la maturité de la technologie GaAs, et en particulier de la lithographie submicronique. L'une des difficultés majeures rencontrées est la fabrication d'un bon contact Schottky sur GaInAs ; c'est pourquoi nous avons proposé d'utiliser un hétéromatériau à fort désaccord de maille GaInP/GaInAs/InP comportant une couche superficielle à grand gap (GaInP) pour surmonter cette difficulté.

Après avoir rappelé les différents types de photodétecteurs usuels, il nous a paru opportun d'effectuer une étude plus approfondie des photodiodes PIN ou à contact Schottky et de leur association avec un préamplificateur. Dans ce but, nous avons mis au point une méthode de calcul prenant en compte les paramètres caractéristiques de la photodiode et du transistor pour le calcul de la puissance minimale détectable d'un photorécepteur PIN-FET. Nos calculs montrent que dans la gamme des débits actuellement utilisés, inférieurs à un Gbits/s, un paramètre important est la résistance de polarisation. Pour diminuer la puissance minimale détectable, on aurait donc intérêt à choisir des résistances de polarisation les plus élevées possibles (supérieures au kilo-Ohm). Mais dans ce cas ; il est souhaitable de minimiser la capacité pour étendre la bande passante, ce qui a pour effet de réduire également la contribution du bruit de canal proportionnel à  $C_t^2/g_m$ . Nos résultats montrent que l'intégration monolithique de la photodiode et du transistor, voire de transistors à grille submicronique s'avère intéressante. Cette première conclusion montre tout l'intérêt que l'on aurait à pouvoir appliquer la technologie GaAs directement aux matériaux de la filière InP.

La deuxième étape de notre travail a été de montrer la faisabilité d'une tête de réception associant en intégration monolithique une photodiode Schottky et un transistor à grille Schottky sur un matériau du type GaInP/GaInAs/InP. Une étude expérimentale la plus complète possible a été menée sur ce dispositif et sur des composants de contrôle (photodiode Schottky, transistor à effet de champ, diodes MSM). Les résultats expérimentaux ont surtout montré qu'il est possible d'obtenir, en appliquant la technologie GaAs, un contact Schottky de qualité suffisante pour la fabrication d'un tel circuit intégré. En particulier les performances de la photodiode Schottky, du transistor à effet de champ, et surtout du photorécepteur en matière de puissance minimale détectable, sont assez voisines de celles que l'on pourrait prévoir en supposant un contact Schottky idéal.

La dernière étape de notre travail a consisté à étudier, à l'aide des logiciels que nous avons mis au point, les conditions d'optimisation d'une tête de détection optique dont la puissance minimale détectable soit la plus faible possible. Notre démarche a été de déterminer le rapport optimal de capacité de la photodiode/capacité de grille avec comme paramètre la fréquence de coupure  $F_c$  du transistor. L'influence de la fréquence de coupure du transistor  $F_c$  sur la sensibilité optimale a également été examinée. Les différents éléments du circuit intégré (géométrie de la photodiode, grille du transistor...) ont été optimisés à l'aide de nos logiciels. Mais il faut remarquer que la particularité de cette nouvelle tête optique est l'utilisation de la technique de l'épithaxie localisée pour le dépôt des couches adaptées à la photodiode. La réalisation technologique de ce dispositif est actuellement en cours. Bien que nos premiers résultats ne soient pas aussi convaincants que l'on ait pu s'y attendre, il nous semble que cette voie de l'épithaxie localisée soit pleine d'intérêt, et nous envisageons de la poursuivre pour la fabrication de nos futurs circuits intégrés optoélectroniques.

ANNEXES

## ANNEXE I

### Description du modèle de comportement dynamique des photodiodes PIN

Nous avons évoqué au Chapitre 1 un modèle pour étudier le comportement dynamique des photodiodes PIN. Nous allons développer ci-après les différentes hypothèses qui sont prises en compte dans ce modèle.

#### I.1. Résolution des équations

Si l'on considère une photodiode PIN du type présenté Figure 1.6. et que l'on suppose que le photocourant prend naissance dans la zone intrinsèque (GaInAs), dans le cadre d'un modèle unidimensionnel, les équations qui régissent le photocourant sont de la forme :

- équations de continuité

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_n}{\partial x} + g_n - r_n$$
$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_p}{\partial x} + g_p - r_p$$

où  $q$  est la charge de l'électron ;  $n, p$  sont les densités d'électrons et de trous,  $g_n$  et  $g_p$  sont les taux de génération des électrons et des trous, et  $r_n$  et  $r_p$  sont les taux de recombinaison de ces porteurs.

- équations des courants

$$J_n = n \cdot q \cdot V_n + q \cdot D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x}$$
$$J_p = p \cdot q \cdot V_p - q \cdot D_p \cdot \frac{\partial p}{\partial x}$$

où nous avons admis que le champ électrique est suffisamment élevé pour que le régime de saturation de vitesse soit établi et où  $V_n, V_p$  sont les vitesses des porteurs et  $D_n, D_p$  leurs constantes de diffusion.



