

50376
1990
124

65487

50376
1991
124

N° d'ordre : 726

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Electronique

par

Abderraouf ABOUDOU



APPLICATION DE LA PHOTODETECTION DANS LES CIRCUITS INTEGRES III-V POUR LE CONTROLE OPTIQUE D'UN CIRCUIT LOGIQUE

Soutenue le 13 Juin 1991 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

Mrs E. CONSTANT
D. DECOSTER
Mme M. CONSTANT
Mrs G. BOUGNOT
E. DELHAYE
R. FAUQUEMBERGUE
J.P. VILCOT

Président USTL-FA
Directeur de Thèse USTL-FA
Rapporteur USTL-FA
Rapporteur Université Montpellier II
Examineur PHILIPS Eindhoven
Examineur USTL-FA
Examineur USTL-FA

A mes parents

A toute ma famille

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs (CHS) de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres-Artois, dirigé par Monsieur le Professeur G. Salmer.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur E. Constant qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

Monsieur le Professeur D. Decoster m'a accueilli au sein de l'équipe "Composants et Circuits Intégrés Optoélectroniques" qu'il dirige. Il m'a proposé le sujet de ce travail et en a assuré la direction. Pour m'avoir fait bénéficier de ses compétences scientifiques, de ses qualités humaines et de sa constante disponibilité, je tiens particulièrement à lui exprimer ici ma profonde et amicale reconnaissance.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur G. Bougnot, Professeur à l'Université de Montpellier, qui me fait l'honneur de juger ce travail et d'en être rapporteur.

Madame M. Constant, Professeur à l'Université des Sciences et Techniques de Lille, a toujours manifesté un grand intérêt pour les travaux menés au sein de notre équipe et plus particulièrement pour ce travail, sa participation à ce jury de thèse en tant que rapporteur me touche beaucoup, je tiens à lui exprimer ma plus profonde gratitude.

Ce travail n'aurait pu être effectué sans la collaboration de Monsieur E. Delhaye, actuellement coordinateur de recherches à Philips Research Eindhoven (Hollande) et qui au début de ce travail était Ingénieur au Laboratoire d'Electronique Philips (LEP) de Limeil-Brevannes. Je le remercie vivement pour sa présence à ce jury de thèse.

Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à Monsieur le Professeur R. Fauquembergue. Sa participation à ce jury de thèse me touche particulièrement.

Je voudrais remercier particulièrement Monsieur J.P. Vilcot, chargé de recherches au CNRS, pour sa participation à ce jury de thèse. Pour sa disponibilité et pour l'ensemble de ses qualités tant scientifiques qu'humaines dont il m'a fait généreusement profiter, je tiens à l'associer totalement à ce travail et lui dire simplement merci.

L'ensemble des caractérisations expérimentales n'auraient pu être effectué sans l'aide indispensable de Monsieur A. Vandermoere. Les prouesses technologiques qu'il a dû réaliser pour les différents montages, sa disponibilité et sa gentillesse m'ont profondément touché, je l'en remercie sincèrement.

Je voudrais remercier tous les membres de l'équipe optoélectronique qui ont participé, au cours de ces trois années, à la réussite de ce travail qui s'est déroulé dans une ambiance amicale et agréable.

Monsieur P. Armant m'a témoigné au cours de ces années son amitié ; qu'il trouve ici l'expression de ma profonde sympathie.

Monsieur J.P. Dehorter a assuré, avec beaucoup de soins, la reproduction de ce mémoire ; je l'en remercie vivement.

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

TABLES DES MATIÈRES

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE I

Etude des photoconducteurs GaAs N et T

	<u>Page</u>
Introduction	1
I- Principe de la photodétection	1
II- Propriétés générales des photoconducteurs	2
III- Etude du photoconducteur GaAs de type N	4
A- Gain statique	4
B- Gain dynamique	6
C- Réponse impulsionnelle	8
D- Bruit	8
E- Conclusion	9
IV- Etude du photoconducteur GaAs de type Tampon	9
A- Etude statique	9
A-1: Courant d'obscurité	10
A-2: Gain statique	10
B- Etude dynamique	11
B-1: Gain dynamique	11
B-2: Réponse impulsionnelle	12
B-3: Bruit	12
V- Conclusion	13
Bibliographie du chapitre I	14

CHAPITRE II

Etude du MSM GaAs

	<u>Page</u>
Introduction	16
I- Structure	16
II- Principe de fonctionnement	17
III- Modélisation du MSM	20
a)- Régime statique	21
b)- Régime dynamique	21
IV- Etude expérimentale du MSM GaAs	23
a)- Caractéristiques statiques	23
a-1: Courant d'obscurité	23
a-2: Photocourant	25
b)- Caractéristiques dynamiques	26
b-1: Fonction de transfert S_{21}	26
b-2: Bande passante	27
1: Mesure de la capacité	28
2: Réponse impulsionnelle	29
3: Bruit microonde	30
V- Conclusion	31
Bibliographie du chapitre II	33

CHAPITRE III

Etude d'un circuit numérique associé à un photoconducteur

	<u>Page</u>
Introduction	35
I- Etude du photoconducteur	36
I-1: Présentation du composant	36
I-2: Résultats expérimentaux	36
I-2-1: Courant d'obscurité	37
I-2-2: Etude statique	38
A- Influence de la tension de polarisation et de la puissance lumineuse	39
B- Influence de la température	39
I-2-3: Etude dynamique	41
A- Réponse fréquentielle	41
B- Réponse impulsionnelle	42
I-3: Bruit	43
I-4: Conclusion	45
II- Le MISFET	45
II-1: Présentation du MISFET	46
II-2: Modélisation du MISFET	47
III- Elément photosensible	49
III-1: Présentation	49
III-2: Simulation	50
III-2-1: Méthodologie	50
III-2-2: Influence des tensions de polarisation	52
a- Influence des tensions Vdd1 et Vss	53
b- Influence de la tension Vdd2	54

III-2-3: Influence de la puissance lumineuse	54
a- Influence de la puissance optique continue P_l	55
b- Influence de la puissance optique modulée P_m	55
III-2-4: Influence de la fréquence de fonctionnement	56
III-3: Résultats expérimentaux	56
IV- Etude du diviseur de fréquence	57
IV-1: Etude d'un premier diviseur associé à un photoconducteur de structure simple	57
IV-2: Etude du photoconducteur GaAlAs/GaAs interdigité	60
IV-3: Etude du diviseur de fréquence associé au photoconducteur interdigité	62
IV-3-1: Réponse du diviseur à une excitation électrique	62
IV-3-2: Réponse du diviseur à une excitation optique	63
V- Conclusion	64
Bibliographie du chapitre III	66

CHAPITRE IV

Etude d'un circuit numérique associé à un MSM

	<u>Page</u>
Introduction	68
I- Etude du MSM GaAlAs/GaAs	69
I-1: Présentation du composant	69
I-2: Résultats expérimentaux	70
I-2-1: Etude statique	70
A) Courant d'obscurité	70
B) Photocourant	71
I-2-2: Etude dynamique	72
A) Relevé de la fonction de transfert	72
B) Réponse impulsionnelle	73
C) Bruit microonde	74
II- Etude de l'élément photosensible	74
II-1: Influence des tensions de polarisation	75
II-2: Influence de la puissance lumineuse	76
II-3: Influence de la fréquence de travail	77
III- Etude du diviseur	77
IV- Conclusion	79
Bibliographie du chapitre IV	81

CHAPITRE V

Etude d'un guide diélectrique associé à un MSM GaAs

	<u>Page</u>
Introduction	82
I- Constante diélectrique d'un matériau	83
II- Guide d'onde optique diélectrique	86
II-1: Définition	86
II-2: Etude de la propagation d'un guide d'onde plan par les équations de MAXWELL	87
II-2-1: Expressions du champ et équation transcendante	88
II-2-2: Epaisseur de coupure	93
II-3: Application au guide plan $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$	94
a- Diagramme de dispersion	94
b- Profil des modes guidés	95
III- Le guide optique tridimensionnel	96
III-1: Méthode des indices effectifs	96
a- Les différentes méthodes d'analyses utilisées	96
b- Méthode des indices effectifs	97
c- Limites de cette méthode	98
d- Interprétation du guidage bidimensionnel dans le cas du guide en arête	98
III-2: Application au guide en arête $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$	99
a- Influence de la hauteur de l'arête sur le contraste d'indice effectif	100
b- Courbes de dispersion	101
c- Profil du mode guidé	102

	<u>Page</u>
IV- Couplage de la lumière dans le guide diélectrique	102
IV-1: Méthode de couplage utilisée	102
A/ Principe	104
B/ Avantages de cette méthode	105
IV-2: Couplage guide-réseau	105
IV-3: Application au guide en arête $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$	108
IV-4: Etude de la région conique de l'arête	109
V- Intégration guide-MSM sur GaAs Tampon	111
V-1: Etude des pertes d'absorption dues au GaAs Tampon	111
V-2: Etude de l'intégration monolithique guide-MSM	116
V-2-1: Couplage guide-MSM	117
VI- Réalisation du guide diélectrique associé au MSM GaAs	118
VI-1: Introduction	118
VI-2: Dessin des masques	119
VI-3: Formation du MSM	119
VI-4: Formation du guide	120
VII- Premiers résultats expérimentaux	121
VIII- Conclusion	122
Bibliographie du chapitre V	123

CONCLUSION GENERALE

ANNEXE

Présentation des différents bancs de caractérisation

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION

La réduction des géométries et l'augmentation de la complexité des circuits intégrés et de leurs fréquences de fonctionnement font apparaître les limites de l'électronique à l'état solide. Par exemple, la propagation d'un signal numérique hyperfréquence (typiquement $F=1\text{GHz}$) le long d'une ligne métallique de dimensions microniques s'accompagne de dégradations de ce signal pouvant provoquer un mauvais fonctionnement du circuit et donc du système considéré.

Pourtant, la mise au point des futurs systèmes de traitement numérique du signal à très haut débit nécessite la disponibilité de circuits intégrés arithmétiques capables de traiter des débits de l'ordre du Gb/s. Dans ce cadre, les interconnexions optiques, aux niveaux des systèmes, des cartes, ou des circuits intégrés, offrent une alternative intéressante aux techniques habituelles de communications électriques.

Dans ce domaine, on peut citer quelques travaux exploratoires menés aux Etats-Unis. Par exemple, Honeywell [1,2] a réalisé un multiplexeur quatre voies sur GaAs intégrant deux photorécepteurs (entrées) et un interface pouvant directement commander une diode laser (sortie). De même le "Jet Propulsion Laboratory", en collaboration avec l'Université de San Diego, a réalisé [3,4] un démonstrateur constitué d'un ensemble intégré de cinq réseaux de portes commandés par un signal extérieur unique et distribué sur les cinq sous-ensembles par réflexion sur un élément optique holographique, celui-ci est constitué d'un support de Silicium gravé. Plus récemment, les chercheurs de Bellcore (Livingston, New Jersey) ont mis au point un coupleur étoile qui permet la répartition du signal horloge optique, à partir d'une seule source laser, en 1024 nouveaux faisceaux et qui sont distribués, par le biais d'une fibre optique, aux différentes cartes d'un système. La précision du signal horloge est de 12ps pour l'ensemble des 1024 cartes [5].

A notre connaissance, aucune étude ayant débouché sur la réalisation d'un

démonstrateur n'a été menée en Europe.

C'est dans ce cadre et en collaboration étroite avec le Laboratoire d'Electronique Philips (LEP) que se situe notre travail, dont l'objectif a été de démontrer la possibilité d'utiliser une commande optique pour un circuit intégré numérique et d'en évaluer les avantages et les limites.

L'idée de base a consisté à prévoir, sur un circuit intégré numérique, un photodétecteur capable de convertir un signal optique issu d'une diode laser en un signal d'horloge électrique utilisable par des opérateurs logiques jusqu'à des fréquences de l'ordre du gigahertz.

Ainsi, la synchronisation des éléments fonctionnels serait assurée non plus par des lignes métalliques à la surface du circuit intégré, mais par un ensemble de photorécepteurs ayant pour tâche de commander quelques cellules de leur entourage, l'horloge "mère" étant un simple rayon laser pulsé éclairant l'ensemble des éléments photorécepteurs par le biais de guides optiques par exemple.

Notre étude a porté, en particulier, sur des réalisations en technologie MISFET sur épitaxie MOCVD GaAlAs/GaAs [6]. Un démonstrateur comprenant un circuit numérique de base, dont la fonction est la division par deux de la fréquence du signal électrique modulant le laser, et un photodétecteur intégré a été donc réalisé au LEP et étudié dans notre laboratoire jusqu'à des fréquences dépassant le gigahertz.

Pour que sa technologie soit compatible avec celle du circuit intégré logique III-V, le photodétecteur prévu a été dans un premier temps un photoconducteur planaire GaAlAs/GaAs puis, dans un deuxième temps, un photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal GaAlAs/GaAs.

Le principal problème posé dans ce circuit intégré consiste bien sûr à commander optiquement le circuit numérique et par conséquent à faire en sorte que le signal électrique issu du photodétecteur soit suffisamment élevé pour permettre le fonctionnement du circuit intégré logique, et ceci pour des puissances optiques qui soient compatibles avec celles délivrées par un laser

à semiconducteur de longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$ (longueur d'onde d'émission pour la filière GaAs). Cela suppose que le photodétecteur permette une telle conversion signal optique - signal électrique, et notre effort principal concernera donc les photodétecteurs de la filière GaAs ou GaAlAs/GaAs (ce dernier constitue le matériau de base des MISFET [7-8-9]) de structure planaire à contacts ohmiques ou Schottky.

Avant l'étude des photodétecteurs à structure planaire sur hétérostructure GaAlAs/GaAs, nous étudions des photodétecteurs à structure planaire sur GaAs. En effet, les mécanismes physiques associés à ces dispositifs devraient être plus simple à comprendre que ceux comportant une hétéroépitaxie GaAlAs/GaAs et pourraient servir de base ou de référence pour les photodétecteurs GaAlAs/GaAs. C'est pourquoi les deux premiers chapitres seront consacrés tout d'abord à l'étude des photoconducteurs GaAs puis à l'étude du photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal sur GaAs.

Dans le premier chapitre de ce travail, bien que les photoconducteurs GaAs en général et plus précisément les photoconducteurs GaAs de type N (à couche active dopée) aient été largement étudiés dans notre laboratoire et en collaboration avec le LASIR [10], nous reprenons leur étude. Nous traitons aussi bien les photoconducteurs GaAs de type N que ceux de type Tampon (à couche active peu dopée) et qui sont moins bien connus.

De la même manière, nous étudions dans le deuxième chapitre, le photodétecteur MSM GaAs d'un point de vue expérimental mais aussi à l'aide d'une simulation bidimensionnelle qui permet de prendre en compte les effets du temps de transit des porteurs photocréés dans la structure et dont les résultats seront confrontés à ceux obtenus expérimentalement sur un MSM GaAs que nous avons réalisé au laboratoire dans le cadre de cette étude. Ainsi nous avons pu comparer les performances du MSM GaAs à celles du photoconducteur GaAs mais aussi à celles du MSM GaAlAs/GaAs que nous présentons au quatrième chapitre.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude de l'intégration

monolithique du photoconducteur GaAlAs/GaAs et du circuit logique diviseur de fréquence. Nous étudions dans un premier temps le photoconducteur seul afin de comprendre les mécanismes physiques qui régissent son fonctionnement et de corrélérer ses performances à sa structure, puis dans un deuxième temps nous étudions un circuit intégré de base associant un photoconducteur GaAlAs/GaAs constitué de trois doigts et deux transistors MISFET, et une modélisation simplifiée du dispositif sera notamment présentée. Nous étudions ensuite le circuit intégré complet associant le photoconducteur trois doigts. Cependant, à cause des limites de ce premier démonstrateur, nous avons été amené à concevoir un deuxième dispositif comportant un photoconducteur de structure interdigitée. Après une étude préalable de ce photodétecteur seul, nous avons fait une étude complète des performances du circuit diviseur.

Dans le quatrième chapitre, nous étudions l'intégration monolithique du même circuit logique mais avec, cette fois-ci, un MSM GaAlAs/GaAs interdigité. Nous expliquons les raisons qui nous ont poussées à effectuer ce remplacement et démontrons son intérêt. Ici aussi, une étude préalable des performances du photodétecteur seul est présentée.

Enfin, dans la perspective de la réalisation d'un circuit numérique plus complexe nécessitant l'intégration de plusieurs photodétecteurs commandés par une seule source laser, nous étudions, dans le cinquième et dernier chapitre, la conception et la réalisation d'un guide optique diélectrique associé à un MSM GaAs.

BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION

[1]: Hutchesson Lynn D. et al.

IEEE SPECTRUM, p. 30, March 1987

[2]: Haugen R. et al.

Optical Engineering, Vol. 25, N°. 10, p. 1076, October 1986

[3]: Wu W.H. et al.

IEEE Trans. on Electron. Devices, Vol. ED-34, N°. 3, March 1987

[4]: Bergman L.A. et al.

Optical Engineering, Vol. 25, N°. 10, p. 1109, October 1986

[5]: Electronic Design, Vol. 39, N°. 6, March 1991.

[6]: Delhay E., Aguila T., Wolny M. and Boissenot P.

Japanese Journal Of Applied Physics, Vol. 29, N°. 2, pp. 236-239, 1990

[7]: Depreeuw D., Godts P., Constant E., Zimmermann J. and Danneville F.

Electronics Lett., Vol. 24, N°. 15, pp. 944-945, 1988

[8]: Boissenot P., Delhay E., Maluenda J., Frijlink P., Varin C., Deschamps F. and Lecuru I.

IEEE Electron Device Lett., Vol. 11, N°. 7, pp. 282-284, 1990

[9]: Fauquembergue R., Bellahsni K., Thobel J.L. and Bourel P.

15th European Workshop On CSDIC, ULM (RFA), May 1991.

[10]: Vilcot J.P., Constant M., Decoster D. and Fauquembergue R.

Physica 129 B (1985), pp. 488-492, North-Holland, Amsterdam.

CHAPITRE I

Etude des photoconducteurs GaAs N et T

CHAPITRE I

Etude des photoconducteurs GaAs N et T.

Introduction:

Dans ce chapitre nous présentons une étude de photoconducteurs GaAs à couche active dopée de type N (GaAs N) et non dopée (GaAs T), qui nous serviront de référence pour l'étude des photoconducteurs sur hétéroépitaxie AlGaAs/GaAs présentés au chapitre III.

Les principes de la photodétection ainsi que les mécanismes et les lois physiques régissant un tel phénomène dans les composants photodétecteurs usuels ont fait l'objet de nombreuses études antérieures. Nous nous limiterons donc, dans ce chapitre, à un bref rappel sur le principe de la photodétection pour aborder ensuite l'étude proprement dite du photoconducteur GaAs de type N et du photoconducteur GaAs de type Tampon.

Les bancs de mesure qui nous ont permis d'effectuer nos caractérisations tout au long de ce travail, sont présentés en annexe.

I-Principe de la photodétection:

Un photodétecteur est un dispositif permettant la conversion d'une énergie lumineuse en courant électrique. En effet, un matériau semiconducteur lorsqu'il est éclairé, peut voir sa conductivité électrique augmenter. Pour qu'un tel phénomène ait lieu, il est nécessaire que l'énergie $h.\nu$ du photon incident soit supérieure à l'énergie de bande interdite E_g du matériau semiconducteur considéré, ceci pour permettre l'absorption du photon incident par le semiconducteur et donc la génération d'une paire électron-trou:

$$h.\nu \geq E_g \quad (1)$$

En terme de longueur d'onde, cette relation s'écrit:

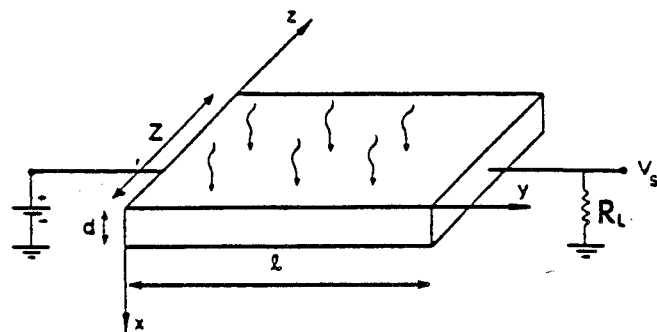


Fig.1: Principe de la cellule photoconductrice.

$$\lambda \leq h.c/E_g \quad (2)$$

où λ est la longueur d'onde du rayon lumineux incident.

Cette relation met en évidence une grandeur fondamentale en optoélectronique, qui est la longueur d'onde de coupure λ_c du matériau semiconducteur considéré:

$$\lambda_c = h.c/E_g = 1.24/E_g \quad (3)$$

λ_c s'exprimant en micromètre et E_g en électronVolt.

Au delà de cette longueur d'onde, le phénomène de photocréation ne pourra plus avoir lieu, le matériau est alors dit transparent à l'onde optique incidente.

Nous nous proposons, dans ce premier chapitre, d'étudier et de comparer les performances de deux types de photoconducteurs: le photoconducteur GaAs de type N qui a fait l'objet d'une étude exhaustive au sein de l'équipe optoélectronique et le photoconducteur GaAs de type Tampon moins bien connu.

II- Propriétés générales des photoconducteurs:

Un photoconducteur est constitué de deux contacts ohmiques identiques déposés sur une couche épitaxiée sur substrat semi-isolant. Le circuit de polarisation classique est donné fig.1 [1]. Une source de tension débite un courant I dans le semiconducteur par l'intermédiaire des deux contacts ohmiques. Toute augmentation de la conductivité du matériau, sous l'effet de l'éclairement, entraîne une augmentation de la conductance du barreau, et par suite du courant I et de la tension V_s .

Le paramètre caractéristique du photoconducteur est son gain, défini comme le rapport du nombre de charges récoltées dans le circuit extérieur par photon incident. Pour un photoconducteur de type N, ce gain peut être largement supérieur à l'unité, puisqu'il est dû à des mécanismes de piégeage intrinsèques au matériau [2]. En effet, lorsqu'un électron est collecté par l'un des contacts ohmiques, un autre est réémis par le second contact

ohmique, tant qu'il n'y a pas eu recombinaison. Dans ce cas, la durée de vie de la paire électron-trou n'est plus donnée par le transit mais est régie par ces mécanismes de piégeage. Dans ces conditions, le gain peut s'exprimer sous la forme [1-3]: $G_0 = \tau_v / \tau_t$ (4)

c'est à dire en fonction du rapport de la durée de vie τ_v des paires électron-trou au temps de transit τ_t des électrons à travers le barreau semiconducteur.

Le gain dépend donc du matériau semiconducteur utilisé par la mobilité des porteurs qui détermine le temps de transit τ_t et par la nature des pièges qui régit la durée de vie τ_v .

Dans l'hypothèse d'un mécanisme de recombinaison obéissant à une loi de Poisson dont la constante de temps est la durée de vie τ_v des paires électron-trou, le gain dynamique du photoconducteur, lorsque celui-ci est soumis à une modulation optique sinusoïdale, s'exprime en fonction de la fréquence f par la relation [4]: $G(f) = G_0 / \sqrt{1 + (2 \cdot \pi \cdot \tau_v \cdot f)^2}$ (5)

La fréquence de coupure à -3dB du photoconducteur est: $f_c = 1 / (2 \cdot \pi \cdot \tau_v)$ (6)

Nous constatons qu'une augmentation de la bande passante du photoconducteur, obtenue en diminuant la durée de vie des paires électron-trou, se fera au détriment du gain G_0 . Par conséquent, le paramètre qui caractérise un photoconducteur, pour un matériau et une structure donnés, est son produit gain-bande:

$$G_0 \cdot B = 1 / (2 \cdot \pi \cdot \tau_t) \quad (7)$$

Ce produit gain-bande dépend donc directement du temps de transit des électrons dans le matériau semiconducteur utilisé, c'est à dire, lorsque le champ électrique est suffisamment élevé, de leur vitesse de saturation et surtout de la distance interélectrode. Une amélioration des performances dynamiques de ce type de composant se fera donc en diminuant la distance interélectrode. Nous verrons les potentialités de ce composant en intégration monolithique avec un circuit numérique au chapitre III.

Le bruit thermique de Nyquist d'un photoconducteur est donné par la

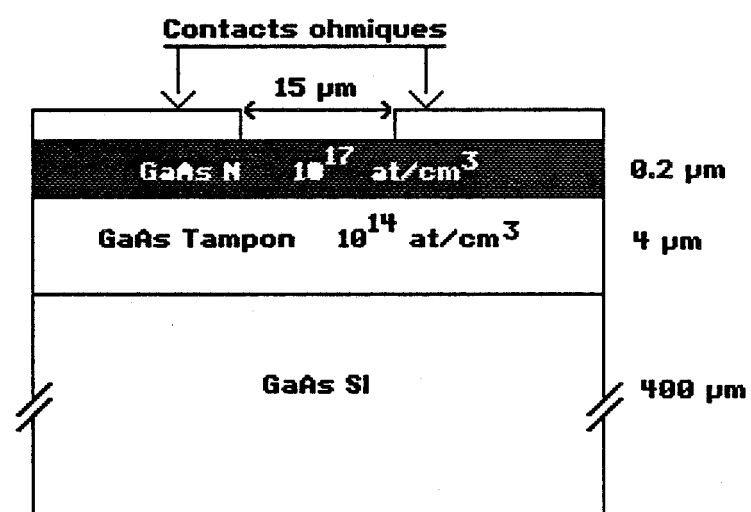


Fig.2: Photoconducteur GaAs de type N.

relation suivante: $\langle i_{th}^2 \rangle = 4.k.T.B/R$ (8)

où k est la constante de Boltzmann, T la température absolue, R la résistance d'obscurité et B la bande passante.

Le bruit de génération-recombinaison dû à l'aspect aléatoire du phénomène de recombinaison est donné, dans le cas d'une statistique de Poisson, par la relation [5]:

$$\langle i_{gr}^2 \rangle = \frac{4.q.I_{ph}.G_o.B}{1+(2.\Pi.\tau_v.f)^2} \quad (9)$$

où I_{ph} est le photocourant en régime d'éclairement continu.

Les photoconducteurs III-V ont été largement étudiés au sein de l'équipe optoélectronique [2-6], ainsi que les potentialités d'intégration monolithique de ces dispositifs avec des transistors à effet de champ [7-8-9] et avec des guides optiques [10-11-12-13].

Nous exposons, dans le paragraphe suivant, les principaux résultats expérimentaux obtenus sur le photoconducteur GaAs de type N confrontés à des résultats théoriques calculés à partir d'un modèle analytique mis au point au laboratoire [14] et qui permet de décrire les phénomènes de photoconduction dans le GaAs de type N.

III: Etude du photoconducteur GaAs de type N:

Toute l'étude a été menée sur un photoconducteur GaAs de type N fabriqué au laboratoire et dont une coupe transversale est donnée fig.2.

A-Gain statique:

Le gain externe G_o d'un photoconducteur est défini par:

$$G_o = \frac{\text{nombre d'électrons récoltés}}{\text{nombre de photons incidents}} = \frac{N_e}{N_{ph}} \quad (10)$$

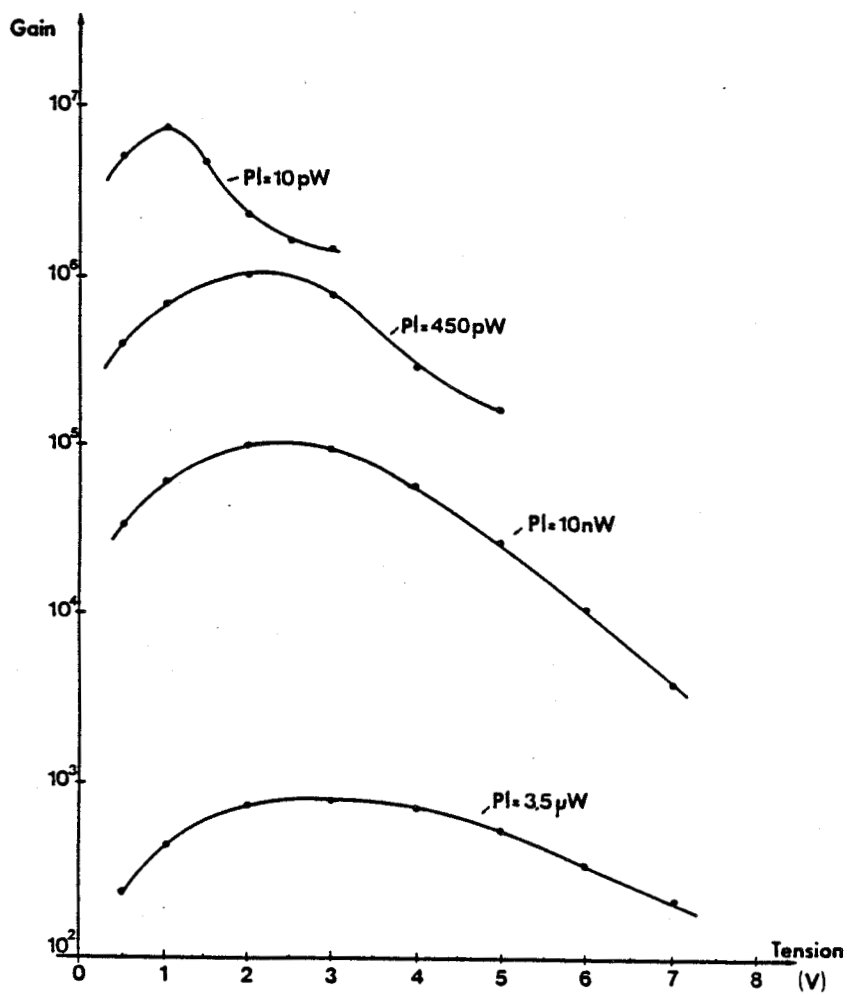


Fig.3: Evolution du gain statique avec la tension de polarisation sous différentes puissances lumineuses (GaAs type N - 15 μ m)

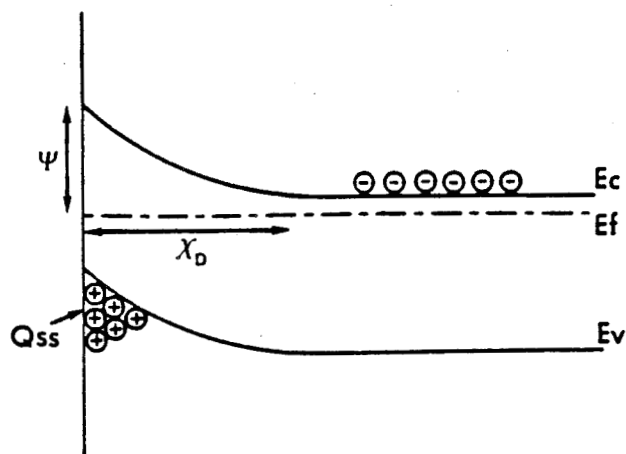


Fig.4: Structure de bande au voisinage de la surface.
(GaAs type N)

qui peut s'exprimer sous la forme:

$$G_o = \frac{h.\nu}{q} \times \frac{I_{ph}}{P_l} \quad (11)$$

avec I_{ph} le photocourant mesuré et P_l la puissance lumineuse incidente.

Une évolution typique du gain en fonction de la tension de polarisation pour différentes puissances lumineuses est donnée fig.3. Nous constatons que le gain, très important, augmente avec la tension de polarisation, passe par un maximum et ensuite décroît. Nous remarquons par ailleurs que plus la puissance lumineuse diminue, plus la forme en "cloche" de la courbe s'accroît.

L'augmentation du gain avec la tension de polarisation s'explique par la diminution du temps de transit, conformément à la relation (4).

En revanche, la diminution du gain lorsque la tension de polarisation augmente a été interprétée en termes d'effet de température [6] réduisant la durée de vie des paires électron-trou photocréées. De la même manière, l'augmentation du gain avec la réduction de la puissance lumineuse a été interprétée en termes d'augmentation de durée de vie des paires électron-trou. Les phénomènes de durée de vie et du gain des photoconducteurs GaAs de type N ont été étudiés de manière exhaustive au laboratoire [14] et nous en rappelons les principaux résultats.

Pour le GaAs de type N, il est bien connu que la structure de bande au voisinage de la surface (Fig. 4) est caractérisée par une courbure qui est à l'origine d'un phénomène de piégeage des trous photocréés dans le puits de potentiel dû à la courbure. Au contraire, il existe une barrière de potentiel pour les électrons et donc une séparation géométrique entre les électrons et les trous photocréés. Il en résulte une augmentation importante de la durée de vie des paires électron-trou qui explique le gain important observé sur ces structures ($G_o = \tau_v / \tau_t$). Lorsque la température augmente, le phénomène d'agitation thermique, qui est la cause principale du dépiégeage des trous, augmente et par conséquent la durée de vie des paires électron-trou diminue expliquant ainsi la diminution du gain lorsque la température augmente. Une

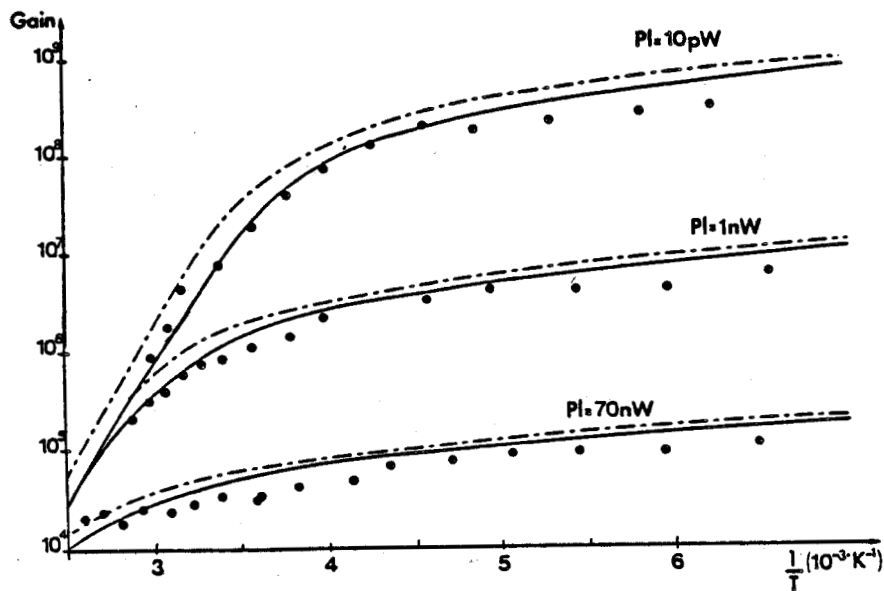


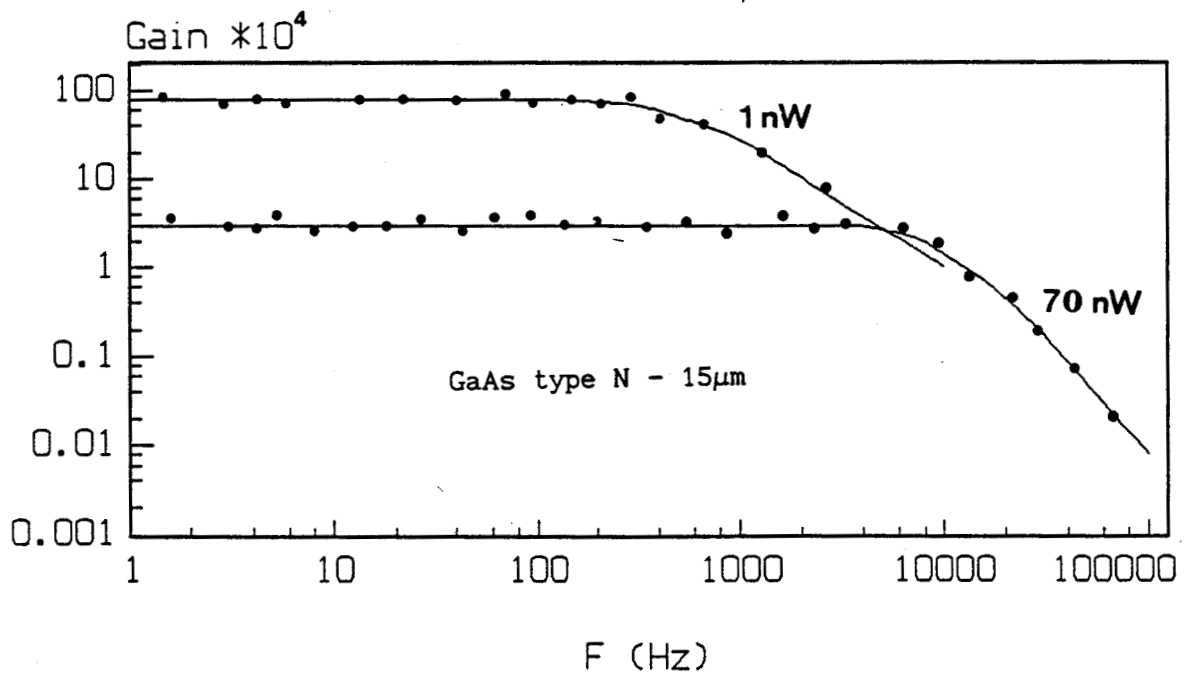
Fig.5: Evolution du gain statique en fonction de la température

et de la puissance lumineuse (GaAs type N - $15 \mu m$) :

- - - - : théorique avec $R_{th} = 0^\circ C/W$
- : théorique avec $R_{th} = 450^\circ C/W$
- • • • • : expérimental.

Fig.6-a: Evolution du gain dynamique ($V_p = 2V$)

- : théorique
- • • • • : expérimental



expression du gain qui permet d'interpréter ces effets de température est donnée par [6]:

$$G = \frac{\tau_0}{\tau_t} \times \exp \left\{ \frac{[Q_{ss} - q \cdot \alpha \cdot \tau_v \cdot (P_l / h \cdot v \cdot S)]^2}{2 \cdot q \cdot \epsilon \cdot N_d \cdot K \cdot (T + R_{th} \cdot V \cdot I)} \right\} \quad (12)$$

où τ_0 représente le temps moyen nécessaire aux trous pour traverser la zone de charge d'espace par agitation thermique, Q_{ss} est la charge superficielle, α le coefficient d'absorption, S la surface du composant, ϵ la permittivité du matériau, N_d le dopage et R_{th} la résistance thermique du composant.

Le terme P_l représente la puissance lumineuse incidente qui a pour effet de réduire la charge de surface par piégeage des trous et donc la profondeur du puits de potentiel, ainsi que la durée de vie τ_v .

V et I représentent respectivement la tension et le courant de polarisation.

La figure 5 [14] donne l'évolution du gain statique en fonction de la température et de la puissance lumineuse, obtenue expérimentalement et par la résolution de l'équation (12). Nous constatons d'une part que le gain diminue effectivement quand la température augmente et d'autre part le bon accord expérience-théorie, pour toutes les puissances lumineuses, conférant ainsi au modèle une validité satisfaisante.

B-Gain dynamique:

Pour les basses fréquences, le gain dynamique a été mesuré à l'aide d'un laser semiconducteur de longueur d'onde $0.83\mu m$ dont la puissance optique a été modulée sinusoïdalement. Les résultats obtenus sont donnés fig.6-a en fonction de la fréquence et pour deux puissances lumineuses. Nous constatons qu'ils sont en accord avec les gains dynamiques calculés avec la relation (5) établie dans l'hypothèse où les phénomènes de recombinaison sont décrits selon une loi de Poisson, en supposant que la durée de vie τ_v est décrite par des phénomènes de piégeage en surface, et donc peut s'exprimer à l'aide de la relation (12). Nous constatons que l'accord est obtenu quelle que soit la puissance lumineuse incidente.

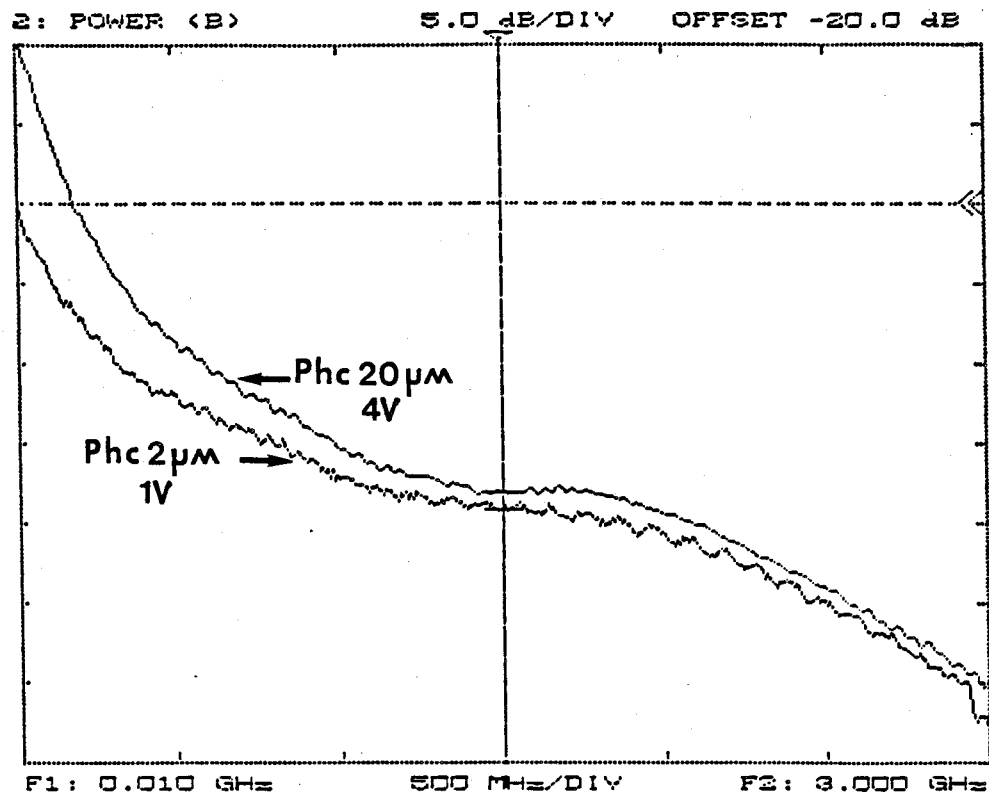


Fig.6-b: S_{21} du photoconducteur GaAs-n en fonction de la fréquence.

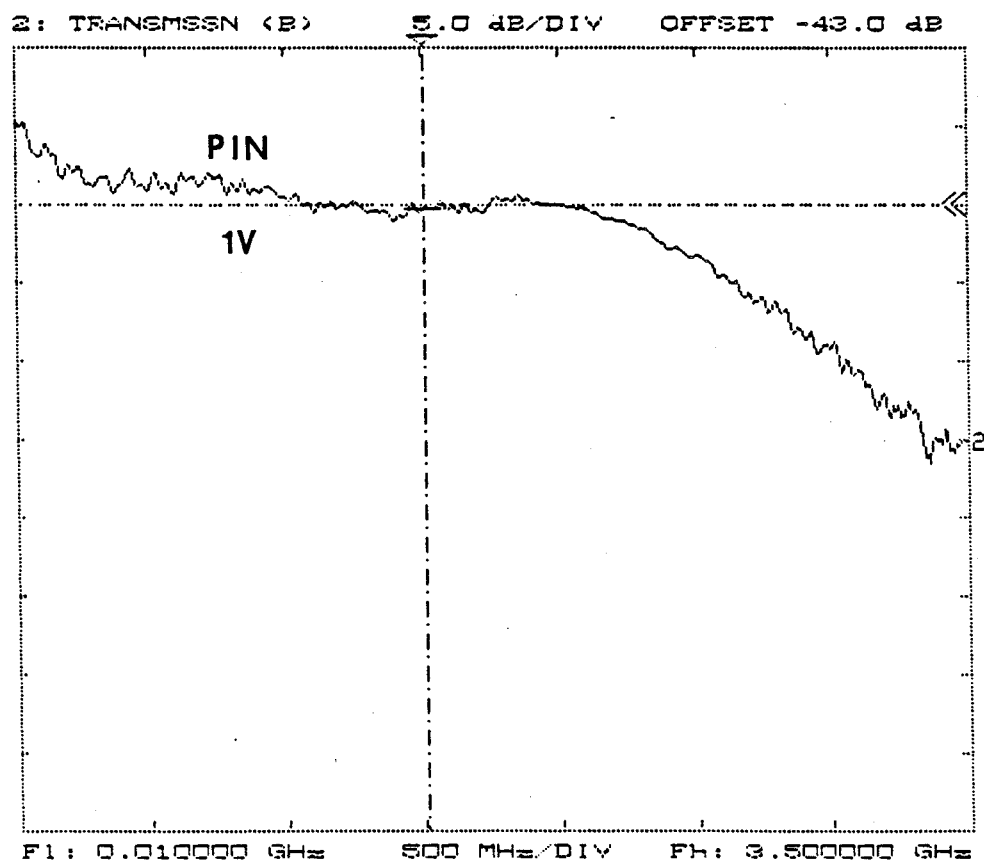
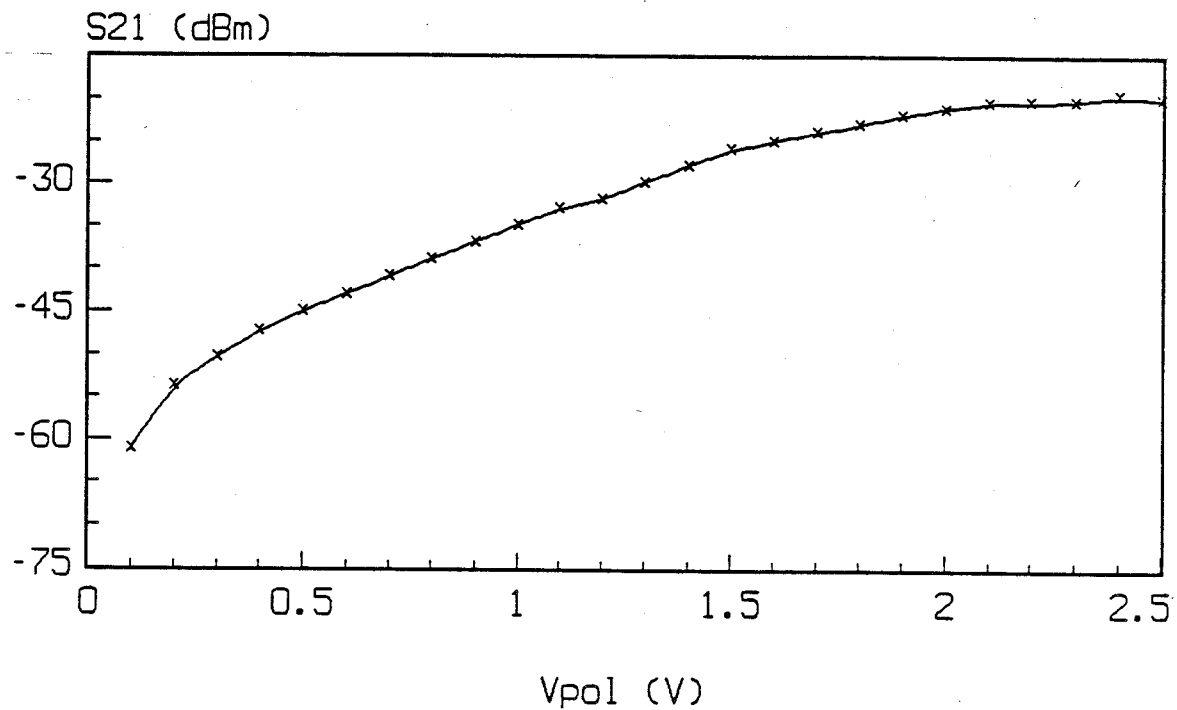


Fig.6-c: S_{21} de la PIN en fonction de la fréquence.

S21 du photoconducteur GaAs-n 2 μ m
à F=1.5GHz



S21 du photoconducteur GaAs-n 20 μ m
à F=1.5GHz

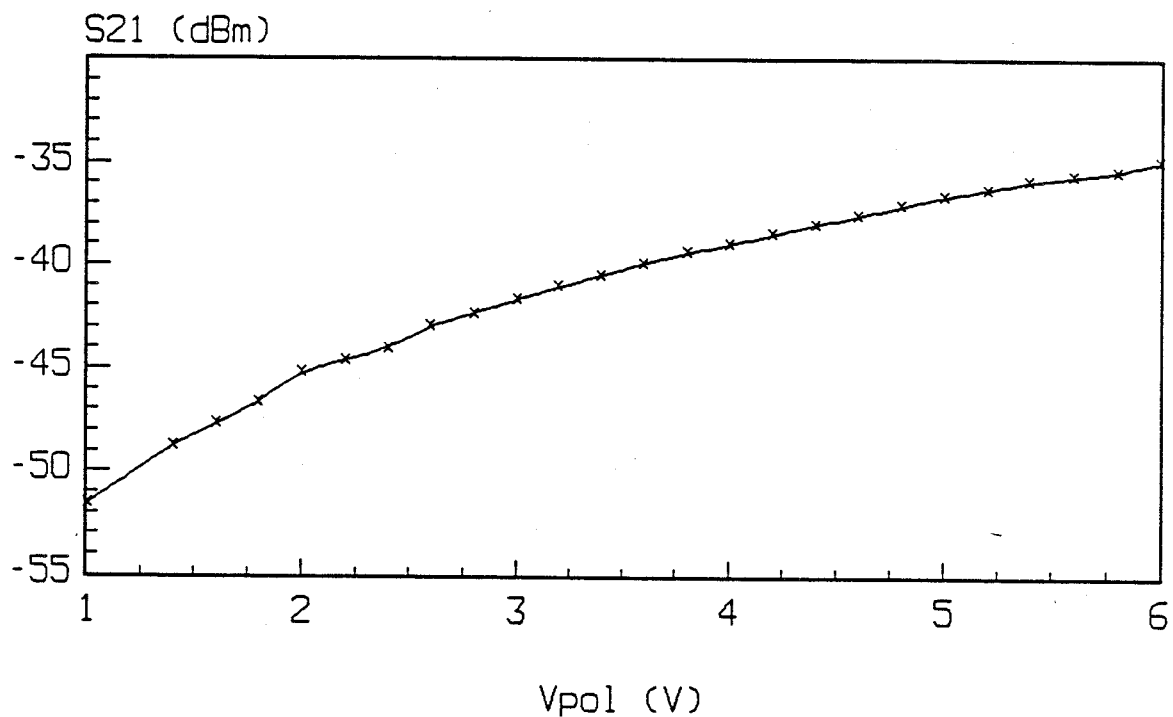


Fig.6-d: S_{21} du photoconducteur GaAs-n en fonction
de la tension de polarisation.

Notons que pour ce type de composant, la fréquence de coupure est faible (inférieure à 1MHz) et elle est d'autant plus petite que la puissance lumineuse est faible. Par contre le produit gain-bande peut être important, supérieur à 1GHz, si le temps de transit τ_t est petit.

Pour étudier le comportement du photoconducteur aux plus hautes fréquences, nous avons modulé le laser à l'aide d'un wobulateur WILTRON 6659B, dans la bande 10MHz-3GHz, et nous avons relevé la fonction de transfert S_{21} permettant la comparaison du signal électrique issu du photoconducteur au signal électrique modulant le laser, à l'aide d'un analyseur scalaire (WILTRON 562), pour les distances interélectrodes 2 et 20 μ m et à puissance optique identique (Fig.6-b). Nous constatons que l'amplitude du signal diminue fortement au fur et à mesure que la fréquence augmente, puis devient constante à partir de 1GHz et ceci quelle que soit la distance interélectrode. La coupure que nous observons aux environs de 2GHz est celle du laser, que nous avons étalonné au préalable à l'aide d'une photodiode PIN de bande passante 7GHz fabriquée au LEP [15] (Fig.6-c).

Notons qu'en haute fréquence ($f \gg 1/(2.\pi.\tau_v)$) la relation (5) devient:

$$G(f) \approx \frac{1}{\tau_t} \times \frac{1}{2.\pi.f} \quad (13)$$

où τ_v n'intervient plus. Donc le gain de la structure ne dépend plus que de l'inverse du temps de transit.

Pour vérifier ceci, nous avons relevé l'évolution du S_{21} en fonction de la tension de polarisation à la fréquence 1.5GHz (Fig.6-d). Nous constatons effectivement que le signal augmente au fur et à mesure que la tension de polarisation augmente puis atteint une saturation qui correspond à celle du temps de transit dans la structure.

Notons que cette saturation est atteinte pour une tension voisine de 2V pour le photoconducteur de distance interélectrode 2 μ m, alors qu'elle est supérieure à 6V ainsi que l'on pouvait s'y attendre pour un photoconducteur de 20 μ m de distance interélectrode.

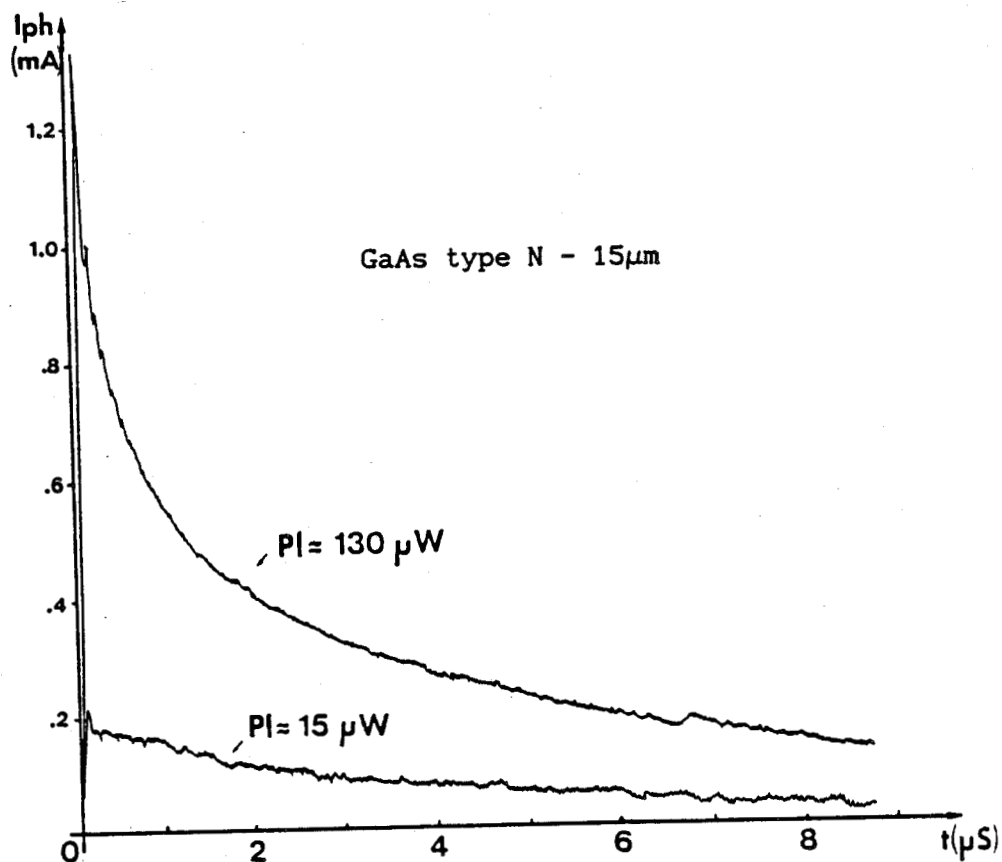


Fig.7: Réponse picoseconde à tension de polarisation constante pour deux puissances lumineuses ($\lambda = 0.54 \mu\text{m}$).

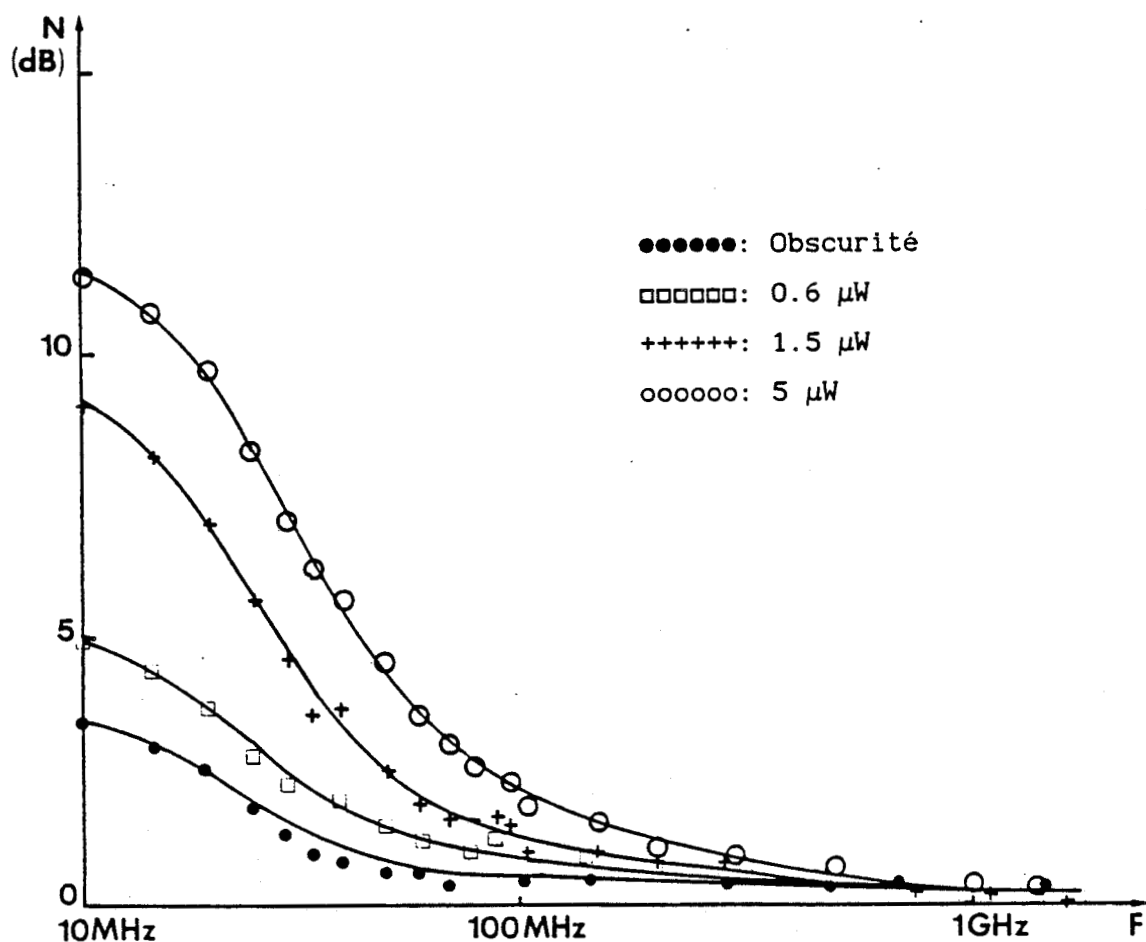


Fig.8: Mesures de bruit du photoconducteur GaAs-n - 15 μm

C-Réponse impulsionnelle:

Une réponse impulsionnelle typique du photoconducteur GaAs de type N obtenue à l'aide d'un laser Argon à modes bloqués de longueur d'onde $0.54\mu\text{m}$ (ces expériences ont été effectuées au L.A.S.I.R.), est présentée Fig.7; elle montre une décroissance très lente, conséquence directe de la valeur importante de la durée de vie des porteurs photocréés.

D- Bruit:

Rappelons que le bruit de génération-recombinaison dû à l'éclairement s'exprime sous la forme:

$$\langle i_{gr}^2 \rangle = \frac{4.q.I_{ph}.G_o.B}{1+(2.\Pi.\tau_v.f)^2} \quad (9)$$

En introduisant dans cette relation, l'expression du gain dynamique (eq.5) on obtient:

$$\langle i_{gr}^2 \rangle = 4.q.I_{ph}.(G^2(f)/G_o).B \quad (14)$$

Pour comparer l'importance du bruit d'obscurité et du bruit de génération dû à l'éclairement, nous présentons Fig.8 le spectre du bruit du photoconducteur GaAs de type N, en obscurité et sous éclairement pour différentes puissances lumineuses.

Le niveau 0dB correspond au bruit présenté par une résistance de 50Ω à 293°K .

Trois remarques s'imposent:

- * le bruit dû à l'éclairement augmente lorsque la puissance lumineuse augmente.
- * le bruit diminue lorsque la fréquence augmente.
- * le bruit d'obscurité est négligeable devant celui dû à l'éclairement tant que la puissance lumineuse est supérieure à $1\mu\text{W}$.

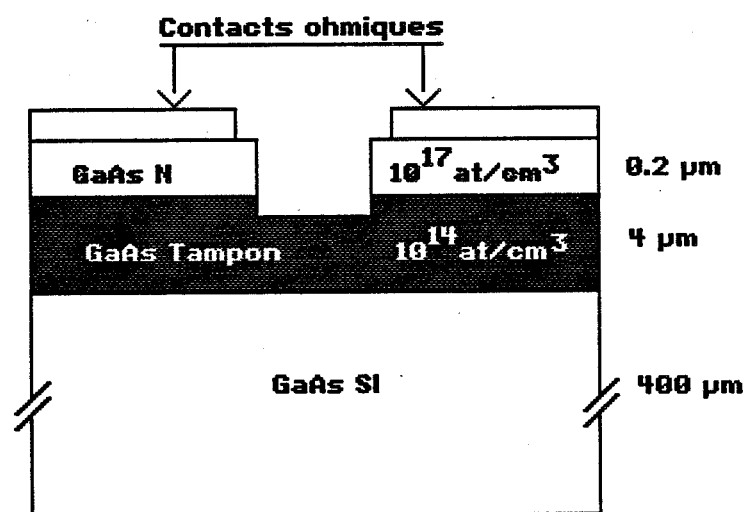


Fig.9: Photoconducteur GaAs Tampon.

E- Conclusion:

L'étude du photoconducteur GaAs de type N montre que ce détecteur présente un gain de photoconduction interne important (10^4 à 10^7) qui a été interprété en termes de phénomène de piégeage [2] en surface des trous photocrées, engendrant ainsi une durée de vie des porteurs photocrées très grande. Cette durée de vie a une incidence directe sur la réponse dynamique du composant, qui est du type "passe-bas", et sur la réponse impulsionnelle qui présente un temps de descente très grand. En revanche, le produit gain-bande d'un tel composant peut être supérieur à 1GHz.

Enfin le modèle analytique que nous avons présenté, permet de reproduire fidèlement et donc d'expliquer nos observations expérimentales.

Dans le paragraphe suivant, nous présentons l'étude que nous avons menée sur le photoconducteur GaAs de type Tampon.

IV- Etude du photoconducteur GaAs de type Tampon:

Un paramètre important pouvant contribuer au contrôle de la durée de vie, donc du gain du photoconducteur est la nature du matériau semiconducteur utilisé.

Nous nous proposons donc, dans ce paragraphe, d'étudier les performances du photoconducteur GaAs de type T (non intentionnellement dopé, le dopage résiduel étant d'environ 10^{14} At/cm³) moins bien connu et de les comparer à celles du photoconducteur GaAs de type N, afin d'établir l'influence du dopage sur la durée de vie des porteurs libres.

A- Etude statique:

L'étude a été menée sur un photoconducteur GaAs tampon fabriqué au laboratoire; une coupe transversale du composant est donnée fig.9.

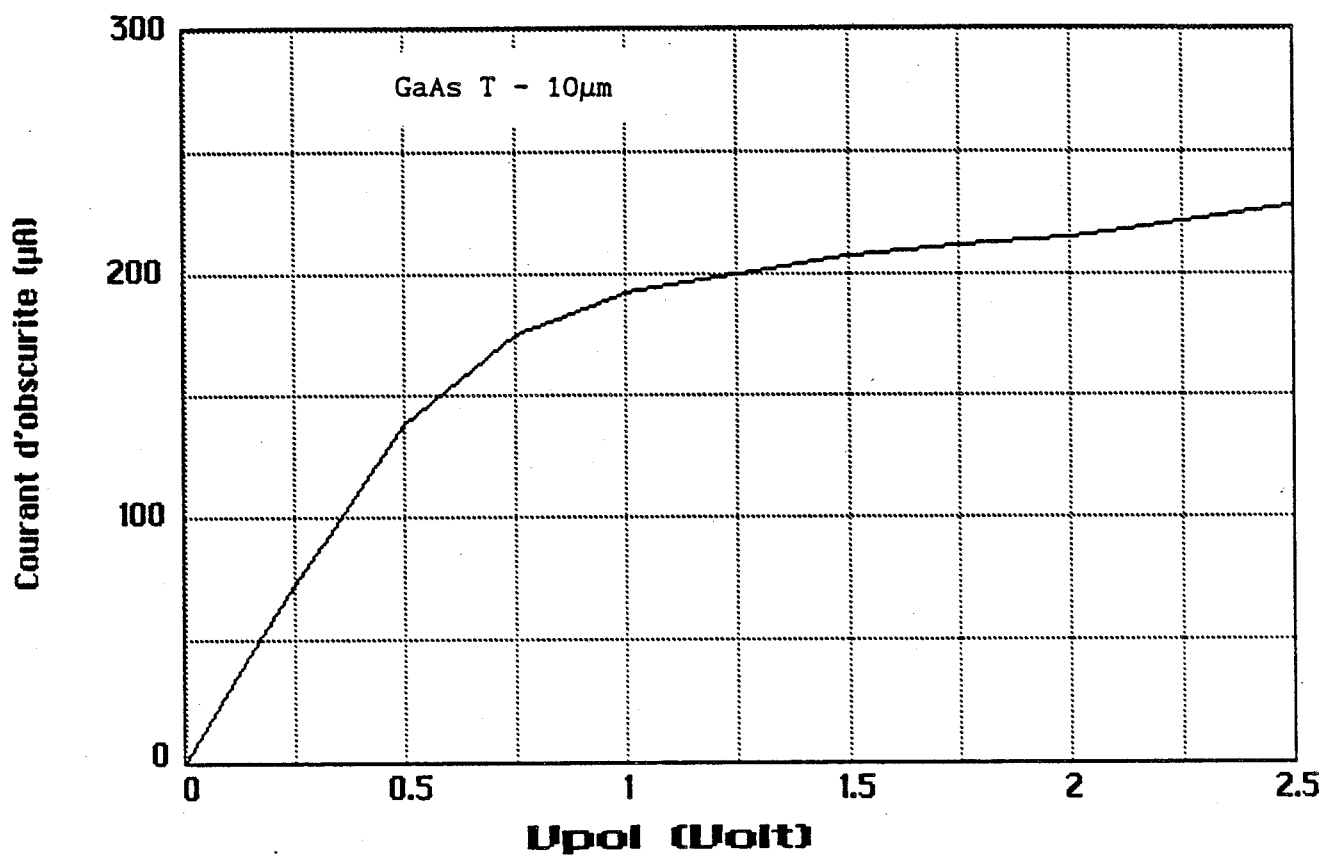


Fig.10: Courant d'obscurité fonction de la tension de polarisation.

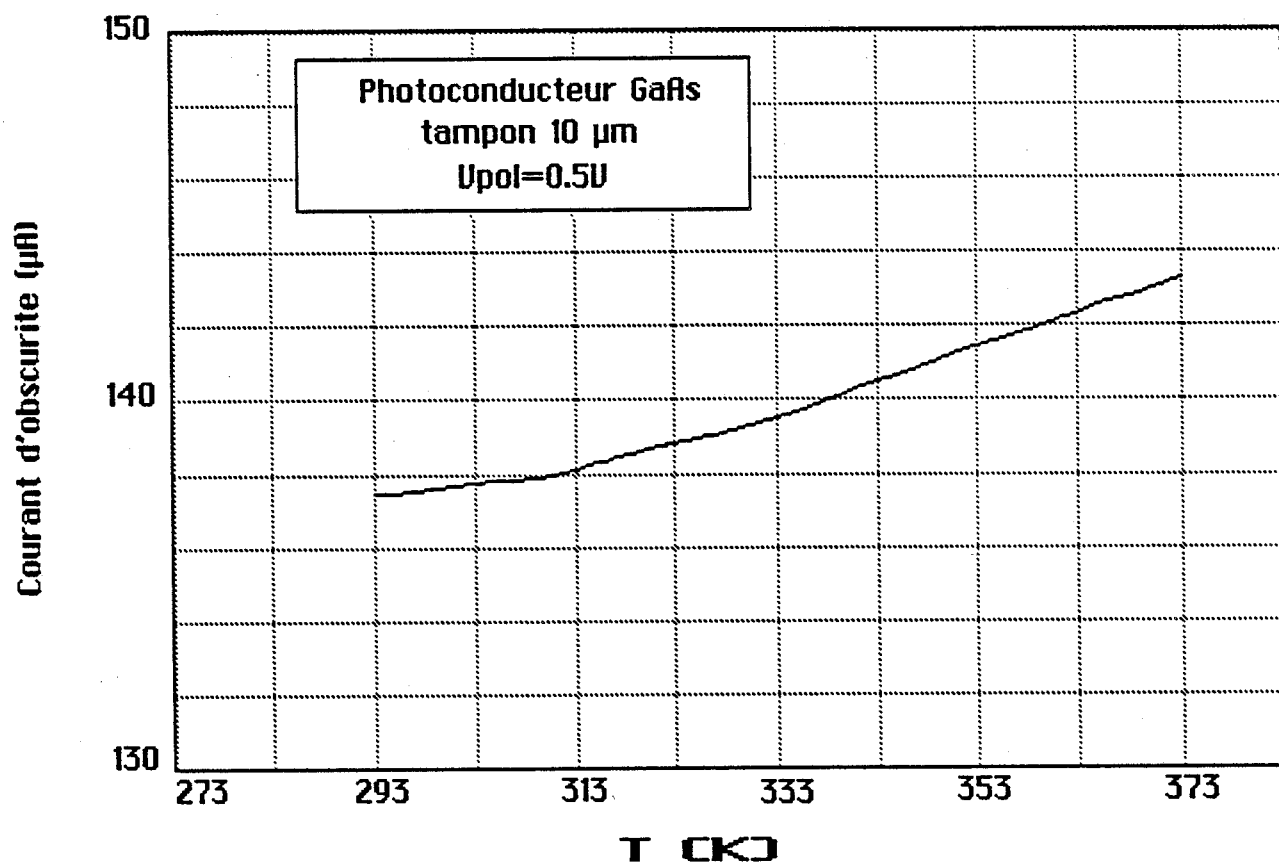


Fig.11: Courant d'obscurité fonction de la température.

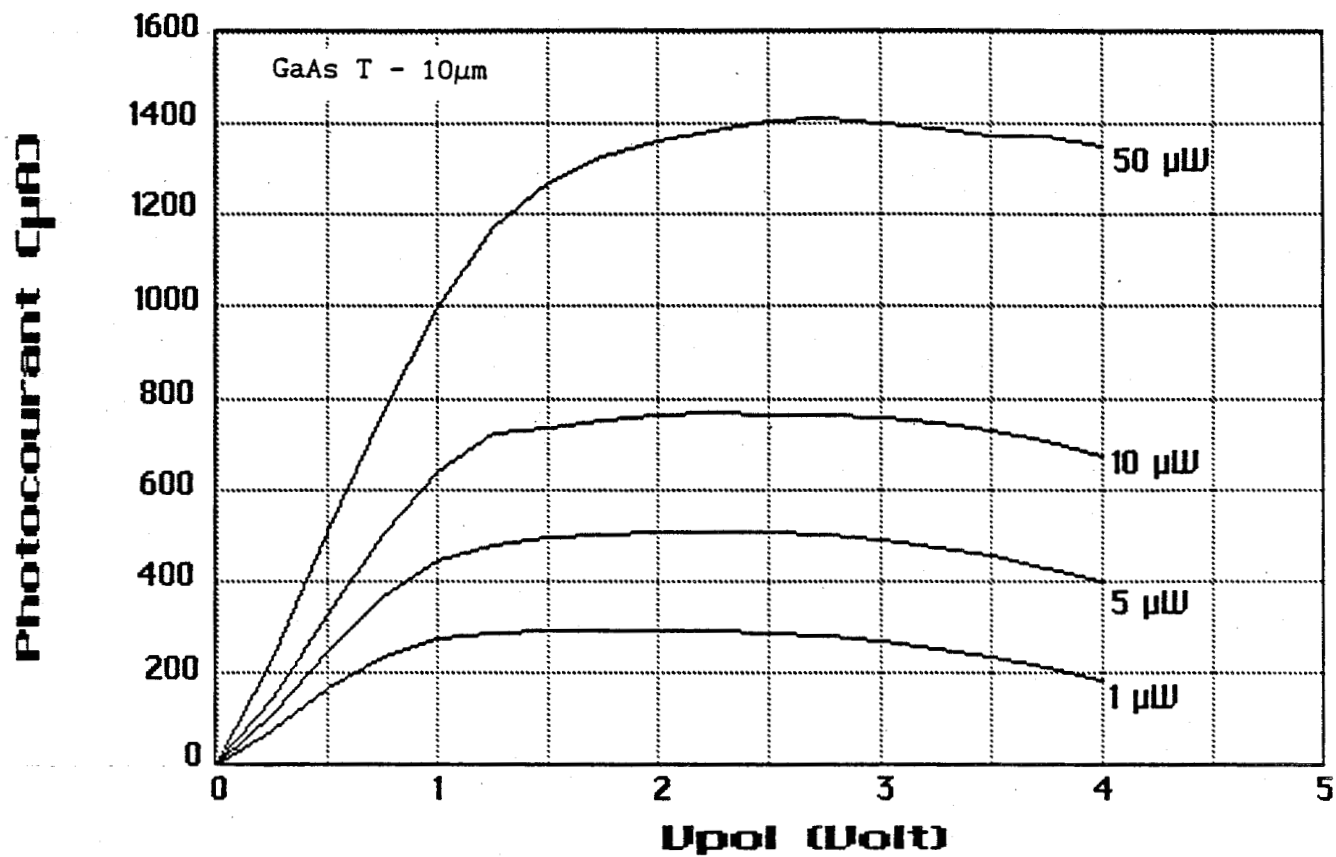


Fig.12: Photocourant fonction de la tension de polarisation pour différentes puissances lumineuses.

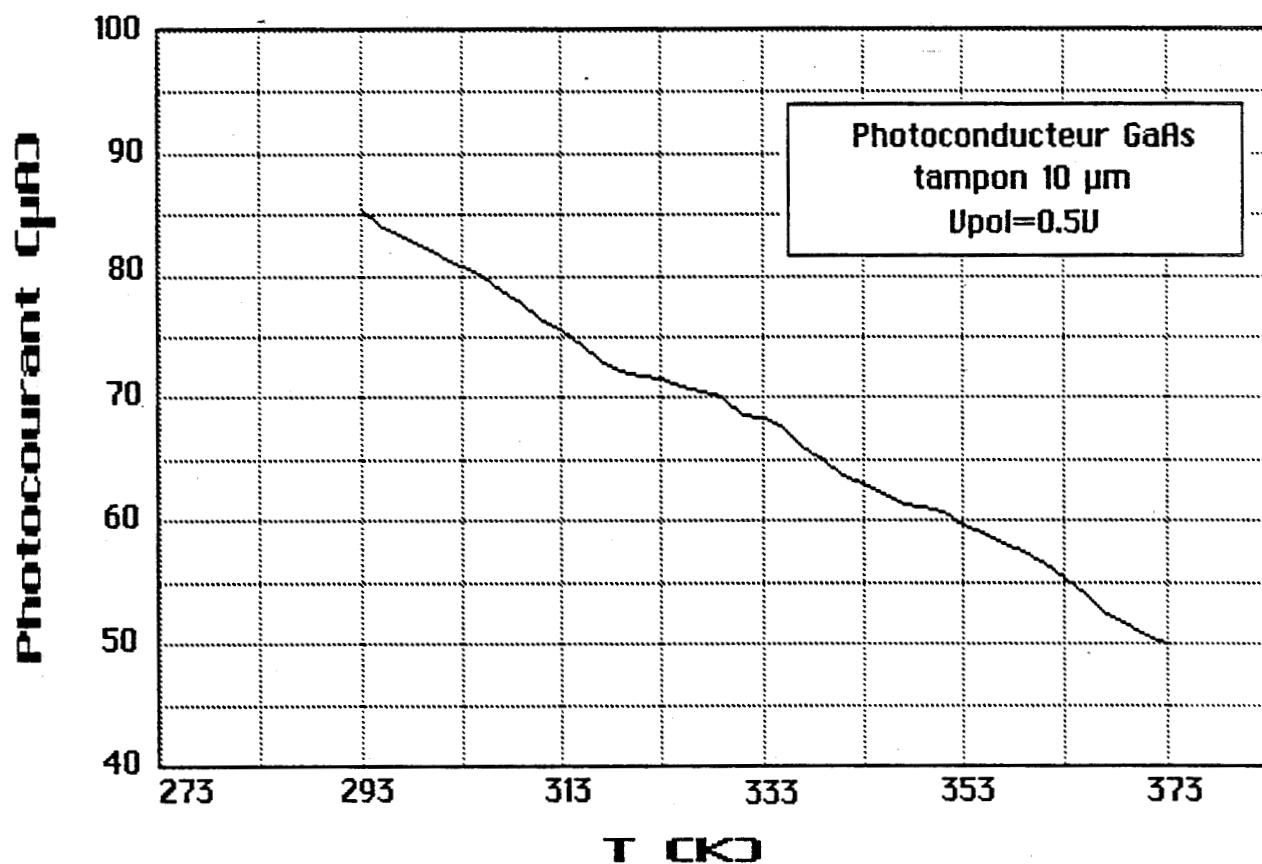


Fig.13: Photocourant fonction de la température.

A-1: Courant d'obscurité:

Nous avons relevé, dans un premier temps, l'évolution du courant d'obscurité en fonction de la tension de polarisation à la température ambiante pour un photoconducteur de distance interélectrode $10\mu\text{m}$ (Fig.10). Nous constatons, comme prévu, que le courant d'obscurité est beaucoup plus faible (jusqu'à cent fois) que dans le cas du photoconducteur de type N.

Nous avons ensuite étudié l'influence de la température de fonctionnement sur l'évolution du courant d'obscurité (Fig.11). Nous constatons que le courant d'obscurité augmente quand la température augmente. Ce résultat n'est pas surprenant, puisque le nombre de porteurs libres augmente lorsque la température augmente [1].

A-2: Gain statique:

La figure 12 représente une évolution typique du photocourant du photoconducteur GaAs de type T de distance interélectrode $10\mu\text{m}$, éclairé à l'aide d'un laser He-Ne émettant à la longueur d'onde $0.63\mu\text{m}$, en fonction de la tension de polarisation pour différentes puissances lumineuses. Deux remarques importantes se dégagent:

- * le photocourant augmente quand la tension augmente, passe par un maximum puis décroît légèrement, mais cette décroissance est négligeable si nous la comparons à celle qui a lieu dans le cas du photoconducteur de type N, ce qui signifie probablement que l'échauffement de la couche active est très amoindri dans le cas du photoconducteur Tampon.
- * le gain, comparé à celui du photoconducteur GaAs de type N (10^4 à 10^7), est beaucoup plus faible (10 à 10^3), ce qui s'explique par une diminution de la durée de vie moyenne des paires électron-trou.

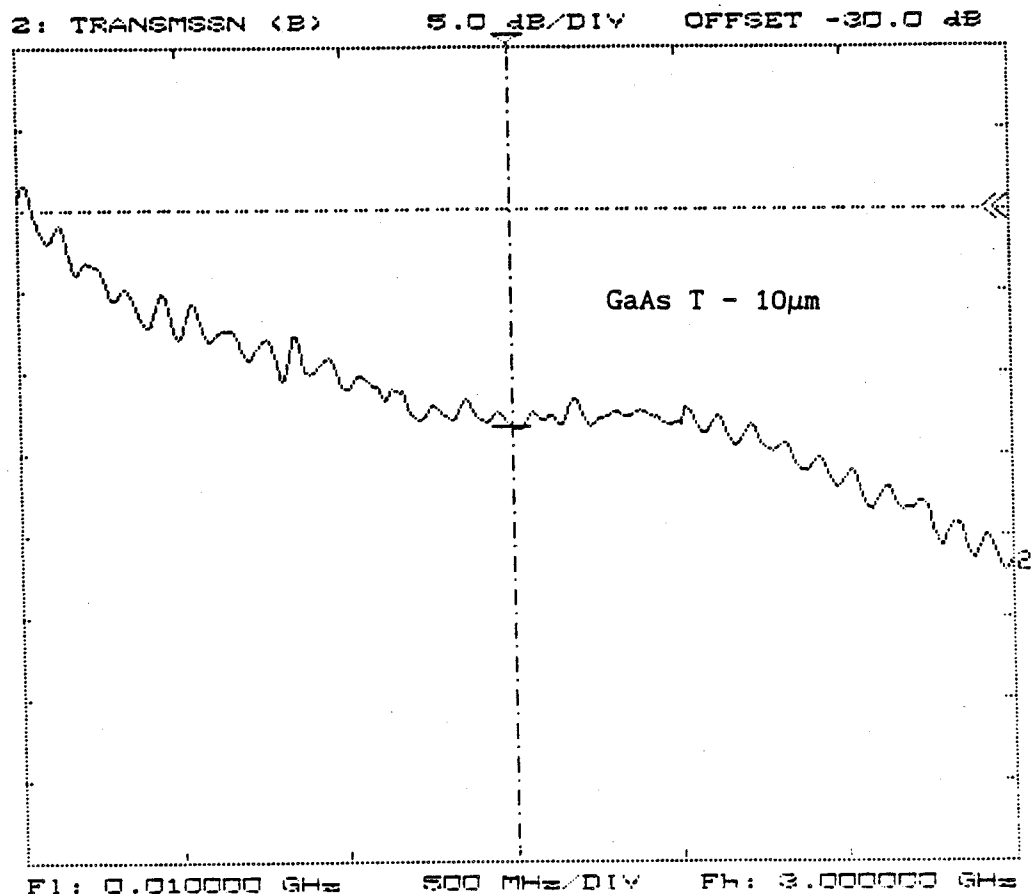


Fig.14: S_{21} du photoconducteur GaAs-T en fonction de la fréquence à $V=4V$.

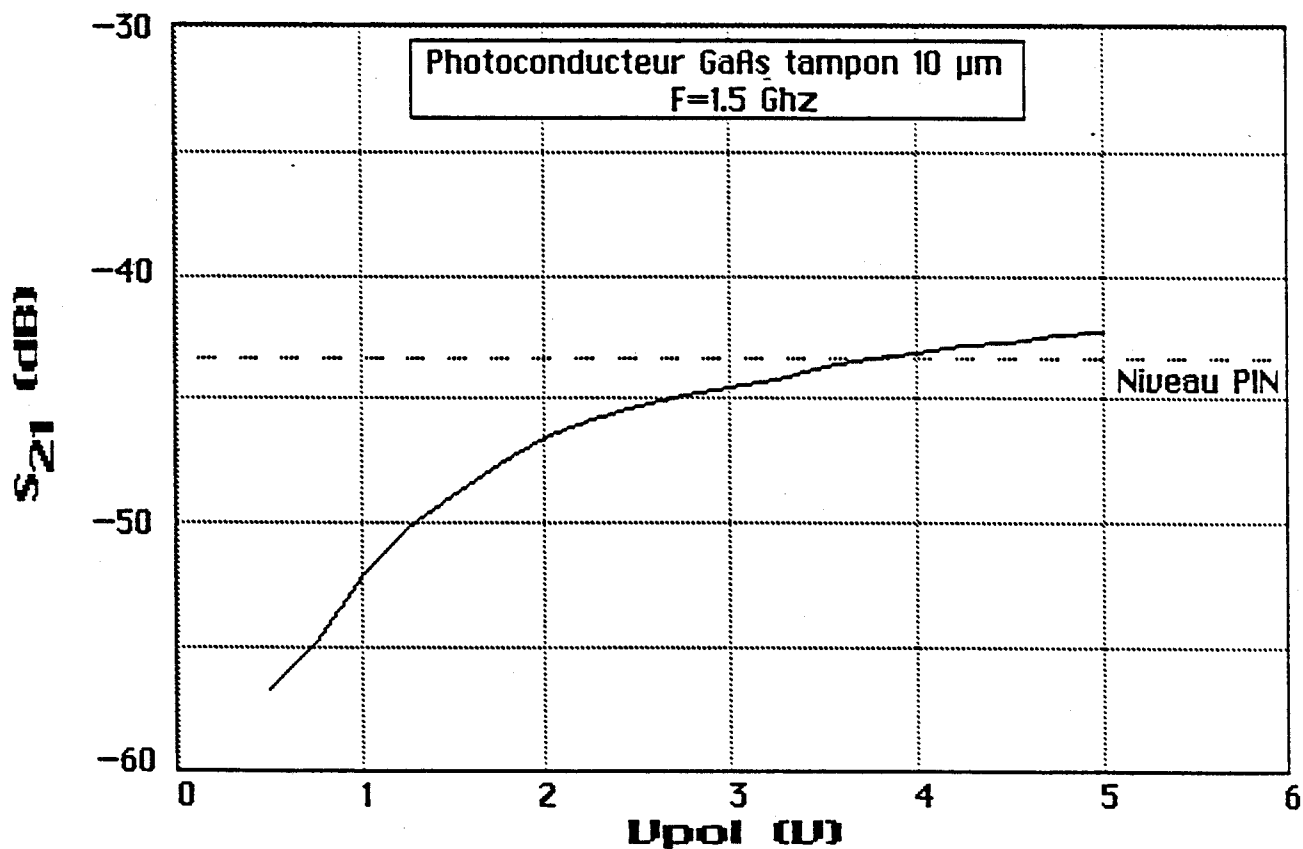


Fig.15: S_{21} du photoconducteur GaAs-T en fonction de la tension de polarisation.

De même que pour le photoconducteur GaAs de type N, nous avons relevé l'évolution du photocourant en fonction de la température de fonctionnement (Fig.13), et ici aussi nous observons une décroissance du photocourant au fur et à mesure que la température augmente, ce qui correspond à une diminution de la durée de vie des porteurs photocréés.

B: Etude dynamique:

B-1: Gain dynamique:

Comme pour le photoconducteur de type N, nous avons relevé l'évolution de la fonction de transfert S_{21} du photoconducteur GaAs tampon de distance interélectrode $10\mu\text{m}$ en fonction de la fréquence (Fig.14). Nous constatons que l'amplitude du signal diminue au fur et à mesure que la fréquence augmente jusqu'à 1GHz puis devient constante. Cette diminution, comparée à celle obtenue dans le cas du photoconducteur de type N, est moins importante ce qui est compatible avec un gain basse fréquence moins important. Nous avons pu vérifier que pour les fréquences plus élevées la fonction de transfert S_{21} du photoconducteur tampon est comparable à celle du photoconducteur de type N.

La figure 15 représente l'évolution de la fonction de transfert S_{21} du photoconducteur en fonction de la tension de polarisation à la fréquence 1.5GHz, ainsi que celle d'une photodiode PIN ayant une surface photosensible équivalente à celle du photoconducteur testé. Nous constatons que le signal augmente quand la tension de polarisation augmente pour atteindre une saturation à une amplitude à peu près égale à celle de la PIN, qui correspond à un gain au maximum égal à l'unité. Ce résultat montre la forte influence du temps de transit τ_t sur le photocourant dynamique du photoconducteur comme nous l'avons observé précédemment dans le cas du photoconducteur GaAs de type N. En outre, puisque le photocourant est comparable à celui d'une PIN, il est probable qu'en haute fréquence, les phénomènes de piégeage du photoconducteur

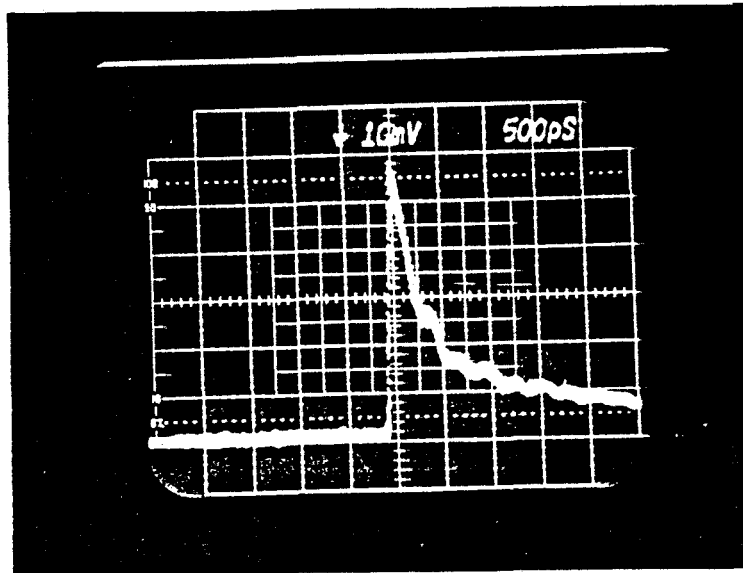


Fig.16: Réponse picoseconde à $V=2V$ et $P_I=0.6\mu W$ ($\lambda = 0.54\mu m$).

GaAs T - $10\mu m$

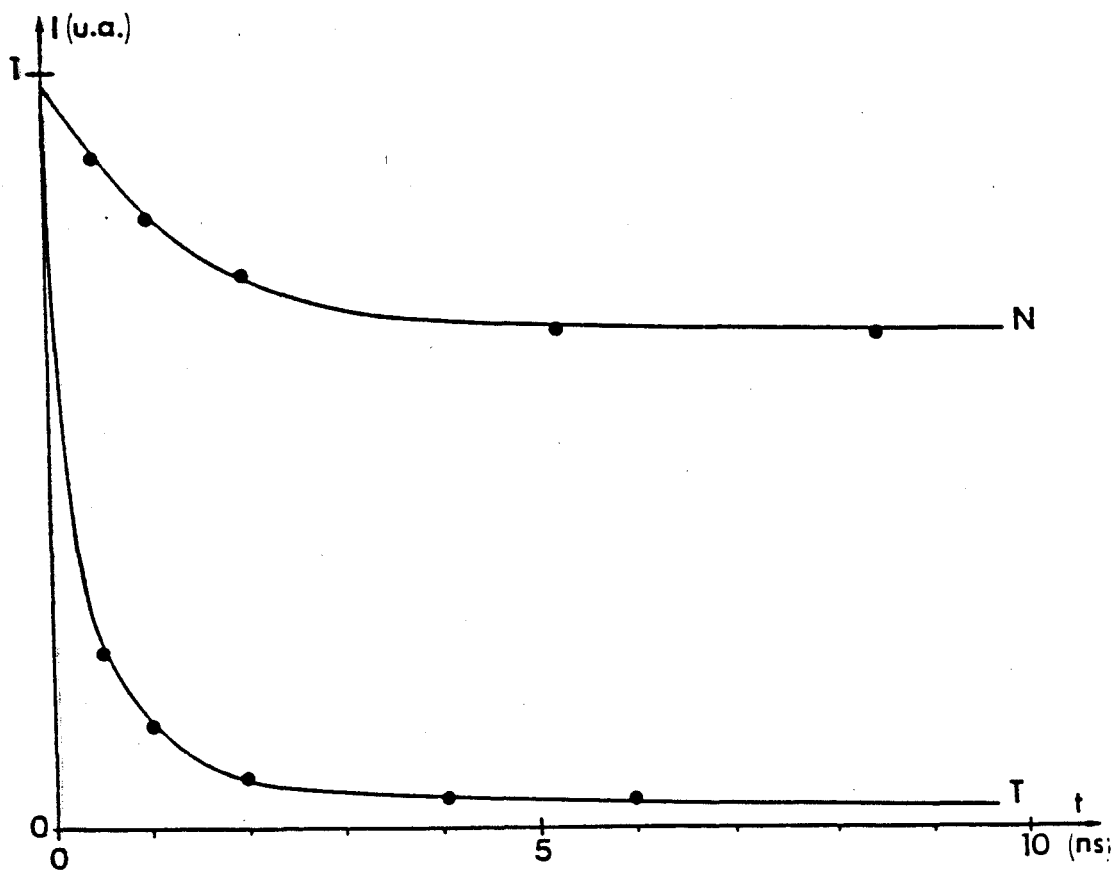


Fig.17: Réponses impulsionnelles de deux photoconducteurs GaAs de même distance interélectrode ($5\mu m$), un de type N, l'autre de type T ($\lambda = 0.54 \mu m$).

n'interviennent plus, ce qui est compatible avec la diminution du gain (ou du photocourant) en fonction de la fréquence jusqu'à 1GHz.

