

50376
1994
281

50376 162 572
1994
281

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité: Electronique

par

Iman Sobhy ASHOUR

ETUDE DE PHOTODETECTEURS METAL-SEMICONDUCTEUR-METAL POUR DES APPLICATIONS MICRO-ONDES

Soutenue le 25 Novembre 1994 devant la commission d'examen:

Membres du Jury: MM

G.SALMER

Président USTL

D.DECOSTER

Directeur de Thèse USTL

J.P.DUCHEMIN

Rapporteur THOMSON, ORSAY

N.BOUADMA

Rapporteur CNET Bagneux

J.M.LOURTIOZ

Examinateur IEF, Univ. Paris-Sud

O.L.EL SAYED

Examinateur Univ. du Caire

R.FAUQUEMBERGUE

Examinateur Univ. de Lille



à mes parents

à mon marie

à ma fille

à ma soeur

Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquence et Semiconducteur de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord, de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, département dirigé par le professeur G. Salmer, 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 Optoélectroniques qu'il dirige, en me proposant le sujet de ce travail dont il 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.

Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à Monsieur J.P. Duchemin, Responsable du Groupe Optoélectronique Appliquée au Laboratoire Central de Recherches de Thomson, qui me fait l'honneur de juger ce travail et d'en être rapporteur.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur N. Bouadman du Centre National d'Etudes des Télécommunications, pour l'honneur qu'il m'accorde en jugeant ce travail et en étant rapporteur.

Je fais part de ma profonde gratitude à Monsieur J.M. Lourtioz, Directeur de Recherches au CNRS à l'Institut d'Electronique Fondamentale, Université de Paris-Sud, qui a bien voulu me faire l'honneur de juger ce travail, en acceptant de participer au jury de thèse.

Je tiens à témoigner particulièrement ma reconnaissance à Monsieur O.L. El-Sayed, Professeur à l'Université du Caire et Conseiller Culturel d'Egypte en France pour son soutien moral et pour l'honneur qu'il m'accorde de participer à ce jury de thèse.

Je voudrais remercier Monsieur R. Fauquemberg, Professeur de l'Université des Sciences et Technologies de Lille qui me fait l'honneur de participer à ce jury d'examen.

Je tiens particulièrement à remercier Monsieur J.P. Vilcot, chargé de recherches au CNRS pour sa disponibilité et pour l'ensemble de ses qualités tant scientifiques qu'humaines dont il m'a fait généreusement profiter.

Je voudrais témoigner de ma reconnaissance à Monsieur J. Harari, maître de conférence à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, pour son aide durant mon travail, je l'en remercie.

Mes remerciements vont également à Monsieur J.P. Gouy, chargé de recherche au CNRS.

Je voudrais associer à ce travail tous les membres de l'équipe Optoélectronique de L'IEMN pour l'ambiance amicale et agréable durant ces années, et en particulier F.Journet, O.Rabii, S.Maricot, R. Hamelin, J. Van De Castele, et A. Jabran.

Mes remerciements sont adressés également à Monsieur Eric Peredo chercheur au Laboratoire de Spectrochimie Infrarouge et Raman, personnels et chercheurs de l'équipe matériaux semiconducteurs de l'IEMN pour leurs aides durant ces années.

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

Sommaire

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE I PRINCIPES DE BASE

1. Généralités sur la photodétection	I.1
1.1. Génération des porteurs	I.1
1.2. Génération du photocourant	I.3
1.3. Coefficient de réponse	I.3
1.3.1. Facteurs limitant la coefficient de réponse	I.4
1.4. Temps de réponse	I.4
2. Composants pour la photoréception	I.4
2.1. Les photoconducteurs	I.5
2.2. Les photodiodes	I.7
2.2.1. La photodiodes P-N	I.7
2.2.1. La photodiode PIN	I.7
2.2.3. La photodiode à avalanche	I.8
3. Photodétecteur métal-semiconducteur-métal	I.8
3.1. Contact Schottky	I.9
3.1.1. Diode non-polarisée	I.9
3.1.2. Diode polarisée	I.10
3.2. Structure de la photodiode métal-semiconducteur-métal (MSM)	I.11
3.2.1. Principe de fonctionnement	I.11
4. Choix des matériaux pour la photoréception	I.14
4.1. Propriétés physiques et électroniques du GaAs	I.14
4.2. Choix et propriétés générales de GaInAs et AlInAs	I.15
4.2.1. Propriétés physiques et électroniques des alliages GaInAs et AlInAs	I.15
4.2.2. Interface AlInAs/GaInAs	I.16
5. Conclusion	I.17
Bibliographie	I.18

CHAPITRE II
MODELISATION DE LA PHOTODIODE METAL-SEMICONDUCTEUR-METAL
AlInAs/GaInAs

1. Introduction	II.1
2. Hypothèses et équations de base	II.1
3. Méthode de calcul	II.4
3.1. Algorithme	II.5
3.2. Structure du dispositif et maillage	II.7
3.3. Simulation du contact Schottky	II.8
3.4. Simulation de l'hétérojonction	II.9
3.5. Résolution de l'équation de Poisson	II.9
3.6. Intégration des équations de continuité	II.13
4. Comparaison théorie - expérience	II.16
4.1. Etude expérimentale	II.16
4.1.1. Rendement quantique des photodiodes	II.17
4.1.2. Réponse fréquentielle des photodiodes MSM	II.18
4.2. Etude théorique	II.18
5. Conclusion	II.20
Bibliographie	II.21

CHAPITRE III
APPLICATION MICRO-ONDES DE LA PHOTODIODE MSM

1. Introduction	III.1
2. Etude d'un MSM adapté aux grandes longueurs d'onde (1.3 μ m-1.55 μ m)	III.2
2.1. Effet de l'hétérojonction	III.2
2.1.1. Avantages de l'hétérostructure AlInAs/GaInAs	III.2
2.1.2. Inconvénients de l'hétérostructure AlInAs/GaInAs	III.3
2.1.3. MSM AlInAs/Gradualité/GaInAs	III.4
2.2. Influence de la distance interdoigts	III.4
2.3. Effet de la tension de polarisation	III.5
2.4. Influence de l'épaisseur de la couche absorbante	III.6
2.5. Comparaison MSM optimisés à 17 GHz et 60 GHz	III.6
2.6. Amélioration du coefficient de réponse	III.7
3. Etude d'une photodiode MSM fonctionnant aux courtes longueur d'onde (GaAs)	III.8
3.1. Vitesse des porteurs	III.8
3.2. Réponse à un échelon de puissance optique	III.9
3.3. Influence de l'épaisseur de la couche absorbante	III.10
3.4. Effet de la tension de polarisation	III.11
3.5. Influence de la distance interdoigts	III.11
4. Intégration d'un photodétecteur MSM avec un guide optique	III.11
4.1. Introduction	III.11
4.2. Structure du guide optiques semiconducteur	III.12
4.3. MSM intégré à un guide optique	III.13
4.3.1. Rendement quantique du MSM guide	III.13
4.3.2. Effet de la capacité du MSM	III.15
4.3.3. Réponse électrique du MSM-guide	III.15
5. Conclusion	III.18
Bibliographie	III.19

CHAPITRE IV
REPONSE DYNAMIQUE DE LA PHOTODIODE MSM SOUS FORTE PUISSANCE

1. Introduction	IV.1
2. Mécanismes	IV.2
2.1. Effets de charge d'espace	IV.2
2.2. Effets de dépolarisation du dispositif	IV.2
2.3. Domaine de fonctionnement non-linéaire	IV.3
3. Modèle mathématique	IV.3
3.1. Equations de base	IV.3
3.2. Condition aux limites	IV.4
3.3. Organigramme	IV.5
4. Structure du MSM étudié	IV.6
4.1. Effet du temps de transit	IV.6
4.2. Effet de la capacité du MSM	IV.7
5. Comportement non-linéaire d'une photodiode MSM	IV.8
5.1. Effet de charge d'espace seul	IV.9
5.2. Effets combinés de charge d'espace et de dépolarisation du dispositif	IV.11
6. Comparaison du comportement non-linéaire du MSM et de la photodiode PIN	IV.12
6.1. Généralités sur la photodiode PIN	IV.12
6.2. Puissance délivrée en basse fréquence	IV.12
6.3. Modèle mathématique	IV.14
7. Conclusion	IV.16
Bibliographie	IV.17

CONCLUSION GENERALE

Introduction Générale

INTRODUCTION GENERALE

Les composants optoélectroniques font l'objet déjà, depuis plusieurs années, de nombreux perfectionnements notamment liés à la transmission de signaux digitaux de débits de plus en plus élevés. Des débits de l'ordre de 25Gbit/s sont déjà avancés et pour ce faire, il a fallu concevoir des émetteurs et récepteurs ayant des fréquences de coupure de plus en plus élevées [1-5]]. Ces composants sont alors à même de transmettre, non plus des signaux digitaux, mais des signaux micro-ondes et il devient envisageable de les utiliser pour la réalisation de fonctions hyperfréquences.

Dans ces conditions un nouveau domaine de la physique est actuellement en développement, il s'agit de l'opto-hyperfréquence dont les applications potentielles peuvent être nombreuses: alimentation optique d'antennes à balayage, communications avec les mobiles, déport d'antennes, lignes à retard,.....

Ces applications s'appuient généralement soit sur la transmission de signaux hyperfréquences par fibre optique, soit sur le contrôle optique de fonctions hyperfréquences. Dans presque tous les cas, il est nécessaire de disposer de photodétecteurs rapides et sensibles. La photodiode PIN est, de ce point de vue, le photodétecteur qui semble le mieux adapté. Cependant, étant donné sa facilité d'intégration monolithique avec des circuits hyperfréquences actifs ou passifs, le photodétecteur métal-semiconducteur-métal semble (MSM) être une solution fort attrayante pour la réalisation de circuits et fonctions opto-hyperfréquences. Dans ce contexte, il paraît fort intéressant de pouvoir évaluer les performances de ces photodétecteurs en fonction de leur structure et leur principaux paramètres caractéristiques (géométrie, épitaxie,..). Cette évaluation doit pouvoir concerner des photodétecteurs MSM de la filière GaAs, puisque la plupart des circuits intégrés monolithiques hyperfréquences (MMIC) sont fabriqués en fonderie sur GaAs. Mais il est également important d'effectuer cette évaluation en filière InP, puisque c'est celle qui est retenue maintenant pour les systèmes de télécommunications optiques modernes.

Deux objectifs motivent actuellement nos recherches en photodétecteurs rapides. Il s'agit d'une part d'augmenter la fréquence de coupure pour atteindre un fonctionnement dans le domaine millimétrique (60GHz: transmission avec les mobiles), d'autre part la détection sous forte puissance optique en hyperfréquence.

C'est pourquoi ce mémoire est consacré à la modélisation des photodétecteurs métal-semiconducteur-métal (MSM) AlInAs/GaInAs et GaAs adaptés à la détection aux grandes et courtes longueurs d'onde respectivement, pour l'étude de la réponse fréquentielle en régime de petits signaux, et l'étude de la réponse électrique non-linéaire en régime de grands signaux.

Dans le chapitre I, nous présentons quelques généralités sur la photodétection et sur le choix des matériaux utilisés pour la réalisation des photodiodes en général et des MSM en particulier.

Dans le deuxième chapitre nous présentons un modèle physique bidimensionnel fondé sur l'équation de Poisson, les équations de continuité, et les équations de courant. Ce modèle, introduit le caractère bidimensionnel que présente le MSM. Ainsi, il nous est possible de déterminer l'influence de chaque paramètre sur les performances de la structure notamment en hautes fréquences. Pour valider notre étude, ces résultats théoriques seront confrontés à un certain nombre de résultats expérimentaux obtenus sur des MSM fabriqués au laboratoire sur AlInAs/GaInAs.

Dans le troisième chapitre, nous étudions de façon exhaustive le comportement dynamique de la photodiode MSM en fonction des paramètres de structure et des caractéristiques du matériau choisi. Deux types de filières seront envisagées: GaAs et InP, correspondant à des transmissions optiques aux longueurs d'onde $0.8\mu\text{m}$ et $1.3\mu\text{m}$ ou $1.55\mu\text{m}$. Dans ce chapitre nous étudions trois types différents d'éclairement, éclairement par dessus, éclairement par dessous, et éclairement par guide optique.

L'objet du quatrième chapitre, sera l'étude de la réponse électrique non-linéaire de la photodiode MSM en régime de grands signaux et l'influence de la tension de polarisation sur cette réponse. Enfin, nous présentons une comparaison entre la réponse électrique non-linéaire des photodiodes PIN et MSM.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] B.J. Ban Zeghbreock, W. Patrick, J.M. Halbout, and P. Vettiger, " 105 GHz bandwidth metal-semiconductor-metal photodiode," IEEE Electron Dev. Lett..., vol. EDL-9, pp.527-529, 1988
- [2] Y.G. Wey, D.L. Crawford, K. Giboney, J.E. Bowers, M.J. Rodwell, P. Silvestre, M.J. Hafich, and G.Y. Robinson, " Ultrafast graded double-hetrostructure GaInAs/InP Photodiode," Appl. Phys. Lett., vol. 58, pp. 2156-2158, 1991
- [3] M.Ito, T.Kumai, H.Hamaguchi, M.Makiuchi, K.Nakai, O.Wada, and T.Sakurai, "High-speed monolithically integrated GaAs photoreceiver using a metal-semiconductor-metal photodiode", Appl. Phys. Lett., 47(11), p.1129, 1985
- [4] L.F.Eastman, " High speed optical devices and their integration with transistors," Integrated Optics and Optoelectronics, vol. CR 45, OE/LASE'93,SPIE meeting, pp. 452-458, 21-23 Jan. 1993, Los Angeles, California, USA
- [5] L.F. Lester, K.C. Hwang, P.Ho, J. Mazurowski, J.M. Ballingall, John Sutliff, S. Gupta, J. Whitaker, and S.L. Williamson, " Ultrafast longwavelength photodetectors fabricated on low-temperature InGaAs on GaAs," IEEE Photonics Tech. Lett., vol. 5, No.5, pp. 511-514, May 1993

Chapitre I

CHAPITRE I

PRINCIPES DE BASE

Dans ce chapitre, nous présentons les principes de base du fonctionnement des photodétecteurs et, en particulier, le photodétecteur MSM (métal-semiconducteur-métal). Nous présentons également sa structure et les différents paramètres qui influencent le comportement du photodétecteur MSM.

1. Généralités sur la photodétection

1.1. Génération des porteurs

Un détecteur optique est un dispositif électronique qui permet de convertir l'énergie optique en énergie électrique par absorption des photons incidents et génération de porteurs de charge. La condition fondamentale pour la création des paires électron-trou donnant naissance au photocourant est que l'énergie du rayonnement lumineux incident $h\nu$ soit supérieure à la largeur de bande interdite du semiconducteur [1]:

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

Il apparaît une longueur d'onde λ_0 , dite de seuil photoélectrique, définie par la valeur de la bande interdite:

$$\lambda_0(\mu\text{m}) = \frac{1,24}{E_g(\text{eV})} \quad (2)$$

λ_0 définit ainsi la limite supérieure du domaine spectral d'absorption.

On peut définir, pour chaque matériau semiconducteur, une longueur d'onde de coupure au delà de laquelle le phénomène de photocréation de porteurs ne pourra plus avoir

lieu. La longueur d'onde de coupure de quelques matériaux semi-conducteur est donnée dans le tableau (I. 1).

matériau	Si	Ge	GaAs	InAs	InP	GaP	GaAlAs	GaInAs	GaInAsP
E_g (eV)	1.12	0.66	1.42	0.36	1.35	2.26	1.7	0.75	0.75→1.35
λ_c (μm)	1.11	1.88	0.87	3.44	0.92	0.55	0.73	1.65	0.92→1.65

Tableau (I. 1): *Longueur d'onde de coupure pour différents matériaux à 300K*

L'absorption de la lumière en fonction de la pénétration dans le matériau s'effectue selon une loi exponentielle:

$$\phi(x) = \phi_0 e^{-\alpha x} \quad (3)$$

avec:

$\phi(x)$: flux de photons dans le semiconducteur à l'abscisse x

ϕ_0 : flux de photons à la surface

α : coefficient d'absorption

Le coefficient d'absorption α dépend essentiellement de la nature du semiconducteur et de la longueur d'onde du rayonnement incident.

L'absorption des porteurs par le semiconducteur suivant la loi (3) conduit à la génération de paires électron-trou. Le taux de génération de ces porteurs s'exprime par:

$$G(x) = (P_0/h\nu) \alpha e^{-\alpha x} \quad (4)$$

où P_0 est la puissance lumineuse à $x=0$

En tenant compte des phénomènes de réflexion, le taux de génération devient:

$$G(x) = (P_0/h\nu) (1-R) \alpha e^{-\alpha x} \quad (5)$$

Le coefficient de réflexion R , dépend de la nature du semiconducteur. Ce coefficient de réflexion peut être réduit par dépôt d'une couche anti-réfléchissante sur la face éclairée du dispositif.

1.2. Génération du photocourant

Dans un photodétecteur, les paires électron-trou sont séparées par le champ électrique, les électrons et les trous rejoignant respectivement l'une ou l'autre des électrodes. Les mécanismes précis mis en jeu dépendent de la structure du photodétecteur: photodiode, photoconducteur... Il s'ensuit un courant de charges dans le circuit extérieur permettant de rétablir la neutralité électrique du matériau.

1.3. Coefficient de réponse

Le rapport du nombre d'électrons collectés au nombre de photons incidents caractérise l'efficacité de collection du photodétecteur, et est appelé rendement quantique externe. On caractérise plus communément le coefficient de réponse du photodétecteur par le rapport S (exprimé en A/W) du photocourant recueilli à la puissance optique qu'il reçoit:

$$S(\lambda) = I_{ph}(\lambda)/P_o(\lambda)$$

Ces deux grandeurs sont liées par la relation suivante:

$$\eta(\lambda) = S(\lambda) hc/q\lambda$$

ou

$$\eta(\lambda) = \frac{1.24}{\lambda(\mu m)} S(\lambda)$$

Le coefficient de réponse est un paramètre qui dépend des caractéristiques géométriques du photodétecteur (profondeur et extension de la jonction de la photodiode) ainsi que de la nature du matériau employé (coefficient d'absorption, longueur de diffusion...).

1.3.1. Facteurs limitant le coefficient de réponse

- Compte tenu de la différence des valeurs des indices de réfraction du matériau semiconducteur ($n_s \approx 3$) et de l'air ($n_a=1$), le coefficient de réflexion R associé à l'interface air-semiconducteur vaut environ 0.3. Ainsi, une fraction importante des photons incidents est réfléchi à la surface. Cette perte de lumière peut être réduite à moins de 5% en déposant une couche antiréfléchissante (CAR).

- La sensibilité est affectée aussi par les imperfections du réseau et par la présence des défauts en surface agissant comme des centres de recombinaison - génération.