Il faut également tenir compte du courant de déplacement  $\epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial E}{\partial t}$ , (où E est le champ électrique), qui rend compte d'un déplacement fictif de charges électriques nécessaires à la modulation de l'épaisseur des zones de charge d'espace lorsque la polarisation varie.

La densité de photocourant totale délivrée par la photodiode sera alors donnée par l'expression :

$$J = J_n + J_p + \epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \quad (I.1.)$$

Pour résoudre ces équations, nous adopterons les hypothèses simplificatrices suivantes

- La durée de vie des porteurs dans le GaInAs est beaucoup plus grande que le temps de transit, donc :

$$\tau_n = \tau_p = 0$$

- Le champ électrique appliqué est suffisamment élevé pour pouvoir négliger le courant de diffusion dans la zone intrinsèque.

Nous supposons également que les vitesses de saturation des électrons et des trous sont égales  $V_n = V_p = V$ . Les équations précédentes s'écrivent donc sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = g^+ - V \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \\ \frac{\partial p}{\partial t} = g^- - V \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \end{cases}$$

$$\begin{cases} J_n = n \cdot q \cdot V \\ J_p = p \cdot q \cdot V \end{cases}$$

Nous obtenons alors des expressions simplifiées qui peuvent être combinées pour aboutir aux deux expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial J_n}{\partial t} = g \cdot q \cdot V + V \cdot \frac{\partial J_n}{\partial x} \\ \frac{\partial J_p}{\partial t} = g \cdot q \cdot V - V \cdot \frac{\partial J_p}{\partial x} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (I.2.a) \\ (I.2.b) \end{array}$$

Dans un montage classique, la photodiode est montée en série avec une source de potentiel  $V_0$  qui fixe le champ électrique aux bornes de la diode, avec une impédance de charge  $R$  (Figure I.1.). Il en résulte :

$$\int_0^L E \cdot dx = V_0 - R \cdot I(t) \quad (I.3)$$

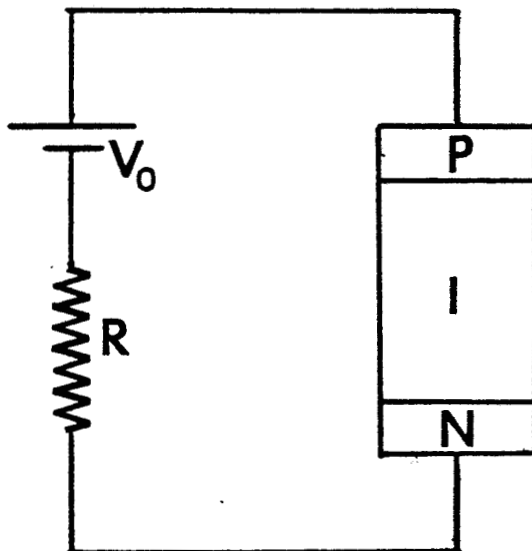


Figure I.1. : Schéma de polarisation de la photodiode PIN.

Partant de l'équation (I.3.), en la dérivant par rapport au temps, en introduisant la capacité  $C = \epsilon \epsilon_0 \frac{S}{0rL}$  de la photodiode et en reportant dans l'équation (I.1.), nous obtenons :

$$J(t) + RC \frac{\partial J(t)}{\partial t} = \frac{1}{L} \int_0^L (J_n + J_p) dx \quad (I.4)$$

L'équation (I.4.) et les équations (I.2.) peuvent être résolues directement par la méthode des transformées de Laplace, en supposant que la génération des porteurs suit la loi classique :

$$g = g_0(t) \cdot \alpha \cdot e^{-\alpha x}$$

où  $g(t)$  est le flux de photons. Il vient :

$$\tilde{J}(\omega) + j\omega \cdot R \cdot C \cdot \tilde{J}(\omega) = \frac{1}{L} \int_0^L (\tilde{J}_n + \tilde{J}_p) \cdot dx \quad (I.5)$$

$$\begin{cases} \frac{d\tilde{J}_n}{dx} - j \frac{\omega}{V} \tilde{J}_n = -q \cdot \tilde{G}(\omega) \cdot \alpha \cdot e^{-\alpha x} \\ \frac{d\tilde{J}_p}{dx} + j \frac{\omega}{V} \tilde{J}_p = q \cdot \tilde{G}(\omega) \cdot \alpha \cdot e^{-\alpha x} \end{cases}$$

dont la solution est :

$$\tilde{J}_n = q \cdot \frac{\tilde{G} \cdot \alpha}{\omega} \left[ \frac{e^{-\alpha x}}{j \frac{\omega}{V} + \alpha} - \frac{e^{j(\omega/V)x}}{\omega} \right]$$

$$\tilde{J}_p = q \cdot \frac{\tilde{G} \cdot \alpha}{\omega} \left[ \frac{e^{-\alpha x}}{j \frac{\omega}{V} - \alpha} - \frac{e^{-j(\omega/V) \cdot (x-L) - \alpha L}}{\omega} \right]$$