B-2: Réponse impulsionnelle:

Nous avons relevé la réponse impulsionnelle du même photoconducteur à l'aide du laser picoseconde ($\lambda=0.54\mu\text{m}$) (Fig.16). De ce relevé nous pouvons tenter de déterminer la fréquence de coupure du composant. En effet, des études menées au laboratoire [16] ont établi que la fréquence de coupure d'un composant peut être liée directement à sa réponse impulsionnelle par la relation:

$$F_c = 1/(\pi \cdot \tau_{\text{des}}) \quad (15)$$

où τ_{des} représente le temps de descente pris entre 10% et 90% de l'amplitude maximale de l'impulsion.

En utilisant cette relation, nous obtenons une fréquence de coupure de l'ordre de 300MHz pour le photoconducteur GaAs de type T de distance interélectrode $10\mu\text{m}$, valeur en accord avec celle que l'on peut déduire directement de la mesure de S_{21} et qui est largement supérieure à la fréquence de coupure du même photoconducteur mais de type N (de l'ordre de 1MHz).

Pour mieux illustrer cette différence, nous avons reporté sur la figure 17, les réponses impulsionnelles des deux types de photoconducteurs de même distance interélectrode ($5\mu\text{m}$); nous constatons qu'effectivement, le photoconducteur de type T présente une décroissance beaucoup plus nette et rapide (de l'ordre de la nanoseconde) que le photoconducteur de type N, phénomène correspondant donc à une réduction de la durée de vie des porteurs photocrées dans le cas du photoconducteur de type T [17].

B-3: Bruit:

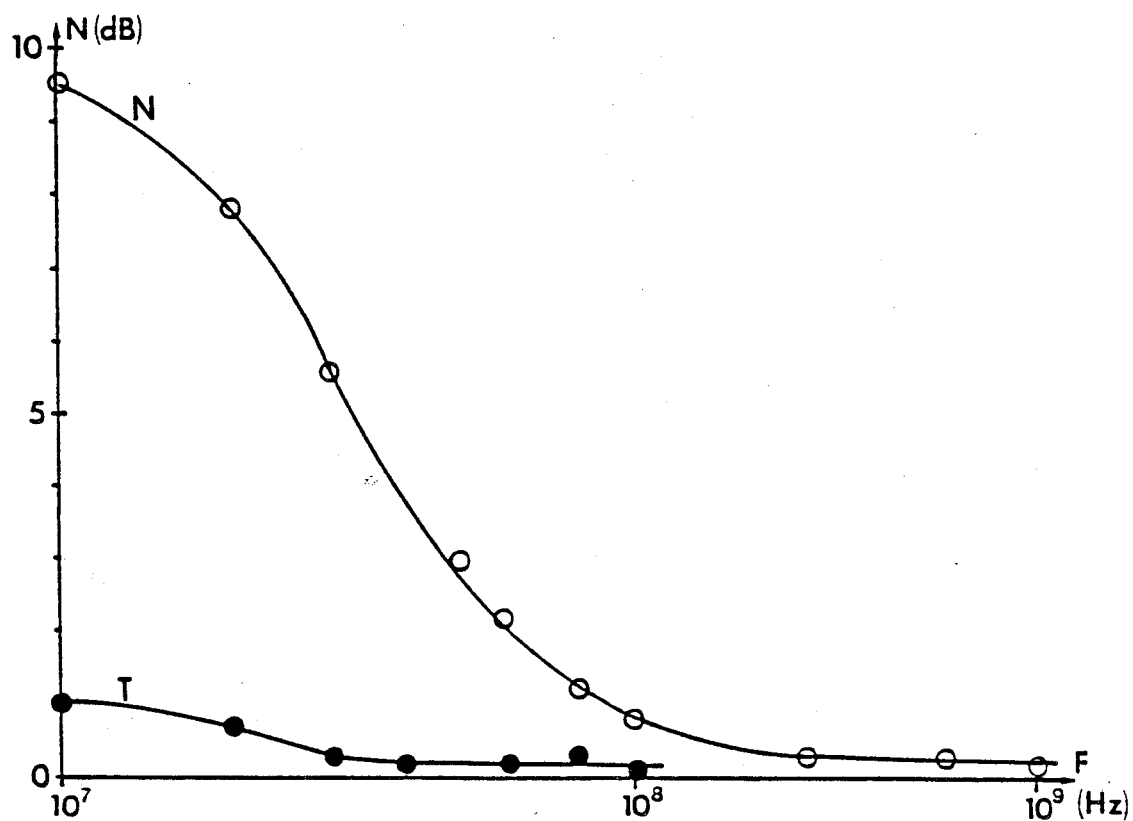


Fig.18: Bruit dû à l'éclairement présenté par un photoconducteur GaAs de type N (o) et de type T (•) - $5\mu\text{m}$

Nous avons également comparé le bruit dû à l'éclairement présenté par le photoconducteur GaAs de type T à celui présenté par le photoconducteur GaAs de type N (Fig.18). Les mesures montrent un bruit plus faible pour le photoconducteur de type T lié à un gain, donc à une durée de vie des porteurs, plus faibles.

V-Conclusion:

Dans ce chapitre, nous avons étudié et comparé les performances de deux types de photoconducteurs GaAs, l'un qui a déjà fait l'objet de travaux au laboratoire et qui est à couche active dopée (GaAs N), et l'autre, moins bien connu, à couche active non intentionnellement dopée (GaAs T). Cette étude a permis de montrer :

- * un gain plus élevé lorsque le dopage est plus important.
- * une réponse impulsionnelle plus rapide, donc une bande passante plus grande, quand le dopage est plus faible.
- * un bruit dû à l'éclairement d'autant plus petit que le dopage est faible.
- * un courant d'obscurité d'autant plus faible que le dopage est faible.

Par ailleurs, cette étude a montré aussi que l'influence de la température de fonctionnement sur le comportement du photoconducteur est la même quel que soit le dopage.

Dans le chapitre suivant, nous étudions un autre type de photodétecteur, connu pour ses performances dynamiques : le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

[1]: Mathieu H.

Physique des Semiconducteurs et des Composants Electroniques

Masson, Paris (1987)

[2]: Vilcot J.P., Decoster D., Raczy L. and Constant M.

Electron. Lett., 20(7), pp 274-275 (1984)

[3]: Gammel J.C., Metze G.M. and Ballantyne G.

IEEE, vol ED 28, n°7, pp 841-849 (1981)

[4]: Sze S.M.

Physics of Semiconductor Devices

New-York: Wiley (2nd Edition 1981)

[5]: Wilson J. and Hawkes J.F.B.

Optoelectronics: an Introduction, London: Prentice-Hall (1983)

[6]: Vilcot J.P., Vaterkowski J.L., Decoster D. and Constant M.

Electron. Lett., 20(2), pp 86-88 (1984)

[7]: Decoster D., Vilcot J.P., Constant M., Ramdani J., Verrielle H. and

Vanbremeersch J.

Electron. Lett., 22(4), pp 193-195 (1986)

[8]: Ramdani J., Verrielle H., Decoster D., Constant M., Vanbremeersch J. and

Razeghi M.

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

[9]: Ramdani J., Decoster D., Vilcot J.P., Gouy J.P. and Razeghi M.

IEE Proc., Pt J, 136(1), pp 83-87 (1989)

[10]: Mallecot F., Vinchant J.F., Razeghi M., Vandermoere D., Vilcot J.P. and

Decoster D.

Appl. Phys. Lett., 53(25), pp. 2522-2524, 1988

[11]: Vinchant J.F., Mallecot F., Decoster D. and Vilcot J.P.

IEE Proc., Part J, 136(1), pp. 72-75, 1989

[12]: Vinchant J.F., Mallecot F., Decoster D. and Vilcot J.P.

Annales des Télécom., 44(3-4), pp. 149-154, 1989

[13]: Vinchant J.F., Mallecot F., Vilcot J.P., Decoster D. and Razeghi M.

Proc.SPIE, 5th European Conf. on Integrated Optics (ECIO'89),
Vol.1141, pp. 14-18, 1989

[14]: Vilcot J.P.

Thèse de doctorat, Lille, 1984

[15]: Gouy J.P., Vilcot J.P., Decoster D., Riglet P., Patillon J.N. and
Martin G.

Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 3, No. 2, pp.47-49, 1990

[16]: Gouy J.P.

Thèse de doctorat, Lille, 1989

[17]: Vilcot J.P., Constant M., Decoster D. and Fauquembergue R.

Physica 129 B (1985), pp. 488-492, North-Holland, Amsterdam.

CHAPITRE II

Etude du MSM GaAs

CHAPITRE II

Etude du MSM GaAs

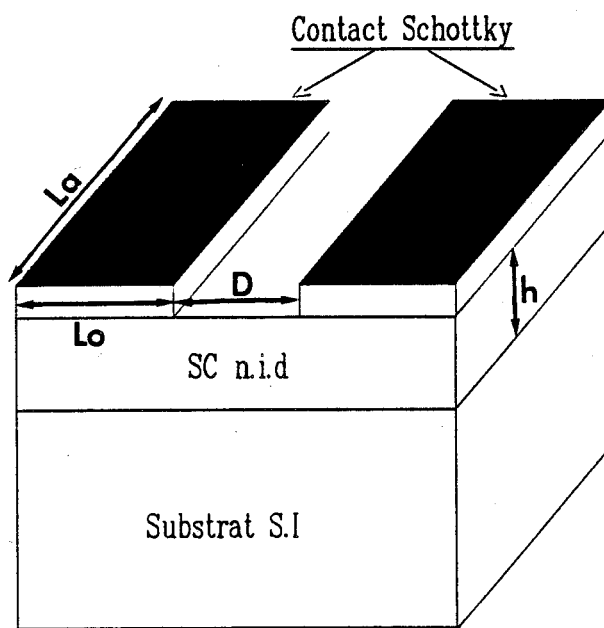


Fig.1: Structure Métal-Semiconducteur-Métal (MSM).

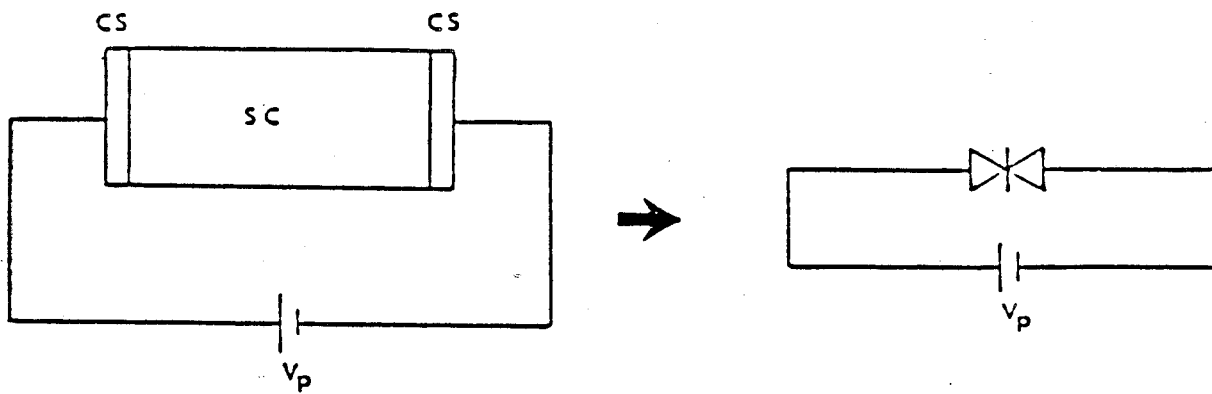


Fig.2: Schéma électrique équivalent d'un MSM.

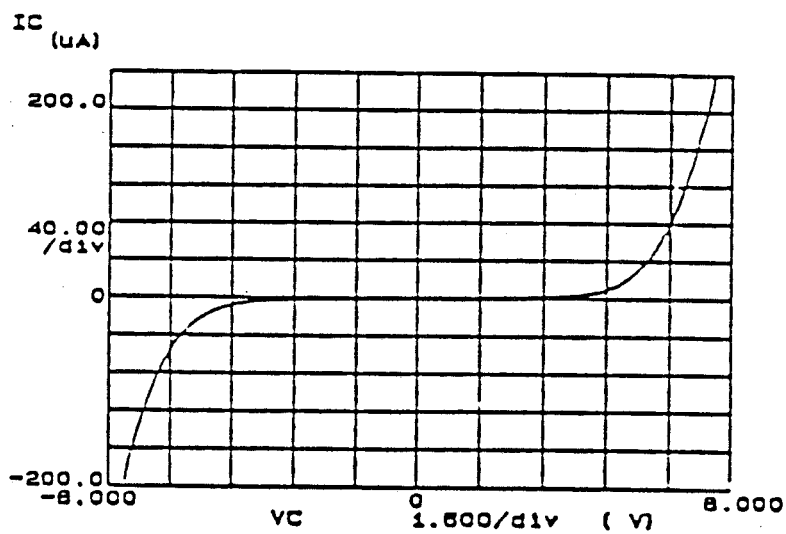


Fig.3: Caractéristique courant-tension typique d'un MSM en obscurité.

CHAPITRE II

Etude du MSM GaAs

Introduction:

Le deuxième type de photodétecteur dont la géométrie et la technologie sont entièrement compatibles avec celles du transistor à effet de champ est le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal (MSM). Il est voué, de part sa facilité de réalisation et de part les potentialités très intéressantes qu'il offre, à un grand avenir dans les circuits optoélectroniques intégrés [1,2,3,4,5]. En effet, des études récentes [6,7,8] montrent que le photodétecteur MSM est un photodétecteur très rapide utilisable pour des applications hyperfréquences.

Dans ce chapitre, nous étudions le photodétecteur MSM GaAs qui nous servira de référence pour l'étude des photodétecteurs MSM sur hétéroépitaxie GaAlAs/GaAs. A ce propos, nous utilisons une simulation numérique bidimensionnelle, développée au sein de l'équipe optoélectronique [9], et nous comparons les résultats calculés aux résultats expérimentaux obtenus sur un MSM GaAs.

I-Structure:

Le photodétecteur MSM est constitué de deux contacts Schottky identiques déposés sur une couche épitaxiée non intentionnellement dopée sur substrat semi-isolant (Fig.1). Nous appelons L_a la largeur de l'électrode, L_o sa longueur, h l'épaisseur de la couche absorbante et D la distance interélectrode.

L'un des contacts Schottky est polarisé en inverse et l'autre en direct, ce qui est équivalent à deux diodes Schottky montées tête-bêche (Fig.2).

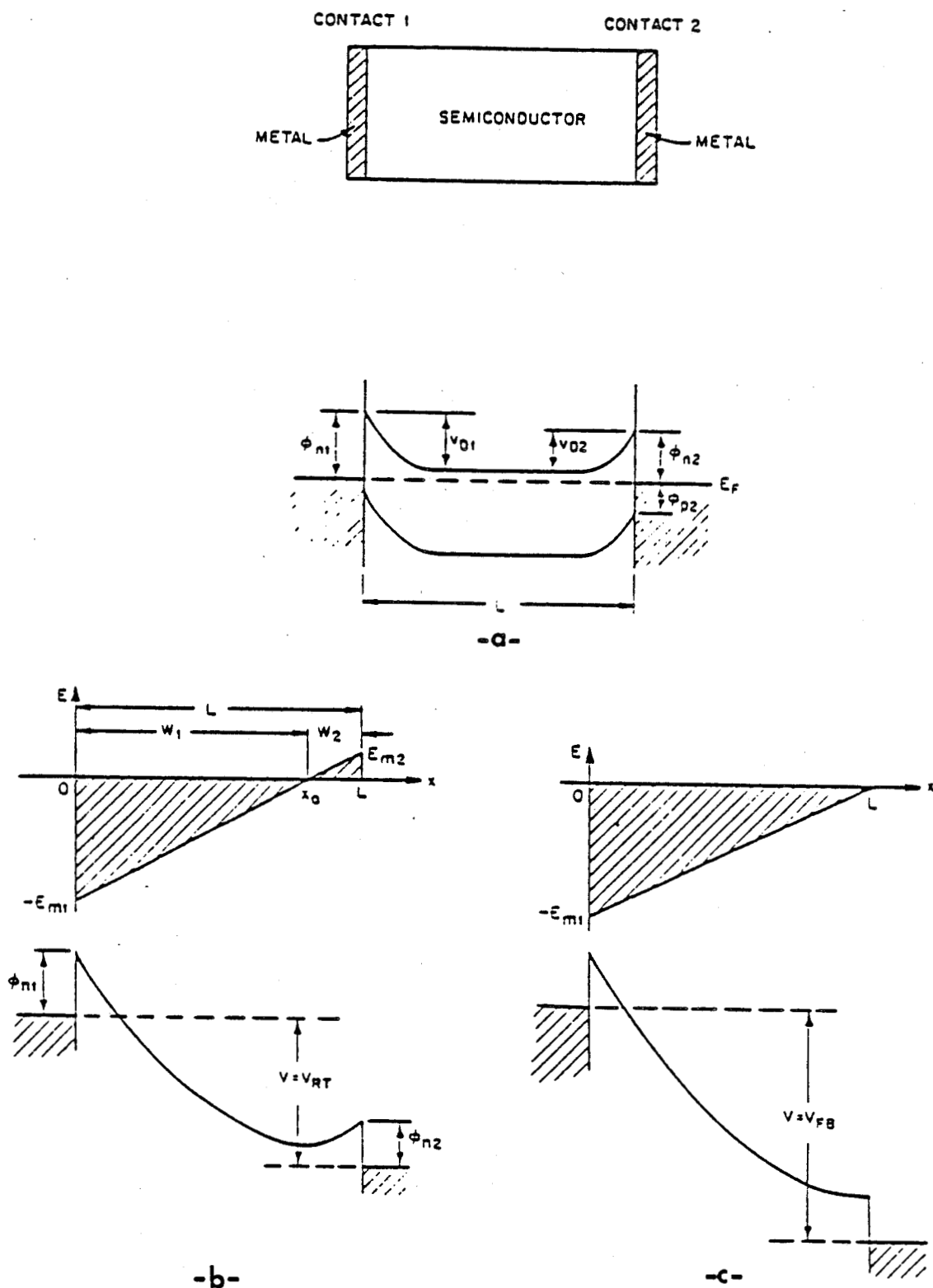


Fig.4: Structure MSM schématisée, sa carte de champ électrique ainsi que son diagramme de bandes:
a/ à l'équilibre thermodynamique.
b/ à la tension V_{RT} .
c/ à la tension V_{FB} .

On utilise aussi des structures interdigitées, qui permettent d'augmenter la surface photosensible du MSM tout en conservant des distances interélectrodes courtes et en conséquence des fréquences de coupures élevées.

II-Principe de fonctionnement:

Hors éclairement, lorsque le MSM est polarisé comme indiqué précédemment (Fig.2), il y a apparition d'un courant, que l'on appelle courant d'obscurité. Une évolution typique de ce courant est donnée Fig.3 [10]; il est conditionné par différents mécanismes physiques dans les différentes régions de la structure; plusieurs auteurs se sont intéressés à l'étude de son origine, en particulier SZE [11]. Nous reprenons ici brièvement les principaux résultats trouvés.

Considérons la structure unidimensionnelle de la Fig.4. A chaque interface métal-semiconducteur, il existe une zone déserte dont l'étendue n'est fonction que de la nature des contacts métalliques (hauteur de la barrière de la jonction métal-semiconducteur V_b), du semiconducteur (dopage, permittivité), et de la tension de polarisation V_p appliquée.

La figure 4 illustre l'évolution du champ électrique et le diagramme de bande d'énergie du MSM à l'équilibre thermodynamique (Fig.4-a) et sous différentes tensions de polarisation. Elle met en évidence deux tensions remarquables pour ce genre de dispositifs:

i)- V_{RT} (Reach-Through voltage): à cette tension, les deux zones désertes présentes à chaque interface métal-semiconducteur se rejoignent (Fig.4-b).

Dans le cas d'une structure MSM symétrique, les tensions de built-in des deux contacts Schottky sont égales (V_b) et la tension V_{RT} est approximativement

donnée par [11]: $V_{RT} \approx \frac{q \cdot N_d \cdot L^2}{2 \cdot \epsilon} - 2 \cdot V_b$

où L est la longueur de la zone déserte, ϵ la permittivité du matériau semiconducteur et N_d son dopage.

ii)- V_{FB} (Flat-Band voltage): à cette tension, le champ électrique est

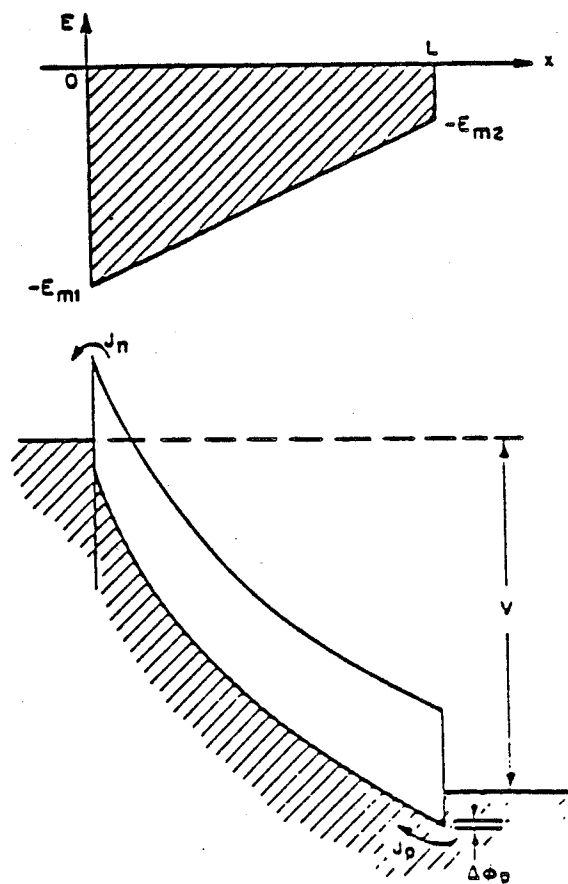


Fig.5: Carte du champ électrique et diagramme de bande d'un MSM pour une tension de polarisation supérieure à V_{FB} .

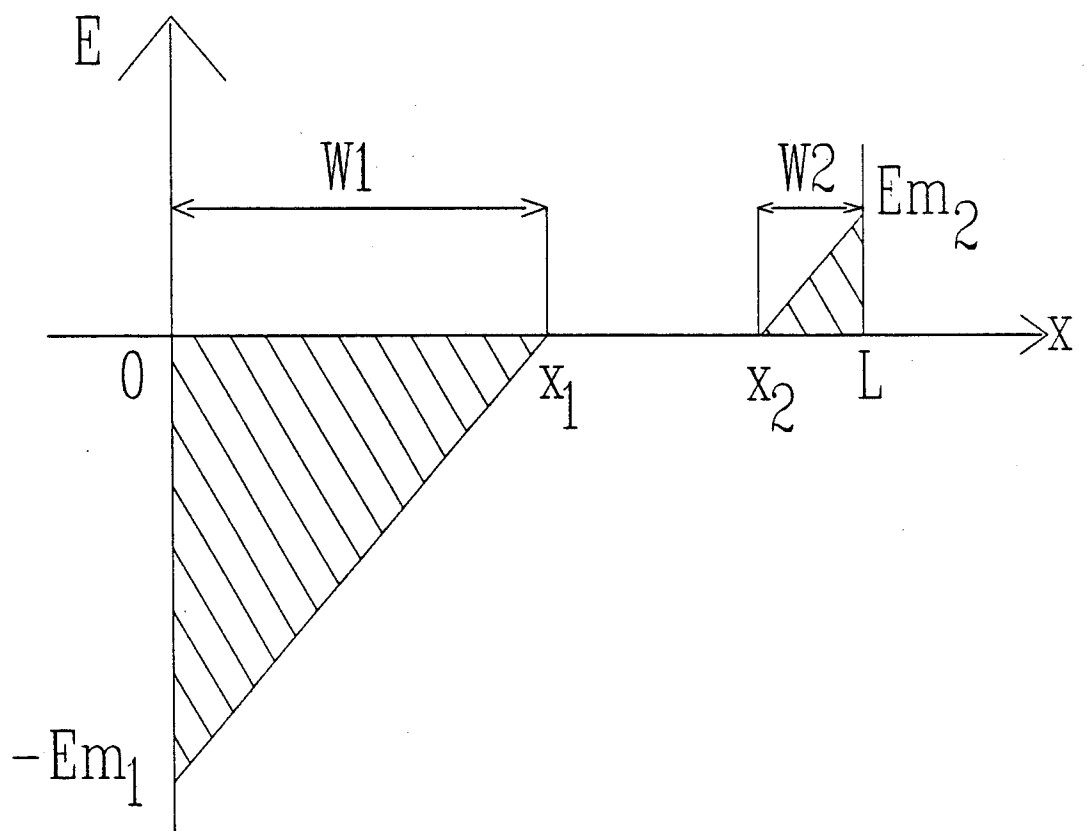


Fig.6: Carte du champ électrique d'un MSM pour $V_p < V_{RT}$

nul sous la seconde électrode, et la bande d'énergie devient plate à ce niveau (Fig.4-c).

Dans le cas d'un MSM symétrique, la tension V_{FB} est donnée par la relation: $V_{FB} = \frac{q \cdot N_d \cdot L^2}{2 \cdot \epsilon}$

que l'on peut relier à V_{RT} par la relation: $V_{FB} = V_{RT} + 2 \cdot V_b$

Pour des tensions supérieures à la tension de flat-band, la structure de bande devient comme indiquée Fig.5, et la tension maximale qui peut être appliquée est limitée par la tension de claquage inverse de la structure, lorsque le champ électrique atteint une valeur suffisamment élevée au niveau de la première électrode. On peut estimer la valeur de cette tension de claquage par la relation [11]: $V_{cla} = E_b \cdot L - V_{FB}$ où E_b est le champ électrique d'amorce du phénomène d'avalanche.

Le courant d'obscurité total est donné par la somme des courants d'obscurité dus aux trous et aux électrons: $I_{obs} = (I_n + I_p)_{obs}$
Pour calculer son expression nous allons distinguer trois cas de figure:

a) $-V_p < V_{RT}$: Pour les faibles tensions de polarisation, le courant d'obscurité des électrons I_{nobs} est conditionné par l'émission thermoionique au dessus de la barrière de potentiel du contact 1; il est donné par [11]:

$$I_{nobs} = S \cdot A^* \cdot T^2 \cdot \exp\left\{\frac{-q \cdot V_b}{k \cdot T}\right\} \cdot \left(\exp\left\{\frac{q \cdot V_p}{k \cdot T}\right\} - 1\right)$$

où S est la surface électrique de l'électrode, A^* la constante de Richardson, k la constante de Boltzmann et T la température.

Le courant des trous I_{pobs} est, quant à lui, un courant de diffusion; en effet, les trous émis par le contact 2 diffusent de l'abscisse x_2 à x_1 (Fig.6). Son expression est donnée par la résolution de deux équations différentielles:

$$\frac{\partial^2 p(x)}{\partial x^2} - \frac{p - p_0}{D_p} = 0$$

$$J_{pobs} = q \cdot D_p \cdot \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=x_1}$$

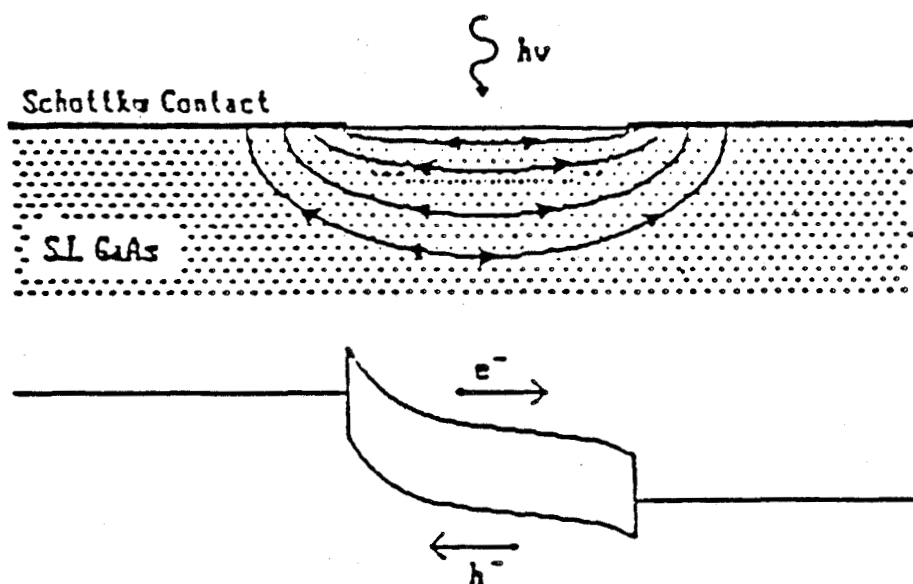


Fig.7: Photocréation des porteurs libres dans un MSM GaAs.

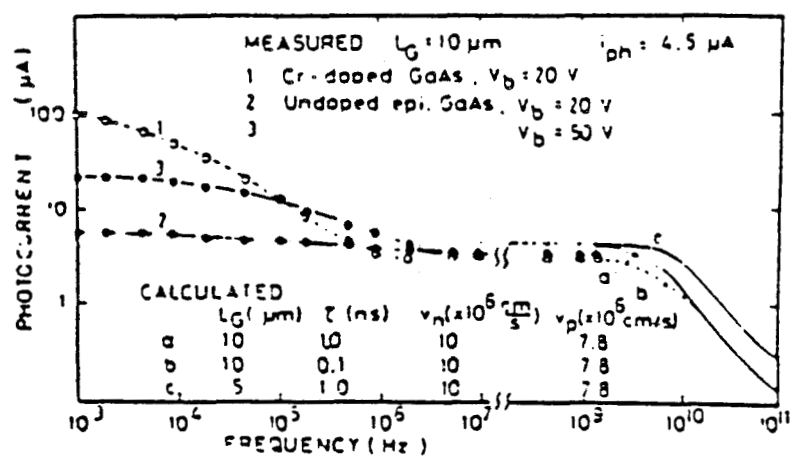


Fig.8: Evolution du photocourant en fonction de la fréquence pour un MSM GaAs, selon Sugeta [12].

b) $-V_{RT} < V_p < V_{FB}$: Pour des tensions supérieures à V_{RT} , le courant I_{nobs} est quasiment égal au courant de saturation inverse:

$$I_{nobs} = S.A^*.T^2.\exp\left\{\frac{-q.V_b}{k.T}\right\}$$

La structure étant complètement désertée, le courant dû aux trous n'est plus fonction des phénomènes de diffusion, et sa valeur se réduit à:

$$I_{pobs} = I_{psat} \cdot \left[\exp\left\{\frac{q}{k.T} \cdot \frac{(V_{FB} - V_p)^2}{4.V_b}\right\} - \exp\left\{\frac{-q.V_b}{k.T}\right\} \right]$$

avec $I_{psat} = S.A^*.T^2.\exp\left\{\frac{-q.V_b}{k.T}\right\}$

c) $-V_p > V_{FB}$: Dans ce cas, fortes tensions de polarisation, les deux courants sont égaux aux courants de saturation inverse: $I_{nobs} = I_{nsat}$ et $I_{pobs} = I_{psat}$

Sous éclaircissement, on génère des porteurs libres qui se dirigent parallèlement au champ électrique vers les contacts métalliques (Fig.7) et donnent naissance à un photocourant.

La figure 8 donne une évolution typique du photocourant en fonction de la fréquence du signal optique incident [12]; nous constatons que le comportement dynamique du MSM se décompose en deux régions:

a)-Aux basses et moyennes fréquences, un effet de gain est constaté [13]; il pourrait avoir deux origines:

i)-L'effet du gain est dû à la multiplication des porteurs par effet d'avalanche [14] dans les régions où règne un très fort champ électrique (en sortie d'électrode). Nous reviendrons ultérieurement sur ce point pour l'étudier plus en détail car cet effet serait très intéressant à condition que l'on puisse le contrôler.

ii)-Le gain, comme nous l'avons vu pour les photoconducteurs, est régi par un mécanisme de piégeage.

b)-Au delà de ces fréquences, le MSM se comporte comme une photodiode dont le rendement quantique est au maximum égal à l'unité et dont la fréquence de coupure est gouvernée par le temps de transit si la capacité est faible.

III-Modélisation du MSM:

Pour étudier les propriétés et prévoir les performances du photodétecteur MSM, il est nécessaire de posséder un modèle assez complet qui puisse décrire correctement la dynamique des porteurs dans le composant. Dans ce cadre, un modèle mathématique introduisant le caractère bidimensionnel que présente le MSM, a été développé au sein de l'équipe optoélectronique [9], qui permet de déterminer l'influence de chaque paramètre sur les performances de la structure.

La modélisation s'appuie sur la résolution, à deux dimensions, de l'équation de Poisson, des équations de courants et de continuité, et sur la définition de la fonction de génération des porteurs.

La méthode de calcul utilisée pour la résolution de ces différentes équations, est celle des différences finies qui permet dans un temps assez court, sur un micro-ordinateur de table, de donner la solution exacte du système.

Ni le phénomène d'avalanche, ni les phénomènes de piégeage, qui peuvent être à l'origine de l'effet de gain observé sur les structures MSM aux basses fréquences, n'ont été pris en compte dans la modélisation.

En revanche, nous tenons compte de la répartition de la puissance lumineuse à l'intérieur de la couche photodéetectrice et du coefficient de réflexion.

Nous donnons dans la suite, quelques résultats remarquables calculés par le modèle, pour différents régimes de fonctionnement.

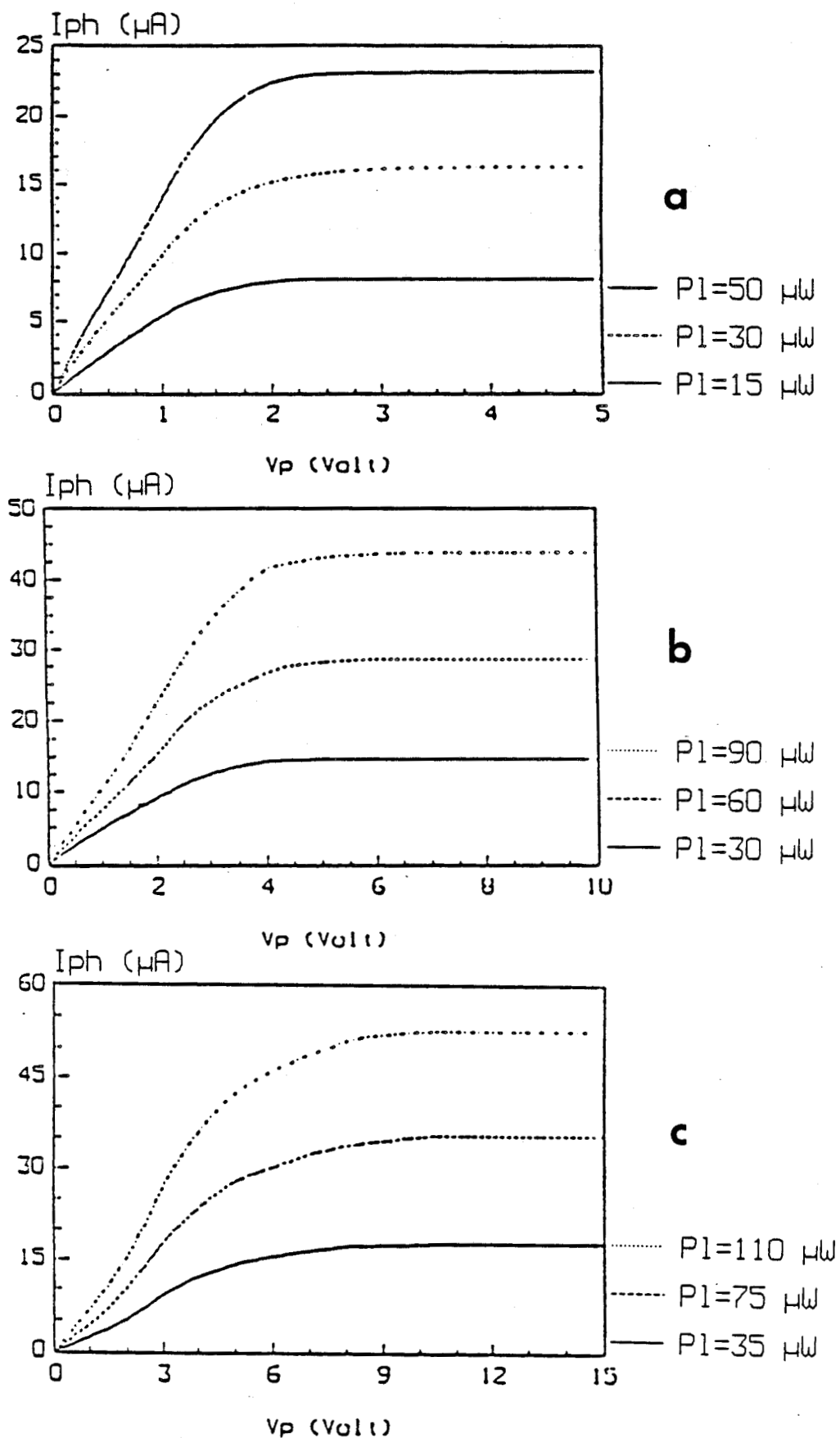


Fig.9: Photocourant statique du MSM GaAs calculé en fonction de la tension de polarisation, pour plusieurs puissances optiques.

a/ $D = 0.5 \mu m$.

b/ $D = 1.5 \mu m$.

c/ $D = 3 \mu m$.

a)-Régime statique:

La figure 9 représente l'évolution du photocourant statique calculé en fonction de la tension de polarisation pour différentes distances interélectrodes D et sous différentes puissances lumineuses (le terme P_i indique la puissance optique incidente sur la couche active comprise entre les électrodes) à la longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$.

Nous constatons que le photocourant augmente au fur et à mesure que la tension de polarisation augmente, pour atteindre une saturation qui est due à la saturation des vitesses des porteurs photocréés. Nous verrons par la suite que dans la réalité, cette saturation n'est pas observée, peut-être à cause d'un effet d'avalanche, qui pourrait avoir lieu pour les fortes tensions de polarisation et qui n'a pas été introduit dans le modèle, comme nous l'avons signalé auparavant. De même que cette simulation ne prend pas en compte un éventuel effet de gain dû à des phénomènes de piégeage.

b)-Régime dynamique:

A priori la fréquence de coupure d'un MSM devrait être fonction de deux paramètres:

- la capacité inhérente à la structure.
- le temps de transit τ_t des porteurs photocréés.

tous deux dépendant des paramètres géométriques du MSM.

A cause de sa structure planaire, la capacité présentée par le MSM est extrêmement faible [15]. En effet, on peut montrer par le calcul [16] qu'elle vaut 30fF pour un MSM GaAs de distance interélectrode $1\mu\text{m}$ et de $1\mu\text{m}$ de largeur d'électrode. Par conséquent, pour un MSM, l'effet de la capacité sur la fréquence de coupure serait quasiment négligeable, et la fréquence de coupure ne sera donc généralement fonction que du temps de transit τ_t . Nous verrons par la suite que les résultats expérimentaux confirment cette

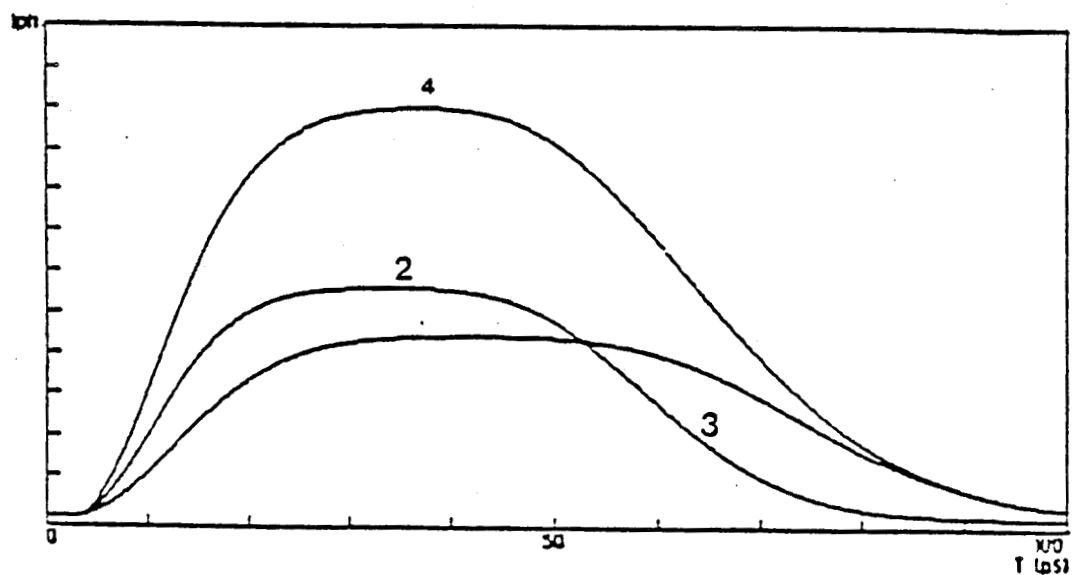
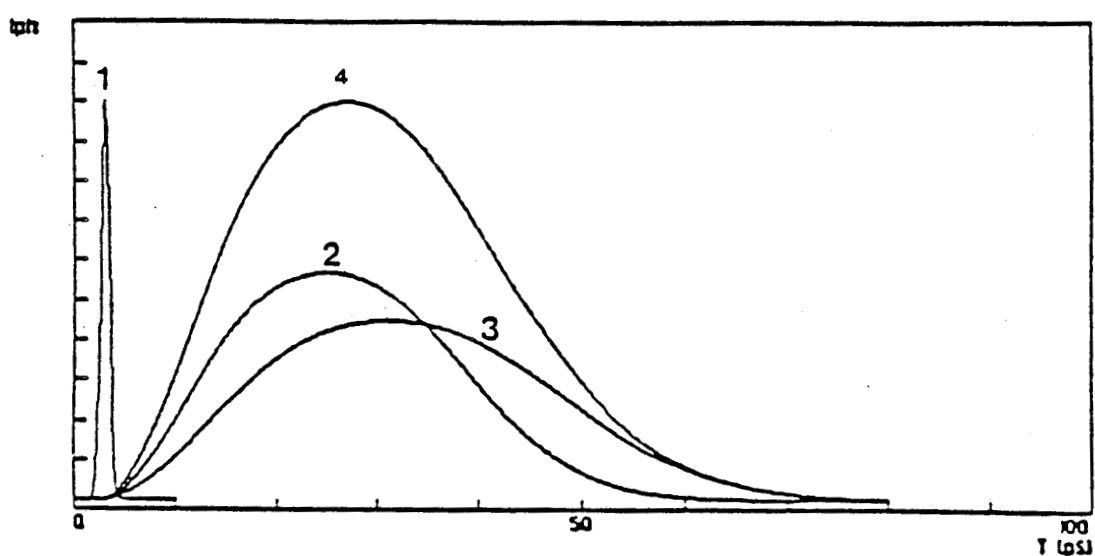
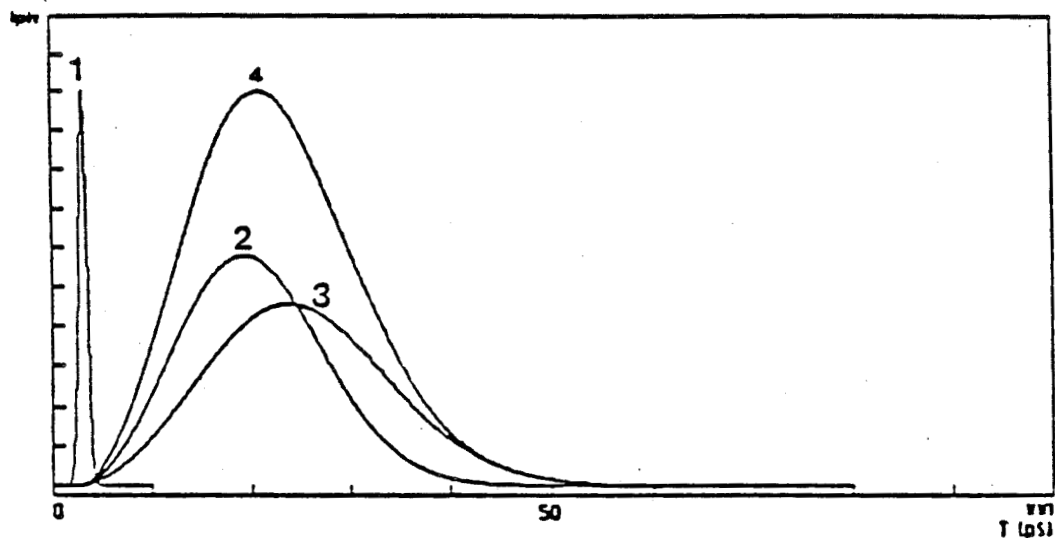


Fig.10: Réponse impulsionnelle du MSM GaAs ($\lambda = 0.83 \mu\text{m}$)
calculée pour différentes distances interélectrodes.
1/ Impulsion lumineuse. 2/ Photocourant d'électrons.
3/ Photocourant de trous. 4/ Photocourant total.

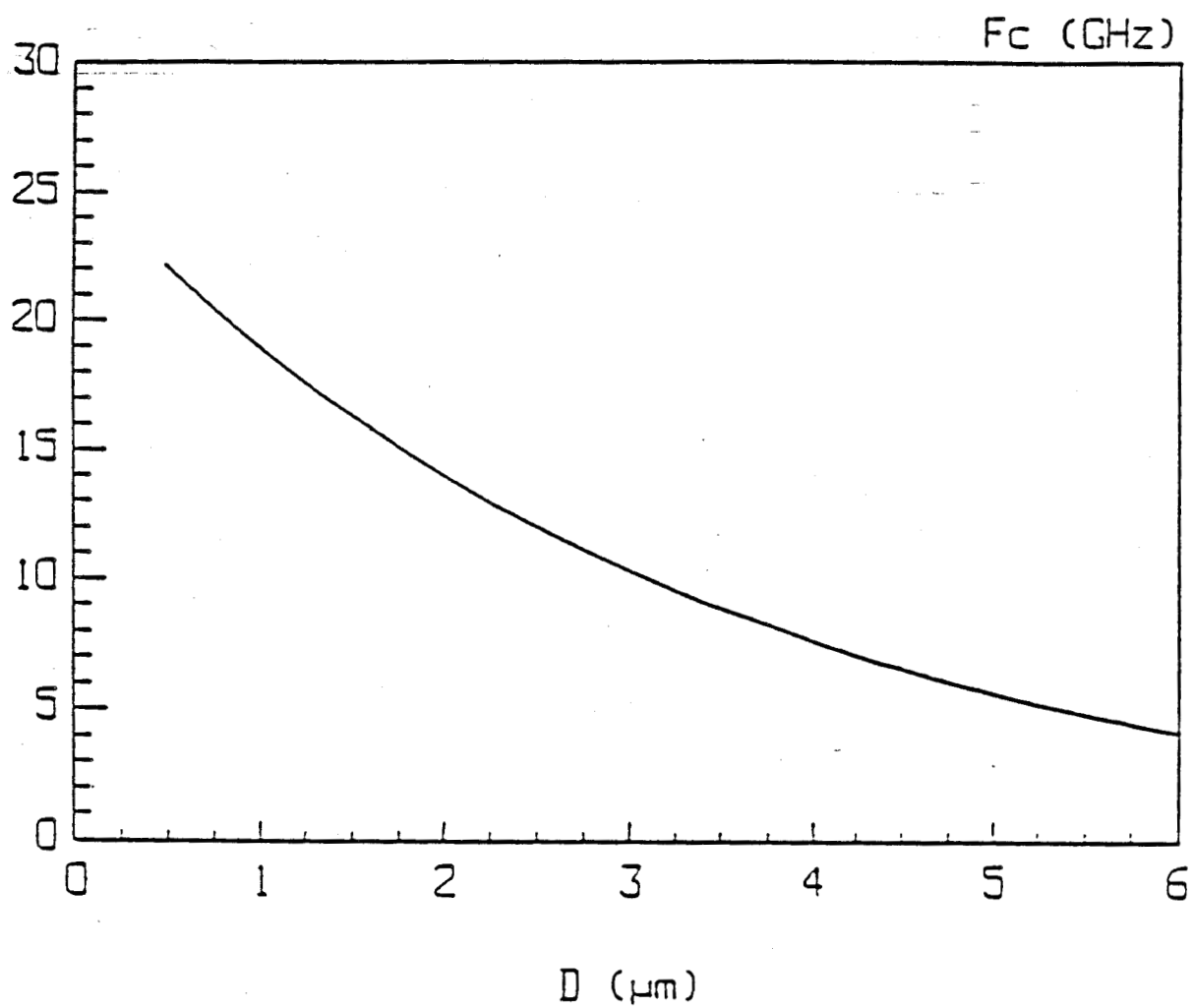


Fig.11: Evolution de la fréquence de coupure du MSM GaAs calculée en fonction de la distance interélectrode.

hypothèse.

A partir du modèle, nous pouvons calculer la réponse électrique du MSM à une impulsion optique très courte. Ainsi, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, par le calcul du temps de descente (τ_{des}) pris entre 10% et 90% de l'amplitude maximale du signal électrique, nous déterminons la fréquence de coupure f_c du photodétecteur à partir de la relation suivante [17]:

$$f_c = 1/(\pi \cdot \tau_{des})$$

La figure 10 présente la réponse impulsionnelle d'un MSM, pour différentes distances interélectrodes ($1\mu m$, $2\mu m$ et $3\mu m$); dans ce calcul, la largeur de l'électrode est de $1\mu m$ et l'épaisseur de la couche absorbante (GaAs n.i.d) est aussi de $1\mu m$; la longueur d'onde du rayonnement incident est $0.83\mu m$.

Nous constatons que la réponse des trous est plus lente que celle des électrons; ceci a pour conséquence un élargissement de la réponse totale du MSM, et donc une dégradation de la fréquence de coupure. La différence entre la réponse des électrons et celle des trous provient de la différence des vitesses des deux types de porteurs dans le semiconducteur.

Nous constatons aussi que plus la distance interélectrode du MSM est grande, plus sa réponse impulsionnelle est large et donc plus la fréquence de coupure est petite. Ceci est dû au fait que le temps de transit des porteurs augmente avec la distance interélectrode.

Sur la figure 11, nous présentons l'évolution de la fréquence de coupure f_c du MSM calculée en fonction de la distance interélectrode; nous remarquons que la fréquence de coupure passe de 22GHz pour une distance interélectrode de $0.5\mu m$ à 10GHz pour une distance interélectrode de $3\mu m$.

L'utilisation d'une structure à grande distance interélectrode permet de faciliter le couplage optique, mais ceci au préjudice du temps de transit qui se trouve augmenté affectant ainsi les propriétés dynamiques du composant.

Nous allons aborder maintenant l'étude expérimentale du photodétecteur MSM GaAs qui nous permettra de comparer les résultats obtenus à ceux calculés

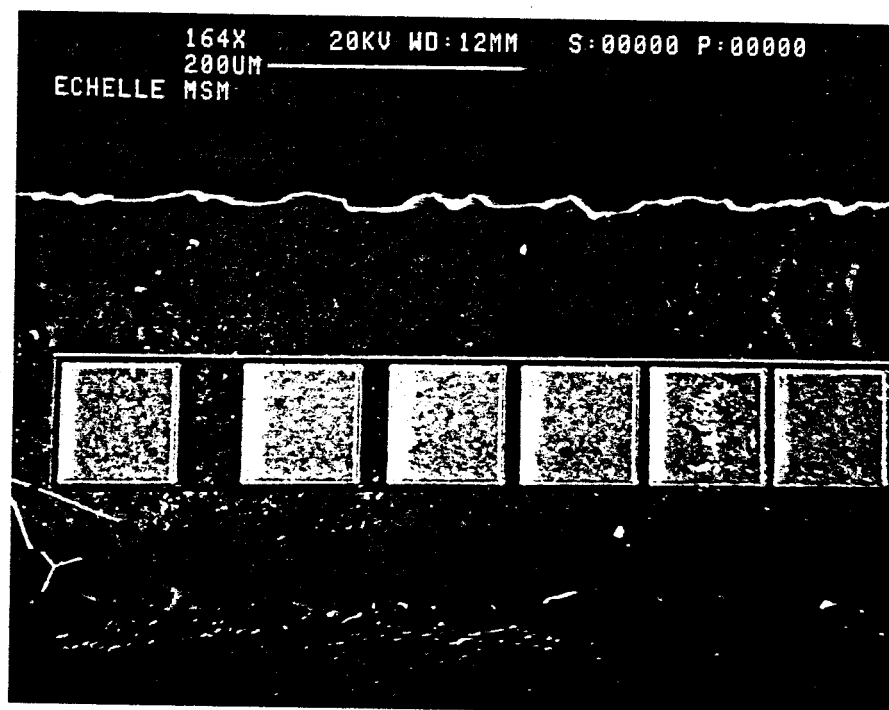
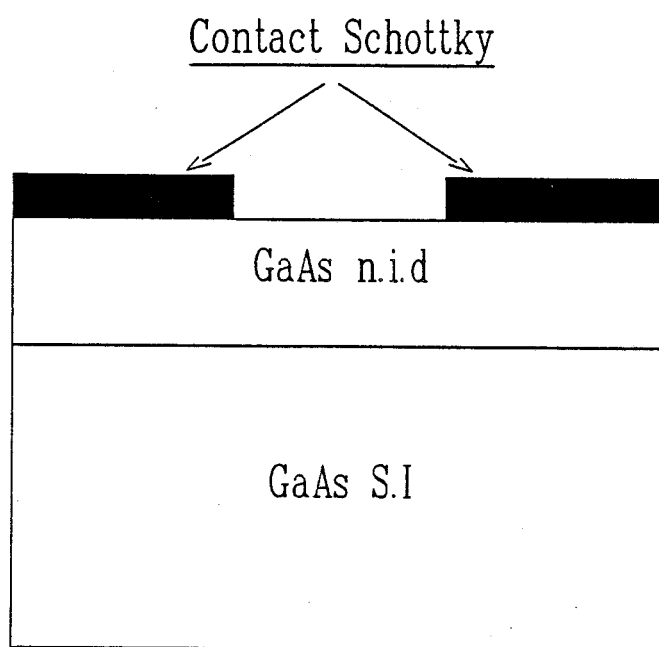


Fig.12: Photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal (MSM).
 Coupe transversale et photographie.

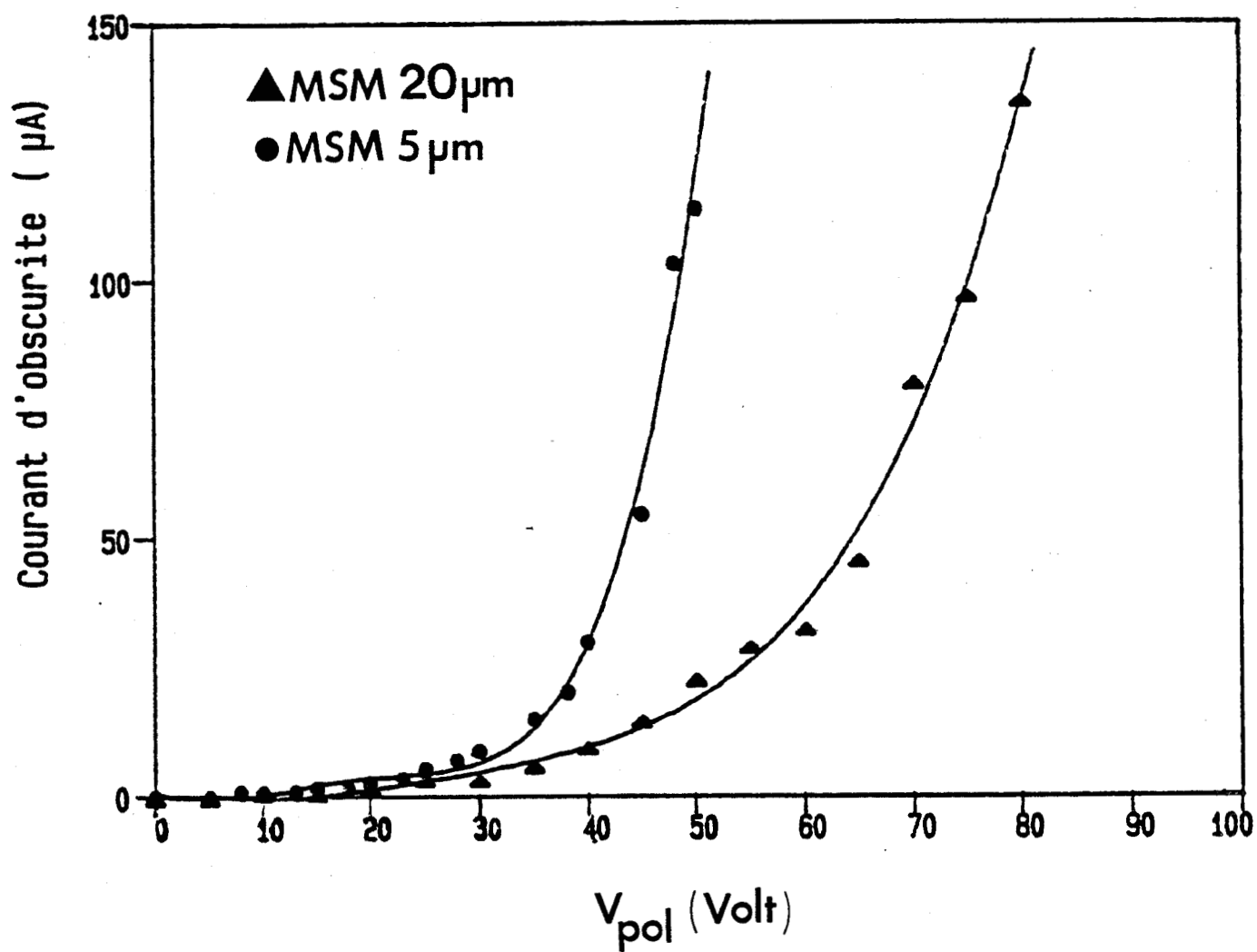


Fig.13: Evolution du courant d'obscurité en fonction de la tension de polarisation pour le MSM GaAs.

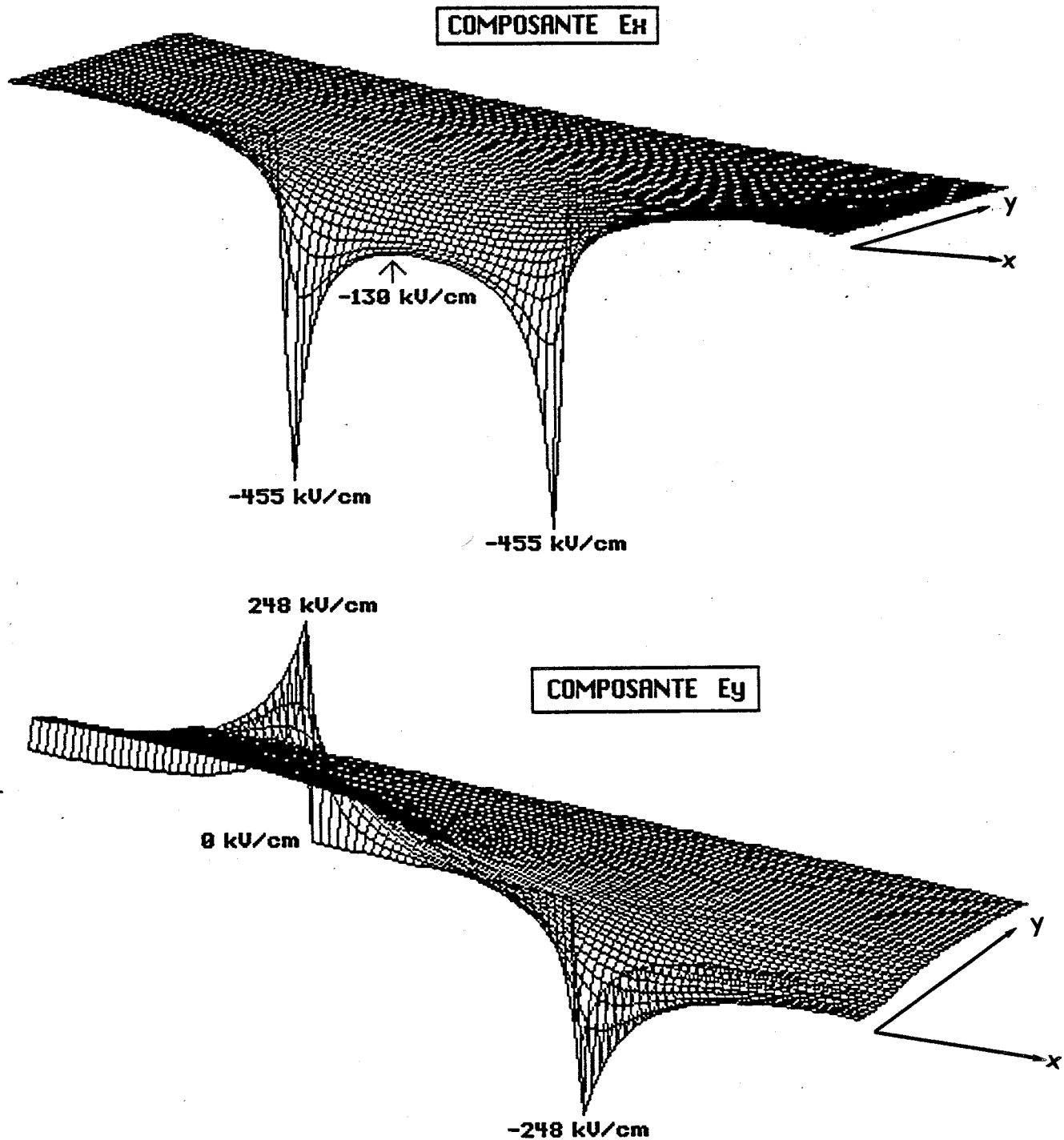
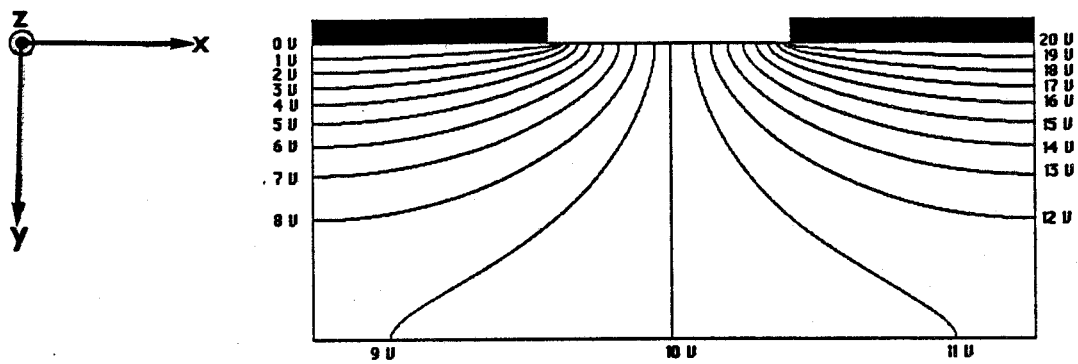


Fig.14: Evolution des lignes equipotentiellles et du champ électrique transversal et longitudinal calculés pour un MSM GaAs polarisé à 20V ($D=1\mu\text{m}$, $L_o=1\mu\text{m}$, $h=3\mu\text{m}$)

par le modèle mathématique.

IV-Etude expérimentale du MSM GaAs:

Nous avons réalisé, dans le cadre de cette étude, une échelle de photodétecteurs MSM comprenant plusieurs distances interélectrodes (2, 5, 10, 20 et 50 μ m). Il s'agit d'une structure réalisée sur du GaAs non intentionnellement dopé, déposé sur un substrat GaAs semi-isolant. Les contacts Schottky sont réalisés par un dépôt métallique de Titane-Platine-Titane-Or d'une épaisseur de 4000Å. La figure 12 donne une coupe transversale du MSM et une photographie de l'échelle prise au microscope électronique à balayage.

a)-Caractéristiques statiques:

a-1: Courant d'obscurité:

Nous avons relevé l'évolution du courant d'obscurité en fonction de la tension de polarisation pour les MSM de distances interélectrodes 5 μ m et 20 μ m (Fig.13). Ainsi, nous relevons un courant d'obscurité relativement faible comparé à celui du photoconducteur GaAs (30 μ A à 40V pour le MSM de distance interélectrode 5 μ m) et une tension de claquage de l'ordre de 40Volts pour le MSM de distance interélectrode 5 μ m et de l'ordre de 60Volts pour celui de 20 μ m de distance interélectrode.

A l'approche de cette tension de claquage, le courant d'obscurité subit une augmentation importante et relativement brutale qui pourrait s'expliquer par une multiplication des porteurs par effet d'avalanche en sortie d'électrode où règne un très fort champ électrique pour les fortes tensions de polarisation, comme le montre la figure 14. Celle-ci représente une simulation en deux dimensions de l'évolution des lignes equipotentiellles dans

MSM GaAs 10 μ m

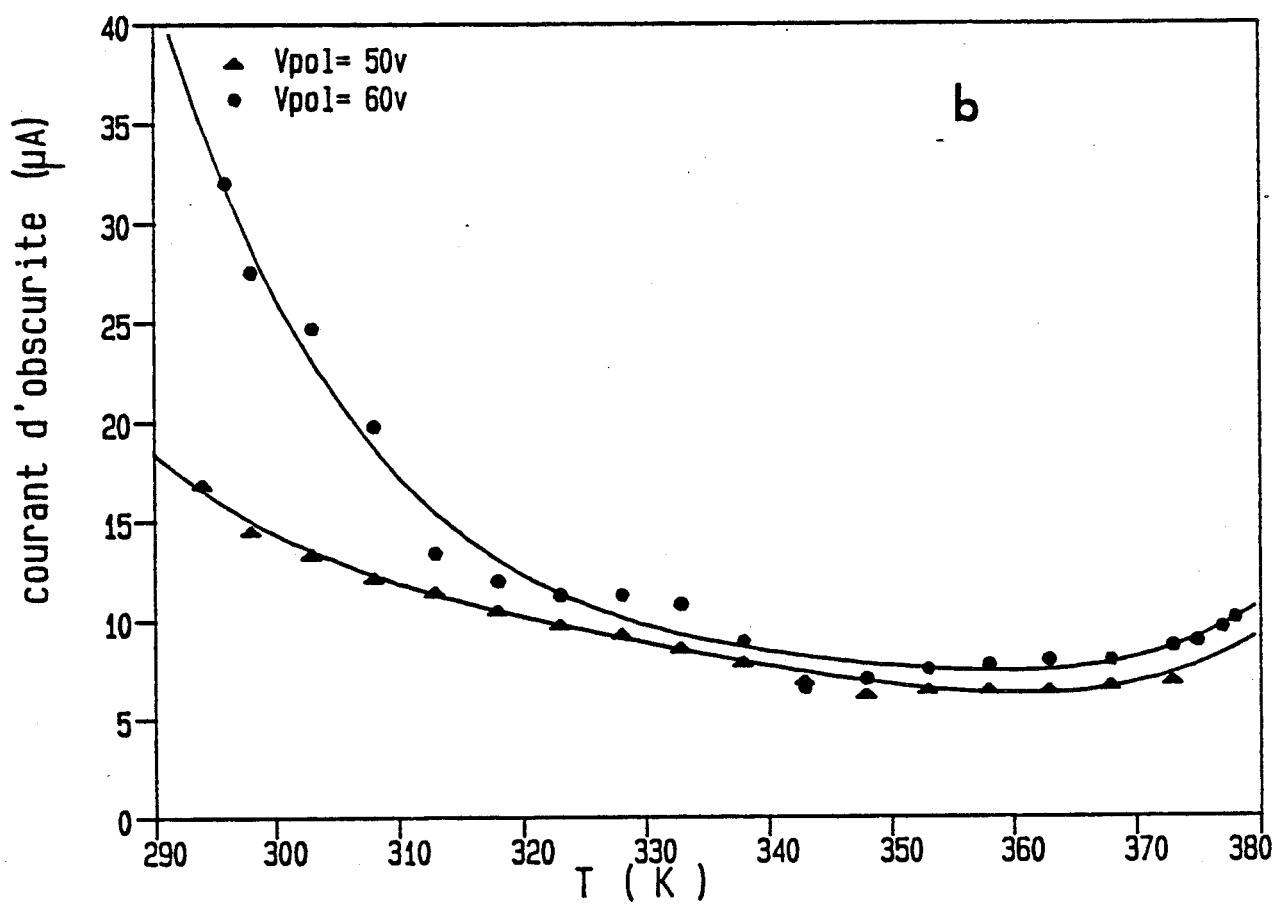
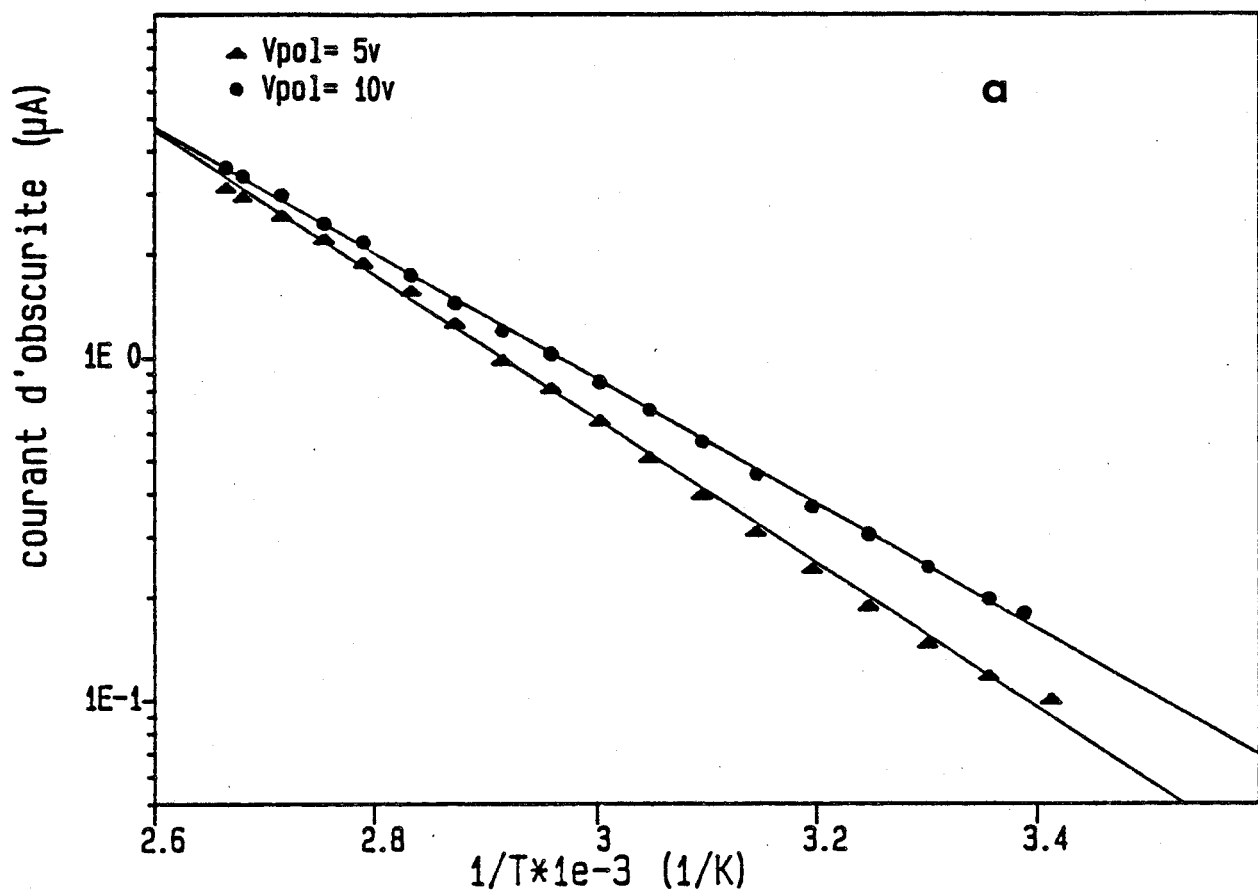


Fig.15: Courant d'obscurité fonction de la température.

a/ Faibles tensions de polarisation.

b/ Fortes tensions de polarisation.

la structure ainsi que du champ électrique transversal et longitudinal pour un MSM GaAs à couche active non intentionnellement dopée, polarisé à 20 Volts et de distance interélectrode $1\mu\text{m}$; la longueur des électrodes est de $1\mu\text{m}$ et l'épaisseur de la couche absorbante est de $3\mu\text{m}$. Cette simulation a été réalisée au laboratoire par la résolution de l'équation de Poisson en deux dimensions [18].

Afin d'analyser l'origine physique (effet tunnel ou d'avalanche) de l'augmentation importante du courant d'obscurité aux fortes tensions de polarisation, nous avons effectué une étude en température. En effet, dans l'hypothèse d'un phénomène d'avalanche prépondérant, lorsque la température du composant augmente, le coefficient d'ionisation par chocs diminue et par suite la multiplication due à l'avalanche. Dans ces conditions, le courant éclairé et le courant d'obscurité doivent diminuer sous fortes tensions de polarisation lorsque la température augmente. Au contraire, dans le cas d'un effet tunnel prépondérant, on doit s'attendre à une augmentation du courant d'obscurité, sans modification importante du courant d'éclairement. Nous avons donc étudié l'influence de la température sur l'évolution du courant d'obscurité du MSM de distance interélectrode $10\mu\text{m}$ pour les fortes et faibles tensions de polarisation.

Nous constatons qu'aux faibles tensions de polarisation, le courant d'obscurité augmente exponentiellement en fonction de la température ainsi que le montre la figure 15-a, où nous avons tracé l'évolution du courant d'obscurité en échelle logarithmique en fonction de l'inverse de la température. L'énergie d'activation correspondant à la droite obtenue est égale à 0.4eV. Ce résultat montre qu'aux faibles tensions de polarisation, le courant d'obscurité, comme nous l'avons vu au paragraphe II, est vraisemblablement un courant d'origine thermoionique.

En revanche, aux fortes tensions de polarisation, le courant d'obscurité décroît lorsque la température augmente (Fig.15-b) en accord avec l'hypothèse d'un phénomène d'avalanche prépondérant. Aux températures élevées, on

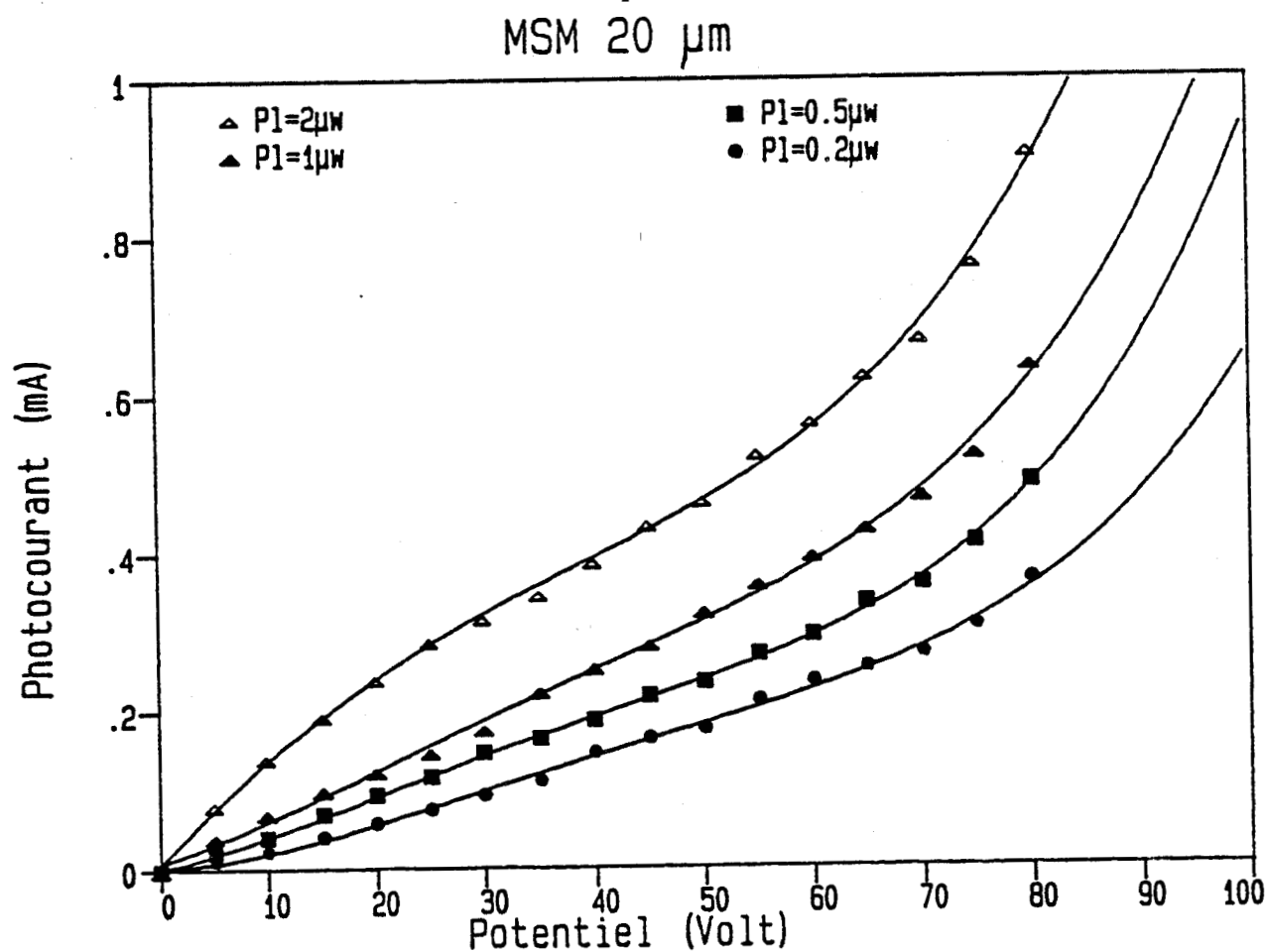
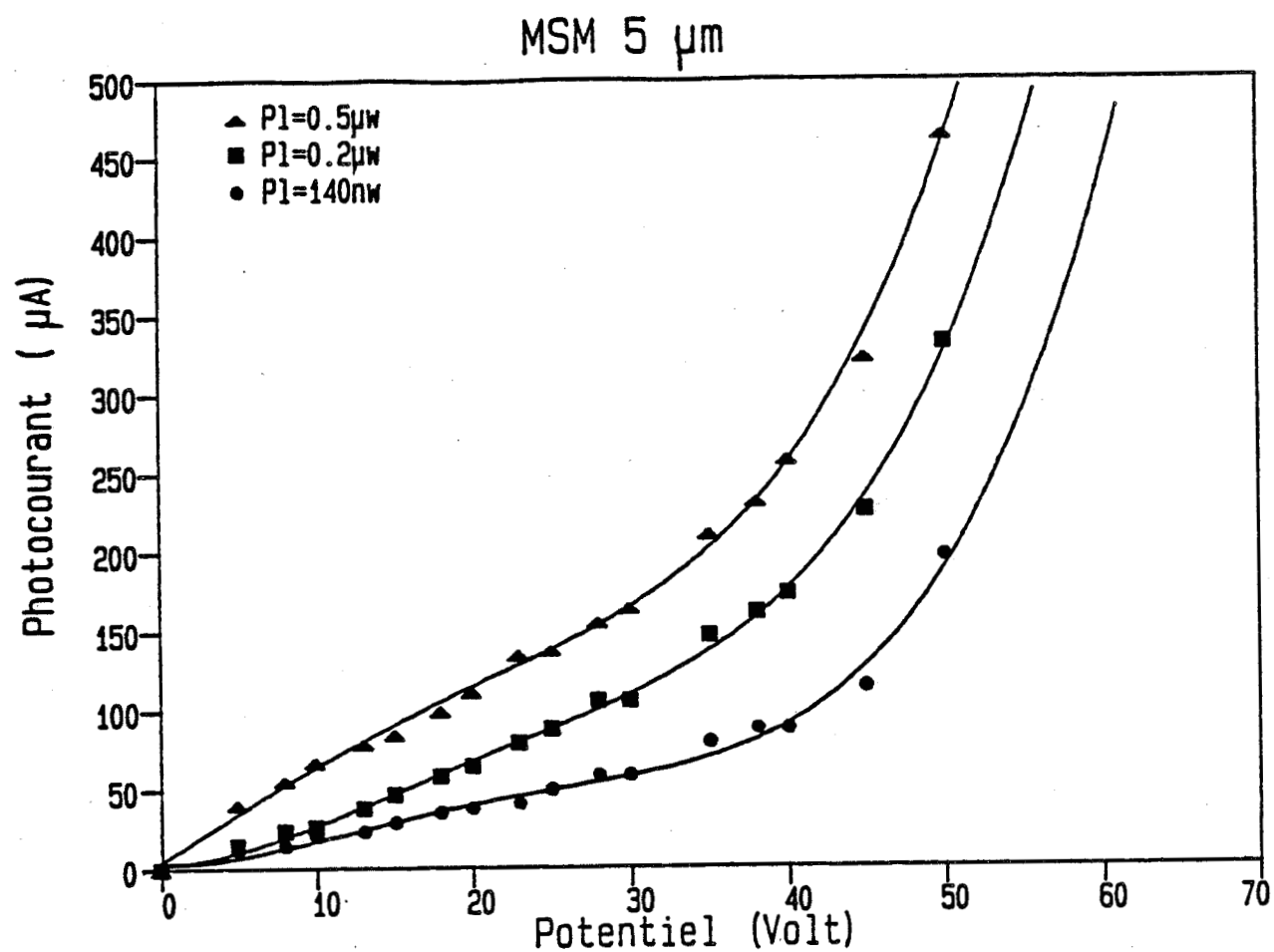


Fig.16-a: Photocourant du MSM GaAs pour deux distances interélectrodes en fonction de la tension de polarisation ($\lambda = 0.63\mu\text{m}$).

remarque une légère augmentation du courant d'obscurité, qui pourrait s'expliquer par la diminution de l'importance du phénomène d'avalanche; l'évolution avec la température est alors celle liée au phénomène d'émission thermoionique.

Ces observations semblent indiquer l'existence, dans le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal, d'un phénomène d'avalanche aux fortes tensions de polarisation.

a-2: Photocourant:

Sous éclairage continu, le photocourant a été relevé en fonction de la tension de polarisation en éclairant le MSM ($5\mu\text{m}$ et $20\mu\text{m}$) par un laser He-Ne de longueur d'onde $0.63\mu\text{m}$, et sous différentes puissances lumineuses, comme le montre la figure 16-a.

Nous constatons une augmentation du photocourant avec la tension de polarisation qui devient importante à l'approche de la tension de claquage. La comparaison du photocourant avec les puissances optiques mises en jeu, montre que des gains compris entre 450 et 650 sont obtenus pour une tension de polarisation de 20V et pour des puissances lumineuses respectivement égales à $0.5\mu\text{W}$ et $0.2\mu\text{W}$ dans le cas du MSM $5\mu\text{m}$. A la même tension de polarisation et pour des puissances optiques identiques, les gains mesurés pour le MSM $20\mu\text{m}$ sont cette fois-ci plus faibles, respectivement égaux à 350 et 550. Cette diminution du gain va de paire avec l'augmentation du temps de transit, comme pour le photoconducteur. On note cependant que cette diminution du gain n'est pas aussi importante que le laisse prévoir la variation de la distance interélectrode à partir de la modélisation (Fig.9). Cet écart pourrait être dû à l'influence du phénomène de gain dû au piégeage qui n'a pas été introduit dans le modèle. En effet, le gain statique observé est vraisemblablement dû, comme pour les photoconducteurs GaAs, à un phénomène de piégeage et de durée de vie des paires électron-trou photocréées

MSM GaAs 10 μ m

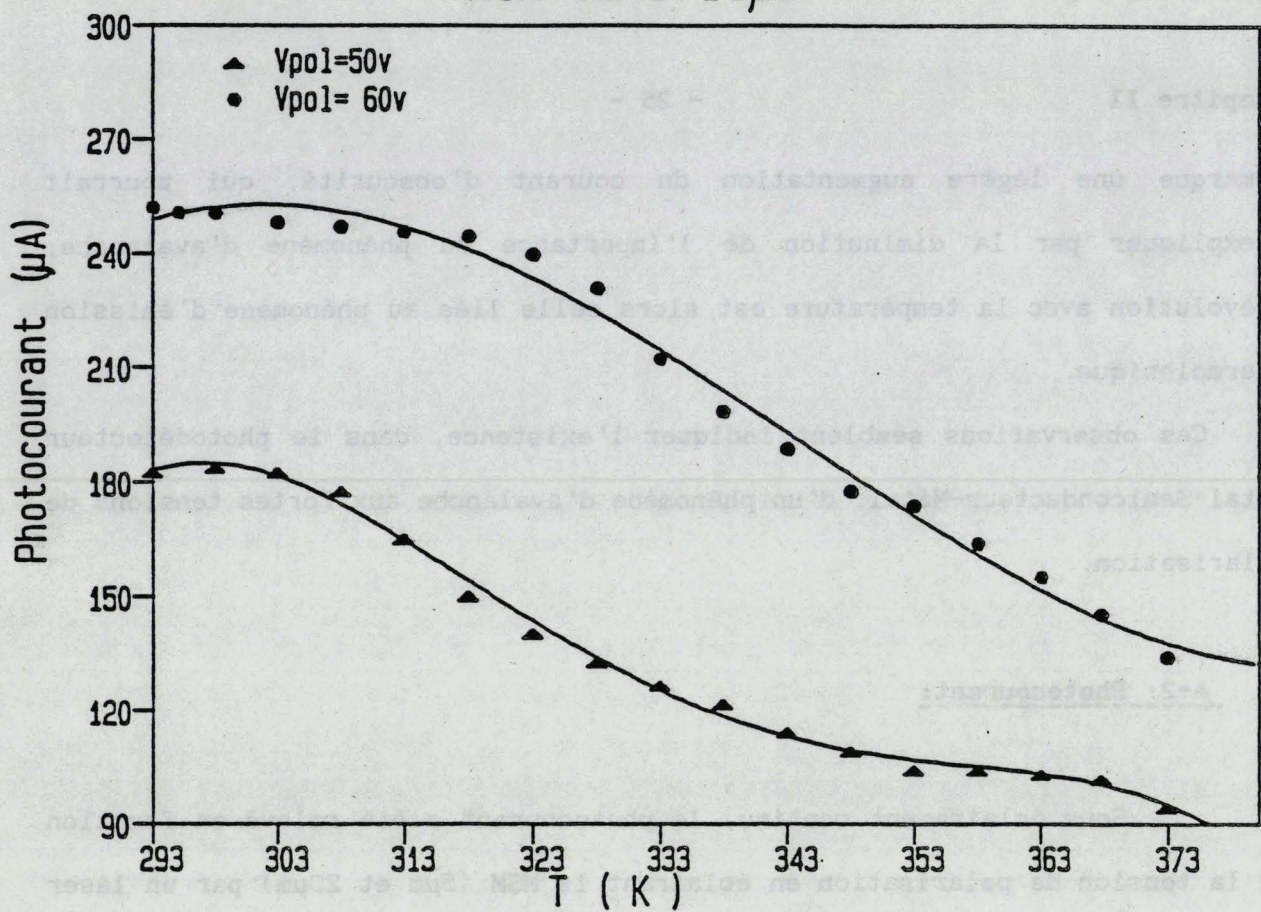


Fig.16-b: Photocourant fonction de la température
aux fortes tensions de polarisation.

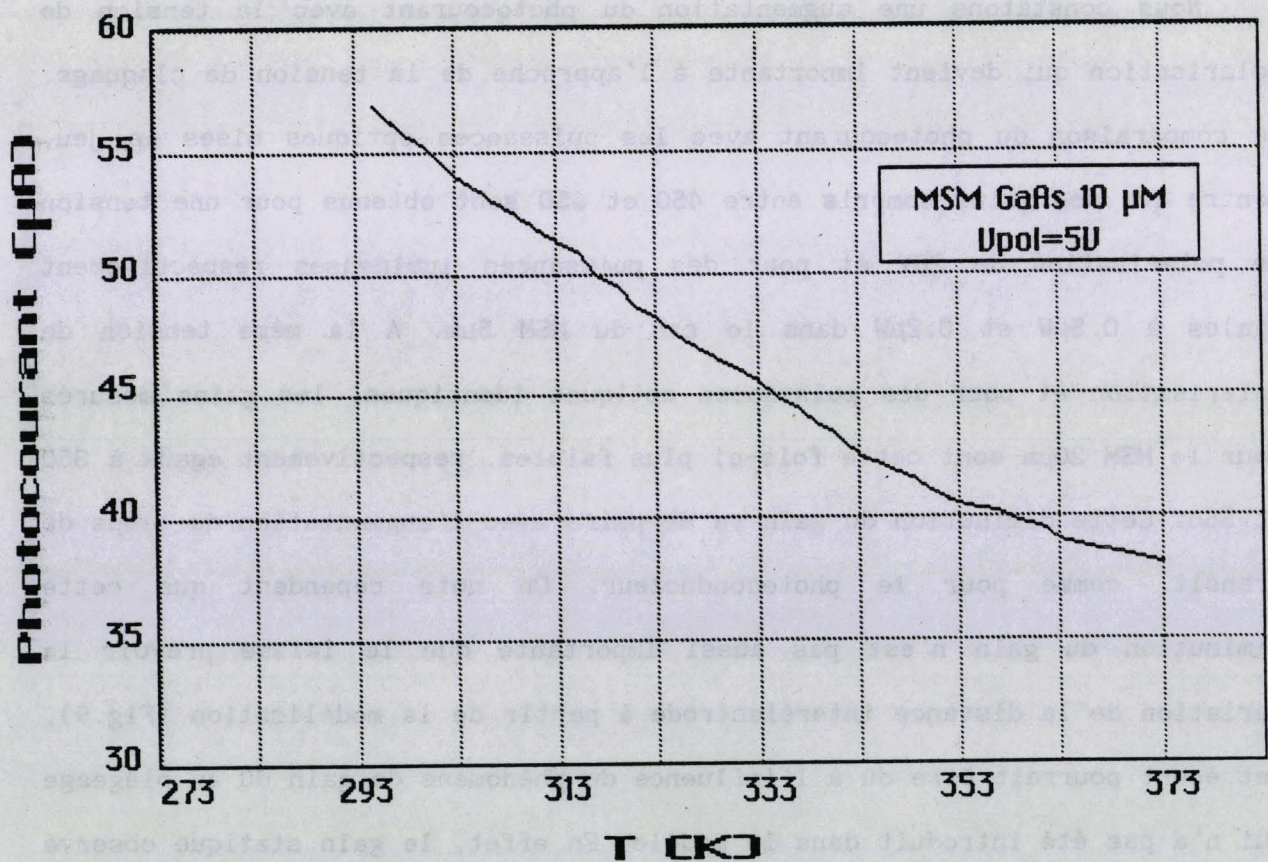


Fig.16-c: Photocourant fonction de la température aux
faibles tensions de polarisation.