1.4. Temps de réponse

Le temps de réponse tient compte de deux contributions principales:

- La rapidité intrinsèque du photodétecteur, qui est limitée par le temps de collection des porteurs, temps qui sépare la création de paires électron-trou de la collection de ces mêmes porteurs au niveau des électrodes. C'est une fonction du matériau, du champ électrique qui y règne, de la vitesse des porteurs et de l'épaisseur des zones qu'ils traversent.

- La constante de temps de charge du circuit du photodétecteur, qui est, de façon simplifiée, le produit de la résistance de charge R par la somme de la capacité de jonction du photodétecteur et de la capacité parasite du circuit.

2. Composants pour la photoréception

Les composants à semiconducteur pouvant être utilisés pour la détection de signaux optiques en télécommunications par fibres optiques sont:

- les photoconducteurs
- les photodiodes (PN - PIN - Avalanche)
- Etant donnée leur importance dans ce travail, nous consacrons un paragraphe spécial aux photodétecteurs métal-semiconducteur-métal (MSM).

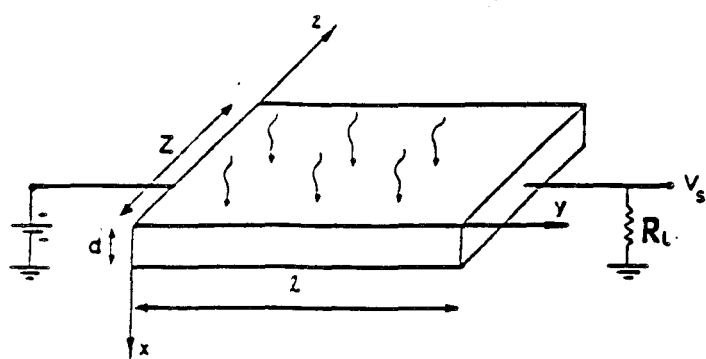


Fig. (I. 1): Principe de la cellule photoconductrice

2.1. Les photoconducteurs

Comme nous l'avons vu au début de ce chapitre, un électron peut passer de la bande de valence à la bande de conduction, dans un semiconducteur de gap E_g , par absorption d'un photon à la fréquence ν . Tant que l'électron reste dans la bande de conduction, il entraînera une augmentation de la conductivité électrique du semiconducteur. C'est ce phénomène de photoconductivité qui est le mécanisme de base des photoconducteurs. Le circuit de polarisation classique d'un photoconducteur est donné figure(I. 1). Une source de tension débite un courant I dans le semiconducteur par l'intermédiaire de deux contacts ohmiques. Toute augmentation de la conductivité du matériau, donc de la conductance du barreau photoconducteur, entraîne une augmentation du courant I dans le circuit et, par conséquent, une augmentation de la tension aux bornes de la résistance de charge R_L .

L'épaisseur du barreau photoconducteur est choisie en fonction du coefficient d'absorption ou de la profondeur de pénétration de la lumière utilisée pour ce matériau semiconducteur.

Le paramètre caractéristique d'un photoconducteur est son gain, défini comme le rapport du nombre de charges recueillies dans le circuit extérieur au nombre de photons incidents. Le gain du photoconducteur est généralement nettement supérieur à l'unité. Ce résultat provient des mécanismes de piégeages intrinsèques du matériau [14]. 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. Par suite, la durée de vie de la paire électron-trou n'est plus donnée par le temps de transit mais est régie par des mécanismes de piégeages. Aussi, ce gain peut encore s'écrire, si η est le rendement quantique:[1]

$$G_0 = \eta T_v/T_t$$

c'est à dire en fonction du rapport de la durée de vie T_v des paires électron-trou avec le temps de transit T_t des porteurs à travers le barreau semiconducteur. Le gain dépend aussi du matériau semiconducteur utilisé puisque la mobilité des porteurs détermine le temps de transit et la nature des piégeages, leur durée de vie.

Les performances dynamiques d'un photoconducteur sont données par son gain dynamique qui, si le photoconducteur est soumis à une modulation optique sinusoïdale, s'exprime en fonction de la fréquence f de modulation par [1]:

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

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

La fréquence de coupure à -3dB du photoconducteur est:

$$f_c = 1/2\pi T_V$$

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 du photoconducteur, pour un matériau et une structure donnée. Son produit gain-bande est:

$$G_0 B = \eta/2\pi T_t$$

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 interélectrodes.

Les photoconducteurs III-V ont été largement étudiés au laboratoire [14,15], ainsi que les possibilités d'intégration monolithique de ce dispositif avec des transistors à effet de champ [16] et leur intégration monolithique avec un guide optique [17].

Des performances intéressantes ont été obtenues avec des photoconducteurs, notamment des produits gain-bande supérieurs à 10GHz [16], et avec des possibilités d'intégration de photoconducteur GaAs sur substrat silicium [18]. Citons également le résultat récent obtenu au laboratoire avec des photoconducteur AlInAs/GaInAs en structure interdigitée, qui montre que, dans le gamme des 2GHz, le coefficient de réponse du photoconducteur est plus important que celui de la PIN ou du MSM.

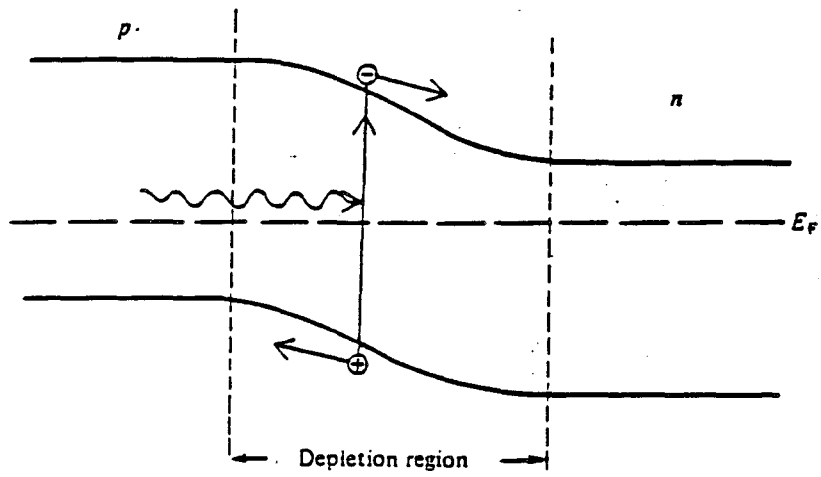


Fig. (I. 2): Diagramme des bandes de la jonction p-n

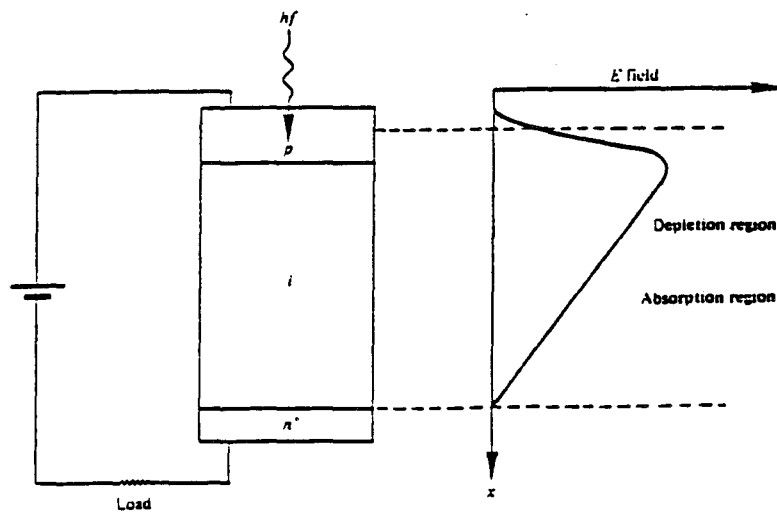


Fig. (I. 3): Photodiode PIN et distribution du champ électrique

2.2 Les photodiodes

Nous allons maintenant présenter les différents types de photodiodes :

2.2.1 La photodiode P-N

La plus simple des photodiodes est une diode à jonction p-n. Le diagramme de bandes d'énergie d'une telle jonction, soumise à une tension de polarisation inverse, est donné figure (I. 2). Lorsqu'une paire électron-trou est générée par l'absorption d'un photon dans la jonction:

- soit celle-ci se trouve dans la zone déplétée et le champ électrique interne, élevé dans cette région, sépare l'électron et le trou qui transitent respectivement vers les régions dopées n et p,

- soit celle-ci se trouve dans une région dopée n ou p et le porteur minoritaire pourra, s'il n'est pas trop loin, diffuser vers la zone déplétée avant de transiter au travers de cette zone.

Le courant total de la photodiode comprend donc deux composantes, l'une provenant du transit des porteurs générés dans la zone déplétée et l'autre de la diffusion des porteurs minoritaires générés dans les régions p et n.

Les limitations de la photodiode p-n proviennent de l'épaisseur de la zone déplétée qui peut être obtenue à l'aide d'une telle jonction et du dopage de semiconducteurs qui la constituent. En effet, si l'on veut absorber la quasi-totalité de la lumière incidente, l'épaisseur de la zone déplétée doit être du même ordre de grandeur que la profondeur de pénétration de la lumière dans le matériau utilisé. De plus, les phénomènes de diffusion sont lents comparés aux phénomènes de transit. Aussi ces limitations ont donné naissance à la photodiode PIN.

2.2.2 La photodiode PIN

Afin de pouvoir réaliser des photodiodes fonctionnant aux grandes longueurs d'onde, pour lesquelles la lumière pénètre plus profondément dans le matériau semiconducteur, une couche très faiblement dopée est insérée entre les couches n et p (figure(I. 3)). Nous obtenons ainsi une structure p-i-n, dans laquelle l'absorption de la lumière se fait dans la zone déplétée. Etant donné que le phénomène de diffusion est lent, il convient d'utiliser une couche dopée p non absorbante, si l'éclairement se fait de ce côté, ou d'éclairer le composant par le substrat dopé n transparent pour avoir très peu de lumière dans la région p [19].

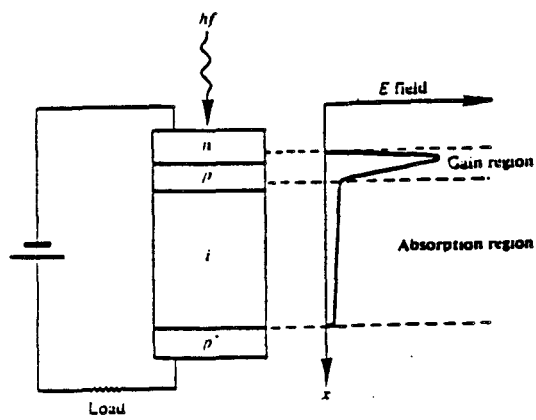


Fig. (I. 4): Photodiode à avalanche et distribution du champ électrique montrant la région de gain

2.2.3 La photodiode à avalanche

Les signaux optiques, après propagation dans une fibre optique, sont généralement très faibles; par conséquent, le signal électrique délivré par les photodiodes requiert souvent une amplification. Le but de la photodiode à avalanche est d'obtenir une amplification interne du photocourant. Comme nous le montre la figure(I. 4), une région supplémentaire est créée, par rapport à la photodiode PIN, pour obtenir la structure de base d'une photodiode à avalanche. Cette région supplémentaire est une région de gain dans laquelle règne un champ électrique intense (supérieur à 10^5V.cm^{-1}). Aussi les porteurs générés dans la zone déplétée ou zone d'absorption, et qui atteignent cette région de gain, peuvent acquérir une énergie suffisante pour créer une nouvelle paire électron-trou, et ainsi de suite. Ce processus est connu sous le nom d'ionisation par choc ou phénomène d'avalanche. Le paramètre caractéristique particulier à la photodiode à avalanche est son coefficient de multiplication:

$$M = I/I_{ph}$$

où I est le courant total en régime d'avalanche et I_{ph} , le photocourant avant avalanche. Ce coefficient de multiplication peut atteindre 10^4 et permet à la photodiode à avalanche d'être très utile pour la détection de faibles signaux, notamment en sortie de fibre optique. Les inconvénients de ce composant sont les difficultés de réalisation, la tension élevée nécessaire à la condition d'avalanche et la nature aléatoire du mécanisme de gain qui est, comme nous le verrons plus loin, un phénomène bruyant. Signalons également que dans les systèmes de télécommunications par fibre optique modernes, l'intérêt de la photodiode à avalanche a tendance à diminuer à cause de l'apparition des amplificateurs à fibre dopée erbium.

3. Photodétecteur métal-semiconducteur-métal

La diode MSM est un composant semiconducteur symétrique composé de deux diodes Schottky (deux contacts métal/semiconducteurs) montées tête-bêche et polarisées l'une en direct et l'autre en inverse, et dont la représentation symbolique est la suivante:

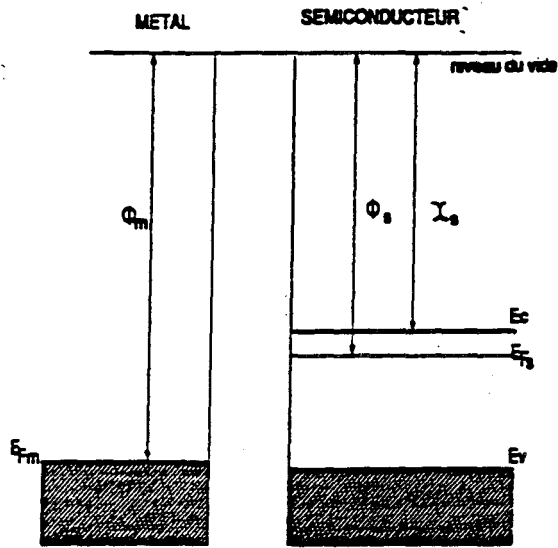


Fig. (I. 5): Diagramme des bandes d'énergie du métal et du semiconducteur de type n avant contact [1]

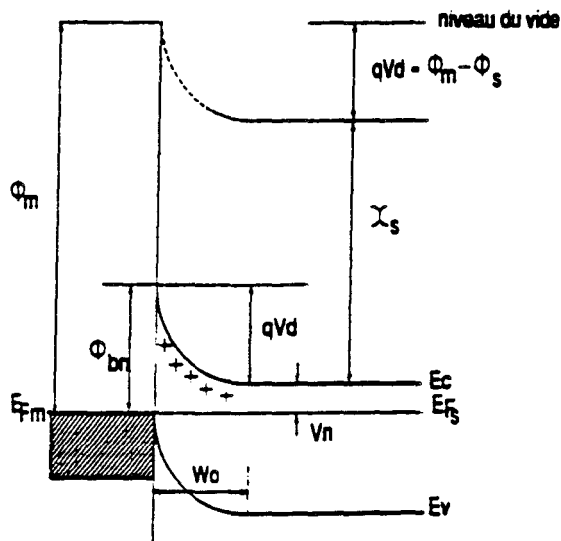
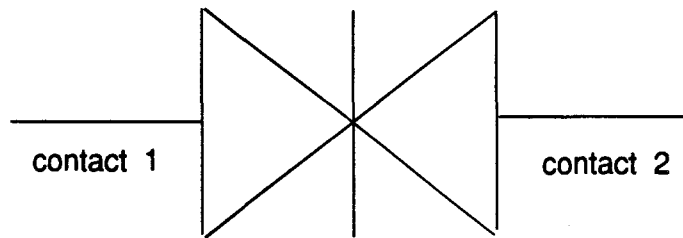


Fig. (I. 6): Diagramme des bandes d'énergie du contact métal-semiconducteur avec $\phi_m > \phi_s$ [1]





Lorsque l'on considère l'amélioration des performances du photorécepteur et l'augmentation du rapport signal sur bruit, et que l'on tient compte des disponibilités offertes par l'intégration monolithique du photodétecteur avec un préamplificateur à transistor à effet de champ, la photodiode métal-semiconducteur-métal (MSM) se présente comme un candidat de choix [20,21,22].

3.1 Contact Schottky

Dans un modèle simple idéal les surfaces des deux matériaux en contact sont supposées parfaites et dénuées d'états de surface

Le métal et le semiconducteur sont caractérisés par leurs travaux de sortie ϕ_m et ϕ_s . De plus le semiconducteur a une affinité électronique χ_s figure(I. 5). Un comportement semblable caractérise la jonction métal-semiconducteur, que celui-ci soit de type n ou p. Dans ce qui suit et afin de simplifier la présentation que nous faisons de la jonction métal-semiconducteur, nous nous limiterons au cas du semiconducteur de type n, qui correspond aux structures nous avons étudiées.

3.1.1 Diode non polarisée

Lorsque le métal et le semiconducteur sont en contact, la zone superficielle du semiconducteur est vidée de ses électrons de telle sorte que l'on ait alignement des niveaux de Fermi du métal et du semiconducteur (condition d'équilibre thermodynamique). Le diagramme énergétique est illustré par la figure (I. 6).

A l'équilibre, il apparaît ainsi une zone de charge d'espace positive du côté semiconducteur et une courbure des bandes du semiconducteur. Une charge superficielle négative (d'accumulation) existe alors du côté métal à l'interface (à noter qu'en raison de la

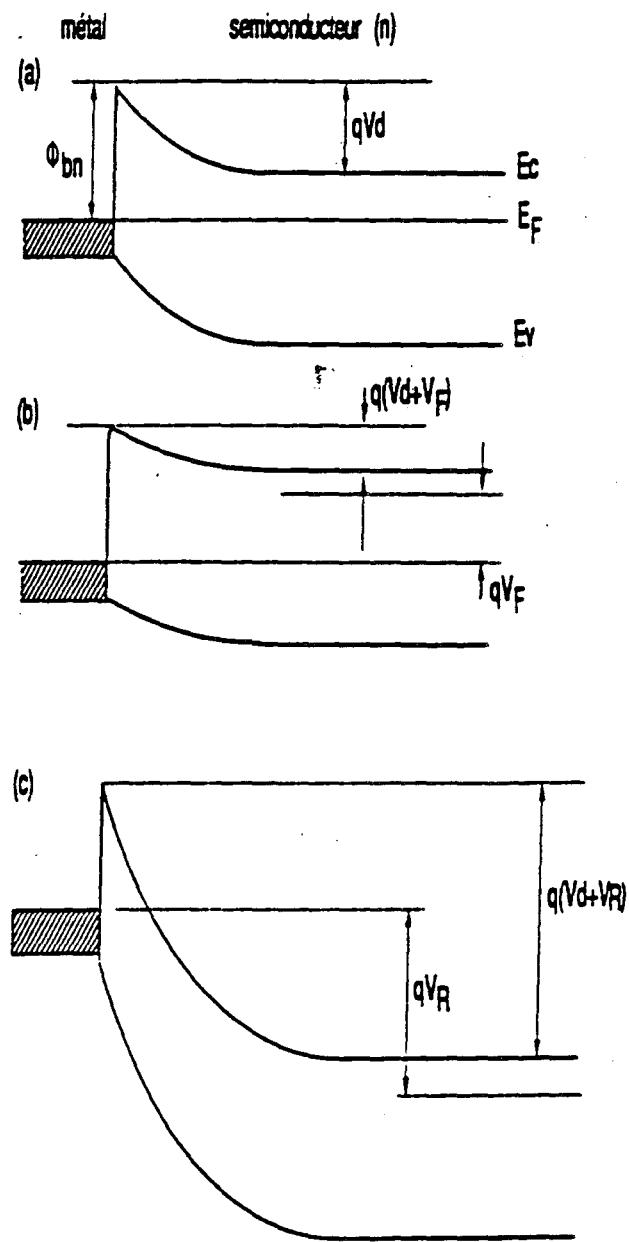


Fig. (I. 7): Représentation schématique du diagramme de bande d'une jonction métal-semiconducteur n, (a) à l'équilibre thermodynamique, (b) sous polarisation directe, (c) sous polarisation inverse [1]

forte densité d'électrons libres dans le métal, cette zone ne s'étend que sur quelques Angströms et conduit à une courbure des bandes du métal négligeable).