En introduisant ces expressions dans l'égalité (I.5.), nous pouvons en déduire :

$$\tilde{J}(\omega) = q \cdot \frac{\tilde{G}}{1 + jRC\omega} \left\{ \frac{1 - e^{j\omega\tau}}{j\omega\tau} + e^{-\alpha L} \frac{e^{j\omega\tau + \alpha L} - 1}{j\omega\tau + \alpha L} - e^{-\alpha L} \frac{1 - e^{j\omega\tau}}{j\omega\tau} + \frac{1 - e^{j\omega\tau - \alpha L}}{j\omega\tau - \alpha L} \right\}$$

(I.6)

où l'expression entre les crochets représente la fonction de transfert de la photodiode et où  $\tau = L/V$  est le temps de transit des électrons.

Si la lumière n'est pas modulée, le photocourant est donnée par :

$$J_0 = q \cdot G \cdot (1 - e^{-\alpha L}) \quad (I.7)$$

La comparaison des relations (I.6.) et (I.7.), nous permet de déterminer la fréquence de coupure de la photodiode à 3 dB.

### I.2. Influence de la diffusion des porteurs photocréés dans la couche P<sup>+</sup>

Si l'on considère une structure de photodiode PIN du type Figure 1.9., il y aura également une contribution supplémentaire au photocourant, due à la diffusion des porteurs photocréés dans la zone quasi neutre P<sup>+</sup> de la photodiode. L'équation de continuité dans la zone P<sup>+</sup> est de la forme bien connue :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - r_n + g_n \quad (I.8)$$

En considérant que le champ électrique E est nul dans la zone de type P<sup>+</sup>, que le taux de recombinaison est de la forme  $n/\tau_d$  où  $\tau_d$  est la durée de vie des électrons et en supposant que le terme de génération est de la forme :

$$g = g_0(t) \cdot \alpha \cdot e^{-\alpha x}$$

l'équation de continuité (I.8.) peut se résoudre par la transformation de Laplace :

$$j\omega \cdot \tilde{n} = D_n \frac{d^2 \tilde{n}}{dx^2} - \frac{\tilde{n}}{\tau_d} + \tilde{G} \cdot \alpha \cdot e^{-\alpha x}$$

La solution générale est de la forme :

$$\tilde{n} = C_1 e^{x/h} + C_2 e^{-x/h} - \frac{\tilde{G} \alpha h^2}{\alpha^2 h^2 - L} e^{-\alpha x} \quad (I.9)$$

avec  $h = L_n(1 + j\omega\tau_p)^{-1/2}$  et  $C_1$  et  $C_2$  sont des constantes déterminées par les conditions aux limites. En supposant :

- qu'en  $x = d$ , les porteurs sont tout de suite évacués et que leur durée de vie est nulle, on peut écrire :

$$\tilde{n}(\omega, d) = 0$$

- qu'en  $x = 0$ , le cristal est tellement perturbé que la durée de vie des porteurs est nulle, on a la condition :

$$\tilde{n}(\omega, 0) = 0$$

Nous en déduisons ainsi, en résolvant l'équation (I.9.), les expressions des constantes  $C_1$  et  $C_2$  :

$$C_1 = \frac{\tilde{G} \cdot \alpha \cdot h^2}{(\alpha^2 h^2 - 1) \cdot \sinh((d-L)/h)} \cdot \left[ \frac{e^{-\alpha d - L/h} - e^{-\alpha L - d/h}}{2} \right]$$

$$C_2 = \frac{\tilde{G} \cdot \alpha \cdot h^2}{(\alpha^2 h^2 - 1) \cdot \sinh((d-L)/h)} \cdot \left[ \frac{e^{-\alpha L + d/h} - e^{-\alpha d + L/h}}{2} \right]$$

En posant que le courant de diffusion dû à ces porteurs est égal à :

$$J_d = q \cdot D_n \frac{\partial n}{\partial x}$$

Nous pouvons en déduire le courant de diffusion en  $x = d$  :

$$J_{nL}^d = q \cdot \frac{\tilde{G} \cdot \alpha \cdot h^2}{(\alpha^2 h^2 - 1) \cdot \sinh((d-L)/h)} \cdot \left[ \frac{1}{h} e^{-\alpha d} - \frac{1}{h} \cosh\left(\frac{d-L}{h}\right) e^{-\alpha L} + \alpha \cdot \sinh\left(\frac{d-L}{h}\right) e^{-\alpha L} \right]$$

Le photocourant total devient donc :

$$\tilde{J}_t(\omega) = q \cdot \frac{\tilde{G}}{1 + jR \cdot C \cdot \omega} \left[ J^d(\omega) + \frac{1 - e^{-j\omega\tau/b}}{j\omega\tau/b} \cdot J_{nL}^d \right]$$