[19] et certains auteurs localisent le piégeage au niveau des contacts Schottky [20].

Aux fortes tensions de polarisation, l'augmentation du photocourant laisse cependant penser à un mécanisme d'avalanche. C'est pourquoi nous avons également étudié l'évolution du photocourant en fonction de la température aux fortes tensions de polarisation. Nous constatons effectivement une diminution du photocourant lorsque la température augmente (Fig.16-b).

Cependant, les mêmes expériences effectuées aux faibles tensions de polarisation, montrent également une diminution du photocourant lorsque la température augmente (Fig.16-c). Il est impossible dans ce dernier cas d'attribuer cette diminution à l'avalanche mais plutôt au mécanisme de piégeage. Il est donc difficile de conclure sur l'existence du phénomène d'avalanche à partir de la seule expérience en fonction de la température.

Pour déceler l'existence d'un éventuel mécanisme d'avalanche, il sera donc préférable d'examiner les caractéristiques dynamiques, pour lesquelles, en haute fréquence, les mécanismes de gain par piégeage ne devraient plus intervenir.

b)-Caractéristiques dynamiques:

b-1:Fonction de transfert S_{21} :

Comme dans le chapitre précédent, nous avons relevé la fonction de transfert S_{21} en fonction de la fréquence pour le MSM $10\mu\text{m}$ (Fig.17-a). Nous observons, comme pour les photoconducteurs, une décroissance de l'amplitude du signal au fur et à mesure que la fréquence augmente puis devient constante à partir de 1GHz. Néanmoins, cette décroissance est beaucoup moins accentuée dans le cas du MSM. Cette chute de gain est certainement liée, comme dans le cas des photoconducteurs, aux phénomènes de piégeage qui n'interviennent plus en hautes fréquences. Nous pouvons donc parler , dans le cas du MSM, d'une

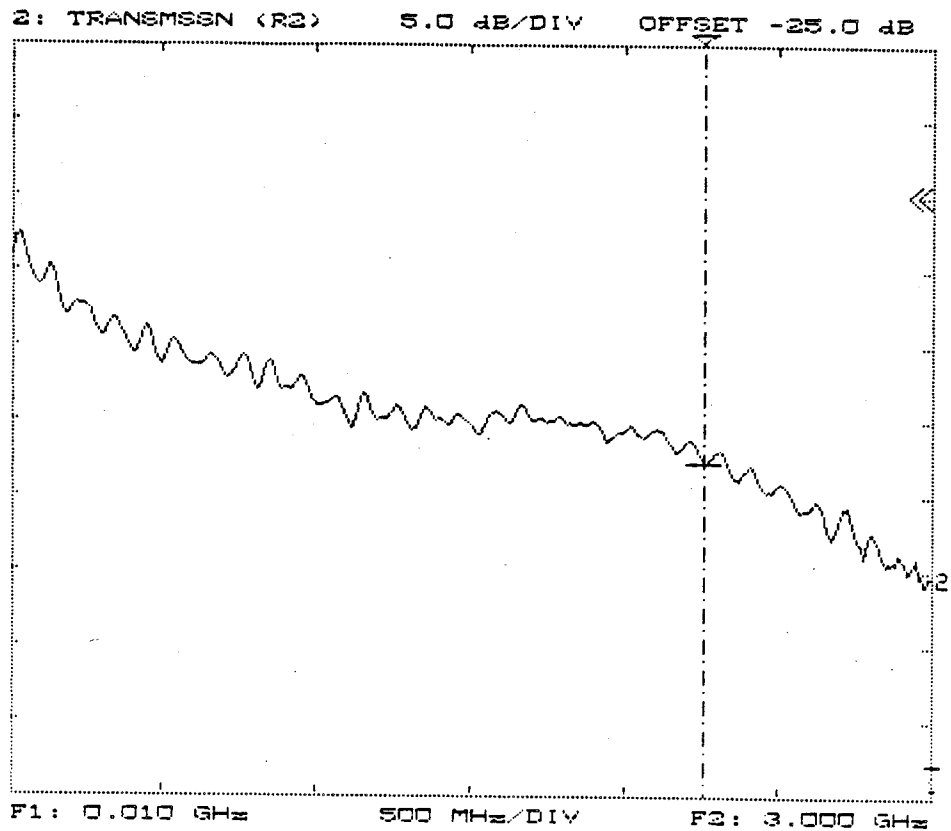


Fig.17-a: S_{21} du MSM GaAs 10 μ m fonction de la fréquence à $V = 60V$.

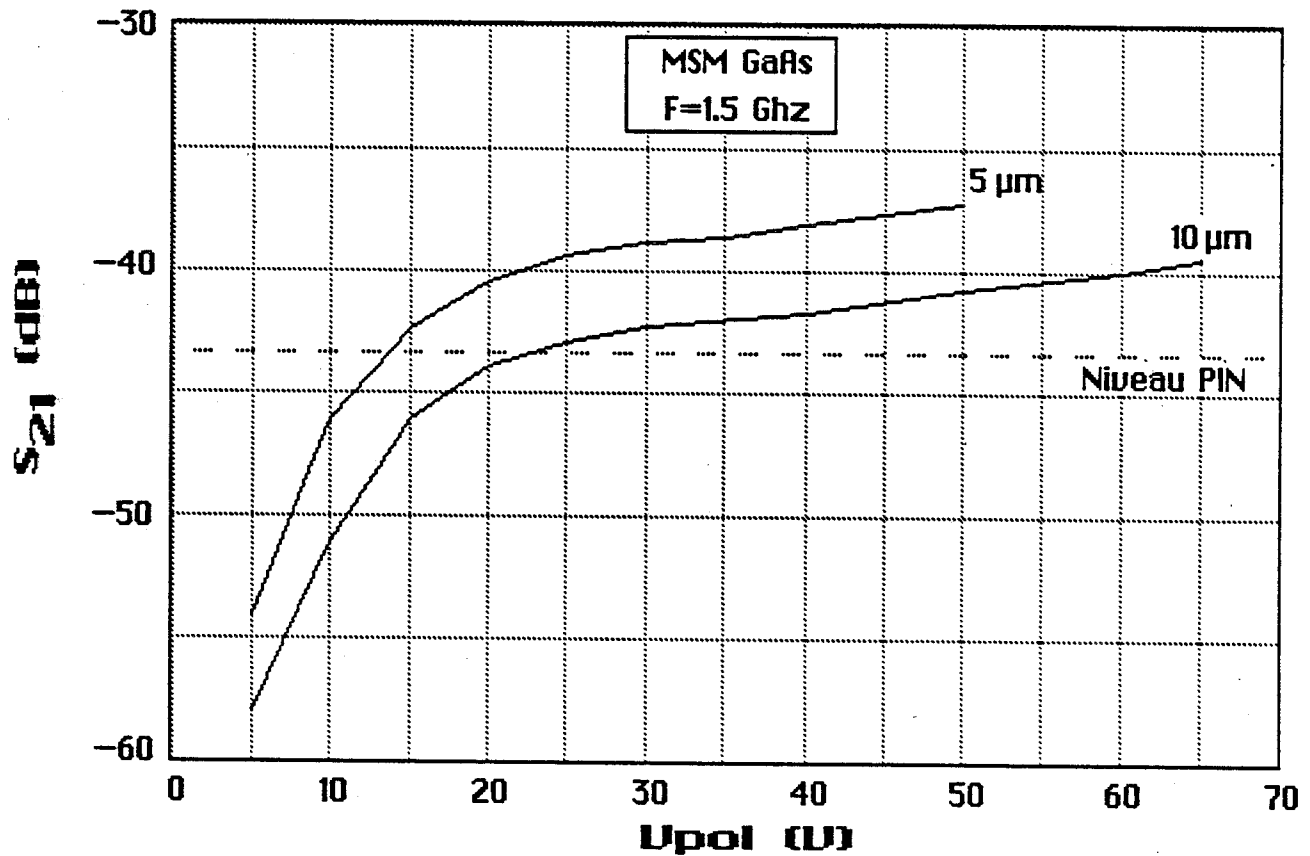


Fig.17-b: S_{21} du MSM GaAs 5 et 10 μ m fonction de la tension de polarisation.

Les pointillés donnent le niveau mesuré avec une photodiode PIN

dans les mêmes conditions d'éclairement et à la même fréquence.

fréquence de coupure basse qui correspond à celle des pièges. Pour le MSM $10\mu\text{m}$, elle est de l'ordre de 300MHz, valeur qui correspond à celle que nous avons relevée pour le photoconducteur GaAs de type T et de même distance interélectrode.

Nous avons ensuite relevé l'évolution de l'amplitude de la fonction de transfert S_{21} du MSM GaAs pour les distances interélectrodes 5 et $10\mu\text{m}$ en fonction de la tension de polarisation, à la fréquence 1.5GHz et à la longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$ (Fig.17-b).

Nous constatons, qu'aux faibles tensions de polarisation, l'amplitude du signal augmente, traduisant ainsi la diminution du temps de transit des porteurs dans la structure, comportement tout à fait semblable à celui observé pour les photoconducteurs. Mais aux fortes tensions de polarisation, le signal continue à augmenter au lieu d'atteindre une saturation liée à celle du temps de transit, c'est à dire à la vitesse des porteurs. Il dépasse même le niveau d'une photodiode PIN de surface photosensible équivalente à celle du MSM $10\mu\text{m}$. La modélisation montre en effet, que la saturation devrait être atteinte pour une tension de polarisation de 15V pour le MSM $5\mu\text{m}$ et 25V pour le MSM $10\mu\text{m}$. Il faut noter que ces valeurs de tensions pour lesquelles le phénomène de saturation de vitesse apparaît sont plus importantes que dans le cas d'un photoconducteur (voir par exemple Chap.I Fig.15), ceci étant dû aux configurations de champ électrique différentes selon la structure considérée [21].

Ce résultat montre qu'en haute fréquence et pour des tensions élevées, le photodétecteur MSM présente un gain (de l'ordre de 7dB pour le MSM de distance interélectrode $10\mu\text{m}$), qui est certainement lié à un phénomène d'avalanche puisque, à ces fréquences, les mécanismes de piégeage ne doivent plus intervenir.

b-2:Bande passante:

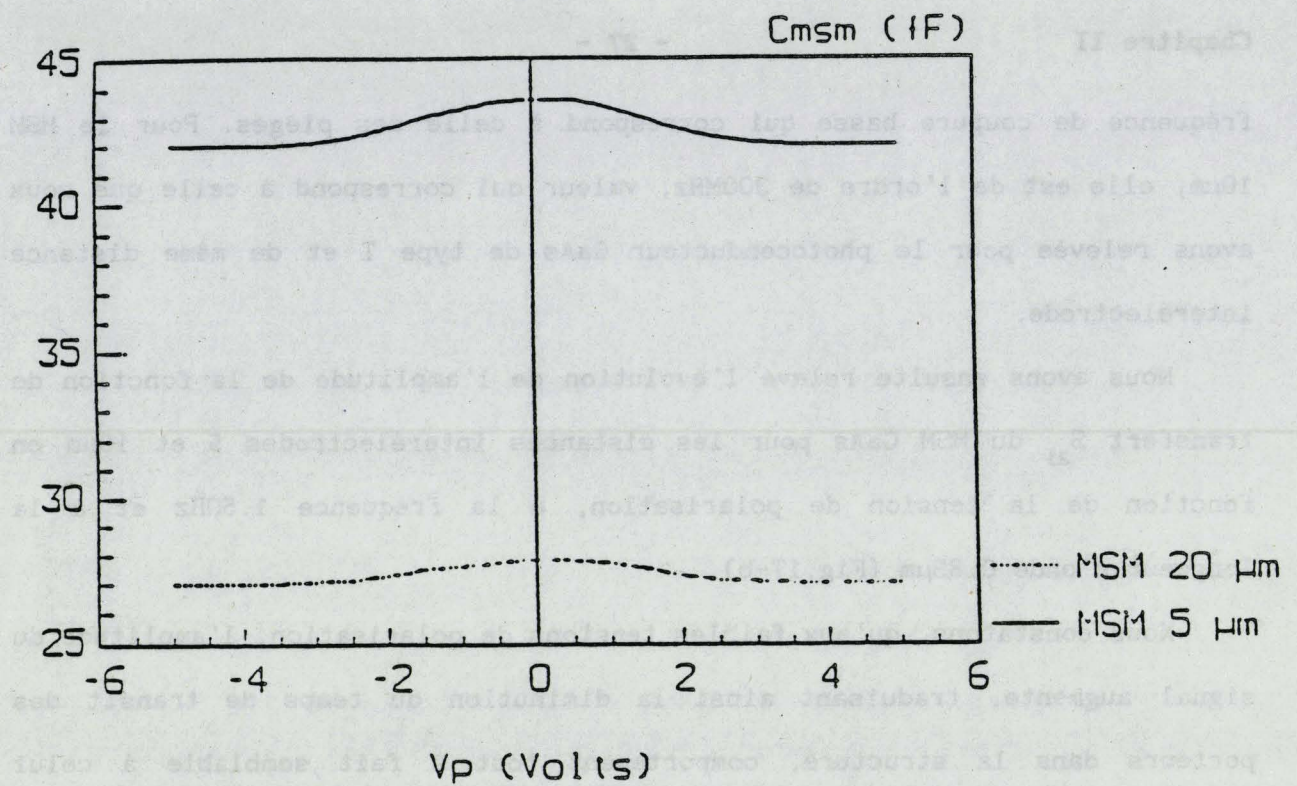


Fig.18: Evolution de la capacité du MSM GaAs
en fonction de la tension de polarisation.

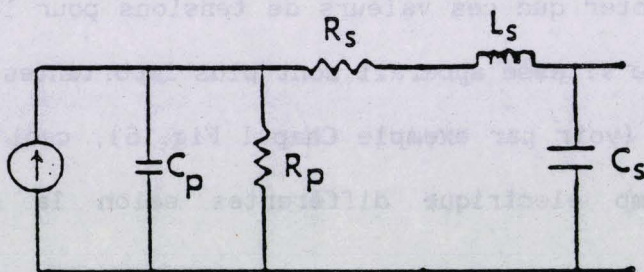


Fig.19: Schéma électrique équivalent du MSM GaAs 5 μm

$$C_p = 42 \text{ fF}$$

$$R_p = 0.5 \text{ M}\Omega$$

$$R_s = 2 \Omega$$

$$L_s = 0.3 \text{ nH}$$

$$C_s = 0.02 \text{ pF}$$

Comme nous l'avons signalé précédemment, la fréquence de coupure du MSM est déterminée par le temps de transit des porteurs entre les deux électrodes si la capacité du MSM est très faible. Nous avons donc mesuré la capacité présentée par le MSM, sa réponse impulsionnelle et pour les fréquences de coupure élevées son bruit micro-onde, cette technique ayant été développée au sein de l'équipe optoélectronique pour la mesure de la fréquence de coupure des photodétecteurs rapides.

1: Mesure de la capacité:

Nous avons effectué des mesures de capacité en fonction de la tension de polarisation à la fréquence de 500MHz, pour les MSM de distances interélectrodes $5\mu\text{m}$ et $20\mu\text{m}$, et de longueur d'électrode $100\mu\text{m}$ montés sur des boîtiers hyperfréquence. Nous remarquons que (Fig.18), au delà de 5Volts, les capacités des deux MSM sont quasiment constantes et de très faibles valeurs. En effet, la capacité du MSM de distance interélectrode $5\mu\text{m}$ est proche de 40fF, et elle est de l'ordre de 28fF pour le MSM de distance interélectrode $20\mu\text{m}$.

Nous avons également mesuré le coefficient de réflexion de ces deux MSM avec un analyseur de réseau (HP 8510). Grâce à cette analyse et à l'aide du logiciel de simulation TOUCHSTONE, nous avons déterminé un premier schéma électrique équivalent du MSM en obscurité donné Fig.19 [9].

Dans ce schéma, nous trouvons les éléments intrinsèques du MSM (capacité intrinsèque C_p et résistance parallèle R_p qui traduit le courant de fuite du composant), et les éléments extrinsèques (L_s , R_s , C_s) dûs aux différents fils de connexion et au boîtier hyperfréquence.

Si l'on ne tient compte que de ces éléments, nous obtenons des fréquences de coupure de l'ordre de 80GHz si le composant est chargé directement sur 50Ω . Ce résultat montre bien que le facteur important qui pénalise la rapidité du MSM est le temps de transit des porteurs dans la

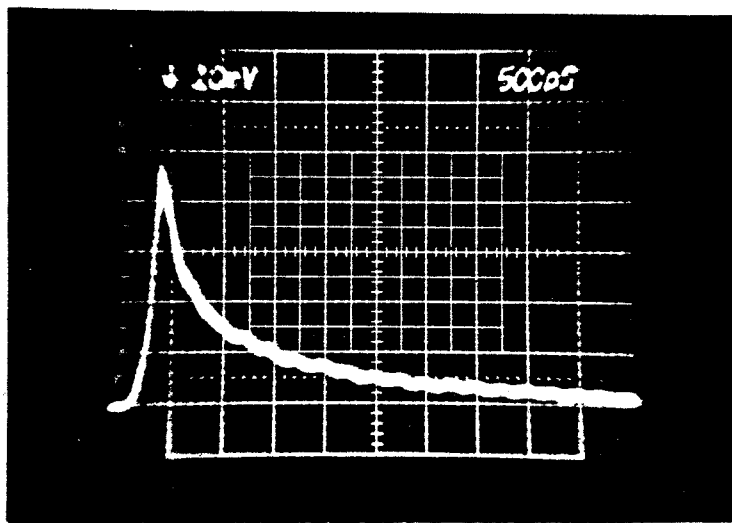


Fig.20-a: Réponse picoseconde du MSM GaAs $2\mu\text{m}$
à $V = 68\text{V}$ et $P_1 = 64\text{pW}$ ($\lambda = 0.54\mu\text{m}$).

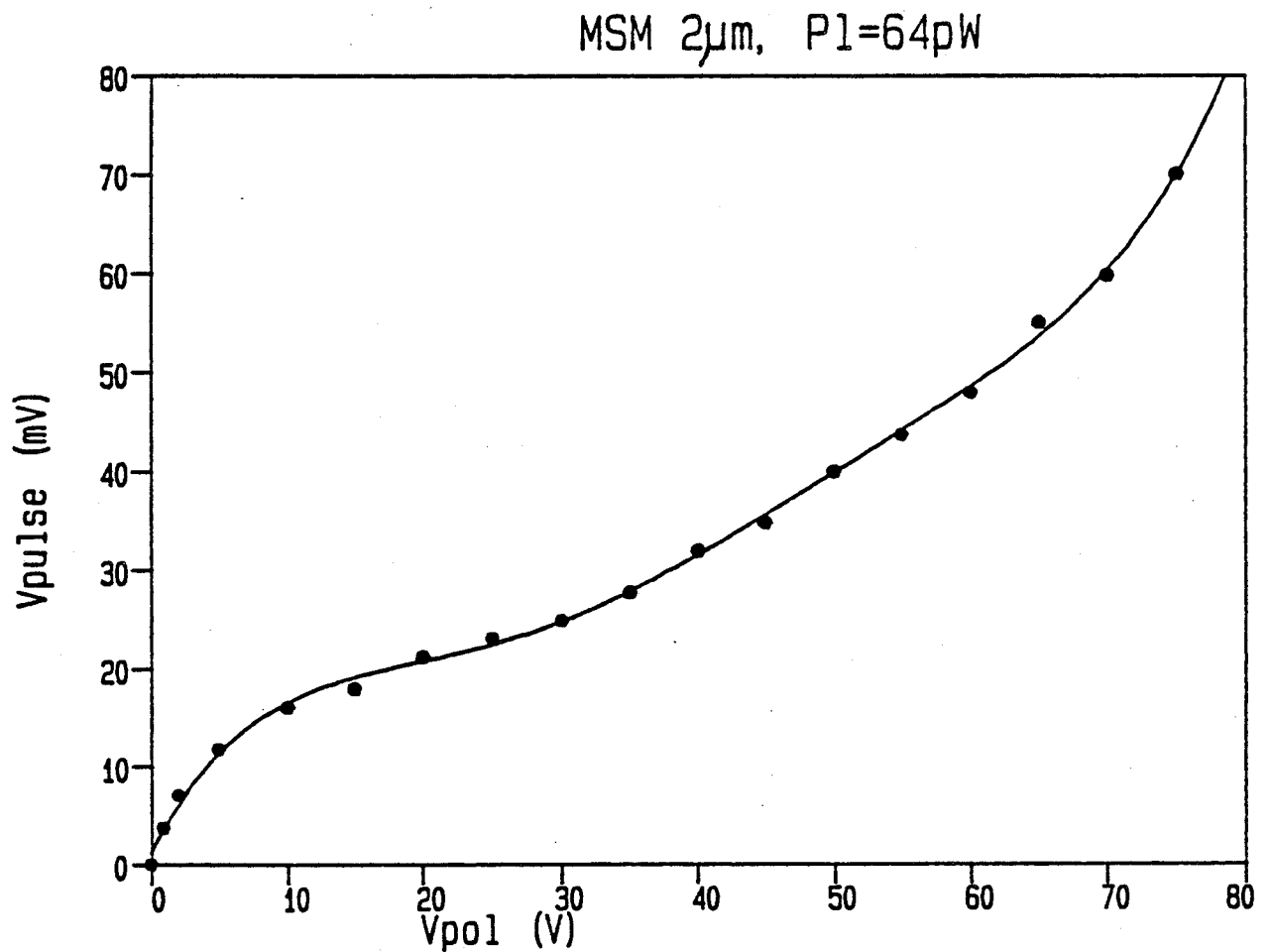


Fig.20-b: Amplitude de la réponse impulsionnelle fonction de la tension
de polarisation pour le MSM GaAs $2\mu\text{m}$ ($\lambda=0.54\mu\text{m}$).

structure.

2: Réponse impulsionnelle:

Afin de mettre en évidence le rôle prépondérant du temps de transit des porteurs dans la détermination de la fréquence de coupure du MSM, nous avons, dans un premier temps, mesuré la réponse du MSM à une impulsion lumineuse très courte.

Nous avons tout d'abord étudié l'influence de la tension de polarisation sur la réponse impulsionnelle du MSM et surtout sur son amplitude.

Les mesures ont été réalisées au LASIR, à l'aide d'un laser picoseconde à modes bloqués, émettant à la longueur d'onde $0.54\mu\text{m}$.

La figure 20-a montre l'allure typique d'une réponse impulsionnelle obtenue avec le MSM de distance interélectrode $2\mu\text{m}$.

Nous avons relevé l'évolution de l'amplitude de cette réponse impulsionnelle pour le même MSM ($D = 2\mu\text{m}$) en fonction de la tension de polarisation (Fig.20-b).

Nous constatons que la caractéristique amplitude de l'impulsion-tension de polarisation se décompose en deux régions distinctes:

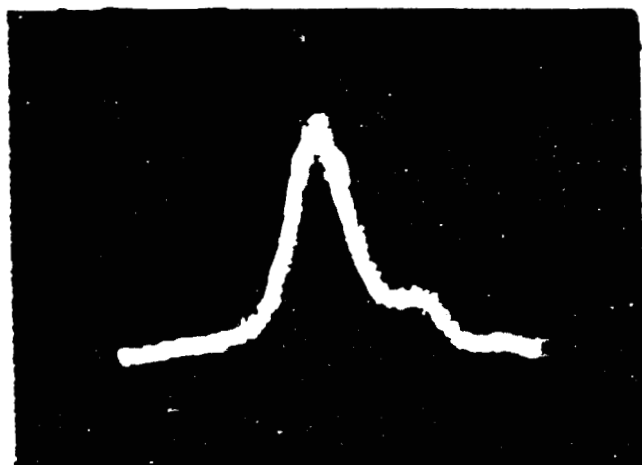
i)-Dans la première région où la tension de polarisation est relativement faible, l'amplitude du signal augmente avec la tension appliquée puis devient à peu près constante à partir d'une tension voisine de 8V, en accord avec la valeur prévue par la modélisation bidimensionnelle du MSM pour la distance interélectrode $2\mu\text{m}$.

ii)-Dans la deuxième région, c'est à dire à forte tension de polarisation (à partir d'une quarantaine de volts), l'amplitude du signal recommence à augmenter de manière très sensible et atteint des valeurs importantes. Ceci pourrait être lié à la multiplication des porteurs par effet d'avalanche déjà mentionnée pour les études statiques, puisque, étant donné la rapidité des phénomènes mis en jeu, il semble exclu d'invoquer des

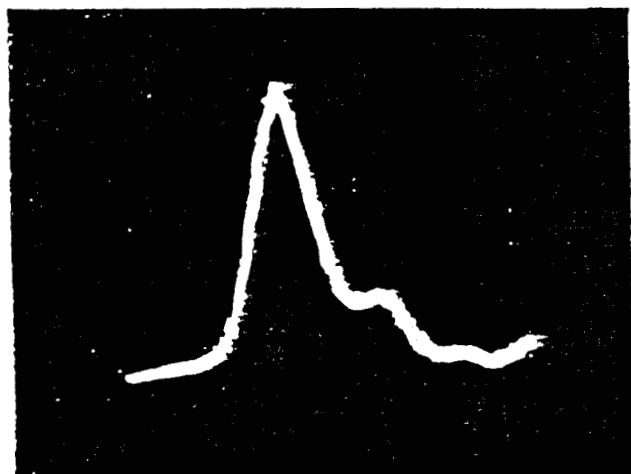


a

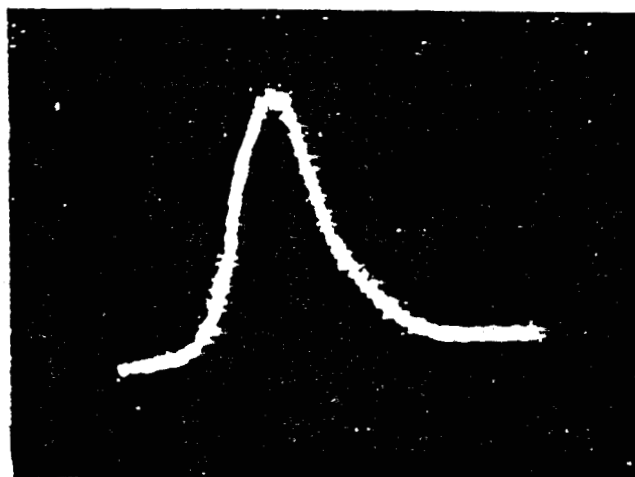
1 cm
100 ps



b



c



d

Fig.21: Réponse impulsionnelle du MSM GaAs ($\lambda = 0.83\mu\text{m}$)
pour différentes distances interélectrodes.

a/ $D = 2\mu\text{m}$.

b/ $D = 5\mu\text{m}$.

c/ $D = 10\mu\text{m}$.

d/ $D = 20\mu\text{m}$.

phénomènes de piégeage.

Nous avons ensuite étudié l'influence de la distance interélectrode sur la réponse impulsionnelle du MSM. Les mesures ont été effectuées à l'aide d'un laser semiconducteur émettant à la longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$.

La figure 21 représente les réponses impulsionnelles obtenues pour différentes distances interélectrodes (2, 5, 10 et $20\mu\text{m}$). Les fréquences de coupure déduites de ces mesures ($f_c = 1/(\Pi.\tau_{\text{des}})$) sont regroupées dans le tableau suivant:

Distance interélectrode (en μm)	2	5	10	20
Fréquence de coupure (en GHz)	6	5	2	1.5

Compte tenu des limites des divers éléments du banc de mesure (Té de polarisation, Oscilloscope,...) (cf annexe), la limite hautes fréquences de notre caractérisation se situe aux environs de 6GHz, en conséquence, afin de mesurer avec précision la fréquence de coupure des MSM à faible distance interélectrode, nous avons eu recours à un autre type de caractérisation mis au point au sein de l'équipe optoélectronique [22] et qui consiste à mesurer le bruit micro-onde du MSM en fonction de la fréquence.

3: Bruit micro-onde:

Nous avons effectué des mesures de bruit d'éclairement dans la gamme 2-18GHz, pour les photodétecteurs MSM de faibles distances interélectrodes (2 et $5\mu\text{m}$), selon la technique présentée en annexe.

Les résultats obtenus (Fig.22) montrent que le niveau de bruit décroît au-delà d'une certaine fréquence qui est la fréquence de coupure du dispositif. Pour le MSM de $2\mu\text{m}$ de distance interélectrode nous obtenons une fréquence de coupure proche de 14 GHz, et pour le MSM $5\mu\text{m}$, une fréquence de

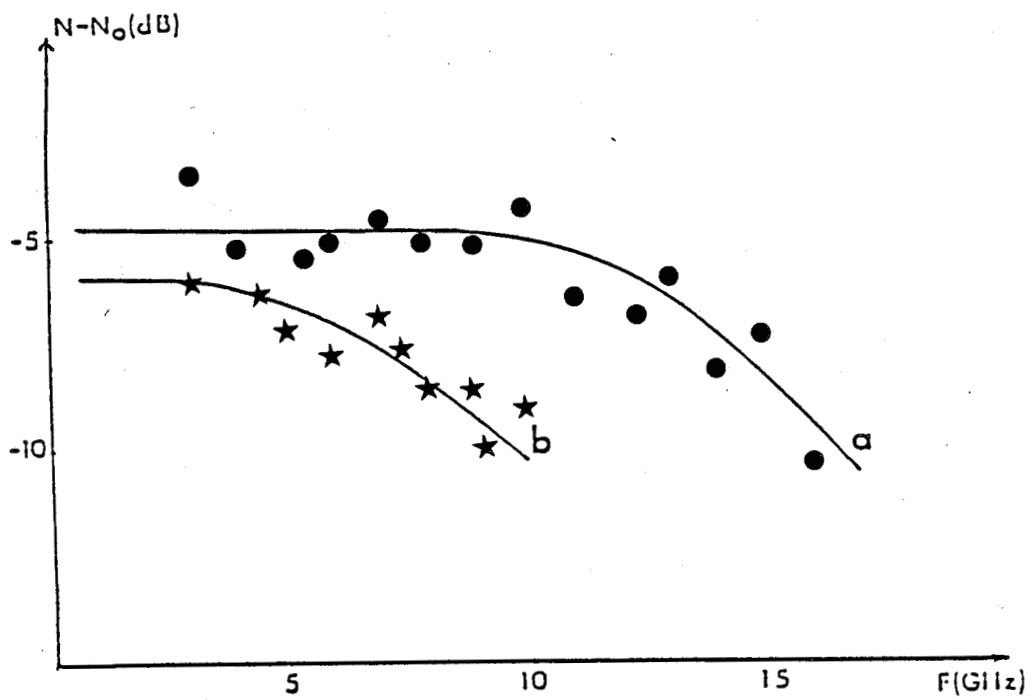


Fig.22: Bruit micro-onde du MSM GaAs ($\lambda = 0.63\mu\text{m}$)

a/ $D = 2\mu\text{m}$ ($V_p = 10\text{V}$).

b/ $D = 5\mu\text{m}$ ($V_p = 20\text{V}$).

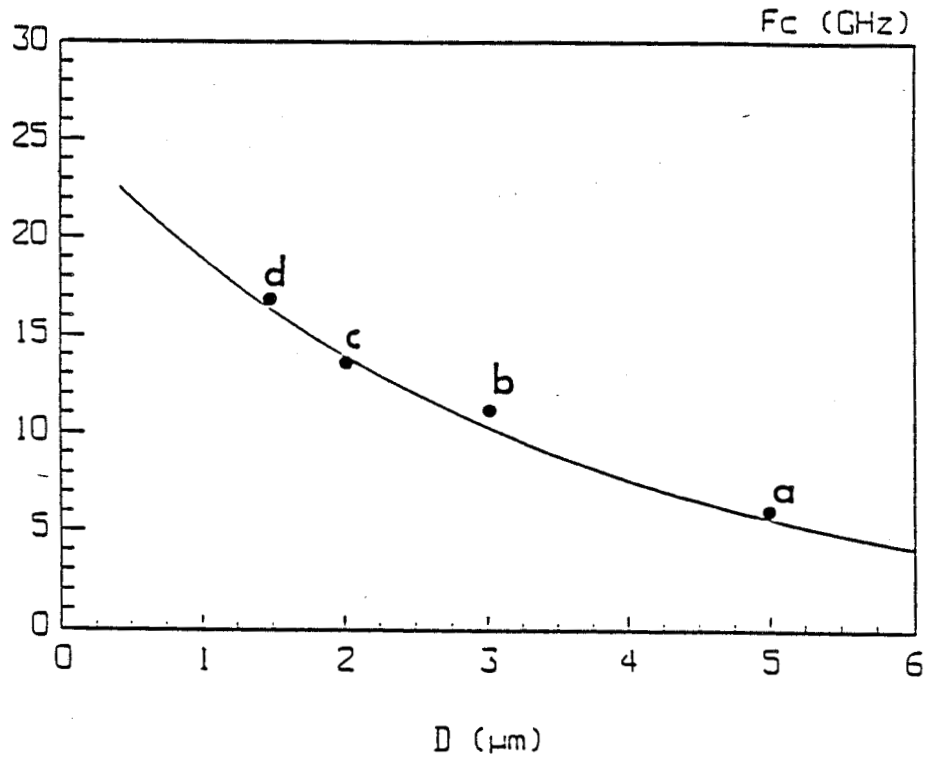


Fig.23: Fréquence de coupure du MSM GaAs en fonction de la distance interélectrode. Comparaison théorie-expérience :

— : Théorie.

• : Expérience :

a/ CHS

b/ [24]

c/ CHS

d/ [23]

coupure de l'ordre de 6.5 GHz.

Si nous reportons les points expérimentaux que nous avons obtenus à l'aide de notre caractérisation, ainsi que des points expérimentaux issus de la littérature [23-24] et que nous les comparons (Fig.23) à la courbe $f_c = f(D)$ calculée par le modèle mathématique, nous constatons un bon accord entre théorie et expérience. Ces résultats prouvent l'intérêt du MSM pour un fonctionnement dans le domaine hyperfréquences.

V-Conclusion:

Dans ce chapitre, nous avons étudié le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal GaAs. De cette étude, nous pouvons tirer les enseignements suivants:

- * Le photodétecteur MSM possède une bande passante élevée, assez comparable au produit gain-bande du photoconducteur, et donnée quasiment par le temps de transit des porteurs dans la structure.

- * En basses fréquences, le MSM possède un gain de l'ordre de 10^2 , qui pourrait être dû à la fois à l'existence d'un mécanisme de piégeage et d'un phénomène d'avalanche pour les fortes tensions de polarisation.

- * En hautes fréquences, le comportement du MSM est assez semblable à celui d'une PIN. Cependant, aux tensions de polarisation plus élevées, on note également l'existence d'un gain, plus faible qu'en basses fréquences (de l'ordre de 5), et qui cette fois-ci n'est probablement dû qu'à un phénomène d'avalanche très localisé en sortie des électrodes. En effet, les mécanismes de piégeage n'ont plus d'effet en hautes fréquences et la modélisation prévoit un champ électrique très élevé au voisinage immédiat des électrodes.

Nous avons résumé dans le tableau suivant les principales performances du MSM GaAs comparées à celles du photoconducteur GaAs de type T et de type N, tous les trois ayant une distance interélectrode de $10\mu\text{m}$.

	MSM	Photoconducteur T	Photoconducteur N
Gain statique	10^{-10^2}	$\approx 10^3$	10^4-10^7
Gain dynamique à 1.5 GHz	≤ 1 et 5 à forte tension	≤ 1	≤ 1
S_{21} Tension de saturation ou de quasi-saturation (MSM)	25 V	≈ 4 V	≈ 4 V
Fréquence de coupure du gain	$f_{c_{bas}}=300$ MHz $f_{c_{haut}}=2$ GHz *	≈ 300 MHz	<1 MHz
Temps de réponse	≈ 150 ps	qq ns	qq μ s
courant d'obscurité	≈ 100 μ A à 50 V	≈ 200 μ A à 2V	≈ 20 mA à 2V
Impédance	$R \approx 0.5$ M Ω $C \approx 30$ fF à 50 V	$R \approx 10$ K Ω à 2V	$R \approx 100$ Ω à 2V

Dans le chapitre suivant, nous présentons l'étude de photoconducteurs réalisés sur hétérostructure GaAlAs/GaAs ainsi que leur intégration monolithique avec un circuit logique à base de MISFET.

* Fréquence de coupure due au temps de transit, donnée à titre indicatif.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

[1]: Eiichi S.

IEEE, vol ED 37, n°9, September 1990

[2]: Ito M., Kumai T., Hamaguchi M., Makiuchi M., Nakai K. Wada O. and Sakurai T.

Appl. Phys. Lett., Vol. 47, p. 1129, 1985

[3]: Lee W.S., Adams G.R., Mun. J. and Smith J.

Electron Lett., Vol. 22, p. 147, 1986

[4]: Rogers D.L.

IEEE Electron Device Lett., Vol. EDL-7, p. 600, 1986

[5]: Harder C.S., Van Zeghbroeck, Meier H., Patrick W. and Vettiger P.

IEEE Electron Device Lett., Vol. 9, p. 171, 1988

[6]: Ito M., Wada O., Nakai K. and Sakurai T.

IEEE Electron Device Lett., Vol. EDL-5, N°. 12, pp. 531-532, 1984

[7]: Van Zeghbroeck B.J., Patrick W., Halbout J.M. and Vettiger P.

IEEE, vol ED 9, N° 10, p. 527, 1988

[8]: Koscielniak W.C., Pelouard J.L. and Littlejohn M.A.

IEEE Photonics Technology Lett., Vol. 2, N° 2, pp. 125-127, 1990

[9]: Aboulhouda S.

Thèse de doctorat, Lille, 1990

[10]: Chung K. and Kwon Y.

Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 27, No. 11, pp. 2186-2188, Nov. 1988

[11]: Sze S.M., Coleman D.J., Jr. and Loya A.

Solid State Electron, n°14 (1971)

[12]: Sugeta T., Urisu T., Sakata S. and Mizushima Y.

Jpn. J. Appl. Phys., 19 (sup 19-1), pp. 459-464 (1980)

[13]: Beneking H.

IEEE, vol ED 29, n°9, September 1982

[14]: Osaka F. and Takashi M.

IEEE, vol QE 22, n°3, March 1986

- [15]: Wada O., Hamaguchi H., Makiuchi T., Ito M., Nakai K., Horimatsu T. and Sakurai T.

J. Lightwave Technol., Vol. LT-4, pp. 1694-1703, 1986

- [16]: Lim Y.C. and al.

IEEE Trans. Electron. Dev., Vol. ED. 15, pp. 173-180, March 1968

- [17]: Gouy J.P.

Thèse de doctorat, Lille, 1989

- [18]: Harari J.

Thèse de doctorat, Lille, à paraître

- [19]: Vilcot J.P., Decoster D., Raczky L. and Constant M.

Electron. Lett., Vol. 20, N°. 7, pp. 274-275, 1984

- [20]: Gammel J.C., Metze G.M. and Ballantyne G.

IEEE Trans. On Electron. Devices, Vol. ED-28, N°. 7, pp. 841-849, 1981

- [21]: Friscourt M.R.

Thèse de doctorat, Lille, 1982

- [22]: Gouy J.P., Vilcot J.P., Decoster D., Riglet P., Patillon J.N. and Martin G.

Microwave and Optical Technology Lett., Vol. 3, No. 2, pp. 47-49, 1990

- [23]: Roth W., Schumacher H., Kluge J., Geelen H.J. and Beneking H.

IEEE, vol ED 32, n°6, Jun. 1985

- [24]: Ito M. and Wada O.

IEEE J., vol QE 22, n°7, pp. 1073-1078, 1986

CHAPITRE III

Etude d'un circuit numérique associé à un photoconducteur

CHAPITRE III

Etude d'un circuit numérique associé à un photoconducteur

Introduction:

Après avoir étudié, dans les deux chapitres précédents, le photoconducteur et le MSM qui présentent une technologie et une structure planaire compatibles avec celles des circuits intégrés III-V, nous étudions dans ce chapitre l'intégration monolithique d'un photoconducteur et d'un circuit intégré numérique fabriqué sur hétéroépitaxie GaAlAs/GaAs en technologie MISFET.

Le choix de cette technologie est une conséquence directe des résultats très intéressants déjà obtenus sur les composants discrets de type MISFET [1] et de sa potentialité pour la fabrication de circuits logiques III-V [2,3,4].

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons l'étude expérimentale du photoconducteur, dans le but de définir sa structure géométrique optimale et les meilleures conditions de fonctionnement. Ensuite, nous présentons brièvement le principe de fonctionnement du MISFET, ainsi qu'une modélisation très simplifiée du comportement électrique de ce transistor. Cette modélisation nous permettra de faire l'étude complète d'un démonstrateur, ou élément photosensible, qui comprend le photoconducteur optimisé et un circuit intégré de base constitué de deux transistors MISFET. Les résultats ainsi obtenus par simulation seront confrontés à ceux issus de l'expérience.

Enfin, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus sur le circuit intégré numérique complet comprenant un photoconducteur et dix-huit transistors MISFET et dont la fonction est la division par deux de la fréquence du signal électrique modulant le laser.

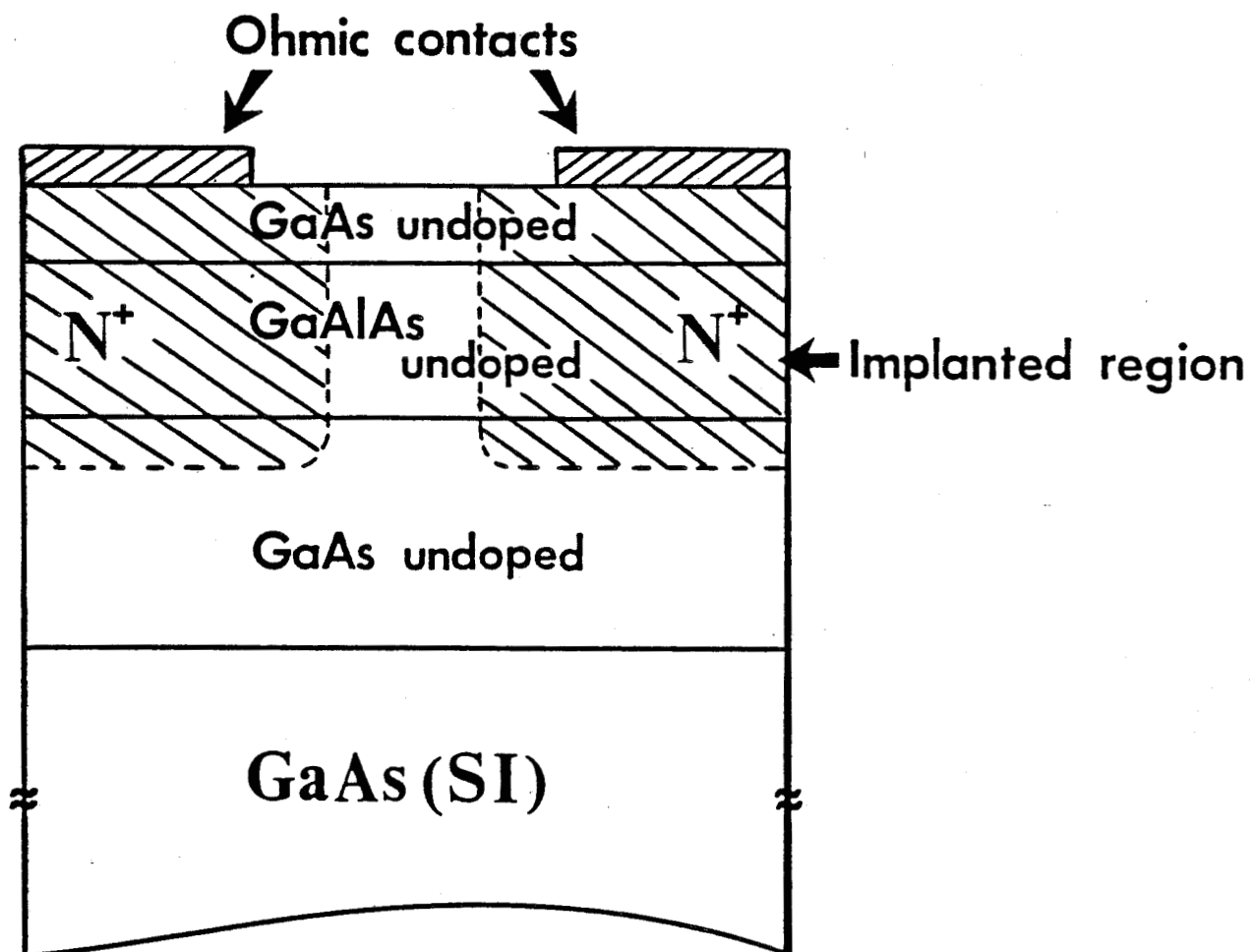


Fig.1: Photoconducteur GaAlAs/GaAs.

Coupe schématique d'une structure simple.

I-Etude du photoconducteur:

I-1:Présentation du composant:

Le photodétecteur étudié est un photoconducteur de structure planaire fabriqué sur hétérostructure GaAlAs/GaAs au Laboratoire d'Electronique Philips. L'épitaxie a été réalisée par la technique MOCVD ; elle est constituée d'un substrat GaAs semi-isolant, sur lequel sont déposées une couche de GaAs non intentionnellement dopée de $3\mu\text{m}$ d'épaisseur, puis une couche de GaAlAs non intentionnellement dopée à 45% d'aluminium de $400\text{\AA}$ d'épaisseur et enfin une fine couche de GaAs non intentionnellement dopée de $50\text{\AA}$ d'épaisseur et dont le rôle est de protéger la couche de GaAlAs contre l'oxydation. Les contacts ohmiques sont réalisés par dépôt de métal (AuGe/Ni) sur un caisson dopé N^+ ; celui-ci est obtenu par implantation ionique de Silicium. L'utilisation d'un masque en SiO_2 pour l'implantation a permis de réduire son épaisseur. En effet, comparé au masque classique en résine, le masque en SiO_2 donne une meilleur définition pour les motifs submicrométriques [5]. L'énergie d'implantation est de 80 keV pour une dose de $5.10^{13} \text{ cm}^{-2}$; ces conditions sont associées à 2 minutes de recuit à 850°C .

La figure 1 donne une coupe transversale du composant; plusieurs distances interélectrodes ont été prévues ($0.75\mu\text{m}$, $1\mu\text{m}$, $1.5\mu\text{m}$, $3\mu\text{m}$ et $5\mu\text{m}$).

I-2:Résultats expérimentaux:

Dans cette partie sont regroupés les principaux résultats expérimentaux obtenus pour le photoconducteur GaAlAs/GaAs en fonction de la tension de polarisation, de la puissance lumineuse incidente et de la température de fonctionnement, et ceci pour chaque distance interélectrode afin de définir la géométrie du photoconducteur la plus appropriée à la détection de signaux digitaux à haute fréquence.

Photoconducteur GaAlAs/GaAs

structure simple

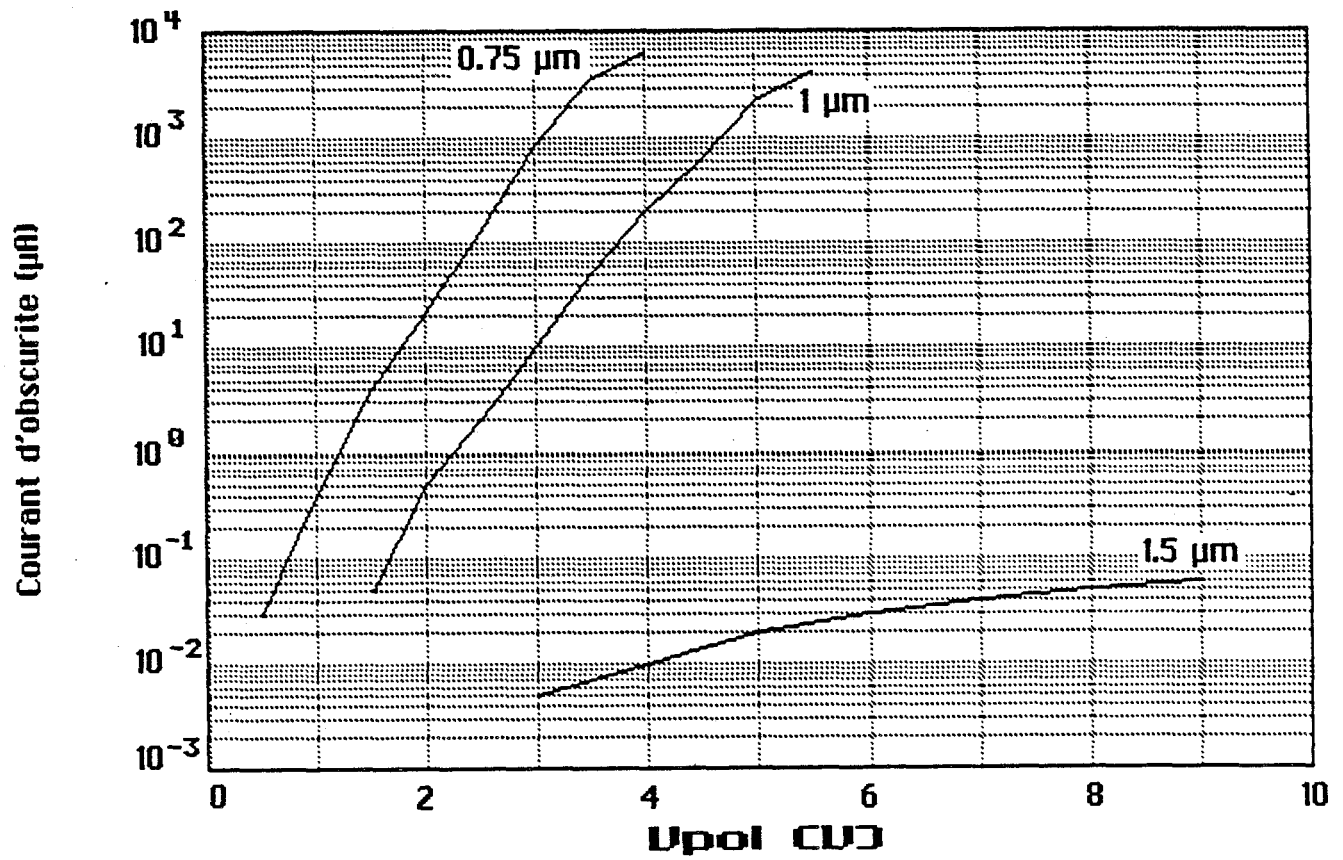


Fig.2: Courant d'obscurité fonction de la tension de polarisation pour trois distances interélectrodes.

Les principales grandeurs qui nous ont permis de caractériser et de comparer nos différents détecteurs sont:

- Le courant d'obscurité
- Le gain statique
- Le gain dynamique
- La réponse impulsionnelle
- Le bruit dû à l'éclairement

I-2-1: Courant d'obscurité:

Nous avons relevé l'évolution du courant d'obscurité en fonction de la tension de polarisation pour les différentes distances interélectrodes.

La figure 2 donne les variations typiques du courant d'obscurité pour les distances interélectrodes $0.75\mu\text{m}$, $1\mu\text{m}$ et $1.5\mu\text{m}$. Nous constatons que pour les distances submicroniques et microniques, le courant d'obscurité évolue de la même manière. Il reste faible ($<100\mu\text{A}$) pour les tensions inférieures à 2.5 Volts puis devient très important (supérieur au milliampère); par contre pour les distances supermicroniques¹, le courant d'obscurité évolue très lentement avec la tension de polarisation et garde des valeurs très faibles (comprises entre 1nA et 100nA). Dans le tableau ci-dessous, nous avons reporté les valeurs du courant d'obscurité pour les différentes distances interélectrodes et pour une tension de polarisation de 3V.

Distance interélectrode	$0.75\mu\text{m}$	$1\mu\text{m}$	$1.5\mu\text{m}$	$3\mu\text{m}$	$5\mu\text{m}$
Courant d'obscurité à 3V	0.9mA	$12\mu\text{A}$	10nA	5nA	2nA

¹ Dans la suite de ce travail, nous utiliserons cette terminologie pour designer les distances interélectrodes supérieures au micromètre.

Nous constatons qu'au fur et à mesure que la distance interélectrode augmente, le courant d'obscurité diminue.

Cette comparaison a été également effectuée pour des tensions de polarisation choisies de telle manière que le rapport de la tension de polarisation V à la distance interélectrode d soit maintenu constant, afin que l'on puisse comparer dans des conditions de champ électrique à peu près semblables (voir tableau ci-dessous).

Distance interélectrode d	0.75 μm	1 μm	1.5 μm	3 μm	5 μm
Courant d'obscurité à $V/d=40\text{KV/cm}$	0.9mA	50 μA	30nA	30nA	30nA

Nous constatons que pour les grandes distances interélectrodes (1.5, 3 et 5 μm), à champ électrique constant, le courant d'obscurité reste également constant. Par contre, pour les faibles distances interélectrodes (0.75 et 1 μm), le courant d'obscurité augmente dans des proportions importantes quand la distance interélectrode diminue. Ces résultats montrent que la nature de la couche active change selon que la distance interélectrode est inférieure ou supérieure à 1 μm , alors que le matériau de départ est le même, c'est à dire du GaAlAs/GaAs non dopé.

I-2-2: Etude statique:

Rappelons que le gain externe G d'un photoconducteur est défini par:

$$G = \frac{\text{nombre d'électrons récoltés}}{\text{nombre de photons incidents}} = \frac{N_e}{N_{ph}}$$

qui peut s'exprimer sous la forme:

$$G = \frac{h \cdot \nu}{q} \times \frac{I_{ph}}{P_l}$$

où $h \cdot \nu$ est l'énergie du photon incident

q la charge élémentaire

I_{ph} le photocourant mesuré

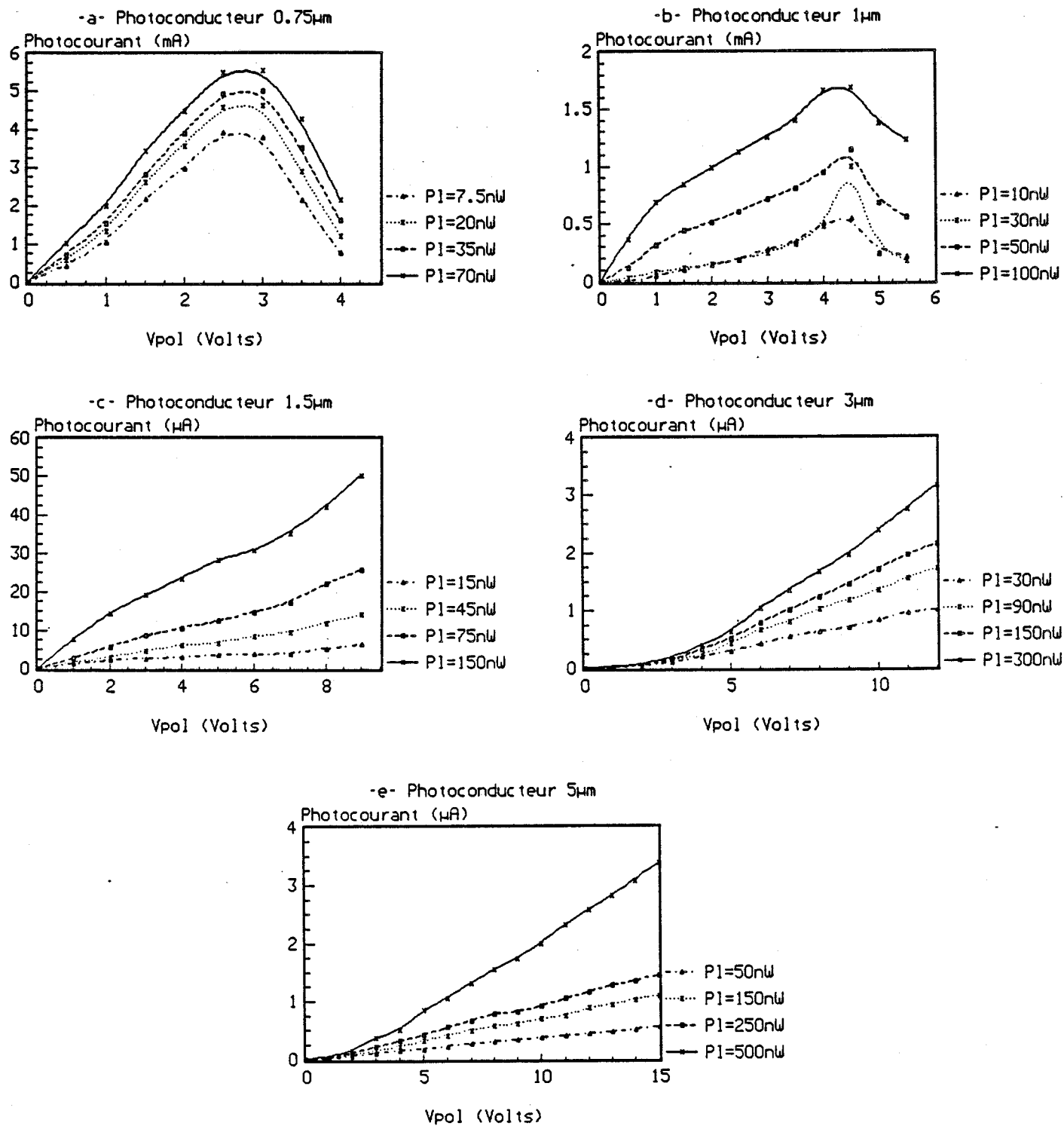


Fig.3: Photocourant fonction de la tension de polarisation pour différentes distances interélectrodes et sous différentes puissances lumineuses.

($\lambda = 0.63 \mu m$)

Photoconducteur GaAlAs/GaAs

structure simple

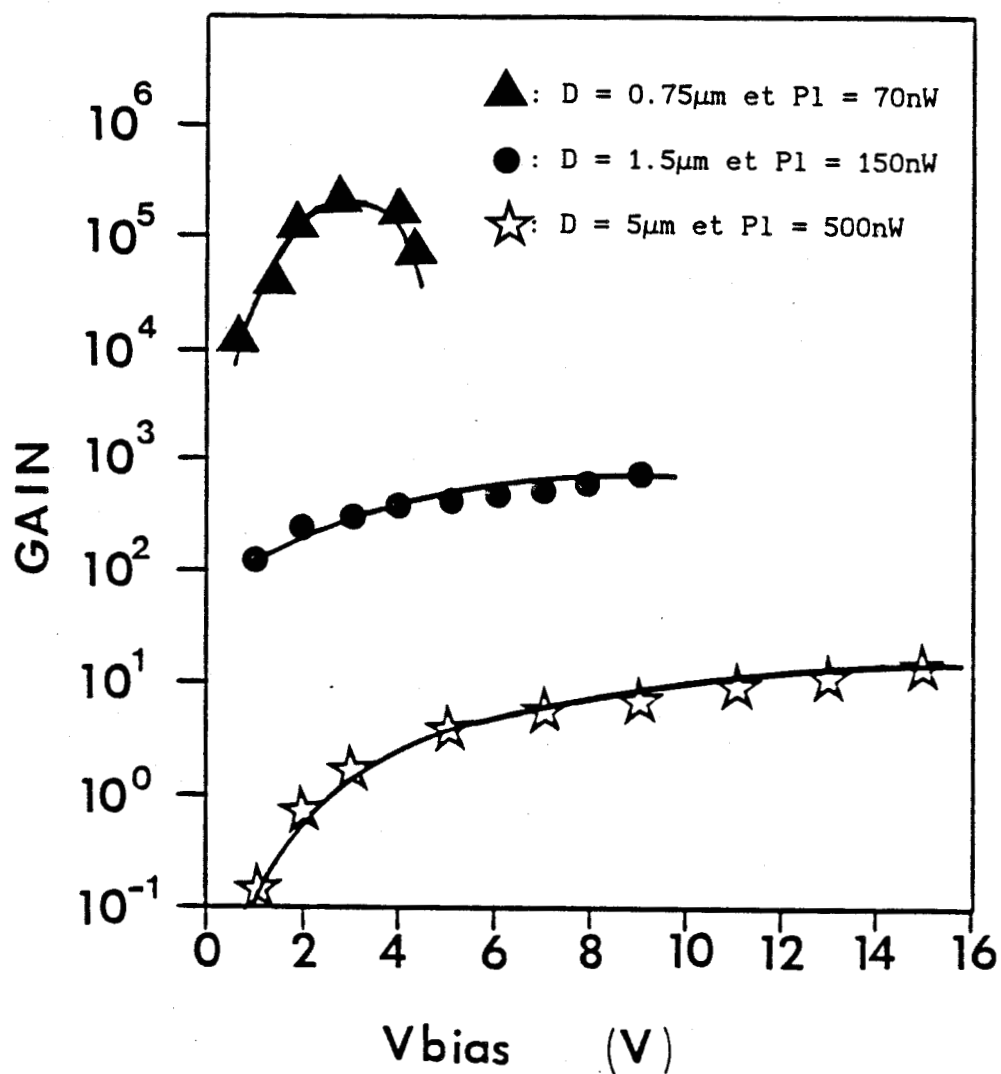


Fig.4: Gain statique fonction de la tension de polarisation pour trois distances interélectrodes D ($\lambda = .63 \mu\text{m}$).

Photoconducteur GaAlAs/GaAs

structure simple

et P_l la puissance lumineuse incidente.

A)-Influence de la tension de polarisation et de la puissance lumineuse:

La mesure du photocourant a été effectuée au laser He-Ne (de longueur d'onde $0.63\mu\text{m}$) pour différentes tensions de polarisation et sous différentes puissances lumineuses, de façon systématique pour chaque distance interélectrode (Fig.3).

Nous remarquons que pour les faibles distances interélectrodes ($0.75\mu\text{m}$, $1\mu\text{m}$), le photocourant (ou gain) augmente avec la tension de polarisation, passe par un maximum où il atteint des valeurs très importantes (gain supérieur à 10^5) et ensuite décroît, comportement semblable à celui du photoconducteur GaAs de type N. Par contre pour les distances interélectrodes supermicroniques ($1.5\mu\text{m}$, $3\mu\text{m}$, $5\mu\text{m}$), le gain augmente progressivement avec la tension de polarisation sans subir de chute, tout en conservant des valeurs plus faibles (10 à 10^3) comparables à celles obtenues dans le cas du photoconducteur GaAs de type tampon.

Sur la figure 4, nous avons comparé l'évolution du gain pour trois distances interélectrodes différentes ($0.75\mu\text{m}$, $1.5\mu\text{m}$, $5\mu\text{m}$) en fonction de la tension de polarisation. Nous constatons bien l'existence de deux types de comportement du photoconducteur selon que la distance interélectrode est inférieure ou supérieure à $1\mu\text{m}$.

B)-Influence de la température:

Nous avons également étudié l'influence de la température de fonctionnement sur le comportement du photoconducteur. Dans cette expérience, le composant est placé dans un cryostat sous vide primaire, afin d'éviter le givre. La température peut être réglée de -120°C à $+100^\circ\text{C}$.

On relève dans un premier temps l'évolution du courant d'obscurité en

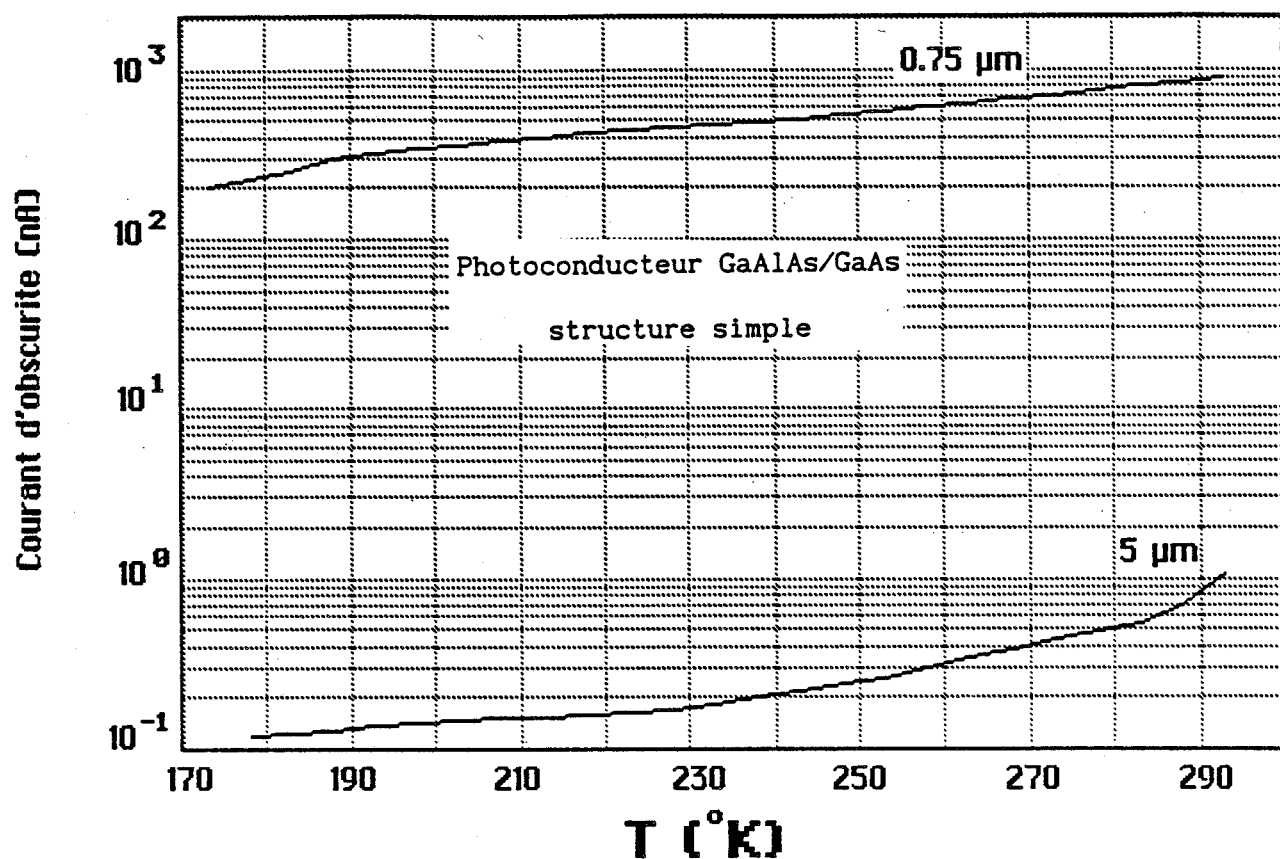


Fig.5: Courant d'obscurité fonction de la température pour deux distances interélectrodes.

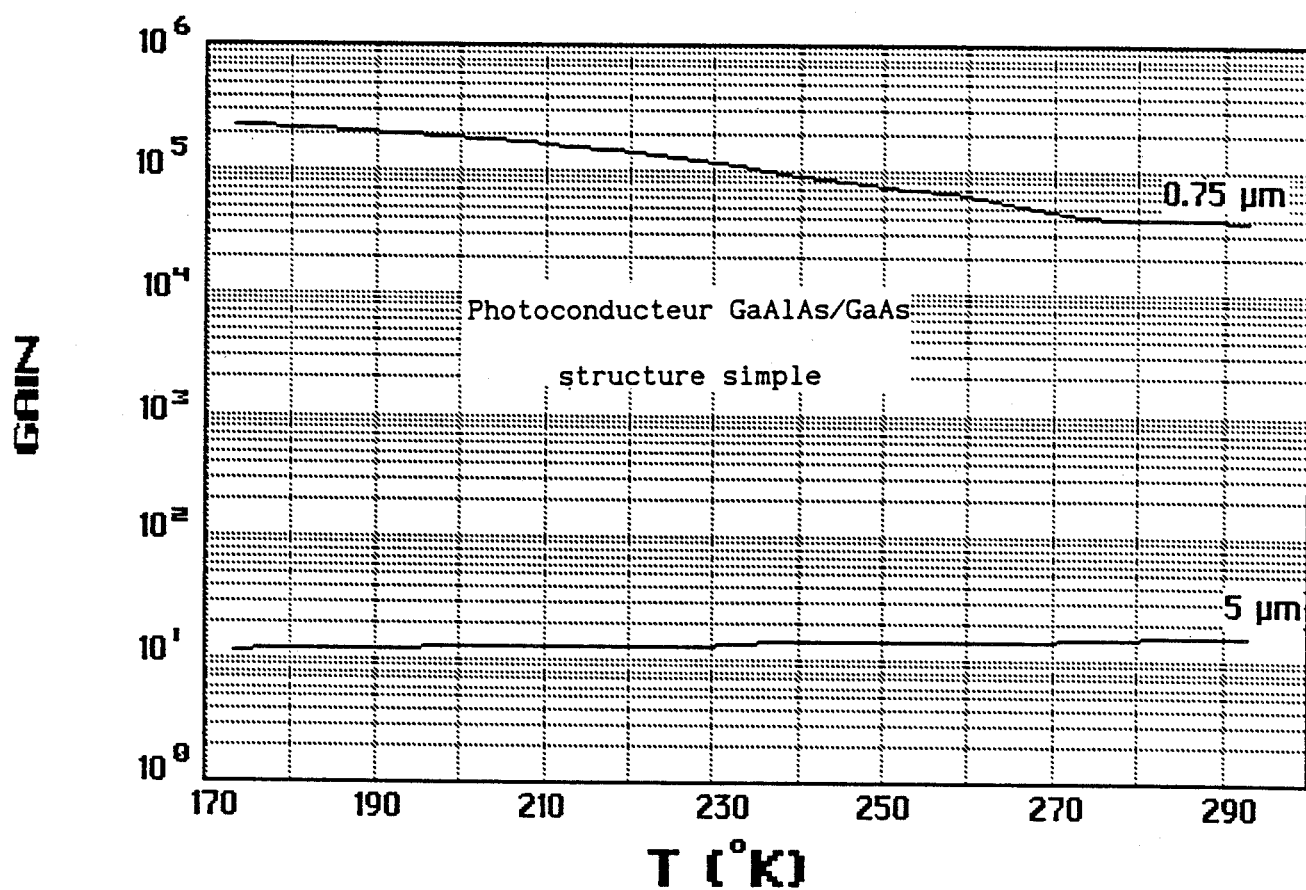


Fig.6: Gain statique fonction de la température pour deux distances

fonction de la température (Fig.5). Quelle que soit la distance interélectrode considérée, le courant d'obscurité diminue quand la température décroît. Ce résultat, déjà rencontré pour le photoconducteur GaAs, s'explique par une diminution du nombre des porteurs libres lorsque la température diminue [6].

En revanche, en ce qui concerne l'évolution du photocourant en fonction de la température, nous observons deux comportements tout à fait opposés selon que l'on considère les photoconducteurs à distance interélectrode inférieure ou supérieure à $1\mu\text{m}$ (Fig.6). En effet, pour les photoconducteurs à distance interélectrode courte, le photocourant ou le gain augmente lorsque la température diminue. Ce comportement est tout à fait semblable à celui que nous avons déjà obtenu pour le photoconducteur GaAs et qui est dû à une diminution de la durée de vie des porteurs photocréés quand la température augmente. Par contre, pour les photoconducteurs à distance interélectrode supermicronique, nous constatons que le gain diminue légèrement lorsque la température diminue. Un tel comportement, assez inattendu, est très vraisemblablement lié à la présence de la couche d'AlGaAs à fort taux d'Aluminium.

De cette étude statique, il apparaît que le photoconducteur GaAlAs/GaAs présente un comportement qui diffère selon la valeur de la distance interélectrode. En effet, les résultats montrent que le photoconducteur, pour les distances interélectrodes submicroniques, présente un comportement analogue à celui du photoconducteur GaAs de type N, c'est à dire dont la couche active a été dopée. Ceci s'explique très vraisemblablement par des phénomènes de diffusion lors de l'implantation ionique [7] et qui se traduisent par l'augmentation du dopage de la couche entre les électrodes. Par contre, pour les distances supermicroniques, le comportement du photoconducteur s'apparente à celui du photoconducteur GaAs non intentionnellement dopé. Dans ce cas, le phénomène de diffusion lors de l'implantation ionique ne se produit pas sur des distances suffisamment

Photoconducteur GaAlAs/GaAs

structure simple

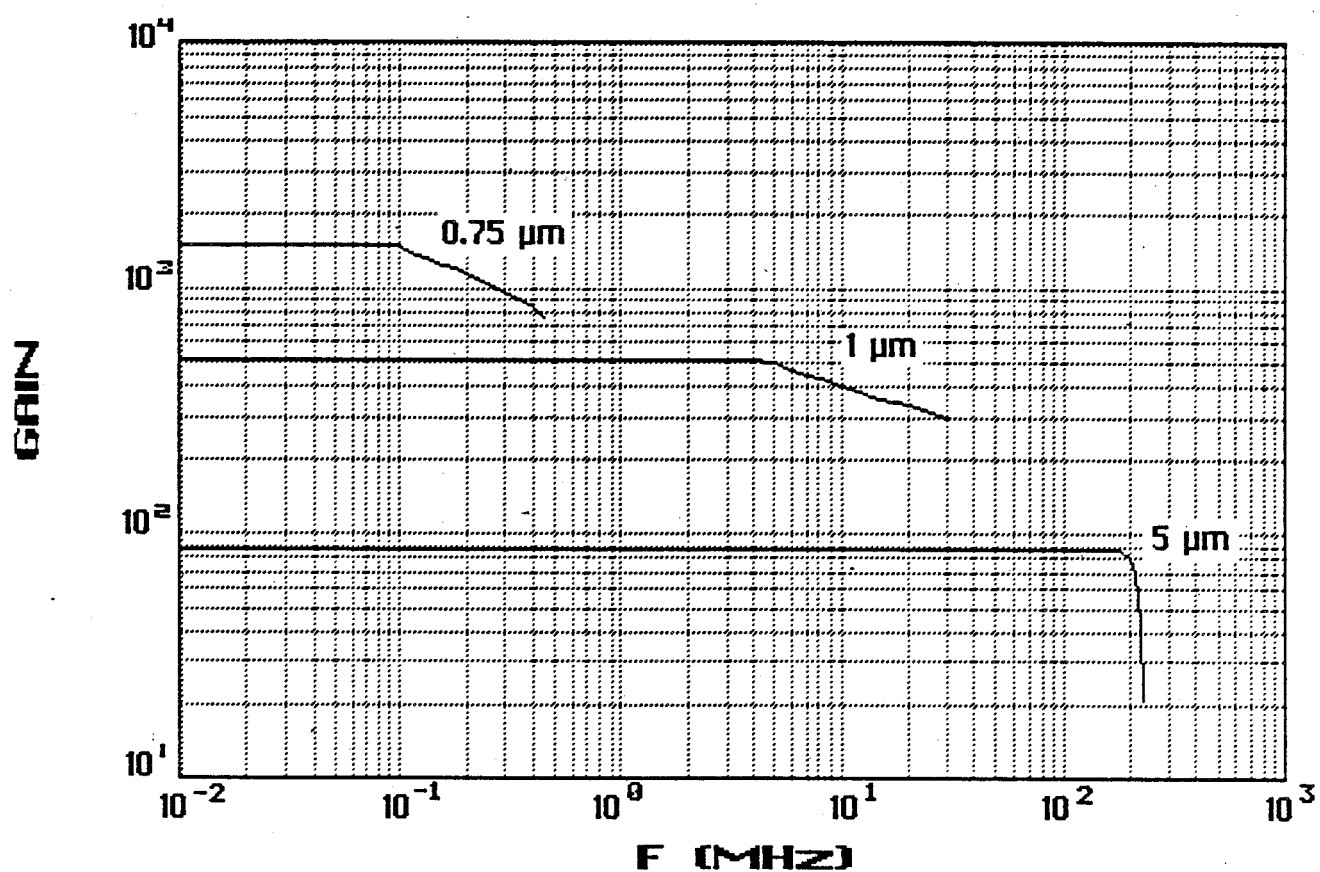


Fig.7: Evolution du gain dynamique aux basses fréquences

pour trois distances interélectrodes ($\lambda = 0.83 \mu\text{m}$).

$0.75 \mu\text{m}$ ($P_1 = 0.1 \mu\text{W}$), $1 \mu\text{m}$ ($P_1 = 0.5 \mu\text{W}$) et $5 \mu\text{m}$, ($P_1 = 0.75 \mu\text{W}$).

élevées pour introduire, de façon significative, un dopage supplémentaire dans la couche active du photoconducteur.

Pour mieux mettre en évidence ce phénomène, nous nous proposons d'effectuer une étude dynamique du photoconducteur de façon systématique pour chaque distance interélectrode.

I-2-3: Etude dynamique:

A)- Réponse fréquentielle:

Pour les basses fréquences ($f < 300\text{MHz}$), le gain dynamique a été mesuré à l'aide d'un banc fonctionnant à la longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$ et permettant une modulation sinusoïdale de la puissance lumineuse. La réponse dynamique en fonction de la fréquence est présentée (Fig.7) pour trois distances interélectrodes (0.75 , 1 et $5\mu\text{m}$). Nous constatons que le photoconducteur $0.75\mu\text{m}$ présente une fréquence de coupure de l'ordre de 250KHz , contrairement au photoconducteur $5\mu\text{m}$ qui possède une fréquence de coupure plus élevée (200MHz), mais un gain plus faible.

Ces résultats sont tout à fait cohérents avec nos observations précédentes, pour lesquelles le photoconducteur $0.75\mu\text{m}$ se comporte comme un photoconducteur GaAs de type N et les photoconducteurs de distances interélectrodes supérieures à $1\mu\text{m}$ se comportent plutôt comme des photoconducteurs GaAs de type tampon. Dans cette analyse, il convient également d'invoquer la modification de la durée de vie des paires électron-trou photocréées qui est plus petite dans le cas des photoconducteurs à grande distance interélectrode que dans le cas du photoconducteur $0.75\mu\text{m}$. En effet, dans l'hypothèse d'une recombinaison selon

un processus Poissonien, le gain s'exprime sous la forme:
$$\frac{\tau_v/\tau_t}{\sqrt{1+(2.\pi.\tau_v.f)^2}}$$

où τ_v est la durée de vie des paires électron-trou et τ_t le temps de transit.

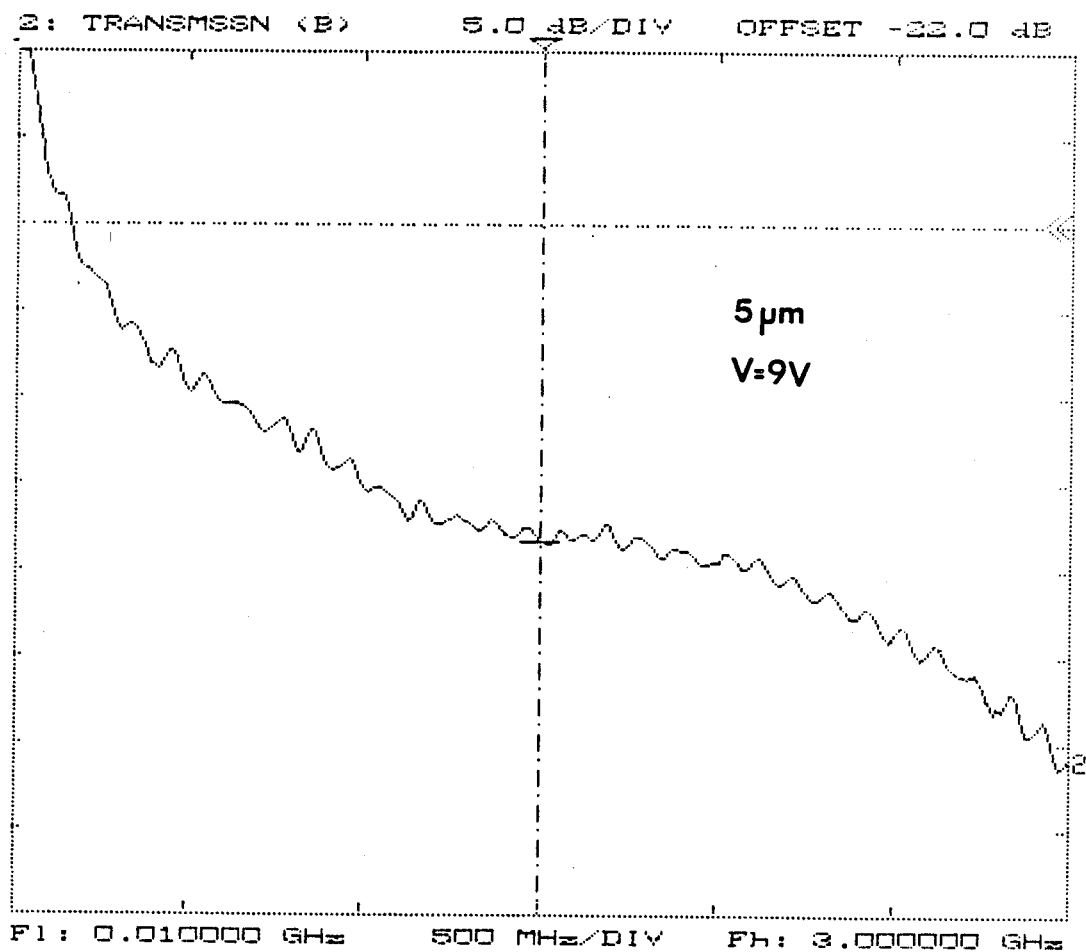
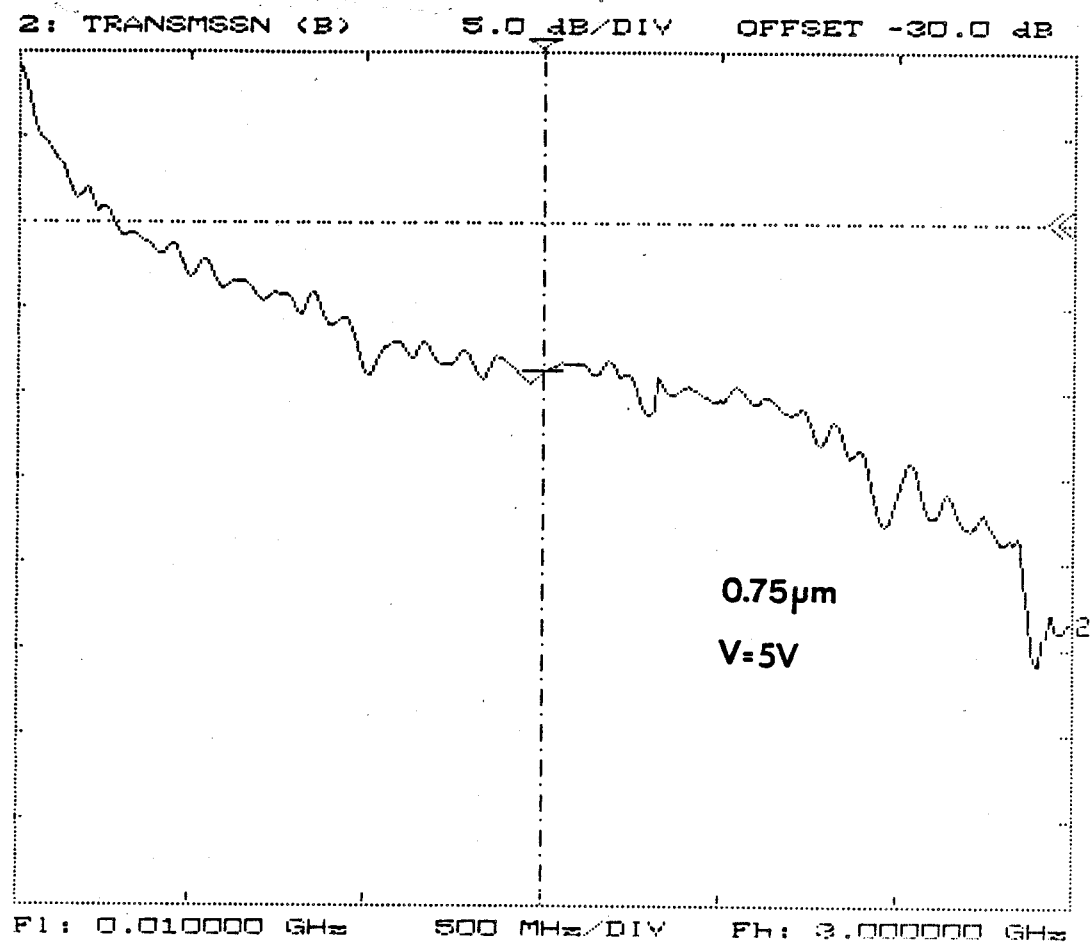


Fig.8-a: S_{21} fonction de la fréquence pour deux
distances interélectrodes ($\lambda = 0.83 \mu\text{m}$).
Photoconducteur GaAlAs/GaAs

structure simple

Photoconducteur GaAlAs/GaAs

structure simple

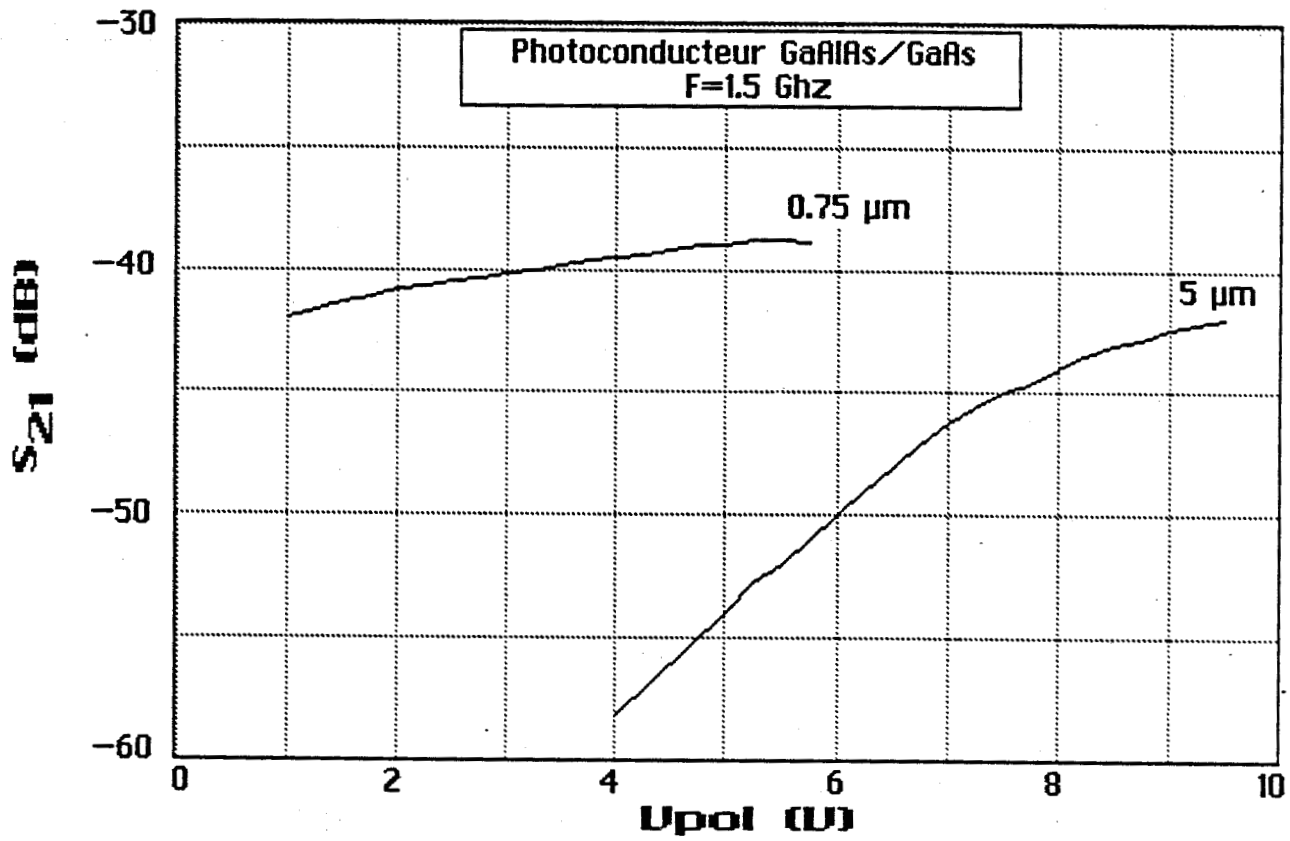


Fig.8-b: S_{21} fonction de la tension de polarisation pour deux distances interélectrodes ($\lambda = 0.83 \mu m$).

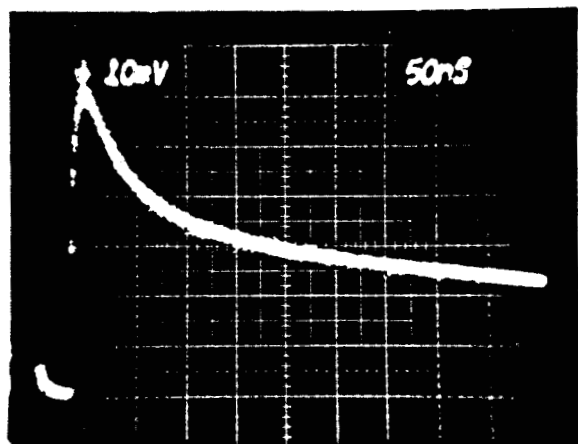
Par simple application de cette relation, on constate bien une réduction du gain et une augmentation de la fréquence de coupure lorsque la durée de vie diminue. Pour les dispositifs que l'on considère, cette réduction de la durée de vie est une conséquence, ainsi que nous l'avons déjà mentionnée dans l'étude statique, de l'augmentation du dopage par diffusion des ions implantés qui devient négligeable pour les grandes distances interélectrodes.

Pour analyser le comportement des photoconducteurs aux plus hautes fréquences, nous avons relevé la fonction de transfert S_{21} des photoconducteurs de distances interélectrodes $0.75\mu\text{m}$ et $5\mu\text{m}$ en fonction de la fréquence (Fig.8-a). Nous constatons que leur comportement en haute fréquence est semblable, ce qui signifie que les phénomènes de piégeage n'interviennent plus. Nous avons également relevé l'évolution de la fonction de transfert S_{21} de ces photoconducteurs en fonction de la tension de polarisation à la fréquence 1.5GHz (Fig.8-b). On peut remarquer que le niveau augmente au fur et à mesure que la tension de polarisation s'accroît correspondant à une réduction du temps de transit des porteurs dans la structure. On constate ainsi que le niveau obtenu avec le photoconducteur $5\mu\text{m}$ est plus faible que celui obtenu avec le photoconducteur $0.75\mu\text{m}$ (à puissance optique identique) même pour des tensions de polarisation élevées; ceci est dû à l'influence du temps de transit des porteurs dans la structure qui est plus important pour le photoconducteur $5\mu\text{m}$.