Ainsi une barrière de potentiel électrostatique parabolique dans le cas d'un dopage uniforme s'établit; son amplitude est donnée par le potentiel de diffusion V_d :

$$\phi_d = qV_d = \phi_m - \phi_s$$

Les électrons du semiconducteur voient la barrière ϕ_d , ceux du métal voient ϕ_{bn} donnée selon Schottky par:

$$\phi_{bn} = \phi_m - \chi_s$$

Cette relation montre la dépendance de la hauteur de barrière ϕ_{bn} à l'interface vis à vis du métal (par ϕ_m) et du semiconducteur (par χ_s). Une telle dépendance a été vérifiée dans le cas des semiconducteurs ioniques. En revanche les interfaces métal-semiconducteur covalents (dont font partie les III-V) n'obéissent pas à cette relation.

3.1.2 Diode polarisée

L'application d'une tension de polarisation rompt l'équilibre thermodynamique:

- En direct ($V_p > 0$)

La valeur de potentiel de diffusion s'abaisse de V_d à $(V_d - V_p)$ favorisant ainsi le passage des électrons du semiconducteur dans le métal (figure (I. 7b)). Par contre les électrons passant du métal dans le semiconducteur voient une barrière sensiblement de même hauteur ϕ_{bn} que celle de l'équilibre thermique. Il en résulte que le flux d'électrons du semiconducteur vers le métal l'emporte et que l'on observe le passage d'un courant direct qui croît rapidement avec la tension directe V_p .

- En inverse ($V_p < 0$)

La barrière de potentiel vue du côté semiconducteur augmente. Elle est égale à $q(V_d + |V_p|)$ figure (I. 7c); le flux d'électrons tend à devenir négligeable dans le sens

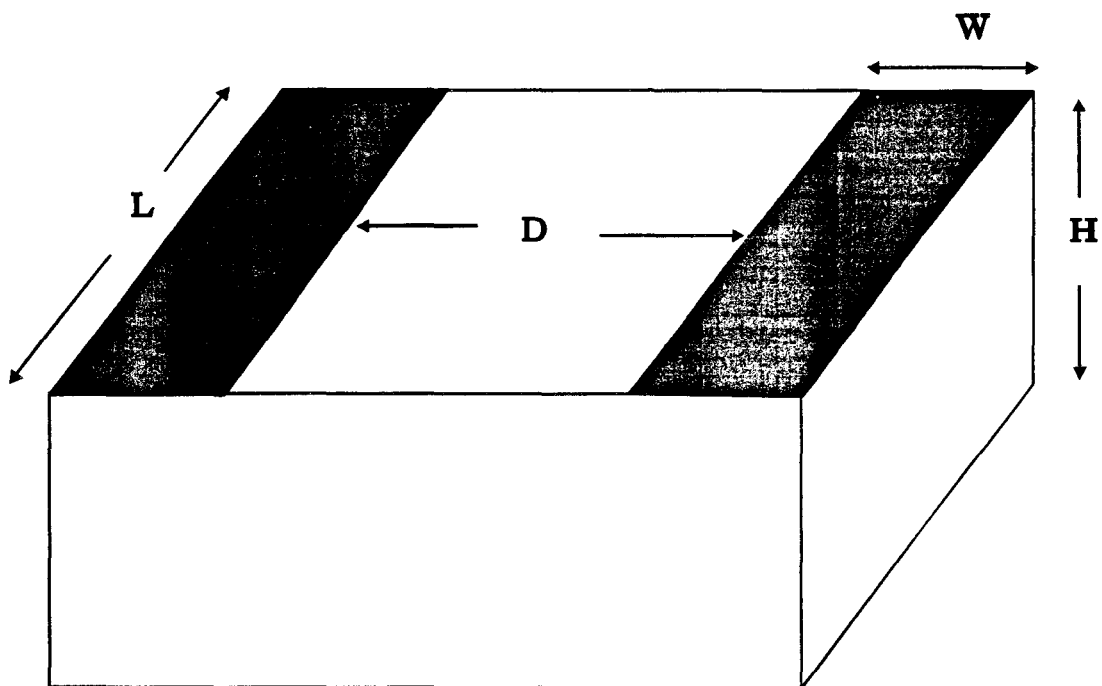


Fig. (I. 8): Photodétecteur MSM

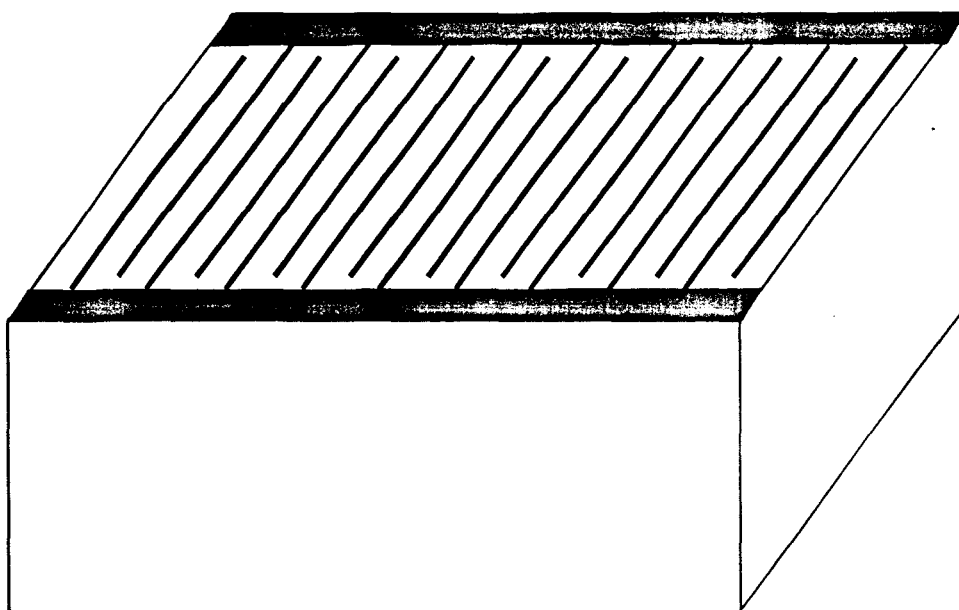


Fig. (I. 9): Structure MSM interdigitée

semiconducteur-métal. Le courant inverse correspondant au flux d'électrons du métal vers le semiconducteur reste pratiquement constant, la barrière qui s'oppose à leur passage ne bougeant pas (ϕ_{bn}).

3.2 Structure de la photodiode métal-semiconducteur-métal (MSM)

La structure d'une photodiode métal-semiconducteur-métal est présentée figure(I. 8). Il s'agit d'une structure obtenue par un dépôt de contacts Schottky sur un matériau semiconducteur non intentionnellement dopé:

Les données géométriques caractéristiques de la photodiode MSM sont:

L : Longueur des doigts

W : Largeur des doigts

D : espace interdoigts

H : épaisseur de la couche absorbante

Afin d'augmenter la surface photosensible du MSM, pour améliorer le rendement quantique de la structure, on peut utiliser des structures interdigitées (figure(I. 9)).

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

3.2.1 Principe de fonctionnement:

La photodiode MSM est équivalente à deux diodes Schottky montées tête-bêche; la première est polarisée en inverse, la deuxième en directe.

Hors éclairage, la polarisation du MSM induit un courant d'obscurité. La caractéristique courant-tension typique de la photodiode est présentée figure (I. 10).. Ce courant est conditionné par différents mécanismes physiques dans différentes régions de la structure. Plusieurs auteurs se sont intéressés à l'étude de l'origine de ce courant, en particulier SZE [1] dans laquelle le MSM est assimilé à une structure unidimensionnelle. Nous reprenons ici brièvement les principaux résultats trouvés.

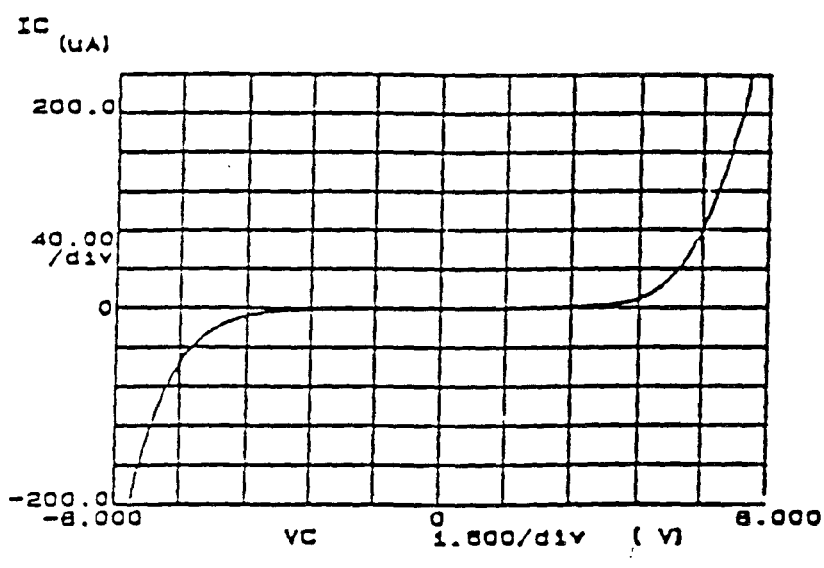


Fig. (I. 10): Caractéristique courant-tension typique d'un M.S.M. en obscurité

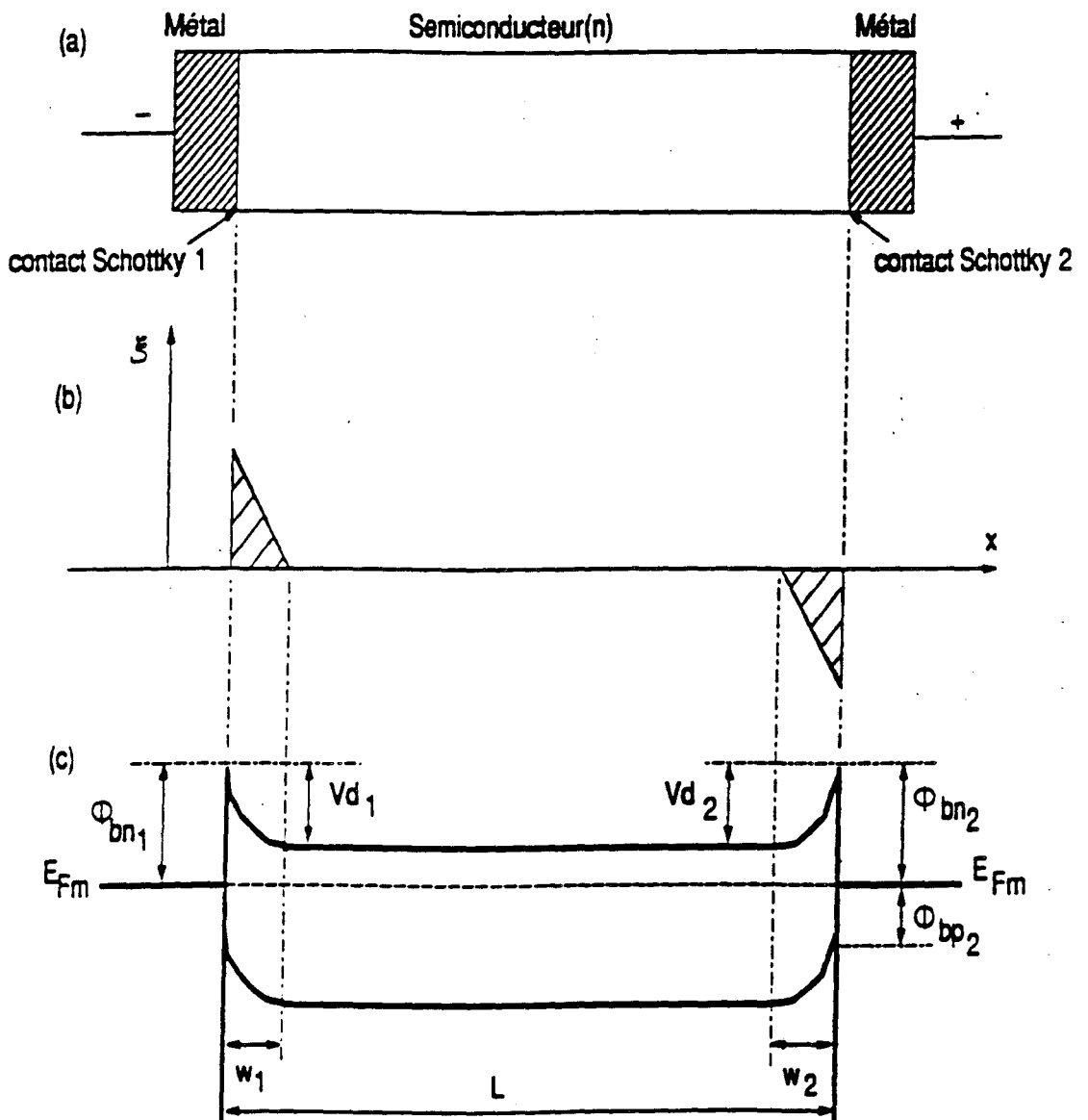


Fig. (I. 11): (a) Schéma de la structure métal-semiconducteur-métal, (b) distribution du champ à l'équilibre thermique, (c) diagramme énergétique du MSM à l'équilibre, si les métaux sont identiques ($w_1=w_2$) [1]

A- Diode MSM à l'équilibre thermique ($V_p=0$)

La distribution du champ électrique dans la structure MSM est illustrée sur la figure (I. 11b) pour un semiconducteur de type n. Le champ est nul dans le semiconducteur sauf aux deux interfaces métal-semiconducteur où règnent les champs électriques internes ξ_1 et ξ_2 caractéristiques des contacts métal-semiconducteur.

Le diagramme des bandes d'énergie à l'équilibre thermique est donné par la figure (I. 11c), où ϕ_{bn1} et ϕ_{bn2} représentent les hauteurs de barrière aux contacts 1 et 2; V_{b1} et V_{b2} sont les potentiels de diffusion.

Si les surfaces des deux contacts sont égales et $V_{b1} = V_{b2}$, alors la structure du MSM est symétrique. Ce diagramme de bande est construit à partir des diagrammes énergétiques de deux diodes Schottky tête-bêche. Mais nous verrons plus loin que le comportement du MSM est différent de celui d'une seule diode Schottky.

B- MSM sous polarisation ($V_p \neq 0$)

B.1) à faible tension V_p

Pour de faibles tensions de polarisation, la somme des largeurs des zones de déplétion $w_1 + w_2$ est inférieure à l'épaisseur L . La distribution des charges de la structure MSM est illustrée par la figure (I. 12a). Pour un semiconducteur de type n, le champ électrique et la distribution de potentiel correspondant sont obtenus par intégration de l'équation de Poisson et sont illustrés sur les figures (I. 12b,c)

La tension V appliquée est partagée entre deux contacts et on a:

$$V = V_1 + V_2$$

B-2) Aux tensions $V > V_{RT}$ (Reach-Through-Voltage)

La tension V_{RT} est définie comme la tension pour laquelle la somme des largeurs de zones de déplétion w_1 et w_2 est égale à L figure (I. 13) (à cette tension les deux zones désertes présentes à chaque interface métal-semiconducteur se rejoignent):

$$w_1 + w_2 = L$$

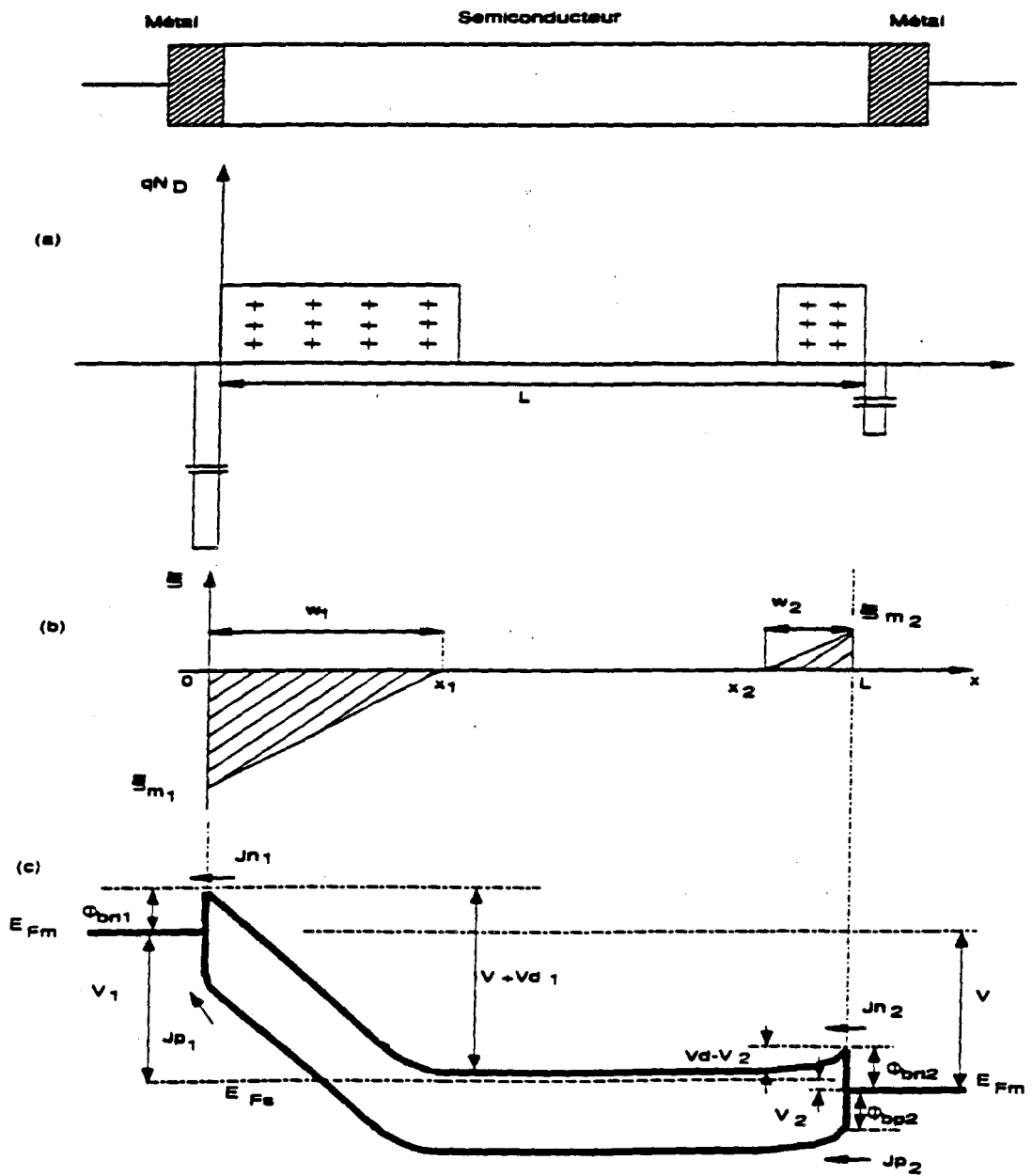


Fig. (I. 12): Structure MSM sous faible tension , (a) Distribution des charges, (b) Distribution du champ électrique, (c) Diagramme de bandes d'énergie [1]