En éclaircissement continu, le photocourant de la zone de diffusion contribue au photocourant total par :

$$J_n(0, L) = q \cdot \frac{G}{\left(1 - \frac{1}{\alpha^2 L_n^2}\right) \cdot \sinh\left(\frac{d-L}{L_n}\right)} \left[ \frac{1}{\alpha L_n} e^{-\alpha d} - \frac{1}{\alpha L_n} \cosh\left(\frac{d-L}{L_n}\right) e^{-\alpha L} + \sinh\left(\frac{d-L}{L_n}\right) e^{-\alpha L} \right]$$

## ANNEXE II

### Détermination des différents paramètres des ternaires GaInAs et GaInP

La connaissance des différents paramètres des matériaux utilisés (bande interdite, affinité électronique, permittivité relative....) est nécessaire pour étudier le comportement de l'hétérojonction.

Dans le cas des matériaux à structure monoatomique (Si, Ge) ou diatomique (AsGa, InP), ces paramètres sont bien connus. Par contre, pour les matériaux ternaires ou quaternaires ( $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ ,  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ ), ils sont fonction des fractions molaires de chaque composé. Afin de les déterminer, une loi les reliant aux fractions molaires s'avère donc nécessaire.

### Méthode d'interpolation

Le paramètre du ternaire (T) peut être obtenu à partir des paramètres des binaires (B's) qui le constituent. Selon Adachi (1) on peut écrire :

$$T_{\text{MNP}}(x) = x B_{\text{NP}} + (1-x) B_{\text{MP}} = a+bx \quad (\text{II.1.})$$

où pour les alliages de la forme  $\text{M}_x\text{N}_{1-x}\text{P}$  ;  $a = B_{\text{MP}}$  et  $b = (B_{\text{NP}} - B_{\text{MP}})$

Cette approximation linéaire peut conduire aux affinités électroniques des matériaux  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  et  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$  :

a) En tenant compte des affinités des matériaux GaAs et InAs et par une approximation linéaire, partant de :

$$\chi(\text{GaAs}) = 4,07 \text{ eV}$$

$$\chi(\text{InAs}) = 4,9 \text{ eV}$$

On trouve :

$$\chi(\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}) = 4,07 + (4,9 - 4,07)x$$

pour  $x = 0,47$

$$\chi(\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}) = 4,46 \text{ eV.}$$

b) De même en tenant compte des affinités des matériaux InP et GaP par une approximation linéaire, partant de :

$$\chi(\text{InP}) = 4,4 \text{ eV}$$

$$\chi(\text{GaP}) = 4 \text{ eV}$$

On trouve :

$$\chi(\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}) = 4 + (4,4 - 4)x$$

Pour  $x = 0,51$

$$\chi(\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}) = 4,2 \text{ eV.}$$

Des études expérimentales ont montré que cette approximation linéaire ne s'applique pas pour certains paramètres caractéristiques. Dans ce cas on introduit un terme quadratique et la relation utilisée pour l'interpolation prend la forme suivante :

$$T_{\text{MNP}} = a + bx + cx^2$$

où "c" est un paramètre non linéaire (bowing parameter) ; a et b sont déterminés à partir des valeurs observées pour les binaires purs . C'est en particulier le cas pour la détermination de la bande interdite du  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  et du  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ . Les évolutions analytiques du gap  $E_g$  en fonction de x pour ces ternaires sont données par les relations suivantes (1) :

$$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As} \quad E_g = 0,555x^2 + 0,505x + 0,36$$

$$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P} \quad E_g = 0,786x^2 + 0,643x + 1,351$$

#### Bibliographie de l'annexe II

(1) S. Adachi

Material parameters of  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  and related binaires

J. Appl. Phys. 53 (12) - Décembre 1982.



### ANNEXE III

#### Précisions sur les intégrales de transfert et leur détermination

Dans le premier chapitre, nous avons montré que chacun des termes contribuant au bruit total,  $\langle i_n^2 \rangle$  du photorécepteur (relation (1.14.) fait intervenir une ou plusieurs intégrales de transfert :  $I_2, I_3, I_f$ , dont les valeurs dépendent des signaux en entrée  $h_p(t)$  et en sortie  $h_{out}(t)$  du photorécepteur et donc de la fonction de transfert du système, qui peut être donnée par :

$$H_T(\omega) = \frac{H_{out}(\omega)}{H_p(\omega)}$$

où  $H_{out}(\omega)$  et  $H_p(\omega)$  représentent les transformées de Fourier respectives de  $h_{out}(t)$  et  $h_p(t)$ .