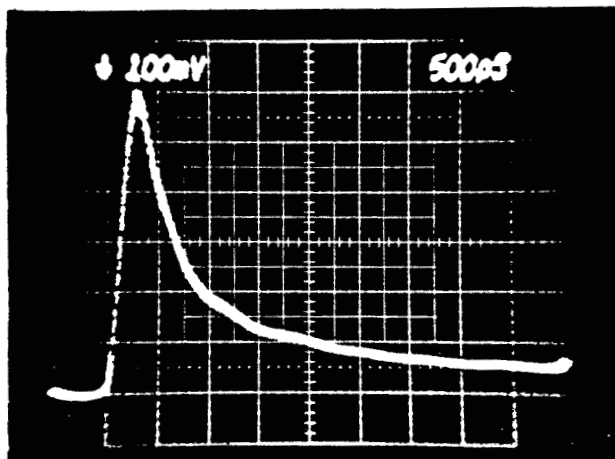
B)- Réponse impulsionnelle:

Nous avons mesuré la réponse du photoconducteur à une impulsion lumineuse très courte, à l'aide du laser picoseconde à modes bloqués ($\lambda=0.54\mu\text{m}$). Afin d'éviter des phénomènes de saturation qui seraient susceptibles de fausser les mesures [8], nous avons travaillé à faible puissance d'éclairement ($30\mu\text{W}$ en sortie du laser).

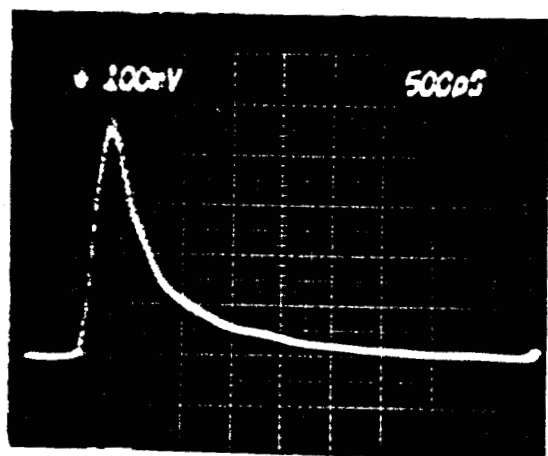
Cette étude a permis de mettre en évidence l'influence de la distance



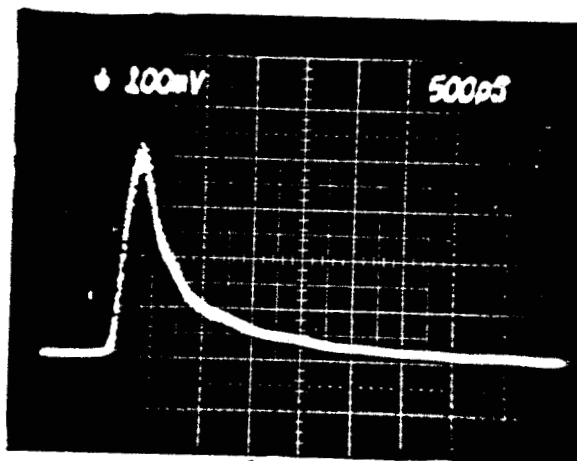
-a-



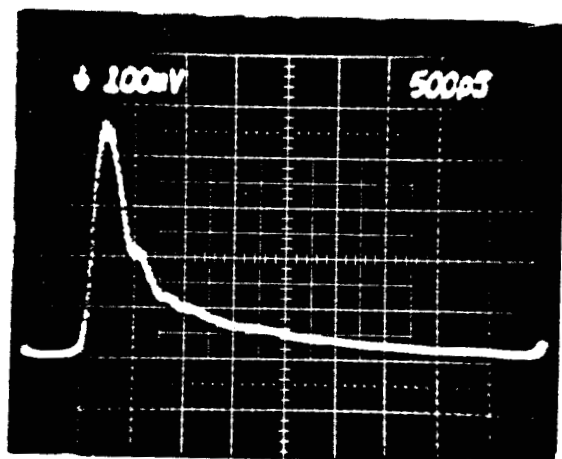
-b-



-c-



-d-



-e-

Fig.9: Réponse picoseconde du photoconducteur pour différentes distances interélectrodes D ($\lambda = 0.54\mu\text{m}$).

a) $D=0.75\mu\text{m}$, $P_1=0.7\text{nW}$. b) $D=1\mu\text{m}$, $P_1=1\text{nW}$. c) $D=1.5\mu\text{m}$, $P_1=1.5\text{nW}$.

d) $D=3\mu\text{m}$, $P_1=3\text{nW}$. e) $D=5\mu\text{m}$, $P_1=5\text{nW}$.

Photoconducteur GaAlAs/GaAs

structure simple

interélectrode sur la réponse impulsionnelle du photoconducteur. En effet, pour les distances inférieures ou égales au micromètre ($0.75\mu\text{m}$, $1\mu\text{m}$) nous relevons des temps de réponse très longs (Fig.9-a,b) supérieurs à la microseconde, ce qui se traduit par une durée de vie des porteurs très importante. En revanche, pour les distances supérieures à $1\mu\text{m}$ ($1.5\mu\text{m}$, $3\mu\text{m}$, $5\mu\text{m}$) le temps de réponse est plus court (Fig.9-c,d,e), ce qui signifie que la durée de vie des paires électron-trou, cette fois-ci, est moins importante.

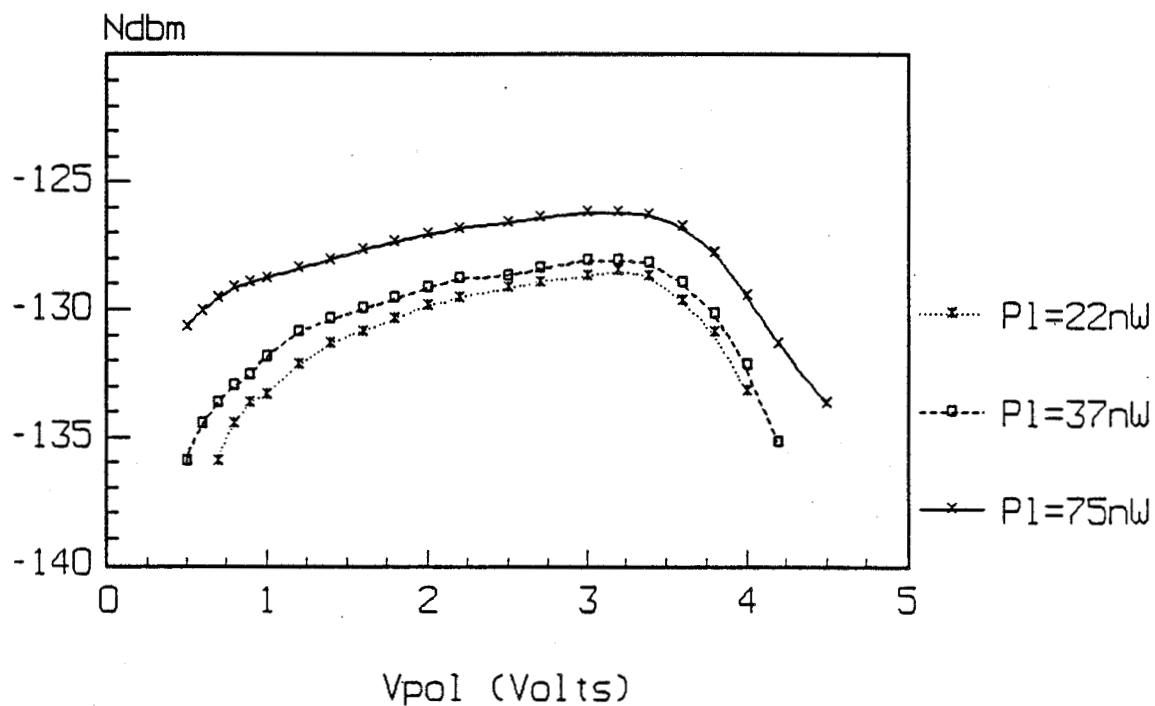
Ces résultats sont tout à fait compatibles avec ceux relatifs au gain statique et dynamique de ces photoconducteurs. En effet, pour les distances interélectrodes courtes, la durée de vie, très grande, est corrélée avec un gain statique élevé et une fréquence de coupure basse. Pour les distances interélectrodes plus grandes, la durée de vie des paires électron-trou est plus faible, ce qui se traduit par un gain statique également plus faible et une fréquence de coupure plus élevée.

Comme la durée de vie est une grandeur qui dépend essentiellement de la nature du matériau, et que l'épitaxie utilisée pour la réalisation du photoconducteur est la même quelle que soit la distance interélectrode prévue, il semble donc clair que cette différence de durée de vie est liée au mécanisme de l'implantation ionique des caissons surdopés qui ont servi à la réalisation des contacts ohmiques. En effet, l'implantation ionique s'accompagne d'un phénomène de diffusion des ions entre les électrodes [7] et y engendre donc une augmentation du dopage. Ce phénomène est prépondérant pour les courtes distances interélectrodes (inférieures ou égales à $1\mu\text{m}$), et devient négligeable pour les distances interélectrodes supermicroniques.

I-3: Bruit:

Nous avons relevé le bruit dû à l'éclairement à la fréquence 30MHz pour les photoconducteurs de distances interélectrodes 0.75 et $1\mu\text{m}$ en fonction de la tension de polarisation pour différentes puissances lumineuses (Fig.10).

Bruit dû à l'éclairement à 30MHz
du photoconducteur 0.75 μ m



Bruit dû à l'éclairement à 30MHz
du photoconducteur 1 μ m

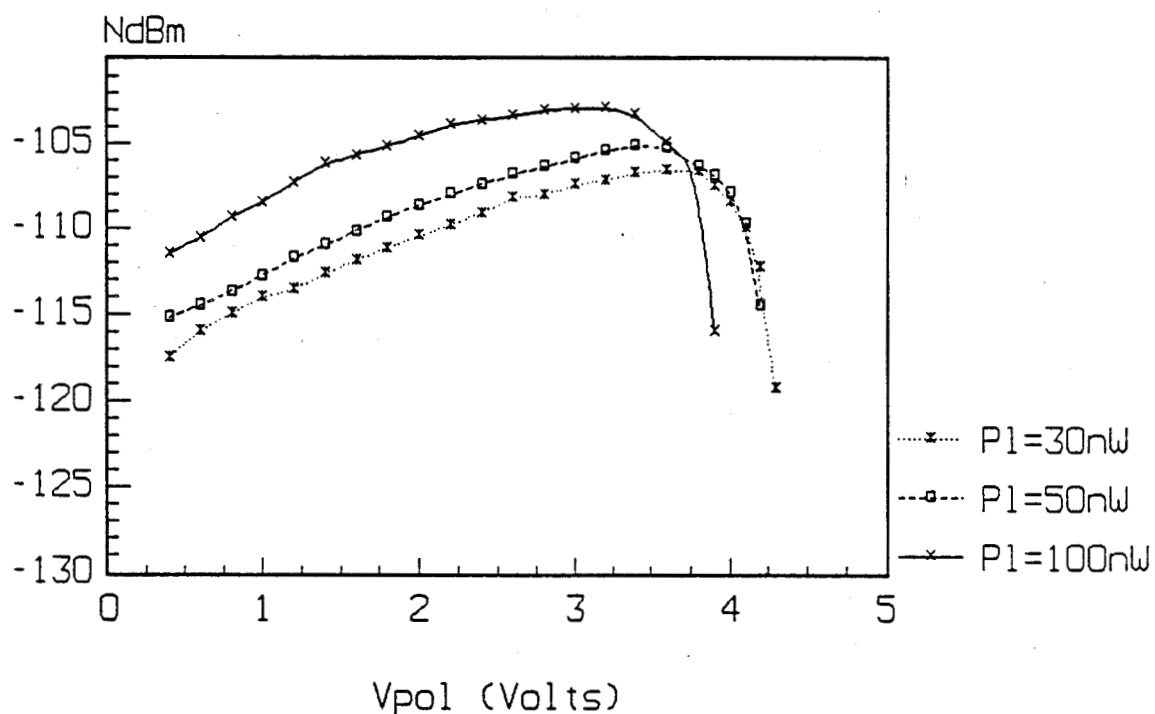


Fig.10: Bruit dû à l'éclairement fonction de la tension de polarisation.

($\lambda = 0.63\mu$ m)

Photoconducteur GaAlAs/GaAs

structure simple

Nous constatons que le niveau de bruit augmente avec la tension de polarisation passe par un maximum puis décroît; la tension correspondant au maximum est approximativement de 3V pour le photoconducteur $0.75\mu\text{m}$ et 4V pour le photoconducteur $1\mu\text{m}$. Ce comportement nous rappelle les variations du photocourant ou du gain statique de ces dispositifs avec la tension de polarisation (Fig.3-a et b). On constate également que le bruit augmente avec la puissance optique, les variations étant conformes à la relation 14 du chapitre I et que nous rappelons ici: $\langle i^2(f) \rangle = 4.q.I_{ph}.(G^2(f)/G_0).B$

Plus précisément, nous avons calculé le niveau de bruit à l'aide de cette relation et en utilisant le photocourant I_{ph} mesuré, le gain statique G_0 correspondant et le gain dynamique $G(f)$ mesuré (Fig.7). Ces calculs ont été effectués pour les photoconducteurs $0.75\mu\text{m}$ et $1\mu\text{m}$ puis comparés à ceux obtenus expérimentalement. Les résultats sont reportés dans le tableau suivant:

	Vpol (Volts)	I _{ph} (μA)	G ₀	G(f) à 30MHz	N calculé dBm	N mesuré dBm
Photoconducteur $0.75\mu\text{m}$	1	3000	6.10^4	10^2	-131	-130
Photoconducteur $1\mu\text{m}$	2	770	8.10^2	5.10^2	-104	-105

Compte tenu des imprécisions expérimentales, l'accord est satisfaisant et confirme les résultats déjà présentés par le laboratoire [9].

Pour le photoconducteur $5\mu\text{m}$, le niveau de bruit prévisible à l'aide de la relation est inférieur à -136 dBm, c'est à dire inférieur au niveau de bruit mesurable par le système de mesure. C'est pourquoi les expériences que nous avons tentées n'ont pas donné de résultats suffisamment exploitables et il n'a pas été possible d'étudier de manière systématique le bruit d'éclairement de ces composants.

I-4: Conclusion:

Cette étude a montré que le photoconducteur GaAlAs/GaAs a un comportement qui diffère selon que la distance interélectrode est inférieure ou supérieure à $1\mu\text{m}$.

Pour les distances inférieures à $1\mu\text{m}$, le photoconducteur a un comportement similaire à celui du photoconducteur GaAs type N; il présente un gain de photoconduction interne très important (10^5), et, à une impulsion lumineuse très courte, des temps de réponse très longs, qui se traduisent par des fréquences de coupure très basses, en parfait accord avec la mesure du gain dynamique.

En revanche, pour les distances interélectrodes supérieures à $1\mu\text{m}$, le photoconducteur s'est comporté comme un photoconducteur GaAs non dopé. Le gain de photoconduction interne est moins important, par contre la fréquence de coupure est plus élevée.

Le cas de la distance interélectrode $1\mu\text{m}$ est intéressant puisque le photoconducteur présente un gain raisonnable et une fréquence de coupure relativement élevée. Le choix s'est donc porté sur le photoconducteur $1\mu\text{m}$ pour son utilisation dans un circuit intégré numérique.

Dans le paragraphe suivant, nous présentons le transistor MISFET et une modélisation très simplifiée de son comportement électrique.

II-Le MISFET:

Le transistor à effet de champ constitue, à l'heure actuelle, le composant de base du développement de l'électronique hyperfréquence.

Le MISFET apparaît comme un composant très prometteur dans les applications analogiques hyperfréquences [10] et dans les applications aux circuits logiques présentant plusieurs états [2,11].

Un certain nombre de travaux ont déjà été développés dans notre

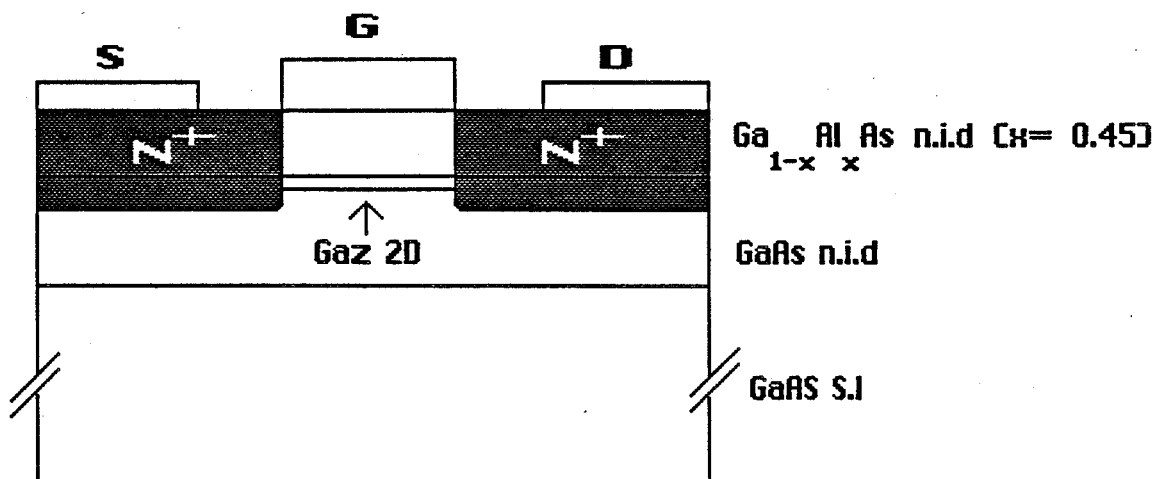


Fig.11: Structure générale d'un MISFET.

Grille	GaAlAs nid	GaAs nid
--------	------------	----------

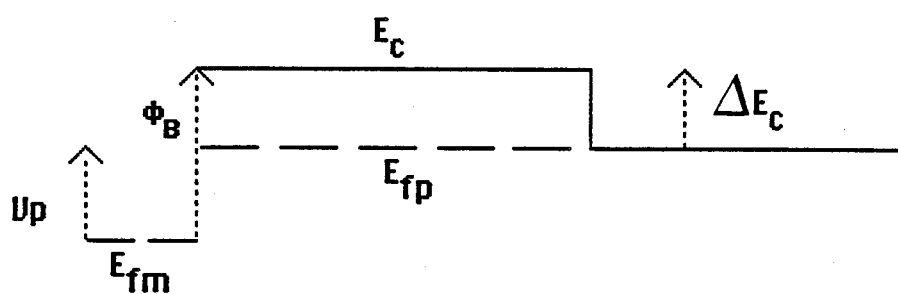


Fig.12: Structure de bande d'un MISFET.

laboratoire concernant l'étude et la modélisation du comportement physique de ce type de transistor [10,12,13]. Nous nous limitons donc, dans ce paragraphe, à présenter un modèle électrique petit signal très simplifié de ce transistor, l'objectif étant de simuler un circuit intégré constitué de transistors MISFET et d'un élément photodétecteur.

II-1:Présentation du MISFET:

La figure 11 représente la structure générale d'un MISFET. L'épitaxie utilisée est constituée d'une couche de GaAs non intentionnellement dopée (nid) sur laquelle a été déposée une couche de GaAlAs nid d'une épaisseur de quelques centaines d'Angström.

L'application d'une tension sur la grille, supérieure à la tension de pincement, crée à l'interface GaAlAs/GaAs un gaz bidimensionnel, qui constitue le canal du transistor auquel on accède, au niveau du drain et de la source, par des caissons d'implantation ionique.

On montre que la tension de pincement V_p du MISFET est égale à la différence entre la hauteur de la barrière de la jonction métal-semiconducteur ϕ_B et la discontinuité de la structure de bande ΔE_C [11] (Fig.12):

$$V_p = \phi_B - \Delta E_C$$

Cette relation fait apparaître l'insensibilité de la tension de pincement aux paramètres de la structure; elle ne dépend que de la nature des matériaux utilisés, ce qui tend à faciliter l'obtention d'une excellente uniformité de la tension de pincement, et par conséquent rend le MISFET particulièrement attractif pour des applications en logique.

La hauteur de la barrière métal-semiconducteur est donnée, dans le cas de l'or sur $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, en fonction de la concentration x en Aluminium par [14]:

$$\phi_B = 0.9 + 0.66 \cdot x \text{ (eV)}$$

La discontinuité de bande ΔE_c est donnée par la relation [15]:

$$\Delta E_c = 0.475 - 0.31 \cdot x \text{ (eV)}$$

Dans notre cas ($x=0.45$) on trouve:

$$\phi_B \approx 1.197 \text{ eV}$$

$$\Delta E_c = 0.335 \text{ eV}$$

d'où une tension de pincement V_p de l'ordre de 0.86 Volt. Ce transistor est donc normalement bloqué et fonctionne en enrichissement.

Les tensions de pincement relevées expérimentalement sont plus élevées (entre 1.2V et 1.5V). Cette différence est probablement due à des états de surfaces existant entre le métal et le GaAlAs [10].

II-2: Modélisation du MISFET:

Comme il n'existe pas, jusqu'à présent, de modèle du MISFET dans les logiciels de simulation tel que SPICE ou MDS, il nous a fallu établir un modèle électrique très simplifié à partir des relevés expérimentaux obtenus sur un MISFET fabriqué au LEP (TEC 527T301, $W=100\mu\text{m}$, $L_g=1.5\mu\text{m}$).

A partir des caractéristiques statiques, nous avons déduit des expressions analytiques sous formes de polynômes, du courant drain-source I_{ds} et du courant grille-source I_{gs} .

Pour le courant I_{ds} , nous avons supposé qu'il est constitué de deux composantes distinctes, l'une dépendant uniquement de la tension drain-source V_{ds} et l'autre dépendant de la tension grille-source V_{gs} :

$$I_{ds} = I(V_{ds}) \times I(V_{gs})$$

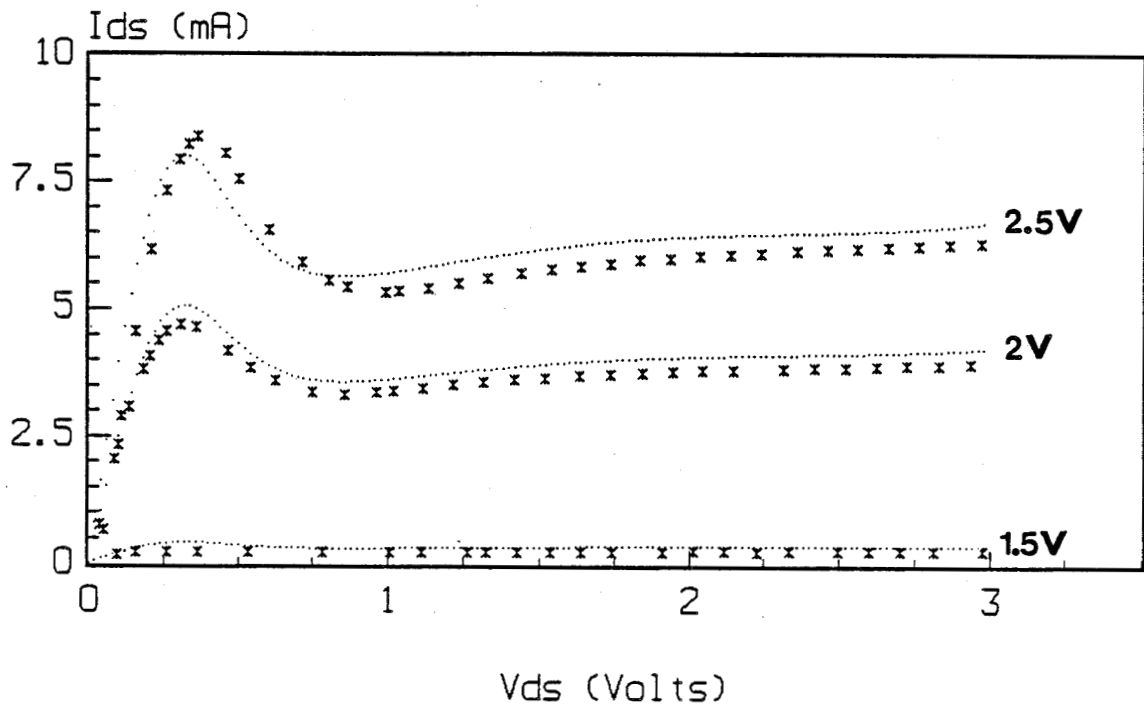
avec:

$$I(V_{ds}) = A \times \frac{V_{ds} \times \left\{ 1 + B \times \left[\frac{V_{ds}}{V_{dso}} \right]^3 \right\}}{1 + \left[\frac{V_{ds}}{V_{dso}} \right]^4} + (D + E \cdot V_{ds} + G \cdot V_{ds}^2 + K \cdot V_{ds}^3) \cdot \text{th}(F \cdot V_{ds})$$

$$I(V_{gs}) = A1 \cdot (V_{gs} - V_p) + A2 \cdot (V_{gs} - V_p)^2 + A3 \cdot (V_{gs} - V_p)^3 + A4 \cdot (V_{gs} - V_p)^4$$

Avec: $A = 4.606$

Caractéristique $I_{ds}(V_{ds})$
avec V_{gs} comme paramètre



Caractéristique $I_{ds}(V_{gs})$
avec $V_{ds}=2V$

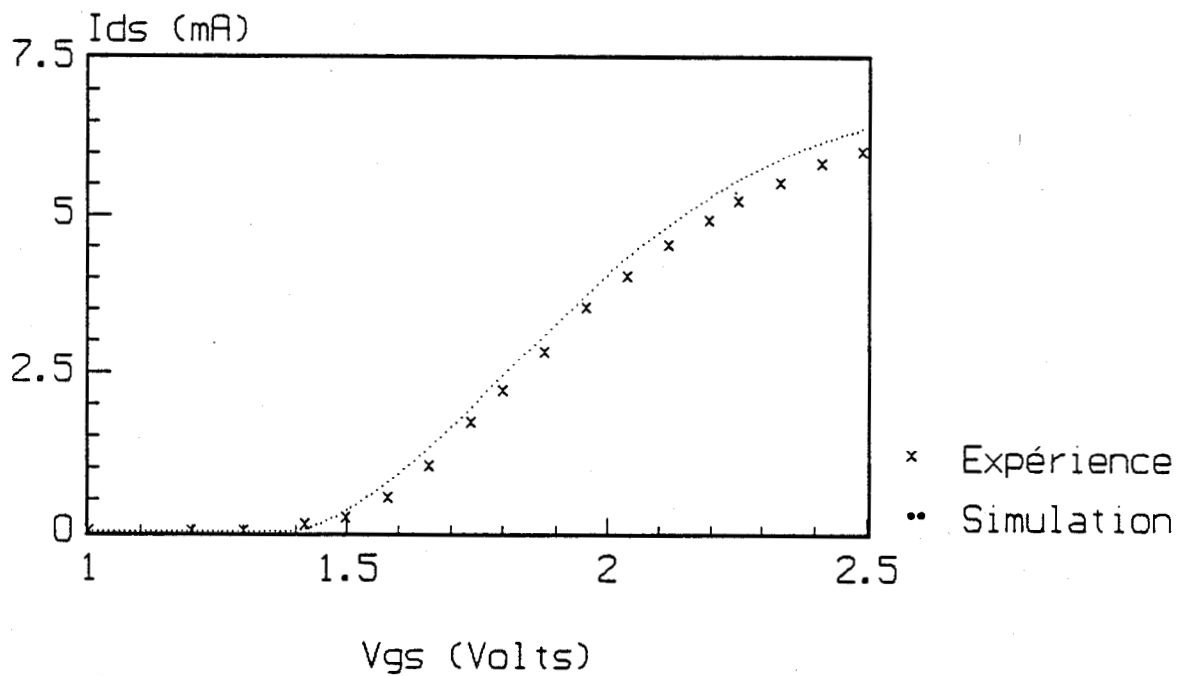
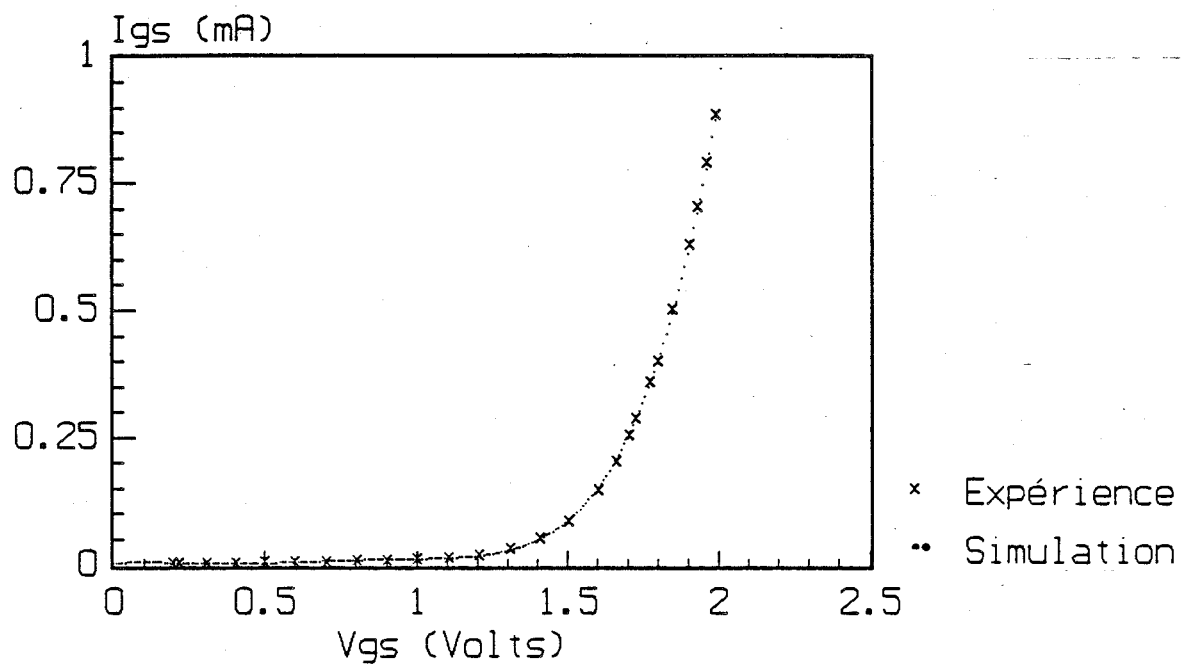


Fig.13-a: Caractéristiques statiques du MISFET

(TEC 527T301, $W=100\mu m$, $L_g=1.5\mu m$)

Caractéristique $I_{gs}(V_{gs})$
Drain en l'air



Caractéristique $g_m(V_{gs})$
 $V_{ds}=2V$

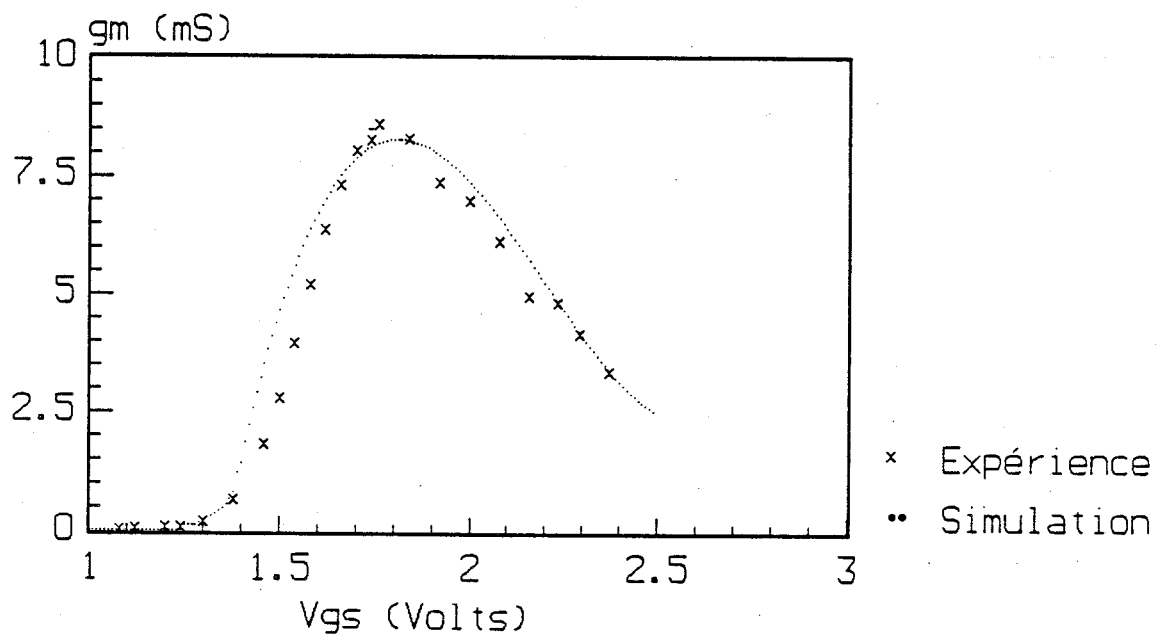
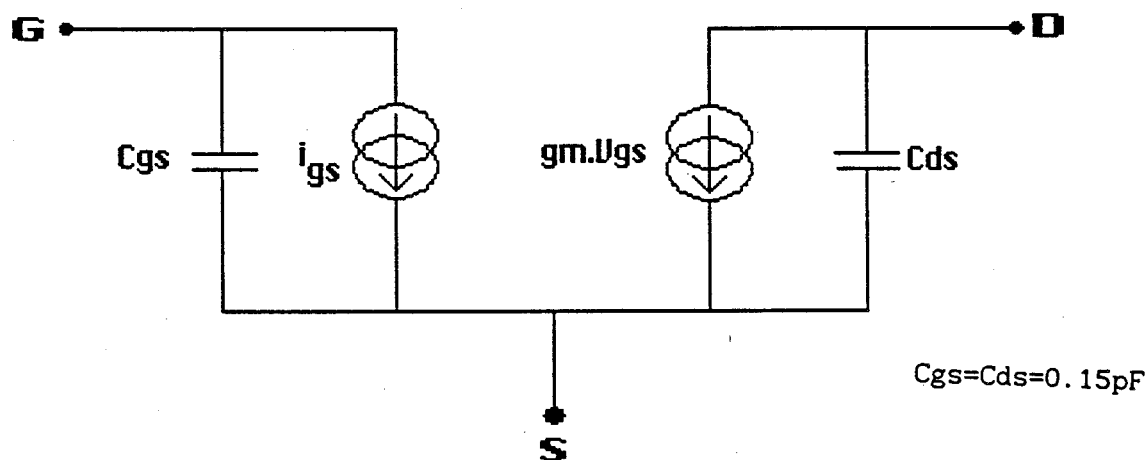


Fig.13-b: Caractéristiques statiques du MISFET

(TEC 527T301, $W=100\mu m$, $L_g=1.5\mu m$)



$$B = -1.331$$

$$D = 3.327$$

$$E = 3.745$$

$$F = 5.478$$

$$G = -1.540$$

$$K = 0.218$$

$$V_{dso} = 0.4387 \text{ V}$$

$$V_p = 1 \text{ V}$$

$$A1 = 0.398$$

$$A2 = 4.986$$

$$A3 = -5.459$$

$$A4 = 1.710$$

Les valeurs des constantes étant choisies de manière à exprimer I_{ds} en mA et les tensions V_{ds} et V_{gs} en Volts.

Pour le courant I_{gs} , nous avons supposé qu'il ne dépendait que de la tension grille-source V_{gs} :

$$I_{gs} = A' + B' \cdot V_{gs} + C' \cdot V_{gs}^2 + D' \cdot V_{gs}^3 + E' \cdot V_{gs}^4 + F' \cdot V_{gs}^5$$

Avec: $A' = 1.340 \cdot 10^{-3}$

$$B' = 3.756 \cdot 10^{-2}$$

$$C' = -2.758 \cdot 10^{-1}$$

$$D' = 6.686 \cdot 10^{-1}$$

$$E' = -6.308 \cdot 10^{-1}$$

$$F' = 2.087 \cdot 10^{-1}$$

Ici aussi les constantes sont choisies de manière à exprimer I_{gs} en mA et V_{gs} en Volts.

Les figures 13-a et 13-b représentent les caractéristiques statiques du MISFET mesurées expérimentalement et calculées à partir de la simulation.

Nous constatons un très bon accord entre les deux types de relevés, ce qui confère à la simulation, aussi simple soit elle, une validité satisfaisante.

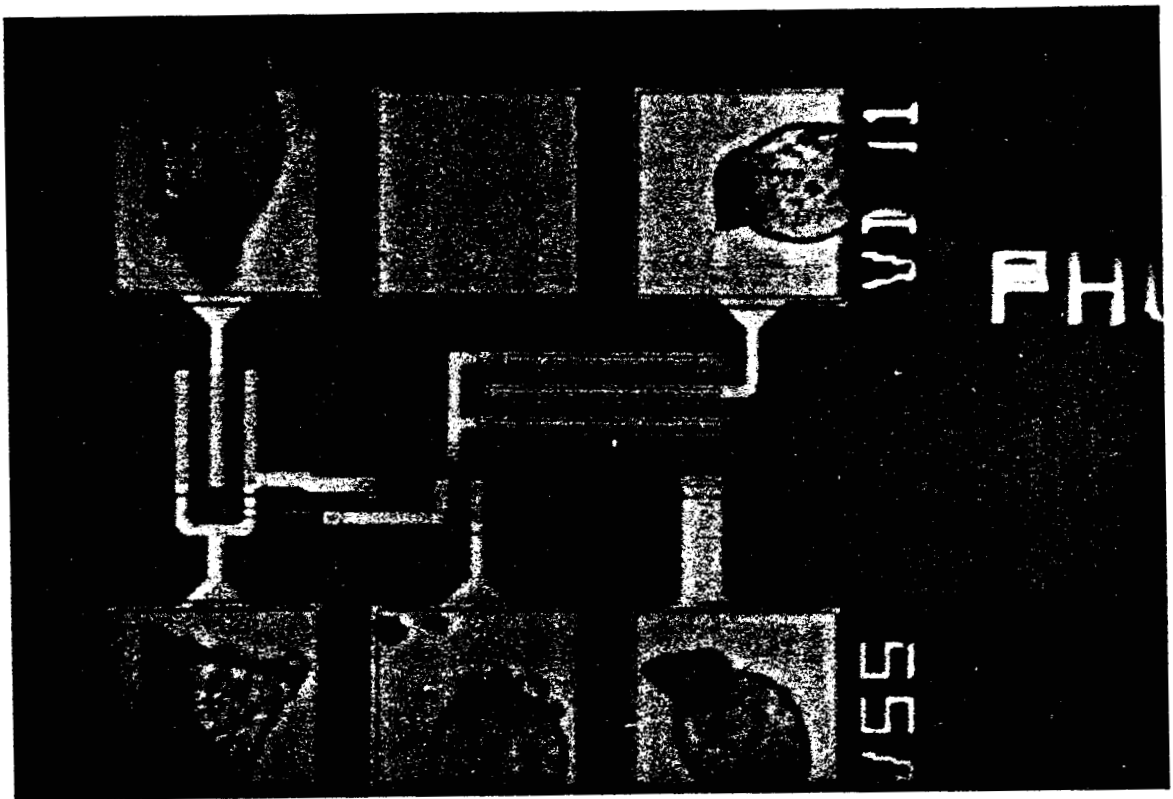


Fig.15-a: Photographie de l'élément photosensible associant
le photoconducteur trois doigts.

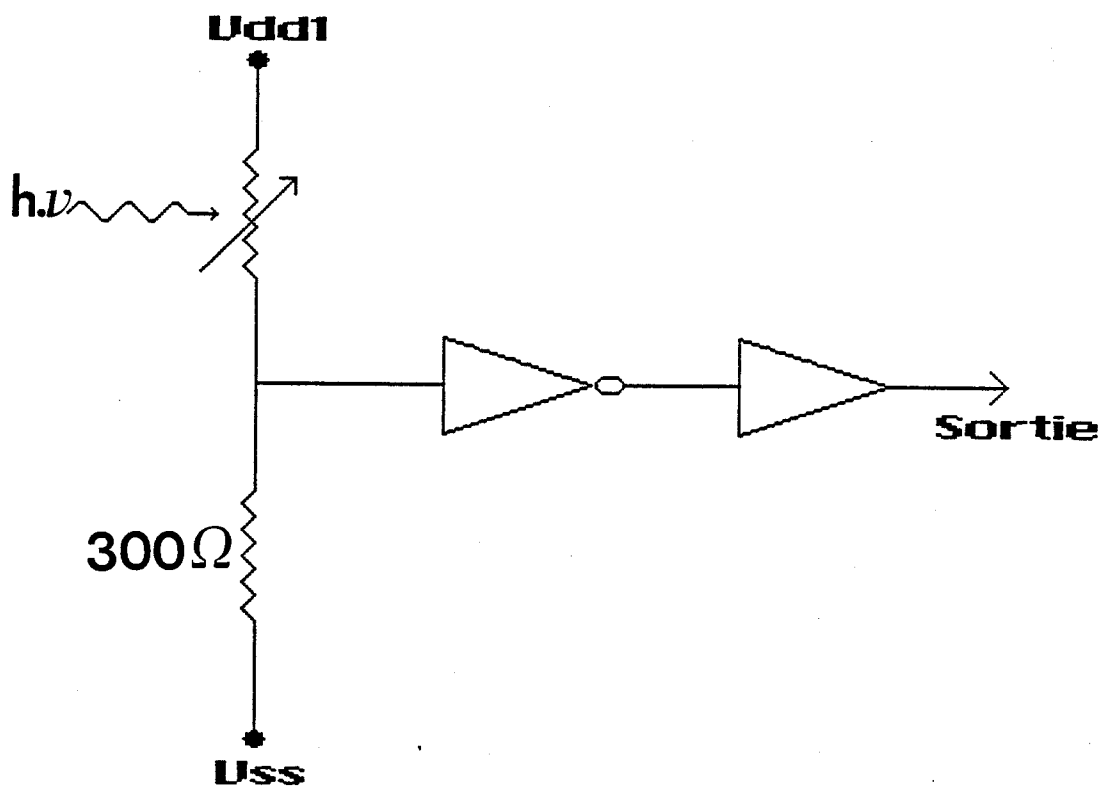
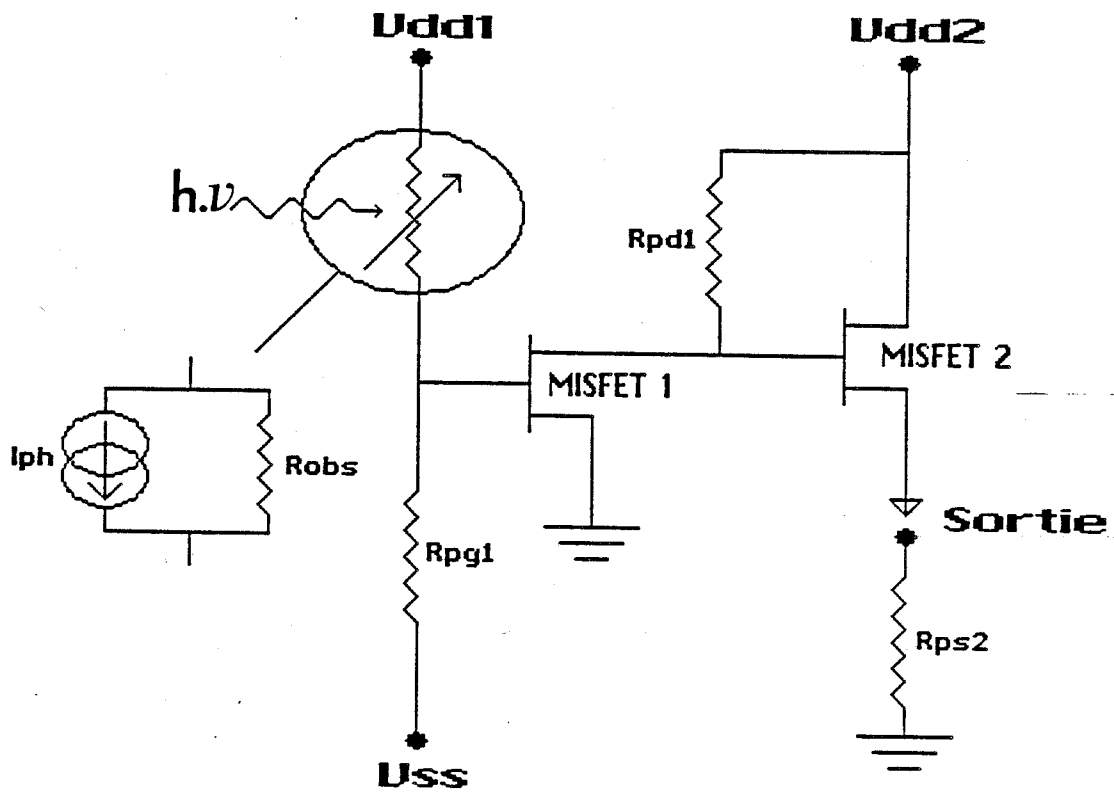


Fig.15-b: Schéma électrique équivalent et schéma synoptique de l'élément photosensible.

La mesure des paramètres S_{ij} entre 0.05GHz et 5.05GHz nous a permis de déterminer les éléments composant le schéma équivalent petit signal du transistor (Fig.14). Dans ce schéma très simplifié, nous n'avons tenu compte que de la transconductance g_m (de l'ordre de 100 mS/mm) ainsi que des capacités C_{gs} et C_{ds} que nous avons supposées constantes ($C_{gs}=C_{ds}=0.15\text{pF}$); nous avons également négligé les éléments d'accès (R_S , R_G , ...). Nous avons introduit un générateur de courant I_{gs} en parallèle avec C_{gs} , pour tenir compte du courant de grille du MISFET.

La fréquence de coupure intrinsèque f_{ci} , calculée à partir des éléments du schéma équivalent, selon la relation: $f_{ci} = g_m / (2 \cdot \pi \cdot C_{gs})$ donne une valeur maximale égale à 8.65GHz.

La poursuite de ce travail consiste à étudier un circuit intégré de base, que nous appelons élément photosensible, comprenant le photoconducteur optimisé et deux transistors MISFET.

III-Elément photosensible:

III-1:Présentation:

L'élément photosensible est constitué du photoconducteur de distance interélectrode $1\mu\text{m}$ et ayant trois doigts et d'un circuit intégré comprenant deux transistors MISFET. Comme nous l'avons signalé précédemment, l'élément photosensible a été fabriqué au LEP sur hétéroépitaxie GaAlAs/GaAs en technologie planaire MISFET. La figure 15 donne une photographie du composant (Fig.15-a) ainsi que son schéma électrique équivalent et le schéma synoptique de la fonction visée par le circuit intégré (Fig.15-b).

La polarisation du premier transistor ($W=20\mu\text{m}$) est assurée par un pont constitué d'une résistance fixe R_{pg1} (de l'ordre de 300Ω) et de l'élément photoconducteur, polarisés respectivement par les tensions V_{ss} et V_{dd1} . La variation de ces deux tensions agit directement sur le potentiel de grille du

transistor qui n'est pas commandé tant que la tension de pincement, que nous supposons égale à 1Volt, n'est pas dépassée. Quant au second transistor (double grille, $W=100\mu\text{m}$), il est commandé par la tension de polarisation V_{dd2} au travers d'une résistance fixe R_{pd1} d'environ $1K\Omega$, la sortie est chargée par une résistance R_{ps2} de 50Ω .

Il s'agit donc, dans ce paragraphe, de démontrer la possibilité de commander optiquement jusqu'à des fréquences élevées (de l'ordre du gigahertz), cette "bascule élémentaire", à l'aide d'un laser.

Nous nous proposons, dans un premier temps, de simuler le composant à partir de son schéma électrique équivalent afin de définir le rôle de chaque paramètre constituant ce schéma et les meilleures conditions de fonctionnement. Ensuite, nous présentons les principaux résultats expérimentaux qui nous permettront de vérifier les prévisions données par la simulation et de connaître les limites fréquentielles du composant.

III-2:Simulation:

III-2-1: Méthodologie:

De notre analyse précédente concernant le photoconducteur, nous avons modélisé le photoconducteur sous la forme d'un circuit électrique équivalent constitué (Fig.15-b):

* d'un générateur de courant ou plutôt de photocourant continu et alternatif, le photocourant continu s'exprimant en fonction de la tension de polarisation V_{pol} et de la puissance optique continue P_l , pour être compatible avec nos résultats expérimentaux, sous la forme:

$$I_{ph} = (A.V_{pol} + B.V_{pol}^2 + C.V_{pol}^3) \times (D.P_l + E.P_l^2)$$

Avec: $A = 0.0296$

$$B = -5.438.10^{-3}$$

$$C = 9.718.10^{-4}$$

$$D = 0.738$$

$$E = 0.0461$$

Les valeurs des constantes sont choisies de telle sorte que P_l s'exprime en μW et I_{ph} en mA.

Pour les mêmes raisons, la composante alternative du photocourant est donnée par l'expression:

$$i_{ph}(f) = \frac{(A.V_{pol} + B.V_{pol}^2 + C.V_{pol}^3) \times (D.P_m + E.P_m^2)}{\sqrt{1+(f/f_c)^2}}$$

où P_m est la puissance optique modulée et f_c la fréquence de coupure du gain du photoconducteur que nous avons fixée à 200MHz.

* d'une résistance parallèle, que nous avons appelée résistance d'obscurité R_{obs} puisque sa valeur ne dépend pas de la puissance lumineuse incidente mais uniquement de la tension de polarisation appliquée selon la relation suivante (en accord avec l'expérience):

$$R_{obs} = \frac{10^9}{\alpha + \beta.V_{pol} + \gamma.V_{pol}^2}$$

Avec: $\alpha = 0.4232$

$$\beta = -0.232$$

$$\gamma = 0.06135$$

où les constantes sont choisies de manière à exprimer R_{obs} en Ω et V_{pol} en Volts. Ce modèle électrique n'est valable que pour $0 \leq V_{pol} \leq 4V$.

A partir des trois schémas électriques équivalents que nous avons maintenant à notre disposition; c'est à dire celui du photoconducteur, du transistor et de l'élément photosensible, nous avons établi les équations régissant le fonctionnement du dispositif en statique et en dynamique et que nous donnons ci-dessous; les indices T1 et T2 réfèrent aux transistors 1 et 2 (voir Fig.15-b).

En statique:

$$* V_{pol} = V_{dd1} - V_{gs_{T1}}$$

$$* V_{gs_{T1}} = V_{ss} - R_{pg1} \times (I_{gs_{T1}} + I_{ph} + V_{pol}/R_{obs})$$

$$* V_{ds_{T1}} = V_{dd2} - R_{pd1} \times (I_{ds_{T1}} + I_{gs_{T2}})$$

$$* V_{gs_{T2}} = V_{ds_{T2}} - R_{ps2} \times (I_{ds_{T2}} + I_{gs_{T2}})$$

$$* V_{ds_{T2}} = V_{dd2} + V_{gs_{T2}} - V_{ds_{T1}}$$

$$* V_{out} = R_{ps2} \times (I_{ds_{T2}} + I_{gs_{T2}})$$

En dynamique la tension de sortie v_{out} est donnée par la résolution de l'équation suivante:

$$v_{out} = \frac{\frac{1+j.\omega.C_{gs_{T2}}.Z_2}{g_{m_{T2}}+j.\omega.C_{gs_{T2}}} \times i_{gs_{T2}} - Z_2 \cdot (i_{gs_{T2}} + g_{m_{T1}}.Z_1 \cdot (i_{ph} - i_{gs_{T2}}))}{1+Y_3 \cdot \left(\frac{1+j.\omega.C_{gs_{T2}}.Z_2}{g_{m_{T2}}+j.\omega.C_{gs_{T2}}} \right)}$$

avec

$$Z_1 = \frac{R_{eq}}{1+j.\omega.R_{eq}.C_{gs_{T1}}} \quad \text{où } R_{eq} = \frac{R_{obs}.R_{pg1}}{R_{obs}+R_{pg1}}$$

$$Z_2 = \frac{R_{pd1}}{1+j.\omega.R_{pd1}.C_{ds_{T1}}}$$

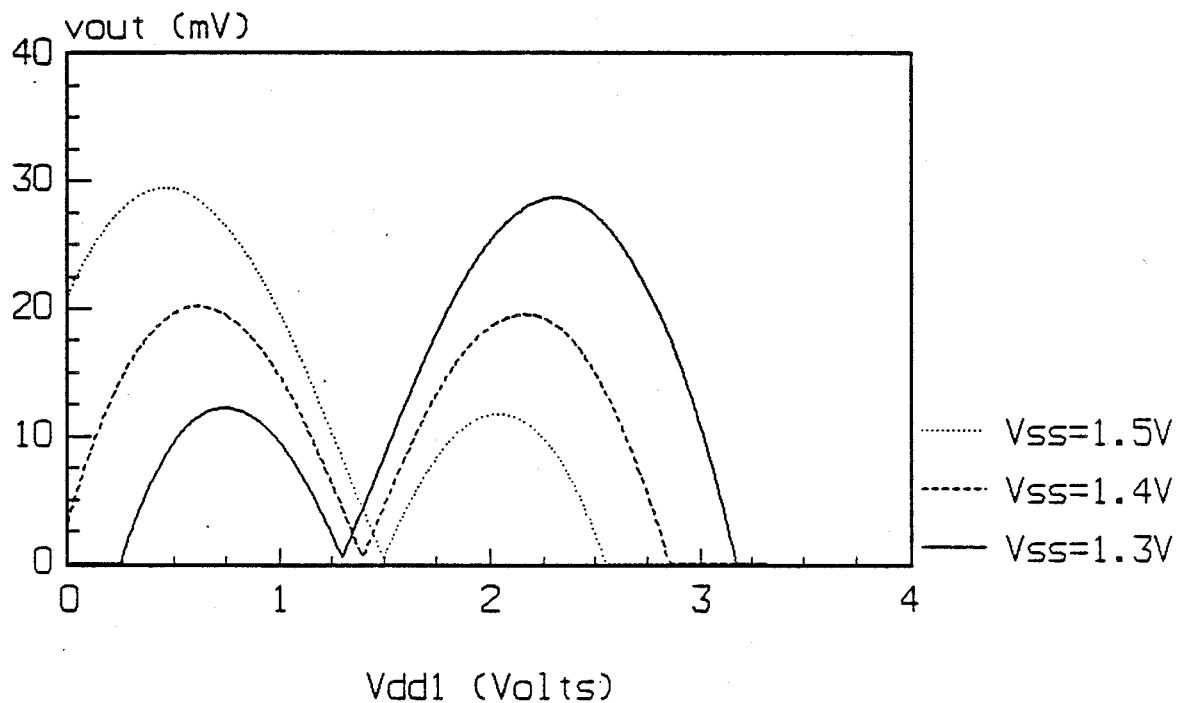
$$Y_3 = 1/R_{ps2} + j.\omega.C_{ds_{T2}}$$

La résolution de ces différentes équations nous a permis d'étudier l'influence des tensions de polarisation V_{ss} , V_{dd1} et V_{dd2} , et de la puissance lumineuse émise par le laser, sur le comportement dynamique du circuit intégré, afin de définir les conditions optimales de son fonctionnement.

III-2-2: Influence des tensions de polarisation:

Nous avons calculé la tension de sortie de l'élément photosensible en fonction des différentes tensions de polarisation, en fixant la puissance optique continue (de longueur d'onde $0.83\mu m$) à $P_l=16\mu W$ et en la modulant à la fréquence 10MHz avec un taux de modulation de 40% qui correspond donc à une puissance optique modulée P_m de l'ordre de $6\mu W$.

vout fonction de Vdd1 avec Vss comme paramètre et Vdd2=2V.



vout fonction de Vss avec Vdd1 comme paramètre et Vdd2=2V.

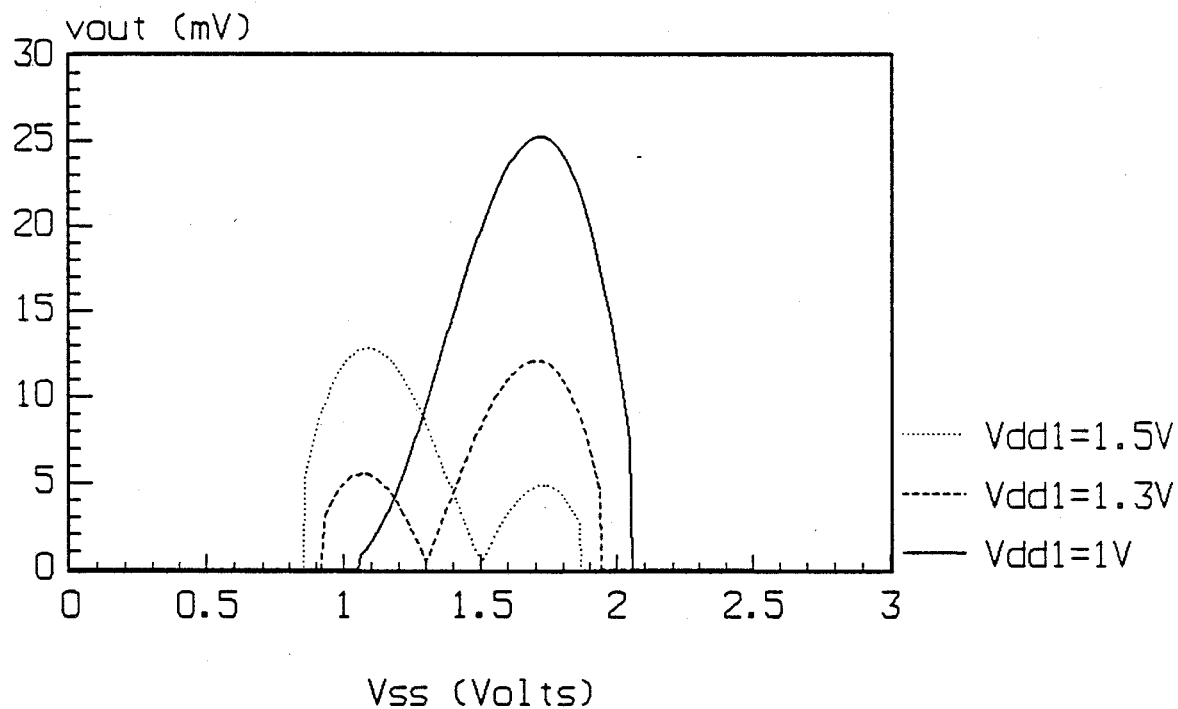


Fig.16-a: Influence des tensions de polarisation V_{dd1} et V_{ss} sur l'intensité calculée du signal de sortie V_{out} de l'élément photosensible ($F=10MHz$).

a) Influence des tensions Vdd1 et Vss:

Nous avons fixé la tension Vdd2 à 2Volts, ainsi le deuxième transistor est passant.

La figure 16-a représente l'évolution de la tension de sortie dynamique v_{out} en fonction de Vdd1 pour différentes valeurs de Vss, puis en fonction de Vss pour différentes valeurs de Vdd1.

Au vu de ces résultats, nous pouvons distinguer deux régions:

- * dans la première région, le signal de sortie v_{out} augmente au fur et à mesure que l'on augmente Vdd1 (ou Vss), passe par un maximum qui est d'autant plus important que Vss (ou Vdd1) est importante, puis décroît pour devenir nul lorsque les deux tensions Vss et Vdd1 sont égales.

- * dans la deuxième région, v_{out} décrit la même allure que dans la région précédente, mais cette fois-ci le maximum est d'autant plus important que la tension Vss (ou Vdd1) est faible.

Ces résultats s'expliquent de la façon suivante:

La variation de Vdd1 ou Vss entraîne une modification de la tension grille-source $V_{gs_{T1}}$ du premier transistor et par là, de la tension aux bornes du photoconducteur qui est égale à la différence entre $V_{gs_{T1}}$ et Vdd1.

Quand la tension $V_{gs_{T1}}$ devient supérieure à la tension de pincement, le premier transistor devient passant et en sortie il y a apparition d'un signal dynamique qui augmente au fur et mesure que $V_{gs_{T1}}$ augmente, puis diminue jusqu'à s'annuler au moment où $V_{gs_{T1}}$ devient égale à Vdd1 (et à Vss), puisque la différence de potentiel aux bornes du photoconducteur est à ce moment là nulle.

Ensuite, en augmentant toujours Vdd1 ou Vss donc $V_{gs_{T1}}$, le signal de sortie augmente de nouveau, mais le fait d'augmenter $V_{gs_{T1}}$ entraîne une diminution de la tension grille-source $V_{gs_{T2}}$ du deuxième transistor; ceci revient à décrire la courbe de la transconductance $g_{m_{T2}}$ du deuxième

Fig.16-b: v_{out} fonction de V_{dd2} avec V_{ss} comme paramètre et $V_{dd1}=1V$.

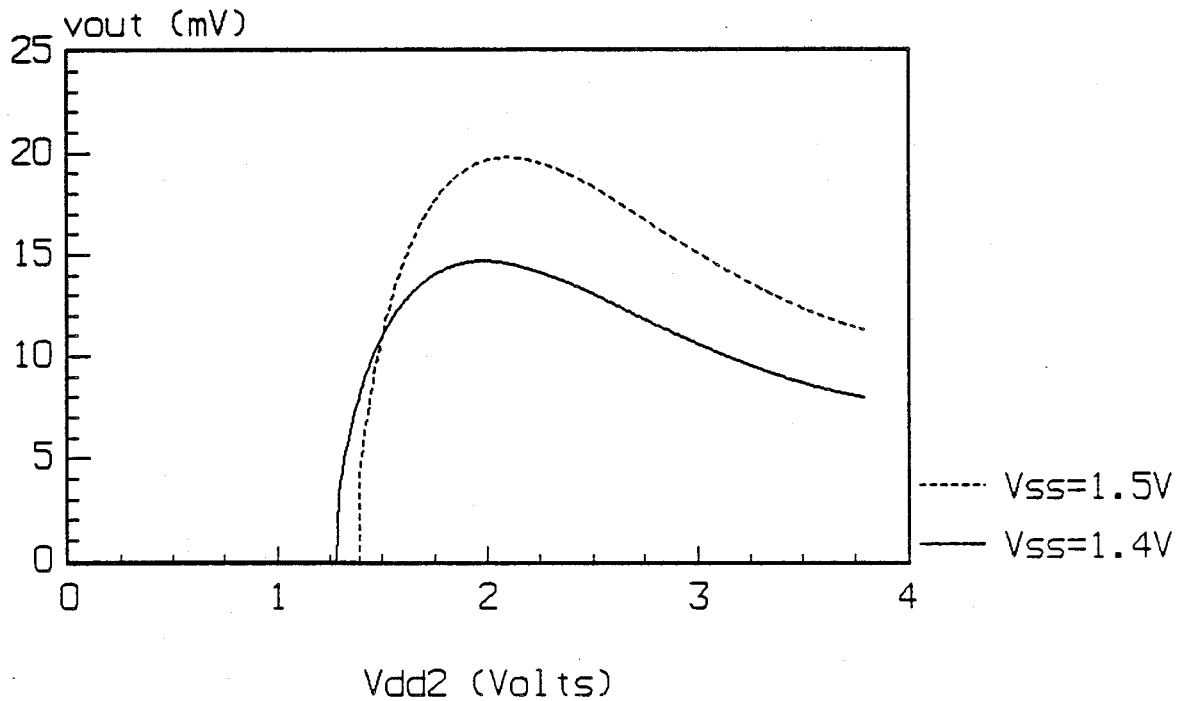
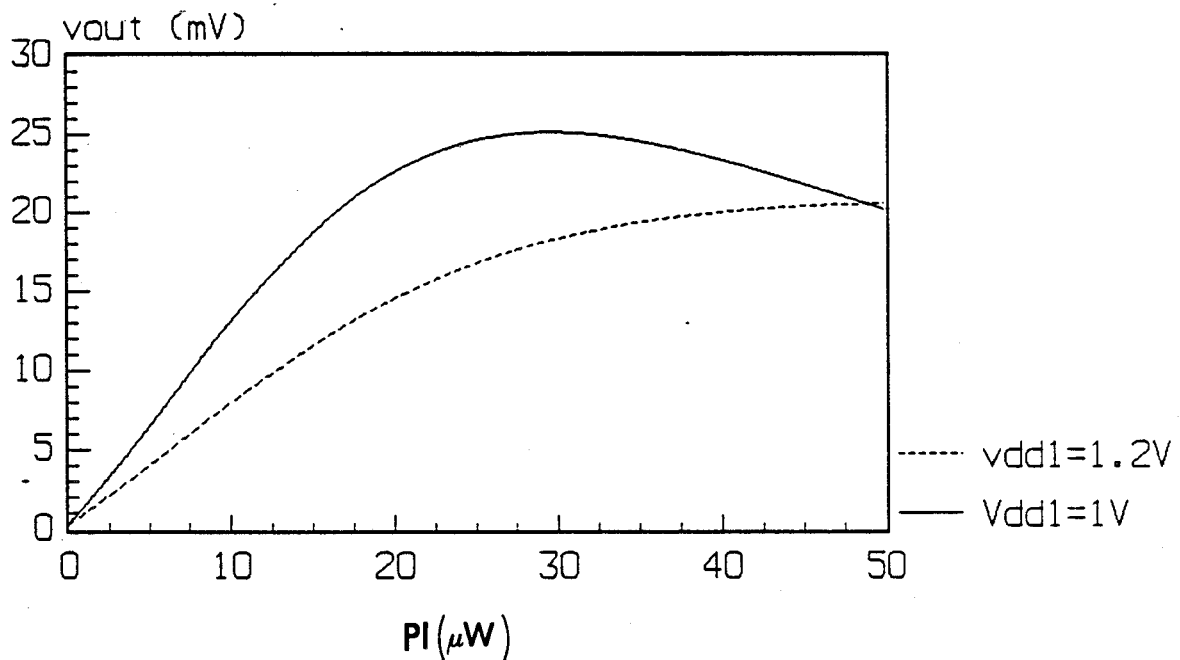


Fig.16-c: v_{out} fonction de la puissance laser continue avec V_{dd1} comme paramètre $V_{ss}=1.5V$, $V_{dd2}=2V$



Elément photosensible

Influence de la tension de polarisation V_{dd2} et de la puissance laser continue PI sur l'intensité calculée du signal de sortie V_{out} ($F=10MHz$).

transistor (Fig.14) dans le sens décroissant de $V_{gs_{T2}}$, qui se traduit par une diminution de $g_{m_{T2}}$ à partir d'une certaine valeur de $V_{gs_{T2}}$, donc de l'amplitude du signal de sortie. Au moment où $V_{gs_{T2}}$ devient inférieure à la tension de pincement, le deuxième transistor n'est plus commandé et le signal de sortie devient nul.

Nous constatons aussi, d'après les relevés de la figure 16-a, que l'influence de V_{ss} sur $V_{gs_{T1}}$ est plus importante que celle de V_{dd1} . En effet, pour une tension de V_{ss} supérieure à 1.4V, même à V_{dd1} nul, on récupère un signal en sortie, alors que le contraire n'est pas vrai. Ceci provient du fait que la résistance équivalente du photoconducteur est plus élevée que la résistance R_{pg1} qui a été fixée à 300Ω . Nous constatons également que, pour $V_{ss}=1.4V$, nous avons une parfaite symétrie de la courbe par rapport au point $V_{dd1}=V_{ss}$.

Enfin, nous avons choisi les tensions $V_{ss}=1.5V$ et $V_{dd1}=1V$ comme étant un point de polarisation optimal du premier transistor, puisqu' il permet d'obtenir un maximum de signal de sortie tout en ayant des tensions de polarisation raisonnables.

b) Influence de la tension V_{dd2} :

La figure 16-b montre l'évolution du signal de sortie en fonction de V_{dd2} pour $V_{dd1}=1V$ et à différentes valeurs de V_{ss} .

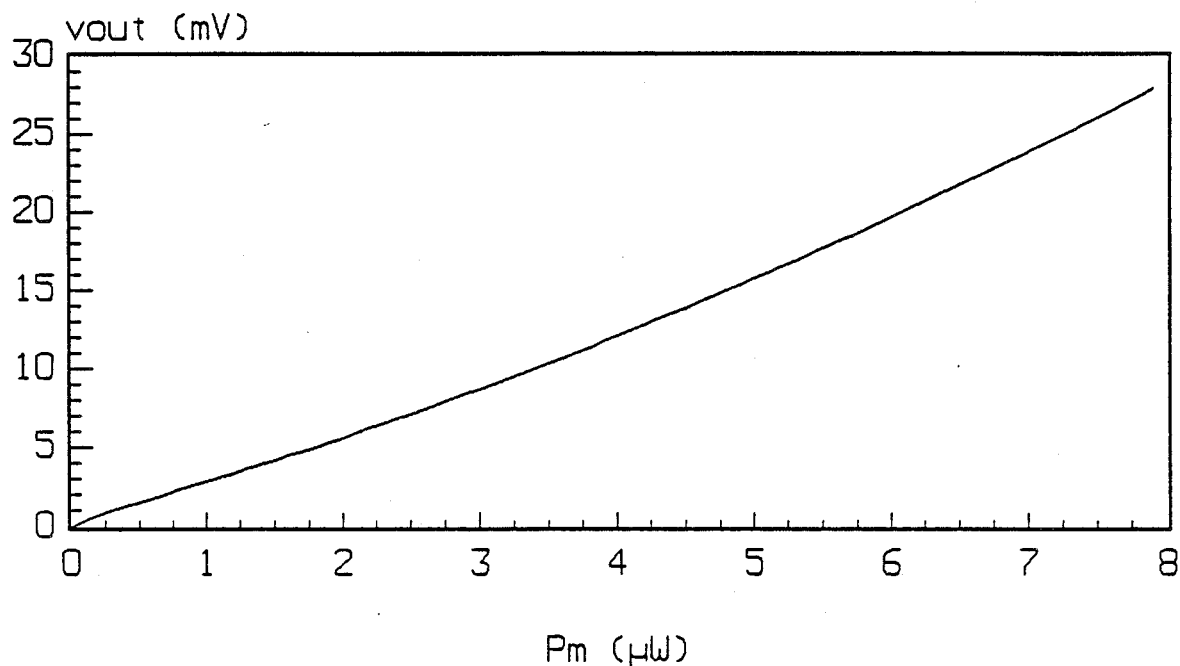
L'allure obtenue rappelle de très près celle de la transconductance $g_{m_{T2}}$ du MISFET en fonction de la tension $V_{gs_{T2}}$, puisque la tension V_{dd2} agit directement sur $V_{gs_{T2}}$.

Nous constatons que le maximum de signal est obtenu pour $V_{dd2}=2V$ et à $V_{ss}=1.5V$.

III-2-3: Influence de la puissance lumineuse:

Fig.17-a: v_{out} fonction de la puissance lumineuse modulée P_m .

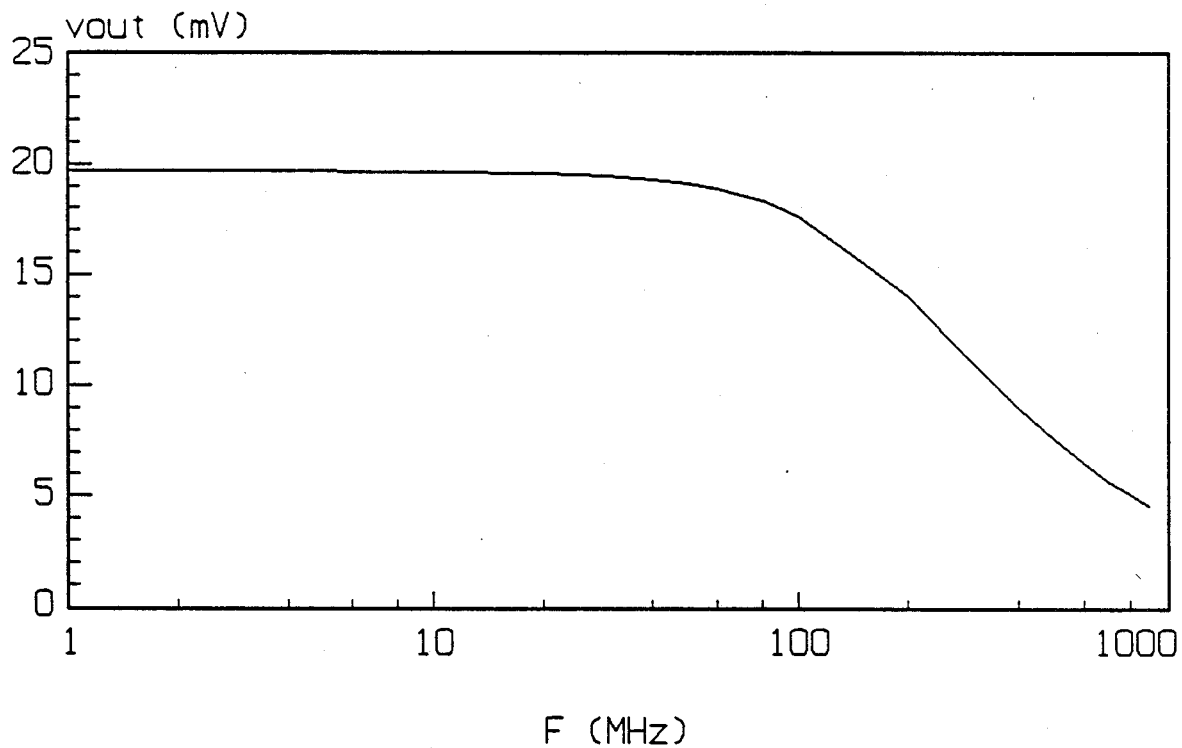
$V_{dd1}=1V$, $V_{ss}=1.5V$, $V_{dd2}=2V$ et $P_l=16\mu W$.



Élément photosensible

Influence de la puissance laser modulée P_m et de la fréquence de travail sur l'intensité calculée du signal de sortie V_{out} .

Fig.17-b: v_{out} fonction de la fréquence



Dans le même souci de trouver la polarisation optique optimale, nous avons calculé la tension dynamique de sortie en fonction de la puissance lumineuse continue puis modulée.

a) Influence de la puissance optique continue P_l :

Nous avons relevé l'évolution de v_{out} en fonction de la puissance optique continue P_l en fixant V_{ss} à 1.5V, V_{dd2} à 2V et V_{dd1} à 1V puis à 1.2V (Fig.16-c).

La variation de la puissance optique continue entraîne une modification de la conductance du photoconducteur et par conséquent du point de polarisation de la grille du premier transistor. Nous nous trouvons alors quasiment dans les mêmes conditions que lorsque nous faisons varier la tension de polarisation V_{dd1} ou V_{ss} . Notons que cet effet devrait devenir négligeable dans le cas où l'impédance du photodétecteur est très importante (par exemple dans le cas d'un MSM).

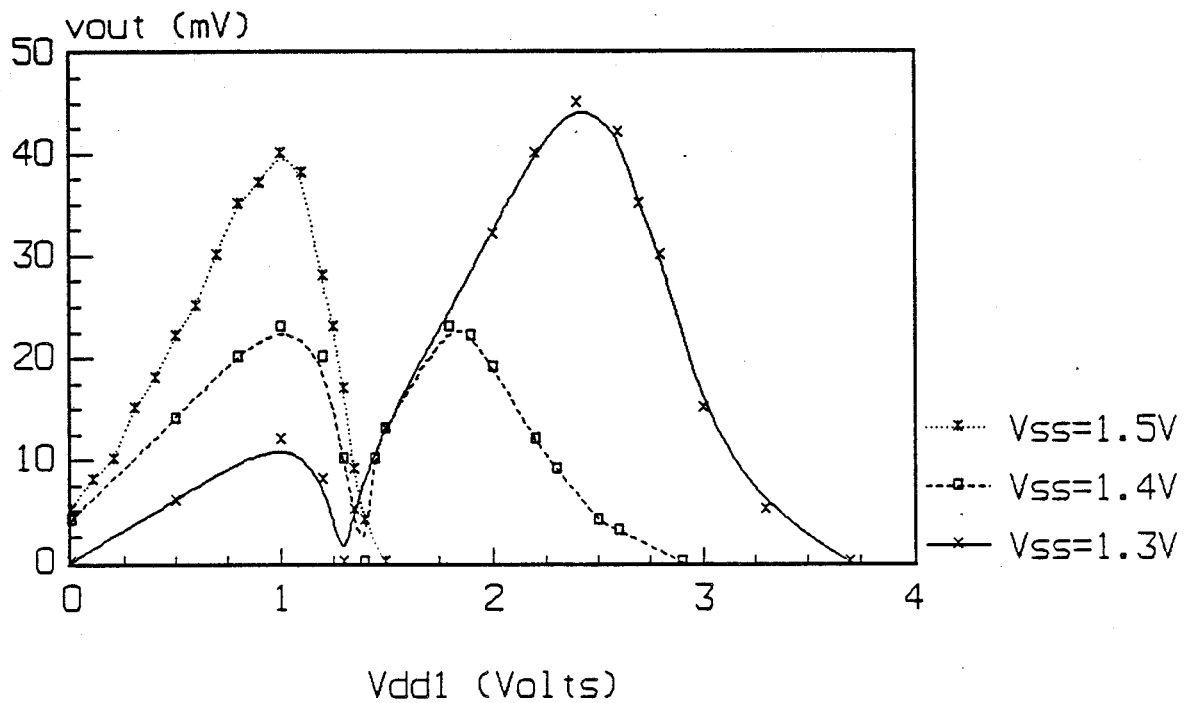
Nous relevons un signal de sortie maximum pour une puissance lumineuse de l'ordre de $30\mu W$ et pour une tension V_{dd1} égale à 1V.

b) Influence de la puissance optique modulée P_m :

Nous avons fixé V_{ss} à 1.5V, V_{dd1} à 1V, V_{dd2} à 2V et P_l à $16\mu W$, puis nous avons calculé la tension de sortie v_{out} en fonction de la puissance optique modulée P_m (Fig.17-a).

Nous constatons que le signal de sortie augmente au fur et mesure que P_m augmente. En effet, l'augmentation de la puissance optique modulée entraîne l'augmentation du photocourant dynamique i_{ph} du photoconducteur ce qui se traduit par une augmentation du signal dynamique en sortie de l'élément photosensible v_{out} , comme le montre l'expression de v_{out} que nous avons donnée précédemment (§ paragraphe III-2-1).

vout fonction de Vdd1 avec Vss comme paramètre et Vdd2=2V.



vout fonction de Vss avec Vdd1 comme paramètre et Vdd2=2V.

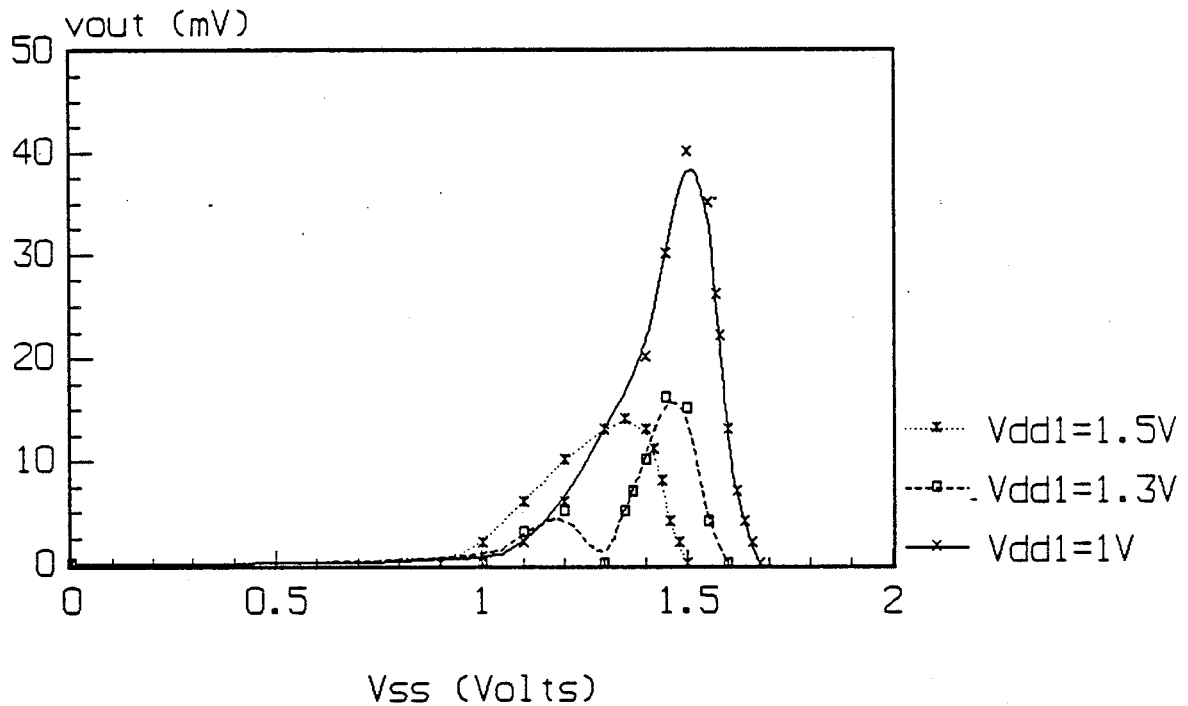


Fig.18: Influence des tensions de polarisation V_{dd1} et V_{ss} sur l'intensité mesurée du signal de sortie V_{out} de l'élément photosensible ($F=10MHz$).

Il sort donc d'après cette modélisation, que les conditions optimales de fonctionnement du circuit sont obtenues pour $V_{dd1}=1V$, $V_{ss}=1.5V$, $V_{dd2}=2V$ et $P_1=30\mu W$ avec un taux de modulation le plus grand possible.

III-2-4: Influence de la fréquence de fonctionnement:

Nous avons fait varier la fréquence du signal électrique modulant le laser et nous avons calculé la tension de sortie v_{out} du circuit (Fig.17-b). Nous relevons une fréquence de coupure de 200MHz qui correspond à celle du photoconducteur; ceci voudrait dire que l'élément photodétecteur pourrait être déterminant pour les limites fréquentielles du circuit intégré.

Nous allons maintenant exposer les résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur cet élément photosensible, et qui vont nous permettre de vérifier les prévisions données par la simulation.

III-3:Résultats expérimentaux:

Nous avons relevé la réponse dynamique du composant à la fréquence 10MHz, en modulant sinusoïdalement un laser semiconducteur émettant à la longueur d'onde $0.83\mu m$.

Comme dans le paragraphe précédent, nous avons étudié l'influence des différentes tensions de polarisation.

Sur la figure 18, nous avons représenté l'évolution du signal de sortie en fonction de V_{dd1} pour différentes valeurs de V_{ss} , puis en fonction de V_{ss} pour différentes valeurs de V_{dd1} ; nous avons fixé par ailleurs V_{dd2} à 2V et P_1 à $20\mu W$.

Nous constatons d'une part que les allures obtenues sont tout à fait comparables à celles données par la simulation (Fig.16-a), et d'autre part que les tensions $V_{ss}=1.5V$ et $V_{dd1}=1V$ constituent effectivement le point de polarisation qui donnent le maximum de signal de sortie.

Fig.19-a: v_{out} fonction de V_{dd2} avec V_{ss} comme paramètre et $V_{dd1}=1V$.

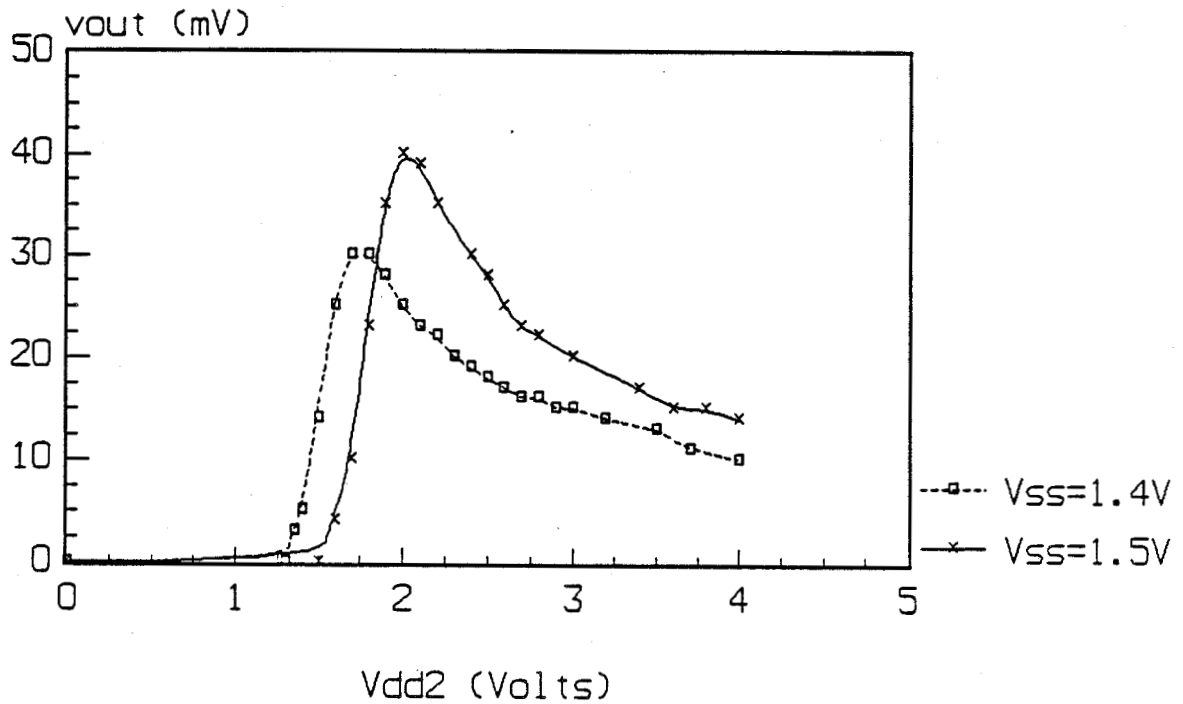
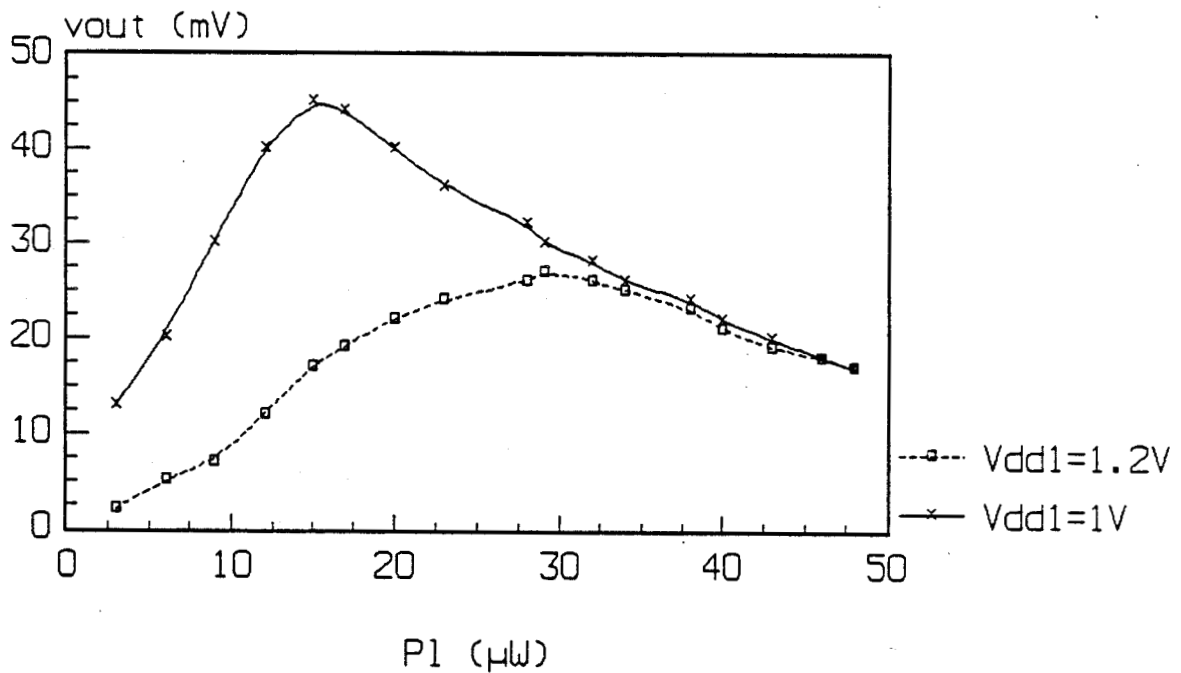


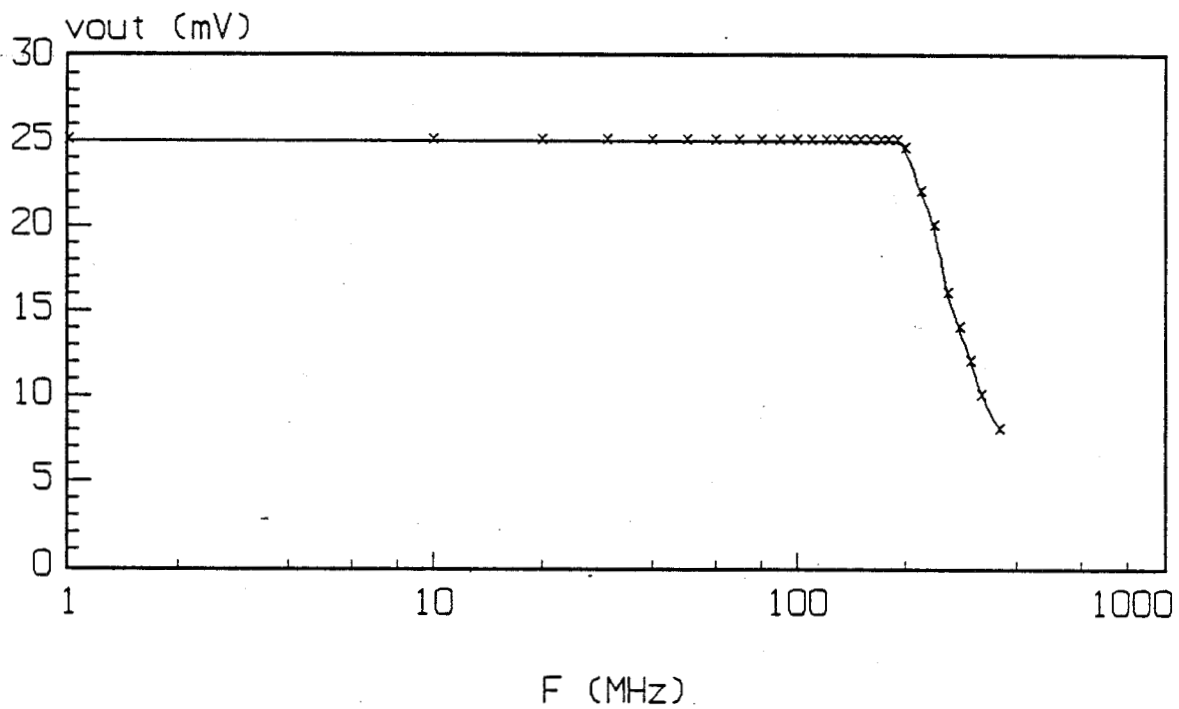
Fig.19-b: v_{out} fonction de la puissance laser continue avec V_{dd1} comme paramètre et $V_{ss}=1.5V$ et $V_{dd2}=2V$



Elément photosensible

Influence de la tension de polarisation V_{dd2} et de la puissance laser continue P_1 sur l'intensité mesurée du signal de sortie V_{out} ($F=10MHz$).