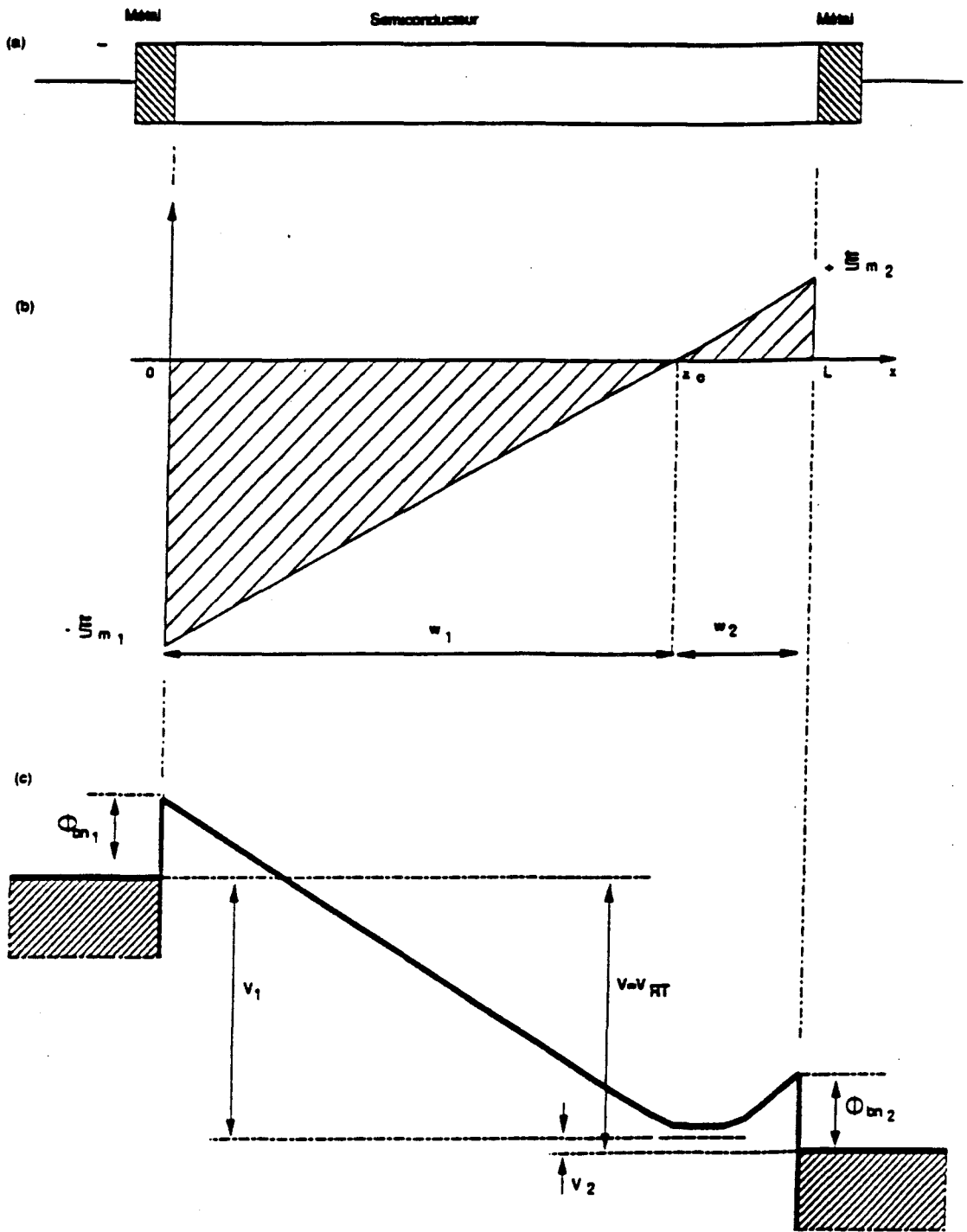


Fig. (I. 13): MSM à la tension $V = V_{RT}$ (Reach Through Voltage), (a) Structure (b) Distribution du champ électrique, (c) Diagramme de bandes d'énergie [1]

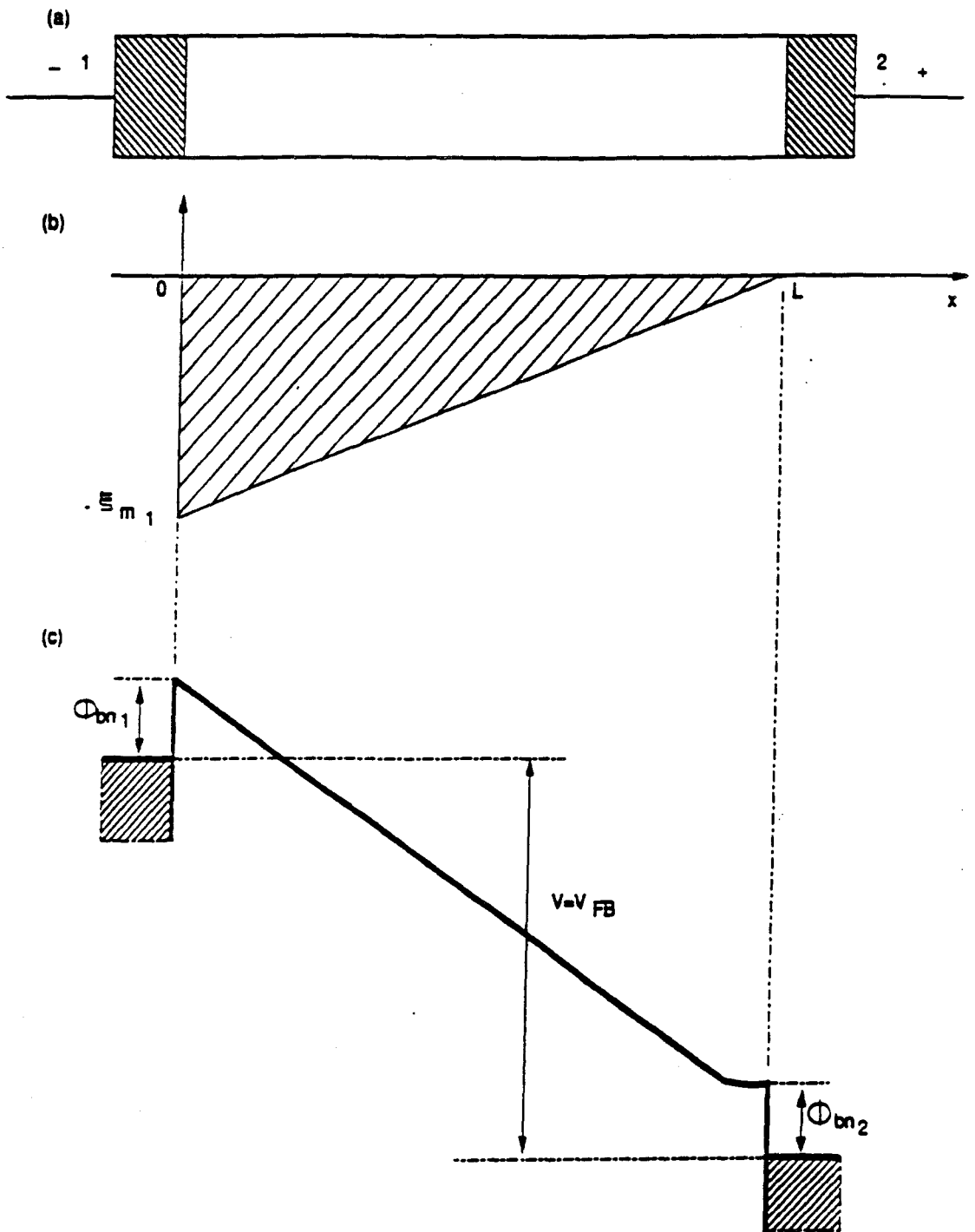


Fig. (I. 14): MSM à la tension $V=V_{FB}$ (Flat Band Voltage), (a) Structure, (b) Distribution du champ électrique, (c) Diagramme de bandes d'énergie [1]



Connaissant les expressions de w_1 et w_2

$$w_1 = \left[\frac{2\varepsilon}{qN_d} \cdot (V_1 + V_{b1}) \right]^{1/2}$$

$$w_2 = \left[\frac{2\varepsilon}{qN_d} \cdot (V_{b2} - V_2) \right]^{1/2}$$

avec

ε : permittivité

N_d : dopage du semiconducteur

V_i : tension de polarisation à l'électrode i

V_{bi} : barrière de potentiel à l'électrode i

On peut alors écrire:

$$V_{RT} = \frac{qN_d L^2}{2\varepsilon} - (V_{b1} - V_{b2}) - L \sqrt{\frac{2qN_d}{\varepsilon} (V_{b2} - V_2)}$$

Pour une structure symétrique, $V_{b1} = V_{b2} = V_b$ et donc l'expression précédente se simplifie:

$$V_{RT} = \frac{qN_d L^2}{2\varepsilon} - L \sqrt{\frac{2qN_d}{\varepsilon} (V_b - V_2)}$$

B.3) Pour $V > V_{FB}$ (Flat-Band Voltage)

La tension V_{FB} est définie comme la tension à partir de laquelle le champ électrique à $x=L$ devient égal à zéro et les bandes d'énergie au contact 2 deviennent plates figure(I. 14).

La tension V_{FB} est donnée par la relation suivante:

$$V_{FB} = \frac{qN_d L^2}{2\varepsilon} - (V_{b1} - V_{b2})$$

Pour une diode MSM symétrique ($V_{b1} = V_{b2} = V_b$), V_{FB} devient :

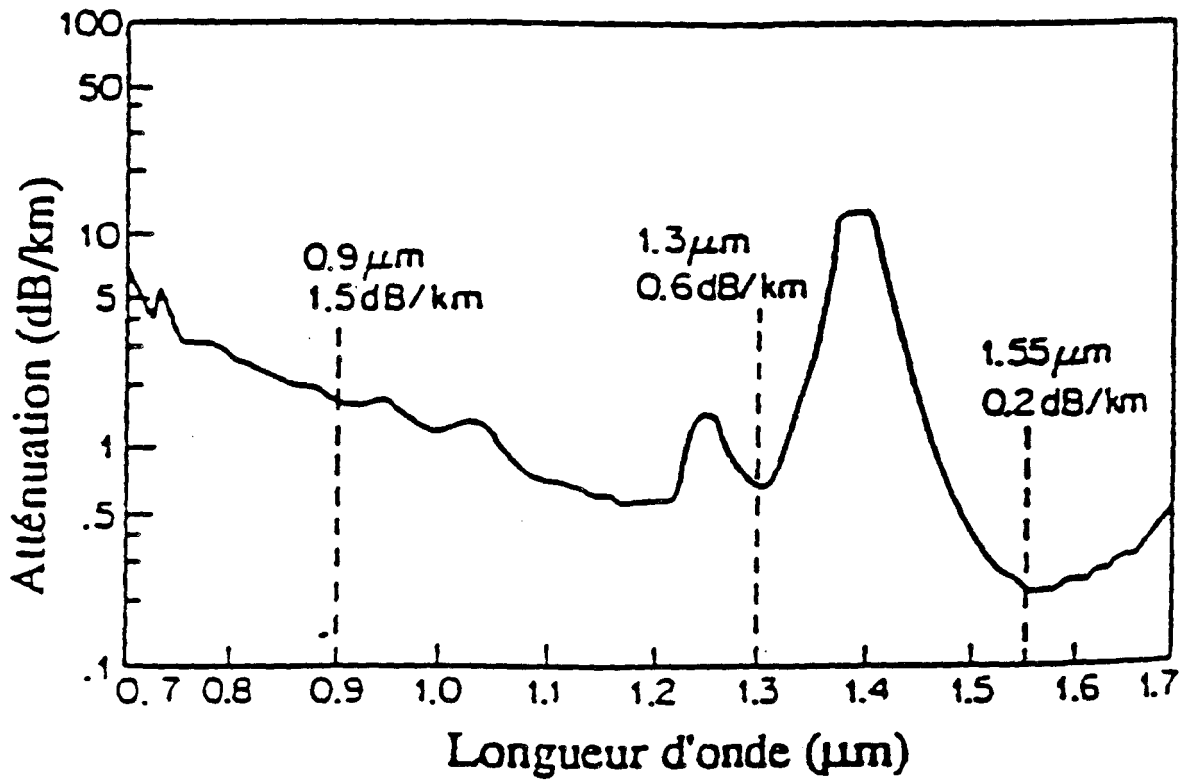


Fig. (I. 15): Courbe d'atténuation dans les fibres optiques en silice

$$V_{FB} = \frac{qN_d L^2}{2\epsilon}$$

B.4) Tension de claquage V_B

Le maximum de tension qu'on peut appliquer à une structure MSM est déterminé par la tension de claquage V_B .

Le claquage intervient lorsque ξ_{m1} est égal au champ de claquage ξ_B , d'où:

$$V_B = \xi_B L - V_{FB} - 2(V_{b1} - V_{b2})$$

Pour une structure symétrique :

$$V_B = \xi_B L - V_{FB}$$

4. Choix des matériaux pour la photoréception

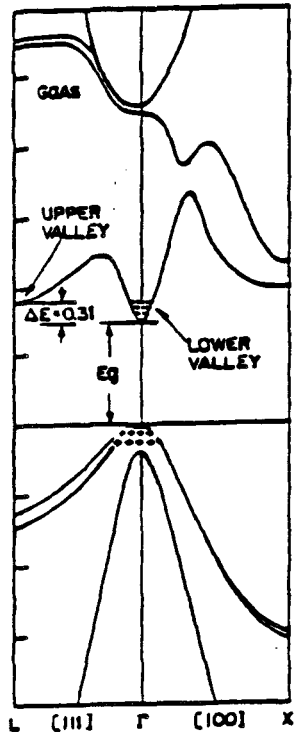
Les caractéristiques des fibres optiques à coeur de silice ont fixé la fenêtre spectrale dans laquelle de faibles atténuations sont obtenues.

La courbe de la figure (I. 15) [2] montre l'évolution des pertes en fonction de la longueur d'onde pour des fibres optiques en silice. Les fenêtres spectrales 0,85, 1,3 μm et 1,55 μm donnent les plus faibles atténuations. C'est l'existence des fenêtres 1,3 μm et 1,55 μm à faible absorption, et faible dispersion, qui a motivé l'important travail effectué depuis plus de 10 ans sur les matériaux de la famille InP, bien adaptés à l'émission et à la détection de lumière à ces longueurs d'onde.

4.1 Propriétés physiques et électroniques du GaAs

De la structure de bande du GaAs schématisée sur la figure (I. 16), découlent des propriétés physiques et électroniques très intéressantes pour la photodétection dans la gamme 0.85 μm :

-La transition de bande interdite est directe et la largeur 1,4 eV de la bande interdite est compatible avec la fenêtre spectrale précédente.



GaAs

Fig. (I. 16): Structure de bande du matériau GaAs [1]

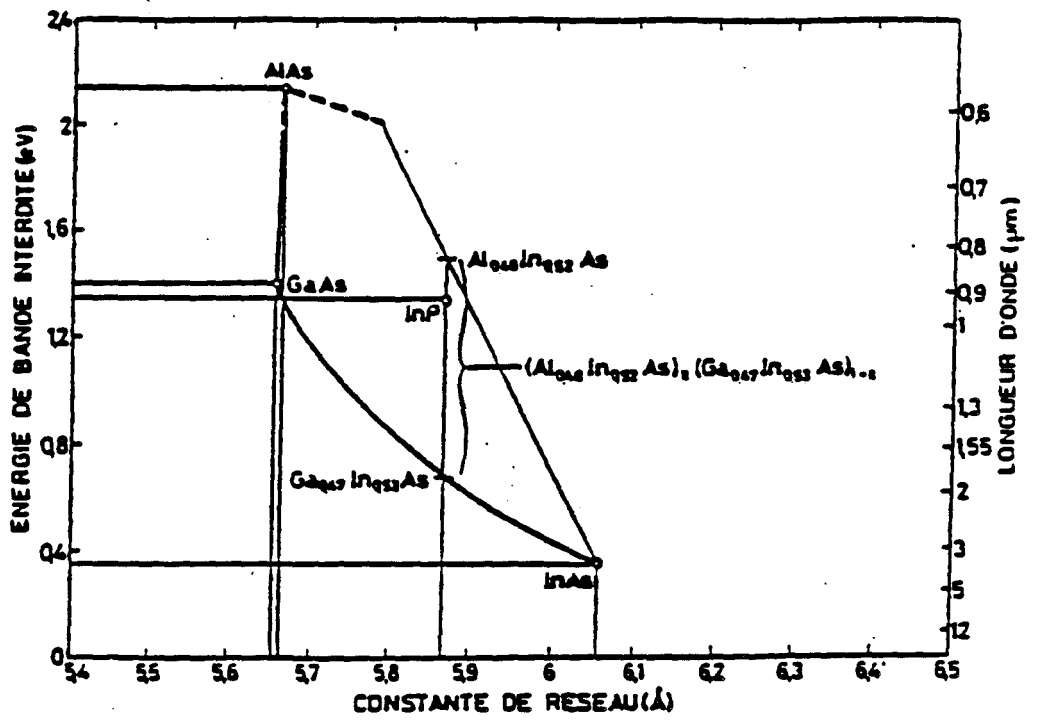


Fig. (I. 17a): Energie de bande Interdite en fonction de la constante de réseau pour les systèmes AlGaInAs [10]

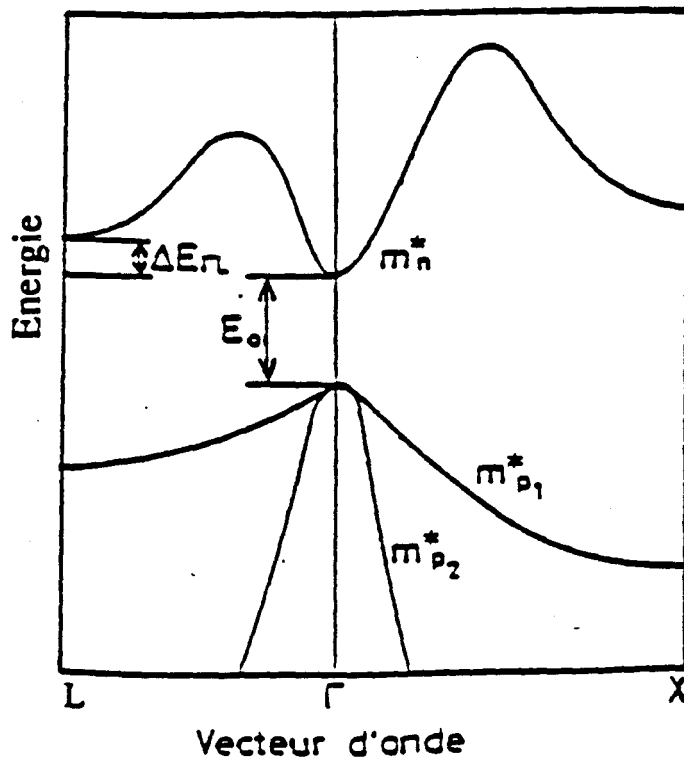


Fig. (I. 17b): Structure de bande schématique du GaInAs [9]

-Le coefficient d'absorption est relativement élevé dans la gamme d'utilisation ($1 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$)[1].