Considérons la fréquence normalisée comme suit :  $y = f/B$ , où  $B$  est le débit d'informations ( $B = 1/T$ ) ; ce changement de variables nous permet de définir deux nouvelles fonctions :

$$H'_p(y) = \frac{1}{T} \cdot H_p\left(\frac{2\pi y}{T}\right)$$
$$H'_{out}(y) = \frac{1}{T} \cdot H_{out}\left(\frac{2\pi y}{T}\right)$$

et donc une nouvelle fonction de transfert donnée par :

$$H'_T(y) = \frac{H'_{out}\left(\frac{2\pi y}{T}\right)}{H'_p\left(\frac{2\pi y}{T}\right)}$$

où  $y$  est la fréquence normalisée.

Rappelons que le signal en sortie du préamplificateur, peut être représenté par la famille de fonctions "raised cosine" qui est de la forme :

$$h_{out}(t) = \left[ \sin\left(\frac{\pi t}{T}\right) \cos\left(\frac{\pi \beta t}{T}\right) \right] \left[ \frac{\pi t}{T} \left( 1 - \left(\frac{2\beta t}{T}\right)^2 \right) \right]^{-1}$$

est un paramètre dépendant de la forme du signal ; il peut prendre des valeurs comprises entre 0 et 1.

Avec la normalisation précédente ( $y = f/B$ ), la transformée de Fourier de  $h_{out}(t)$  est donnée par :

$$H_{out}(y) = 1 \text{ pour } 0 < |y| < \frac{1-\beta}{2}$$

$$H_{out}(y) = 1/2(1 - \sin(\frac{\pi y}{\beta} - \frac{\pi}{2\beta})) \text{ pour } \frac{1-\beta}{2} < |y| < \frac{1+\beta}{2}$$

$$H_{out}(y) = 0 \text{ pour } |y| > \frac{1+\beta}{2}$$

Les définitions précédentes conduisent aux expressions suivantes pour les intégrales de transfert :

$$I_2 = \int_0^{\infty} |H_T^i(y)|^2 dy$$

$$I_3 = \int_0^{\infty} |H_T^i(y)|^2 y^2 dy$$

$$I_f = \int_0^{\infty} |H_T^i(y)|^2 y dy$$

Les variations de  $I_2$ ,  $I_3$ ,  $I_f$  (d'après la référence (24) du chapitre 1) sont données ci-après en fonction de  $\alpha$  et  $\beta$  où  $\alpha$  est un paramètre qui représente la fraction d'intervalle de temps occupée par le signal à l'entrée de forme rectangulaire.

Fig. 4.6. Rectangular family  $I_1$  vs  $\alpha$  and  $\beta$  (Copyright 1973 (1978) AT & T Co.)

Fig. 4.8. Rectangular family  $I_2$  vs  $\alpha$  and  $\beta$

Fig. 4.9. Rectangular family  $I_3$  vs  $\alpha$  and  $\beta$

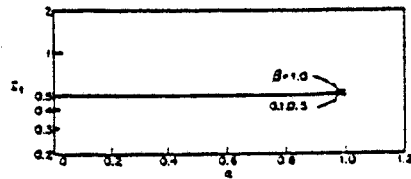


Fig. 4.6

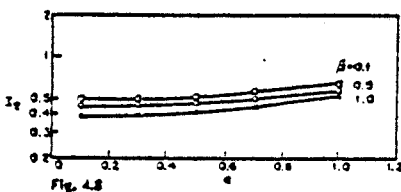


Fig. 4.8

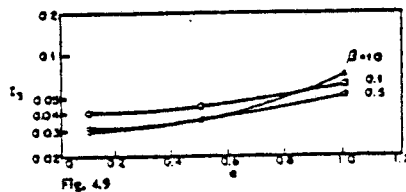


Fig. 4.9

## ANNEXE IV

### Présentation des techniques de caractérisation des dispositifs

Dans cette annexe, nous décrivons brièvement les différentes méthodes de mesures qui nous ont permis de caractériser nos dispositifs.

#### IV.1. Mesure du coefficient de réponse en éclairement continu

Le schéma synoptique du banc de mesures est présenté Figure IV.1.. L'échantillon est alimenté par un générateur de tension continue au travers d'une résistance R. La source lumineuse est une diode laser émettant à la longueur d'onde  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$  dont les caractéristiques sont données Figure IV.2.. Elle est montée à l'extrémité d'une ligne  $50 \Omega$ . L'ensemble est fixé sur un dissipateur thermique. Un système, constitué de deux objectifs de microscope, assure la focalisation du faisceau laser sur la surface photosensible du photodétecteur. Un dispositif de déplacement micrométrique du composant permet le positionnement de celui-ci. La puissance lumineuse du faisceau peut être mesurée par un radiomètre "photodyne 88XLA" doté d'une tête optique en germanium.

Par des modifications adéquates décrites dans les prochains paragraphes, ce banc nous permet également d'effectuer un certain nombre de caractérisations dynamiques.