Fig.20: v_{out} fonction de la fréquence
 $V_{dd1}=1V$, $V_{ss}=1.5V$, $V_{dd2}=2V$.



Elément photosensible

Influence de la fréquence de fonctionnement sur l'intensité

mesurée du signal de sortie V_{out} ($P_l = 8\mu W$, $P_m = 3\mu W$).

Nous constatons également que l'influence de V_{ss} sur la tension grille-source du premier MISFET est plus importante que celle de V_{dd1} , comme nous l'avons constaté par la simulation.

Nous avons ensuite relevé la réponse du circuit en faisant varier la tension V_{dd2} (Fig.19-a), et là aussi nous constatons que le comportement du composant est identique à celui prévu par la simulation et que le maximum de signal est obtenu pour $V_{dd2}=2V$ à $V_{ss}=1.5V$ et $V_{dd1}=1V$.

L'examen de la figure 19-b, qui donne l'allure de la tension de sortie en fonction de la puissance optique continue, nous confirme dans nos observations précédentes qui montrent une bonne concordance entre les résultats issus de la simulation et ceux obtenus expérimentalement.

Il existe néanmoins quelques différences entre les deux types de relevés et qui concernent surtout le niveau de déclenchement. Ceci est dû au fait que dans notre calcul, nous avons supposé que la tension de pincement du MISFET était égale à $1V$, alors que dans la réalité, comme nous l'avons signalé auparavant, elle est plus élevée.

Nous avons également relevé la réponse dynamique du composant en fonction de la fréquence du signal électrique modulant le laser (Fig.20). Nous constatons que la fréquence de coupure du composant est de l'ordre de $200MHz$ conformément aux résultats prévus par la simulation. Cette coupure correspond donc, comme nous l'avons signalé lors de la simulation, à celle du photoconducteur.

Nous présentons dans le paragraphe suivant, le circuit intégré complet qui a pour fonction la division par deux de la fréquence du signal électrique modulant le laser.

IV-Etude du diviseur de fréquence:

IV-1: Etude d' un premier diviseur associé à un photoconducteur de structure simple:

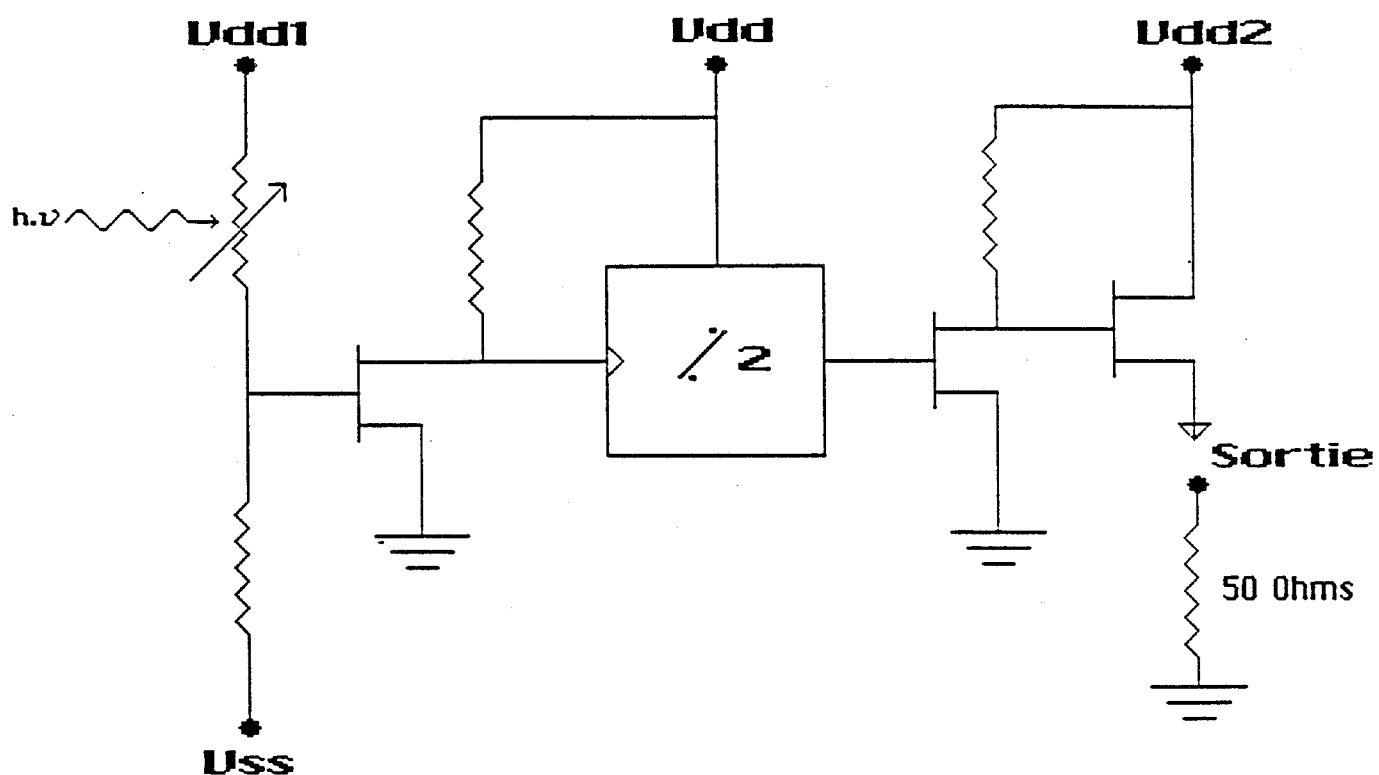
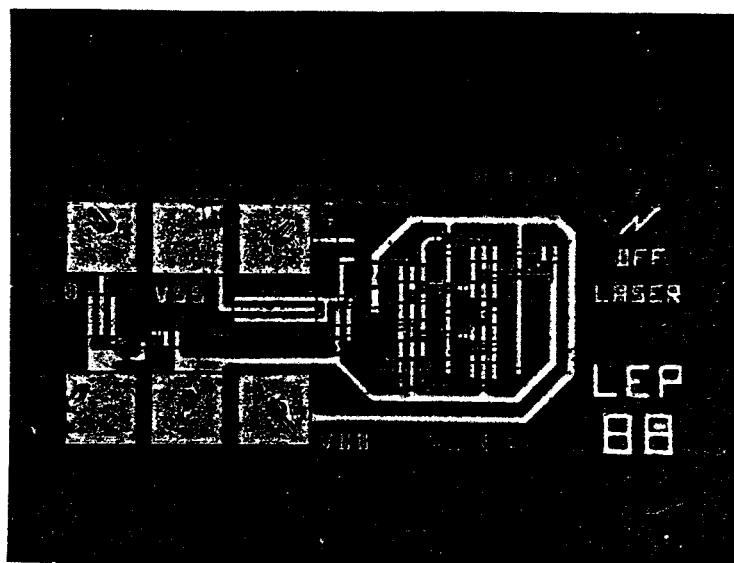
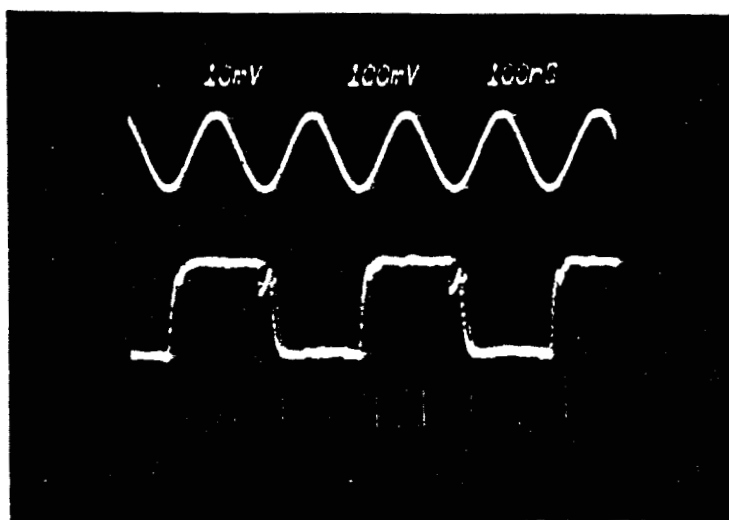


Fig.21: Photographie et schéma électrique équivalent du diviseur associé au photoconducteur trois doigts.



Signal électrique
modulant le laser

Signal de sortie
divisé ($F = 2.5\text{MHz}$).

Fig.22: Démonstration de division par deux à $F = 5\text{MHz}$.

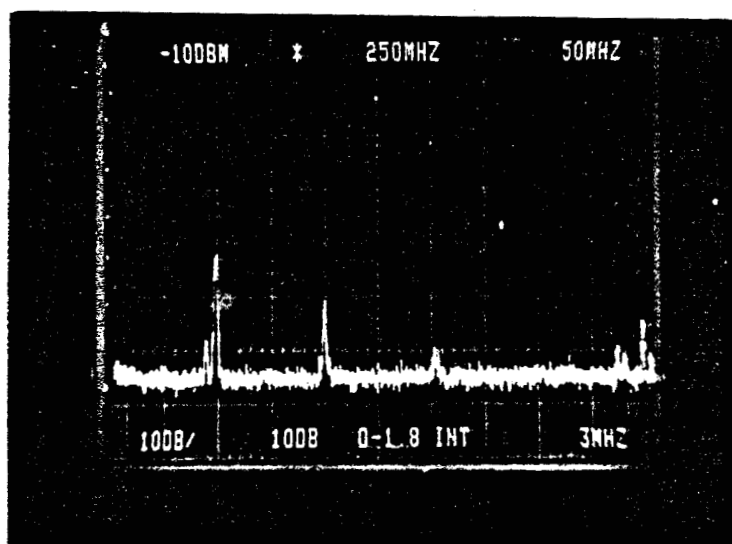
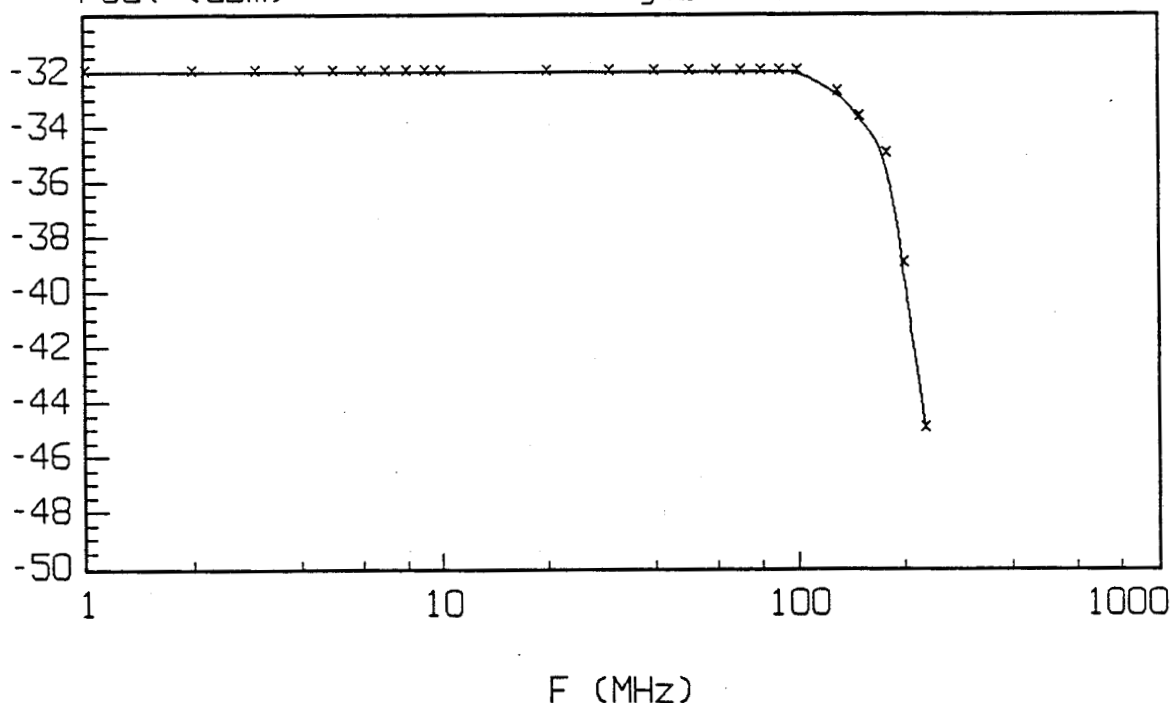


Fig.23: Démonstration de division par deux à $F = 200\text{MHz}$.

Fig.24: Réponse dynamique du diviseur
associé au photoconducteur

Pout (dBm) trois doigts



Dans un premier essai, nous avons effectué l'étude d'un circuit intégré associant un diviseur de fréquence et un photoconducteur de structure simple. Celui-ci est constitué de trois doigts et présente une surface photosensible relativement modeste de $200 \mu\text{m}^2$.

La figure 21 donne une photographie du dispositif ainsi que son schéma électrique équivalent qui comporte outre le photoconducteur, dix-huit transistors du type MISFET. Il a été fabriqué au LEP selon la même technologie que celle décrite précédemment. Il est destiné à assurer une division par deux de la fréquence du signal électrique modulant le laser.

Nous avons effectué une expérience de division par deux en éclairant le photoconducteur à l'aide d'un laser à semiconducteur de longueur d'onde $\lambda = 0.83 \mu\text{m}$ modulé par un signal électrique sinusoïdal.

Le circuit intégré remplit sa fonction de division par deux ainsi que le montre la figure 22 où nous avons relevé à l'aide d'un oscilloscope à échantillonnage le signal électrique sinusoïdal modulant le laser à la fréquence 5MHz et le signal carré issu du diviseur chargé sur 50Ω mais dont la période est cette fois doublée. Pour des fréquences supérieures à 20MHz, la visualisation du signal de sortie à l'oscilloscope devient très difficile à cause des problèmes de synchronisation entre les signaux d'entrée et de sortie; nous avons donc eu recours à un analyseur de spectre (Tektronix 494AP) qui nous a permis de mettre en évidence la division par deux aux fréquences élevées. La photographie de la figure 23 montre le spectre de la réponse du diviseur à une fréquence de travail de 200MHz. Ce spectre dont la raie principale se situe à la fréquence de 100MHz, correspond à celui d'un signal carré d'une fréquence de 100MHz.

Sur la figure 24, nous avons relevé le niveau du signal divisé en fonction de la fréquence du signal électrique modulant le laser. Nous observons, comme pour l'élément photosensible, une coupure aux alentours de 200MHz donc à la fréquence de coupure du photoconducteur. Pour analyser cette

limite, il est bon de considérer non seulement les mécanismes intrinsèques au photoconducteur (gain, fréquence de coupure,...), mais également sa géométrie et son environnement. Il apparaît en particulier que le couplage optique du photodétecteur avec le laser est délicat pour une géométrie constituée de trois doigts, située à proximité immédiate des transistors du circuit intégré (voir Fig.21). Nos expériences montrent que, en éclairant le photoconducteur, on illumine également le transistor MISFET1 (Fig.21), modifiant ainsi ses caractéristiques, et par conséquent, réduisant la sensibilité du système. A titre d'exemple, nous avons relevé l'existence d'un seuil de puissance optique modulée, en dessous duquel la division n'a plus lieu, de l'ordre de 100nW à la fréquence de 20MHz. En supposant un gain de photoconduction de l'ordre de 10^3 et une résistance R_{eq} de l'ordre de 150Ω , la tension dynamique minimale délivrée par le photoconducteur sur la grille du MISFET1 pour obtenir la division est de l'ordre de 15mV. Cette valeur nous paraît trop importante comparée aux valeurs habituelles de tensions de bruit des transistors à effet de champ [16].

C'est ce relatif manque de sensibilité que nous attribuons à l'éclairement des transistors voisins du photoconducteur, et dans ces conditions, il est exclu de pouvoir espérer obtenir une division au delà de la fréquence de coupure du photoconducteur, puisque dans ce cas on ne bénéficie plus de l'effet de gain du photoconducteur. Il n'en reste pas moins que ce premier dispositif a permis de démontrer la possibilité de commander optiquement un circuit intégré numérique ; ce résultat est très encourageant et l'on doit pouvoir espérer augmenter la sensibilité du dispositif, en concevant une géométrie qui facilite le couplage du photoconducteur avec le signal optique incident tout en évitant d'éclairer les transistors du circuit logique.

La solution adoptée consiste à utiliser un photoconducteur à structure interdigitée dont la surface photosensible est cette fois-ci plus grande ($1000 \mu m^2$) sans pour cela réduire la distance interélectrode, et qui soit placé suffisamment à l'écart du circuit logique.

Fig.25: Courant d'obscurité fonction de V_{pol}
photoconducteur GaAlAs/GaAs interdigité
de distance interélectrode $1\mu m$

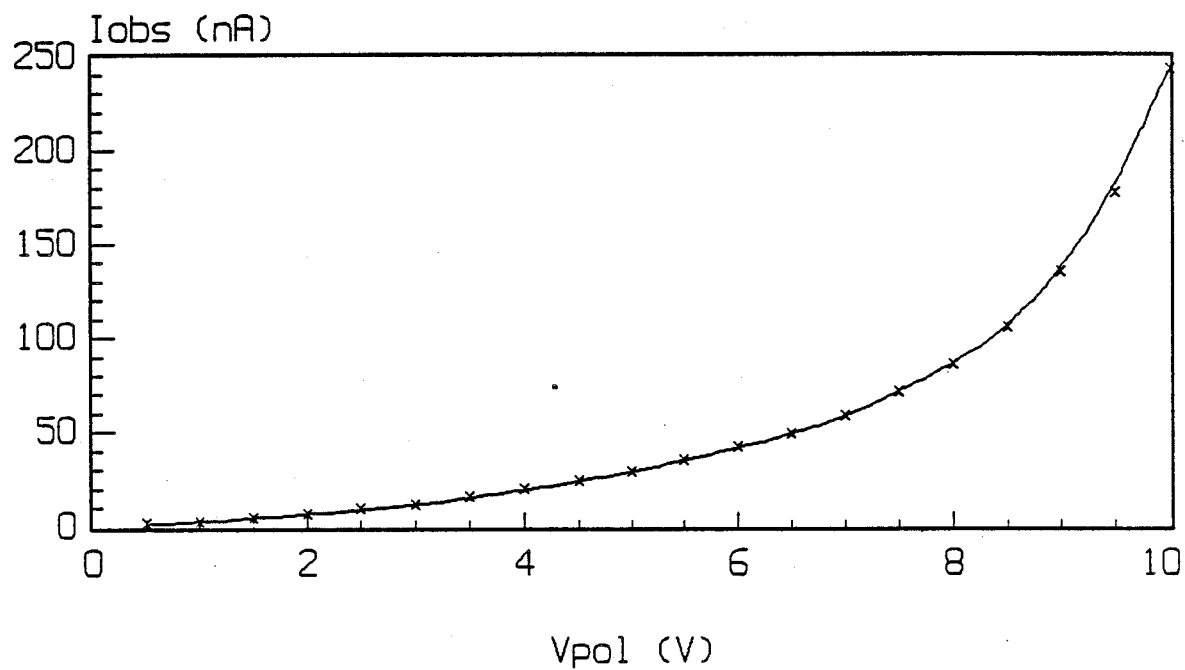
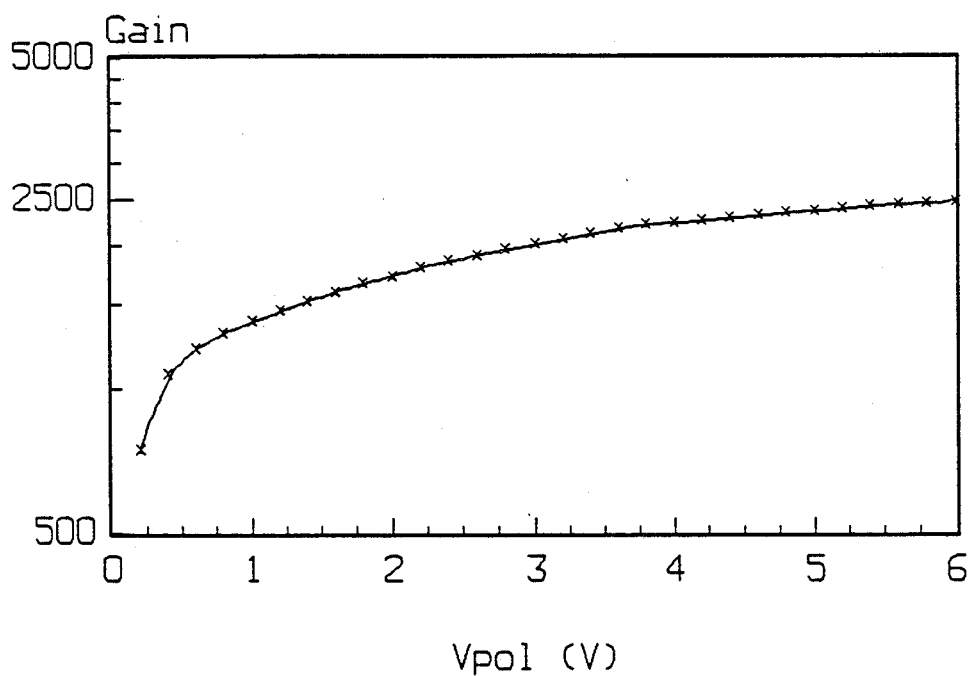


Fig.26: GAIN STATIQUE EN FONCTION DE V_{pol}
LASER HeNe, $P_1=1.8\mu W$



Photoconducteur GaAlAs/GaAs interdigité.

Pour conserver les mêmes avantages de photoconduction que précédemment, il nous a paru raisonnable d'adopter une structure pour laquelle, la distance interélectrode vaut $1\text{ }\mu\text{m}$ et une surface photosensible totale de $10\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$.

Nous allons donc présenter, dans un premier temps, les principaux résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur le photoconducteur interdigité seul et que nous comparerons à ceux concernant le photoconducteur GaAlAs/GaAs simple de même distance interélectrode. Puis nous terminerons par la présentation des résultats obtenus sur le circuit diviseur comprenant cette fois-ci un photoconducteur interdigité, géométriquement séparé des transistors du circuit logique.

IV-2: Etude du photoconducteur GaAlAs/GaAs interdigité:

Nous avons relevé dans un premier temps l'évolution du courant d'obscurité en fonction de la tension de polarisation (Fig.25). Comparé au courant d'obscurité obtenu dans le cas du photoconducteur simple de distance interélectrode $1\mu\text{m}$ (Fig.2), ce courant est beaucoup plus faible. A titre d'exemple, sous une tension de polarisation de 4V, il vaut $200\mu\text{A}$ pour le photoconducteur simple et seulement 20nA dans le cas du photoconducteur interdigité, valeur tout à fait comparable à celle que nous avons relevée dans le cas des photoconducteurs de distances interélectrodes supermicroniques. Cet écart si important (de l'ordre de 10^4) ne peut s'expliquer que par une diffusion due à l'implantation ionique moins importante dans le cas présent et qui n'a pas modifié de façon notable la nature de la couche active qui est non intentionnellement dopée.

Nous avons ensuite relevé l'évolution du gain statique du photoconducteur interdigité, en fonction de la tension de polarisation, en l'éclairant à l'aide d'un laser He-Ne de longueur d'onde $0.63\mu\text{m}$ (Fig.26). Nous constatons que le gain augmente au fur et à mesure que la tension de polarisation augmente, sans subir de décroissance à partir d'une certaine

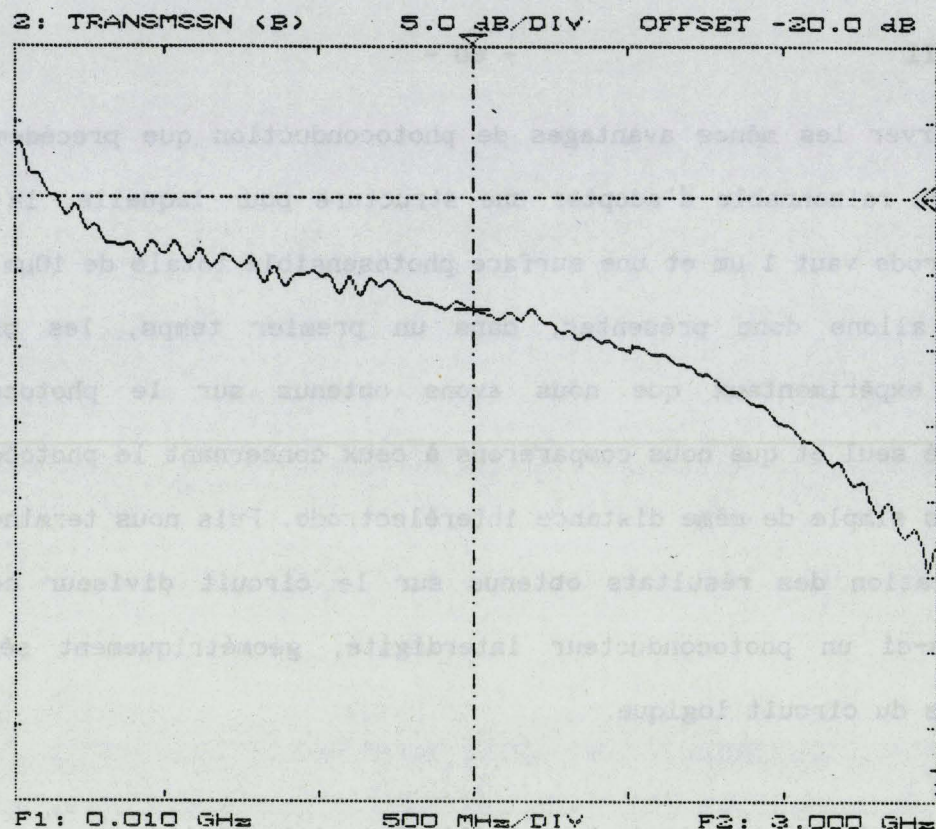
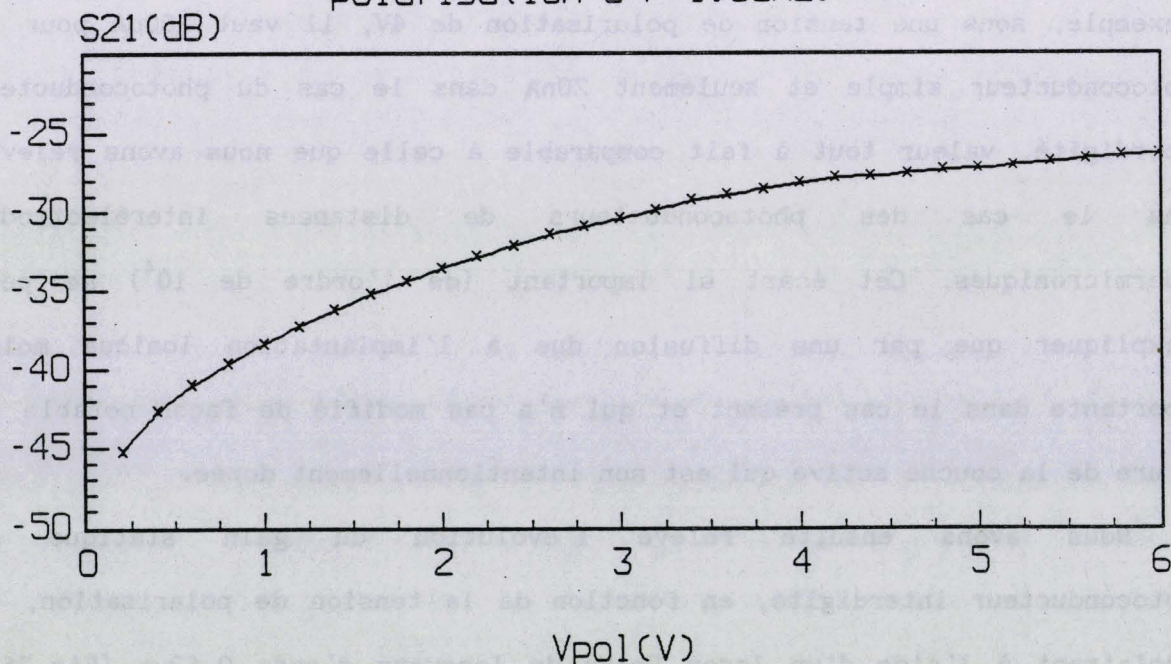


Fig.27: S_{21} du photoconducteur GaAlAs/GaAs interdigité
en fonction de la fréquence à $V = 5V$.

Fig.28: Photoconducteur GaAlAs/GaAs
interdigité $1\mu m$.

S_{21} mesuré en fonction de la tension de
polarisation à $F=1.5GHz$.



tension, comme dans le cas du photoconducteur simple (Fig.3). Ce comportement nous rappelle celui que nous avons obtenu dans le cas des photoconducteurs de distances interélectrodes supermicroniques (Fig.4) pour lesquels la couche active est très peu modifiée par la diffusion due à l'implantation ionique, gardant ainsi les caractéristiques d'un photoconducteur GaAs Tampon.

Nous avons comparé aussi le niveau atteint par le gain statique dans les deux cas, dans des conditions de fonctionnement identiques. Nous constatons que le gain statique présenté par le photoconducteur simple est plus important. A titre d'exemple, sous une tension de polarisation de 5V et pour une puissance lumineuse de $2\mu W$, le gain statique du photoconducteur interdigité est de l'ordre de $2.5.10^3$, alors que pour le photoconducteur simple sous la même tension de polarisation et pour une puissance lumineuse de $0.2\mu W$, il est de $1.5.10^4$ environ, ce qui se traduit par une durée de vie des porteurs photocréés plus importante puisque le temps de transit est le même dans les deux cas.

Nous avons également relevé l'évolution de la fonction de transfert S_{21} du photoconducteur interdigité en fonction de la fréquence à une tension de polarisation de 5V (Fig.27) puis en fonction de la tension de polarisation à la fréquence 1.5GHz (Fig.28), selon le même procédé que celui décrit précédemment. Nous constatons que le comportement obtenu est tout à fait analogue à celui déjà obtenu dans le cas des photoconducteurs simples et qui montre que le gain dynamique du photoconducteur en haute fréquence est surtout régit par le temps de transit et non plus par la durée de vie des porteurs. Par contre le niveau atteint est cette fois-ci environ dix fois plus important pour la même densité de puissance lumineuse, conséquence directe de la structure interdigitée.

Ce résultat très intéressant montre que le choix d'une structure interdigitée est bien fondée, puisqu'elle permet d'obtenir un photocourant en haute fréquence plus important, à densité de puissance optique identique, ce qui permet un meilleur couplage avec le signal optique.

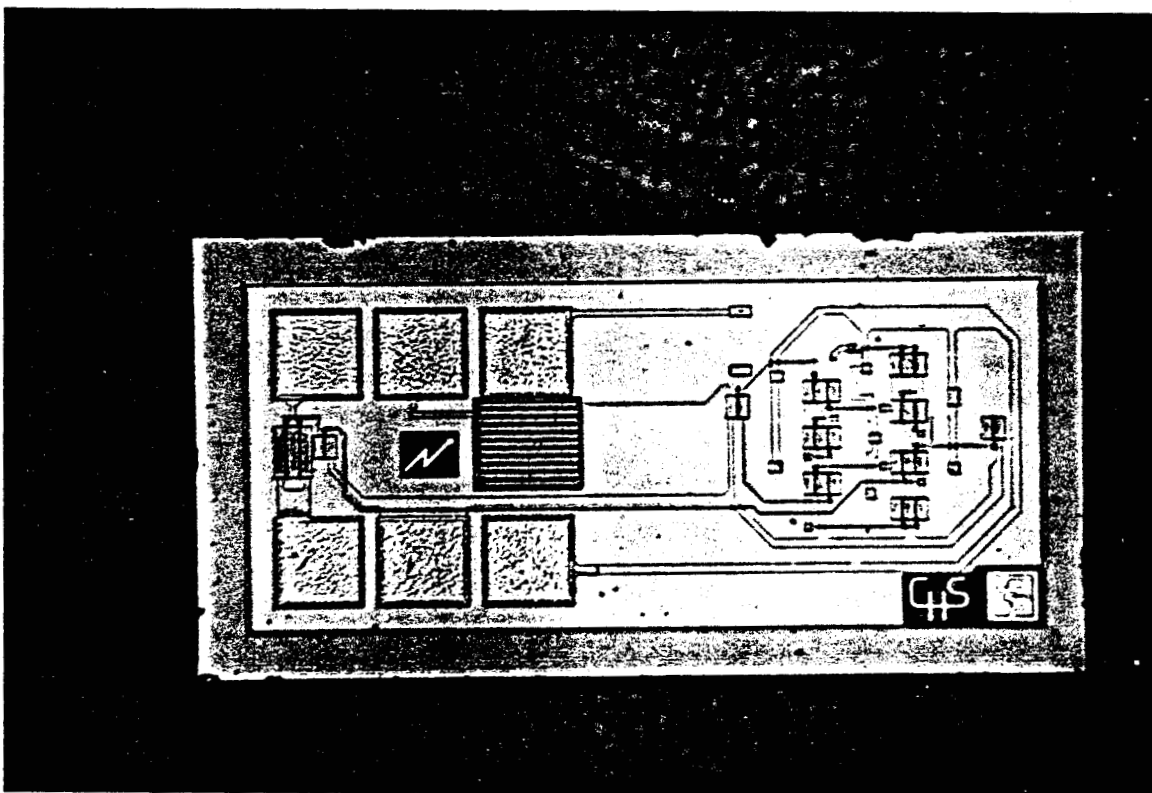


Fig.29: Photographie du diviseur associé au photoconducteur interdigité.

Fig.30: Réponse du diviseur à une excitation électrique en fonction de la fréquence

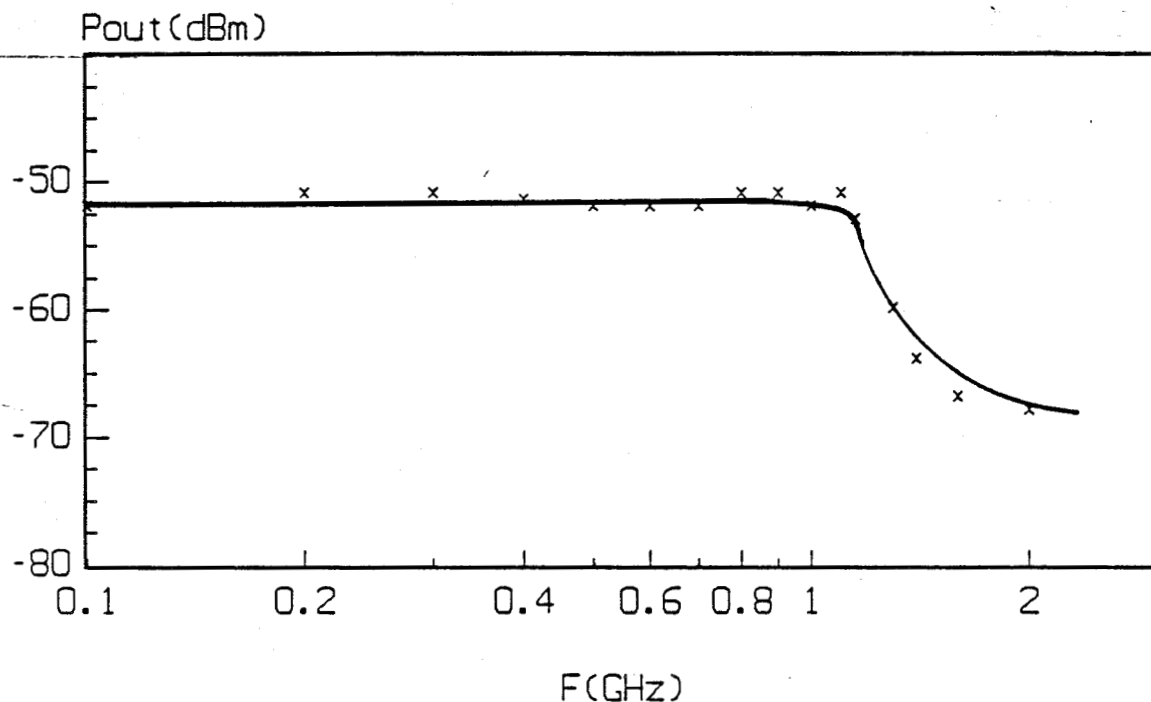
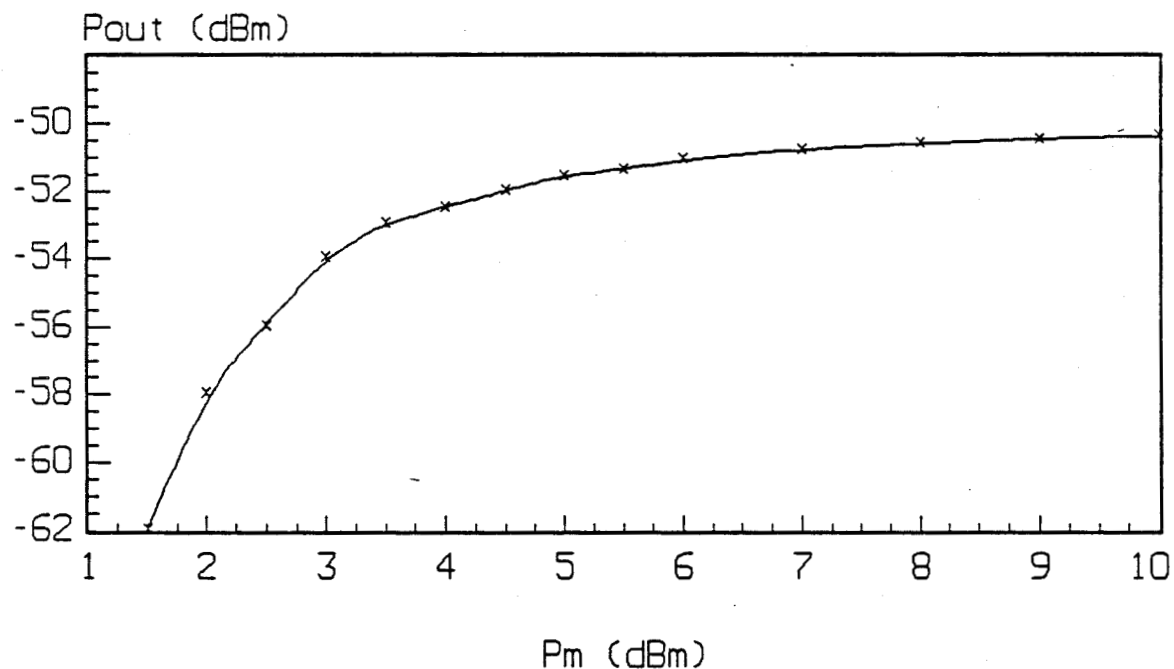


Fig.31: Réponse du diviseur à une excitation électrique en fonction de l'amplitude du signal dynamique P_m à $F=1$ GHz



Diviseur associé au photoconducteur interdigité.

IV-3: Etude du diviseur de fréquence associé au photoconducteur interdigité:IV-3-1: Réponse du diviseur à une excitation électrique.

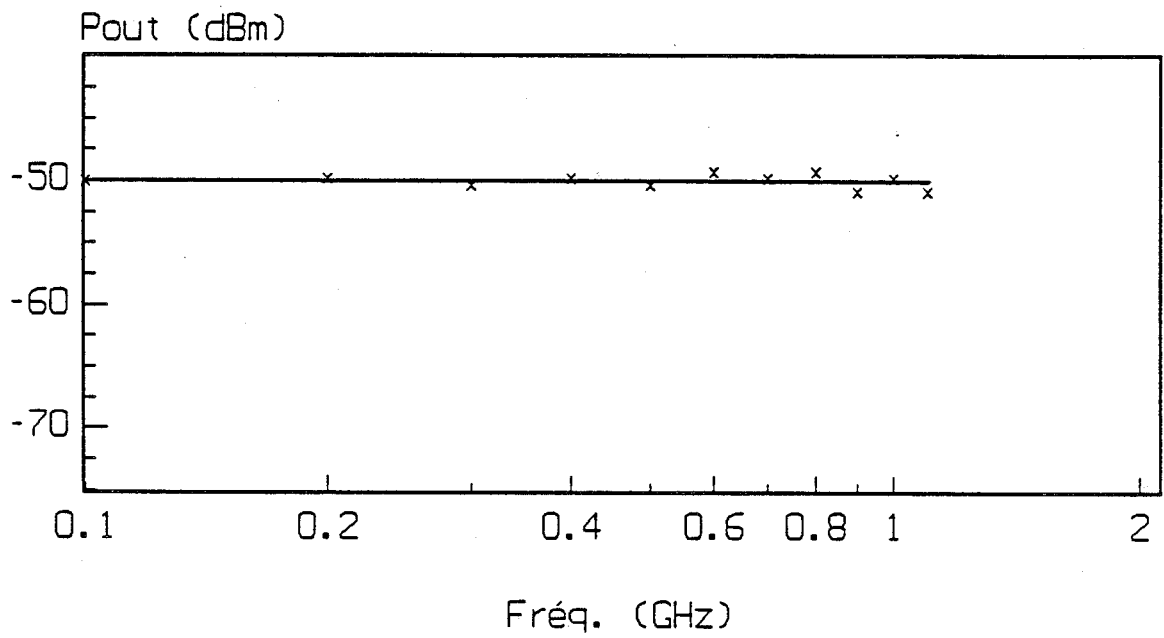
La figure 29 montre une photographie du diviseur associé cette fois-ci au photoconducteur interdigité. Remarquons la distance qui sépare le détecteur du circuit intégré numérique (de l'ordre de $150\mu\text{m}$), afin d'être sûr de ne pas éclairer les transistors.

Nous avons, au préalable, vérifié que le circuit intégré peut effectuer la division de la fréquence par deux d'un signal électrique. Pour cela nous avons superposé à la tension continue Vdd1 un signal sinusoïdal et nous avons relevé la réponse du diviseur, la sortie étant chargée sur une résistance de 50Ω (Fig.30). Nous relevons deux comportements différents selon que la fréquence est supérieure ou inférieure à 1.2GHz, avec une baisse très sensible de l'amplitude du signal au delà de 1.2GHz. Cette expérience montre néanmoins que le circuit remplit sa fonction logique au delà du gigahertz, quand il est excité électriquement.

Dans le tableau ci-dessous, nous avons rassemblé les valeurs des différentes tensions de polarisation ainsi que la puissance hyperfréquence minimale Pm, nécessaires pour obtenir une division par deux, pour différentes valeurs de la fréquence de travail.

Fréquence de travail (MHz)	Vdd1 (Volts)	Vss (Volts)	Vdd (Volts)	Vdd2 (Volts)	Pm (dBm)
400	1.3	1.94	2.02	2	1.5
500	1.3	1.84	1.90	2	1.5
1000	1.3	1.52	2.05	2	1.5
1400	1.3	1.25	2.05	2	1.5
1600	1.3	1.39	2.02	2	1.5
2000	1.3	1.76	2.05	2	1.5

Fig.32: Réponse dynamique du diviseur
associé au photoconducteur interdigité
à une excitation optique en fonction
de la fréquence



Nous constatons que le fonctionnement du circuit est très sensible aux valeurs des tensions de polarisation surtout en ce qui concerne Vss et Vdd. Notons que nous avons déjà constaté, lors de l'étude de l'élément photosensible, que Vss avait une influence très importante sur le comportement du dispositif puisque c'est elle qui fixe pratiquement la tension de polarisation grille-source du premier MISFET.

Notons également que la division par deux du circuit intégré dépend fortement de la valeur prise par la puissance dynamique du signal électrique (Fig.31), puisque nous relevons une puissance minimale électrique nécessaire à la division de 1.5dBm; au-delà de cette puissance seuil, le niveau du signal divisé augmente pour devenir constant à partir d'une puissance dynamique de l'ordre de 5dBm. Rappelons que nous avons déjà observé avec le circuit intégré précédent, lors d'un fonctionnement par voie optique c'est à dire en éclairant le photoconducteur, l'existence d'un seuil de puissance optique.

IV-3-2: Réponse du diviseur à une excitation optique:

Nous avons ensuite relevé la réponse du diviseur à une excitation optique. La figure 32 représente l'évolution de l'amplitude du signal divisé en fonction de la fréquence du signal électrique modulant le laser à semiconducteur de longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$, selon le même procédé que dans le paragraphe IV-1. Nous constatons que le dispositif remplit cette fois-ci sa fonction de division par deux de la fréquence du signal électrique modulant le laser jusqu'à 1.2GHz, qui correspond à peu près à la diminution du signal de sortie présentée par le circuit lorsqu'il est excité électriquement (Fig.30). Ce résultat prouve que les modifications de géométrie apportées au dispositif (photoconducteur interdigité éloigné du circuit logique) sont bénéfiques quant au fonctionnement du dispositif, ainsi qu'on avait pu le prévoir lors des essais sur le premier démonstrateur. Un tel résultat doit se

Fig.33: Réponse du diviseur à une excitation
optique en fonction de la puissance
optique continue P_1 , à $F=1\text{GHz}$

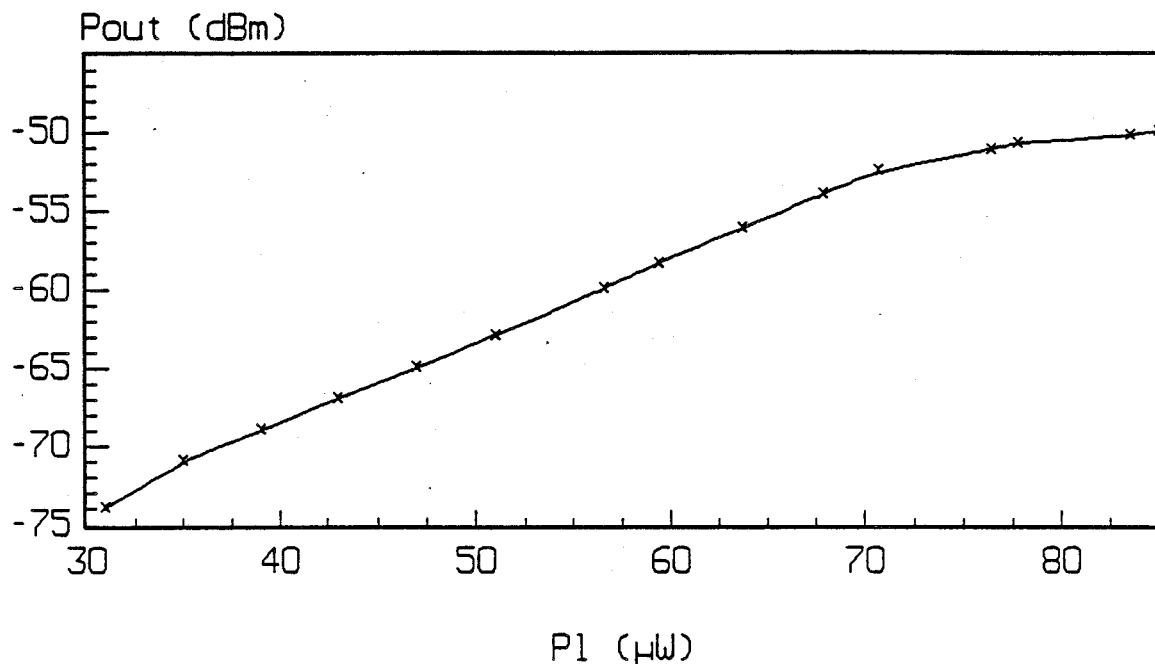
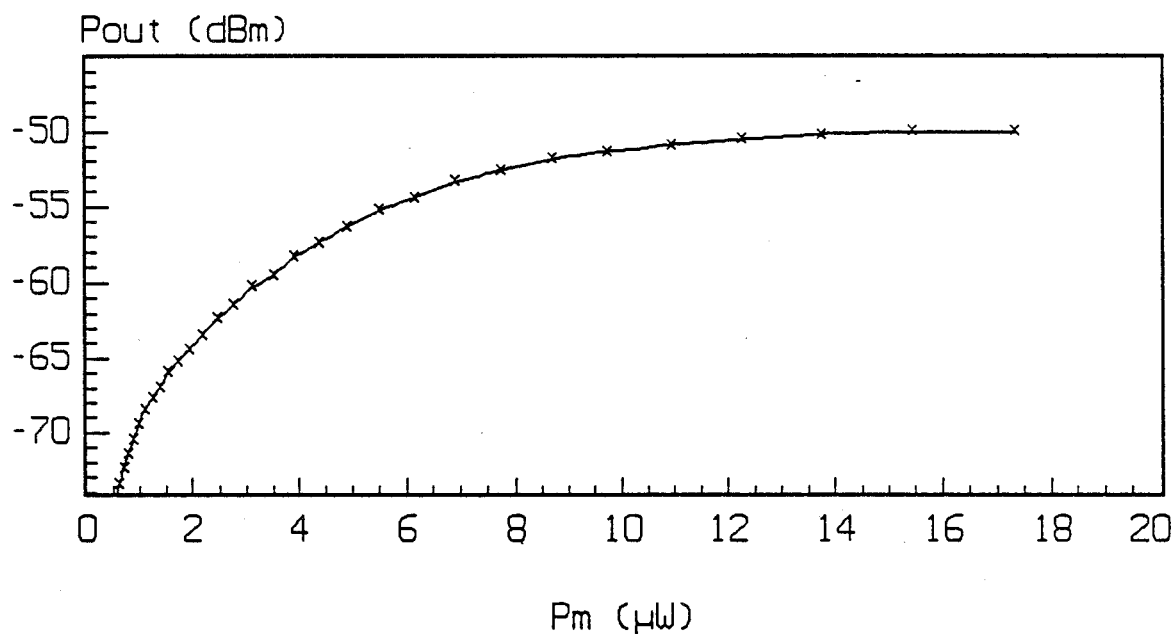


Fig.34: Réponse dynamique du diviseur
à une excitation optique en fonction de
la puissance optique modulée P_m à $F=1\text{GHz}$



Diviseur associé au photoconducteur interdigité.

traduire par une augmentation de la sensibilité du circuit intégré, c'est pourquoi nous avons également étudié l'influence de la puissance optique continue et modulée sur la réponse du composant.

La figure 33 représente l'évolution de l'amplitude du signal de sortie P_{out} en fonction de la puissance optique continue P_l à la fréquence 1GHz. Nous constatons que P_{out} augmente au fur et à mesure que P_l augmente pour devenir à peu près constant à partir de $P_l=70\mu W$. Nous relevons aussi une puissance optique continue seuil de l'ordre de $30\mu W$ à partir de laquelle la division n'est plus obtenue.

En ce qui concerne maintenant l'influence de la puissance optique modulée P_m , la figure 34 montre qu'en dessous de $P_m = 0.5\mu W$ la division n'a plus lieu. En supposant qu'à cette fréquence (1GHz) le gain est au maximum égal à l'unité et en admettant une résistance dynamique équivalente de 300Ω (l'impédance du photoconducteur est très importante), il en résulte un seuil de tension dynamique au niveau du premier transistor (MISFET1) permettant la division de l'ordre de $150\mu V$. On constate bien une augmentation notable de la sensibilité du dispositif (environ deux ordres de grandeur). Cette augmentation de sensibilité se traduit également aux basses fréquences, par une réduction supplémentaire du seuil de puissance optique nécessaire à la division, qui cette fois-ci a été mesurée de l'ordre de $0.25nW$, puisque l'on bénéficie du gain du photoconducteur. Notons qu'au-delà de $P_m = 10\mu W$, l'intensité du signal de sortie P_{out} devient quasiment constante. Tous ces résultats sont en accord avec ceux obtenus dans les mêmes conditions de polarisation lors d'une excitation électrique.

V- Conclusion :

Nous venons donc de démontrer la possibilité de commander optiquement, jusqu'à des fréquences de l'ordre du gigahertz, un circuit intégré numérique associé à un photoconducteur interdigité. Nous avons également démontré au

cours de ce chapitre que les propriétés de conduction et de photoconduction du photoconducteur de distance interélectrode de l'ordre du micromètre, sont fortement dépendantes du processus d'implantation ionique mis en jeu pour la fabrication des contacts ohmiques.

Nous étudions donc, dans le chapitre suivant, une solution du type métal-semiconducteur-métal afin d'éviter ce type de problème.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

- [1]: Wolny M., Aguila T., Deconinck P., Moroni D. and Andre J.P.
Electron. Lett., Vol. 23, No. 21, pp. 1127-1128, 1987.
- [2]: Delhayé E., Thierry A., Wolny M. and Boissenot P.
Jpn J. Appl. Phys., Vol. 29, No. 2, pp. 236-239, 1990.
- [3]: Fujita S. and Mizutani T.
IEEE Trans. on Electron. Dev., Vol. ED-34, No. 9, pp. 1889-1896, 1987.
- [4]: Yamauch Y., Nagata K., Nakajima O., Ito H., Nittono T. and Ishibashi T.
Electron. Lett., Vol. 23, No. 17, pp. 881-882, 1987.
- [5]: Delhayé E., Boissenot D., Aboudou A., Decoster D., Vilcot J.P., Varin C., Maluenda J., Deschamps F. and Lecuru I.
177th Meeting of Electrochemical Society SOTAPCS XII Montreal, Mai 1990.
- [6]: Mathieu H.
"Physique des Semiconducteurs et des Composants Electroniques"
Masson, Paris, 1987.
- [7]: Hane M. and Fukuma M.
IEEE Trans. on Electron. Dev., Vol. 37, No. 9, 1990.
- [8]: Hobar Boudebous F.
Thèse de doctorat, Paris-sud, 1990.
- [9]: Vilcot J.P., Decoster D., Raczy L. and Constant M.
Electron. Lett., Vol. 20, No. 7, pp. 274-275, 1984.
- [10]: Depreeuw D.
Thèse de doctorat, Lille, 1988.
- [11]: Aguila T.
Thèse de doctorat, Toulouse, 1989.
- [12]: Bellahsni K., Thobel J.L., Bourel P., Fauquembergue R. et Pernisek M.
J. Phys., III(1), Avril 1991.

[13]: Danneville F., Godts P., Zimmermann J. and Constant E.

Institute of Physics Conference Series, N°. 112: Chapter 7, 1990

[14]: Best J.S.

Appl. Phys. Lett., Vol. 34, No. 8, p. 522, 1979.

[15]: Cappy A.

Thèse d'Etat, Lille, 1986.

[16]: Kugler S.

IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. 35, N°. 5, pp. 623-628, 1988

CHAPITRE IV

Etude d'un circuit numérique associé à un MSM

CHAPITRE IV

Etude d'un circuit numérique associé à un MSM

Introduction :

Dans le chapitre précédent, nous avons démontré la possibilité de commander optiquement, jusqu'à des fréquences supérieures à 1GHz, un circuit numérique à base de transistors MISFET comprenant un photoconducteur. Nous avons également démontré que l'implantation ionique, nécessaire pour la fabrication des contacts ohmiques du photoconducteur, peut modifier de façon importante, de par les phénomènes de diffusion difficilement contrôlables, la nature de la couche active du photoconducteur de distance interélectrode voisine du micromètre et donc ses performances de conduction et de photoconduction.

L'objet de ce chapitre est de proposer une solution pour éviter cette difficulté. Elle consiste à remplacer le photoconducteur interdigité GaAlAs/GaAs par le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal (MSM) GaAlAs/GaAs également de structure interdigitée. En effet, ce photodétecteur présente l'avantage de ne pas nécessiter un processus d'implantation ionique lors de sa fabrication et d'avoir une définition des électrodes qui soit celle des contacts métalliques. En outre, l'étude du MSM GaAs développée au chapitre II, montre que ce photodétecteur est caractérisé par des propriétés dynamiques intéressantes. Il faut également souligner que des résultats très prometteurs ont été obtenus par plusieurs auteurs sur l'intégration monolithique du MSM GaAs et de circuits analogiques [1-2-3-4]. Enfin, l'attrait du MSM se justifie également par sa structure planaire et par sa technologie complètement compatible avec les transistors MISFET pour la fabrication du circuit intégré logique commandé optiquement.

Nous allons donc exposer dans la première partie de ce chapitre, les

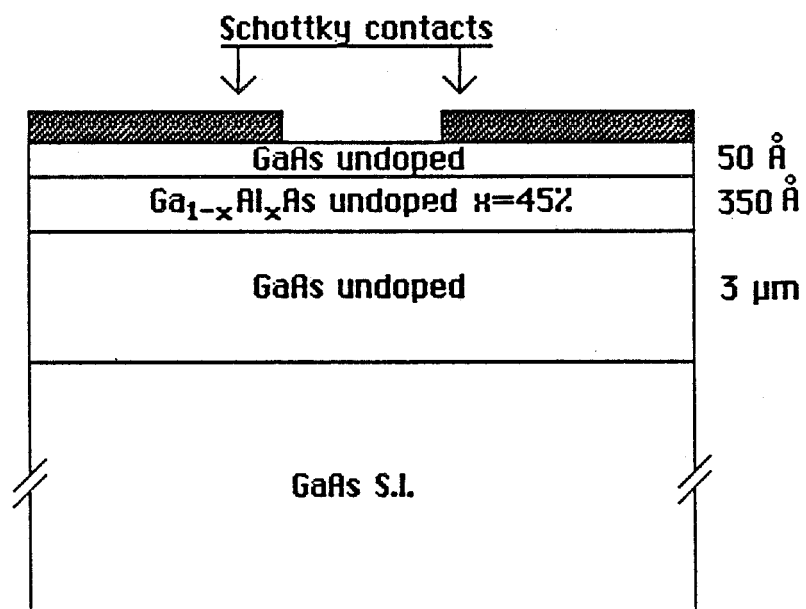


Fig.1: Coupe transversale du MSM GaAlAs/GaAs.

principaux résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur le MSM GaAlAs/GaAs interdigité, que nous comparons à ceux concernant le MSM GaAs étudié au deuxième chapitre. Nous présentons ensuite l'étude que nous avons effectuée sur l'élément photosensible associé au MSM; les résultats obtenus seront comparés à ceux relatifs à l'élément photosensible associé au photoconducteur. Enfin, nous présentons les résultats obtenus sur le circuit numérique complet dont la fonction, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, est la division par deux de la fréquence du signal électrique modulant le laser.

I- Etude du MSM GaAlAs/GaAs :

I-1: Présentation du composant:

La figure 1 donne une coupe transversale du MSM étudié. Il a été fabriqué au LEP sur hétérostructure GaAlAs/GaAs. l'épitaxie a été réalisée par la technique MOCVD. Elle est constituée, comme pour le photoconducteur ou le transistor MISFET que nous avons étudiés au troisième chapitre, d'un substrat semi-isolant GaAs, sur lequel sont déposées une couche de GaAs non intentionnellement dopée de $3\mu\text{m}$ d'épaisseur, puis une couche de GaAlAs non intentionnellement dopée à 45% d'Aluminium de $350\text{\AA}$ d'épaisseur et enfin une fine couche de GaAs non intentionnellement dopée de $50\text{\AA}$ d'épaisseur et dont le rôle est uniquement de protéger la couche d'AlGaAs contre l'oxydation [5]. Les contacts Schottky sont réalisés par dépôt de Titane-Platine-Or [6] directement sur la couche épitaxiée.

Comme pour le circuit intégré avec le photoconducteur interdigité, nous avons envisagé l'intégration du circuit logique avec un MSM de structure interdigitée, afin d'améliorer le couplage avec le signal optique, tout en gardant des distances interélectrodes courtes et donc des bandes passantes élevées (voir chapitre II) [7]. Nous avons prévu deux distances

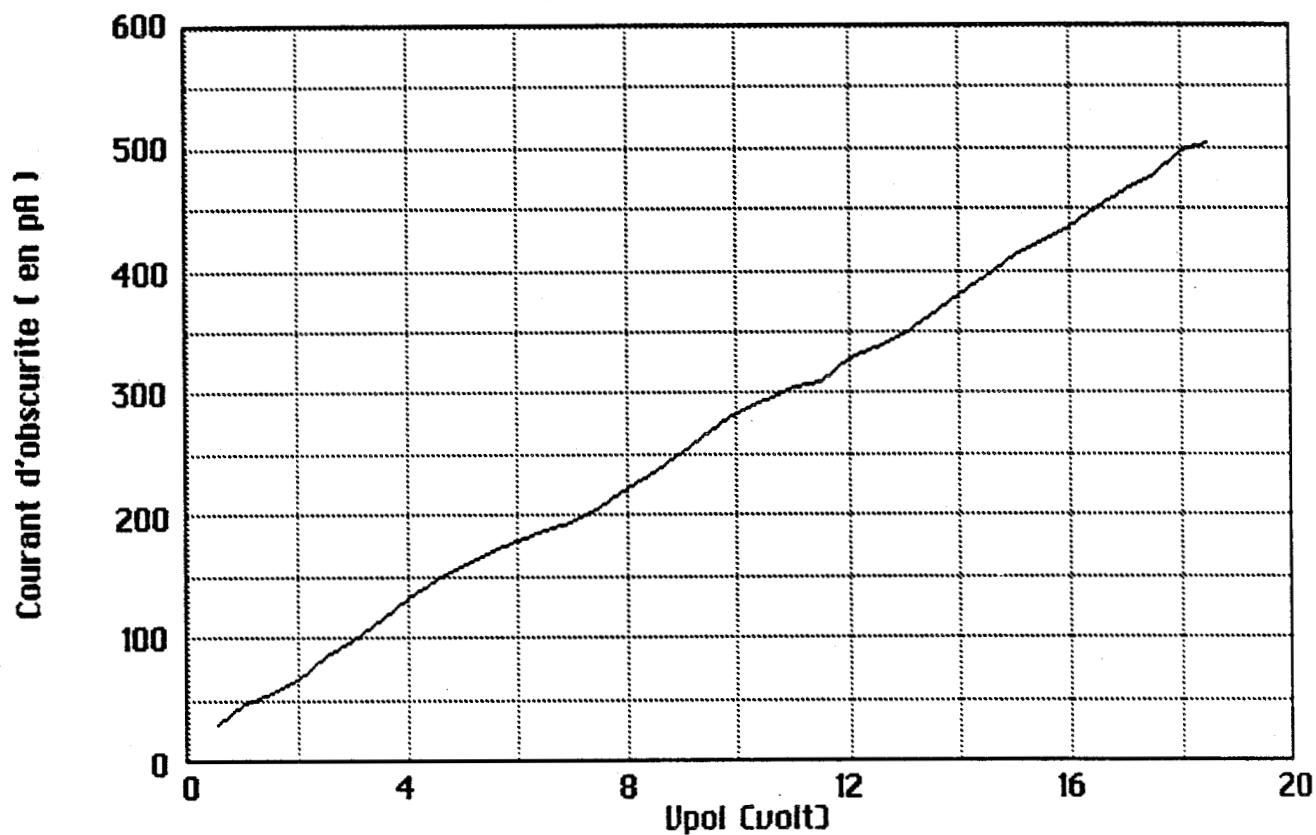


Fig.2: Courant d'obscurité fonction de la tension de polarisation pour le MSM GaAlAs/GaAs interdigité de distance interélectrode 1 μm .

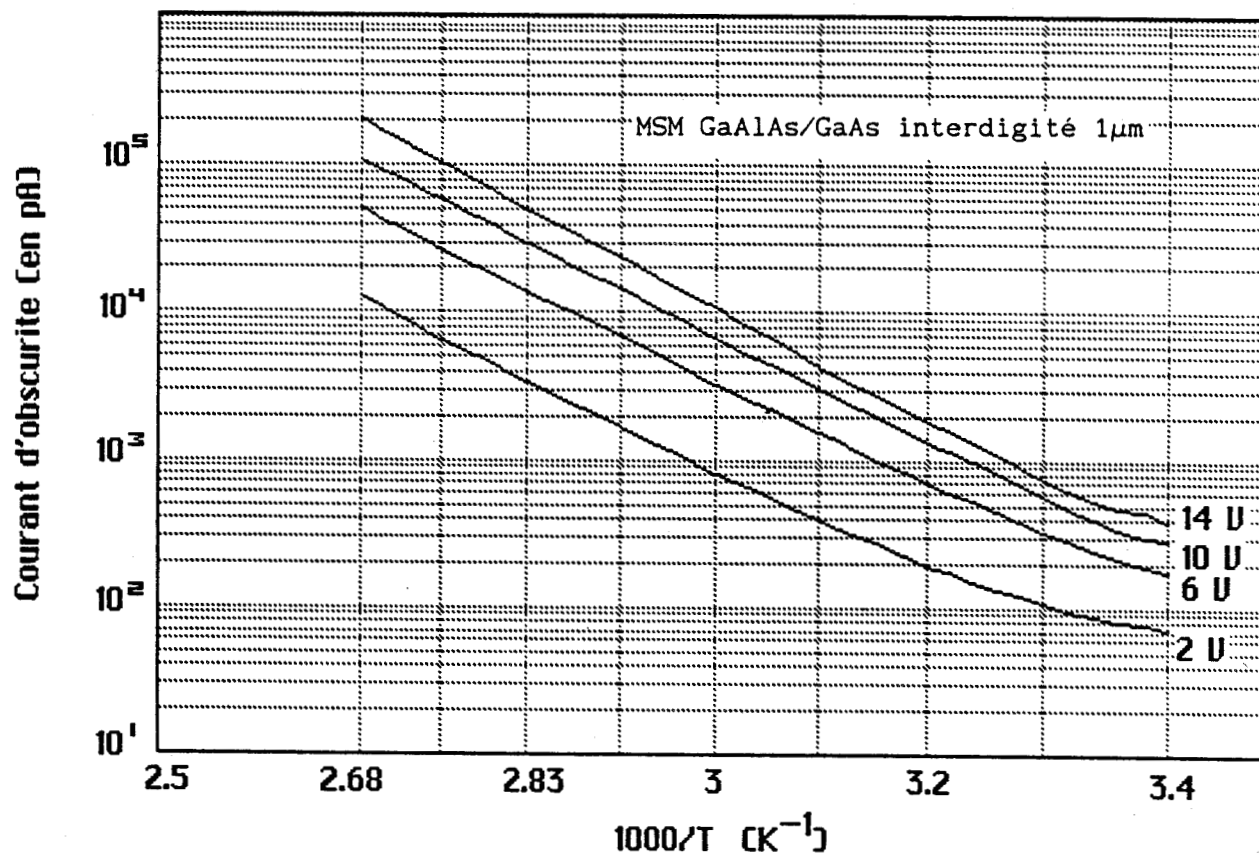


Fig.3: Courant d'obscurité fonction de la température pour différentes tensions de polarisation.

interélectrodes différentes ($1\mu\text{m}$ et $1.5\mu\text{m}$) afin de vérifier que dans ce cas le comportement du photodétecteur est très peu modifié entre une distance interélectrode de $1\mu\text{m}$ et de $1.5\mu\text{m}$. La surface photosensible totale présentée par le MSM est égale, pour les deux distances interélectrodes, à $1000\mu\text{m}^2$ ($15 \times 67\mu\text{m}^2$ pour le MSM $1.5\mu\text{m}$ et $20 \times 50\mu\text{m}^2$ pour le MSM $1\mu\text{m}$).

I-2: Résultats expérimentaux:

I-2-1: Etude statique:

A) Courant d'obscurité:

La figure 2 représente l'évolution du courant d'obscurité du MSM de distance interélectrode $1\mu\text{m}$ en fonction de la tension de polarisation. Nous constatons que le courant évolue linéairement avec la tension, un claquage généralement destructif apparaissant vers 23 Volts, et garde des valeurs très faible (500pA à 18 Volts). Ceci est certainement dû à la couche de GaAlAs qui se comporte pratiquement comme un isolant [8], puisqu'elle est à fort taux d'Aluminium (45%). D'autres auteurs ont observé aussi des courants d'obscurité très faibles (quelques nA) dans les structures MSM sur GaAs [9] mais aussi sur InP [10].

Nous avons également étudié l'influence de la température sur le courant d'obscurité (Fig.3). Nous constatons que le courant d'obscurité augmente quand la température augmente, aussi bien pour les faibles tensions que pour les fortes tensions de polarisation, alors que pour le MSM GaAs, le courant d'obscurité, aux fortes tensions, diminue quand la température augmente (CHAP.II, Fig.15-b). Ce résultat pourrait montrer que le courant d'obscurité du MSM GaAlAs/GaAs est vraisemblablement relié au phénomène d'émission thermoionique quelle que soit la tension appliquée. L'énergie d'activation correspondante est de l'ordre de 0.8 eV .

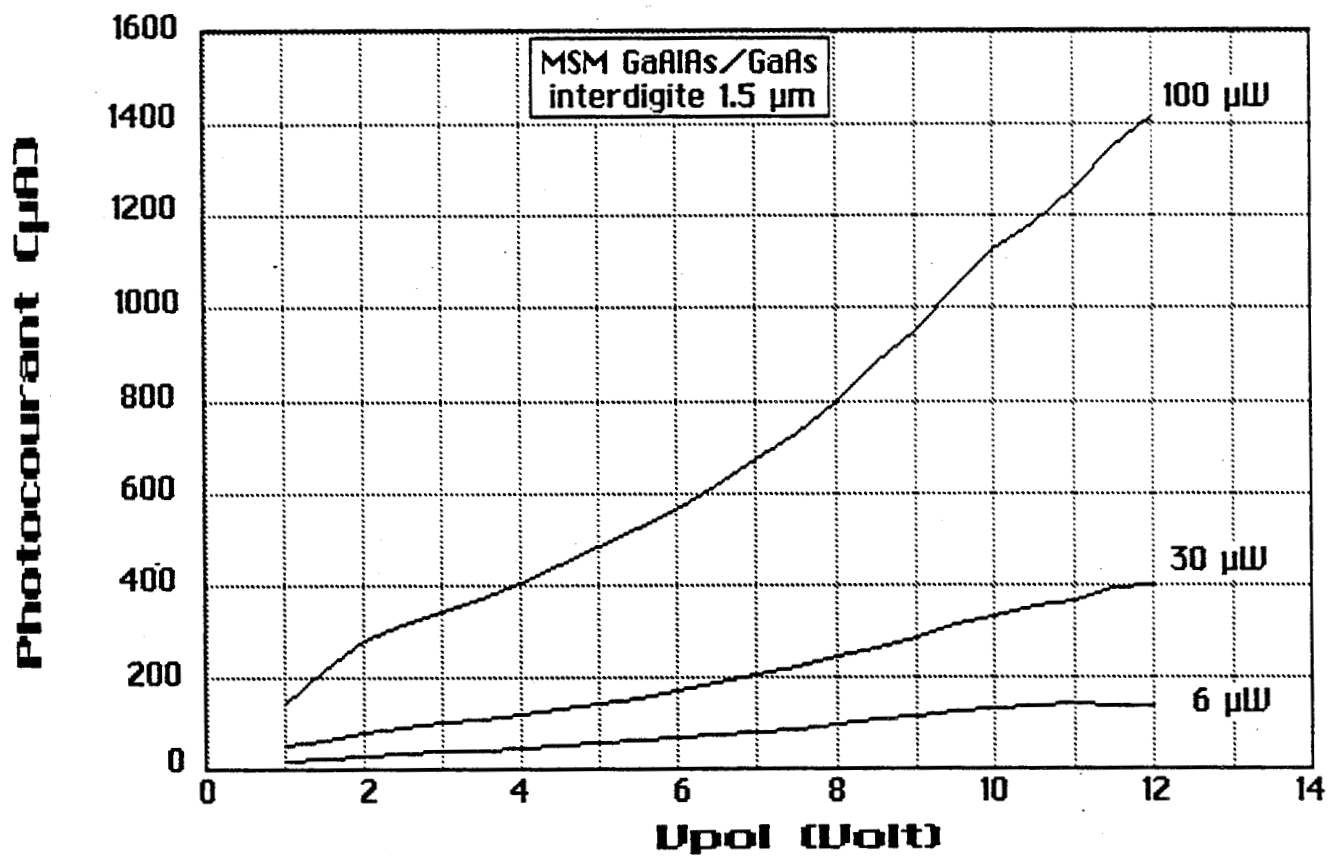
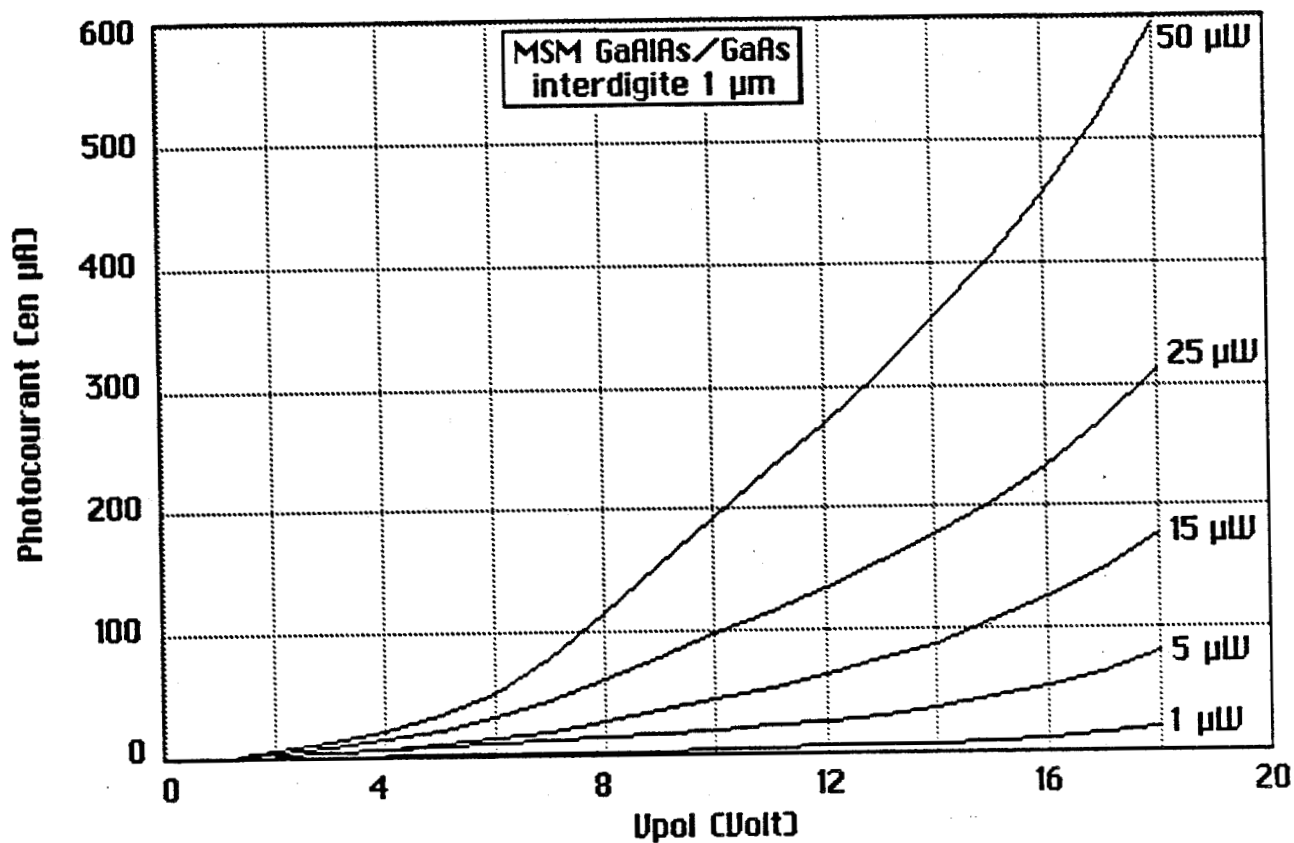


Fig.4: Photocourant fonction de la tension de polarisation pour différentes puissances lumineuses pour les MSM 1 μm et 1.5 μm ($\lambda = 0.63\mu\text{m}$).

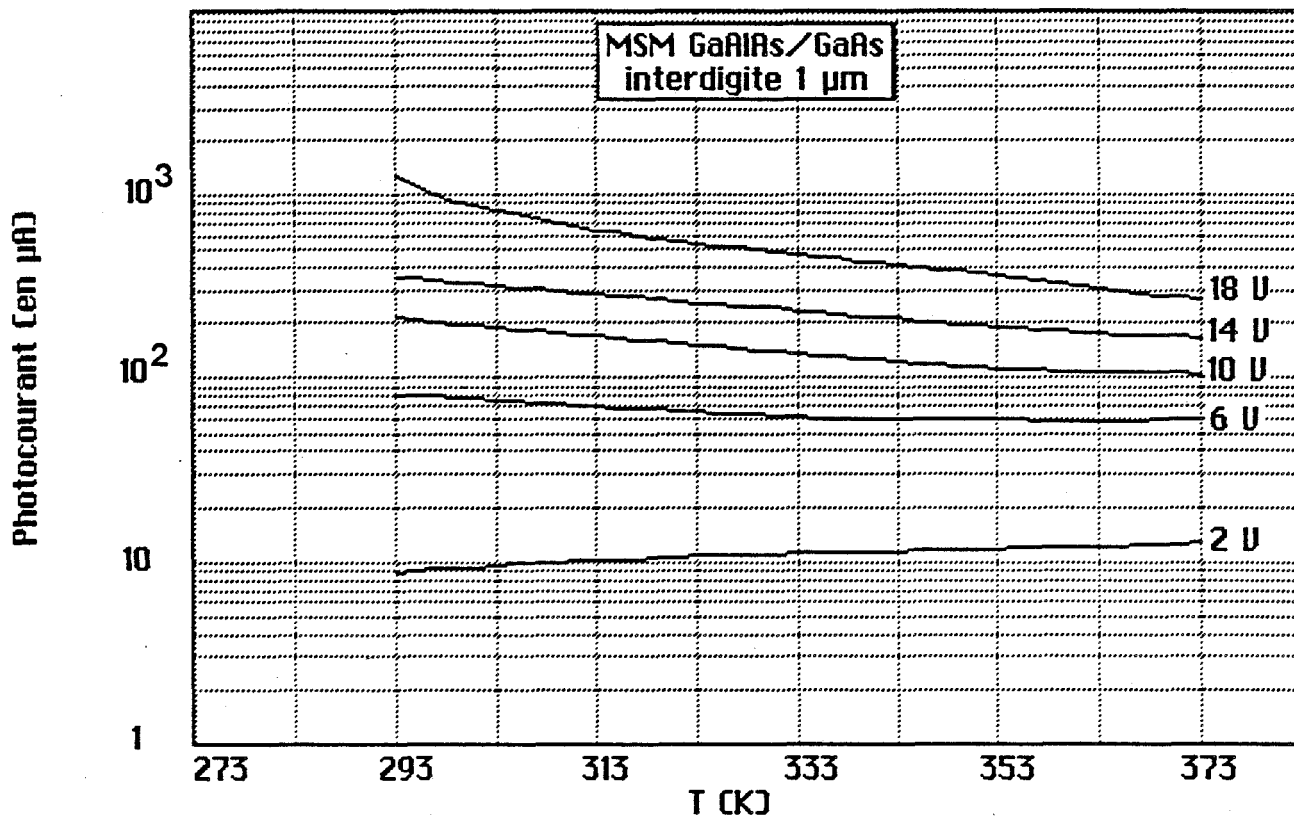


Fig.5: Photocourant fonction de la température pour différentes tensions de polarisation à $P_l = 80\mu\text{W}$ ($\lambda = 0.63\mu\text{m}$).

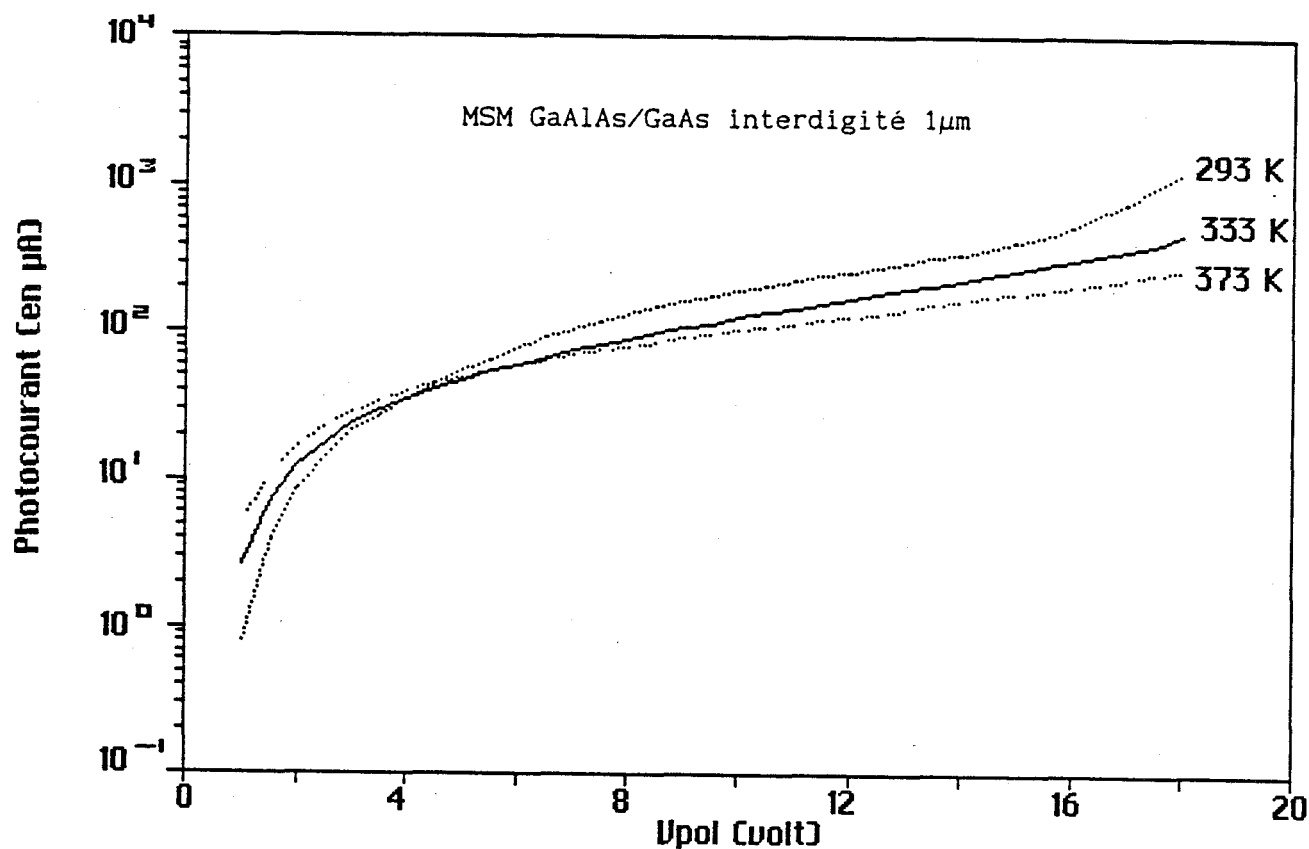


Fig.6: Photocourant fonction de la tension de polarisation pour différentes températures à $P_l = 80\mu\text{W}$ ($\lambda = 0.63\mu\text{m}$).

B) Photocourant:

Sous éclairage continu à l'aide du laser He-Ne de longueur d'onde $0.63\mu\text{m}$ et à température ambiante, nous avons relevé l'évolution du photocourant statique du MSM interdigité GaAlAs/GaAs pour les distances interélectrodes $1\mu\text{m}$ et $1.5\mu\text{m}$, en fonction de la tension de polarisation pour différentes puissances optiques (Fig.4).

Nous constatons que la réponse du photodétecteur se comporte de la même façon quelle que soit la distance interélectrode, c'est à dire que le photocourant augmente au fur et à mesure que la tension augmente et ceci de façon plus accentuée pour les fortes puissances lumineuses. Nous relevons ainsi des gains statiques de l'ordre de 10, qui sont inférieurs à ceux obtenus avec le MSM GaAs.

Nous avons également étudié l'influence de la température sur l'évolution du photocourant, ceci pour différentes tensions de polarisation, pour le MSM de distance interélectrode $1\mu\text{m}$ (Fig.5). Nous constatons que pour les tensions de polarisation supérieures à 6 Volts, le photocourant diminue quand la température augmente. Ce résultat est tout à fait conforme avec nos observations précédentes concernant aussi bien le MSM GaAs que le photoconducteur GaAs. En revanche, pour les tensions inférieures à 6 Volts, c'est le phénomène inverse qui se produit; c'est à dire que le photocourant augmente légèrement quand la température augmente. Un tel résultat que nous avons obtenu aussi pour le photoconducteur GaAlAs/GaAs de distance interélectrode supérieure à $1\mu\text{m}$, est certainement lié à la nature de l'hétérojonction GaAlAs/GaAs.

Pour mieux illustrer cette différence de comportement du photocourant vis-à-vis de la température de fonctionnement selon la tension de polarisation appliquée, nous avons relevé l'évolution du photocourant en fonction de la tension de polarisation à différentes températures de

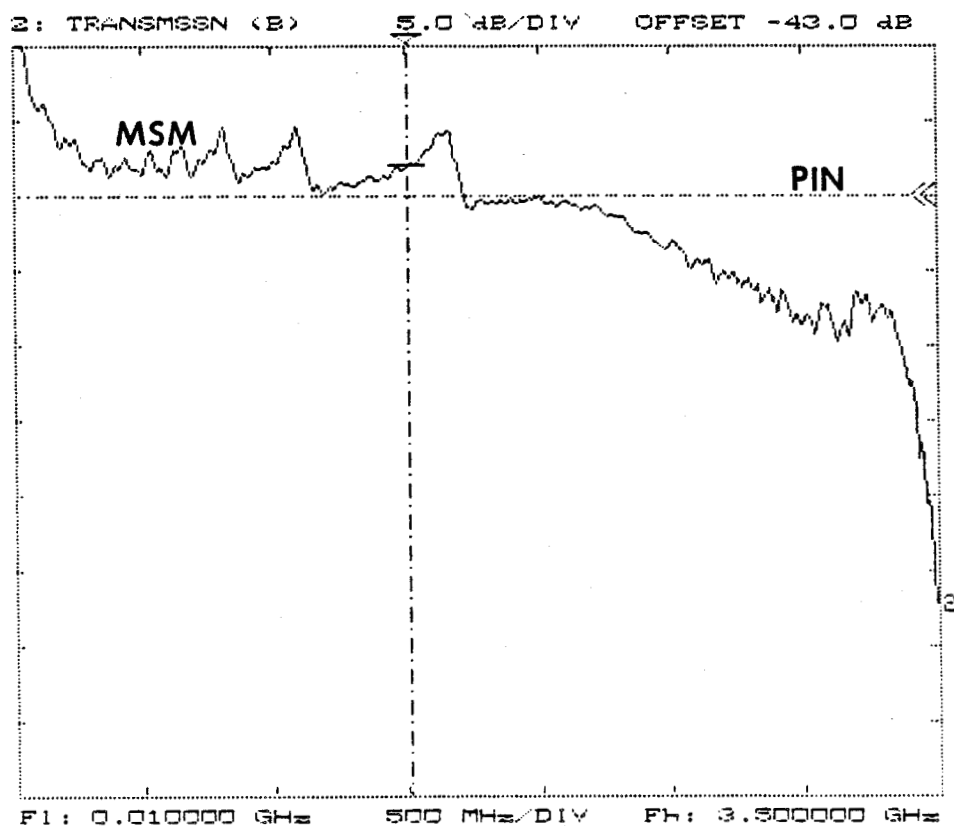


Fig.7: S_{21} fonction de la fréquence pour le MSM interdigité
GaAlAs/GaAs $1\mu\text{m}$ polarisé à 10V ($\lambda = 0.83\mu\text{m}$).

Le trait horizontal en pointillés indique le niveau
atteint par la PIN à $F = 1.5\text{GHz}$.

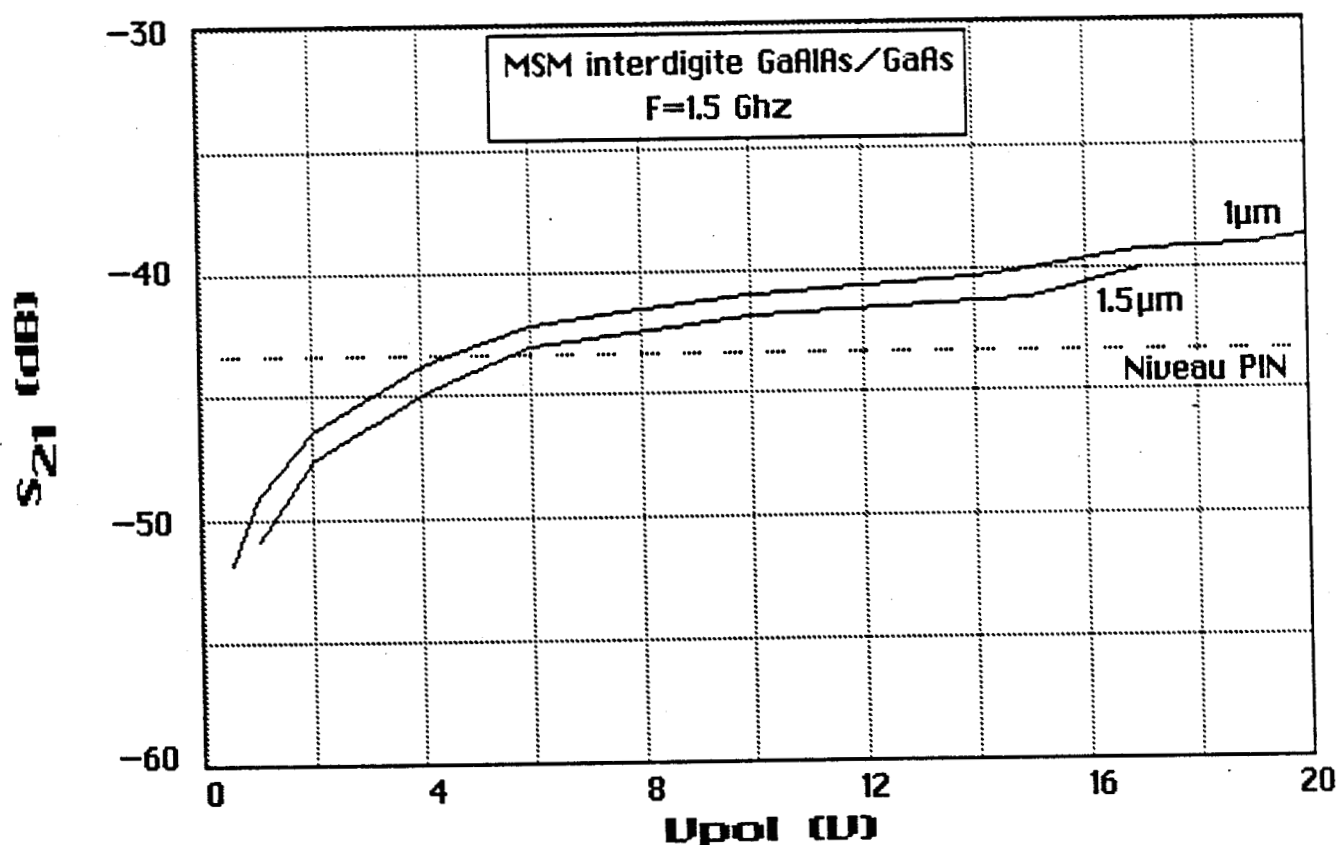


Fig.8: S_{21} fonction de la tension de polarisation à $F = 1.5\text{GHz}$
pour les MSM $1\mu\text{m}$ et $1.5\mu\text{m}$ ($\lambda = 0.83\mu\text{m}$).

fonctionnement (Fig.6). Nous constatons effectivement que le photocourant, en dessous d'environ 6 Volts, est d'autant plus important que la température est grande. Au delà de cette tension, c'est le phénomène inverse que l'on observe.