-La courbure de la bande de conduction à son minimum conduit à une masse effective des électrons faible $m_e^* = 0.067m_0$ [1], ce qui implique une mobilité électronique relativement élevée ($\mu_n = 8500 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ à 300°K)[1]).

4.2 Choix et propriétés générales du GaInAs et AlInAs

La fenêtre spectrale ($1,3 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$) fixée par les caractéristiques des fibres optiques (figure (I. 15)) et les exigences pour un photodétecteur performant (grande sensibilité, rapidité élevée, faible capacité de jonction, faible courant d'obscurité) ont poussé les recherches vers les matériaux III-V, qui ont des propriétés physiques et de transport particulièrement intéressantes dans ce domaine spectral. En particulier le matériau GaInAs adapté en maille cristalline à InP permet de couvrir le domaine de longueurs d'onde $1,3 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$.

4.2.1 Propriétés physiques et électroniques des alliages GaInAs et AlInAs:

L'alliage ternaire $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ accordé au maille cristalline sur InP ,(figure I. 17a) présente une largeur de bande interdite de $1,47 \text{ eV}$. Une caractéristique importante de ce matériau est la valeur élevée de la hauteur de barrière Schottky, qui permet en particulier d'améliorer la qualité du contact Schottky sur les matériaux de la filière InP et donc de diminuer le courant d'obscurité I_D .

L'alliage ternaire $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$, possède une structure cristallographique du type Zinc-Blende. Ses propriétés physiques varient en première approximation de celles de InAs à celles de GaAs, linéairement avec x . Son paramètre de maille est le même que celui d'InP pour la composition $x=0,47$ (voir figure I. 17a). De sa structure de bande schématisée figure (I. 17b), découlent des propriétés physiques et électroniques très intéressantes pour la photodétection dans la gamme $1,3 \mu\text{m} - 1,55 \mu\text{m}$ [3]:

- La transition de bande interdite est directe et la largeur $0,75\text{eV}$ est compatible avec la fenêtre spectrale précédente.

- Le coefficient d'absorption est relativement élevé dans la gamme d'utilisation ($6,8 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ à $1,55 \mu\text{m}$; et $1,16 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ à $1,3 \mu\text{m}$)[4].

- La courbure de la bande de conduction à son minimum (au niveau de la vallée Γ) conduit à une masse effective des électrons faible: $m_e^* = 0,041m_0$ [5] , ce qui implique une mobilité électronique très élevée ($\mu_n \sim 12\ 000\ \text{cm}^2\text{V}^{-1}\ \text{s}^{-1}$ à 300K)[6]

4.2.2 Interface AlInAs/GaInAs:

Pour améliorer la qualité des contacts Schottky sur GaInAs, la solution la plus utilisée consiste à déposer une couche très mince d'AlInAs.

La différence des affinités électroniques de ces deux matériaux impose une discontinuité des bandes de conduction ΔE_c et de valence ΔE_v au niveau de l'hétérojonction AlInAs/GaInAs (tableau (I. 2)):

$$\Delta E_c = \Delta E_g - \Delta E_v$$

	GaInAs/AlInAs	GaInAs/InP
$\Delta E_g(\text{eV})$	0.72 [8,9]	0.6 [1,9]
$\Delta E_c(\text{eV})$	0.52	0.254
$\Delta E_v(\text{eV})$	0.2[11]	0.346 [10]

Tableau (I. 2): *Différence des énergies de bande interdite et discontinuité des bandes de conduction et de valence*

Cette importante discontinuité de bande de conduction d'environ 0,52 eV à l'interface est intéressante pour beaucoup d'applications, comme par exemple pour le confinement des électrons à l'interface AlInAs/GaInAs des FET à hétérojonction [12]. Mais l'importante accumulation des porteurs à cet interface AlInAs/GaInAs influe aussi de façon négative sur le mécanisme de piégeage de charges, ce qui réduit ainsi les performances du dispositif [13].

5. Conclusion

Pour des applications micro-ondes les photodétecteurs les mieux adaptés compte tenu des valeurs de fréquence de coupure obtenues, semblent être les photodiodes PIN et les photodétecteurs MSM; ce dernier détecteur, de par sa structure planaire, présente de plus un avantage certain pour l'intégration monolithique. C'est pourquoi nous étudierons plus particulièrement ce type des photodétecteurs. Le modèle décrit dans cette thèse est utilisé pour étudier le comportement transitoire du dispositif lorsque la puissance lumineuse incidente est appliquée. L'effet de variation des différents paramètres du photodétecteur sur la fréquence de coupure est étudié pour augmenter cette fréquence de coupure avec le maximum de rendement quantique possible. Ce modèle est également utilisé pour étudier la réponse dynamique du photodétecteur dans une grande gamme de puissances lumineuses et de mettre en évidence un phénomène de saturation pour des puissances lumineuses élevées.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] S.M. Sze, "Semiconductor devices: physics and technology", John Willy and Sons (1985)
- [2] T.Miya, Y.Terunuma, T.Hosaka, and T.Miyashita, "Ultimate low loss single-mode fiber at 1.55 μ m", Electron lett., 15(4), p.106, 1979
- [3] T. Pearsall, "GaInAs: A ternary semiconductor for photodetector applications", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol QE. 16(7), p.709, 1980
- [4] D.A.Humphreys, R.King, D. Jenkins, A.Moseley, "Measurement of absorption coefficients of GaInAs over the wavelength range 1.0-1.7 μ m", Electronic lett., 21 (25/26), p.1187, 1985
- [5] K.Y.Cheng, A.Y.Cho, S.B.Christman, T.P.Pearsall, and J.E. Rowe, "Measurement of the Γ -L separation in GaInAs by ultraviolet photoemission", Appl. Phys. Lett. 36(7), p.580, 1982
- [6] P.Bourrel, J.L.Thobel, K.Bellahsni, M.Pernisek, et R.Fauquembergue, "Etude théorique du transport électronique et du contrôle de charge dans AlInAs/GaInAs/InP. Applications à la réalisation de HEMT", J.Phys. III 1, p.511, 1991
- [7] Y.Sygyiyama, T.Inta, T.Fujii, Y.Nakata, S.Muto, S.Hiyamisu, "Conduction band edge discontinuity of GaInAs/Al_{0.52}(Ga_{1-x}In_x)_{0.48} As (0 \leq x \leq 1) heterostructure", Japanese J. Applied Physics, 25 (8), p.648, 1986
- [8] M.J.Mondry, D.I.Babic, J.E. Bowers, and L.A.Coldren, "Refractive indexes of (Al,Ga,In) As epilayers on InP for optoelectronic applications", IEEE Photonics Tech. Lett., 4 (6), p.627, 1992
- [9] T.P.Pearsall, "GaInAs alloy semiconductor", Bell laboratories, New Jersey, USA, 1982

- [10] Avishay Katz, "Indium Phosphide and related materials processing, technology and devices", Artech House, Inc. 1992
- [11] Kevin Brenann, "Theoretical study of multiquantum well avalanche photodiodes made from the GaInAs/AlInAs material system", IEEE Trans. on Electron Devices, 33(10), p1502, 1986
- [12] D.V. Morgan, H. Ohno, C.Wood, W.Schaff, K.Board, and .L.F.Eastmann, "Characterisation of Al/AlInAs/GaInAs heterostructures", IEE Proc. ,128(4), p.141, 1981
- [13] D.H.Lee, S.S.Li, N.Sauer, T.Y.Chang, "High quality In_{0.53}Ga_{0.47}As Shottky diode formed by graded superlattice on In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As", Appl. Phys. Lett. 54(19), p.1863,1989
- [14] J.P.Vilcot, D.Decoster, L.Raczy, and M.Constant,"Noise and dynamic gain studies of GaAs photoconductive detectors", Electronic Lett. 20(7), p.274, 1984
- [15] J.P.Vilcot, J.L.Vaterkowski, D.Decoster,and M.Constant, "Temperature effects on high-gain photoconductive detectors", Electronic Lett. 20(2), p.86, 1984
- [16] D.Decoster, J.P.Vilcot, M.Constant, J.Ramdani, H.Verrielle, and J.Vanbremeersch, "Planar monolithic integration of a GaAs photoconductor and a GaAs field effect transistor", Electronic Lett., 22(4), p.193, 1986
- [17] J.F. Vinchant, "Integration monolithique de photodecteurs et de guides optiques sur materiaux III-V", Thèse de Docteur de l'université, Lille 1990
- [18] J.D.Morse, R.Marielle, G.D.Anderson, and R.W.Dutton, "Picosecond GaAs photoconductors on silicon substrates for local integration with Silicon devices and circuits", IEEE Electron Devices Lett., 10(1), p.7, 1989
- [19] J.P.Gouy, "Etude comparative de la photodiode PIN de la photodiode à avalanche et du photoconducteur sur materiaux III-V", Thèse de docteur de l'université, Lille, 1989

- [20] M.Ito, Q.Wada, K.Nakai, T.Sakurai, "Monolithic intergration of a metal-semiconductor-metal photodiode and a GaAs preamplifier", IEEE Electron devices lett. 5(12), p.531, 1984
- [21] M.Ito, T.Kumai, H.Hamaguchi, M.Makiuchi, K.Nakai, O.Wada, and T.Sakurai, "High-speed monolithically integrated GaAs photoreceiver using a metal-semiconductor-metal photodiode", Appl. Phys. Lett., 47(11), p.1129, 1985
- [22] D.L. Rogers, "Integrated optical receivers using MSM detectors", J.Lightwave Technology, 9(12),p.1635,1991

Chapitre II

CHAPITRE II

MODELISATION DE LA PHOTODIODE METAL-SEMICONDUCTEUR- METAL AlInAs/GaInAs

1. Introduction

Pour étudier les propriétés, et prévoir les performances de la photodiode MSM, il est nécessaire de posséder un modèle assez complet qui puisse décrire correctement la dynamique des porteurs dans le composant. Cette étude a déjà fait l'objet de travaux au laboratoire [1,2]. La limitation de la réponse fréquentielle par le temps transit du MSM GaAs jusqu'à 18GHz a été étudiée [1] à l'aide d'un modèle bidimensionnel de type dérive-diffusion; négligeant l'effet de l'hétérojonction et la contribution des porteurs photocréés à la charge d'espace N_D de la couche absorbante. Dans ce travail nous présentons un modèle physique bidimensionnel de type dérive-diffusion fondé sur l'équation de Poisson, les équations de continuité, et les équations de courant. Ce modèle introduit le caractère bidimensionnel que présente le MSM et permet d'en étudier le comportement à très haute fréquence (>60GHz). Ainsi, il nous est possible de déterminer l'influence de chaque paramètre sur les performances de la structure. Puisque, l'on considère le comportement en haute fréquence, les effets de piégeage des porteurs ont été négligés dans notre modèle. Ce phénomène peut modifier le comportement du photocourant essentiellement en basses fréquences.

2. Hypothèses et équations de base

Les équations de base qui régissent le transport des charges en deux dimensions dans le semi-conducteur s'écrivent:

Equation de Poisson

$$\nabla^2 V = -q/\epsilon (p - N_A - n - N_D) \quad (1)$$

Equations de continuité:

$$\delta n / \delta t = \nabla \cdot (-n v_n) + G - R \quad (2)$$

$$\delta p / \delta t = -\nabla \cdot (p v_p) + G - R \quad (3)$$

où

$$n v_n = -n \mu_n(E) \underline{E} - D_n(E) \nabla n \quad (4)$$

$$p v_p = p \mu_p(E) \underline{E} - D_p(E) \nabla p \quad (5)$$

Equations des courants

pour les électrons

$$\underline{J}_n = q n \mu_n(E) \underline{E} + q D_n(E) \nabla n \quad (6)$$

pour les trous:

$$\underline{J}_p = q p \mu_p(E) \underline{E} - q D_p(E) \nabla p \quad (7)$$

et le courant total sera donné par la relation:

$$\underline{J}_t = \underline{J}_n + \underline{J}_p + \epsilon \delta E(x,y,t) / \delta t \quad (8)$$

où $\epsilon \delta E(x,y,t) / \delta t$ est le courant de déplacement
avec

E : champ électrique

v_n, v_p : vitesses des électrons et des trous

D_n, D_p : coefficients de diffusion des électrons et trous

G : taux de génération

R : taux de recombinaison

ϵ : permittivité

μ_n, μ_p : mobilités des électrons et trous

V : potentiel

N_D, N_A : concentrations en donneurs et accepteurs

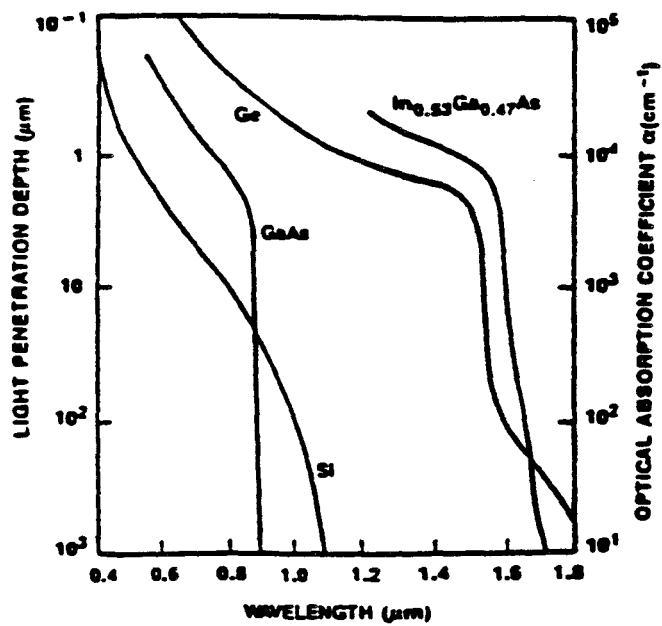


Fig. (II. 1): Coefficient d'absorption et profondeur de pénétration de la lumière pour les matériaux utilisés en photodétection dans le proche infra-rouge en fonction de la longueur d'onde

Pour un éclairage du MSM par le dessus, on considère que les taux de génération des électrons et des trous sont égaux et donnés en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante (y) par:

$$G(y) = P_0/h\nu \frac{D}{D+W} \alpha(1-r) e^{-\alpha y}(1+m \sin\omega t) \quad (9)$$

où l'on a introduit les quantités

- P_0 : puissance lumineuse incidente
- h : constante de Planck
- ν : fréquence optique
- r : coefficient de réflexion du matériau
- D : espace interdoigts
- W : largeur des doigts
- m : taux de modulation
- ω : fréquence angulaire de modulation
- α : coefficient d'absorption du matériau

L'expression $\frac{D}{D+W}$ représente l'effet d'ombre des doigts, et $e^{-\alpha y}$ introduit l'absorption dans la couche absorbante. Le coefficient d'absorption α ne dépend que de la nature du semi-conducteur, et de la longueur d'onde du rayonnement incident. Nous donnons figure (II. 1) l'évolution de ce paramètre pour différents matériaux semi-conducteurs, en fonction de la longueur d'onde [3].

Le coefficient de réflexion r est également fonction de la nature du semi-conducteur, et sa valeur dépend de l'angle d'incidence du rayonnement. Le dépôt d'une couche antiréfléchissante sur la face éclairée du matériau peut diminuer la valeur de r , et donc augmenter la conversion énergie optique - énergie électrique.

Les taux de recombinaison des porteurs sont donnés par [3]:

$$R = (np - n_i^2) / (n\tau_p + p\tau_n) \quad (10)$$

où τ_n et τ_p sont les durées de vie des électrons et des trous.

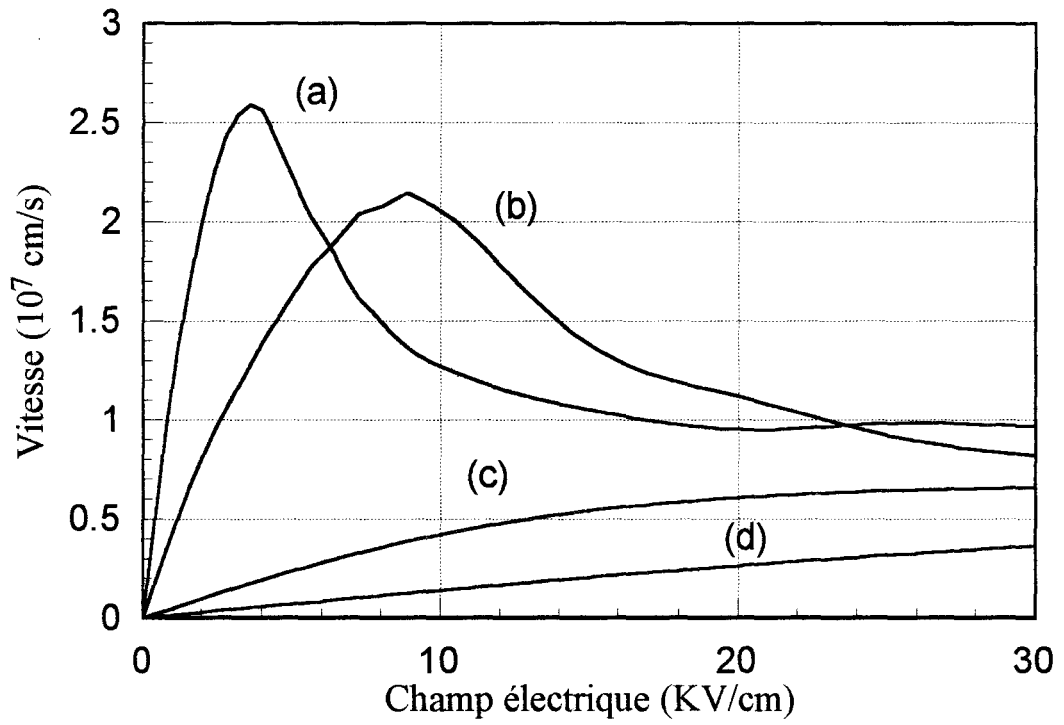


Fig. (II. 2): Caractéristique vitesse - champ électrique, (a) électrons dans GaInAs ,
 (b) électrons dans AlInAs, (c) trous dans GaInAs, (d) trous dans AlInAs



Les caractéristiques vitesse-champ des électrons dans le GaInAs dopé à 10^{15} atomes.cm⁻³ et dans l'AlInAs dopé à 10^{15} atomes.cm⁻³ obtenues par la méthode de Monte-Carlo [4] sont représentées figures (II. 2a) et (II. 2b) .