#### IV.2. Caractérisation en éclairement modulé

Pour relever la réponse fréquentielle du photodétecteur, nous utilisons un générateur de tension sinusoïdale à fréquences variables pour moduler le courant injecté dans la diode laser autour d'un point de fonctionnement, Figure IV.3.. La puissance optique délivrée est de la forme :

$$\tilde{P} = P_0 (1 + m e^{j\omega t})$$

où  $P_0$  est la puissance optique moyenne et m le taux de modulation.

La réponse du photodétecteur est relevée soit à l'aide d'un oscilloscope, soit par un voltmètre efficace.

### IV.3. Caractérisation en éclairage impulsionnel

Dans ce cas, Figure IV.4., nous utilisons un générateur d'impulsion Avtech délivrant des impulsions de tensions dont l'amplitude peut varier de 0 à 10 volts et dont la largeur à mi-hauteur est inférieure à 130 ps. La fréquence de répétition est comprise entre 0 et 1 MHz. L'amplitude du courant injecté dans la diode laser est :

$$I_{imp} = \frac{V_{imp}}{R + R_d}$$

où R est une résistance en série avec la diode laser ( $R = 47 \Omega$ ) et  $R_d$  est la résistance équivalente de la diode laser ( $R_d = 2,7 \Omega$ ). La valeur de R a été choisie de manière à adapter l'impédance de la diode laser à l'impédance de sortie du générateur d'impulsion.

La réponse impulsionnelle du photodétecteur est recueillie par un oscilloscope à échantillonnage Tektronix doté d'un tiroir "tête S<sub>4</sub>", dont le temps de montée intrinsèque est de 25 ps.

### IV.4. Mesures de bruit

La Figure IV.5. représente le schéma synoptique du banc de caractérisation. Il est constitué d'un mesureur de bruit automatique "HP8970A" qui explore la gamme de fréquences 10 MHz - 1,5 GHz. Il comprend entre autres :

- des filtres à 30 MHz pour réduire le bruit des appareils utilisés (alimentation, multimètre)

- des Té de polarisation

- un atténuateur 3 dB pour améliorer le taux d'ondes stationnaires (T.O.S.).

Après étalonnage par une source de bruit, le composant à caractériser est inséré au mesureur et nous relevons le niveau de bruit du composant en obscurité. Le niveau 0dB

correspond à la puissance du bruit d'une résistance de 50 Ohms à la température  $T_0 = 293$  K dans une bande 4 MHz.

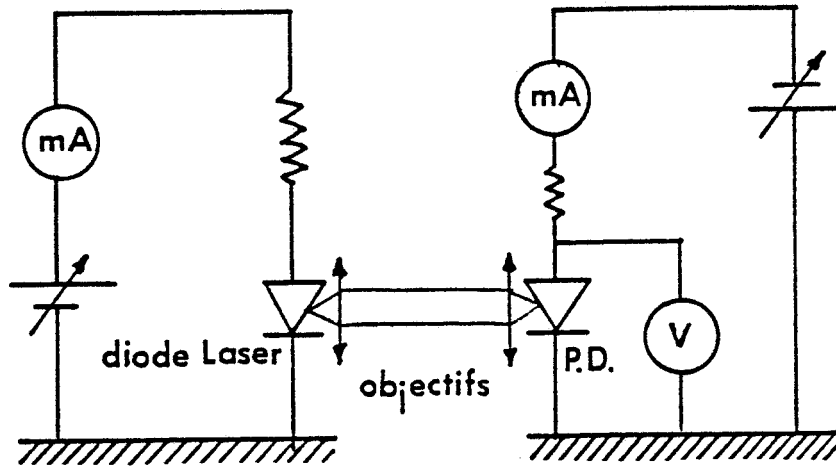


Figure IV.1. : Banc de caractérisation en éclairage continu.

03/06/85	T (C)	20
	I <sub>s</sub> (mA)	45
LASER	R (W/A)	.43
H175 13I	P <sub>k</sub> (mW)	8.5
	I <sub>k</sub> (mA)	64
	R <sub>s</sub> (Oh)	3.3
	V <sub>s</sub> (V)	1.64