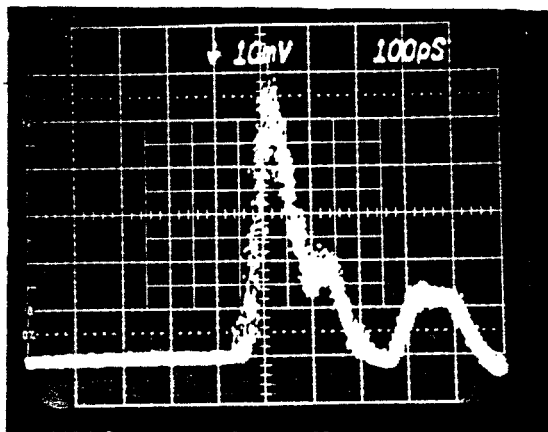
I-2-2: Etude dynamique:

A) Relevé de la fonction de transfert:

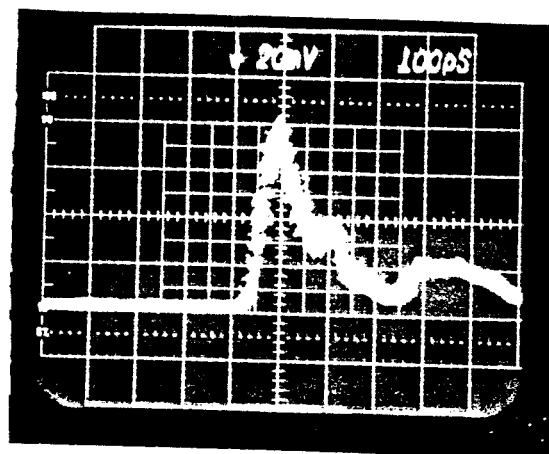
Nous avons relevé la fonction de transfert S_{21} du MSM pour les distances interélectrodes 1 μm et 1.5 μm , à l'aide du laser semiconducteur émettant à la longueur d'onde 0.83 μm , selon la même technique que celle décrite précédemment (voir annexe).

La figure 7 montre une évolution typique de la fonction de transfert S_{21} du MSM 1 μm polarisé à 10 Volts, en fonction de la fréquence du signal électrique modulant le laser. Le trait horizontal en pointillé indique le niveau atteint par une photodiode PIN de même surface photosensible à la fréquence 1.5GHz. L'allure obtenue ressemble à celle observée dans le cas du MSM GaAs, avec des amplitudes à peu près égales. Nous pouvons noter l'effet du gain basse fréquence du MSM pour les fréquences inférieures à 300 MHz. la fréquence de coupure observée vers 2GHz est celle du laser.

Nous avons également relevé l'évolution de la fonction de transfert S_{21} en fonction de la tension de polarisation à la fréquence 1.5GHz pour les MSM 1 μm et 1.5 μm , à puissance optique identique (Fig.8). Nous constatons, comme pour le MSM GaAs, que l'amplitude du signal augmente au fur et à mesure que la tension augmente correspondant à une diminution du temps de transit des porteurs dans la structure conformément à la modélisation présentée au chapitre II. A ce titre, nous pouvons noter une similitude de comportement entre la variation de la fonction de transfert S_{21} (photocourant dynamique) en fonction de la tension de polarisation, et le photocourant statique



a



b

Fig.9: Réponse picoseconde du MSM GaAlAs/GaAs interdigité ($\lambda = 0.54\mu\text{m}$).

a) MSM $1\mu\text{m}$: $V = 4\text{V}$ et $P_I = 300\text{nW}$.

b) MSM $1.5\mu\text{m}$: $V = 6\text{V}$ et $P_I = 300\text{nW}$.

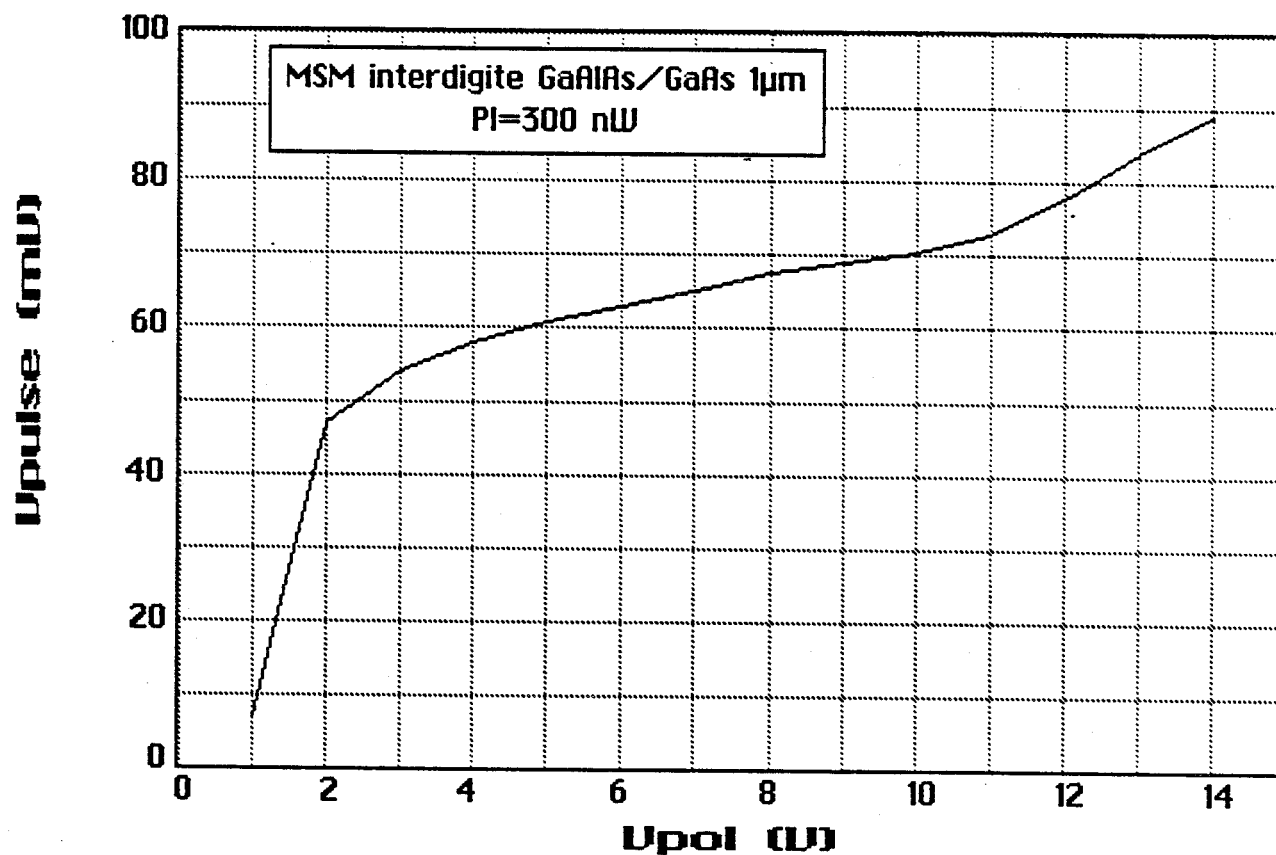


Fig.10: Evolution de l'amplitude de la réponse impulsionnelle en fonction de la tension de polarisation pour le MSM $1\mu\text{m}$ ($\lambda = 0.54\mu\text{m}$).

(Fig.4). Comme pour ce dernier, nous constatons que pour les fortes tensions de polarisation, la fonction de transfert S_{21} au lieu d'atteindre une saturation qui devrait correspondre à celle de la vitesse des porteurs, puisque à cette fréquence (1.5GHz) tout gain dû à un mécanisme de piégeage ne peut plus avoir lieu, continue à augmenter et dépasse le niveau atteint par la PIN. Ce résultat montre qu'en hautes fréquences, le comportement du MSM GaAlAs/GaAs est tout à fait analogue à celui du MSM GaAs, c'est à dire uniquement régit par le temps de transit des porteurs dans la structure et que le gain observé pour les fortes tensions (de l'ordre de 5dB) est probablement lié à un phénomène d'avalanche.

B) Réponse impulsionnelle:

A l'aide du laser picoseconde de longueur d'onde $0.54\mu\text{m}$, nous avons relevé la réponse impulsionnelle du MSM GaAlAs/GaAs pour les distances interélectrodes $1\mu\text{m}$ et $1.5\mu\text{m}$.

La figure 9 représente la réponse impulsionnelle obtenue pour le MSM $1\mu\text{m}$ polarisé à 4V et pour une puissance optique de 300nW, ainsi que celle du MSM $1.5\mu\text{m}$ polarisé à 6V pour la même puissance optique.

Les temps de descente τ_{des} relevés entre 90% et 10% de l'amplitude maximale du signal, sont de l'ordre de 50ps; ils correspondent, selon la relation : $f_c = 1/(\pi \cdot \tau_{\text{des}})$, à des fréquences de coupure de l'ordre de 6GHz, et comme nous l'avons signalé au deuxième chapitre, cette valeur représente la limite haute fréquence à partir de laquelle cette méthode ne peut plus être utilisée (voir annexe).

Nous avons également relevé l'évolution de l'amplitude de la réponse impulsionnelle en fonction de la tension de polarisation pour le MSM $1\mu\text{m}$ (Fig.10). Nous constatons, comme pour la fonction de transfert (Fig.8), que le signal ne sature pas aux fortes tensions de polarisation, mais continue à augmenter. Ceci renforce l'idée selon laquelle il y a présence d'un

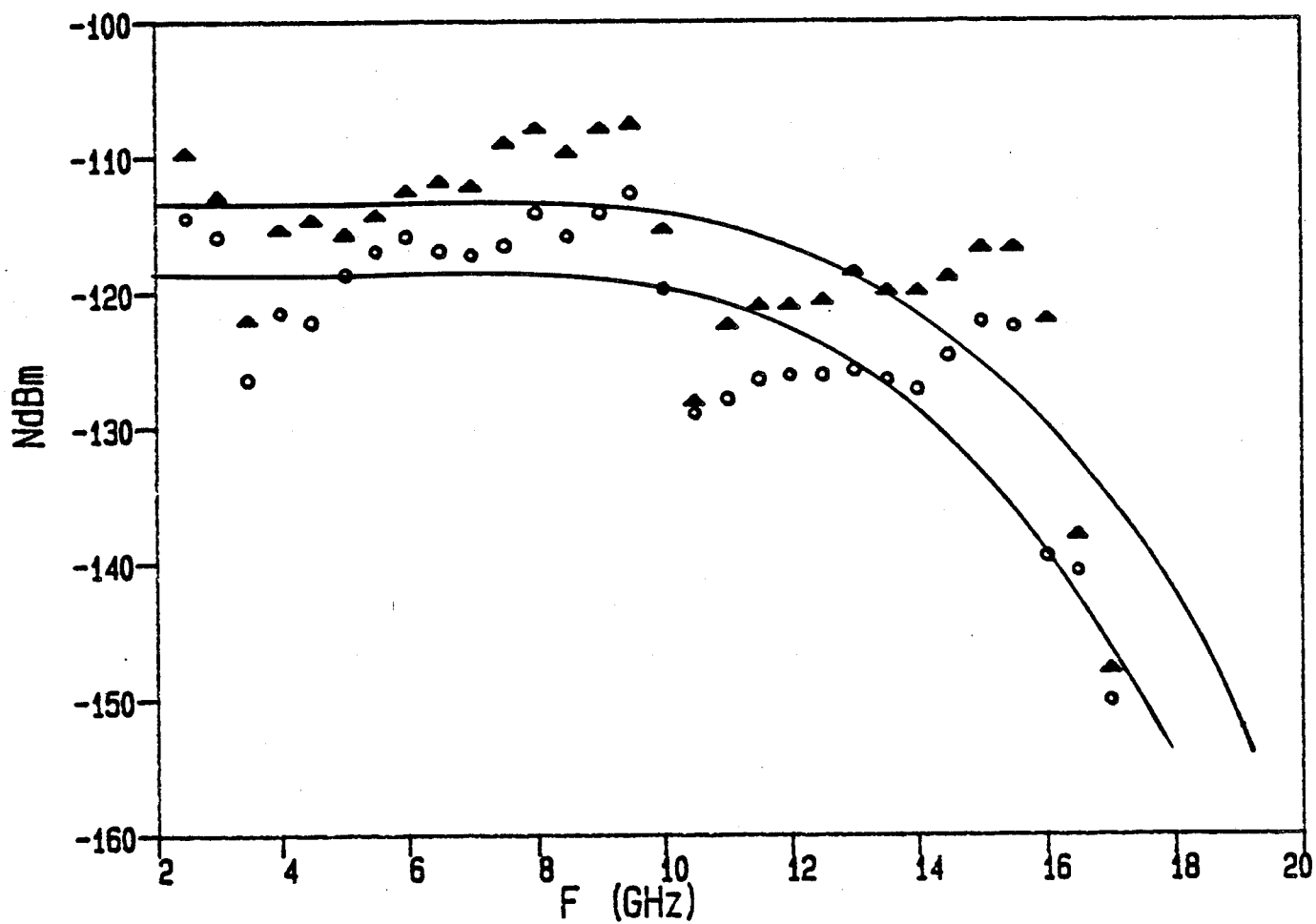


Fig.11: Bruit dû à l'éclairement en fonction de la fréquence ($\lambda = 0.63\mu\text{m}$).

▲ : MSM GaAlAs/GaAs interdigité $1\mu\text{m}$.

○ : MSM GaAlAs/GaAs interdigité $1.5\mu\text{m}$.

phénomène d'avalanche dans le MSM GaAlAs/GaAs aux fortes tensions de polarisation et rejoint nos conclusions du deuxième chapitre concernant le MSM GaAs.

C) Bruit microonde:

Afin de pouvoir déterminer la fréquence de coupure du MSM GaAlAs/GaAs; nous avons relevé, comme au deuxième chapitre pour le MSM GaAs, le bruit dû à l'éclairement en fonction de la fréquence dans la bande 2-18GHz, pour les deux distances interélectrodes ($1\mu\text{m}$ et $1.5\mu\text{m}$) (Fig.11). Les fréquences de coupures relevées à -3dB sont respectivement voisines de 13GHz pour le MSM $1\mu\text{m}$ et 12GHz pour le MSM $1.5\mu\text{m}$.

Dans le cas du MSM GaAs et pour les mêmes distances interélectrodes, les fréquences de coupures déduites de la courbe donnée par la figure 23 du deuxième chapitre, sont respectivement de l'ordre de 19GHz et 17GHz.

Cet écart (de l'ordre de 6GHz) ne peut s'expliquer que par la présence de la couche de GaAlAs qui introduit une barrière de potentiel entre le métal et le GaAs, pouvant entraîner un retard dans le transit des porteurs dans la structure et par conséquent diminuer la fréquence de coupure du composant.

Toutefois ces fréquences de coupure sont largement supérieures à 1GHz et devraient donc permettre le fonctionnement du circuit intégré numérique au delà du gigahertz.

Nous allons aborder dans le paragraphe suivant, l'étude de l'élément photosensible dans lequel est intégré le MSM GaAlAs/GaAs interdigité de distance interélectrode $1\mu\text{m}$.

II- Etude de l'élément photosensible:

La figure 12 montre une photographie du dispositif ainsi que son

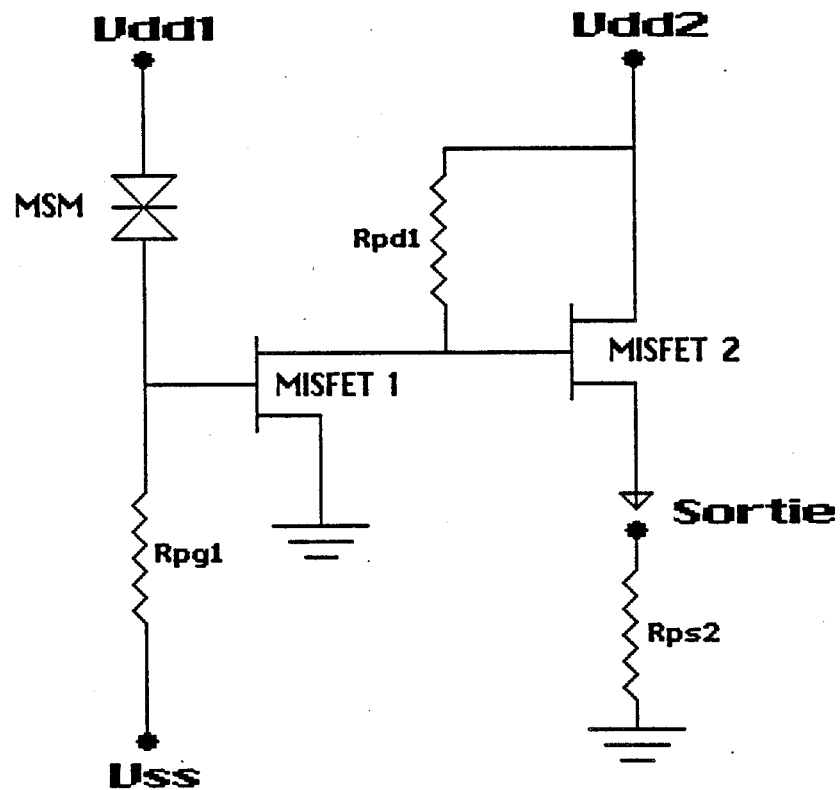
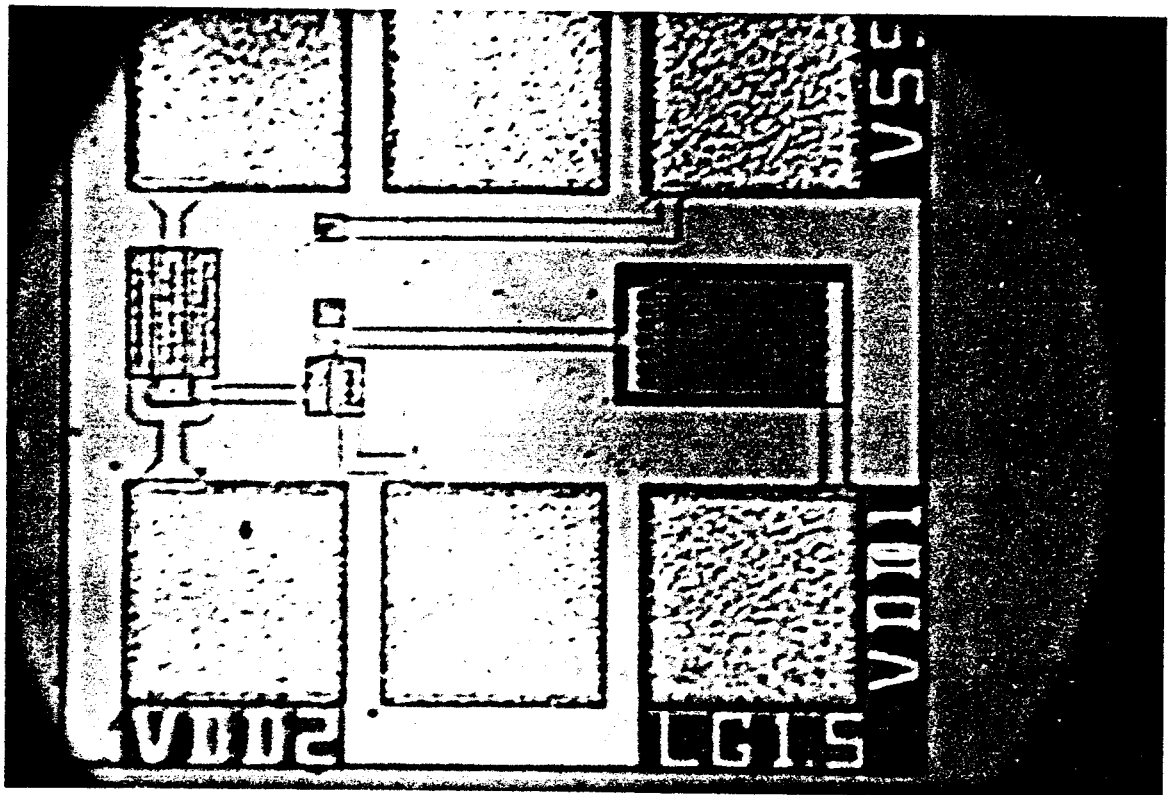


Fig.12: Photographie et schéma électrique équivalent de l'élément photosensible comprenant le MSM interdigité $1\mu\text{m}$.

Fig.13-a: P_{out} fonction de V_{dd1} avec V_{ss} comme paramètre et $V_{dd2}=2V$, $F=1GHz$, $P_1=60\mu W$ et $P_m=10\mu W$.

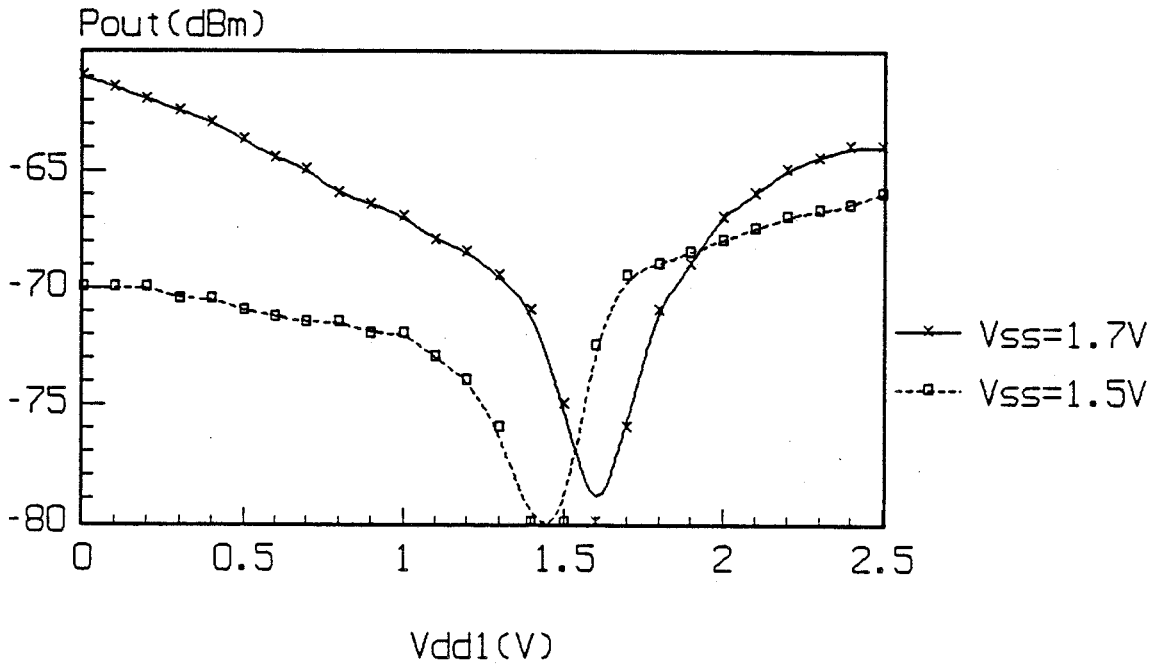
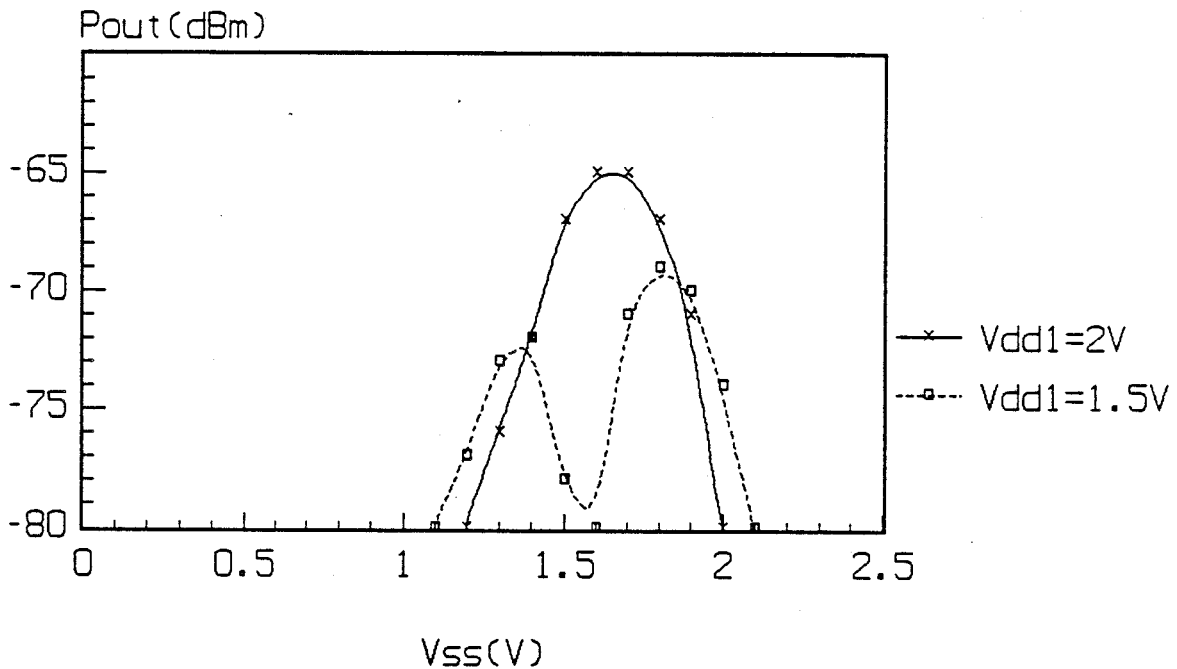


Fig.13-b: P_{out} fonction de V_{ss} avec V_{dd1} comme paramètre. $V_{dd2}=2V$, $F=1GHz$, $P_1=60\mu W$ et $P_m=10\mu W$.



Élément photosensible associé au MSM interdigité $1\mu m$

Influence des tensions de polarisation V_{dd1} et V_{ss} sur l'intensité du signal de sortie mesurée P_{out} .

schéma électrique équivalent. Ce schéma est en tout point identique à celui que nous avons étudié au troisième chapitre, à la différence près que cette fois-ci l'élément photodétecteur est un MSM. Ce MSM, comme nous l'avons signalé précédemment, est un MSM interdigité de distance interélectrode $1\mu\text{m}$; sa surface photosensible totale est de $1000\mu\text{m}^2$. Remarquons qu'ici aussi le MSM est situé à une distance d'environ $150\mu\text{m}$ du circuit logique afin d'éviter l'effet de proximité.

Nous allons présenter les résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur ce composant et qui nous ont permis d'une part d'étudier l'influence des différentes tensions de polarisations et de la puissance optique incidente, qu'elle soit continue ou modulée, et d'autre part de connaître les limites fréquentielles du dispositif.

II-1: Influence des tensions de polarisation:

Nous avons relevé la réponse dynamique du circuit, en fonction des différentes tensions de polarisation, à l'aide d'un analyseur de spectre (Tektronix 494AP), en modulant sinusoïdalement à la fréquence 1GHz un laser à semiconducteur émettant à la longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$. La puissance optique continue a été fixée à $60\mu\text{W}$ et la puissance optique modulée à $10\mu\text{W}$.

La figure 13-a représente l'évolution du signal dynamique de sortie P_{out} exprimé en dBm, en fonction de V_{dd1} pour deux valeurs de V_{ss} (1.5V et 1.7V) et pour V_{dd2} égale à 2V. Nous constatons, comme pour le circuit intégré avec photoconducteur, que l'amplitude du signal de sortie diminue lorsque V_{dd1} s'approche de V_{ss} et devient pratiquement nul à $V_{\text{dd1}}=V_{\text{ss}}$. Ce comportement, comme nous l'avons expliqué au troisième chapitre, est dû au fait que la différence de potentiel aux bornes du photodétecteur est égale à la différence entre V_{dd1} et la tension grille-source V_{gs_1} du premier MISFET (voir fig.12), cette tension étant elle même dépendante de V_{dd1} et essentiellement de V_{ss} comme nous allons le voir un peu plus loin. Donc tout

Fig.14-a: Pout fonction de Vdd2 avec
 $V_{dd1}=2V$, $V_{ss}=1.7V$, $F=1GHz$
 $P_1=60\mu W$ et $P_m=10\mu W$

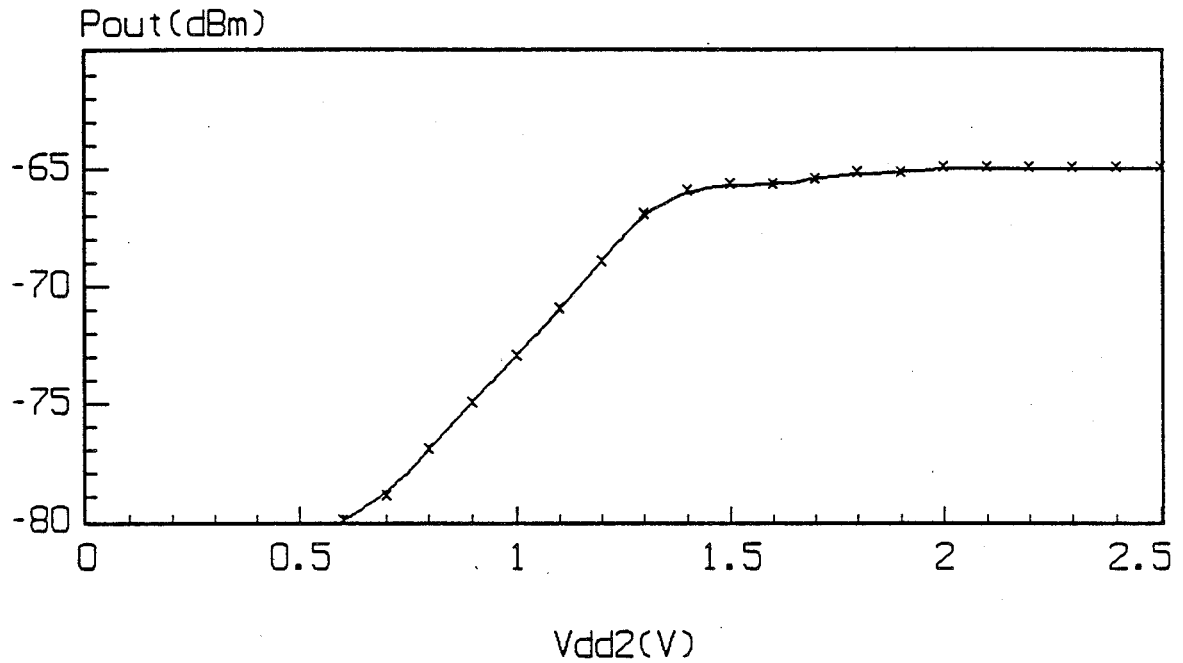
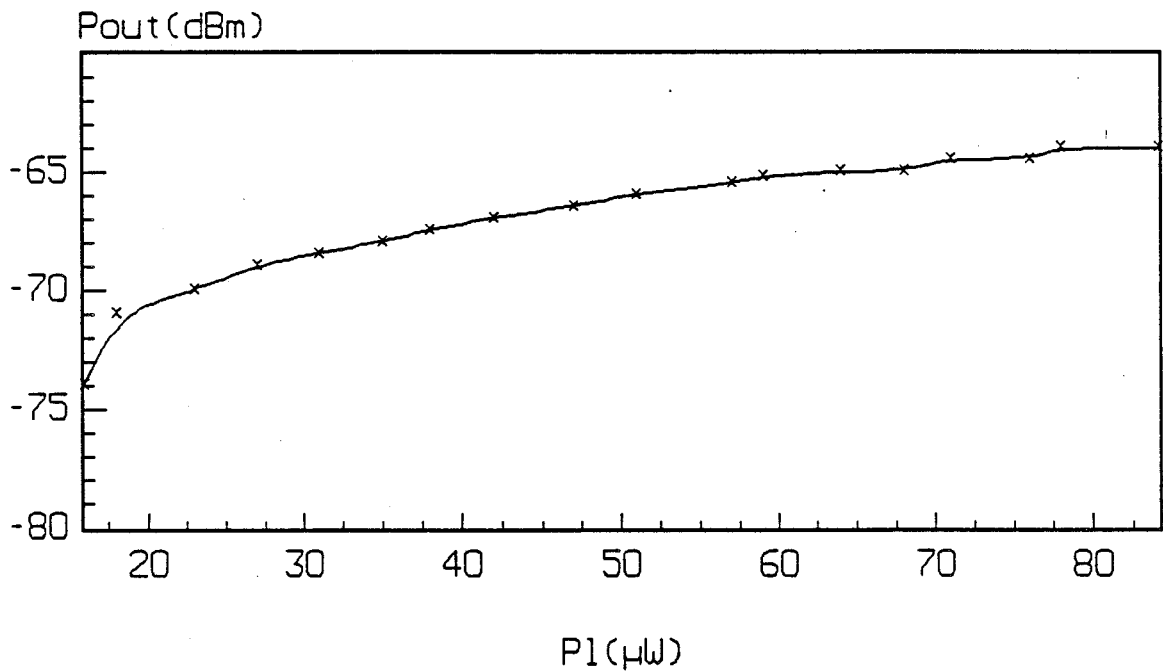


Fig.14-b: Pout fonction de P_1 avec
 $V_{dd1}=2V$, $V_{dd2}=2V$, $V_{ss}=1.7V$, $F=1GHz$
et $P_m=10\mu W$



Elément photosensible associé au MSM interdigité $1\mu m$

Influence de la tension de polarisation V_{dd2}

et de la puissance optique continue P_1

sur l'intensité du signal de sortie mesurée P_{out} .

augmentation de V_{dd1} ou de V_{ss} implique une augmentation de V_{gs_1} , et par conséquent une diminution de la différence de potentiel aux bornes du photodétecteur. Lorsque les deux tensions V_{dd1} et V_{ss} sont égales, cette différence de potentiel est alors nulle.

Nous constatons aussi quelques différences par rapport au résultat obtenu avec l'élément photosensible associé au photoconducteur (Chap III, Fig.18). En effet cette fois-ci, même à V_{dd1} nulle, le signal de sortie est important et il est même maximum. En revanche si nous examinons le relevé de la figure 13-b, qui représente l'évolution du signal de sortie en fonction de V_{ss} pour deux valeurs de V_{dd1} (1.5V et 2V), nous constatons que cette fois-ci, même à $V_{dd1}=2V$, il faut appliquer une tension V_{ss} supérieure à 1.2V pour obtenir un signal en sortie du circuit. Ce résultat montre donc que l'influence de V_{dd1} sur la polarisation de la grille du premier MISFET est beaucoup moins importante dans ce cas, ce qui est tout à fait attendu puisque le photocourant continu présenté par le MSM GaAlAs/GaAs est beaucoup moins important que celui présenté par le photoconducteur GaAlAs/GaAs.

La figure 14-a représente l'évolution de P_{out} en fonction de V_{dd2} pour V_{dd1} égal à 2V et V_{ss} à 1.7V. Nous constatons qu'à partir de V_{dd2} égal à 0.6V, le signal de sortie apparaît puis augmente au fur et mesure que V_{dd2} augmente jusqu'à $V_{dd2} = 1.5V$. Ce comportement est semblable à celui que nous avons obtenu dans le cas du photoconducteur et correspond à l'augmentation de la transconductance gm_2 du deuxième transistor.

II-2: Influence de la puissance lumineuse:

Nous avons étudié l'influence de la puissance optique continue P_l sur le comportement du dispositif (Fig.14-b) et nous constatons que cette influence est très faible comparée à celle obtenue dans le cas de l'élément photosensible associé au photoconducteur (& Chap III, Fig.19-b). Ce résultat est tout à fait conforme à nos observations précédentes concernant

Fig.15-a: Pout fonction de Pm avec
 $V_{dd1}=2V$, $V_{ss}=1.7V$, $V_{dd2}=2V$
 $F=1GHz$ et $P_1=60\mu W$

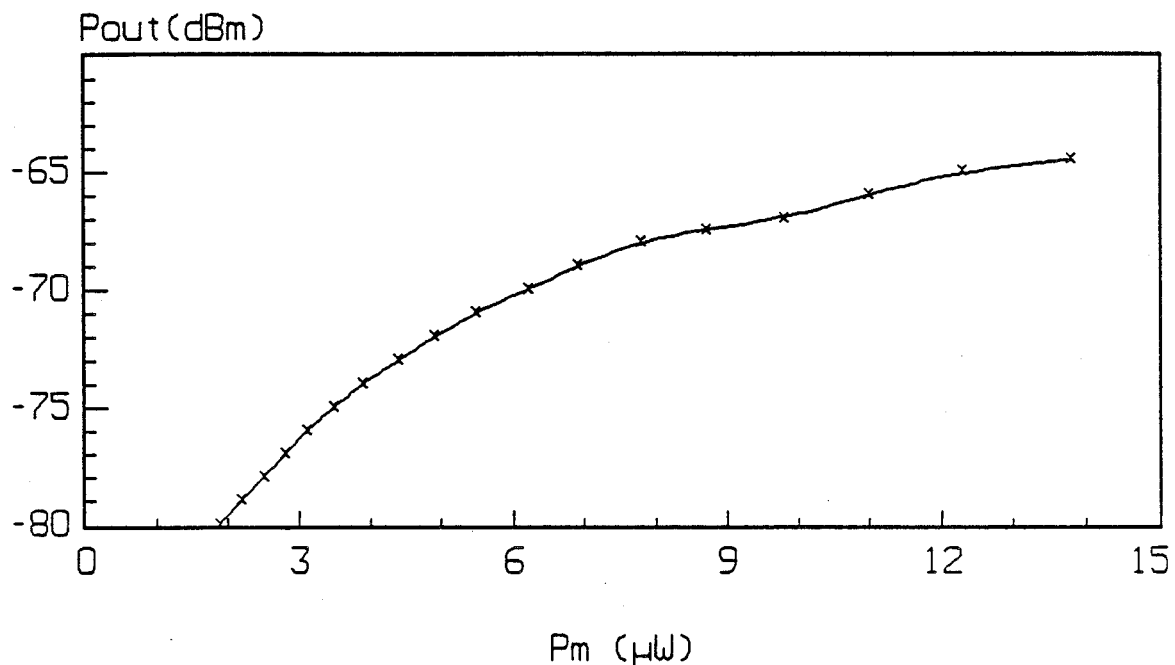
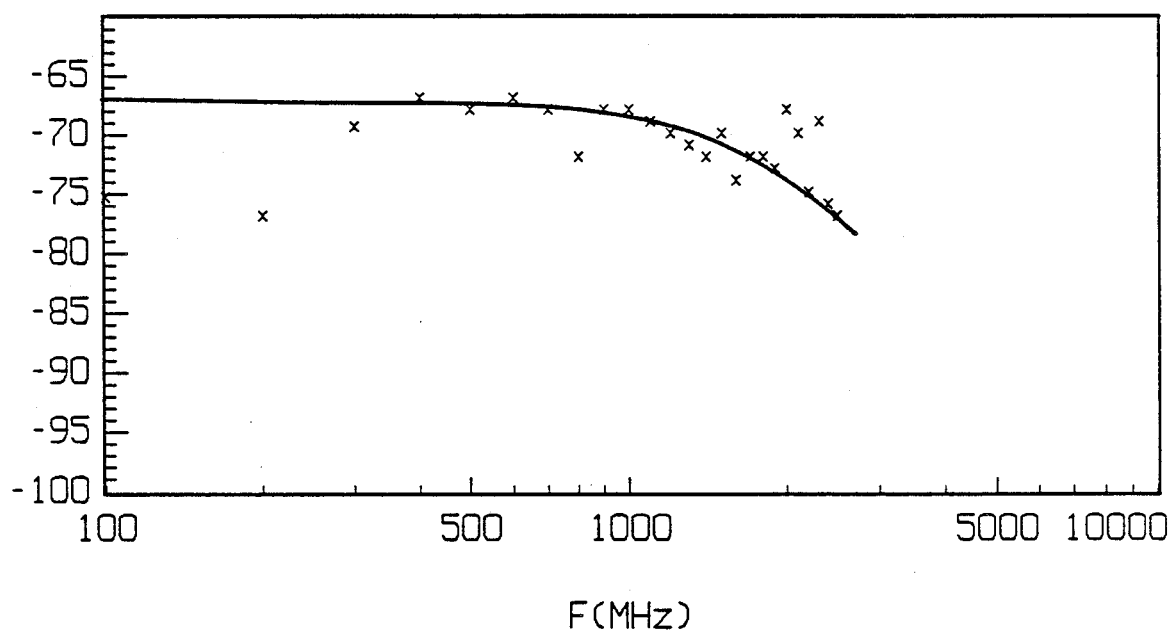


Fig.15-b: Pout fonction de la fréquence
avec $V_{dd1}=2V$, $V_{ss}=1.7V$, $V_{dd2}=2V$
 $P_1=60\mu W$ et $P_m=10\mu W$



Elément photosensible associé au MSM interdigité $1\mu m$

Influence de la puissance optique modulée P_m

et de la fréquence de fonctionnement

sur l'intensité du signal de sortie mesurée P_{out} .

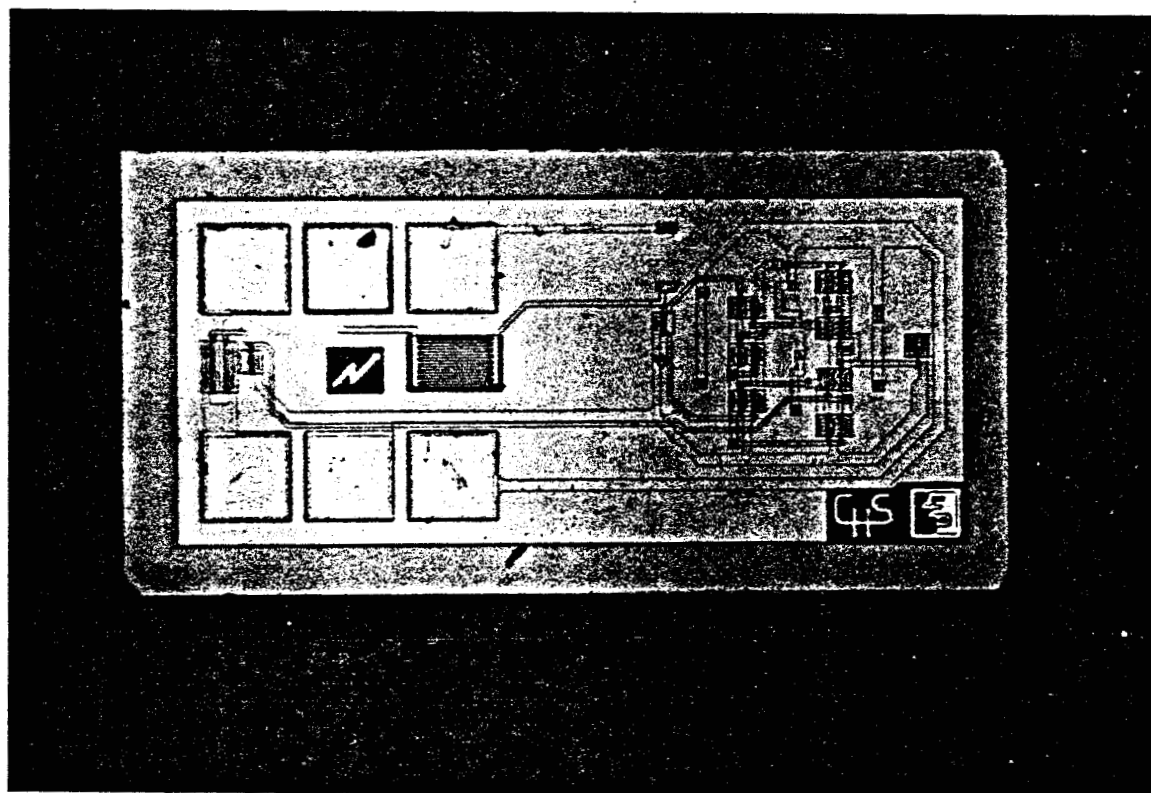


Fig.16: Photographie du diviseur de fréquence
associé au MSM interdigité $1\mu\text{m}$.

l'influence des tensions de polarisation et s'explique par un photocourant continu beaucoup plus faible dans ce cas pour qu'il puisse modifier de façon significative le point de polarisation du premier MISFET.

Nous avons également étudié l'influence de la puissance optique modulée P_m sur la réponse du circuit (Fig.15-a). Nous constatons que le signal augmente au fur et à mesure que P_m augmente, ce qui correspond à une augmentation du photocourant dynamique du MSM.

II-3: Influence de la fréquence de travail:

Nous avons également étudié l'influence de la fréquence du signal électrique modulant le laser sur la réponse du circuit (Fig.15-b), en fixant V_{dd1} à 2V, V_{ss} à 1.7V, V_{dd2} à 2V, P_1 à 60 μ W et P_m à 10 μ W.

Nous relevons une fréquence de coupure de l'ordre de 2GHz, qui correspond à celle du laser.

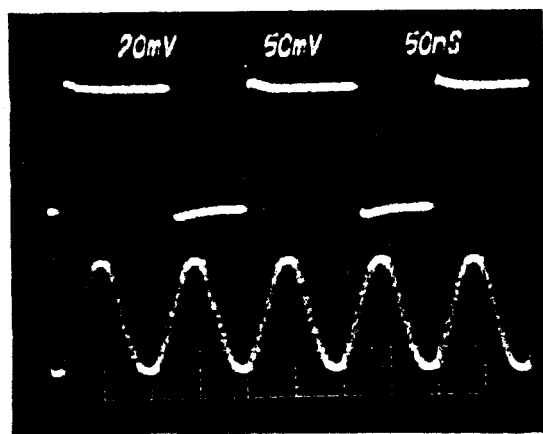
Ce résultat est très intéressant puisqu'il montre que la fréquence de coupure de l'élément photosensible associé au MSM est supérieure à 1GHz et donc que le MSM semble être une bonne solution de rechange.

Pour le vérifier, nous allons étudier dans la suite de ce chapitre, le circuit intégré complet associé au MSM interdigité GaAlAs/GaAs et nous exposons les principaux résultats que nous avons obtenus.

III- Etude du diviseur:

La figure 16 donne une photographie du diviseur associé au MSM interdigité de distance interélectrode 1 μ m. Sa géométrie ainsi que son schéma électrique équivalent sont en tout point identiques à ceux relatifs au diviseur associé au photoconducteur interdigité que nous avons présentés au troisième chapitre (§ Chap III, Fig.21).

Nous avons donc éclairé le MSM à l'aide d'un laser semiconducteur



Signal de sortie divisé ($F=5\text{MHz}$)

Signal électrique modulant
le laser ($F=10\text{MHz}$)

Fig.17: Démonstration de division obtenue à $F = 10\text{MHz}$.

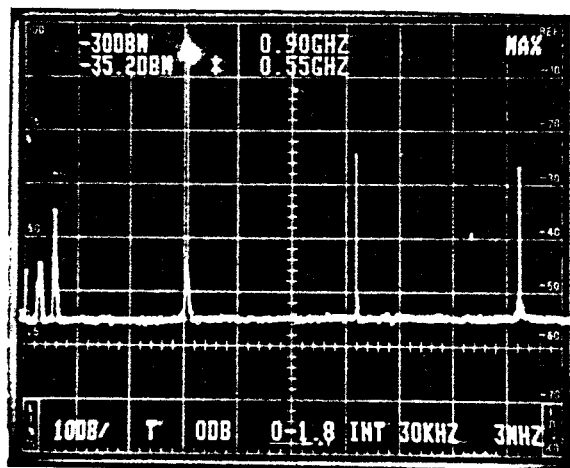
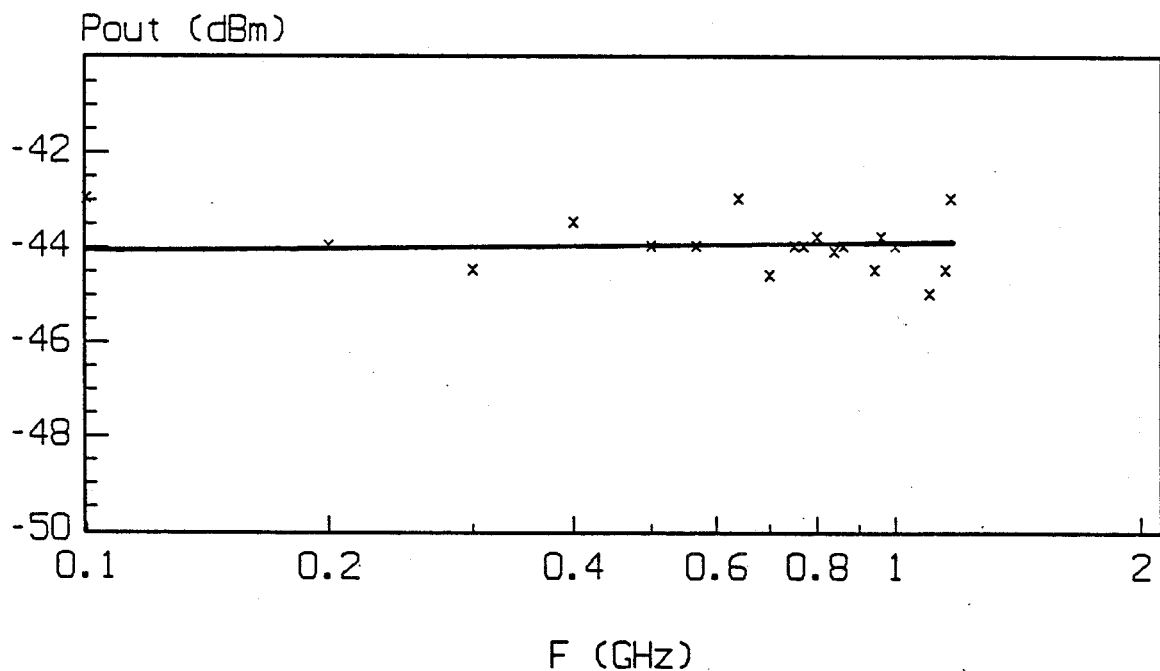


Fig.18: Démonstration de division obtenue à $F = 1.1\text{GHz}$.

Fig.19: Réponse dynamique du diviseur associé
au MSM à une excitation optique
en fonction de la fréquence



($\lambda=0.83\mu\text{m}$) modulé par un signal électrique sinusoïdal. Nous avons relevé la réponse du dispositif, la sortie étant chargée sur 50Ω , à l'aide d'un oscilloscope à échantillonnage pour les basses fréquences, puis à l'aide d'un analyseur de spectre pour les hautes fréquences, ceci pour les mêmes raisons que celles que nous avons évoquées au troisième chapitre.

La figure 17 montre une démonstration de division obtenue à la fréquence 10MHz. Le signal du bas est le signal électrique sinusoïdal modulant le laser, le signal du haut représente la réponse du circuit et l'on constate que sa période est bien le double de celle du signal d'entrée.

Nous avons également effectué cette démonstration de division à des fréquences supérieures à 1GHz. La figure 18 montre la réponse du circuit à la fréquence 1.1GHz relevée à l'aide de l'analyseur de spectre, où l'on constate que la raie principale est effectivement située à la moitié de la fréquence du signal d'entrée, c'est à dire à 550MHz.

Sur la figure 19 nous avons représenté l'évolution de l'amplitude du signal en sortie du diviseur en fonction de la fréquence du signal électrique modulant le laser. Nous constatons que le circuit numérique remplit la fonction de division jusqu'à 1.17GHz sans que l'on observe une diminution notable de l'amplitude du signal de sortie. Au delà de cette fréquence, la démonstration de division par deux, comme dans le cas du diviseur associé au photoconducteur interdigité, n'a pu être obtenue. Ceci est certainement dû au fait qu'à partir de cette fréquence, puisque le circuit logique affiche une diminution de son signal de sortie face à une excitation électrique (& Chapitre III, Fig.30), le signal optique devient insuffisant pour commander les bascules.

Nous avons également étudié l'influence de la puissance optique continue et modulée sur la réponse du diviseur. La figure 20 représente l'évolution de l'amplitude du signal divisé P_{out} en fonction de la puissance optique continue P_l à la fréquence 1GHz pour une puissance optique modulée P_m égale à $10\mu\text{W}$. Nous constatons que P_{out} augmente au fur et à mesure que

Fig.20: Réponse du diviseur à une excitation optique en fonction de la puissance optique continue P_1 , à $F=1\text{GHz}$

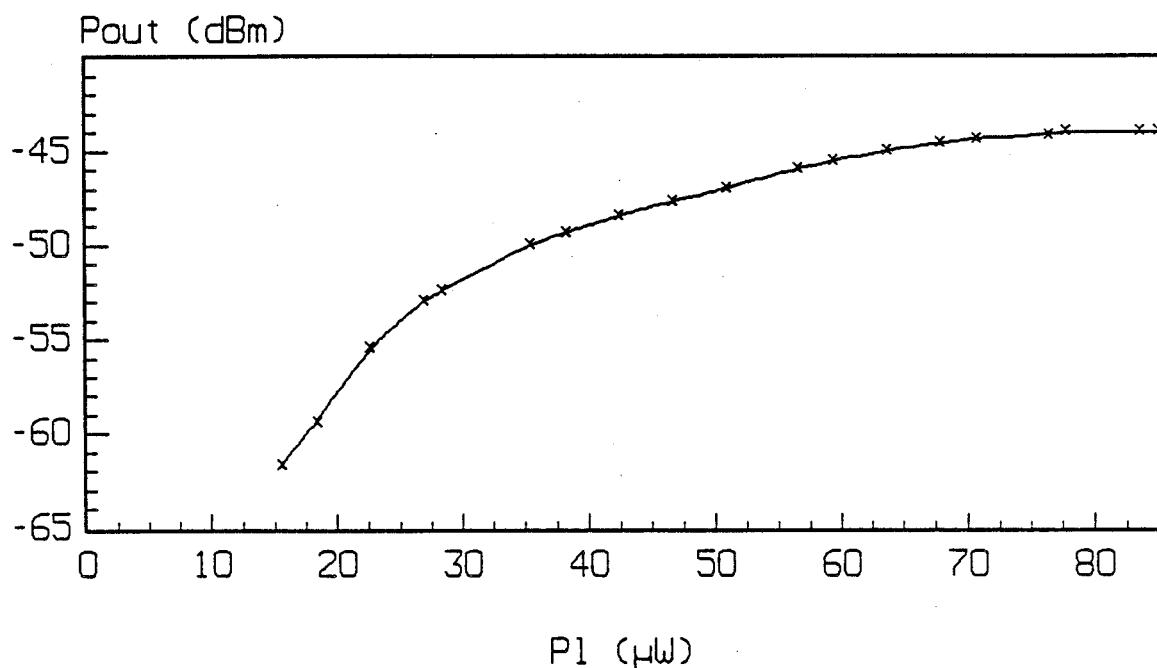
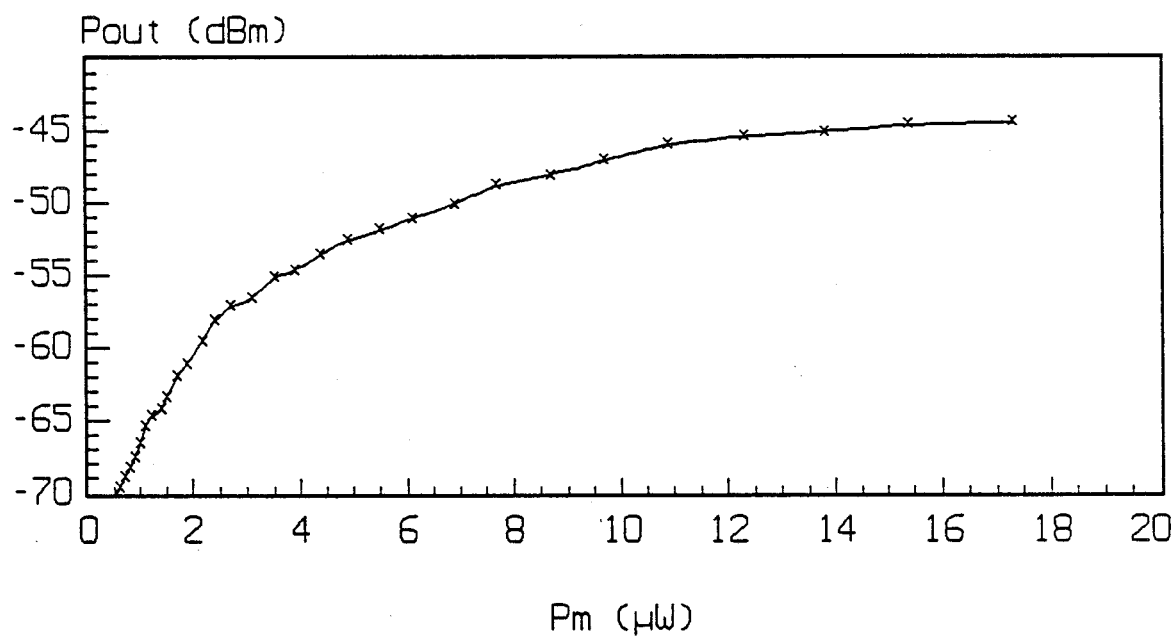


Fig.21: Réponse du diviseur à une excitation optique en fonction de la puissance optique modulée P_m à $F = 1\text{GHz}$.



Diviseur associé au MSM interdigité

P_I augmente pour devenir à peu près constant à partir de $P_I = 60\mu W$. Nous relevons aussi une puissance optique continue seuil à partir de laquelle la division par deux n'est plus obtenue, de l'ordre de $20\mu W$. Ce résultat est tout à fait analogue à celui que nous avons obtenu dans le cas de l'association du diviseur avec le photoconducteur interdigité (& chapitre III, Fig.33).

La figure 21 montre l'influence de la puissance optique modulée P_m . Comme dans le chapitre précédent (& Chapitre III, Fig.34), nous constatons qu'en dessous de $P_m = 0.5 \mu W$ la division n'est plus obtenue et qu'à partir de $P_m = 10 \mu W$ environ, P_{out} devient pratiquement constant. Ce résultat très intéressant est une preuve supplémentaire qu'en haute fréquence le MSM et le photoconducteur se comportent sensiblement de la même manière. Il signifie également que les seuils de sensibilité des deux circuits intégrés sont à peu près équivalents et que la tension dynamique nécessaire à la division sur le MISFET1 est de l'ordre de $150\mu V$. Cependant, nous avons également observé qu'en basse fréquence, le seuil optique nécessaire à la division est du même ordre de grandeur que celui mesuré en haute fréquence, ceci est une conséquence directe du gain basse fréquence assez faible obtenu pour le MSM comparé au photoconducteur. Il ne faut cependant pas considérer ceci comme un désavantage puisque le circuit est à priori conçu pour fonctionner en haute fréquence. L'un des avantages de l'utilisation du MSM est, dans une perspective de fonctionnement en très hautes fréquences, de l'utilisation d'une structure interdigitée à distance interélectrode submicronique sans craindre les phénomènes de diffusion due à l'implantation ionique pour la fabrication des contacts ohmiques dans le cas du photoconducteur.

IV- Conclusion:

Dans ce chapitre nous avons étudié le MSM interdigité GaAlAs/GaAs ainsi que son intégration monolithique dans un circuit numérique. Nous avons

montré que ce circuit peut être commandé optiquement jusqu'à des fréquences dépassant 1GHz, prouvant ainsi que le MSM peut remplacer le photoconducteur, ce qui permet de s'affranchir des problèmes posés par l'implantation ionique, utilisée dans le cas du photoconducteur pour la fabrication des contacts ohmiques.

A ce stade de notre travail, un autre problème se pose à nous : comment commander optiquement un circuit numérique comportant, cette fois-ci, plusieurs photodétecteurs, à partir d'une seule source laser sans pertes importantes du signal optique et sans risquer d'éclairer les transistors du circuit logique tout en cherchant à obtenir une structure la plus compacte possible?

Pour répondre à cette question, nous avons étudié l'intégration monolithique d'un guide optique diélectrique et d'un MSM ; c'est le thème du cinquième et dernier chapitre.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

[1]: Ito M., Wada O., Nakai K. and Sakurai T.

IEEE Electron. Dev. Lett., Vol. EDL-5, No. 12, pp.531-532, 1984

[2]: Nakajima K., Iida T., Sugimoto K., Kan H. and Mizushima Y.

IEEE J. of Quan. Electronics, Vol. 26, No. 4, pp. 619-621, 1990

[3]: Sano E.

IEEE Trans. on Electron. Dev., Vol. 37, No. 9, pp. 1964-1968, 1990

[4]: Harder C.S., Van Zeghbroeck B., Meier H., Patrick W. and Vettiger P.

IEEE Electron. Dev. Lett., Vol. 9, p. 171, 1988

[5]: Wolny M., Aguila T., Deconinck P., Moroni D. and André J.P.

Electronics Lett., Vol. 23, No. 21, pp. 1127-1128, 1987

[6]: Delhaye E., Boissenot D., Aboudou A., Decoster D., Vilcot J.P., Varin

C., Maluenda J., Deschamps F. and Lecuru I.

177th Meeting of Electrochemical Society SOTAPOCS XII Montreal, Mai
1990

[7]: Roth W., Schumacher H., Kluge J., Geelen H.J. and Beneking H.

IEEE Trans. on Electron. Dev., Vol. ED-32, No. 6, pp. 1034-1036, 1985

[8]: Depreeuw D., Godts P., Constant E., Zimmerman J., Danneville F.

Electronics Lett., Vol. 24, No. 15, pp. 944-945, 1988

[9]: Ito M. and Wada O.

IEEE J. of Quant. Electronics, Vol. QE-22, No. 7, pp. 1073-1077, 1986

[10]: Scavennec A.

Communication privée.

CHAPITRE V

Etude d'un guide diélectrique associé à un MSM GaAs

CHAPITRE V

Etude d'un guide optique diélectrique associé à un MSM GaAs

Introduction:

Dans les deux chapitres précédents, nous avons étudié l'intégration monolithique de photodétecteurs et d'un circuit numérique de base. Nous avons démontré la possibilité de commander ce circuit jusqu'à des fréquences de l'ordre du gigahertz, grâce à un signal horloge issu d'une source laser. Si nous nous plaçons maintenant dans le cas d'un circuit numérique plus complexe, c'est à dire comprenant plusieurs photodétecteurs, la transmission du signal horloge, issu d'une seule source laser, aux différents photodétecteurs nécessite dès lors l'existence dans le circuit numérique d'un réseau de guides optiques permettant la distribution de l'onde lumineuse vers les photodétecteurs. Ces guides doivent être facilement réalisables et surtout n'affecter nullement le fonctionnement électrique du dispositif. Ils doivent également, si possible, améliorer les performances du photodétecteur en réduisant notamment le temps de transit ainsi que les capacités parasites et en augmentant le rendement quantique du photodétecteur [1-2]. Notre laboratoire a par ailleurs acquis une bonne expérience dans le domaine de l'optique guidée et de l'intégration monolithique détecteur-guide optique [3-4].

Toutes ces raisons nous ont incité tout naturellement à étudier et à réaliser un MSM GaAs en intégration monolithique avec un guide optique diélectrique pour des applications aux courtes longueurs d'ondes ($0.83\mu\text{m}$). C'est l'objet de ce dernier chapitre qui se décompose en quatre grandes parties.

Dans la première partie, nous rappelons la définition des constantes optiques d'un milieu diélectrique: indice de réfraction et coefficient

d'extinction.

Dans la deuxième partie, nous définissons une structure de guide d'onde plan pour laquelle nous établissons les conditions de propagation par la résolution des équations de MAXWELL, puis nous appliquons les résultats obtenus au guide plan $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ qui nous intéresse.

Dans la troisième partie, nous présentons les différentes structures de guidage bidimensionnel ainsi que la méthode des indices effectifs qui permet de les étudier, et que nous appliquons au guide en arête $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$, puis nous terminerons par la présentation des méthodes les plus couramment utilisées pour coupler l'énergie lumineuse émise par une source extérieure à un guide optique.

Dans la quatrième partie, nous étudions l'intégration monolithique d'un guide en arête $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ avec un MSM GaAs tampon, en définissant notamment les pertes dues à l'absorption par le GaAs, et l'efficacité de couplage entre le guide et le photodétecteur. Nous terminerons ce travail par la présentation des principales étapes technologiques qui nous ont permis de réaliser un dispositif puis les premiers résultats expérimentaux que nous avons obtenus.

I- Constante diélectrique d'un matériau :

Dans sa formulation la plus générale, une configuration électromagnétique dans un milieu, est décrite par les quatre équations de MAXWELL :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (4)$$

Dans ces équations, $\vec{E}$ et $\vec{H}$ représentent respectivement les champs électrique

et magnétique, $\vec{D}$ et $\vec{B}$ les inductions électrique et magnétique, et $\vec{J}$ et ρ les densités de courant et de charge du milieu.

La perméabilité magnétique μ et la permittivité ϵ du milieu définissent les relations suivantes :

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (5)$$

$$\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E} \quad (6)$$

Dans notre étude, nous considérons un milieu non magnétique ($\mu = \mu_0$: perméabilité du vide), dans lequel se propage une onde électromagnétique de pulsation ω , décrite par un terme $\exp(j\omega t)$. Nous supposons, de plus, le milieu électriquement neutre ($\rho = 0$), homogène et isotrope ($\epsilon = \text{constante}$).

Dans ces conditions, les équations de MAXWELL peuvent se mettre sous la forme :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -j \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot \vec{H} \quad (7)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = j \cdot \omega \cdot \epsilon^* \cdot \vec{E} \quad (8)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (9)$$

où ϵ^* est une constante complexe vérifiant la relation :

$$\vec{J} + j \cdot \omega \cdot \epsilon \cdot \vec{E} = j \cdot \omega \cdot \epsilon^* \cdot \vec{E} \quad (10)$$

Soit σ la conductivité du milieu, la densité de courant s'écrit :

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (11)$$

et :

$$\epsilon^* = \epsilon - j \cdot \frac{\sigma}{\omega} \quad (12)$$

ϵ^* est la constante diélectrique complexe du matériau qui peut encore s'écrire sous la forme:

$$\epsilon^* = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r^* \quad (13)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et $\epsilon_r^* = \epsilon_r' - j \cdot \epsilon_r''$ est la constante diélectrique relative complexe du matériau dont la partie réelle $\epsilon_r' = \epsilon / \epsilon_0$

est la constante relative du matériau et la partie imaginaire $\epsilon_r'' = \sigma/(\omega \cdot \epsilon_0)$ caractérise les pertes dans le matériau.

Les équations (7), (8) et (9) nous permettent d'obtenir l'équation de d'Alembert :

$$\vec{\nabla}^2 \cdot \vec{E} + \frac{\omega^2 \cdot \epsilon_r^*}{c^2} \cdot \vec{E} = 0 \quad (14)$$

sachant que :

$$c^2 \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_0 = 1 \quad (15)$$

Les solutions de l'équation (14) sont des ondes planes de la forme :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[j(\omega \cdot t - \beta \cdot r)] \quad (16)$$

$$\text{avec } \beta^2 = \frac{\omega^2 \cdot \epsilon_r^*}{c^2} \text{ le vecteur d'onde} \quad (17)$$

et $r = r(x, y, z)$ le vecteur de position.

La vitesse de phase V de l'onde plane est définie par :

$$V = \omega/\beta \quad (18)$$

Cette vitesse de phase est complexe puisque la constante diélectrique relative du matériau l'est.

L'indice de réfraction étant défini comme le rapport de la vitesse de la lumière dans le vide à la vitesse de la lumière dans le milieu considéré, un indice de réfraction complexe doit être introduit :

$$N = c/V = n - j.k \quad (19)$$

A l'aide des relations (17), (18) et (19), nous obtenons :

$$N^2 = \epsilon_r^* \quad (20)$$

d'où:

$$\epsilon_r' = n^2 - k^2 \quad (21)$$

$$\epsilon_r'' = 2.n.k \quad (22)$$

n est l'indice de réfraction réel du milieu et k le coefficient d'extinction du milieu qui définit, suivant sa valeur, le caractère absorbant de ce milieu au rayonnement lumineux considéré. Dans le cas d'un

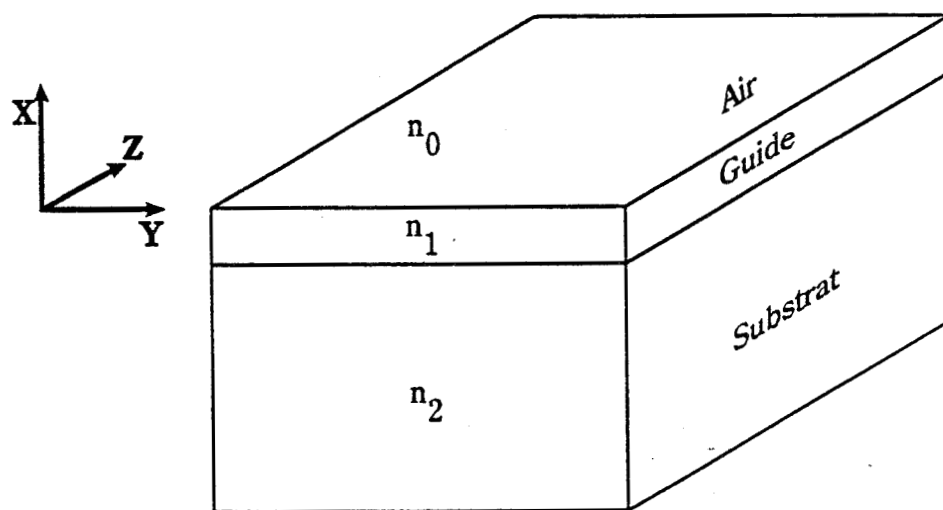


Fig.1 : guide d'onde plan asymétrique.

milieu transparent k est nul.

D'une façon générale, le coefficient d'absorption en énergie α d'un milieu est défini en fonction du coefficient d'extinction k par la relation:

$$\alpha = \frac{2 \cdot \omega \cdot k}{c} = \frac{4 \cdot \pi}{\lambda} \cdot k \quad (23)$$

Les indices de réfraction peuvent être déterminés théoriquement par les relations de dispersion de Kramers-Kronig [5] et expérimentalement par ellipsométrie [6].

II- Guide d'onde optique diélectrique :

II-1: Définition :

En optique guidée, le confinement de la lumière est assuré par une modification de l'indice optique. Le guide est en général constitué d'un milieu diélectrique transparent de haut indice de réfraction, entouré de milieux diélectriques transparents d'indices de réfraction plus faibles.

Un exemple d'une telle structure est donné figure 1. Nous appellerons guide d'onde simple, la superposition des trois diélectriques suivants :

- un diélectrique d'indice de réfraction n_2 qui constitue généralement le substrat.

- Une couche mince diélectrique, d'indice de réfraction n_1 , déposée sur le substrat et que nous appellerons guide.

- Un diélectrique d'indice de réfraction n_0 et qui est en général l'air ($n_0=1$).

Tel que nous venons de le décrire, les trois indices de réfraction vérifient la relation : $n_1 > \sup (n_0, n_2)$ (24)

Une onde optique peut alors être piégée dans le milieu d'indice n_1 par réflexion totale aux interfaces air/diélectrique 1, diélectrique 1/diélectrique 2 et se propager parallèlement à celles-ci.

Ce type de structure est appelé guide d'onde plan diélectrique asymétrique, puisque $n_0 \neq n_2$ (généralement $n_0 < n_2$). Cependant, la condition précédente (relation 24) n'est pas suffisante pour que la lumière soit guidée. C'est pourquoi, la détermination du comportement d'une telle structure s'effectue en résolvant l'équation d'onde de d'Alembert (14) établie au paragraphe précédent.

II-2: Etude de la propagation d'un guide d'onde plan par les équations de MAXWELL:

La résolution des équations de MAXWELL appliquée au guide plan diélectrique est bien connue [7,8,9,10] ; nous nous proposons de la rappeler brièvement.

Nous supposons que l'onde guidée n'est ni atténuée, ni amplifiée; l'indice de réfraction est alors défini par :

$$n_i = \sqrt{\epsilon_{r_i}^*} \quad (25)$$

avec $i=0,1,2$ correspondant aux trois couches de la structure et où n_i est l'indice de réfraction du milieu i .

Si nous considérons que l'onde lumineuse plane et uniforme se propage suivant la direction Oz (fig.1), le champ électrique optique s'écrit :

$$E(r) = E(x,y) \cdot \exp(-j \cdot \beta \cdot z) \quad (26)$$

β étant la constante de propagation de l'onde guidée suivant l'axe Oz.

De plus, dans le cas que nous étudions, la structure est invariante suivant l'axe Oy ($\frac{\partial}{\partial y} = 0$) ; cette condition introduite dans les équations de MAXWELL permet de montrer qu'il existe deux familles distinctes de solutions :

- l'une pour laquelle le vecteur champ électrique est porté par l'axe Oy : cas transverse électrique TE ($E_y \neq 0$, $E_x = E_z = 0$)
- l'une pour laquelle le vecteur champ magnétique est porté par l'axe

Oy : cas transverse magnétique TM ($H_y \neq 0$, $H_x = H_z = 0$)

Dans la suite, nous allons étudier le cas transverse électrique; l'étude de la polarisation transverse magnétique se traite de façon identique et ne sera donc pas développée.

II-2-1: Expressions du champ et équation transcendante :

Dans le cas d'ondes transverses électrique, l'équation d'onde (14) peut se mettre grâce à la relation (25), sous la forme :

$$\vec{\nabla}^2 \cdot \vec{E}(r) + k^2 \cdot n_1^2 \cdot \vec{E}(r) = 0 \quad (27)$$

où k est la constante de propagation dans le vide :

$$k = (2\pi)/\lambda \quad (28)$$

et λ la longueur d'onde de la radiation monochromatique dans le vide.

En utilisant la relation (26), l'équation (27) devient :

$$\frac{\partial^2 E_y(x, z, t)}{\partial x^2} + (k^2 \cdot n_1^2 - \beta^2) \cdot E_y(x, z, t) = 0 \quad (29)$$

Les solutions de cette équation sont soit sinusoïdales, soit exponentielles en fonction de x , selon que la quantité $(k^2 \cdot n_1^2 - \beta^2)$ est positive ou négative.

Les composantes non nulles $H_x(x, z, t)$ et $H_z(x, z, t)$ du champ magnétique se déduisent du champ électrique grâce aux relations :

$$H_x(x, z, t) = - \frac{\beta}{\omega \cdot \mu_0} \cdot E_y(x, z, t) \quad (30)$$

$$H_z(x, z, t) = \frac{j}{\omega \cdot \mu_0} \cdot \frac{\partial E_y(x, z, t)}{\partial x} \quad (31)$$

Les conditions de continuité des composantes tangentielles du champ électromagnétique, c'est à dire $E_y(x, z, t)$ et $H_z(x, z, t)$, permettent de déterminer les différentes solutions possibles de la constante de propagation β , c'est à dire les différents modes de propagation possibles

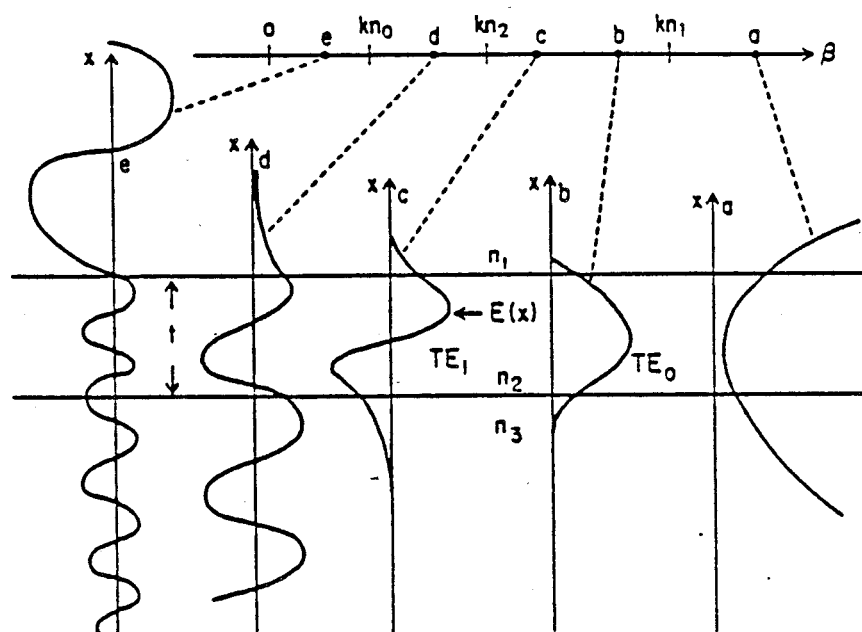


Fig.2: Diagramme des modes possibles dans un guide optique plan selon Hunsperger [11]

dans le guide optique plan. L'indice de réfraction effectif pour un mode donné est alors défini par :

$$n_e = \beta/k \quad (32)$$

C'est le rapport de la vitesse de l'onde lumineuse dans le vide sur la vitesse de propagation de l'onde dans le guide.

Nous voyons sur le graphique représenté figure 2 [11] que nous pouvons distinguer quatre types de modes en fonction de la valeur de l'indice effectif n_e par rapport aux différents indices de réfraction :

$$1- \text{ Mode (a) : } n_e > n_1$$

Ce mode est une solution non physique car le champ électrique est exponentiel dans les trois régions.

$$2- \text{ Modes (b) et (c) : } n_2 < n_e < n_1$$

Ce sont les modes guidés, confinés dans la couche guidante : les modes transverses électriques TE_0 et TE_1 , dont l'existence est conditionnée par l'épaisseur de la couche guidante, sont notamment représentés.

$$3- \text{ Mode (d) : } n_0 < n_e < n_2$$

Ce mode est confiné à l'interface supérieure, mais sinusoïdal dans le substrat; il est appelé mode de substrat.

$$4- \text{ Mode (e) : } n_e < n_0$$

Ce mode admet des solutions sinusoïdales dans les trois régions et, malgré une radiation de ce mode à la fois dans l'air et le substrat, il est appelé mode d'air.

Dans les guides optiques, les solutions recherchées sont les modes qui permettent de véhiculer l'énergie lumineuse. Les modes guidés correspondent aux solutions dont l'indice effectif est compris entre l'indice du substrat et celui de la couche guidante. De façon plus générale :

$$n_2 < n_e < n_1 \quad (33)$$

Nous nous proposons donc d'étudier plus en détail les mode guidés. L'origine du repère est pris à l'interface air/guide (fig.3).

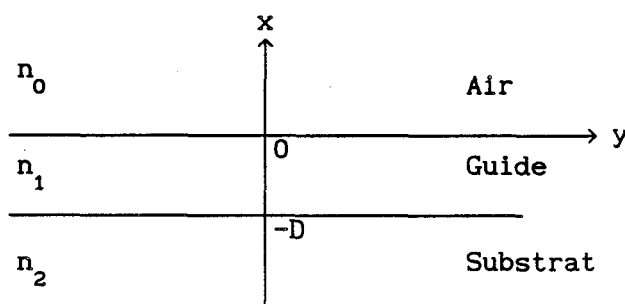


Fig.3

D est l'épaisseur du guide.

* $x \geq 0$: nous sommes en présence d'ondes évanescentes puisque $n_e > n_0$, le champ électrique s'écrit donc sous la forme :

$$Ey_0(x, z, t) = [A \cdot \text{Exp}(-k \cdot \alpha_0 \cdot x) + B \cdot \text{Exp}(k \cdot \alpha_0 \cdot x)] \cdot \text{Exp}(j(\omega \cdot t - \beta \cdot z)) \quad (34)$$

avec $\alpha_0^2 = n_e^2 - n_0^2$

Quand x tend vers l'infini, le champ électrique $Ey_0(x, z, t)$ tend vers 0, donc $B = 0$; d'où:

$$Ey_0(x, z, t) = A \cdot \text{Exp}(-k \cdot \alpha_0 \cdot x) \cdot \text{Exp}(j(\omega \cdot t - \beta \cdot z)) \quad (35)$$

* $-D \leq x \leq 0$: les solutions de l'équation (29) sont sinusoïdales; le champ électrique s'écrit donc sous la forme:

$$Ey_1(x, z, t) = [a \cdot \text{Exp}(j \cdot k \cdot \alpha_1 \cdot x) + b \cdot \text{Exp}(-j \cdot k \cdot \alpha_1 \cdot x)] \cdot \text{Exp}(j(\omega \cdot t - \beta \cdot z)) \quad (36)$$

avec $\alpha_1^2 = n_1^2 - n_e^2$

Afin de satisfaire la condition de continuité des composantes tangentielles du champ électromagnétique, nous devons avoir :

$$Ey_0(0, z, t) = Ey_1(0, z, t) \quad (37)$$

$$Hz_0(0, z, t) = Hz_1(0, z, t) \quad (38)$$

En utilisant la relation (31), l'équation (38) devient :

$$\left. \frac{\partial Ey_0(x, z, t)}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial Ey_1(x, z, t)}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (39)$$

D'où les égalités :

$$A = a + b \quad (40)$$

$$-k \cdot \alpha_0 \cdot A = j \cdot k \cdot \alpha_1 \cdot a - j \cdot k \cdot \alpha_1 \cdot b \quad (41)$$

qui donnent les relations suivantes :

$$a = \frac{1}{2} \left(1 + j \frac{\alpha_0}{\alpha_1} \right) \cdot A \quad (42)$$

$$b = \frac{1}{2} \left(1 - j \frac{\alpha_0}{\alpha_1} \right) \cdot A \quad (43)$$

D'où l'expression du champ électrique :

$$Ey_1(x, z, t) = A \cdot \left[\cos(k \cdot \alpha_1 \cdot x) - \frac{\alpha_0}{\alpha_1} \sin(k \cdot \alpha_1 \cdot x) \right] \cdot \text{Exp}(j(\omega \cdot t - \beta \cdot z)) \quad (44)$$

* $x \leq -D$: la condition de guidage n'étant pas vérifiée, la solution de l'équation (29) est de la forme :

$$Ey_2(x, z, t) = [C \cdot \text{Exp}(k \cdot \alpha_2 \cdot x) + D \cdot \text{Exp}(-k \cdot \alpha_2 \cdot x)] \cdot \text{Exp}(j(\omega \cdot t - \beta \cdot z)) \quad (45)$$

avec $\alpha_2^2 = n_e^2 - n_2^2$

Or quand x tend vers l'infini, le champ $Ey_2(x, z, t)$ devient nul, donc $D = 0$.

De plus, les conditions de continuités exigent que :

$$Ey_2(-D, z, t) = Ey_1(-D, z, t) \quad (46)$$

d'où :

$$Ey_2(x, z, t) = Ey_1(-D, z, t) \cdot \text{Exp}(k \cdot \alpha_2 \cdot (x + D)) \quad (47)$$

de même nous devons avoir:

$$Hz_2(-D, z, t) = Hz_1(-D, z, t) \quad (48)$$

qui conduit à l'égalité suivante :

$$k.D = \frac{1}{\alpha_1} \left\{ \arctg\left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1}\right) + \arctg\left(\frac{\alpha_0}{\alpha_1}\right) + m.\Pi \right\} \quad (49)$$

qui n'est autre que l'équation caractéristique des modes TE_m , où m définit l'ordre des modes de propagation dans le guide.

Cette équation est transcendante en β (ou n_e), si bien que la recherche de la constante de propagation d'un mode se fait à l'aide d'une méthode itérative.

En résumé, l'expression analytique du champ électrique E_y s'écrit en fonction d'un seul paramètre d'amplitude A :

$$E_y(x, z, t) = \begin{cases} A \cdot \text{Exp}(-k.\alpha_0.x) \cdot \text{Exp}(j(\omega.t - \beta.z)) & \text{Pour } x \geq 0 \\ A \cdot \left[\cos(k.\alpha_1.x) - \frac{\alpha_0}{\alpha_1} \sin(k.\alpha_1.x) \right] \cdot \text{Exp}(j(\omega.t - \beta.z)) & \text{Pour } -D \leq x \leq 0 \\ A \cdot \left[\cos(k.\alpha_1.D) + \frac{\alpha_0}{\alpha_1} \sin(k.\alpha_1.D) \right] \cdot \text{Exp}(k.\alpha_2.(x+D)) \cdot \text{Exp}(j(\omega.t - \beta.z)) & \text{Pour } x \leq -D \end{cases} \quad (50)$$

Les valeurs de H_x et H_y se déduisent immédiatement de cette expression en utilisant les équations (30) et (31). La détermination de la constante arbitraire A peut être obtenue soit en normalisant la valeur du champ E_y , soit en normalisant le flux d'énergie transporté par unité de longueur dans la direction Oy . Dans le premier cas, la condition s'écrit :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E_y \cdot E_y^* \cdot dx = 1 \quad (51)$$

et dans le second :

$$\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} E_y \cdot H_x^* \cdot dx = \frac{\beta}{2 \cdot \omega \cdot \mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} E_y \cdot E_y^* \cdot dx = 1 \quad (52)$$

Ces deux conditions sont identiques à un facteur connu près. Associée à la valeur du champ E_y en fonction de x (50) et en utilisant l'équation aux modes (49), la relation (51) conduit à la valeur de la constante A suivante [12] :

$$A = \alpha_1 \cdot \left[\frac{2}{(D + \frac{1}{k \cdot \alpha_2} + \frac{1}{k \cdot \alpha_0}) \cdot (\alpha_1^2 + \alpha_0^2)} \right]^{1/2} \quad (53)$$

II-2-2: Epaisseur de coupure :

De façon générale, le guide optique admettra m modes propres si son épaisseur D a une valeur minimale D_{cm} (épaisseur de coupure pour le mode m). Cette épaisseur de coupure est obtenue en donnant à la constante de propagation sa plus petite valeur compatible avec les conditions de guidage, c'est à dire $n_e = n_2$. En introduisant cette expression dans l'équation transcendante (49) pour le mode TE, il vient :

$$D_{cm} = \frac{1}{k} \left[m \cdot \pi + \arctg \left[\frac{n_2^2 - n_0^2}{n_1^2 - n_2^2} \right]^{1/2} \right] \frac{1}{(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}} \quad (54)$$

Dans le cas où $m = 0$, nous obtenons l'épaisseur de coupure D_{c0} proprement dite du guide au-delà de laquelle aucun mode ne peut se propager. Notons que pour un guide symétrique ($n_0 = n_2$), cette notion d'épaisseur de coupure n'existe plus. L'équation (54) montre que lorsque $n_0 = n_2$, $D_{c0} = 0$. Ce résultat est important puisqu'il exprime le fait qu'il y aura toujours propagation du mode d'ordre le plus bas (TE_0) quelle que soit l'épaisseur de la structure [11].

Fig.5: Evolution de L'indice effectif n_e en fonction de l'épaisseur de la couche guidante , à la longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$

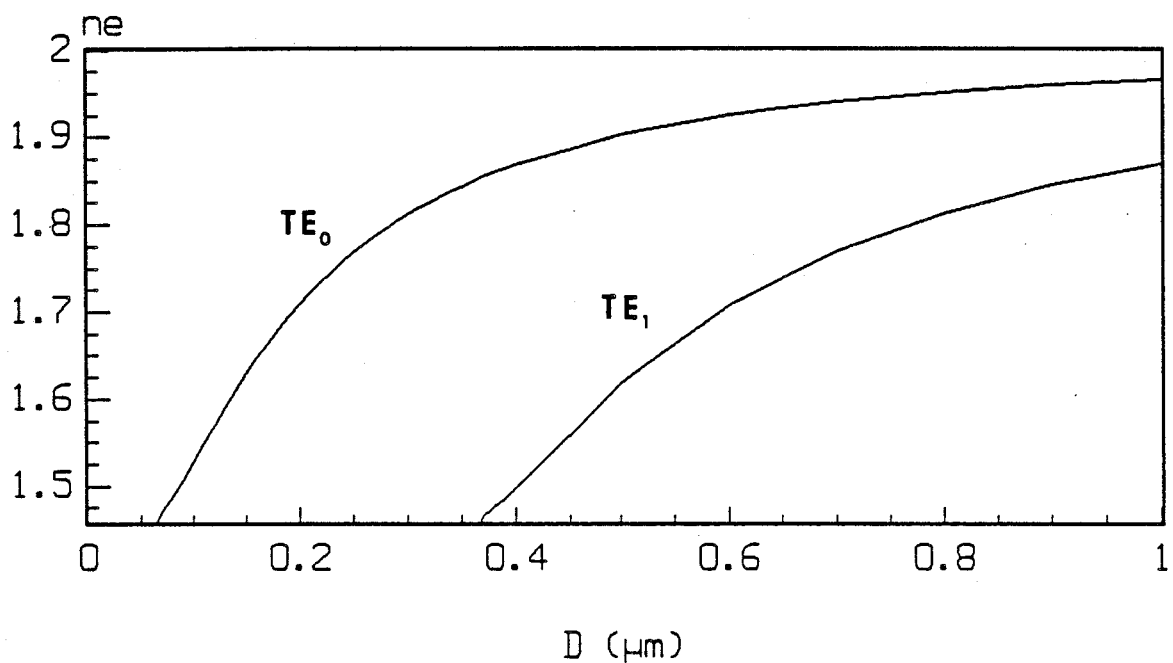
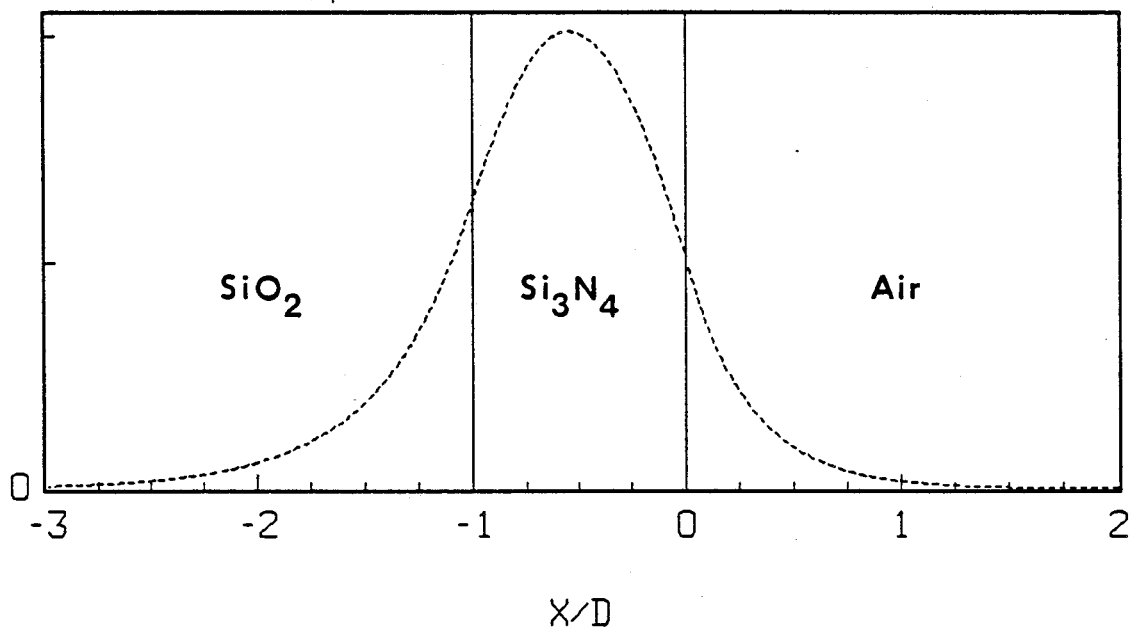


Fig.6: Profil du champ électrique dans le guide pour une épaisseur de couche guidante D de $0.3\mu\text{m}$, à la longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$.