Pour les trous, nous avons utilisé le formule empirique suivante [5]:

$$v_p = v_{ps} \tanh (\mu_p E/v_{ps}) \quad (11)$$

avec

v_{ps} : vitesse limite des trous

μ_p : mobilité des trous

Pour le GaInAs, le vitesse limite des trous est approximativement égale à 60% de la vitesse limite des électrons, et la mobilité des trous est approximativement égale à 1/20 de celle des électrons [6]. On suppose que ces hypothèses sont également valables pour la caractéristique vitesse - champ dans l'AlInAs. Les figures (II. 2c) et (II. 2d) représentent la caractéristique vitesse-champ des trous dans le GaInAs et l'AlInAs respectivement.

3. Méthode de calcul

Elle s'appuie sur deux remarques fondamentales qui sont à la base de l'algorithme :

Remarque 1:

Les variables qui décrivent la densité de courant dans le dispositif (MSM dans notre cas) à tout moment sont :

1. Le potentiel des électrodes V_1 et V_2
2. Le puissance lumineuse incidente P_0
3. La concentration en électrons libres $n(x,y,t)$
4. La concentration en trous libres $p(x,y,t)$

Connaissant la distribution de charges n et p dans la structure et le potentiel aux électrodes, on peut résoudre l'équation de Poisson:

$$\nabla^2 V = -q/\epsilon (p - N_A - n - N_D)$$

Celle-ci nous permet de calculer la valeur du potentiel V en tout point (i,j) de la structure, et le champ électrique est déduit à partir de la relation suivante:

$$\underline{E} = -\nabla V \quad (12)$$

La connaissance de la carte du champ, nous permet de calculer la vitesse et la mobilité des électrons et des trous en tout point (i,j) de la structure. Les termes de diffusion $D_n(E) \cdot \nabla n$ et $D_p(E) \cdot \nabla p$ et les termes de conduction $n\mu_n(E) \cdot E$ et $p\mu_p(E) \cdot E$ sont également déterminés, ce qui donne J_n et J_p en tout point (i,j) .

Remarque 2:

Si l'on soumet le dispositif à un potentiel et une puissance lumineuse constants, les variables $n(x,y,t)$ et $p(x,y,t)$ permettent d'étudier les phénomènes transitoires conduisant à un état stationnaire défini par ce potentiel et cette puissance lumineuse.

3.1 Algorithme

Pour un potentiel aux électrodes et une puissance lumineuse donnés, on commence le calcul en partant d'une distribution initiale arbitraire pour n et p , soient $n(x,y,t)$ et $p(x,y,t)$

On utilise ensuite les deux équations fondamentales

$$\delta n / \delta t = \nabla \cdot J_n + G - R$$

$$\delta p / \delta t = -\nabla \cdot J_p + G - R$$

La distribution des densités de porteurs à l'instant suivant $t+\Delta t$ s'obtient par intégration par rapport au temps des équations précédentes:

$$\begin{aligned} n(x,y,ts+\Delta t) &= n(x,y,ts) + \int_{ts}^{ts+\Delta t} (\nabla \cdot J_n + G - R) dt \\ p(x,y,ts+\Delta t) &= p(x,y,ts) + \int_{ts}^{ts+\Delta t} (-\nabla \cdot J_p + G - R) dt \end{aligned} \quad (13)$$

Les deux variables n et p vont tendre vers une autre distribution qui en principe sera plus proche de la distribution d'équilibre. Le processus est répété autant de fois que nécessaire pour atteindre l'état stationnaire.

Il est important de noter que le schéma des itérations décrit ci-dessus n'est pas un schéma numérique convergeant vers un état final, mais une simulation en temps réel du comportement du dispositif, lorsque la polarisation des électrodes ou la puissance lumineuse incidente changent.

Le modèle que nous décrivons ici permet aussi d'étudier le fonctionnement du dispositif en commutation. Le nombre d'itérations suffisantes pour atteindre l'état stationnaire est inversement proportionnel à l'intervalle de temps Δt parce qu'il représente un temps caractéristique du dispositif.

L'organigramme du programme principal est présenté figure (II. 3).

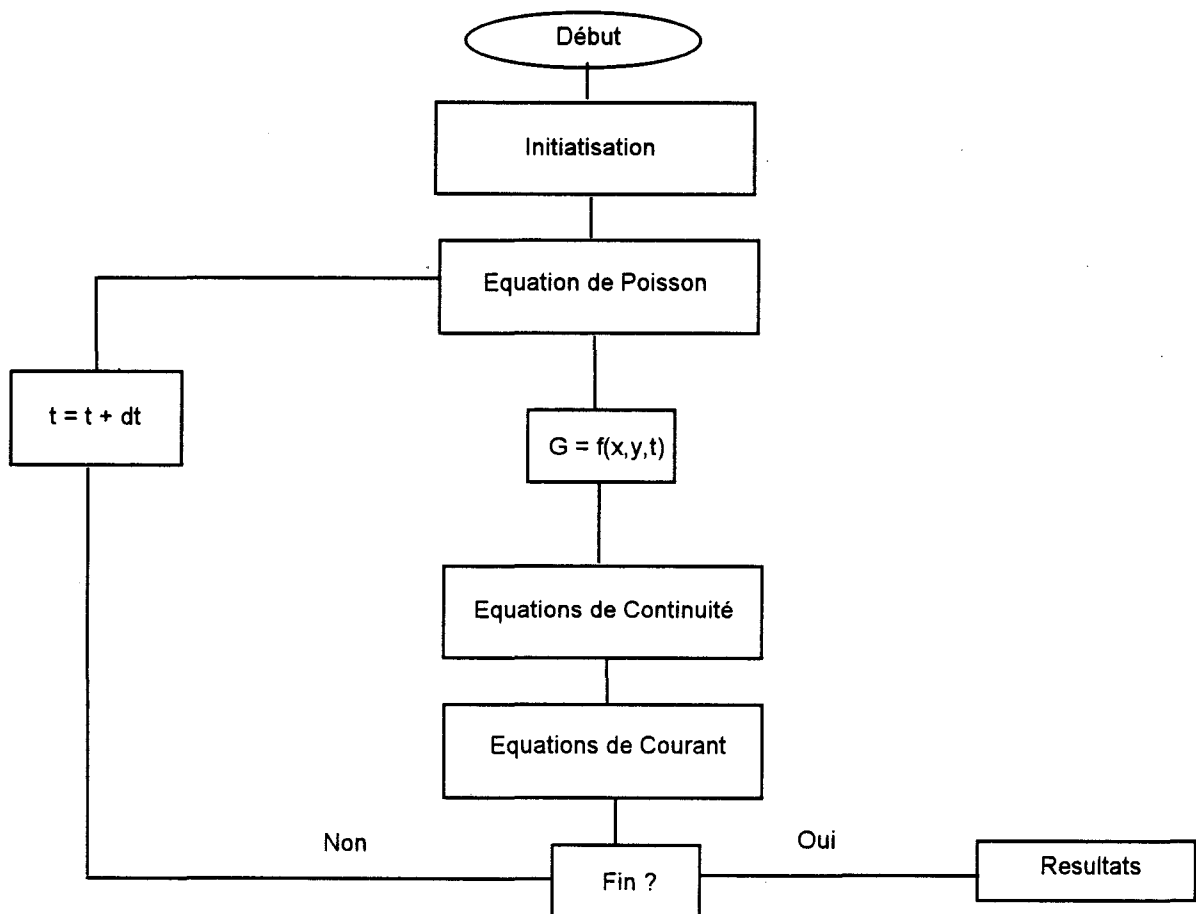


Figure (II. 3): Organigramme du programme principal

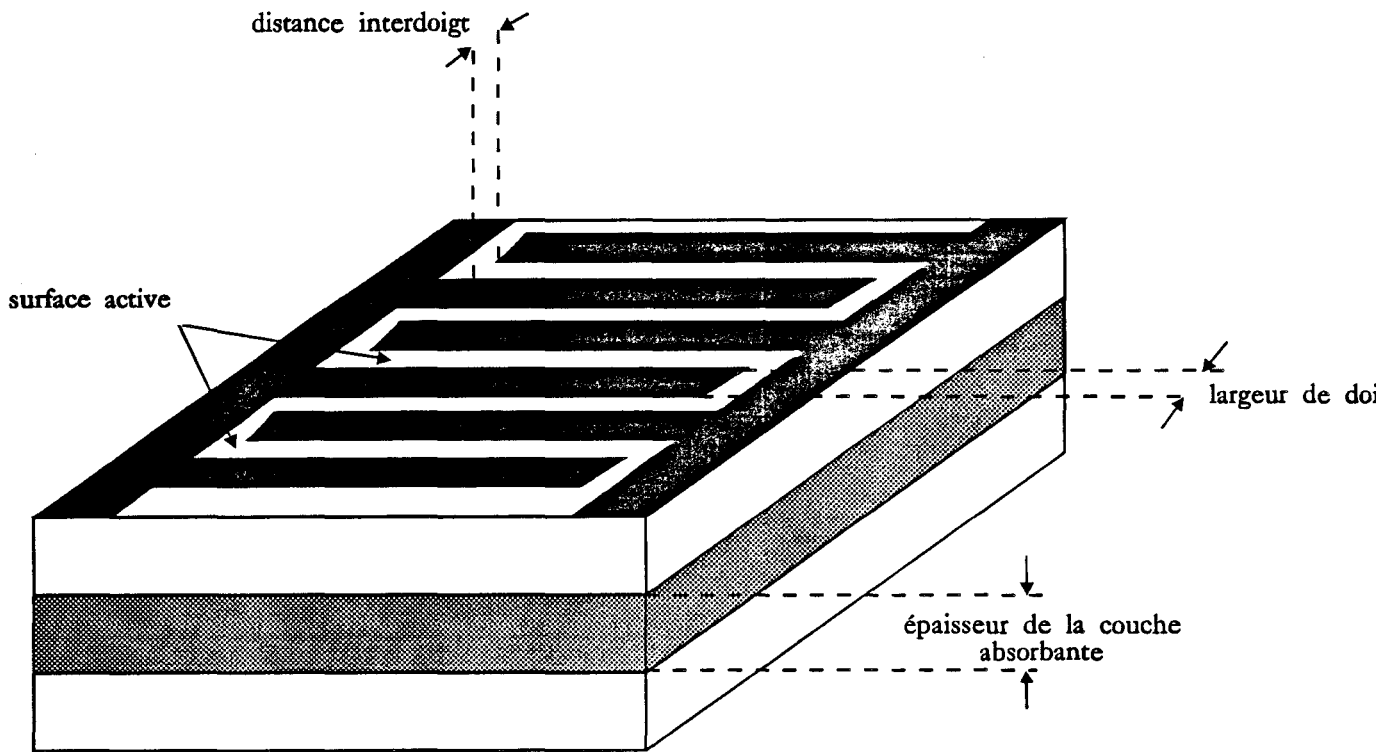


Fig. (II. 4): Structure schématique du MSM

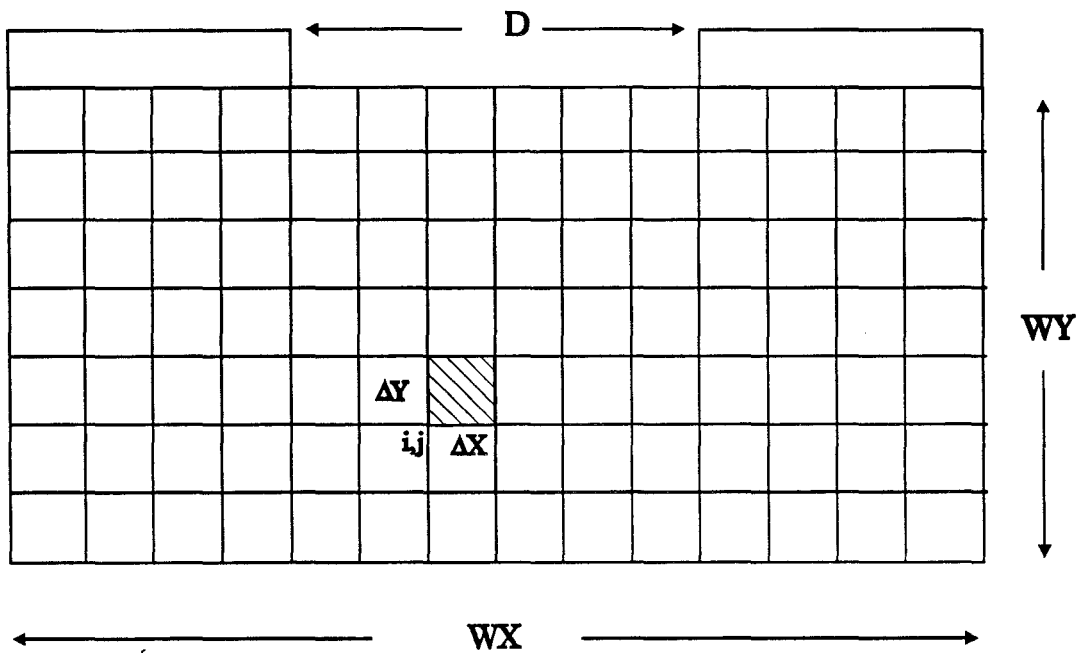


Fig. (II. 5): Structure du MSM à modéliser avec sa décomposition en mailles élémentaires

3.2 Structure du dispositif et maillage

Comme le rappelle la figure (II. 4), la diode MSM possède une structure symétrique que l'on traite par simulation bidimensionnelle.

Dans le cas d'une photodiode MSM à hétérostructure on a:

- 1) Une couche d'AlInAs d'épaisseur comprise entre 200 et 600 Å
- 2) Une couche absorbante en GaInAs.
- 3) Le substrat InP qui est semi-isolant

Nous avons également étudié par souci de comparaison le cas du photodétecteur MSM sans hétérostructure (GaAs) .

Les matériaux semi-conducteurs de la photodiode MSM sont non intentionnellement dopés.

L'ensemble du composant est défini par un rectangle de dimensions N,M décomposé en plusieurs petits rectangles de dimensions ($\Delta x, \Delta y$) fig (II. 5). Le maillage ainsi constitué est rectangulaire et uniforme.

Aux noeuds, sont définies les grandeurs scalaires:

$n(i,j), p(i,j)$: densités de charges

$V(i,j)$: potentiel

Aux points complémentaires (intermédiaires $i\pm 1/2$ et $j\pm 1/2$, situés entre les points i et $i\pm 1$ et j et $j\pm 1$), sont définies les grandeurs vectorielles:

$E_x(i,j\pm 1/2), E_y(i\pm 1/2,j)$: champ électrique

$J_{xn,p}(i,j\pm 1/2), J_{yn,p}(i\pm 1/2,j)$: densités de courants

3.3 Simulation du contact Schottky

Dans le cas de la photodiode MSM le contact Schottky a les propriétés suivantes:

- 1) En polarisation inverse le courant qui traverse la jonction est très faible (c'est le courant d'obscurité)
- 2) La largeur de la zone déserte augmente en fonction de la polarisation inverse de la jonction.
- 3) Quand la jonction est polarisée en inverse, la concentration des porteurs majoritaires a la jonction est très faible.

Pour satisfaire ces propriétés nous introduisons la relation suivante:

- a) La concentration des porteurs majoritaires à la jonction est donnée par:

$$n_e = N_D \exp [-q(V_{bi}-V_r)/K_B T] \quad (14)$$

avec

e: indice de l'électrode

V_{bi} : barrière de potentiel à l'électrode

V_r : tension de polarisation

K_B : constante de Boltzmann

T : température

L'effet de cette diminution en concentration de porteurs est que les porteurs présents dans le semiconducteur vont diffuser en direction de l'électrode.

- b) L'application d'une tension inverse sur l'électrode induit un champ électrique qui repousse les électrons en direction opposée.

Ces deux effets conduisent a un état d'équilibre pour lequel le courant est quasi nul. La zone déserte résultante a une épaisseur qui dépend du potentiel $V_{bi}-V_r$.

Toutefois, avec une telle méthode de simulation, le courant calculé est élevé comparé au courant d'obscurité réel. Alors que le courant d'obscurité est dû aux minoritaires, le courant calculé ici est dû à la fois aux minoritaires et aux majoritaires. L'inexactitude du résultat est purement due aux erreurs numériques (aux termes d'erreurs apparaissant dans les différences finies de l'équilibre dérive-diffusion). Il est d'autant plus faux que le gradient de concentration de ces régions est important.

3.4 Simulation de l'hétérojonction

Pour simuler l'interface AlInAs/GaInAs qui a une discontinuité de bande de conduction de $\Delta E_c = 0.52\text{eV}$, et une discontinuité de bande de valence de $\Delta E_v = 0.2\text{eV}$ on introduit un champ électrique équivalent symétrique sur 20\AA [7][8]. Ce champ électrique, appliqué suivant la normale à l'hétérojonction, se met sous la forme :

pour les électrons à l'interface:

$$E = E' + \frac{\Delta E_c}{2d}$$

pour les trous à l'interface:

$$E = E' + \frac{\Delta E_v}{2d}$$

où

d: est la distance de transition.

E': est la champ électrique sans hétérojonction

3.5 Résolution de l'équation de Poisson

A partir de la connaissance de la concentration des porteurs libres dans la structure on résoud l'équation de Poisson:

$$\nabla^2 V = -q/\epsilon (p - N_A - n - N_D) \quad (15)$$

Cette équation est résolue par le méthode des différences finies.