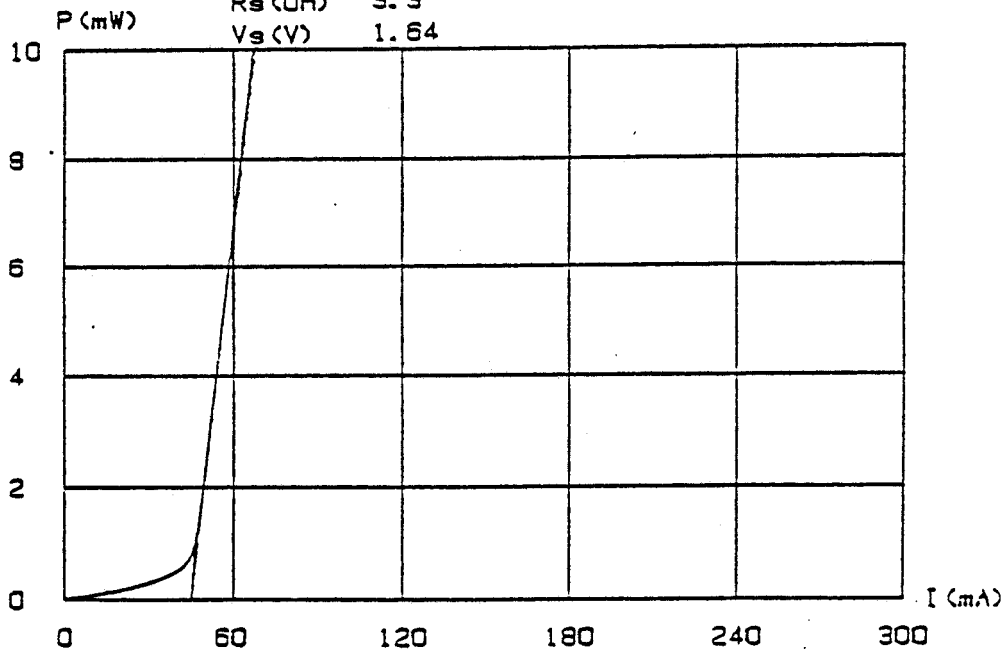


Figure IV.2. : Caractéristique  $P_L = f(I)$  (puissance lumineuse en fonction du courant) de la diode laser.

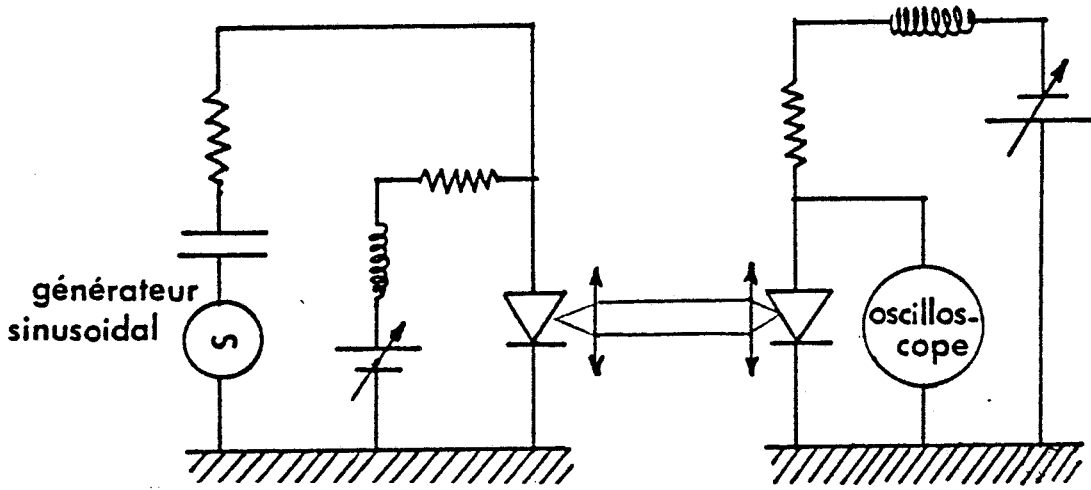


Figure IV.3. : Banc de caractérisation en éclairage modulé.

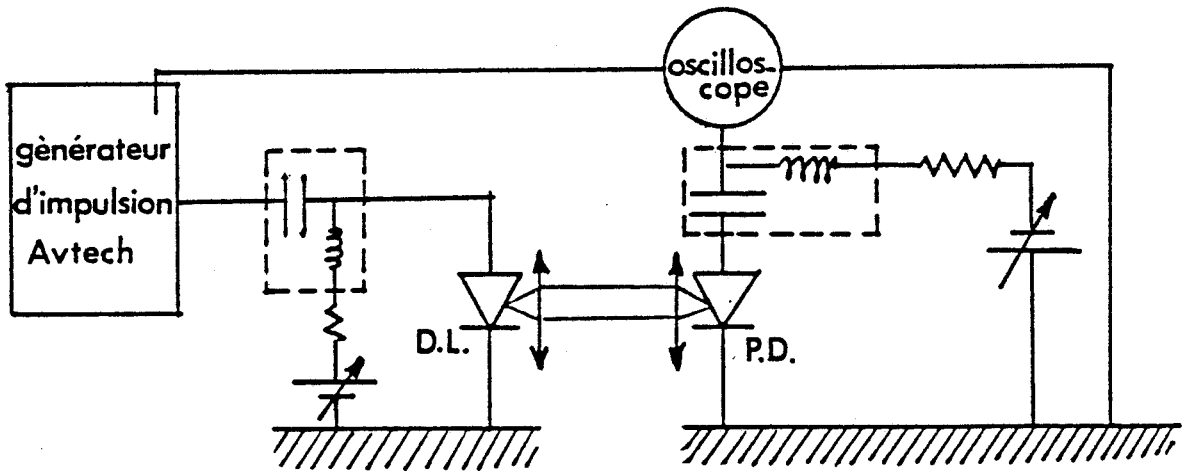


Figure IV.4. : Banc de mesures de la réponse impulsionnelle.