Module du champ (u.a)



II-3: Application au guide plan $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$:

Nous nous proposons dans ce paragraphe d'appliquer les résultats obtenus par cette étude et en particulier l'équation des modes (49) au guide plan $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ qui nous intéresse (Fig.4).

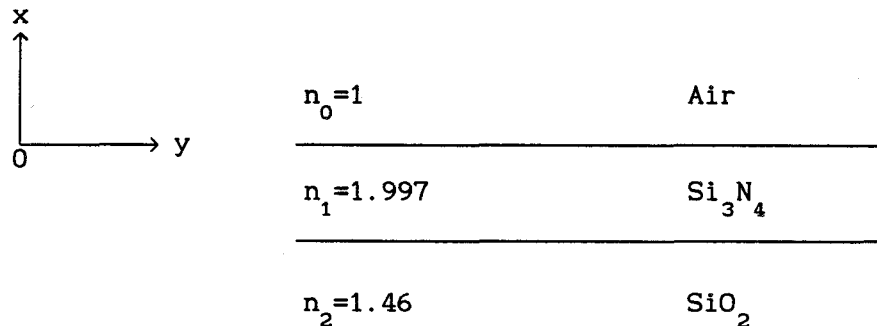


Fig.4

a-Diagramme de dispersion :

Il est commode de représenter les solutions de l'équation (49) pour le mode TE par le système de courbes $n_e = f(D)$, où n_e est l'indice effectif du mode guidé et D l'épaisseur du nitrure de Silicium (Si_3N_4).

Les indices de réfraction sont tirés de [13]:

* à la longueur d'onde $0.83 \mu\text{m}$: $n_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 1.997$ et $n_{\text{SiO}_2} = 1.46$

* à la longueur d'onde $0.63 \mu\text{m}$: $n_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 2.014$ et $n_{\text{SiO}_2} = 1.458$

La figure 5 donnent l'allure générale de ces courbes pour les modes TE_0 et TE_1 pour la longueur d'onde $\lambda_0 = 0.83 \mu\text{m}$ qui correspond à l'une des radiations monochromatiques que nous avons utilisées pour caractériser nos échantillons.

Les épaisseurs de coupure que l'on peut déduire de ces relevés sont :

pour le mode TE_0 : $D_{c0} = 0.064 \mu\text{m}$

pour le mode TE_1 : $D_{c1} = 0.369 \mu\text{m}$

Donc pour assurer un guidage monomode, c'est à dire tel que seul le

mode fondamentale TE_0 se propage, il faut que l'épaisseur du nitrure de Silicium Si_3N_4 soit strictement inférieure à l'épaisseur de coupure D_{c1} du mode TE_1 et supérieure à celle du mode fondamentale D_{c0} .

Nous avons donc fixé l'épaisseur de la couche guidante Si_3N_4 à $D = 0.3 \mu m$; l'indice effectif, à $\lambda_0 = 0.83 \mu m$, est alors égal à $n_e = 1.8042$.

Nous avons également calculé les épaisseurs de coupure des modes suivants à la longueur d'onde $0.63 \mu m$, nous trouvons :

pour le mode TE_0 : $D_{c0} = 0.047 \mu m$

pour le mode TE_1 : $D_{c1} = 0.274 \mu m$

pour le mode TE_2 : $D_{c2} = 0.500 \mu m$

Il apparaît donc que pour l'épaisseur de Si_3N_4 que nous avons choisie ($3000 \text{ \AA}$), le guidage à la longueur d'onde $0.63 \mu m$ sera bimode, puisque l'épaisseur de coupure du mode TE_1 est inférieure, à cette longueur d'onde, à l'épaisseur du guide.

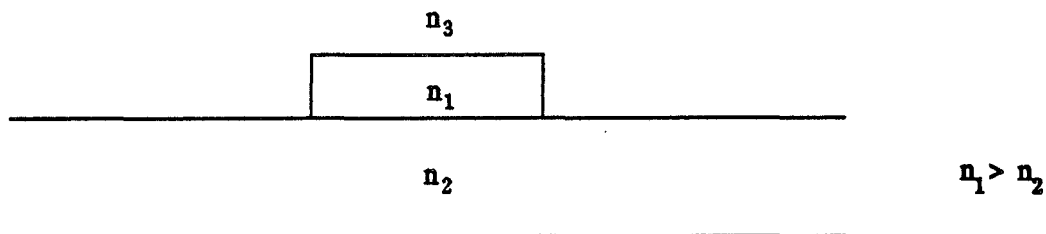
Nous nous proposons maintenant de calculer le profil du mode fondamental TE_0 .

b- Profil des modes guidés :

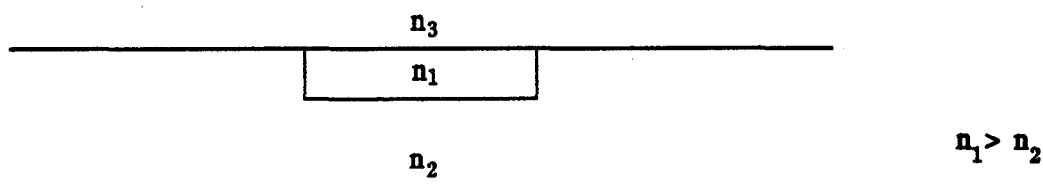
Dans le cas d'un guide d'onde simple, la répartition du champ électrique pour les modes TE peut se déduire à partir des expressions (50) et (53).

Nous avons donc tracé sur la figure 6, le profil du mode fondamental dans le cas du guide Si_3N_4/SiO_2 pour une épaisseur de Si_3N_4 de $0.3 \mu m$ à la longueur d'onde $0.83 \mu m$. Nous constatons un très bon confinement du mode dans la couche guidante.

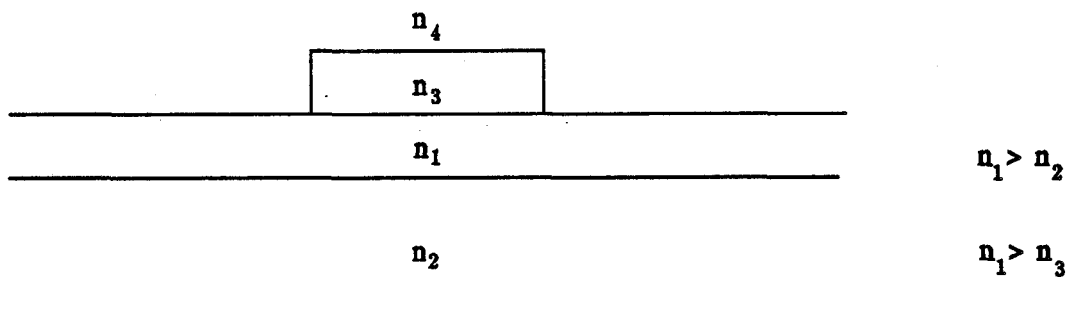
Mais dans la perspective de réaliser des composants et des circuits optiques intégrés, il est indispensable d'obtenir un confinement bidimensionnel de la lumière. C'est pourquoi, le guide plan n'est plus suffisant et une structure tridimensionnelle est nécessaire. La deuxième



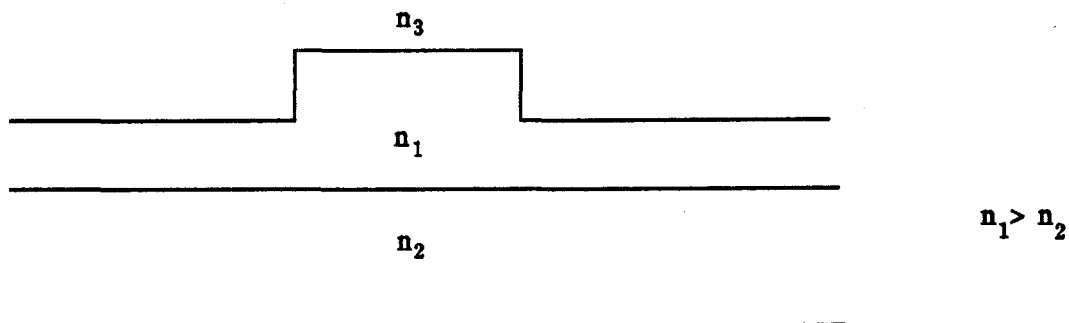
a) Guide rectangulaire ou surélevé



b) Guide enterré



c) Guide chargé par un ruban



d) Guide en arête

Fig.7: Structures de guidage bidimensionnel.

partie de ce chapitre est donc consacrée à ces nouvelles structures.

III- Le guide optique tridimensionnel :

De nombreuses structures permettant un guidage bidimensionnel ont été proposées. Parmi celles le plus couramment utilisées, nous pouvons citer :

- * Le guide rectangulaire ou surélevé (Fig.7-a), qui offre un fort contraste d'indice latéral et donc un bon confinement de l'onde dans cette direction, mais qui nécessite des parois extrêmement lisses pour ne pas entraîner des pertes par radiations trop importantes.

- * Le guide à ruban enterré (Fig.7-b), qui est moins sujet aux rugosités de parois car le contraste d'indice de réfraction latéral est moins important ; mais cela se traduit par un confinement latéral de moins bonne qualité.

- * Le guide chargé par un ruban (Fig.7-c), d'indice de réfraction inférieur à celui de la couche guidante, qui présente l'avantage de s'affranchir du problème des rugosités des parois latérales.

- * Le guide en arête (Fig.7-d), qui offre un compromis entre les structures a) et c) tout en ne nécessitant pas le dépôt d'une couche supérieure.

D'une façon générale, le confinement de l'onde dans la direction Oy est assuré pour les structures a) et b) par une discontinuité de l'indice de réfraction due à des matériaux différents, alors que dans les cas c) et d) il résulte de la variation de l'épaisseur du guide suivant cette direction. Nous développerons, par la suite, plus particulièrement l'étude du guide en arête, puisque c'est cette structure que nous avons choisie de réaliser.

III-1: Méthode des indices effectifs :

a- Les différentes méthodes d'analyses utilisées :

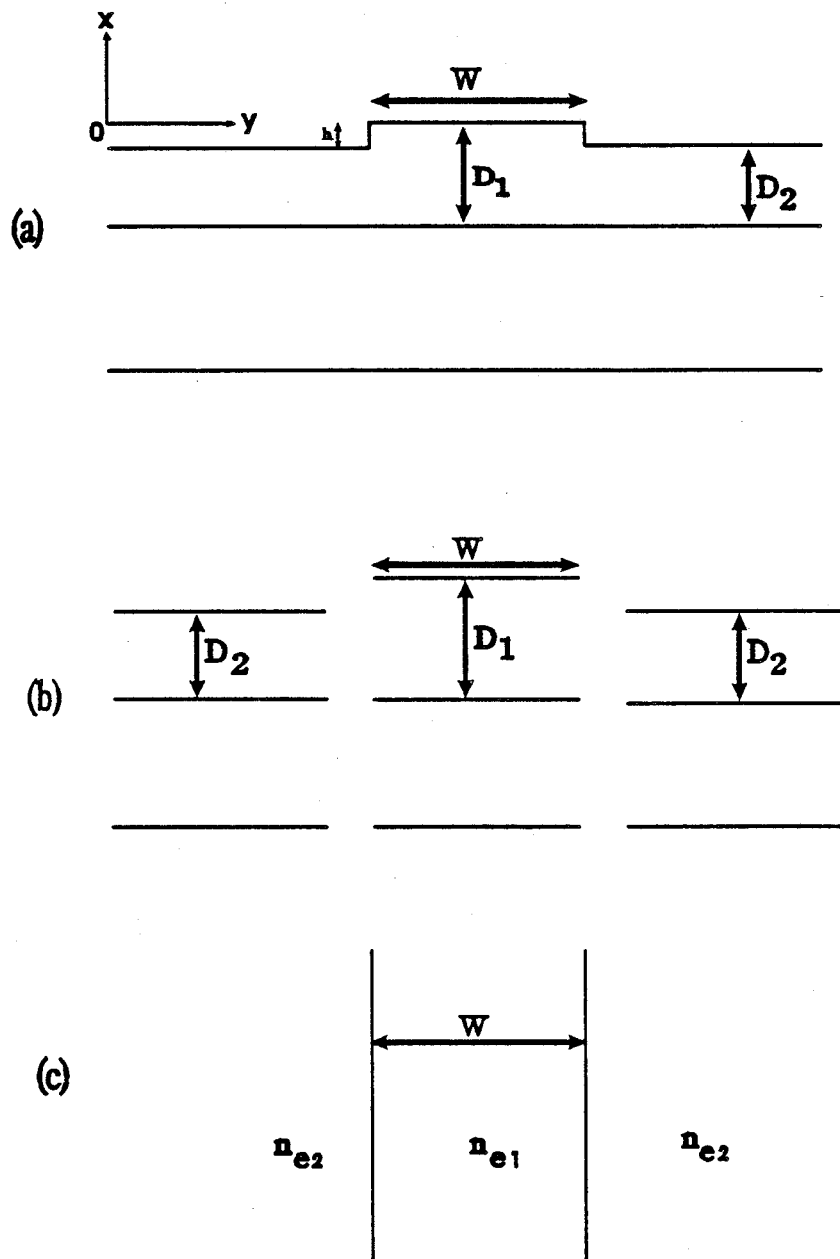


Fig.8

(a): Analyse du guidage bidimensionnel d'un guide en arête par la méthode des indices effectifs.

(b): Détermination des indices effectifs n_{e1} et n_{e2} des deux guides plans supposés infinis dans la direction Oy.

(c): Guide d'onde plan équivalent obtenu à partir de (b).

Détermination de l'indice effectif de ce guide supposé infini dans la direction Ox.

Comparativement aux structures planes que nous venons d'étudier, la résolution du problème de propagation lié à ces nouvelles structures devient beaucoup plus compliquée. En général, il n'existe pas de solutions exactes et on doit avoir recours à des méthodes approchées telles que celle décrite par Marcatili [14] et qui a servi de base au modèle développé par Knox et Touleas [15], connu sous le nom de : **méthode des indices effectifs**. Citons également, parmi les nombreuses approches qui ont été proposées [16, 17, 18], la méthode du faisceau propagé (B.P.M) [19] fondée sur l'analyse scalaire des équations de MAXWELL simplifiées en faisant usage de l'approximation de faible guidage, ainsi que la méthode du développement des champs en harmonique circulaire, établie par Goell [20]. Enfin une nouvelle méthode d'analyse des guides optiques en arête vient d'être proposée récemment; elle est fondée sur une analyse spectrale et pourrait s'avérer très utile [21].

b- Méthode des indices effectifs :

Notre choix s'est porté sur la méthode des indices effectifs car elle permet d'accéder rapidement à la constante de propagation du mode guidé en effectuant une approche analytique simple. Le modèle proposé consiste, dans un premier temps, à considérer deux guides plans infinis suivant la direction Oy d'épaisseurs D_1 et D_2 , ces deux valeurs correspondant respectivement aux épaisseurs de notre structure sous l'arête et de part et d'autre de celle-ci (Fig.8). Dans le cas d'une onde de type TE, la résolution de l'équation des modes correspondant permet de définir les indices effectifs n_{e1} et n_{e2} de l'onde qui se propage dans ces deux structures. Dans un deuxième temps, on construit un guide plan fictif, constitué d'un milieu d'indice de réfraction n_{e1} d'épaisseur W qui correspond à la largeur du guide en arête, entouré de deux milieux infinis

d'indice de réfraction n_{e2} . La résolution de l'équation des modes correspondant cette fois-ci à un mode de type TM, conduit à la détermination de la constante de propagation de la structure à guidage bidimensionnel (Fig.8). Ce formalisme permet ainsi de traiter cette étude en se ramenant au concept du guide d'ondes plan. Toutefois, l'utilisation rationnelle de cette méthode nécessite d'en connaître les limites.

c- Limites de cette méthode :

La nécessité de définir des indices effectifs de part et d'autre de l'arête, ne permet pas d'envisager l'utilisation de cette méthode si D_2 est inférieure à l'épaisseur de coupure du guide plan.

Outre cette contrainte, la validité de cette méthode impose d'être en condition de faible guidage [15], ce qui se traduit par une restriction au niveau des paramètres géométriques du guide, à savoir : le rapport W/h doit être supérieur à deux afin de satisfaire la condition d'aplatissement minimale.

Remarque: Les modes qui se propagent dans les structures bidimensionnelles sont, en toute rigueur, des modes hybrides. Cependant, compte-tenu des conditions de faibles guidages requises par la méthode des indices effectifs, il est possible de les considérer comme quasi TE ou quasi TM [14].

Nous allons dans le prochain paragraphe, à l'aide de ce formalisme, donner une interprétation du guidage latéral qui apparaît dans le cas du guide en arête.

d- Interprétation du guidage bidimensionnel dans le cas du guide en arête :

Compte-tenu des résultats obtenus lors de l'étude du guide plan, il

apparaît clairement que l'indice de réfraction "vu" par le mode guidé prendra une valeur plus importante pour le guide en arête dans la partie la plus épaisse de celui-ci (voir Fig.5). Ainsi le guidage latéral peut s'interpréter par réflexions totales de l'onde électromagnétique aux interfaces I/II.



Nous nous proposons de définir, à partir de la structure de guidage plane que nous avons retenue précédemment (guide $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$), les paramètres géométriques W et h qui lui assureront des propriétés de propagation monomode.

III-2: Application au guide en arête $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$:

Nous allons dans ce paragraphe étudier les propriétés de propagation du guide en arête $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ à partir de la structure plane que nous avons définie au paragraphe I-2-3. Rappelons que les indices de réfraction, à la longueur d'onde $0.83 \mu\text{m}$, sont 1,46 pour le substrat (SiO_2) et 1.997 pour la couche guidante (Si_3N_4), alors que l'épaisseur de cette dernière, $D = 0,3 \mu\text{m}$, a été choisie afin de conférer à ce guide plan une propagation monomode dans la direction Ox à la longueur d'onde $0.83 \mu\text{m}$. La structure étant ainsi définie, les deux seuls paramètres sur lesquels nous pouvons encore agir sont la hauteur h et la largeur W de son arête (Fig.9).

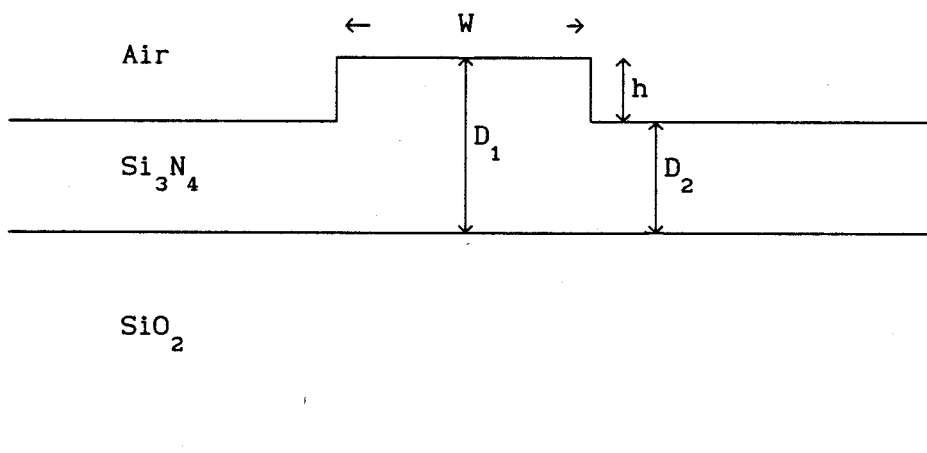


Fig.9

Fig.10: Contraste de l'indice effectif
en fonction de la hauteur h de l'arête
à la longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$.

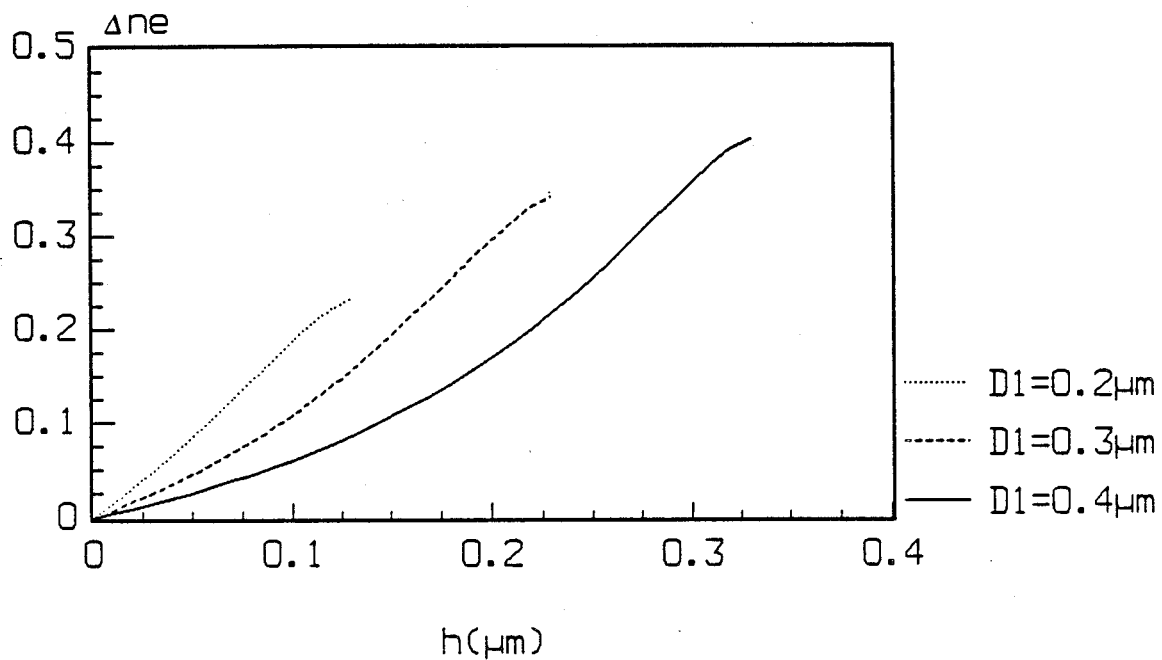
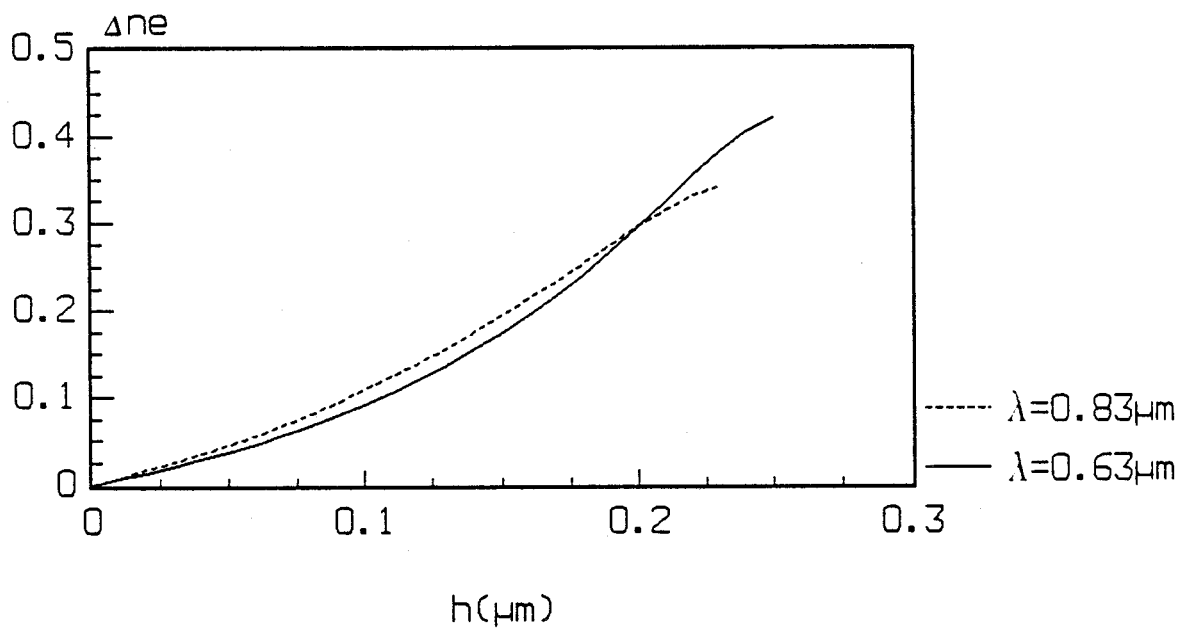


Fig.11: Contraste de l'indice effectif
en fonction de la hauteur h de l'arête
pour deux longueurs d'onde différentes
à $D_1 = 0.3\mu\text{m}$.



Nous allons dans un premier temps étudier l'influence de la hauteur h de l'arête sur le contraste d'indice latéral du guide.

a- Influence de la hauteur de l'arête sur le contraste d'indice effectif :

L'épaisseur de notre guide en arête a été fixée par l'étude du guide plan. Cependant, nous pouvons noter que sa valeur influe sur le contraste de l'indice effectif $\Delta n_e = n_{e1} - n_{e2}$. En effet, si nous nous référons au diagramme de dispersion $n_e = f(D)$ que nous avons tracé (Fig.5), nous pouvons observer que la pente de la tangente à la courbe définie par $\Delta n_e / \Delta D$ est d'autant plus grande que D est faible.

Afin d'illustrer ce phénomène, nous avons tracé Figure 10 l'amplitude du contraste d'indice Δn_e , en fonction de la hauteur d'arête h pour trois valeurs de D_1 (D_1 étant l'épaisseur du guide sous l'arête) à la longueur d'onde $0.83 \mu\text{m}$. Ainsi, si pour la structure que nous désirons réaliser $D_1 = 0.3 \mu\text{m}$, la variation d'indice effectif est de l'ordre de 0,05 lorsque h vaut $500 \text{ \AA}$, elle passe respectivement à des valeurs de 0.025 et 0.075 pour des épaisseurs D_1 de $0.4 \mu\text{m}$ et $0.2 \mu\text{m}$.

Examinons maintenant l'influence de la longueur d'onde. Dans ce but, la figure 11 montre l'évolution du contraste d'indice effectif obtenu aux longueurs d'ondes de $0.63 \mu\text{m}$ et $0.83 \mu\text{m}$. Nous pouvons constater que, dans ce domaine de longueurs d'ondes, la variation de l'indice effectif en fonction de la hauteur de l'arête est très peu sensible à la variation de la longueur d'onde.

La détermination de l'indice effectif, effectuée par une méthode itérative pour les guides plans d'épaisseur D_1 et $D_2 = D_1 - h$, va nous permettre d'accéder dans le prochain paragraphe à la constante de propagation des modes guidés susceptibles de se propager dans la structure du guide en arête.

Fig.12: Courbe de dispersion $(n_e)=f(W)$ pour une onde de type TE pour différentes hauteurs de l'arête à la longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$ et $D1=0.3\mu\text{m}$.

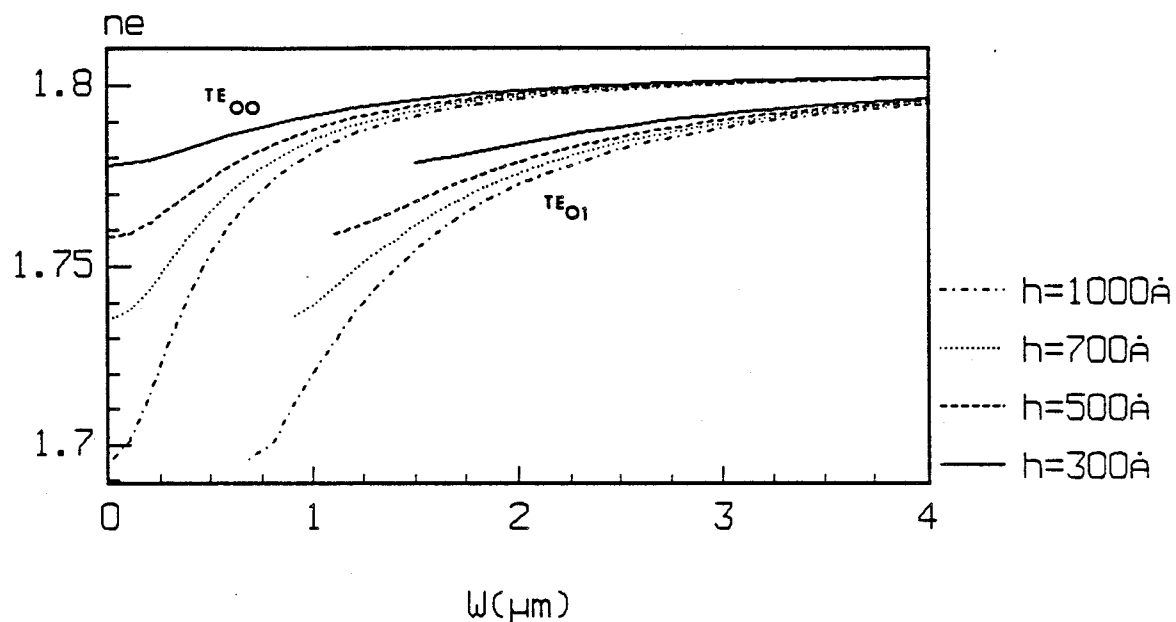
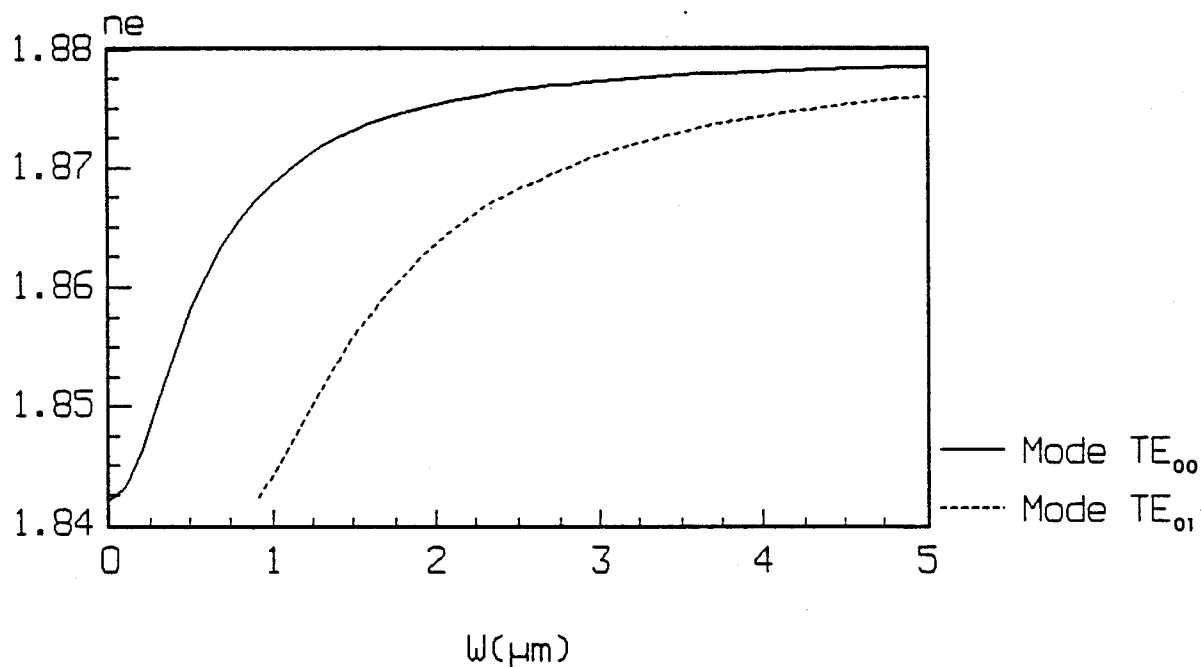


Fig.13: Courbe de dispersion $(n_e)=f(W)$ pour une onde de type TE à la longueur d'onde $0.63\mu\text{m}$, $D1=0.3\mu\text{m}$ et $h=500\text{\AA}$.



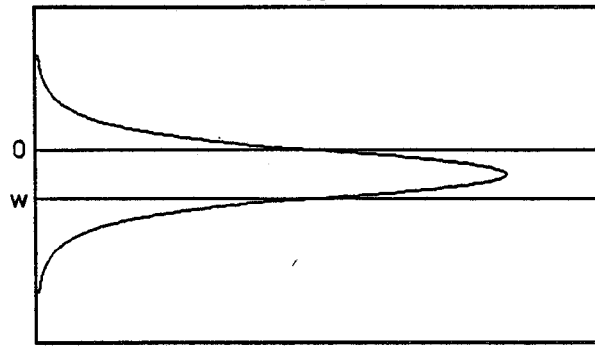
b- Courbes de dispersion :

La détermination de la constante de propagation des modes guidés par la méthode des indices effectifs revient, comme nous l'avons rappelé précédemment, à déterminer la constante de propagation des modes guidés du guide plan fictif symétrique, d'épaisseur W et d'indices de réfraction n_{e1} et n_{e2} (Fig.8). Cette étude s'effectue donc de façon tout à fait analogue à celle que nous avons réalisée dans le cas du guide d'ondes simple.

Les courbes de dispersion $n_e = f(W)$ obtenues à la longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$ sont tracées figure 12 pour différentes hauteurs d'arêtes. Nous pouvons d'ores et déjà observer qu'il n'apparaît aucune épaisseur de coupure pour le mode fondamental car nous raisonnons à partir d'un guide plan symétrique. Par ailleurs, l'épaisseur de coupure W_{c1} correspondant à la largeur d'arête à partir de laquelle la propagation perd son caractère monomode selon Oy, est d'autant plus petite que la hauteur de l'arête est élevée. Ce résultat correspond à un contraste d'indice effectif plus important.

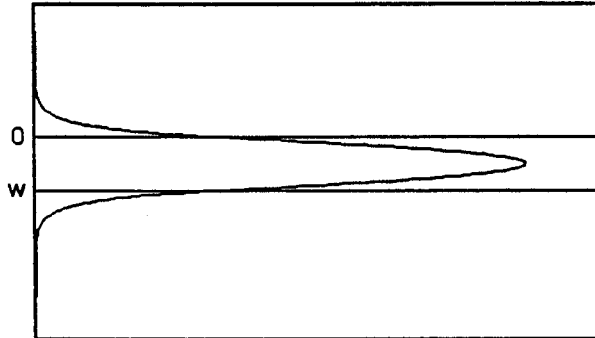
L'influence de la longueur d'onde sur les propriétés de propagation de cette structure de guidage bidimensionnel est illustrée en comparant les courbes de dispersion obtenues à $0.83\mu\text{m}$ à celles obtenues à $0.63\mu\text{m}$ pour une hauteur d'arête de $500\text{ \AA}$ (Fig.13). Il apparaît que pour des structures identiques, les épaisseurs de coupures du mode TE_{01} (le premier indice est relatif à la direction Ox, le deuxième à la direction Oy) sont légèrement différents. En effet pour $h = 500\text{ \AA}$, les épaisseurs de coupures respectives du mode TE_{01} sont $W_{c1} = 1\mu\text{m}$ et $W_{c1} = 0.9\mu\text{m}$ aux longueurs d'ondes $0.83\mu\text{m}$ et $0.63\mu\text{m}$. Autrement dit, pour obtenir une propagation monomode suivant Oy aux deux longueurs d'ondes, il faudrait réaliser des arêtes dont la largeur W est inférieure à $0.9\mu\text{m}$, ce qui est incompatible avec les procédés technologiques mis à notre disposition. Nous avons donc fixé la largeur W de l'arête à $1\mu\text{m}$ et sa hauteur à $500\text{ \AA}$, assurant ainsi une propagation monomode

Mode TE_{00} - $W=1\mu m$



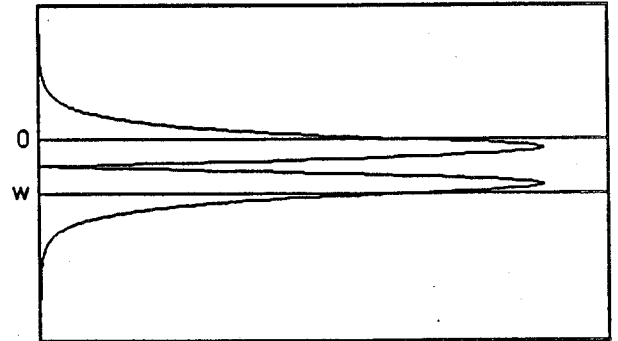
Module du champ électrique (u.a.)

Mode TE_{00} - $W=2\mu m$



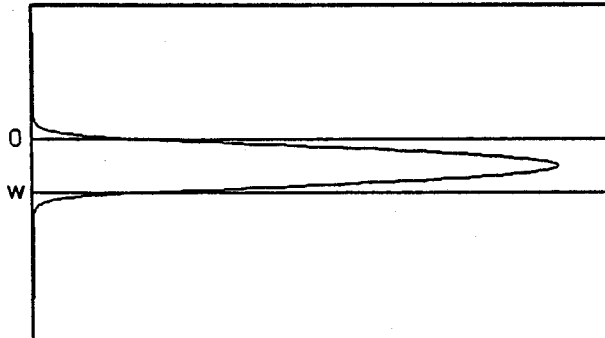
Module du champ électrique (u.a.)

Mode TE_{01} - $W=2\mu m$



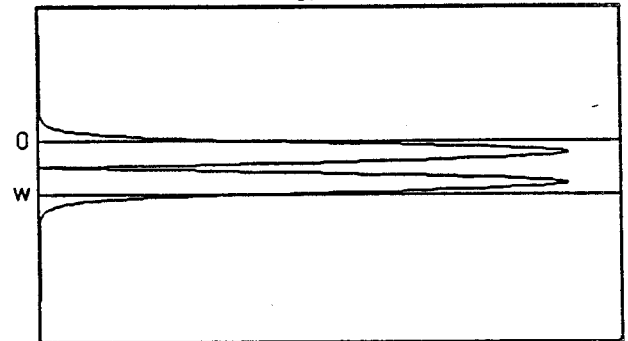
Module du champ électrique (u.a.)

Mode TE_{00} - $W=4\mu m$



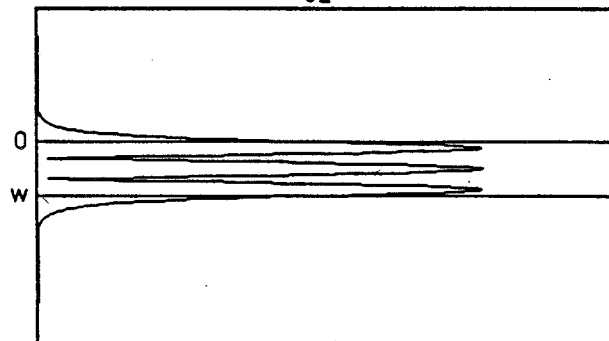
Module du champ électrique (u.a.)

Mode TE_{01} - $W=4\mu m$



Module du champ électrique (u.a.)

Mode TE_{02} - $W=4\mu m$



Module du champ électrique (u.a.)

Fig.14: Profil du champ électrique selon la direction Oy pour le guide en arête Si_3N_4/SiO_2 , pour différentes largeurs d'arêtes W ($\lambda=0.83\mu m$).

à la longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$. Rappelons que l'épaisseur du guide sous l'arête est de $0.3\mu\text{m}$.

c- Profil du mode guidé :

Comme dans le cas du guide plan, nous avons calculé la répartition du champ électrique latéral dans la direction Oy .

Nous avons donc reporté sur la figure 14, les profils des différents modes guidés dans la direction Oy pour différentes largeurs d'arêtes ($W = 1, 2$ et $4\mu\text{m}$) et pour une hauteur d'arête de $500 \text{ \AA}$, à la longueur d'onde $0.83 \mu\text{m}$. Nous constatons que le mode guidé est d'autant mieux confiné que la largeur de l'arête est grande, lié à un contraste d'indice effectif latéral plus important. Notons également que la symétrie de la structure par rapport au plan (xOz) se retrouve bien au niveau du profil du mode latéral.

Tout au long de cette étude, nous n'avons pas tenu compte de la façon dont la lumière a pu pénétrer dans le guide optique; nous avons supposé celle-ci présente et nous avons étudié les conditions de propagation. Le but du paragraphe suivant est donc d'étudier le couplage de la lumière dans le guide en arête $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$.

IV- Couplage de la lumière dans le guide diélectrique :

IV-1: Méthode de couplage utilisée :

Parmi les méthodes les plus couramment utilisées pour coupler l'énergie lumineuse émise par une source extérieure à un guide optique, nous citerons: le couplage par prisme [22], le couplage par la tranche [23] et le couplage par réseau [24]. Nous nous proposons de décrire les principales caractéristiques de chacune de ces méthodes et de justifier ainsi le choix

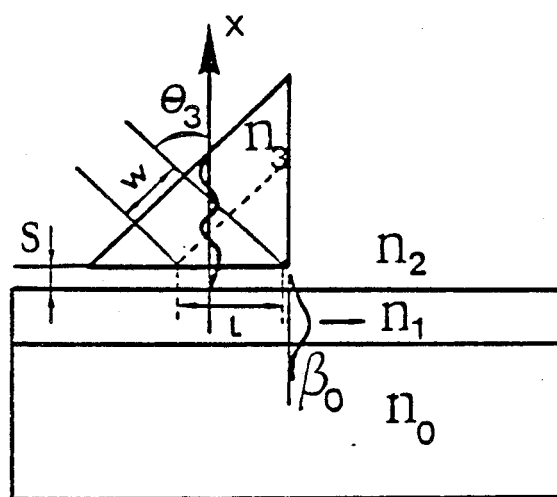


Fig.15: Couplage par prisme.

que nous avons effectué.

* Couplage par prisme :

La figure 15 illustre ce type de couplage; le faisceau incident subit une réflexion totale à la base du prisme coupleur. Si l'intervalle S entre la base du prisme et la surface du diélectrique est suffisamment réduit, l'onde évanescente associée peut atteindre la structure guidante et se propager. Il faut néanmoins que la constante de propagation de la lumière incidente puisse être égale à celle des modes propres du guide. Si θ_3 est l'angle du faisceau à la base du prisme, la constante de propagation de la lumière guidée s'écrit :

$$\beta/k = n_3 \cdot \sin(\theta_3)$$

où n_3 est l'indice de réfraction du prisme.

Pour éviter de travailler en incidence rasante ($\theta_3 = \pi/2$) et en tenant compte de la relation précédente et de l'inégalité $n_2 < n_0 < n_1$, nous devons avoir :

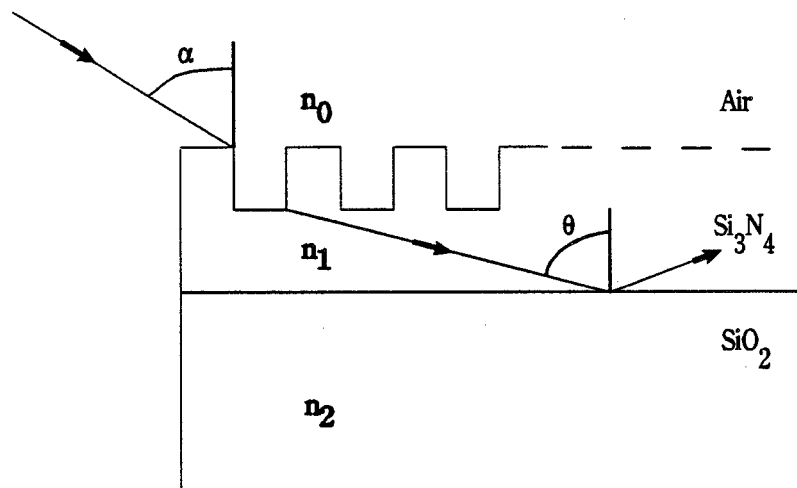
$$n_3 > n_1$$

C'est à dire que l'indice de réfraction du prisme doit être supérieur à celui du matériaux constituant le guide.

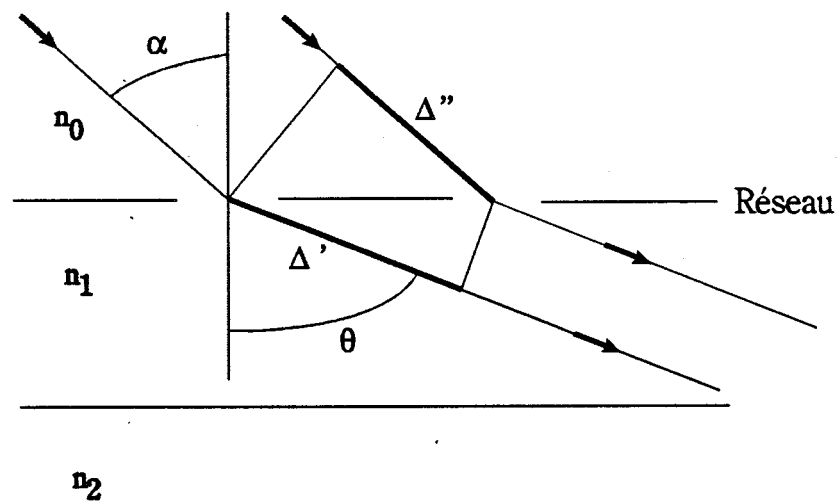
* Couplage par la tranche :

Cette méthode nécessite des échantillons ayant deux côtés clivés parallèles. Notons que le guide se comporte alors comme une cavité Fabry-Perrot et engendre des phénomènes parasites si les faces clivées ne sont pas traitées [26,27]. La lumière est introduite dans la couche guidante par exemple à l'aide d'un objectif de microscope qui focalise le faisceau.

Cette méthode ne peut être utilisée dans le cas des guides optiques diélectriques $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$, puisque ces diélectriques, étant des matériaux amorphes, ne sont pas clivables.



(a)



(b)

Fig.16 : Couplage guide-réseau.

* Couplage par réseau :

La lumière incidente tombe sur la couche guidante sur laquelle un réseau est gravé (fig.16-a). Par diffraction, une partie du faisceau incident peut être couplée dans le guide de lumière.

A/ Principe :

On considère la diffraction d'un faisceau lumineux tombant, suivant un angle α par rapport à la normale (fig.16-b), sur un réseau gravé sur la couche guidante d'indice de réfraction n_1 .

On parlera d'interférences constructives, lorsque la différence du chemin optique $\Delta = \Delta' - \Delta''$ pour les deux rayons considérés (fig.16) est un multiple entier de la longueur d'onde du rayonnement monochromatique incident λ_0 [28], d'où la condition :

$$\Lambda \cdot [n_1 \cdot \sin(\theta) - n_0 \cdot \sin(\alpha)] = m \cdot \lambda_0 \quad (55)$$

avec m un nombre entier non nul et qui représente l'ordre de diffraction et Λ le pas du réseau.

Dans le guide optique, chaque mode se propage avec son propre indice effectif n_e , ce qui limite les valeurs de l'angle θ dans le guide par la relation [29]:

$$n_e = n_1 \sin(\theta) \quad (56)$$

en introduisant cette relation dans la relation (55), nous obtenons :

$$n_e - m \cdot \lambda_0 / \Lambda = n_0 \cdot \sin(\alpha) \quad (57)$$

Cette méthode de couplage par réseau permet donc d'exciter séparément les différents modes pouvant se propager dans une structure de guidage multimode. D'autre part, on voit apparaître clairement le fait que le coefficient de couplage dépend de l'ordre de diffraction m .

B/ Avantages de cette méthode :

Mis à part le fait que la gravure des guides peut être difficile technologiquement et est nécessaire pour chaque guide à caractériser, elle offre l'avantage d'une grande reproductibilité de fabrication alors que le couplage par prisme nécessite un contact le meilleur possible entre celui-ci et le guide, ce qui n'est pas toujours facile à reproduire.

Un autre avantage présenté par cette méthode et le fait que le réseau qui est un coupleur simple et permanent, est compatible avec la technologie des composants planaires [29].

Enfin, comme nous l'avons signalé précédemment, cette méthode permet d'exciter séparément les différents modes susceptibles de se propager dans le guide optique.

Tous ces arguments nous ont incité à choisir la méthode de couplage par réseau. Nous allons donc étudier le coefficient de couplage entre le réseau et le guide afin de définir les dimensions optogéométriques du réseau gravé qui permettent d'obtenir le meilleur couplage possible.

IV-2: Couplage guide-réseau :

Nous nous proposons de graver un réseau dans la couche guidante (Si_3N_4) du guide en arête $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ que nous avons étudié précédemment (Fig.17).

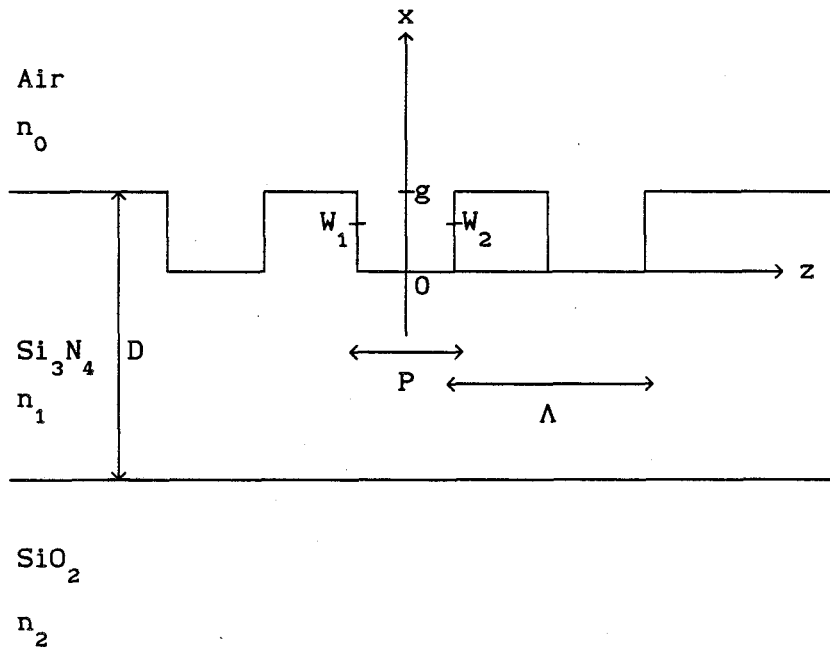


Fig.17

Seule une étude utilisant les équations de Maxwell peut donner la valeur exacte des coefficients de couplage de chaque mode [30,31,32,33]*. En effet le coefficient de couplage K par unité de longueur du réseau dépend étroitement de l'indice effectif du mode guidé; il est donné par Streifer [34] :

$$K = \frac{-j \cdot k_0^2 \cdot (n_0^2 - n_1^2) \cdot A^2}{4 \cdot \Pi \cdot \beta \cdot m} \int_0^g \{ \exp(j \cdot 2 \cdot \Pi \cdot m \cdot W_2(x)/\Lambda) - \exp(j \cdot 2 \cdot \Pi \cdot m \cdot W_1(x)/\Lambda) \} \cdot \xi^2(x) \cdot dx \quad (58)$$

où : k_0 est la constante de propagation de la lumière dans le vide

β la constante de propagation de la lumière guidée pour les modes TE

m l'ordre de diffraction

g la hauteur du réseau

A est la constante de normalisation que nous avons calculé lors de l'étude du guide plan (relation 53) et qui peut se mettre sous la forme :

$$A^2 = \frac{2 \cdot \alpha_1^2}{(D + \frac{1}{k_0 \cdot \alpha_2} + \frac{1}{k_0 \cdot \alpha_0}) \cdot (\alpha_1^2 + \alpha_0^2)} \quad (59)$$

* Nous négligeons dans cette étude, les phénomènes de réflexion pour les différents dioptries de la structure.

Rappelons que: $\alpha_1^2 = n_1^2 - n_e^2$

$$\alpha_0^2 = n_e^2 - n_0^2$$

$$\alpha_2^2 = n_e^2 - n_2^2$$

$\xi(x)$ est la composante suivant Oy du champ électrique non perturbé et que nous avons donnée à la relation (50). A l'intérieur de la couche guidante, $\xi(x)$ s'écrit :

$$\xi(x) = \cos(k_0 \cdot \alpha_1 \cdot x) + \frac{\alpha_0}{\alpha_1} \sin(k_0 \cdot \alpha_1 \cdot x) \quad 0 \leq x \leq D \quad (60)$$

Si nous supposons que nous avons un réseau rectangulaire parfait, nous pouvons écrire:

$$W_2(x) = -W_1(x) = P/2 \quad (61)$$

Donc en utilisant les relations (60) et (61), la relation (58) devient [34]:

$$K = B \cdot \left\{ g + \frac{1}{2 \cdot k_0 \cdot \alpha_1} \sin(2 \cdot k_0 \cdot \alpha_1 \cdot g) + \frac{\alpha_0}{k_0 \cdot \alpha_1^2} (1 - \cos(2 \cdot k_0 \cdot \alpha_1 \cdot g)) + \frac{\alpha_0^2}{\alpha^2} \left(g - \frac{1}{2 \cdot k \cdot \alpha} \sin(2 \cdot k_0 \cdot \alpha_1 \cdot g) \right) \right\} \quad (62)$$

avec:

$$B = \frac{k_0 \cdot (n_0^2 - n_1^2) \cdot A^2}{4 \cdot \Pi \cdot m \cdot n_e} \cdot \sin\left(\frac{\Pi \cdot m \cdot P}{\Lambda}\right)$$

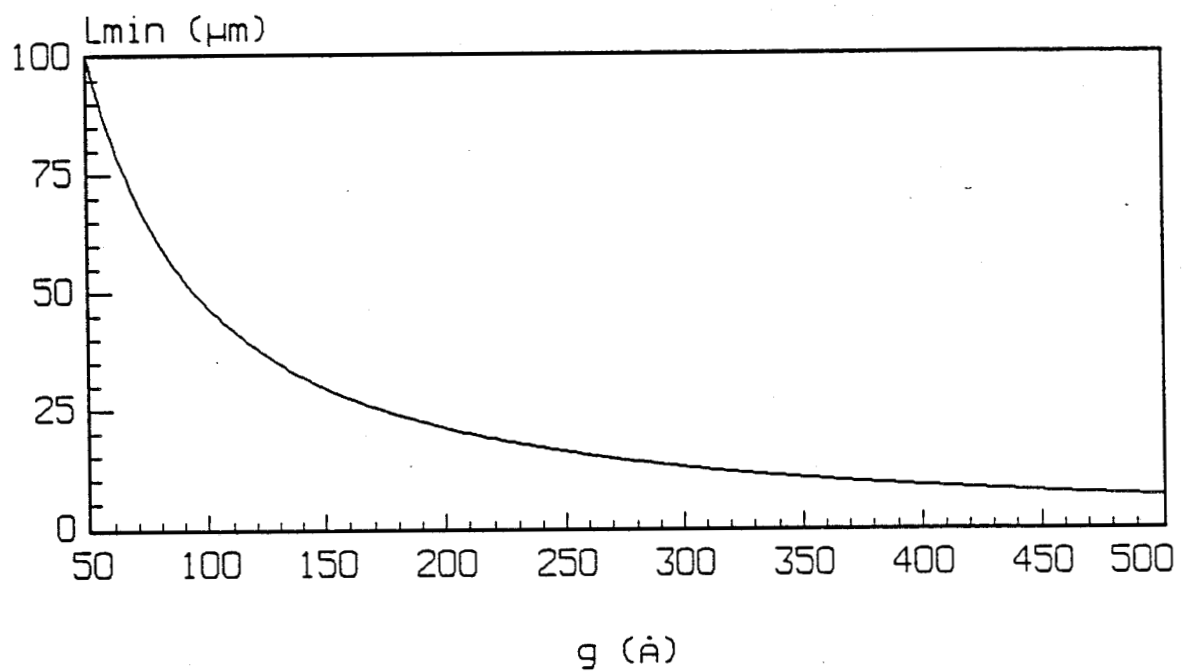
K s'exprime en m^{-1} .

Nous constatons donc que pour résoudre cette équation qui permet de connaître le coefficient de couplage entre le réseau et le guide, il est nécessaire de résoudre au préalable l'équation transcendante (49) caractéristique des modes TE_m propagés dans la structure et qui donne l'indice effectif n_e du mode guidé.

Le calcul de K permet de connaître la longueur minimale $l_{\min}$ du réseau nécessaire pour avoir un couplage de 100%, elle est définie par :

$$l_{\min} = \frac{1}{|K|} \quad (63)$$

Fig.18: Longueur minimale du réseau pour un couplage de 100%, en fonction de la hauteur du réseau



IV-3: Application au guide en arête $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$:

Dans le paragraphe III-2, nous avons défini la structure du guide en arête $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ que nous nous proposons de réaliser (Fig.9); nous avons notamment défini les dimensions géométriques qui permettent d'obtenir une propagation bidimensionnelle monomode et un confinement latéral le meilleur possible ($D_1 = 0.3 \mu\text{m}$, $h = 500 \text{ \AA}$, $W = 1 \mu\text{m}$).

Nous nous proposons maintenant de graver un réseau sur l'arête afin de pouvoir injecter la lumière dans le guide. Nous devons donc déterminer les dimensions géométriques du réseau qui permettent d'obtenir un coefficient de couplage le meilleur possible. Pour cela, nous avons fixé le rapport P/Λ à 0.5 pour des raisons d'ordre technologiques, l'ordre de diffraction à 1 et la longueur d'onde à $0.83 \mu\text{m}$; puis en résolvant l'équation (62) puis (63), nous avons pu tracer l'évolution de la longueur minimale $l_{\min}$ du réseau, nécessaire pour avoir un couplage de 100% du mode TE_0 , en fonction de la hauteur g du réseau (Fig.18). Nous constatons que cette longueur est d'autant plus petite que la hauteur du réseau est importante. A titre d'exemple, elle vaut $99 \mu\text{m}$ à $g = 50 \text{ \AA}$ et $6.5 \mu\text{m}$ à $g = 500 \text{ \AA}$. Il est bien évident que des réseaux d'une hauteur de $50 \text{ \AA}$ et d'une longueur de $100 \mu\text{m}$ sont difficilement réalisables. D'autre part, des réseaux d'une hauteur de $500 \text{ \AA}$ gravés sur l'arête qui fait elle même $500 \text{ \AA}$ de hauteur, modifient fortement la structure et risquent de compromettre le confinement latéral de la lumière.

Nous avons donc fixé la hauteur du réseau à $200 \text{ \AA}$ qui correspond à une longueur minimale du réseau permettant le couplage du mode fondamental TE_0 de $21 \mu\text{m}$. Par ailleurs, compte-tenu des imprécisions technologiques concernant la gravure, et afin de pouvoir exciter le mode fondamental également par le deuxième ordre de diffraction ($l_{\min} = 42 \mu\text{m}$ pour le deuxième ordre de diffraction), nous avons préféré fixer la longueur du réseau à

80 μ m, le rapport P/ Λ étant toujours égal à 0.5.

Le pas du réseau Λ a été fixé à 1.6 μ m, un pas plus petit serait difficilement réalisable avec les méthodes disponibles actuellement dans la centrale de technologie du laboratoire. Il est à noter que la résolution de l'équation (57) montre que pour cette valeur de pas et à la longueur d'onde 0.83 μ m, l'excitation du mode fondamental par le premier ordre de diffraction sera impossible. Par contre avec le deuxième ordre de diffraction, l'injection du mode fondamental devient possible, l'angle d'injection α correspondant étant égal alors à 50°.

Pour de très étroits guides de lumière, qui sont souvent utilisés en optique intégrée, et dans notre cas plus particulièrement, puisque la largeur de l'arête est de 1 μ m, le réseau peut devenir moins efficace dans la mesure où le guide diélectrique peut vite devenir plus étroit que le faisceau laser. Pour obtenir un faisceau très étroit, il faut le focaliser fortement, cela a donc le désavantage de produire des faisceaux fortement divergeants indésirables pour le couplage par réseau.

La solution qui s'impose donc est d'avoir un réseau très large, 80 μ m par exemple (le diamètre d'une fibre multimode étant de 80 μ m), ce qui veut dire que l'arête du guide doit avoir une largeur supérieure à 80 μ m. Or notre but est de réaliser un guide diélectrique Si₃N₄/SiO₂ en arête monomode, tel que la largeur de l'arête ne dépasse pas 1 μ m à la longueur d'onde 0.83 μ m. La solution est donc de prévoir une zone de transition dans le guide (sous forme d'entonnoir), qui permette le passage d'une largeur d'arête supérieure à 80 μ m à une largeur de 1 μ m.

IV-4: Etude de la région conique de l'arête :

Une étude complète des propriétés de propagation des guides d'ondes diélectriques de formes coniques a été faite par Marcuse [35] et plus récemment par Baets [36]. Cette étude permet de calculer les différentes

dimensions géométriques de la transition conique, schématisée Fig.19, afin d'assurer le minimum de pertes par rayonnement.

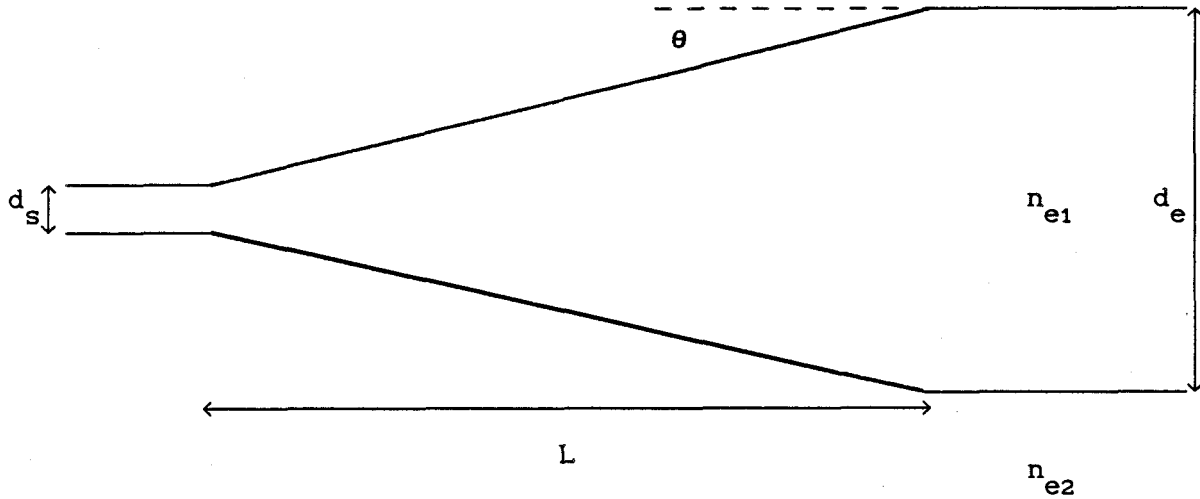


Fig.19: Transition conique

Pour la jonction que nous avons réalisée, le rapport $N = \frac{d_e}{d_s}$ vaut 100 ($d_e = 100 \mu\text{m}$, $d_s = 1 \mu\text{m}$). La largeur d_s du guide en sortie de la transition assure au guide un caractère monomode, par contre à l'entrée de la transition, le guide est forcément multimode ; la zone de transition est alors le siège de battements entre modes (conversion de modes) et accentue les pertes par rayonnement. Ces pertes seront minimales si [36] :

$$\sin(\theta_{\text{eff}}) < 0.1 \quad (64)$$

et

$$L \gg d_s \quad (65)$$

avec $\sin(\theta_{\text{eff}}) = \frac{\sin(\theta)}{NA}$

où NA est l'ouverture numérique du guide définie par :

$$NA = \sqrt{n_{e1}^2 - n_{e2}^2}$$

où n_{e1} et n_{e2} sont respectivement les indices de réfraction des guides plans

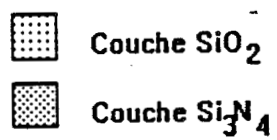
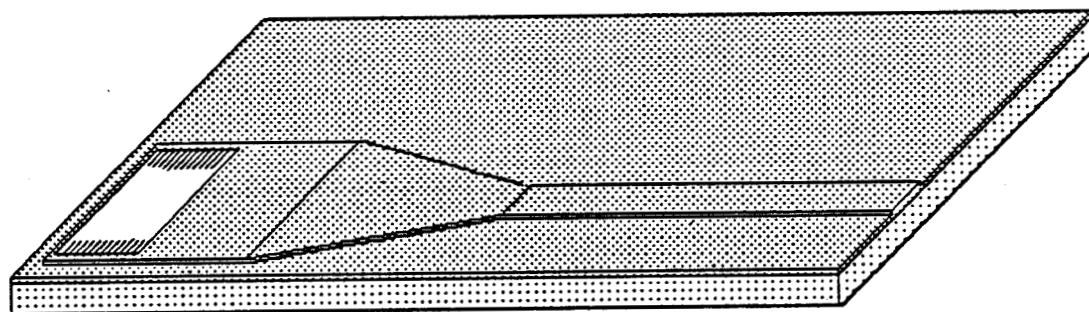


Fig.20: Guide $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ en arête.

d'épaisseur D_1 et D_1-h (voir paragraphe III-2 Fig.9)

Nous avons donc fixé la longueur de la transition L à $500\text{ }\mu\text{m}$, qui satisfait bien aux conditions (64) et (65).

En résumé, les différentes dimensions du guide $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ en arête que nous nous proposons de réaliser (Fig.20) sont :

* Pour le réseau : le pas du réseau Λ est $1.6\text{ }\mu\text{m}$, avec un rapport P/Λ de 0.5. La hauteur g est $200\text{ }\text{\AA}$ et la surface totale du réseau est $80\text{ }\mu\text{m} \times 80\text{ }\mu\text{m}$.

* Pour le guide : l'épaisseur de la couche guidante Si_3N_4 sous l'arête est $D_1 = 0.3\text{ }\mu\text{m}$. La hauteur de l'arête est $h = 500\text{ }\text{\AA}$. La largeur de l'arête à l'entrée de l'entonnoir est $d_e = 100\text{ }\mu\text{m}$, à la sortie ds vaut $1\text{ }\mu\text{m}$. Notons que au delà de $d_s = 1\text{ }\mu\text{m}$, le guidage latéral sera multimode.

* Pour la transition : La longueur de la transition L est $500\text{ }\mu\text{m}$. Cette valeur a été calculée pour assurer le moins de pertes possibles par rayonnement.

Nous nous proposons maintenant d'étudier l'intégration monolithique de ce guide avec un MSM sur GaAs non intentionnellement dopé.

V- Intégration guide-MSM sur GaAs Tampon:

Le GaAs étant non transparent aux longueurs d'onde que nous voulons utiliser ($0.63\mu\text{m}$ et $0.83\mu\text{m}$), une partie de la lumière guidée sera absorbée par le GaAs. Nous devons donc étudier ces pertes par absorption afin de définir le ou les paramètres qui permettent de les minimiser. C'est l'objectif de la première partie de ce paragraphe.

V-1- Etude des pertes d'absorption dues au GaAs tampon :

La figure 21 illustre la nouvelle structure de guidage que nous nous proposons d'étudier.

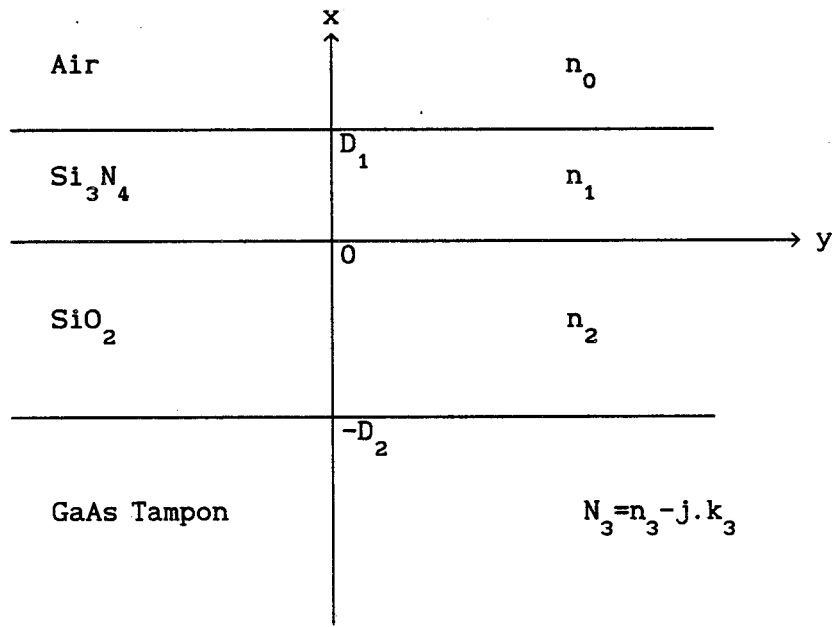


Fig.21

Afin de tenir compte du caractère non transparent du GaAs, son indice de réfraction N_3 doit être complexe; n_3 est l'indice de réfraction réel du GaAs et k_3 son coefficient d'extinction. La détermination de k_3 est obtenue à partir du coefficient d'absorption α_3 du GaAs tampon, à la longueur d'onde désirée, par la relation 23 du paragraphe I de ce chapitre:

$$\alpha_3 = \frac{4.\pi}{\lambda} k_3 \quad (23)$$

A la longueur d'onde $0,83 \mu\text{m}$, n_3 et α_3 valent [37] :

$$n_3 = 3,5 \text{ et } \alpha_3 = 8000 \text{ Np/cm}$$

Etant donnée la nature de la structure, la constante de propagation β ou l'indice effectif $N_e = \beta/k$ de chaque mode est nécessairement complexe:

$$N_e = n_e - j.k_e \quad (66)$$

Sa détermination nécessite la résolution des équations de Maxwell appliquées à notre guide plan quatre couches (fig.21). Cependant, le principe de résolution étant le même que pour le modèle trois couches que nous avons étudié au paragraphe II, nous allons décrire les principales étapes qui mènent à l'expression de la composante selon l'axe Oy du champ électrique dans le cas d'une onde TE dans les différentes régions de la

structure et à l'expression de l'équation de dispersion des modes TE_m guidés.

Rappelons l'équation de d'Alembert :

$$\frac{\partial^2 Ey(x, z, t)}{\partial x^2} + k^2(n_1^2 - N_e^2).Ey(x, z, t) = 0 \quad (29)$$

Les solutions de cette équation dans les différentes régions de la structure sont :

$$Ey_0(x) = A.Exp(-k.\alpha_0.(x-D_1)) + B.Exp(k.\alpha_0.(x-D_1)) \quad x \geq D_1$$

$$Ey_1(x) = C.Exp(j.k.\alpha_1.x) + D.Exp(-j.k.\alpha_1.x) \quad 0 \leq x \leq D_1$$

$$Ey_2(x) = F.Exp(k.\alpha_2.x) + G.Exp(-k.\alpha_2.x) \quad -D_2 \leq x \leq 0$$

$$Ey_3(x) = H.Exp(-k.\alpha_3.(x+D_2)) + I.Exp(k.\alpha_3.(x+D_2)) \quad x \leq -D_2$$

Les équations de continuité des champs électrique et magnétique aux interfaces s'écrivent :

$$\text{en } x = D_1: \quad Ey_0(D_1) = Ey_1(D_1) \quad \text{et} \quad \left. \frac{\partial Ey_0(x)}{\partial x} \right|_{x=D_1} = \left. \frac{\partial Ey_1(x)}{\partial x} \right|_{x=D_1}$$

$$\text{en } x = 0: \quad Ey_1(0) = Ey_2(0) \quad \text{et} \quad \left. \frac{\partial Ey_1(x)}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial Ey_2(x)}{\partial x} \right|_{x=0}$$

$$\text{en } x = -D_2: \quad Ey_2(-D_2) = Ey_3(-D_2) \quad \text{et} \quad \left. \frac{\partial Ey_2(x)}{\partial x} \right|_{x=-D_2} = \left. \frac{\partial Ey_3(x)}{\partial x} \right|_{x=-D_2}$$

De plus, le champ électrique ne tendant pas vers l'infini lorsque x devient infini, cette condition entraîne : $B = 0$ et $H = 0$

$$\text{d'où :} \quad Ey_0(x) = A.Exp(-k.\alpha_0.(x-D_1))$$

$$\text{et} \quad Ey_3(x) = I.Exp(k.\alpha_3.(x+D_2))$$

avec A un coefficient de normalisation qui sera déterminé par l'équation (51) du paragraphe II.

Les conditions de continuité à l'interface $x = D_1$ permettent de

déterminer les coefficients C et D en fonction de A :

$$C = \frac{A}{2} \left(1 + j \cdot \frac{\alpha_0}{\alpha_1} \right) \cdot \text{Exp}(-j \cdot k \cdot \alpha_1 \cdot D_1)$$

$$D = \frac{A}{2} \left(1 - j \cdot \frac{\alpha_0}{\alpha_1} \right) \cdot \text{Exp}(+j \cdot k \cdot \alpha_1 \cdot D_1)$$

d'où l'expression du champ électrique E_{y_1} :

$$E_{y_1}(x) = A \cdot \left\{ \cos(k \cdot \alpha_1 \cdot (x - D_1)) - \frac{\alpha_0}{\alpha_1} \sin(k \cdot \alpha_1 \cdot (x - D_1)) \right\}$$

Les équations de continuité à l'interface $x = 0$, déterminent F et G :

$$F = \frac{A}{2} \left\{ \left(1 - \frac{\alpha_0}{\alpha_2} \right) \cos(k \cdot \alpha_1 \cdot D_1) + \left(\frac{\alpha_0}{\alpha_1} + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right) \sin(k \cdot \alpha_1 \cdot D_1) \right\}$$

$$G = \frac{A}{2} \left\{ \left(1 + \frac{\alpha_0}{\alpha_2} \right) \cos(k \cdot \alpha_1 \cdot D_1) + \left(\frac{\alpha_0}{\alpha_1} - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right) \sin(k \cdot \alpha_1 \cdot D_1) \right\}$$

l'expression du champ $E_{y_2}(x)$ devient :

$$E_{y_2}(x) = A \cdot \left\{ \left[\cos(k \cdot \alpha_1 \cdot D_1) + \frac{\alpha_0}{\alpha_1} \sin(k \cdot \alpha_1 \cdot D_1) \right] \cdot \text{Ch}(k \cdot \alpha_2 \cdot x) + \left[-\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \sin(k \cdot \alpha_1 \cdot D_1) - \frac{\alpha_0}{\alpha_2} \cos(k \cdot \alpha_1 \cdot D_1) \right] \cdot \text{Sh}(k \cdot \alpha_2 \cdot x) \right\}$$

L'équation de continuité du champ électrique à l'interface $x = -D_2$ devient: $I = E_{y_2}(-D_2)$

d'où l'expression du champ $E_{y_3}(x)$:

$$E_{y_3}(x) = E_{y_2}(-D_2) \cdot \text{Exp}(k \cdot \alpha_3 \cdot (x + D_2))$$

L'équation de continuité du champ magnétique à l'interface $x = -D_2$ permet d'éliminer le coefficient de normalisation A et conduit à l'équation transcendante :

$$k \cdot \alpha_1 \cdot D_1 = m \cdot \pi + \arctg\left(\frac{\alpha_0}{\alpha_1}\right) + \arctg\left[\frac{\alpha_3}{\alpha_1} \cdot \frac{1 + \frac{\alpha_2}{\alpha_3} \text{th}(k \cdot \alpha_2 \cdot D_2)}{1 + \frac{\alpha_3}{\alpha_2} \text{th}(k \cdot \alpha_2 \cdot D_2)} \right]$$

qui n'est autre que l'équation de dispersion des modes TE_m .

Donc en résumé, le champ électrique E_y s'exprime dans les différentes régions de la structure sous la forme :

$$\text{Ey}(x) = \begin{cases} A \cdot \text{Exp}(-k \cdot \alpha_0 \cdot (x - D_1)) & \underline{x \geq D_1} \\ A \cdot \left\{ \cos(k \cdot \alpha_1 \cdot (x - D_1)) - \frac{\alpha_0}{\alpha_1} \sin(k \cdot \alpha_1 \cdot (x - D_1)) \right\} & \underline{0 \leq x \leq D_1} \\ A \cdot \left\{ \left[\cos(k \cdot \alpha_1 \cdot D_1) + \frac{\alpha_0}{\alpha_1} \sin(k \cdot \alpha_1 \cdot D_1) \right] \cdot \text{Ch}(k \cdot \alpha_2 \cdot x) + \right. \\ \quad \left. \left[\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \sin(k \cdot \alpha_1 \cdot D_1) - \frac{\alpha_0}{\alpha_2} \cos(k \cdot \alpha_1 \cdot D_1) \right] \cdot \text{Sh}(k \cdot \alpha_2 \cdot x) \right\} & \underline{-D_2 \leq x \leq 0} \\ E_{y_2}(-D_2) \cdot \text{Exp}(k \cdot \alpha_3 \cdot (x + D_2)) & \underline{x \leq -D_2} \end{cases}$$

(67)

Pour tenir compte de la dépendance temporelle de l'onde se propageant dans le sens des z positifs, les équations (67) doivent être multipliées par le facteur $\text{Exp}(j(\omega \cdot t - \beta \cdot z))$.

Dans ces expressions, les α_j qui sont complexes d'après la nature des équations, sont définis de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \alpha_0^2 &= N_e^2 - n_0^2 \\ \alpha_1^2 &= n_1^2 - N_e^2 \\ \alpha_2^2 &= N_e^2 - n_2^2 \\ \alpha_3^2 &= N_e^2 - N_3^2 \end{aligned} \quad (68)$$

L'expression de l'équation de dispersion des mode TE_m guidés, comme nous l'avons démontré s'écrit sous la forme:

$$k \cdot \alpha_1 \cdot D_1 = m \cdot \Pi + \arctg\left(\frac{\alpha_0}{\alpha_1}\right) + \arctg\left[\frac{\alpha_3}{\alpha_1} \cdot \frac{1 + \frac{\alpha_2}{\alpha_3} \text{th}(k \cdot \alpha_2 \cdot D_2)}{1 + \frac{\alpha_3}{\alpha_2} \text{th}(k \cdot \alpha_2 \cdot D_2)} \right] \quad (69)$$

La résolution de cette équation par une méthode itérative dans le plan

Fig.22: Absorption due au GaAs Tampon
en fonction de l'épaisseur D2 du SiO2

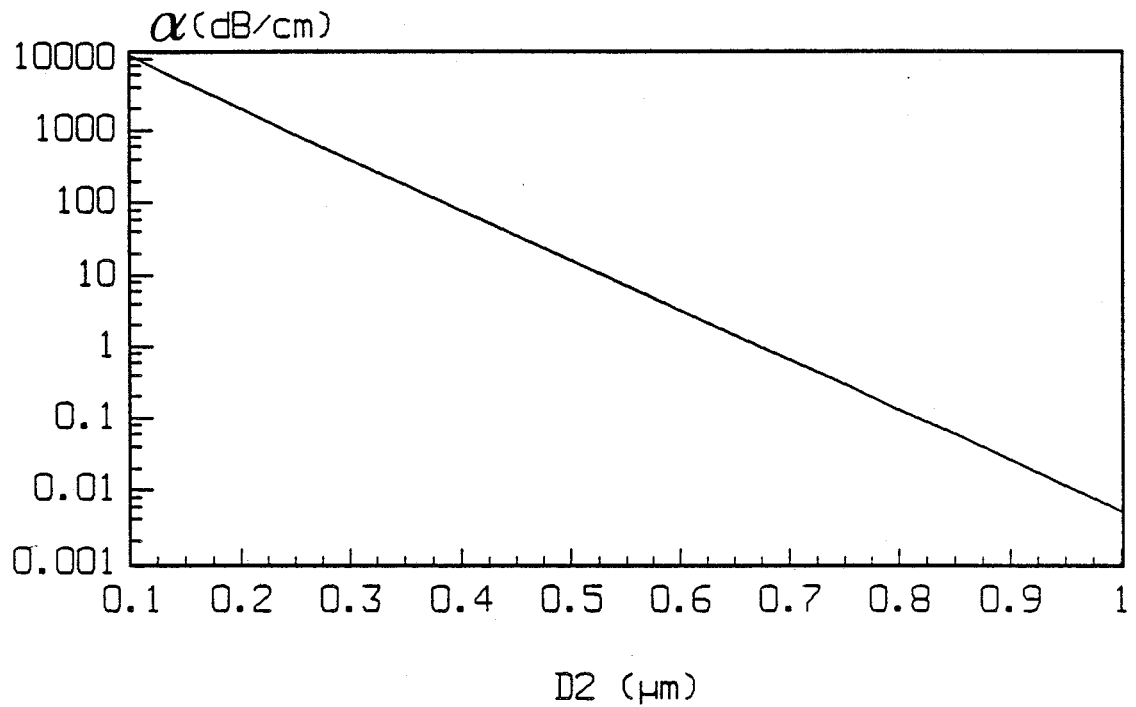
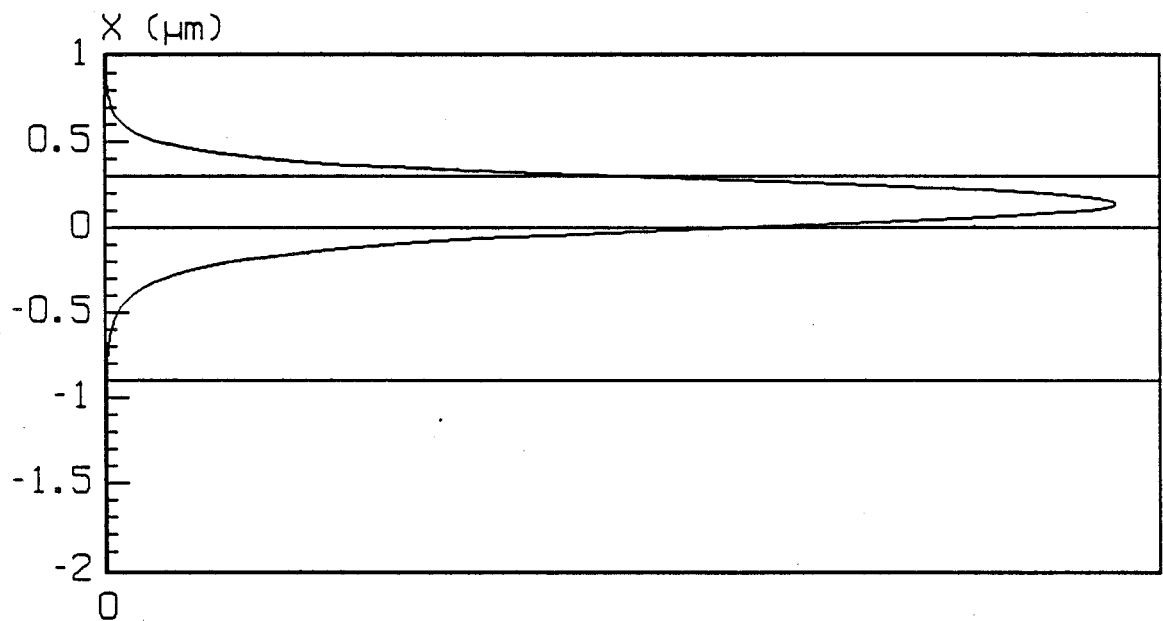


Fig.23: Profil du champ selon l'axe OX
 $D1=0.3\mu\text{m}$ et $D2=0.9\mu\text{m}$



Module du champ (u.a.)

complexe, permet de déterminer l'indice effectif N_e du mode considéré, et par là le coefficient d'absorption α par la relation (23) :

$$\alpha = \frac{4 \cdot \Pi}{\lambda} k_e \quad (70)$$

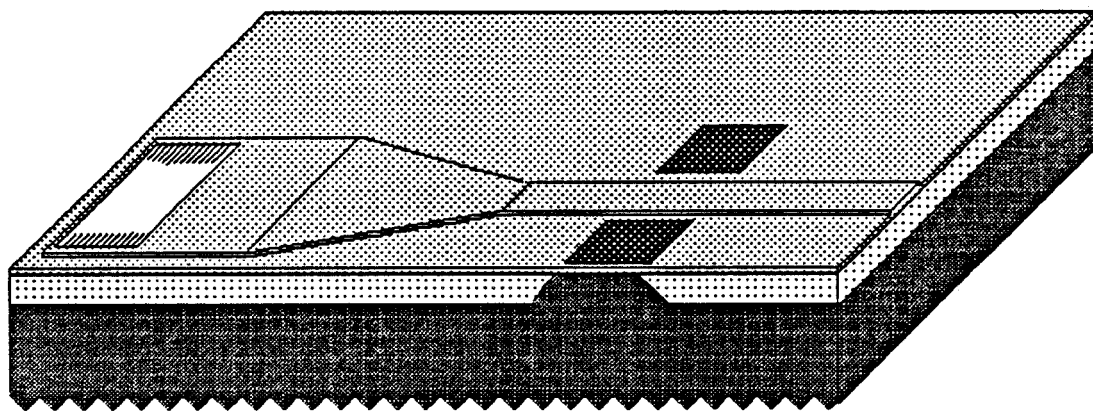
Dans ce but, un modèle a été développé au sein de l'équipe [38], le calcul peut s'effectuer en fonction des paramètres qui sont l'épaisseur D_1 de la couche guidante Si_3N_4 ou l'épaisseur D_2 de la couche de SiO_2 . Or l'épaisseur D_1 a été fixée lors de l'étude du guide plan trois couches; elle est égale à $0.3 \mu\text{m}$ sous l'arête et $0.25 \mu\text{m}$ en dehors de celle-ci. Donc le seul paramètre sur lequel nous pouvons encore agir est l'épaisseur D_2 du SiO_2 . Sur la figure 22, nous avons représenté l'évolution des pertes par absorption α pour le mode fondamental TE_0 en fonction de D_2 à la longueur d'onde $0.83 \mu\text{m}$. Nous constatons que l'épaisseur du SiO_2 a une influence capitale sur ces pertes puisqu'elles passent de 10000 dB/cm pour $D_2 = 0.1 \mu\text{m}$, à 0.006 dB/cm pour $D_2 = 1 \mu\text{m}$, soit un facteur supérieur à 10^6 entre ces deux valeurs. Nous avons donc fixé l'épaisseur D_2 du SiO_2 à $0.9 \mu\text{m}$ pour laquelle les pertes par absorption du mode fondamental sont de l'ordre de 0.0012 dB/cm .

Nous avons également, par la résolution des équations (67) et (51), tracé l'évolution du profil du champ E_y du mode fondamental TE_0 suivant l'axe Ox , pour $D_1 = 0.3 \mu\text{m}$ et $D_2 = 0.9 \mu\text{m}$, à la longueur d'onde $0.83 \mu\text{m}$ (Fig.23). Nous constatons le bon confinement de la lumière dans la couche guidante.

Maintenant que nous avons fixé tous les paramètres optogéométriques du guide en arête $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ déposé sur le GaAs tampon, nous allons étudier l'intégration monolithique de ce guide avec un MSM GaAs.

V-2: Etude de l'intégration monolithique guide - MSM :

La figure 24 représente le dispositif que nous nous proposons de



-  Substrat GaAs
-  Couche SiO₂
-  Couche Si₃N₄
-  Contacts Schottky

Fig.24: Intégration guide-MSM.

réaliser. la couche SiO_2 est gravée au niveau du photodétecteur, ce qui nous donne une nouvelle structure au niveau guide-MSM (fig.25).

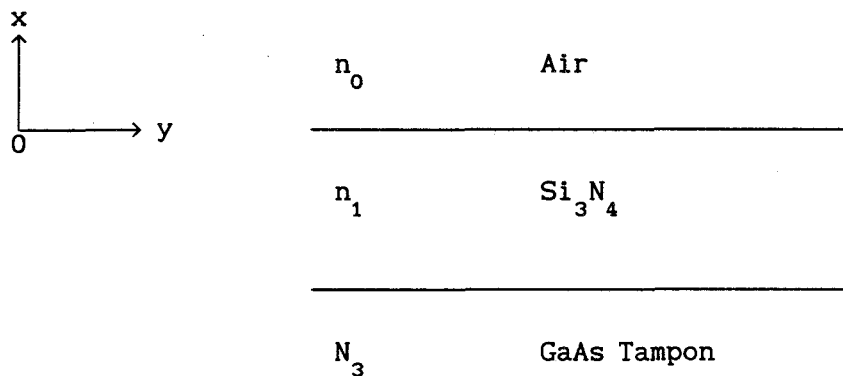


Fig.25

Nous devons donc déterminer l'efficacité de couplage guide-MSM.

V-2-1: Couplage guide-MSM :

Le paramètre fondamental d'une structure détecteur-guide est certainement l'efficacité de couplage e qui détermine la quantité de lumière guidée absorbée par la couche détectrice. L'efficacité de couplage est définie par [39] :

$$e = P_d / P_o \quad (71)$$

où P_o est la puissance lumineuse se propageant dans le guide optique et P_d la puissance lumineuse absorbée par la couche détectrice.

Ce paramètre est aussi directement relié au coefficient d'absorption α de la structure par la relation :

$$e = 1 - \text{Exp}(-\alpha/L) \quad (72)$$

où L est la longueur de la couche absorbante.