La structure de la photodiode MSM et la région d'application de l'équation de Poisson sont données figure (II. 6)

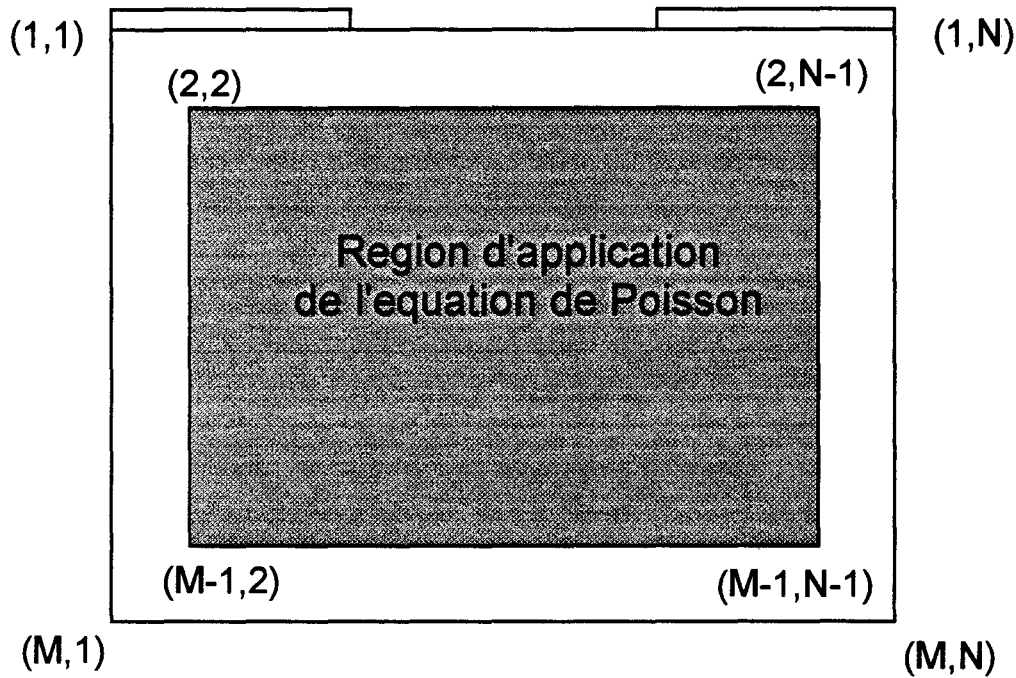


Figure (II. 6): Structure de la photodiode MSM et région d'application de l'équation de Poisson

Mathématiquement l'équation (15) peut être utilisée dans le domaine défini par les points $(2 \leq i \leq M-1)$ et $(2 \leq j \leq N-1)$, c'est à dire dans tout le dispositif, sauf le contour pour lequel nous utilisons les conditions aux limites de Dirichlet et Neumann.

L'équation de Poisson en un point i,j s'écrit

$$\frac{V(i, j+1) - V(i, j)}{\Delta x(i, j+1)} - \frac{V(i, j) - V(i, j-1)}{\Delta x(i, j)} + \frac{V(i+1, j) - V(i, j)}{\Delta y(i+1, j)} - \frac{V(i, j) - V(i-1, j)}{\Delta y(i, j)}$$

$$\frac{V(i, j+1) - V(i, j)}{(\Delta x(i, j+1) + \Delta x(i, j))/2} + \frac{V(i+1, j) - V(i, j)}{(\Delta y(i+1, j) + \Delta y(i, j))/2}$$

$$= -q/\epsilon (p - N_A - n - N_D)$$

où Δx et Δy sont variables et dépendent de i et j .

Cette équation peut être réarrangée de la façon suivante:

$$D_x(j) V(i, j+1) + R_1(i, j) V(i+1, j) + S(i, j) V(i, j) + R_0(i, j) V(i-1, j) + D_x(j+1) V(i, j-1)$$

$$= Q(i, j) \quad (16)$$

où

$$Dx(j) = \Delta x(i,j)$$

$$Dy(i) = \Delta y(i,j)$$

$$S(i,j) = - [Dx(j) + Dx(j+1) + \frac{Dx2}{Dy2} (Dy(i) + Dy(i+1))]]$$

$$Dx2 = Dx(j) Dx(j+1) Dx1$$

$$Dy2 = Dy(i) Dy(i+1) Dy1$$

$$Dx1 = \frac{Dx(j) + Dx(j+1)}{2}$$

$$Dy1 = \frac{Dy(i) + Dy(i+1)}{2}$$

$$Q(i,j) = -\frac{q}{\epsilon} Dx2 (p - N_A - n - N_D)$$

$$R0(i,j) = \frac{Dx2}{Dy2} Dy(i+1)$$

$$R1(i,j) = \frac{Dx2}{Dy2} Dy(i)$$

On a deux types de conditions aux limites aux points à l'extérieur du maillage :

1) Conditions de Dirichlet:

Ces conditions sont valables aux électrodes:

(i) Première électrode, nous posons

$$V(1,j) = V_{bi} \quad 1 \leq j \leq N_1 \quad (17)$$

Le potentiel de cette électrode est utilisé comme référence et il est égal au potentiel de barrière.

(ii) Deuxième électrode, nous posons:

$$V(1,j) = V_{bi} + V_r \quad N_2 \leq j \leq N \quad (18)$$

V_r représente le potentiel appliqué au dispositif.

2) Conditions aux Limites de Neumann

Il est évident que les conditions aux limites réelles pour ce dispositif, ne peuvent pas être appliquées directement dans ce modèle. En effet nous devons chercher des approches

mathématiques qui permettent un comportement de la structure analogue au fonctionnement réel, tout en limitent le temps calcul .

Les conditions aux limites de Neumann pour le potentiel et les concentrations des porteurs n et p , sont données par :

$$\delta V / \delta u = 0$$

$$\delta n / \delta u = 0$$

$$\delta p / \delta u = 0$$

où

u : est le vecteur unité normal de la limite considérée. Ces conditions sont appliquées pour toutes les limites sauf aux niveaux des électrodes figure (II. 7)

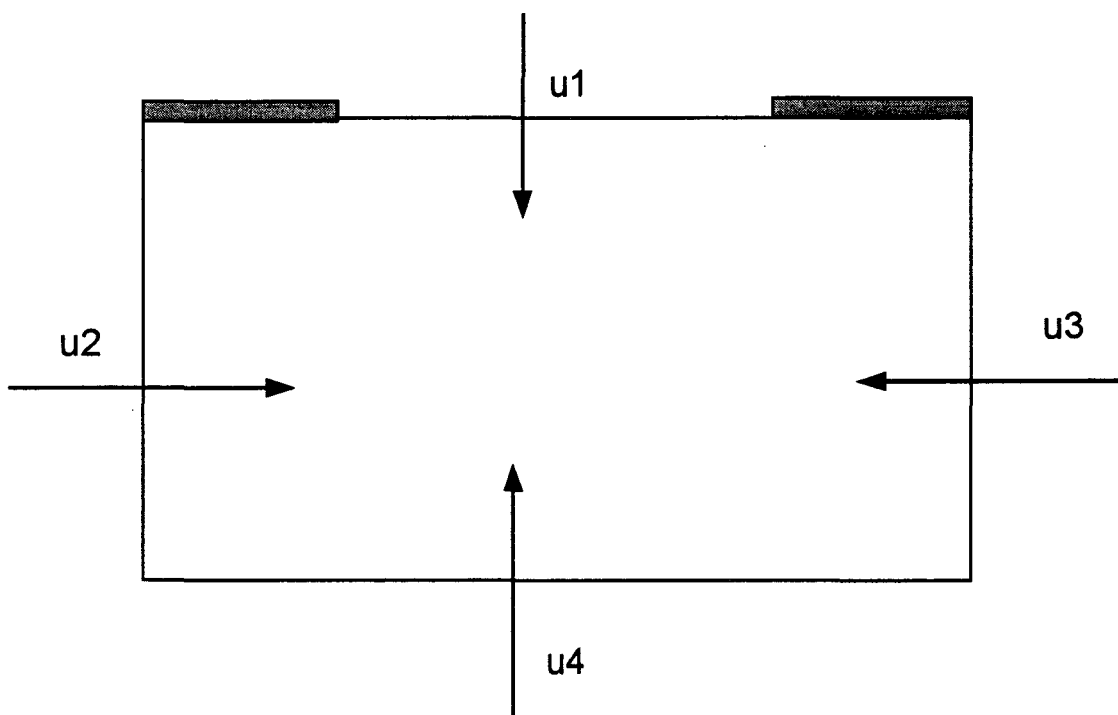


Figure (II. 7): Structure du MSM avec vecteur unité pour les conditions aux limites de Neumann

Pour la méthode des différences finies, les conditions aux limites de Neumann s'écrivent :

$$V(M,j) = V(M-1,j) \quad 1 \leq j \leq N$$

$$V(i,N) = V(i,N-1) \quad 2 \leq i \leq M-1$$

$$\begin{aligned}
V(i,1) &= V(i,2) & 2 \leq i \leq M-1 \\
V(1,j) &= V(2,j) & (N_1+1) \leq j \leq (N_2-1)
\end{aligned}
\tag{19}$$

Les équations 16 - 19 présentent un système de MxN équations linéaires à MxN variables inconnues. La méthode utilisée pour résoudre ce problème est une méthode directe qui s'appelle "matrice à double balayage" [9]. Cette méthode a été élaborée par Cholesky [11]. Elle est également utilisée pour résoudre tous les systèmes à équations linéaires présentés par une matrice à cinq diagonales.

3.6 Intégration des équations de continuité

Dans cette partie on étudie l'intégration numérique par rapport au temps des équations de continuité qui s'écrivent:

$$\begin{aligned}
\delta n / \delta t &= \nabla \cdot J_n + G - R \\
\delta p / \delta t &= -\nabla \cdot J_p + G - R
\end{aligned}$$

Pour éliminer la possibilité de l'existence de valeurs négatives des concentrations des porteurs n et p, on utilise la même approche que Lomax et al [10] (up-stream method). Selon la direction du champ électrique, la composante de la densité de courant de conduction va être donnée par:

pour les trous:

$$\begin{aligned}
J_{pX}(i,j+1/2) &= \\
&= P(i,j) \mu(i,j+1/2) E_X(i,j+1/2) & E_X(i,j+1/2) \geq 0 \\
&= P(i,j+1) \mu(i,j+1/2) E_X(i,j+1/2) & E_X(i,j+1/2) < 0
\end{aligned}$$

pour les électrons:

$$\begin{aligned}
J_{nX}(i,j+1/2) &= \\
&= n(i,j) \mu(i,j+1/2) E_X(i,j+1/2) & E_X(i,j+1/2) < 0 \\
&= n(i,j+1) \mu(i,j+1/2) E_X(i,j+1/2) & E_X(i,j+1/2) \geq 0
\end{aligned}$$

Utilisant le fonction sgn définie par :

$$\text{sgn}(x) = +1 \quad x \geq 0$$

$$\text{sgn}(x) = -1 \quad x < 0$$

la densité de courant pour les trous devient :

$$\begin{aligned} J_{px}(i,j+1/2) = & \\ & \mu(i,j+1/2)E_x(i,j+1/2)\left[P(i,j)\frac{1+\text{sgn}(E_x(i,j+1/2))}{2} + P(i,j+1)\frac{1-\text{sgn}(E_x(i,j+1/2))}{2}\right] \\ & - \frac{1}{Dx(j+1)} [D(i,j+1) P(i,j+1) - D(i,j) P(i,j)] \end{aligned} \quad (20)$$

$$\nabla \cdot J_{pi,j} = \frac{J_x(i,j+1/2) - J_x(i,j-1/2)}{DX1} + \frac{J_y(i+1/2,j) - J_y(i-1/2,j)}{DY1} \quad (21)$$

A partir de ces deux dernières équations (20) et (21), on peut écrire:

$$-\nabla \cdot J_{pi,j} = a_0(i,j) P(i,j) + a_1(i,j) P(i,j+1) + a_2(i,j) P(i,j-1) + a_3(i,j) P(i+1,j) + a_4(i,j) P(i-1,j)$$

où

$$\begin{aligned} a_0(i,j) = & \frac{1+S_x^+}{2DX1} \mu(i,j+1/2)E_x(i,j+1/2) - \frac{1-S_x^-}{2DX1} \mu(i,j-1/2)E_x(i,j-1/2) \\ & - \frac{1+S_y^+}{2DY1} \mu(i+1/2,j)E_y(i+1/2,j) - \frac{1-S_y^-}{2DY1} \mu(i-1/2,j)E_y(i-1/2,j) \\ & - \left[\frac{1}{DX(j+1)DX1} + \frac{1}{DY(i+1)DY1} \right] D(i,j) - \left[\frac{1}{DX(j)DX1} + \frac{1}{DY(i)DY1} \right] D(i,j) \\ a_1(i,j) = & -\frac{1-S_x^+}{2DX1} \mu(i,j+1/2)E_x(i,j+1/2) + \frac{D(i,j+1)}{DX1DX(j+1)} \\ a_2(i,j) = & \frac{1+S_x^-}{2DX1} \mu(i,j-1/2)E_x(i,j-1/2) + \frac{D(i,j-1)}{DX1DX(j)} \\ a_3(i,j) = & -\frac{1-S_y^+}{2DY1} \mu(i+1/2,j)E_y(i+1/2,j) + \frac{D(i+1,j)}{DY1DY(i+1)} \\ a_4(i,j) = & \frac{1+S_y^-}{2DY1} \mu(i-1/2,j)E_y(i-1/2,j) + \frac{D(i-1,j)}{DY1DY(i)} \end{aligned}$$

et

$$S_x^+ = \text{sgn}(E_x(i, j + 1/2))$$

$$S_y^+ = \text{sgn}(E_y(i + 1/2, j))$$

$$S_x^- = \text{sgn}(E_x(i, j - 1/2))$$

$$S_y^- = \text{sgn}(E_y(i - 1/2, j))$$

Si on définit le vecteur \underline{P} par :

$$\underline{P} = [P_{11}, P_{12}, \dots, P_{1N} \mid P_{21}, P_{22}, \dots, P_{2N} \mid \dots \mid P_{M1}, P_{M2}, \dots, P_{MN}],$$

on peut écrire l'équation de continuité par :

$$\dot{\underline{P}} = \underline{A} \underline{P} + \text{constante}$$

où le point correspond à la différentiation par rapport au temps, et "A" est une matrice à cinq diagonales . Il faut noter ici que A ne dépend pas explicitement de \underline{P}

L'intégration de cette équation peut être faite avec trois méthodes différentes (méthode explicite , méthode implicite , et méthode semi-implicite); dans notre cas nous utilisons la méthode semi-implicite qui est un compromis des deux autres méthodes. Le résultat de cette intégration donne alors :

$$(\underline{I} - \underline{A}^k \Delta t/2) \underline{P}^{k+1} = (\underline{I} + \underline{A}^k \Delta t/2) \underline{P}^k \quad (22)$$

où

k est le numéro des itérations

Toutes les équations ci dessus (20 à 22), peuvent également être déterminées de façon semblable pour les électrons.

L'équation (22) représente un système d'équations linéaires avec p^{k+1} inconnues. L'analyse de stabilité [9] montre que cette méthode n'est stable que si la condition suivante est réalisée

$$\Delta t \leq 2\tau_d = \epsilon_0 \epsilon_r / q\mu N_D \quad (23)$$

où
 τ_d est le temps de relaxation diélectrique

Le système des équations linéaires (22) est résolu par la méthode de Newton [11] (successive over relaxation method).

Quand les équations de Poisson et de continuité sont résolues on peut décrire les caractéristiques du dispositif à chaque instant.

4. Comparaison théorie - expérience

Un fois le modèle établi, il fallait s'assurer du bon fonctionnement de celui-ci. C'est précisément dans ce but que nous avons comparé le comportement transitoire obtenu théoriquement aux résultats expérimentaux:

4.1. Etude expérimentale

Les résultats que nous présentons dans cette partie, sont issus de la caractérisation d'une série de photodétecteurs MSM réalisés au laboratoire. Une couche portant le no. 920901 a été spécialement réalisée par la technique de croissance d'épitaxie par jet moléculaire sur un substrat semi-isolant InP et constitue le matériau de base des composants. La figure (II. 8) montre la structure épitaxiale de la couche fabriquée. Quatre configurations géométriques différentes sont prévues. Leurs caractéristiques sont rassemblées dans le tableau (II. 1) en fonction de la largeur des électrodes et de la distance entre celles-ci.

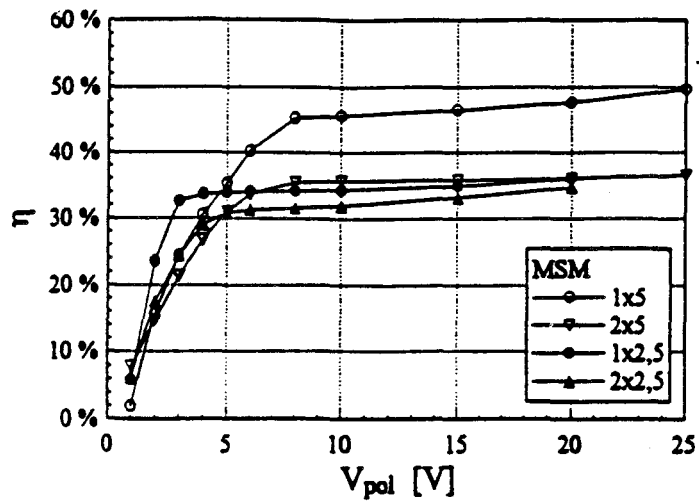


Fig. (II. 9): Comparaison du rendement quantique des photodiodes MSM AlInAs/GaInAs fabriquées au laboratoire

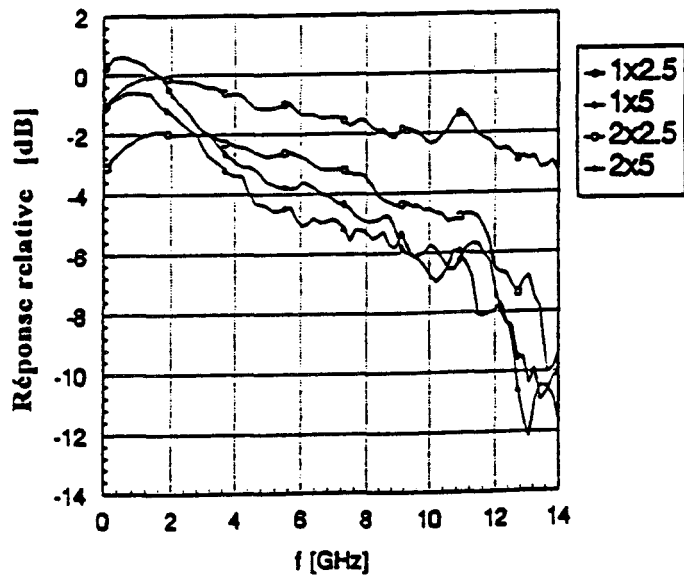


Fig. (II. 10): Réponse fréquentielle des photodiodes MSM AlInAs/GaInAs fabriquées au laboratoire

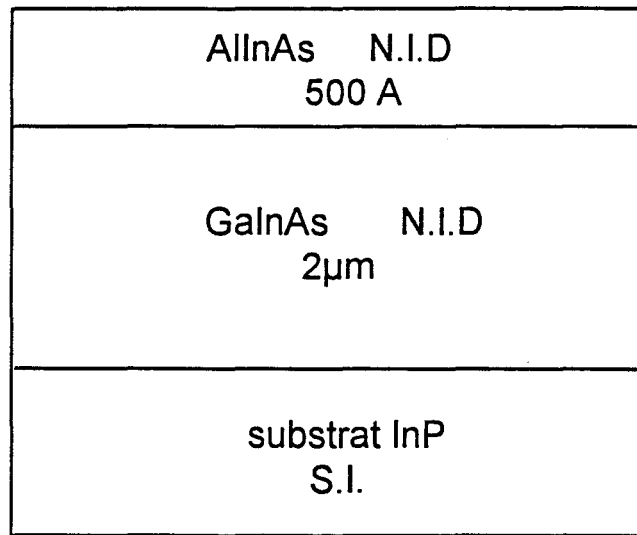


Figure (II. 8): Structure de la couche utilisée pour la fabrication de MSM

dénomination	1x5	2x5	1x2.5	2x2.5
largeur des doigts	1µm	2µm	1µm	2µm
distance interdoigts	5µm	5µm	2.5µm	2.5µm
nombre de doigts	12	10	20	16
surface éclairée	4120µm ²	3600µm ²	3600µm ²	2820µm ²
surface totale	4900µm ²	4900µm ²	4900µm ²	4900µm ²

Tableau (II. 1): Caractéristiques des différentes structures MSM interdigitées étudiées

4.1.1. Rendement quantique des photodiodes MSM AlInAs/GaInAs

A partir de la mesure du photocourant nous avons déterminé le rendement quantique des quatre photodiodes MSM (figure (II. 9)). Le rendement quantique présente une saturation pour des tensions supérieures à 5V (MSM 1x2.5 et 2x2.5) et supérieures à 10V (MSM 1x5 et 2x5). Pour $V_{pol} < V_{saturation}$, le champ électrique n'est pas suffisamment fort pour entraîner tous les porteurs photocréés, spécialement ceux situés loin de la surface. Ce phénomène sera étudié en détail dans le prochain chapitre. Enfin, si l'on augmente la tension de polarisation au-delà de V_S , tous les porteurs photocréés participent au photocourant, entraînant la saturation de celui-ci.