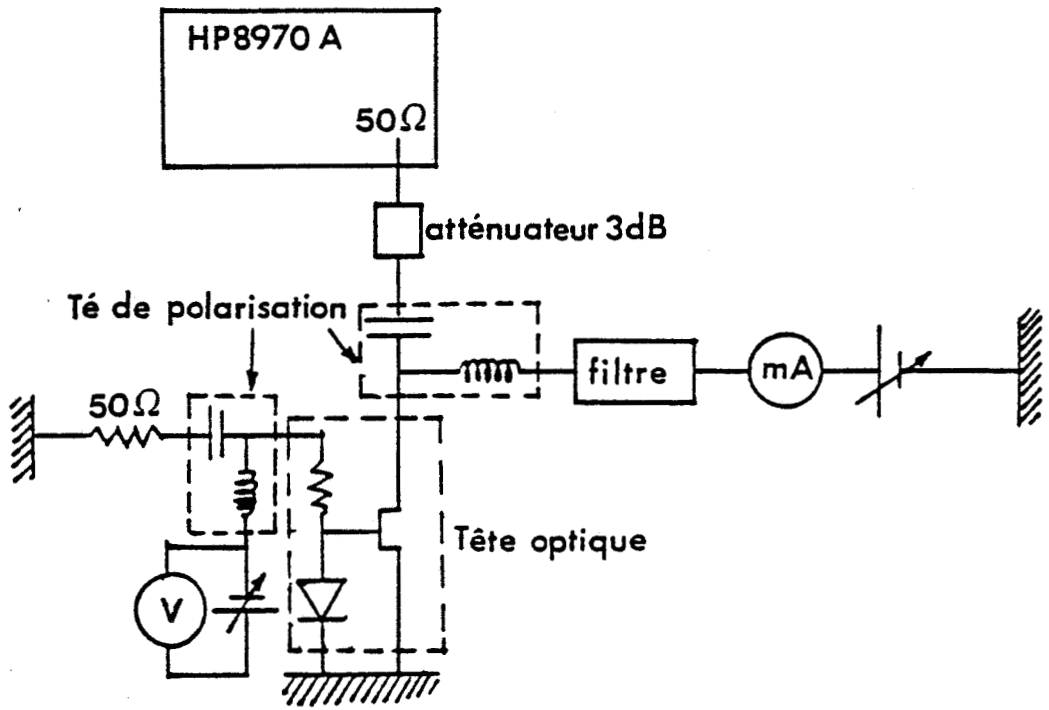


Figure IV.5. : Mesures de bruit : Banc de caractérisation de la tête optique.

036 114 618

## RESUME

Le développement des télécommunications optiques à haut débit d'informations, voisin ou supérieur au gigabit par seconde, nécessite la conception et la réalisation de photorécepteurs sensibles dans ce domaine de fréquences. La conjonction des qualités électroniques et optiques particulièrement intéressantes font du ternaire  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  un matériau de choix pour réaliser des fonctions intégrées optoélectroniques aux longueurs d'onde 1,3 - 1,55  $\mu\text{m}$ , mais la technologie des transistors à effet de champ sur GaInAs est mal maîtrisée.

L'objet de ce travail est d'étudier dans quelle mesure, il est possible d'adapter la technologie de la filière GaAs, aux matériaux de la filière InP, pour la fabrication d'une tête de réception optique intégrée monolithiquement, adaptée aux longueurs d'onde 1,3  $\mu\text{m}$  et 1,55  $\mu\text{m}$ , associant photodétecteur et transistor à effet de champ.

Après avoir effectué une étude de l'influence des paramètres caractéristiques d'un photorécepteur, constitué d'une photodiode PIN ou Schottky et d'un préamplificateur, sur sa sensibilité, l'auteur présente la réalisation technologique d'une tête optique intégrée associant monolithiquement une photodiode Schottky en structure planaire et un transistor à effet de champ sur une hétéroépitaxie  $\text{Ga}_{0,49}\text{In}_{0,51}\text{P}/\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{InP}$  dont la croissance a été effectuée par LPMOCVD. L'étude expérimentale des caractéristiques de ce dispositif montre que la qualité du contact Schottky sur cet hétéromatériau est suffisante pour la fabrication d'une tête de réception. L'étape ultérieure consiste à optimiser la structure de la tête optique intégrée. Dans ce but, un logiciel a été mis au point. A l'issue des résultats obtenus, nous proposons une nouvelle structure de photorécepteur intégré associant une photodiode PIN et un TEGFET pseudomorphique à base d'un hétéromatériau GaInP/GaInAs sur substrat silicium.

INTER