Pour déterminer cette grandeur e , il suffit donc de calculer la constante de propagation dans le cas de la structure de la figure 25 en

Fig.26: Evolution de l'efficacité de couplage en fonction de la longueur de la couche absorbante

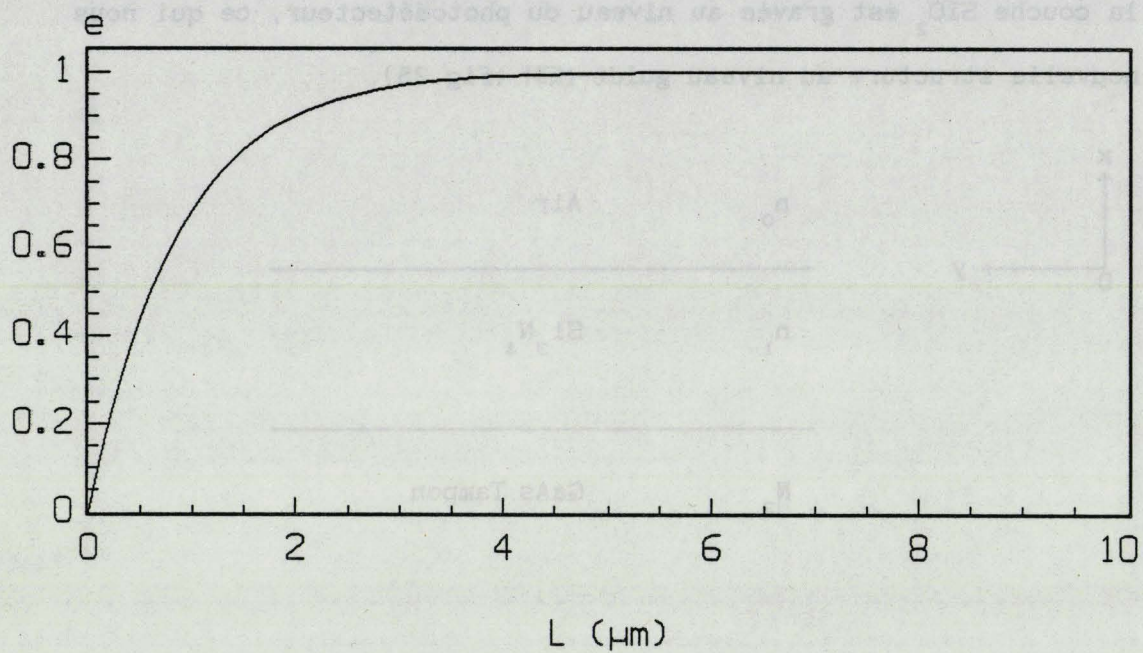
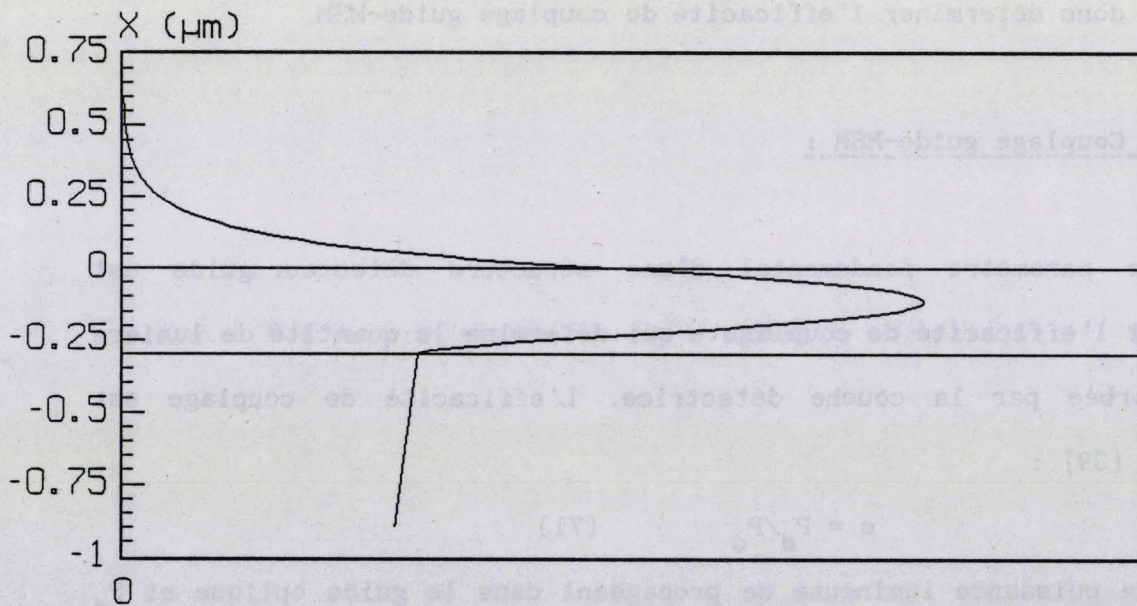


Fig.27: Profil du champ selon l'axe OX
 $D1=0.3\mu\text{m}$, $D2=0$.



Module du champ

résolvant l'équation de dispersion (relation 69) et en posant $D_2=0$. Le coefficient d'absorption est alors déterminé grâce à la relation (70).

Nous avons donc tracé l'évolution de l'efficacité de couplage en fonction de la longueur de la couche absorbante, pour le mode fondamental TE_0 à la longueur d'onde $0.83 \mu m$ (Fig.26). Nous constatons qu'une efficacité de couplage de 100 % est atteinte à partir d'une longueur de couche absorbante de $8.6 \mu m$.

Nous avons également calculé dans les mêmes conditions, le profil du champ électrique E_y selon l'axe Ox (Fig.27). Nous constatons effectivement une forte absorption par le GaAs de la lumière guidée.

Dans ce qui suit, nous allons donner un rapide descriptif des différentes étapes technologiques qui nous ont permis la réalisation du dispositif.

VI- Réalisation du guide diélectrique associé au MSM GaAs:

VI-1: Introduction:

Comme nous l'avons vu précédemment, le guide est composé d'une couche de dioxyde de Silicium (SiO_2) et d'une couche de Nitrure de Silicium (Si_3N_4) qui constitue la couche guidante. Afin que le couplage entre le guide et le MSM soit le meilleur possible, il faut que le Si_3N_4 vienne directement en contact avec le GaAs Tampon, comme nous l'avons vu précédemment (Fig.24).

Nous formons le MSM sur un méso dont la hauteur est exactement égale à l'épaisseur prévue pour la couche de SiO_2 ($0.9 \mu m$). Ainsi, par la suite, nous obtenons une couche de Si_3N_4 parfaitement plane et qui entre en contact avec le GaAs sur le méso.

Cette structure a pour avantages de ne pas présenter d'obstacle à la propagation de la lumière et d'utiliser une technologie simple. Toutefois il

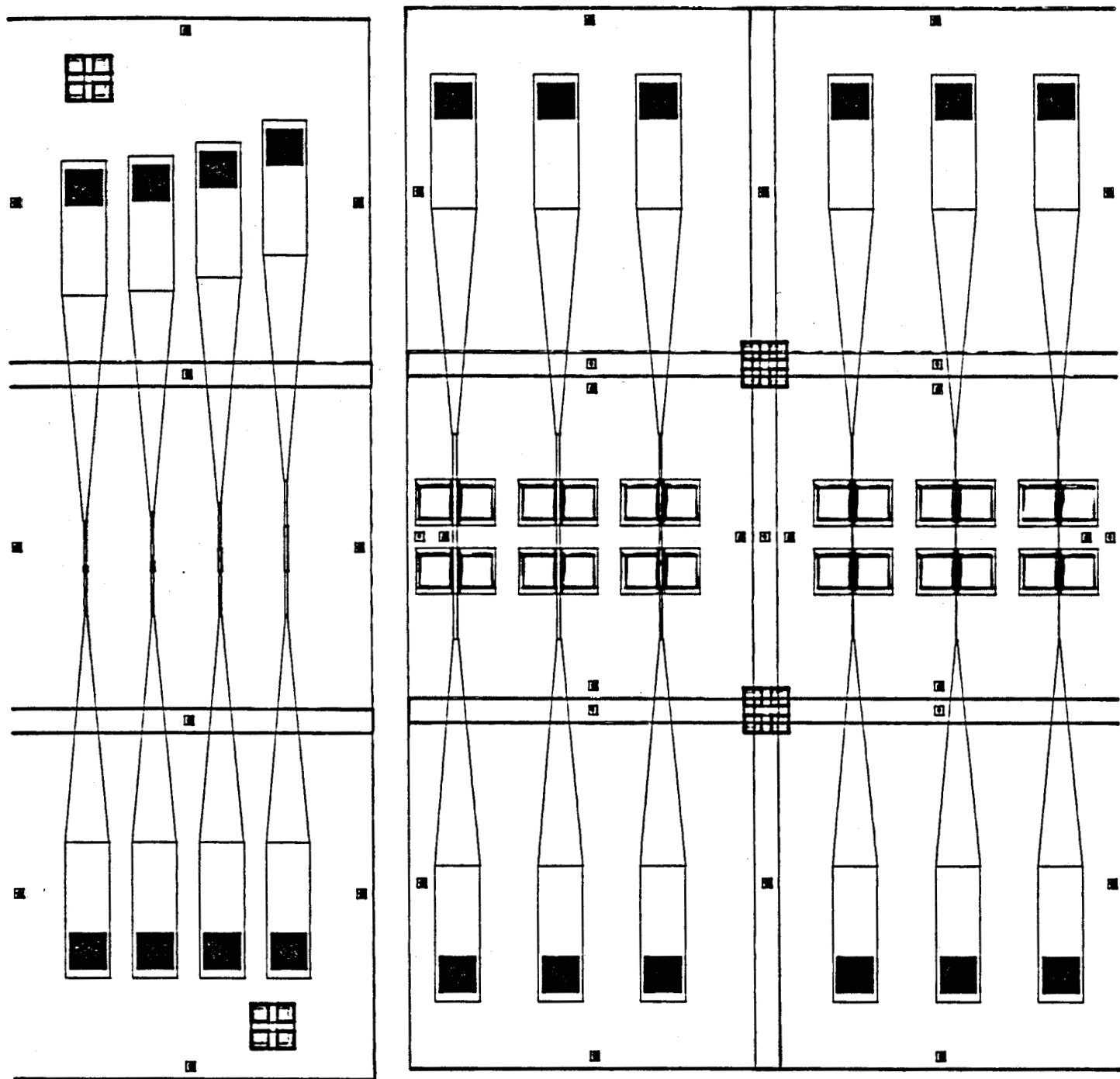


Fig.28: Ensemble des masques ayant servi à la réalisation du dispositif.

faut noter que certaines étapes sont plus critiques que d'autres.

Voyons maintenant les grandes lignes du processus technologique.

VI-2: Dessin des masques:

L'ensemble des masques utilisés sont donnés figure 28. Certains de ces masques sont prévus pour une lithographie optique, d'autres électronique. L'utilisation du masquage électronique est nécessaire à cause des dimensions de certains motifs.

Le dessin de ces masques a été étudié de manière à permettre par la suite le maximum de mesures.

Nous avons placé deux MSM l'un à la suite de l'autre, le deuxième servant à vérifier la qualité du couplage avec le premier. Puis nous avons rajouté un second réseau permettant d'extraire la lumière guidée qui n'aurait pas été absorbée. Cette structure, devenant parfaitement symétrique, peut être utilisée dans les deux sens.

Afin d'étudier des propagations monomode et multimode, nous avons fait varier la largeur de l'arête de $1\mu\text{m}$ à $10\mu\text{m}$.

Enfin à la base du motif (voir fig.28), nous pouvons voir quatre guides formés sur de simples mésas de différentes longueurs, afin de mesurer l'efficacité de couplage.

VI-3: Formation du MSM:

La formation des MSM est faite en plusieurs étapes. La première (Fig.29) consiste à graver des mésas qui isolent les MSM entre eux et dont la hauteur est ajustée de manière à être égale à l'épaisseur du SiO_2 qui sera déposé par la suite. Cette gravure est effectuée par voie chimique ; nous avons utilisé la solution $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (1:1:400) qui attaque le GaAs à la vitesse de $600\text{\AA}/\text{min}$, soit 15min pour $9000\text{\AA}$. Lors de la réalisation nous

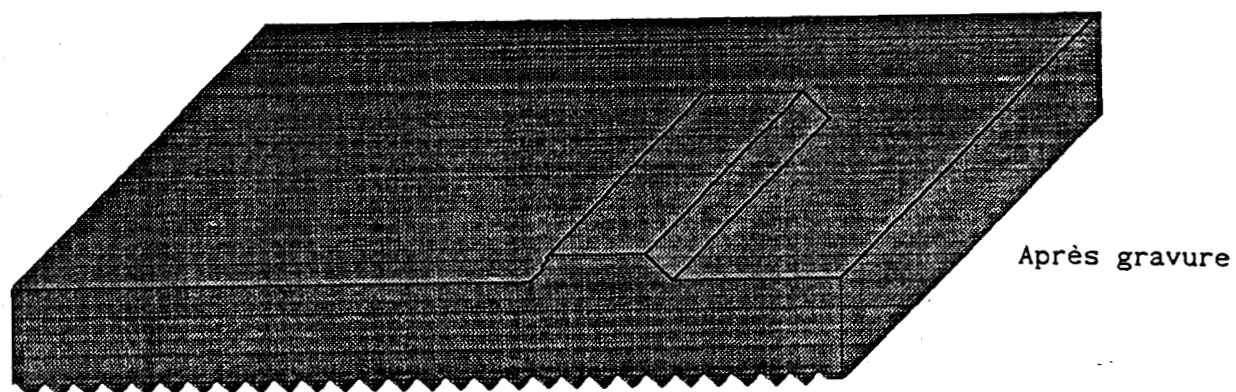
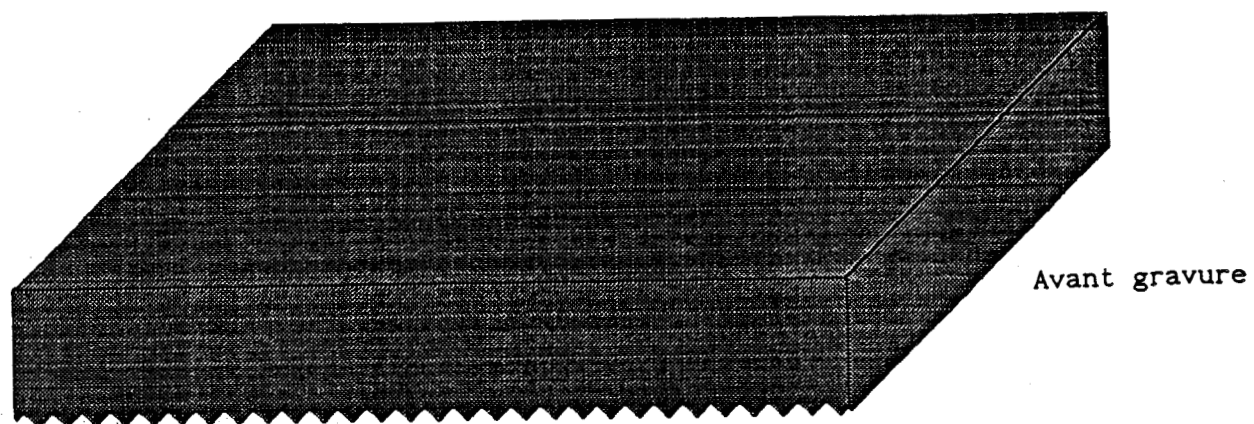


Fig.29: Gravure des mésas dans le GaAs

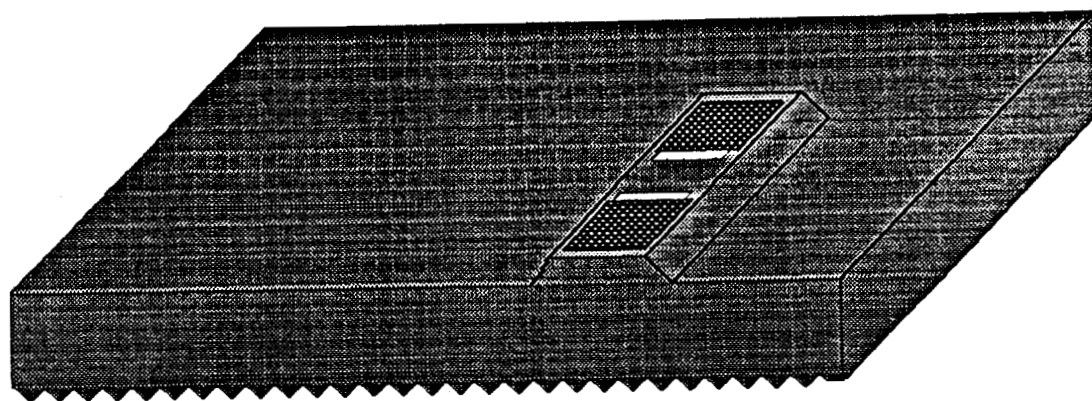


Fig.30: Dépôt des contacts métalliques du photodétecteur.

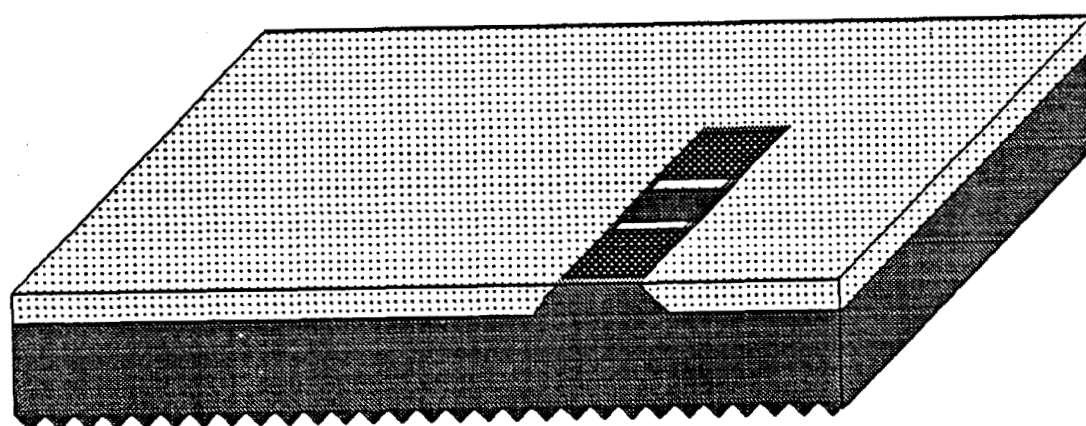


Fig.31: Dépôt de la couche SiO_2 (9000Å).

avons mesuré des hauteurs de mésas de 8900Å en moyenne. La seconde étape, elle même formée de deux parties, est représentée Fig.30. Cette étape consiste à déposer les électrodes qui formeront le MSM proprement dit. Ces électrodes sont déposées en deux opérations. Deux niveaux de masquage sont nécessaires à cause des dimensions des distances interélectrodes. Par électrolithographie nous préparons l'emplacement du premier dépôt. Ce dépôt, ainsi que le suivant, est constitué de trois métaux ; du Titane, du Platine et de l'Or. Le premier améliore l'adhésion, le second sert de barrière et l'Au est déposé pour son excellente conductivité. Pour le premier dépôt les épaisseurs déposées sont 800Å de Ti, 250Å de Pt et 2000Å d'Au. La seconde partie du dépôt est précédée d'un masquage optique. Ce dépôt est prévu afin d'augmenter la surface des contacts (plots d'épaississement), les épaisseurs déposées sont les mêmes pour le Ti et le Pt, par contre 3000Å sont déposés pour l'Au. Ces deux dépôts sont enfin suivis d'un recuit à 310°C pendant 20min sous flux d'azote.

VI-4: Formation du guide:

Cela consiste en un dépôt de 9000Å de SiO_2 par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) que nous retirons par gravure sèche de la surface des mésas (Fig.31).

Ensuite, 3000Å de Si_3N_4 sont déposés par PECVD. Cette couche est retirée des plots métalliques pour qu'elle ne gêne pas la prise de contact (Fig.32).

Jusque là nous n'avons utilisé que des techniques assez bien maîtrisées.

Pour la gravure du guide proprement dit, le processus se complique quelque peu car nous sommes contraints d'utiliser l'électromasquage sur une résine négative permettant l'obtention de lignes de 1µm. Ceci a demandé un travail de préparation plus important que pour les autres étapes [40]. L'électromasquage a pour effet de rompre les chaînes de polymère dans une

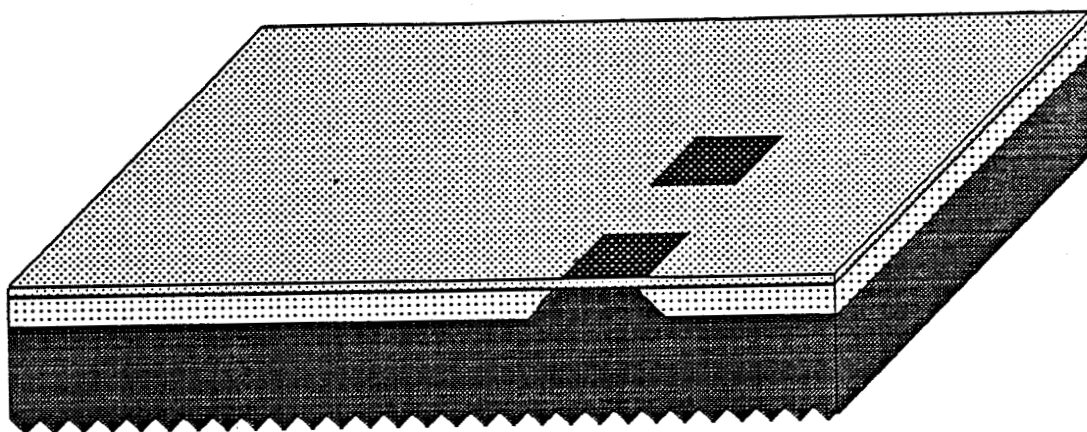


Fig.32: Dépôt de la couche Si_3N_4 (3000Å).

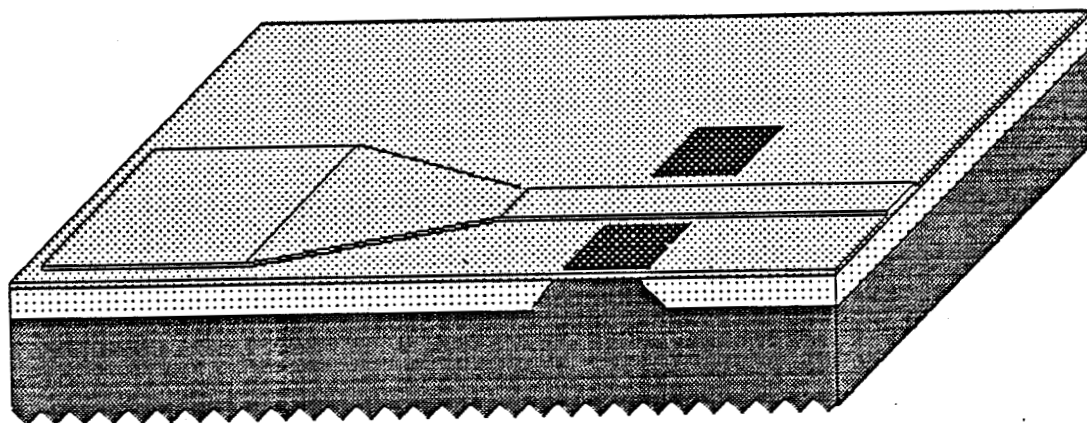


Fig.33: Formation de l'arête et de la zone de transition du guide.

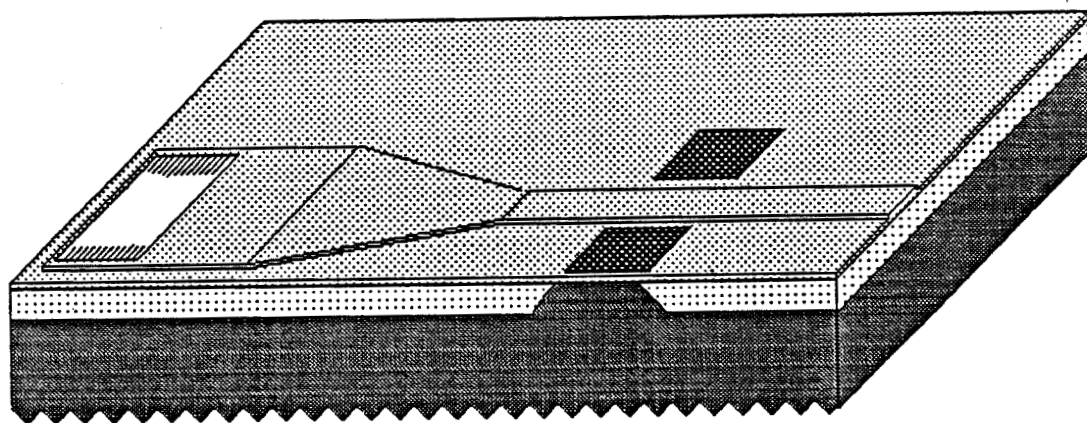
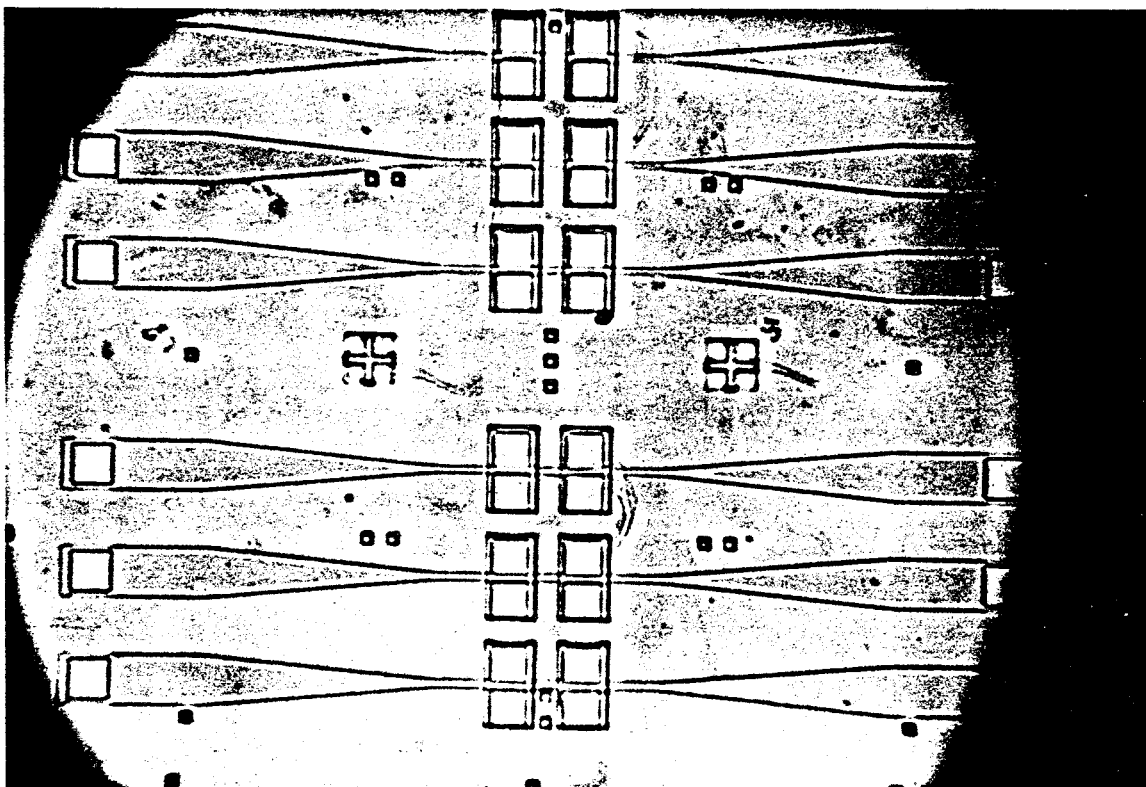
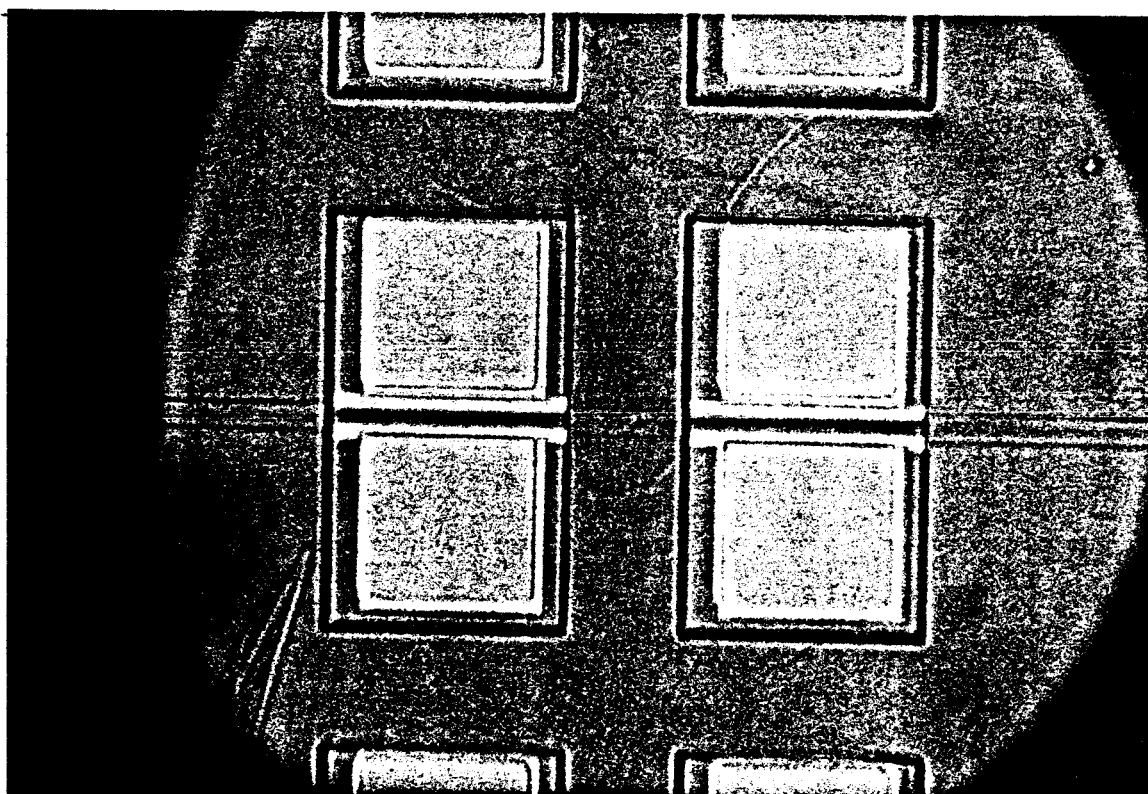


Fig.34: Formation des réseaux par électrolithographie.



Vue
d'ensemble



Détail

Fig.35 : Photographies du guide en arête $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$
associé au MSM GaAs.

résine positive, ce qui fait que la résine part aux endroits exposés. Pour la résine négative, le faisceau d'électrons polymérise la résine ; ceci à l'avantage de maintenir la résine sur les parties à protéger, mais cela pose quelques problèmes. La résine négative utilisée a une sensibilité beaucoup plus importante que les résines classiques positives ($80 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour la $\alpha\text{M-CMS}$ résine négative et $0.8 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour la PMMA), il a donc fallu réajuster les temps d'exposition. Ensuite, il est apparu que cette résine ne part pas avec les solvants habituels ; après exposition et développement cette résine ne semble vouloir partir que si elle est plongée dans de l'acide sulfurique dilué chaud ou avec un plasma d'oxygène. La première solution était impossible de par la présence du substrat GaAs, nous avons donc opté pour un plasma d'oxygène de 100ω . Une fois le masquage effectué, nous gravons par voie sèche $500\text{\AA}$ de Si_3N_4 formant ainsi le guide avec sa zone de réception, son cône et son arête (Fig.33).

Par une électrolithographie cette fois plus connue utilisant une résine PMMA positive, nous formons les réseaux de réception de lumière que nous obtenons par gravure sèche de $200\text{\AA}$ de Si_3N_4 (Fig.34).

Nous allons maintenant exposer les premiers résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur ce dispositif.

VII- Premiers résultats expérimentaux:

La figure 35 montre une vue d'ensemble du dispositif que nous avons réalisé ainsi qu'un détail représentant la partie guide-MSM où l'on aperçoit l'arête et les deux MSM mis l'un à la suite de l'autre. Rappelons que différentes distances interélectrodes correspondant à différentes largeurs d'arête ont été prévues (1, 2, 4, 6, 8 et $10\mu\text{m}$).

Nous donnons ici les premiers résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur le guide de largeur d'arête $10\mu\text{m}$, à la longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$.

la figure 36 représente l'évolution du photocourant statique du premier MSM

Fig.36: Evolution du photocourant statique en fonction de la tension de polarisation du MSM GaAs $10\mu\text{m}$ éclairé par le dessus et à travers le guide

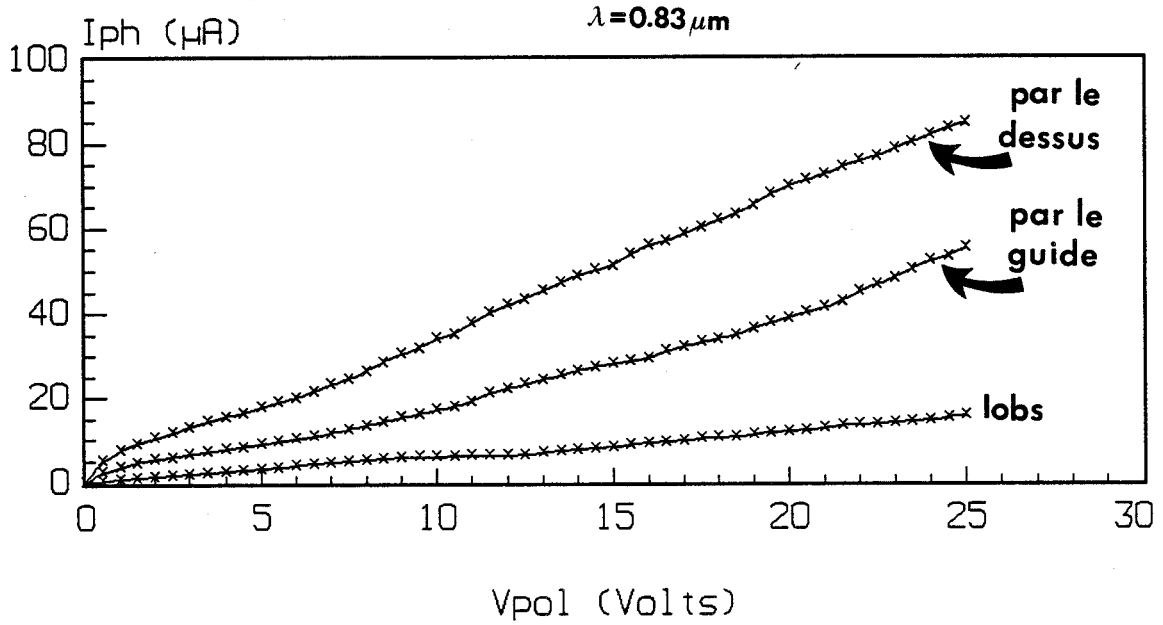
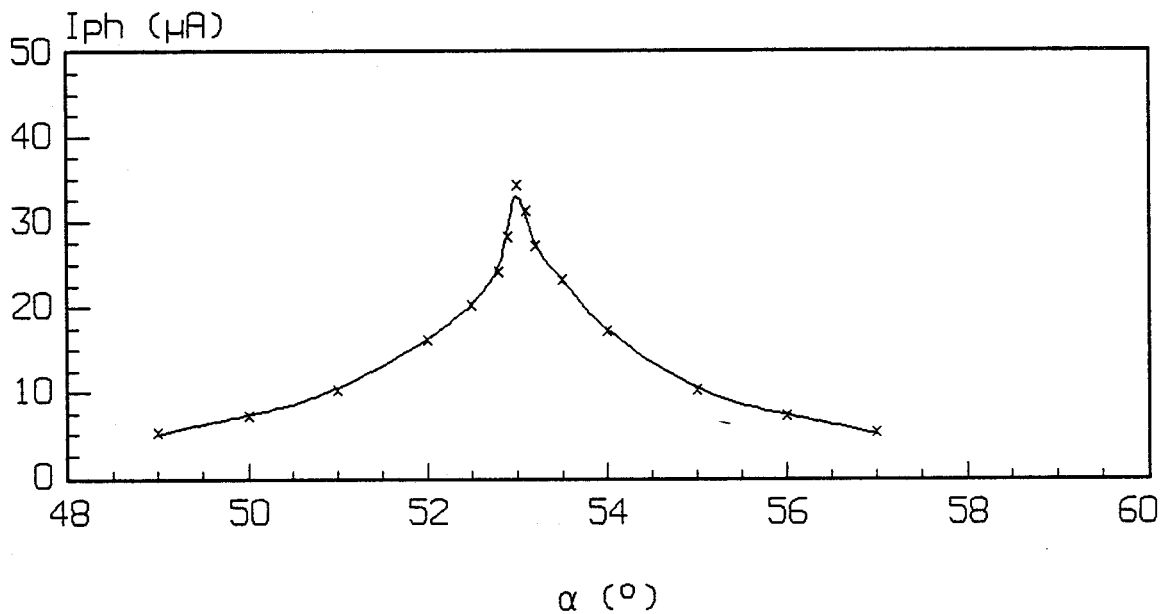


Fig.37: Variation du photocourant statique avec l'angle d'injection α du MSM GaAs $10\mu\text{m}$ à $V_{pol}=20\text{V}$ et à la longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$.



(de distance interélectrode $10\mu\text{m}$) ainsi que son courant d'obscurité en fonction de la tension de polarisation. Le photocourant a été mesuré en éclairant tout d'abord le MSM par le dessus puis ensuite à travers le guide. Nous constatons que le photocourant obtenu dans le premier cas est légèrement plus important que lorsqu'on éclaire le MSM par le guide. Ceci est dû au fait que la quantité de lumière injectée dans le guide est beaucoup moins importante lorsque le mode propagé est excité par le deuxième ordre de diffraction plutôt que par le premier. En effet l'angle d'injection que nous avons relevé est de l'ordre de 53° , il correspond à une injection par le deuxième ordre de diffraction (§ paragraphe IV-3).

Nous avons également relevé la variation du photocourant avec l'angle d'injection α (Fig.37). Nous constatons qu'effectivement le maximum de photocourant est obtenu pour $\alpha = 53^\circ$ et que de part et d'autre de cette valeur, le photocourant diminue fortement.

Il est à noter qu'aucun photocourant n'a été mesuré sur le deuxième MSM, prouvant ainsi que toute la lumière guidée est absorbée par la couche photodéetectrice du premier MSM.

VIII- Conclusion :

Nous avons démontré, par ces premier résultats exploratoires, la possibilité d'intégrer un guide optique diélectrique avec un photodéetecteur. Les résultats obtenus sont très encourageants, néanmoins quelques améliorations restent à apporter à ce premier dispositif pour pouvoir véhiculer un maximum de lumière à travers le guide, notamment par la réduction du pas du réseau d'injection. En effet, des réseaux à pas submicroniques ont déjà été obtenus en utilisant des méthodes interférométrique [29], mais on peut penser également utiliser avec succès le masqueur électronique, permettant ainsi l'excitation du mode fondamental par le premier ordre de diffraction.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE V

[1] : Trommer R.

Electron. Lett., Vol. 21, N°. 9, pp. 382 - 383, 1985

[2] : Bornholdt C., Doldissen W., Fiedler F., Kaiser R. and kowalsky W.

Electron. Lett., Vol. 23, N°. 1, pp. 2 - 4, 1987.

[3] : Mallecot F., Vilcot J.P., Decoster D. and Razeghi M.

Proc. 17th ESSDERC, Bologna (14-17 Sept.1987), paper A4.2.4,
pp 955-958.

[4] : Vinchant J.F., Vilcot J.P., Lorriaux J.L. and Decoster D.

Appl. Phys. Lett., Vol. 55, N°. 19, pp. 1966-1968, 1989

[5] : Ward L.

The optical constants of bulk materials and films, Bristol:
Adam Hilger (1988)

[6] : Erman M., Vojdani N., Jarry P., Graziani D. and Pinhas H.

IEEE J. Lightwave Technol., Vol. 4, N°. 10, pp. 1524-1532, 1986

[7] : Adams M.J.

Introduction to optical waveguides 1981

[8] : Martelluci S. and Chester A.W.

Integrated optics 1981

[9] : kapany K.S. and Burke J.J.

Optical waveguides. Academic NY 1972

[10] : Hewak D.W. and Lit J.W.Y.

Appl. Opt., Vol. 26, N°. 5, p 833, 1987

[11] : Hunsperger R.G.

Integrated optics : Theory and Technology, Berlin : Springer (1985)

[12] : Rosenberg R. and Lax M.

Phys. Rev., 112 p. 843 (1958)

[13] : Valette S., Renard S., Denis H., Jadot J.P., Fournier A., Philipp P.,

Gidon P., Grouillet A.M. and Desgranges E.

Solid State Technology, February 1989, pp. 69-75

[14] : Marcatili E.A.J.

B.S.T.J., Vol.48, pp. 2071 - 2102 (1969)

[15] : Knox and Touleas

Proc. of MBI symp. on submillimeter waves, Fox - Polytechnic, Press,
Brooklyn (1970)

[16] : Hayata k. and al

Elect. Lett., Vol. 23, N°. 24, 1987

[17] : Kim C.M. and al

Elect. Lett., Vol.22, N°. 6, 1986

[18] : Chiang K.S.

Appl. Opt., Vol. 25, NO.13, 1986

[19] : Van Roey J., Van der clark j. and Lagasse P.

J.O.S.A. 71, p. 803, 1981

[20] : Goell

B.S.T.J., Vol. 48, p. 2133, 1969

[21] : Kendall P.C., Mc Ilroy P.W.A. and Stern M.S.

Electron. Lett., Vol. 25, N°. 2, pp. 107-108, 1989

[22] : Tien P.K. and Ulrich R.

J.O.S.A., Vol. 60, p. 1325, 1970

[23] : Tamir T.

Integrated Optics, N.Y., 1979

[24] : Kogelmik H. and Sosnowsk T.P.

Bell. Syst. Tech. J., Vol. 49, p 1602, 1970

[25] : Marcuse D.k. and Marcatili E.A.J

B.S.T.J, Vol. 50, pp. 43-57, 1971

[26] : Buchmann P. and al

Elect.Lett., Vol. 20, p.295, 1984

[27] : Schelton J.C., Reinhart F.K. and Logan R.A.

J.A.P., Vol.50, p 6675, Nov. 1979

[28] : Born M. and Wolf E.

Principles of optics, Pergamon Press, 1959

[29] : Dakss M.L., Kuhn L., Heidrich P.F. and Scott B.A.

Appl. Phys. Lett., Vol.16, N°. 12, pp.523-525, 1970

[30] : Ogawa k., Chang W.S.C and Sopori B.L.

IEEE, Vol. QE - 9, N°. 1, 1973

[31] : Ostrowski D.B.

A.P.L., Vol. 18, N°. 12, p 556, 1971

[32] : Garvin H.L., Garmire E., Somekh S., Stoll H. and Yariv A.

Appl. Opt., Vol. 12, N°. 3, 1973.

[33] : Ulrich R.

J.S.O.A., Vol.63, N°. 11, p 1419, 1973

[34] : Streifer W., Scifres D.R. and Burnham R.

IEEE, Vol QE - 11, N°. 11, 1975

[35] : Marcuse D.

Bell. Syst. Tech. J., Vol. 49, p 273, 1970

[36] : Baets R. and Lagasse P.E.

Appl. Opt., 21, p. 1972, 1982

[37] : Vinchant J.F.

Thèse de Doctorat, Lille, 1990

[38] : Vinchant J.F., Vilcot J.P. and Decoster D.

J. Lightwave Technol., Vol. 8, N°. 12, pp. 1920-1931, 1990.

[39] : Erman M., Jarry P., Gamonal R., Gentner J.L., Stephan P.

and Guedon C.

J. Lightwave Technol., Vol. 6, N°. 3, pp. 399-411, 1988

[40] : Goutain E.

DEA Electronique, Lille, 1991.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GÉNÉRALE

La transmission et le traitement de plus en plus rapides d'un nombre croissant d'informations, nécessitent certes la conception et la réalisation de composants et de circuits fonctionnant à des fréquences toujours plus élevées. Mais ils nécessitent également la présence au sein même des circuits intégrés, d'interconnexions capables de véhiculer ces informations sans dégradations importantes. Or les interconnexions métalliques utilisées jusqu'à l'heure actuelle, commencent à devenir un obstacle dans la miniaturisation des circuits, et bientôt elles ne pourront plus suivre le progrès sans cesse croissant de la micro-électronique. Une solution de rechange devient donc impérative.

Avec l'apparition du laser à semiconducteur et des communications par fibres optiques, une nouvelle voie de recherche, qui n'en est encore qu'à son stade embryonnaire, s'est ouverte: **les interconnexions optiques.**

C'est dans ce cadre que s'est situé notre travail et notre contribution dans ce domaine s'est traduite par la démonstration de la faisabilité d'un circuit intégré numérique commandé par voie optique, aux courtes longueurs d'onde.

Notre démarche dans ce mémoire, a consisté à étudier tout d'abord les différents types de photodétecteurs ayant une structure et une technologie compatibles avec celles des transistors à effet de champ, plus particulièrement les MISFET, utilisés dans les systèmes numériques.

Ainsi, à l'aide de modèles mathématiques, mis au point dans notre laboratoire, associés à nos résultats expérimentaux, nous avons mené une étude exhaustive des photoconducteurs GaAs et du photodétecteur MSM sur GaAs, et nous avons démontré, entre autres, que les performances de ces deux types de photodétecteurs se rejoignaient pratiquement lors d'un fonctionnement en hautes fréquences.

Ensuite, un premier circuit numérique intégrant un photoconducteur simple a été mis au point, sa fonction étant la division par deux de la fréquence du signal électrique modulant un laser à semiconducteur (de longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$). Cette division par deux a pu être effectuée jusqu'à une fréquence de l'ordre de 200MHz seulement. Mais l'étude que nous avons menée sur ce premier démonstrateur, nous a permis de connaître les causes de cette limitation fréquentielle, qui provenaient essentiellement de l'emplacement et de la structure géométriques du photoconducteur. Un deuxième démonstrateur a vu ainsi le jour, et les améliorations apportées nous ont permis d'atteindre le but fixé, c'est à dire commander optiquement le circuit logique au delà de 1GHz.

Le troisième diviseur de fréquence qui a été réalisé substitue au photoconducteur, le photodétecteur MSM, tout en gardant les mêmes caractéristiques géométriques (emplacement, distance interélectrode, surface photosensible totale). Ici aussi la division par deux a pu être effectuée au delà du gigahertz. La raison de cette substitution réside dans le fait que pour un fonctionnement futur à plus haute fréquence, la réduction de la distance interélectrode peut s'imposer, devenant ainsi submicronique, et le MSM s'adapte beaucoup mieux à cette situation à cause de la meilleure définition des contacts métalliques par rapport aux contacts ohmiques.

Enfin, dans la perspective d'un circuit numérique plus complexe, nécessitant l'intégration monolithique de plusieurs photodétecteurs commandés par une seule source laser, notre travail a consisté à démontrer expérimentalement, après l'avoir valider théoriquement, la faisabilité d'un photodétecteur intégré à un guide optique diélectrique. Ainsi, nous avons réalisé l'intégration monolithique d'un photodétecteur MSM GaAs et d'un guide optique diélectrique $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ monomode à la longueur d'onde de $0.83\mu\text{m}$. Ce dispositif a permis de démontrer l'existence du couplage onde optique guidée-photodétecteur, l'injection s'effectuant à l'aide d'un réseau gravé dans le guide diélectrique. De plus, un tel dispositif, réalisé sur substrat

semi-isolant, possède une configuration planaire le rendant totalement compatible avec l'intégration monolithique de transistors à effet de champ.

En résumé, notre travail, par les études théoriques et expérimentales que nous avons menées, nous permet de croire à l'avenir prometteur des photodétecteurs MSM et des photoconducteurs, quant à leur utilisation dans les futurs circuits intégrés optoélectroniques et notamment pour les interconnexions optiques.

Les prolongements de ce travail sont nombreux :

- L'étude et la réalisation du photodétecteur MSM et d'un circuit numérique en intégration monolithique, pour un fonctionnement à très haute fréquence.

- L'étude et la réalisation du photoconducteur et d'un circuit numérique en intégration monolithique, pour un fonctionnement aux grandes longueurs d'onde et en hautes fréquences. En effet, il est bien connu que jusqu'à présent la réalisation de bons contacts Schottky sur les matériaux de la filière InP est souvent délicate. On peut même penser utiliser le photoconducteur $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{GaAs}$ en fort désaccord de mailles afin de bénéficier de la maturité technologique du GaAs, ainsi que nous l'avons déjà démontré expérimentalement, il y'a quelques années, pour la fabrication de photorécepteurs intégrés adaptés aux grandes longueurs d'onde.

- L'étude et la réalisation de circuits numériques commandés optiquement et dont la distribution du signal optique s'effectue à l'aide de guides diélectriques.

ANNEXE

ANNEXE

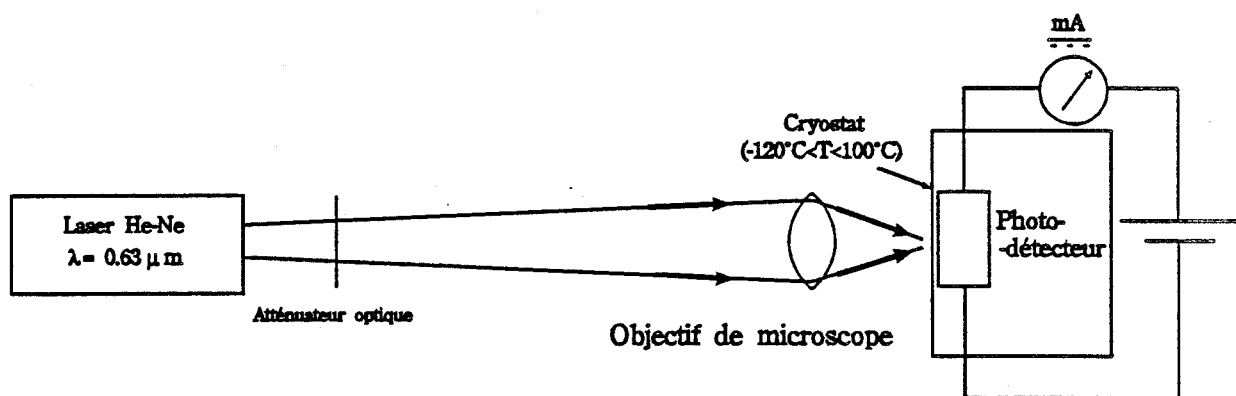


Fig.1: Banc de caractérisation continue à la longueur d'onde $0.63\ \mu\text{m}$

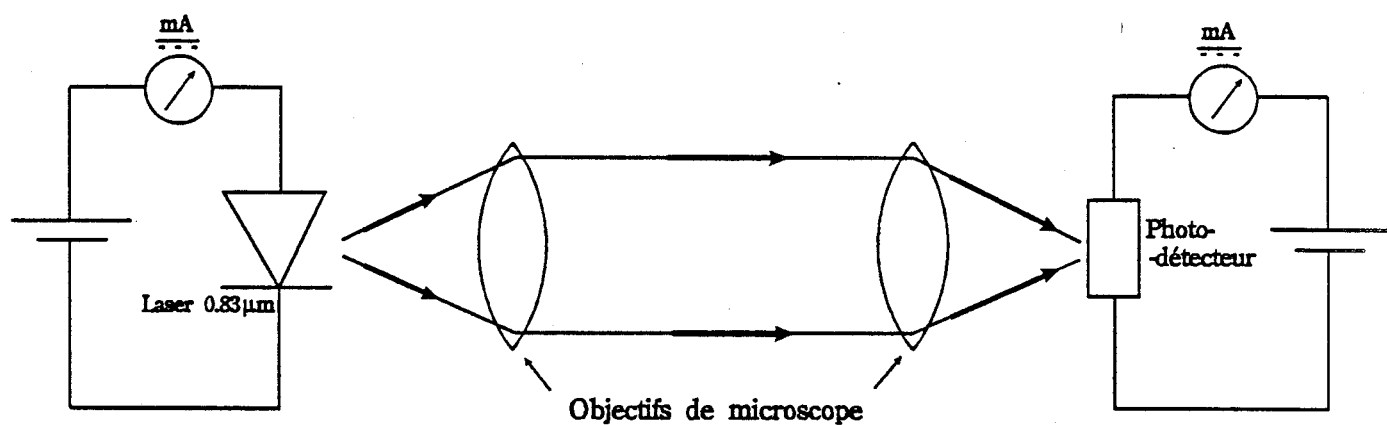


Fig.2: Banc de caractérisation continue à la longueur d'onde $0.83\ \mu\text{m}$

(Laser HITACHI HLP 1400)

ANNEXE

Dans cette annexe, nous présentons les différents bancs de mesure qui nous ont permis la caractérisation des dispositifs présentés dans ce travail. Nous allons ci-après décrire leur configuration générale.

I- Caractérisation en éclairage continu:I-1: Caractérisation dans le domaine visible:

Ce banc, schématisé Fig.1, permet de déterminer le gain statique des composants en fonction de la tension de polarisation, de la puissance lumineuse ou de la température de fonctionnement. A cet effet, le composant est plongé dans un cryostat où règne un vide primaire afin d'éviter le givre. Un système de régulation de température, permet de balayer une plage de température comprise entre -120°C et $+100^{\circ}\text{C}$.

La source lumineuse est constituée d'un laser Hélium-Néon, rouge-infrarouge, émettant simultanément deux longueurs d'onde: $0.632\mu\text{m}$ et $1.15\mu\text{m}$, qui peuvent être sélectionnées par des filtres adéquats. La puissance lumineuse incidente sur le composant est contrôlée par le biais d'un jeu d'atténuateurs optiques placés sur le trajet du faisceau. Elle est mesurée grâce à un photomètre "Photodyne 88XLA" dont la tête de mesure est une photodiode Silicium, pour la longueur d'onde que nous utilisons, à savoir $\lambda = 0.632\mu\text{m}$. Cette puissance peut varier entre la dizaine de picowatts et la centaine de microwatts.

L'éclairage de l'échantillon est focalisé par un objectif de microscope, la tâche lumineuse pouvant atteindre un diamètre de quelques micromètres seulement. Ceci a nécessité l'emploi d'un ensemble de déplacements micrométriques permettant le positionnement de l'échantillon dans les trois directions de l'espace.

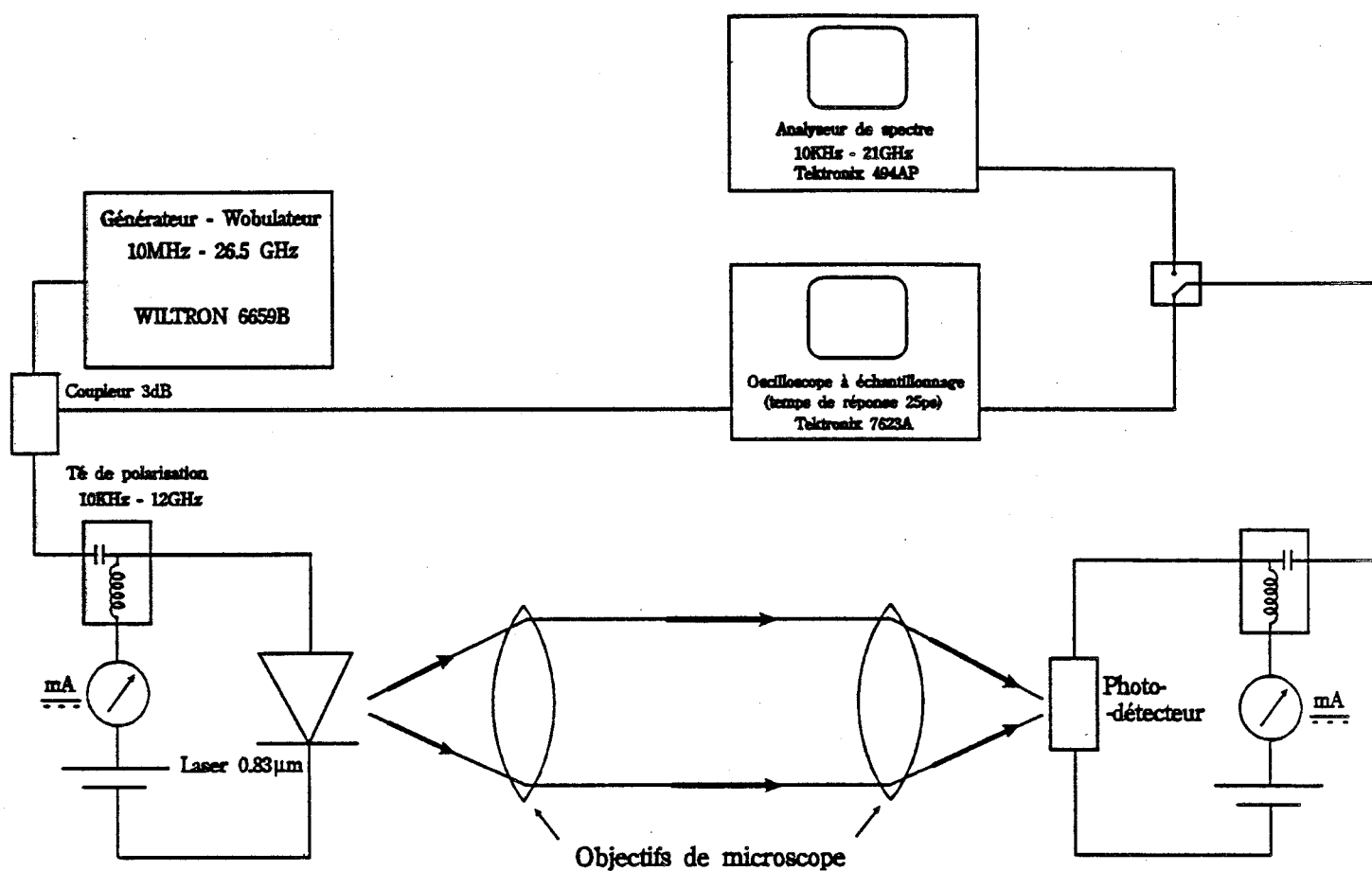


Fig.3: Banc de réponse dynamique

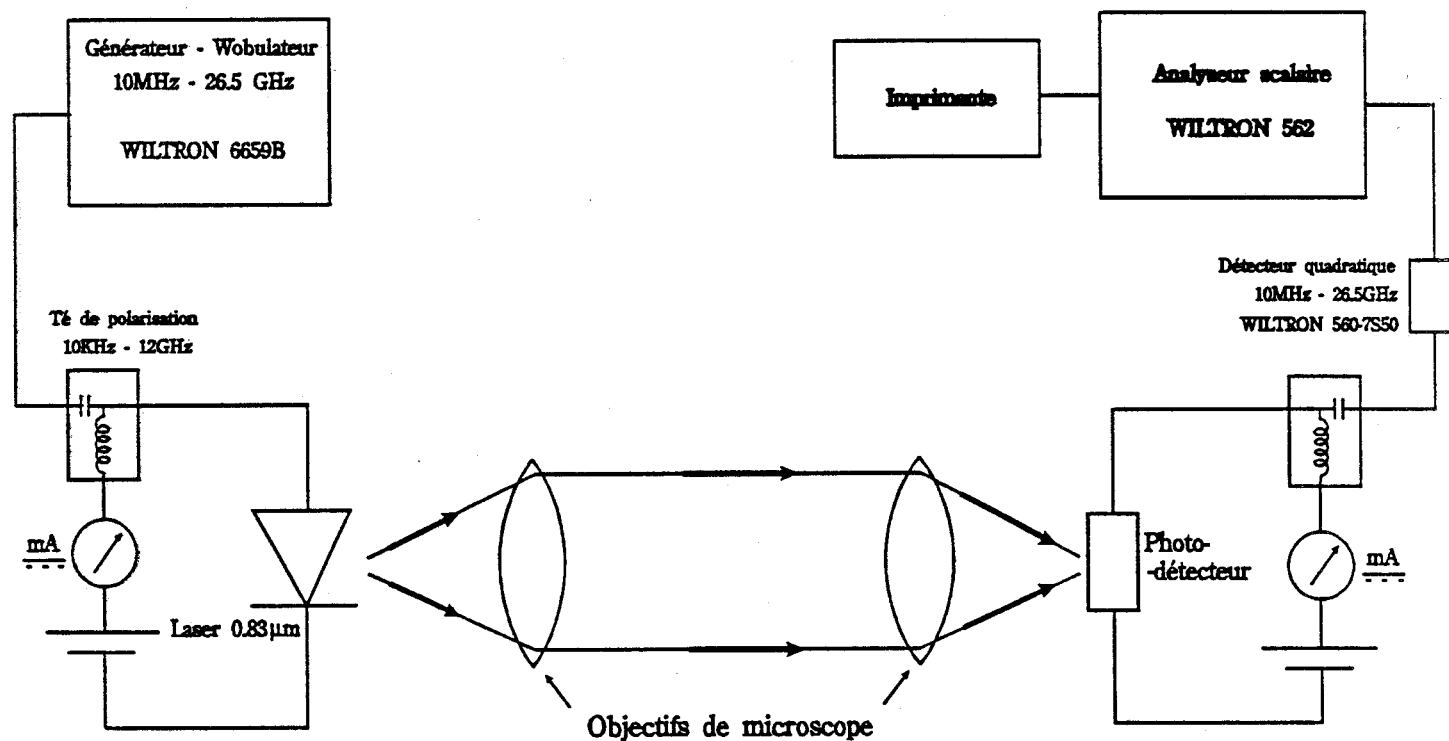


Fig.4: Banc de mesure de la fonction de transfert S_{21} du photodétecteur

I-2: Caractérisation dans le domaine infrarouge proche:

La figure 2 représente le banc de caractérisation continue à la longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$. La source lumineuse est constituée par une diode laser à semiconducteur, laser HITACHI HLP 1400.

La puissance lumineuse (10 mW maximum) est mesurée à l'aide du photomètre doté cette fois-ci d'une tête de détection au germanium. Deux objectifs de microscope permettent la focalisation du faisceau laser sur l'échantillon et ici aussi un jeu de microdéplacements est utilisé.

II- Caractérisation en dynamique à la longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$:

Le signal lumineux issu de la diode laser est modulé grâce à un générateur "WILTRON 6659B" (Fig.3), qui délivre un signal électrique sinusoïdal dont la fréquence peut varier entre 10MHz et 26.5GHz.

La réponse dynamique du composant est visualisée soit sur un oscilloscope à échantillonnage, dont le temps de réponse est de l'ordre de 25ps avec une impédance d'entrée égale à 50 Ohms, soit sur un analyseur de spectre de bande passante 10KHz-21GHz.

Comme on peut le remarquer sur la figure 3, le composant à tester ainsi que la diode laser sont polarisés par le biais de Tés de polarisation dont la bande passante est 10KHz-12GHz et le temps de réponse égale à 25ps.

III- Relevé de la fonction de transfert S_{21} :

Une variante du banc de réponse dynamique est le banc de la figure 4. Le générateur fonctionne cette fois-ci en wobulation, permettant ainsi un balayage en fréquence entre 10 MHz et 26 GHz. Mais compte tenu de la limite imposée par la diode laser, la valeur haute fréquence est limitée à 3GHz.

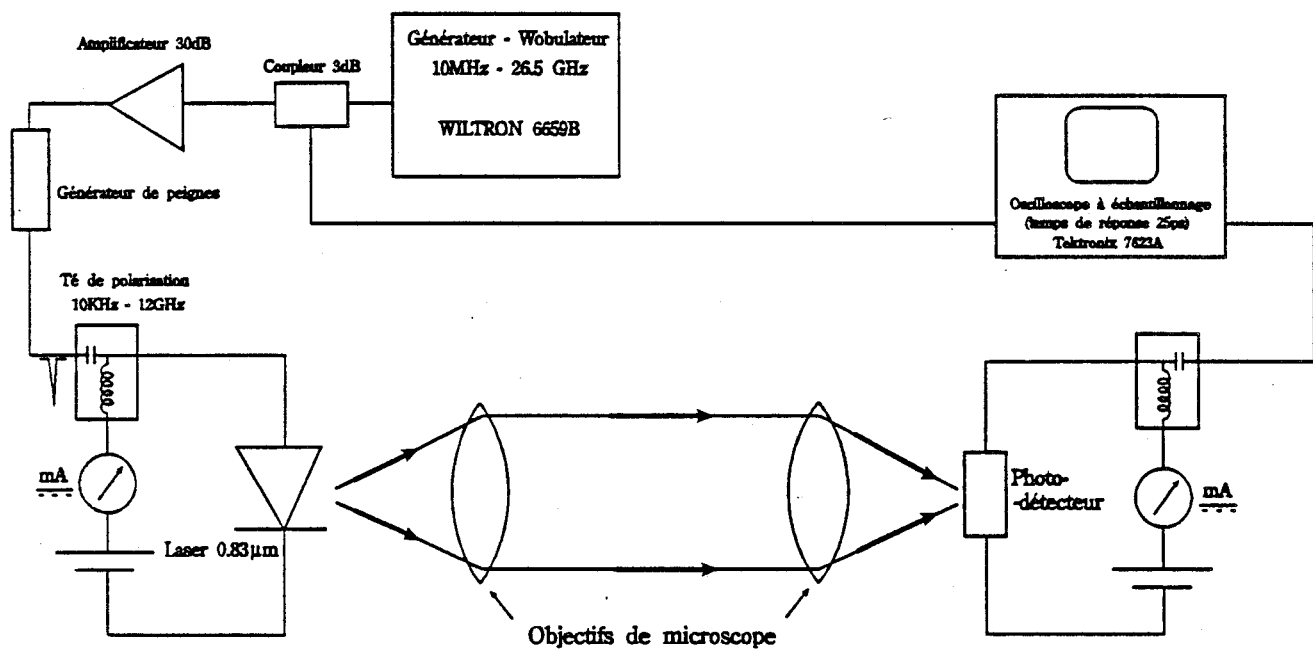


Fig.5: Banc de réponse impulsionnelle à la longueur d'onde $0.83\ \mu\text{m}$

La réponse du photodétecteur est relevée à l'aide d'un analyseur scalaire et comparée au signal issu du wobulateur, ce qui donne la fonction de transfert S_{21} , définie comme étant le rapport entre le signal issu du photodétecteur et celui issu du wobulateur.

IV- Banc de réponse impulsionnelle à la longueur d'onde 0.83 μ m:

La figure 5 donne le schéma synoptique du banc de réponse impulsionnelle à la longueur d'onde 0.83 μ m.

un générateur délivre un signal sinusoïdal qui est amplifié afin d'atteindre une puissance de sortie de 1 Watt. Par l'intermédiaire d'un générateur de peigne, adapté à la fréquence du générateur, le signal électrique est transformé en une impulsion électrique, pour une fréquence de 250MHz (qui est la fréquence de répétition des impulsions). On obtient ainsi une impulsion optique, dont les caractéristiques dépendent essentiellement du laser semiconducteur utilisé; typiquement le temps de réponse du laser 0.83 μ m, que nous avons utilisé, est inférieur à 50ps.

La réponse électrique délivrée par le photodétecteur est visualisée sur l'oscilloscope à échantillonnage précédemment cité. On dispose alors, sur l'oscilloscope, de nombreuses informations parmi lesquelles:

- * l'amplitude de l'impulsion.
- * la surface de l'impulsion.
- * le temps de montée.
- * le temps de descente.
- * la largeur à mi-hauteur.

Une étude exhaustive a été menée au sein de l'équipe dans le but de relier ces renseignements à la fréquence de coupure du composant à -3dB [1]. Pour cela, un logiciel de transformée de Fourier à base 2 a été développé; il permet d'obtenir la réponse fréquentielle du composant à partir de sa réponse temporelle, et une loi empirique reliant les informations obtenues à la fréquence de coupure, a pu être dégagée:

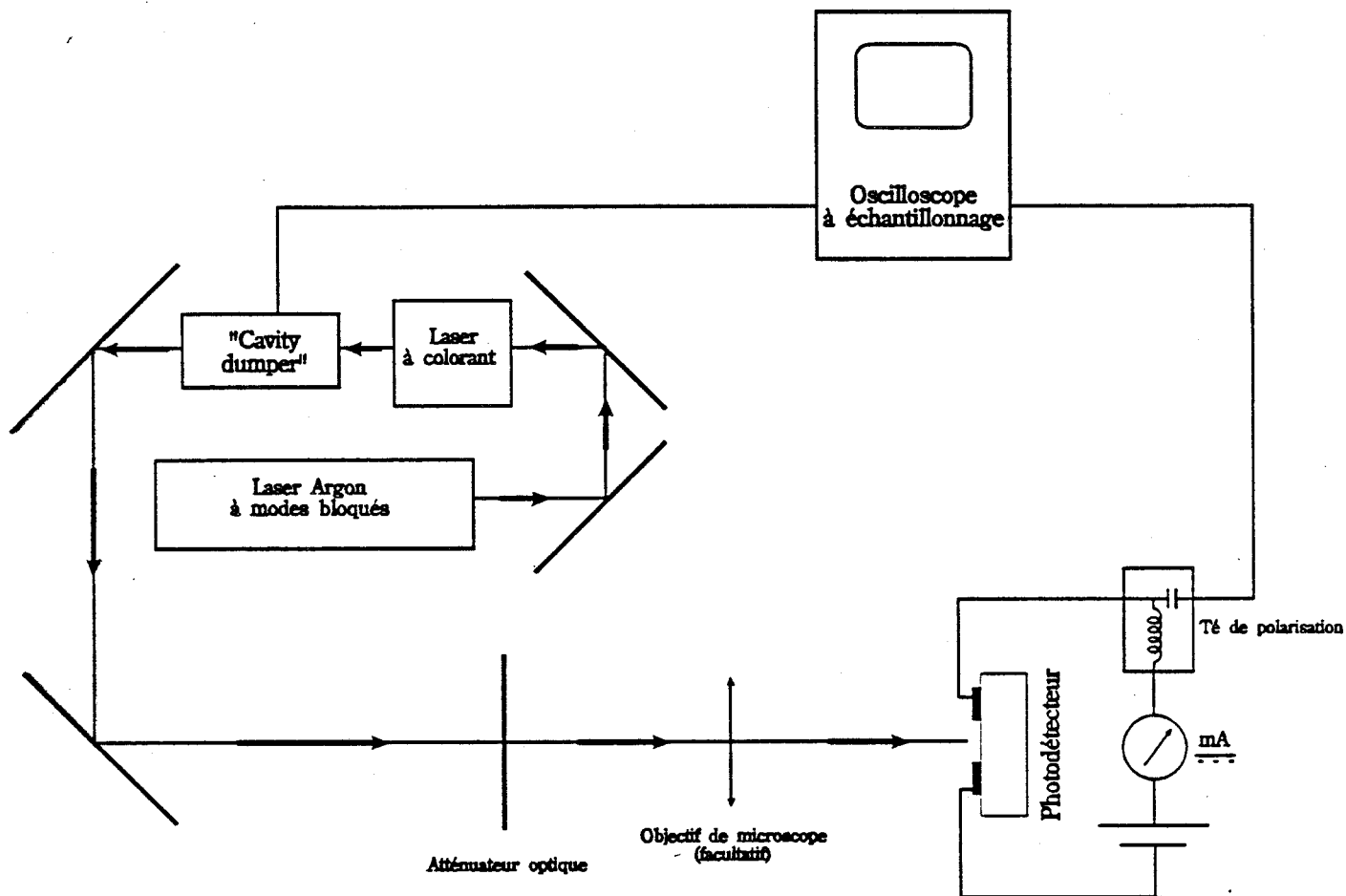


Fig.6: Banc de réponse impulsionnelle
à la longueur d'onde $\lambda = 0.54 \mu\text{m}$

$$f_c = 1/(\pi \cdot \tau_{des})$$

avec τ_{des} le temps de descente de l'impulsion pris entre 10% et 90% du maximum du signal.

Dans la pratique, il faut également tenir compte des éléments qui perturbent le signal:

- * le Té de polarisation.
- * l'oscilloscope à échantillonnage.

Une bonne approximation du temps de descente intrinsèque au composant, est donnée par:

$$(\tau_{des}^2)_{intrinsèque} = (\tau_{des}^2)_{mesuré} - 25^2 - 25^2$$

Où les temps de descente sont exprimés en picoseconde.

Compte tenu des meilleurs temps de descente que nous avons mesurés avec le laser $0.83\mu\text{m}$ (de l'ordre de 50ps), la limite haute fréquence de notre caractérisation se situe aux environs de 6GHz.

V- Banc de réponse impulsionnelle à la longueur d'onde $0.54\mu\text{m}$:

Ce banc de mesure (Fig.6) a été mis au point au laboratoire de Spectrochimie Infra-Rouge et Raman de l'Université de Lille I, il est constitué:

- * d'un laser argon à modes bloqués fournissant des impulsions lumineuses ($\lambda = 514.5\text{nm}$) de durée comprise entre 150 et 200ps avec une fréquence de répétition de 80MHz.

- * d'un laser à colorant pompé en synchronisme avec le laser précédent permettant d'obtenir des impulsions de longueur d'onde comprise entre $0.54\mu\text{m}$ et $0.65\mu\text{m}$. La durée de ces impulsions est comprise entre 1ps et 5ps avec une fréquence de répétition de 80MHz.

- * d'un "Cavity dumper" permettant une fréquence de répétition variable entre le coup par coup et 4MHz. La durée des impulsions est alors comprise entre 10ps et 20ps.

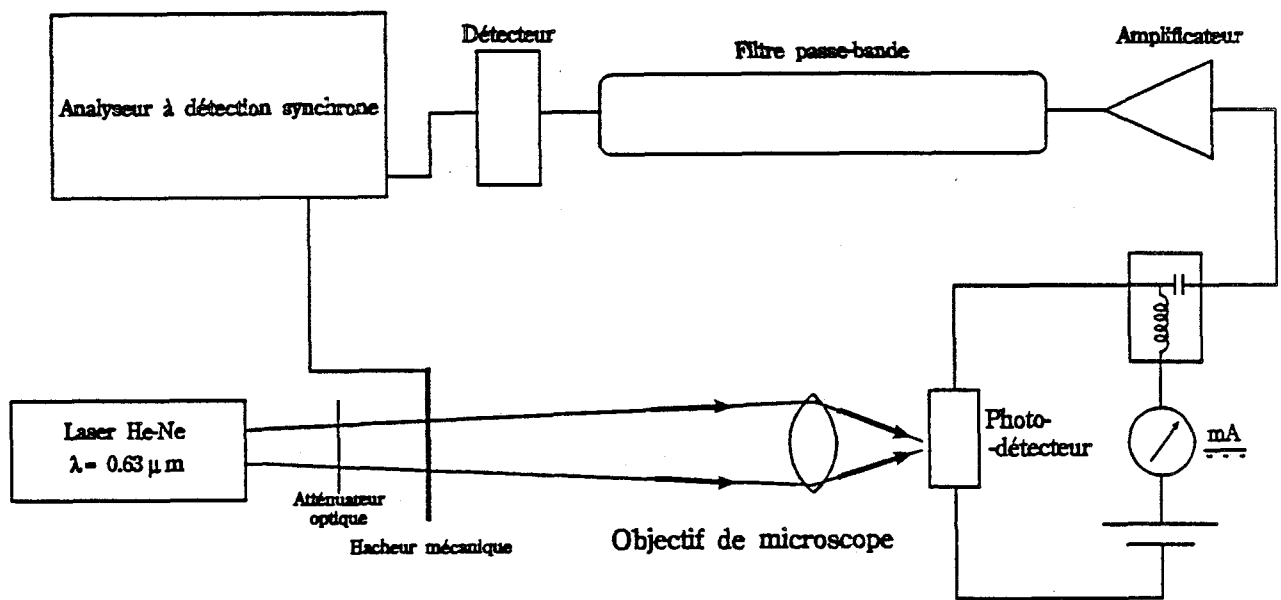


Fig.7: Banc de mesure du bruit d'éclairement à 30MHz dans une bande de 1MHz

La puissance moyenne des impulsions obtenues est de l'ordre de 50mW, celle-ci variant en d'assez grandes proportions suivant le type d'impulsions. l'éclairement peut être soit uniforme soit ponctuel, la focalisation est obtenue avec un objectif de microscope. La réponse du composant est toujours visualisée sur l'oscilloscope à échantillonnage.

VI- Banc de mesure du bruit dû à l'éclairement:

En éclairant le photodétecteur à tester avec une source lumineuse modulée en très basse fréquence, le bruit associé sera également modulé à cette même fréquence, tandis que les différents bruits thermiques ne le seront pas à priori. Il est alors possible d'extraire le bruit dû à l'éclairement.

Partant de ce principe, une technique comparable à celle utilisée dans d'autres laboratoires [2,3] a été mise au point par notre équipe [1]. La figure 7 donne le schéma synoptique du banc de caractérisation.

La source lumineuse est le laser Hélium-Néon précédemment cité. Le faisceau incident est modulé par un hacheur mécanique, afin d'obtenir un signal rectangulaire à une fréquence choisie égale à 1KHz.

L'analyse du bruit d'éclairement se fait dans une fenêtre de 1MHz (fixée par le filtre) centrée sur 30MHz. Le bruit est amplifié par l'intermédiaire de deux amplificateurs dont la somme des gains de 90dB, peut être diminuée par le biais d'un atténuateur électrique, pour ne pas saturer le détecteur quadratique qui délivre en sortie une tension proportionnelle à la puissance incidente (dans la mesure où cette puissance est inférieure à 1mW après amplification).

Un amplificateur à détection synchrone permet de mesurer la composante qui est synchronisée en fréquence et en phase avec le signal lumineux incident. Cette composante est la tension délivrée par le détecteur quadratique, qui est proportionnelle à la puissance de bruit d'éclairement amplifiée (le coefficient de proportionnalité étant égal à la sensibilité du

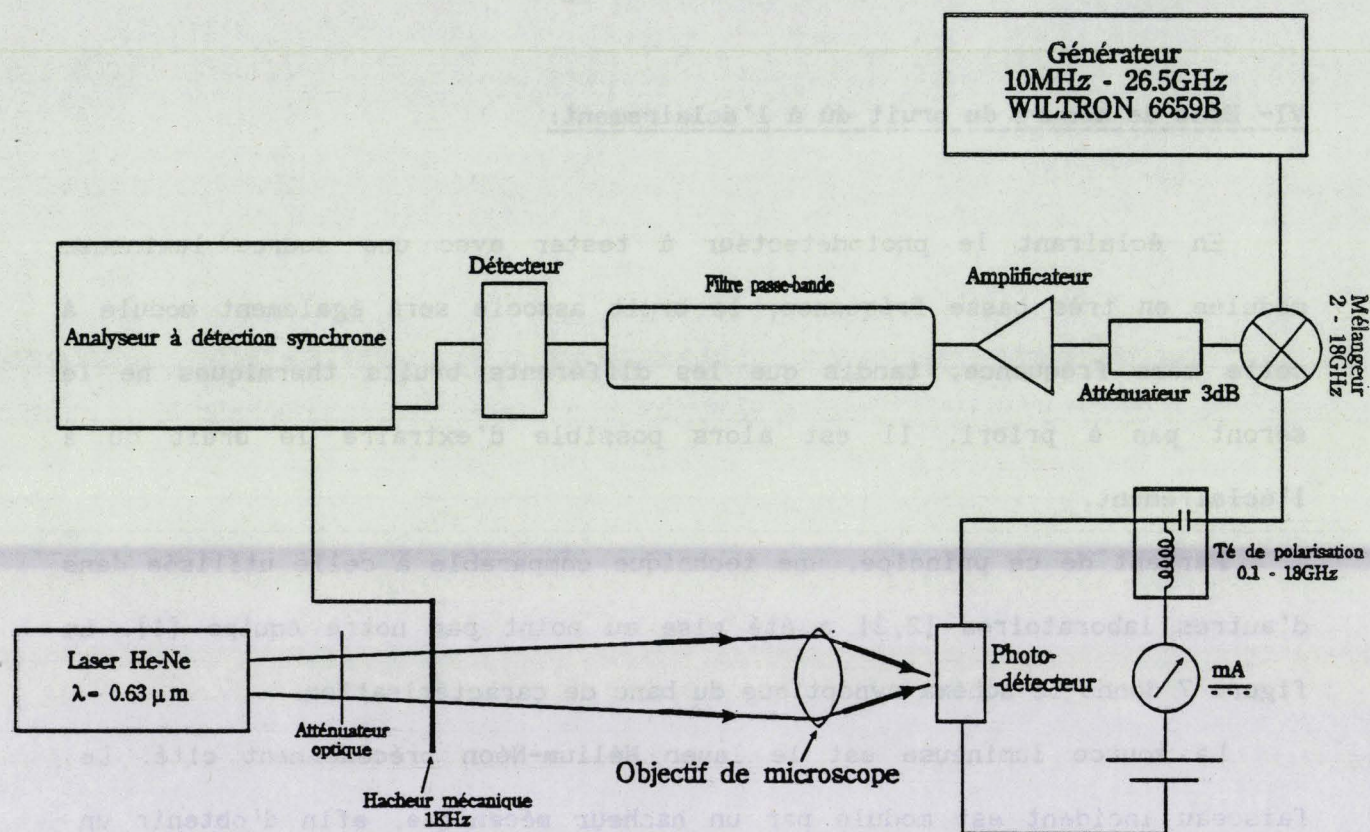


Fig.8: Banc de mesure du bruit d'éclairement à 30MHz pour une excursion en fréquence de 2 à 18GHz (Bruit micro-onde).

détecteur quadratique).

L'étalonnage de la chaîne d'amplification a été réalisé en remplaçant le photodétecteur par un synthétiseur et a permis de relier le signal basse fréquence à la puissance lumineuse incidente par la relation [1]:

$$N_{dBm} = -136 + 10 \cdot \text{Log}(V_{\mu V})$$

Où N_{dBm} est la puissance de bruit en dBm et $V_{\mu V}$ la tension, en μV , mesurée par la détection synchrone. Cette relation a été vérifiée sur des composants de test (photodiode PIN) pour lesquels le bruit d'éclairement a été étudié en fonction du photocourant. La validité de la méthode de mesure a pu ainsi être établie, tant sur le plan qualitatif que sur le plan quantitatif, les variations du bruit en fonction du photocourant et les niveaux mesurés correspondant à la loi:

$$\langle i^2 \rangle = 2 \cdot q \cdot I_{ph} \cdot B$$

VII- Bruit dans la gamme 2-18GHz: Bruit micro-onde.

La technique de caractérisation précédente permet d'étudier le comportement (loi d'évolution, facteur d'excès de bruit,...) des photodétecteurs pour des fréquences moyennes. Cependant, il est intéressant de déterminer l'évolution de ce comportement en fonction de la fréquence. De plus étant donné que l'évolution du bruit en fonction de la fréquence est tout à fait semblable à celle du photocourant [4], la détermination de la fréquence de coupure du composant devient directement réalisable. Aussi, nous avons mis au point une technique de mesure de bruit d'éclairement [5], dans la gamme 2-18GHz basée sur la technique précédente. Dans le montage de la figure 7, nous avons inséré entre le Té de polarisation (0.1-18GHz) et le premier amplificateur, un mélangeur de fréquence large bande (2-18GHz). L'excursion en fréquence est obtenue grâce au générateur WILTRON (10MHz-26.5GHz). L'ensemble du schéma synoptique, incluant le banc de mesure à 30MHz et les modifications apportées, est présenté Fig.8. Etant donné les limites imposées par les différents éléments constituant la chaîne de mesure

(Té de polarisation, boîtier, câbles et connectiques), nous avons limité notre étude aux fréquences comprises entre 2 et 18GHz.

L'étalonnage de la chaîne de mesure du bruit est modifié par:

- * les pertes d'insertion du mélangeur que nous pouvons déterminer, dans la gamme 2-18GHz, à l'aide du mesureur de bruit HP 8570A.

- * le doublement du niveau de bruit détecté par rapport au niveau de bruit théorique, puisqu'à une fréquence f_0 , donnée par l'oscillateur local, le bruit d'éclairement contient à la fois la composante à la fréquence $f_0 + 30\text{MHz}$ et celle à la fréquence $f_0 - 30\text{MHz}$. Nous pouvons nous affranchir de cette situation en incluant un atténuateur électrique 3dB, qui, de plus, permet une adaptation sommaire du composant, mais dont il faudra tenir compte lors de l'étalonnage.

BIBLIOGRAPHIE DE L'ANNEXE

[1]: Gouy J.P.

Thèse de doctorat, Lille, 1989.

[2]: Boisrobert C., Joindot I., Robinet M. and Blouet M.J.

L'onde électrique, Vol. 63, 6-7, pp. 43-51, 1983.

[3]: Wada O., Hamaguchi H., Le Beller L. and Boisrobert C.Y.

Electron. Lett., Vol. 24, N°. 25, pp. 1574-1575, 1988.

[4]: Van der Ziel A.

Noise, New-York: Prentice Hall Inc., 1954.

[5]: Gouy J.P., Vilcot J.P., Decoster D., Riglet P., Patillon J.N.

and Martin G.

Microwave and Optical Technology Lett., Vol. 3, N°. 2, pp. 47-49, 1990.

PUBLICATIONS :

*** M. Constant, L. Boussekey, F. Oustati, D. Decoster, J.P. Vilcot, A. Aboudou**

"Utilisation d'un laser picoseconde pour l'étude de photodétecteurs sur matériaux III-V"

Bulletin de la Société Française de Physique, 1990.

*** S. Aboulhouda, J.P. Vilcot, M. Razeghi, D. Decoster, M. François, S. Maricot, A. Aboudou**

"III-V Monolithic Resonant Photoreceiver Using Local Epitaxy and Large Lattice Mismatch Material"

Microwave and Optical Technology Letters, May 1991.

*** A. Aboudou, J.P. Vilcot, D. Decoster, A. Chenoufi, E. Delhayé, P. Boissenot, C. Varin**

"Ultralow dark current GaAlAs/GaAs MSM photodetector"

Electronics Letters, Vol. 27, No. 10, pp. 793-795, 1991

*** A. Aboudou, J.P. Vilcot, D. Decoster, E. Dogheche, M. Constant, E. Delhayé, P. Boissenot, C. Varin**

"Influence of the lateral straggle of implanted ions on optoelectronic properties of AlGaAs/GaAs photoconductors"

Chemtronics, à paraître (1991)

*** A. Aboudou, J.P. Vilcot, D. Decoster, E. Delhayé**

"GaAlAs/GaAs planar photoconductors and MSM photodetectors monolithically integrated with HIGFET's : Application for optical clock distribution"

IEE Proceedings Part J on Semiconductor Optoelectronics, à paraître (1991).

COMMUNICATIONS :

*** E. Delhayé, P. Boissenot, D. Decoster, J.P. Vilcot, A. Aboudou, C. Varin, J. Maluenda, F. Deschamps**

"Monolithic integration of submicrometer photodetectors with GaAlAs HIGFET's for optical control of digital IC's"

177th Meeting of the Electrochemical Society, SOTAPOCS XII, Montreal, Quebec, Canada, 6-11 May 1990

*** M. Constant, L. Boussekey, F. Oustati, D. Decoster, J.P. Vilcot, A. Aboudou**

"Utilisation d'un laser picoseconde pour l'étude de photodétecteurs sur matériaux III-V"

COLOG'2, Lille, Octobre 1990

*** S. Aboulhouda, A. Aboudou, D. Decoster, J.P. Vilcot, A. Fattorini**

"Etude de photodétecteurs MSM. Application aux photorecepteurs résonants intégrés monolithiquement en hyperfréquences"

Journées Nationales de Microélectronique et Optoélectronique III-V, Aussois, 12-14 Mars 1990

*** A. Aboudou, J.P. Vilcot, D. Decoster, E. Delhayé**

"GaAlAs/GaAs planar photoconductors and MSM photodetectors integrated with HIGFET's"

Semiconductor and Integrated Optoelectronics Conference SIOE'91, UWCC, Cardiff, Grande Bretagne, 25-27 March 1991

ABSTRACT

The purpose of this thesis is to demonstrate the possibility of optically controlling a digital circuit associated with a photodetector, at frequencies beyond 1GHz.

The two first chapters are dedicated to the study of two types of photodetectors : the GaAs photoconductor with a doped or a non intentionally doped active layer, and the MSM photodetector on GaAs. Numerical models are also presented ; they allow us, in conjunction with the experimental results we obtained, to better understand the conduction and photoconduction phenomena intervening in each of the three cases and consequently the major characteristics of each photodetector.

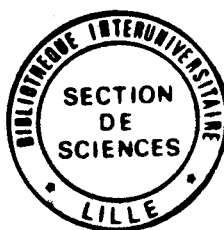
In the third chapter, we study the monolithic integration of a GaAlAs/GaAs photoconductor with a logic circuit made of MISFET transistors, the function of which is to divide by two the frequency of the electrical signal modulating the laser beam. After a preliminary study of the performance of the photoconductor and of the influence of the electrodes spacing, a first divider is realized ; it allows the division by two up to a frequency of 200MHz. This preliminary study allowed us to realize a second divider, where, this time, the location and geometric structure of the photoconductor were optimized, in such a way that the division by two could be achieved up to 1.2GHz with a minimum modulated optical power of the order of only 500nW.

In the fourth chapter, we replace the photoconductor in the integrated circuit with a GaAlAs/GaAs MSM of similar geometrical structure. Here also, the division by two was achieved up to 1.2GHz with the same optical power threshold. One of the indications that we can deduce from this study is the quasi-identical behaviour of the two photodetectors at high frequencies.

In the fifth chapter, we demonstrate experimentally, after the theoretical validation, the feasibility of a GaAs MSM monolithically integrated with a $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ dielectric optical waveguide. The results obtained are very encouraging and allow us to foresee the possibility of realizing an optically controlled digital circuit and in which the optical signal distribution is achieved through dielectric waveguides.

Key words :

Optical interconnections
Photoconductor
MSM photodetector
GaAs
GaAlAs/GaAs
III-V monolithic integration
III-V logic circuit
Dielectric optical waveguide



RESUME

L'objet de cette thèse est de démontrer la possibilité de commander optiquement un circuit numérique associé à un photodétecteur au delà de 1GHz.

Les deux premiers chapitres sont consacrés à l'étude de deux types de photodétecteurs : le photoconducteur GaAs à couche active dopée ou non intentionnellement dopée, et le photodétecteur MSM sur GaAs. Des modèles numériques sont notamment présentés, ils nous permettent, associés aux résultats expérimentaux que nous avons obtenus, de mieux comprendre les phénomènes de conduction et de photoconduction mis en jeu dans chacun des trois cas et de dégager ainsi les principales caractéristiques de chaque photodétecteur.

Dans le troisième chapitre, nous étudions l'intégration monolithique d'un photoconducteur GaAlAs/GaAs et d'un circuit logique constitué de transistors de type MISFET, dont la fonction est la division par deux de la fréquence du signal électrique modulant le rayon laser. Après une étude préalable des performances du photoconducteur et de l'influence de la distance interélectrode, un premier diviseur est réalisé ; il permet une division par deux jusqu'à une fréquence de l'ordre de 200MHz. Cette étude préliminaire nous a permis de réaliser un deuxième diviseur où cette fois-ci l'emplacement et la structure géométrique du photoconducteur ont été optimisés, de sorte que la division par deux a pu être effectuée jusqu'à 1.2GHz avec une puissance optique modulée minimale de l'ordre de 500nW seulement.

Dans le quatrième chapitre, nous remplaçons dans le circuit intégré, le photoconducteur par un MSM GaAlAs/GaAs de structure géométrique semblable. Ici aussi la division par deux est effectuée jusqu'à 1.2GHz avec le même seuil de puissance optique. L'un des enseignements que l'on peut tirer de cette étude est le comportement quasi-identique des deux photodétecteurs en hautes fréquences.

Dans le cinquième chapitre, nous démontrons expérimentalement, après l'avoir validé théoriquement, la faisabilité d'un MSM GaAs intégré monolithiquement à un guide optique diélectrique $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$. Les résultats obtenus sont très encourageants et laissent envisager la possibilité de réaliser un circuit numérique commandé optiquement et dont la distribution du signal optique s'effectue à l'aide de guides diélectriques.

Mots clés :

- Interconnexions optiques
- Photoconducteur
- Photodétecteur MSM
- GaAs
- GaAlAs/GaAs
- Intégration monolithique III-V
- Circuit logique III-V
- Guide optique diélectrique