4.1.2. Réponse fréquentielle des photodiodes MSM

Pour déterminer la fréquence de coupure nous avons comparé la réponse fréquentielle des photodétecteurs à celle d'une photodiode PIN rapide GaInAs/InP fabriquée au LEP, de diamètre 25 μ m, de fréquence de coupure égale à 17GHz et de capacité 0.09 pF. Un générateur hyperfréquence Wiltron 6659B a servi à moduler une diode laser Thomson de longueur d'onde 1.3 μ m dans la gamme 100 MHz-14GHz. La transmission du signal optique s'est effectuée en espace libre. Les réponses dynamiques ont été mesurées avec un analyseur de réseau scalaire Wiltron 562. La figure (II. 10) montre les résultats obtenus en termes de coefficients de transfert en puissance comparé à la photodiode PIN.

Notons que le niveau 0dB correspond au niveau de référence de la photodiode PIN. Les composants de distance interélectrode plus élevée présentent des fréquences de coupure de 4GHz (MSM 1x5) et 4.5GHz (MSM 2x5). La division de la distance interélectrode par deux permet d'obtenir des fréquence de coupure de 12 GHz (MSM 1x2.5) et de 11GHz (MSM 2x2.5). Les photodiodes ont été polarisées de façon à atteindre le régime de saturation (20V pour les premiers et 15V pour les seconds). La dépendance de la fréquence de coupure en fonction de la tension de polarisation sera décrite dans le prochain chapitre

4.2. Etude théorique

Les valeurs des paramètres physiques typiques utilisées pour les modélisations sont présentées dans le tableau (II. 2). A partir du modèle physique que nous avons développé, nous avons calculé la réponse transitoire du MSM dans le cas de plusieurs structures. Ainsi par le calcul du temps de montée (τ) pris entre 10% et 90% de l'amplitude maximale du signal électrique pour un MSM soumis à un échelon de puissance optique, nous avons déterminé la fréquence de coupure du photodétecteur à partir de la relation suivante:

$$F_c = 1.1/\pi\tau$$

qui est celle utilisée pour la détermination expérimentale de la fréquence de coupure à partir de la réponse impulsionnelle mesurée [1].

Paramètres Physiques	GaInAs	AlInAs	InP
Coefficient d'Absorption	$1.16 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ [13] ($\lambda = 1.3 \mu\text{m}$)		
Bande Interdite	0.75 eV [14]	1.47 eV [15]	1.35 eV [3]
Masse Effective des Electrons m^*/m_0	0.041 [14]	$m_{\Gamma}^* = 0.084$ $m_{\text{L}}^* = 0.274$ $m_{\text{X}}^* = 0.496$ [17]	0.077 [3]
Masse Effective des Trous m^*/m_0	masse des trous lourds = 0.5 masse des trous légers = 0.051 [14]	masse des trous lourds = 0.677 masse des trous légers = 0.086 [17]	0.64 [3]
Durée de Vie des Electrons	10^{-8} s [14]	10^{-8} s [14]	10^{-8} s
Durée de Vie des Trous	10^{-8} s [14]	10^{-8} s [14]	10^{-8} s
ϵ_r	11.09 [17]	10.28 [17]	12.4 [16]

Tableau (II. 2): Paramètres physiques utilisés pour la modélisation d'un MSM AlInAs/GaInAs

Les comparaisons théorie - expérience sont résumées dans le tableau (II. 3). A partir de cette comparaison nous constatons un très bon accord entre la théorie et l'expérience, ce qui permet de valider notre simulation numérique.

Distance interdoigts	Largeur d'électrode	Potentiel appliquée	Résultats mesurés		Résultats calculés	
			F_c	R	F_c	R
2.5 μm	1 μm	15 V	11-12 GHz	0.35 - 0.4 A/W	11-12 GHz	0.4 A/W
5 μm	2 μm	20 V	4.5 GHz	0.32-0.4 A/W	5.5 GHz	0.32 A/W

Tableau (II. 3): Comparaison entre la théorie et l'expérience pour des MSM AlInAs/GaInAs

5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la modélisation bidimensionnelle que nous avons développée pour la simulation des photodétecteurs MSM AlInAs/GaInAs. La comparaison avec des expériences effectuées sur des structures interdigitées fabriquées au laboratoire a permis de valider cette modélisation. Dans le chapitre suivant, nous allons utiliser cet outil pour étudier le comportement dynamique de ce détecteur en fonction des principales caractéristiques de sa structure.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Samir Aboulhoda, "Contribution à l'étude de photodétecteur rapides - application aux photorécepteur résonants micro-ondes", Thèse de docteur de l'université Lille I, 1990
- [2] Abderraouf Aboudou, "Application de la photodétection dans les circuits integres III-V pour le controle optique d'un circuit logique", Thèse de docteur de l'université de Lille I, 1991
- [3] S.M. Sze, " Physics of Semiconductor Devices," John Wiley & Sons Inc. 1981
- [4] P. Bourel, J. L. Thobel, K. Bellahsni, M. Pernisek et R. Fauquembergue, " Etude théorique du transport électronique et du contrôle de charge dans AlInAs/GaInAs/InP. Applications à la réalisation de HEMT," J. Phys. III 1 , pp. 511-520 Avril 1991
- [5] M. Dentan and B. de Cremoux, " Numerical simulation of the non-linear response of a PIN photodetector under high illumination", J. Lightwave technology, vol. 8, pp. 1137-1144, 1990.
- [6] J.E. Bowers, C.A. Burrus, " Ultrawide-band long-wavelength p-i-n photodetectors,"IEEE J. Lightwave Technology, vol.LT (5) 10, p.1339, 1987
- [7] T.Shawki, G. Salmer, O.El Sayed, " MODFET 2-D hydrodynamic energy Modeling: optimization of subquarter-micron-gate structure,"IEEE Trans. Electron Devices, vol.37, No.1, pp. 21-30, Jan. 1990
- [8] M.S. Lundstrom, and R. J. Schuelke, " Numerical analysis of heterostructure semiconductor devices," IEEE Trans. on Electron Devices, vol. ED-30, No. 9, pp. 1151-1159, Sep. 1983
- [9] M. Ibrahim, " Two dimensional simulation of microwave GaAs submicronic-gate FET's," M.Sc. thesis, Faculty of Engineering, Cairo University, Cairo, Egypt, 1983
- [10]M. Charles, R.J. Lomax et al., " Semiconductor Device Simulation ", IEEE Trans. Microwave Theory and Technique, Vol. MTT 22, No. 3, March 1974

- [11] S. Selbherr, " Semiconductor device simulation", Springer-Verlag, Viena 1980.
- [12] J.P. Gouy, E. Peredo, X. Wallart, S. Mezzour, A. Jabran, J. Harari, J.P. Viltot, D. Decoster, " Photodetecteurs métal-semiconducteur-métal sur substrat InP pour applications microondes," Proceeding Optique Hertzienne et Dielectriques, 12ème Colloque, Paris, pp. 5B1-5B4, Sept. 1993.
- [13] D.A. Humphreys, R.J. King, D. Jenkins, A.J. Moseley," Measurement of absorption coefficients of Ga_{0.47}In_{0.53}As over the wavelength range 1.0-1.7 μ m, " Electron. Lett., vol.21 No. 25/26, pp. 1187 - 1189, Dec. 1985
- [14] T.P. Pearsall," GaInAsP Alloy Semiconductors," Bell Laboratories, New Jersey, USA, 1982
- [15] M.J. Mondry, D.I. Babic, J.E. Bowers, and L.A. Coldren," Refractive indexes of (Al,Ga,In)As epilayers on InP for optoelectronic applications," IEEE Photonics Tech. Lett., vol. 4, No.6, pp. 627-630, June 1992
- [16] Avishay Katz," Indium Phosphide and Related Materials Processing, Technology, and Devices," Artech House, Inc., 1992
- [17] Kevin Brenann," Theoretical study of multiquantum well avalanche photodiodes made from the GaInAs/AlInAs material system," IEEE Trans. on Electron Devices, vol. ED-33, No.10, pp. 1502-1510, Oct. 1986

Chapitre III

CHAPITRE III

APPLICATIONS MICRO-ONDES DE LA PHOTODIODE MSM

1. Introduction

Dans ce chapitre, nous étudions de façon exhaustive le comportement dynamique de la photodiode MSM en fonction des paramètres de structure et des caractéristiques du matériau choisi. Deux types de filières seront envisagées: GaAs et InP, correspondant à des transmissions optiques aux longueurs d'onde $0.8\mu\text{m}$ et $1.3\mu\text{m}$ ou $1.55\mu\text{m}$.

Notre objectif étant la montée en fréquence, nous agirons essentiellement sur les aspects suivants:

- Réduction de la capacité de la diode en utilisant une petite surface. Dans ce qui suit, nous supposons que la surface est suffisamment faible, pour pouvoir négliger l'influence de la capacité. Par exemple, pour une surface de $(10 \times 10\mu\text{m}^2)$, de distance interdoigts de $0.3\mu\text{m}$, et $0.3\mu\text{m}$ de largeur de doigts, la capacité est approximativement égale à 17 Ff , ce qui correspond à une fréquence de coupure de l'ordre de 200 GHz , si l'on tient compte d'une résistance de charge de 50Ω .

- Réduction du temps de transit des porteurs par utilisation d'une petite distance interdoigts .

- Utilisation d'une couche absorbante mince pour empêcher l'apparition de champs électriques faibles loin de la surface dans la couche absorbante, sachant que le potentiel appliqué est forcément limité. Nous cherchons notamment à optimiser la structure en termes de distance interélectrode et d'épaisseur de couche absorbante pour obtenir une fréquence de coupure la plus élevée possible.

- Enfin, nous étudions les conséquences pour le coefficient de réponse dynamique du photodétecteur, et nous verrons comment améliorer ce coefficient de réponse, notamment pour des applications en ondes millimétriques, pour lesquelles la couche absorbante est très mince, en éclairant le MSM à l'aide d'un guide optique.

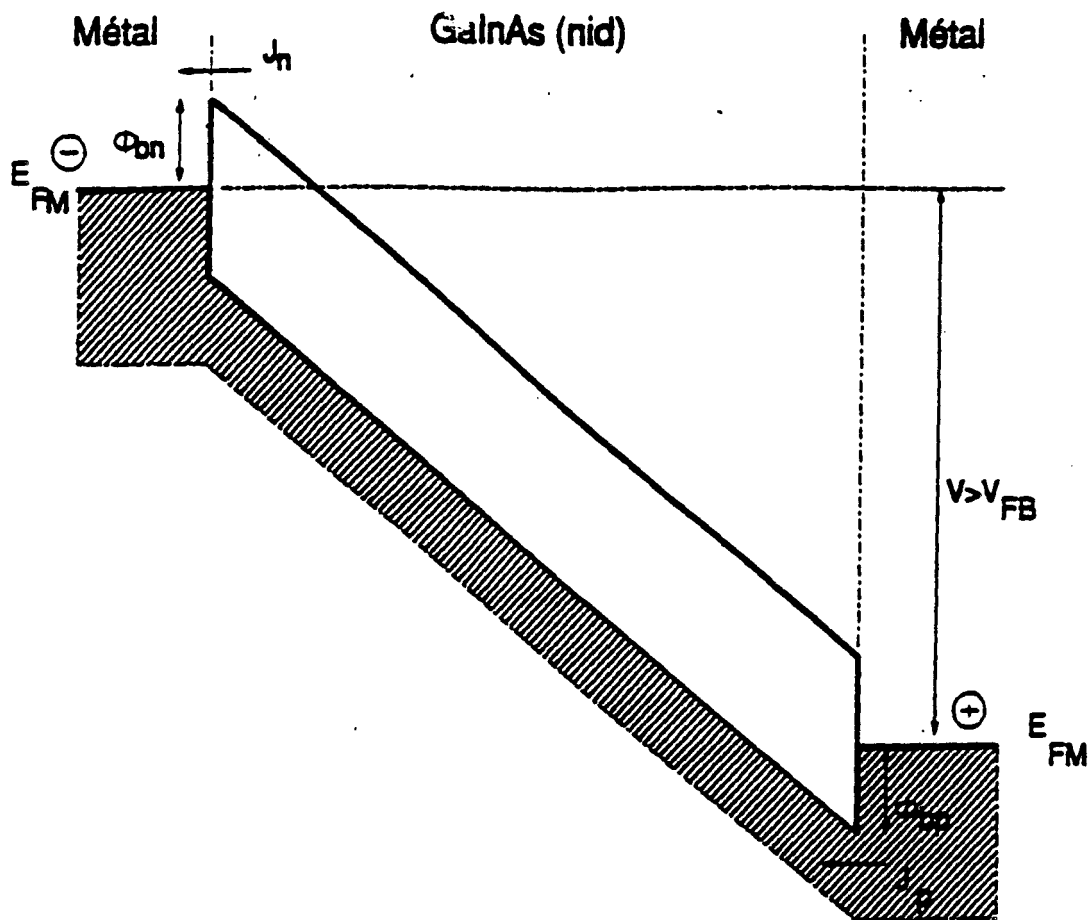


Fig. (III. 1): Diagramme énergétique du MSM en GaInAs

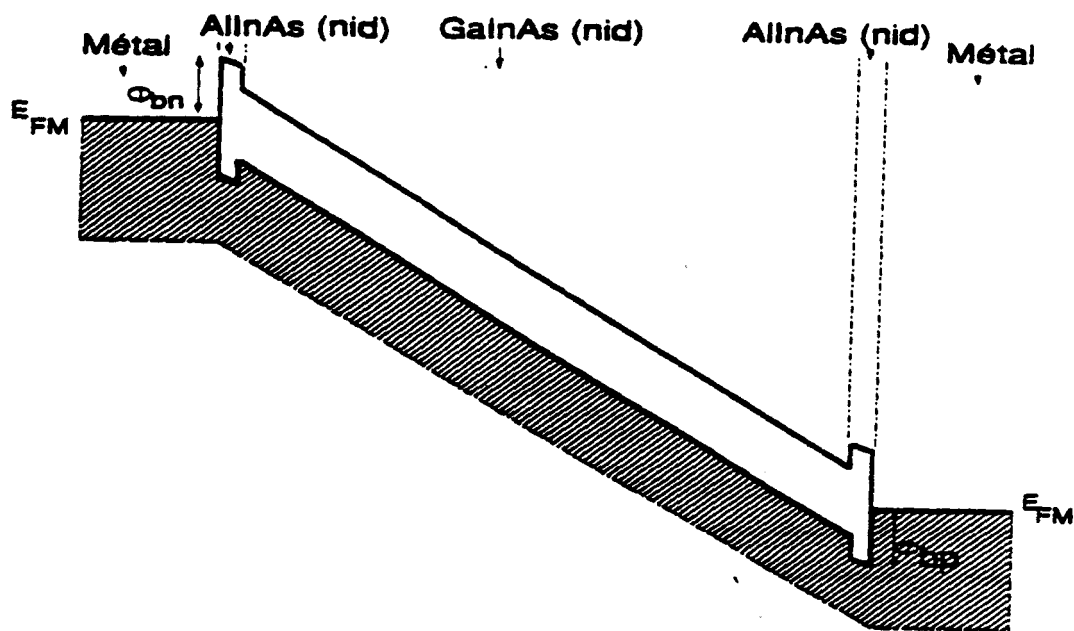


Fig. (III. 2): Diagramme énergétique du MSM en AlInAs/GaInAs

2. Etude d'un MSM adapté aux grandes longueurs d'onde (1.3 μm -1.55 μm)

Rappelons que ce dispositif est constitué d'une couche mince d'AlInAs, une couche absorbante en GaInAs, et un substrat InP qui est semi-isolant.

2.1. Effet de l'hétérojonction

Le matériau GaInAs présente des propriétés physiques très avantageuses pour la photodétection dans la gamme 1,3 - 1,6 μm ; mais sa hauteur de barrière ϕ_{bn} de l'ordre 0,2 eV (fig III. 1) ne permet pas d'obtenir des courants d'obscurité compatibles avec les exigences de la photodétection (en particulier la détection de faibles puissances optiques) ni même, sans doute, de pouvoir appliquer les champs nécessaires à une bonne collection des porteurs. D'une façon générale on peut remarquer que l'énergie de bande interdite du GaInAs (0.75 eV) ne permet pas d'obtenir à la fois des valeurs ϕ_{bn} et ϕ_{bp} correctes sachant que

$$\phi_{bn} + \phi_{bp} \approx E_g .$$

où ϕ_{bn} et ϕ_{bp} sont respectivement le potentiel de barrière, pour les électrons et les trous, du contact métal-semiconducteur

Des études ont été menées pour augmenter la hauteur de barrière, par le dépôt du contact Schottky sur des couches minces de matériaux à fort gap : AlInAs (1,45 eV), AlGaAs (1,80 eV), GaAs (1,42 eV)[1][2][3]. Les résultats montrent que AlInAs, épitaxié en accord de maille sur InP, conduit aux meilleurs résultats. En outre, la possibilité d'épitaxier ce matériau par jets moléculaires sources solides au laboratoire nous à faire retenir ce dernier.

2.1.1 Avantages de l'hétérostructure AlInAs/GaInAs

Les résultats obtenus par Soole et ses collaborateurs [4] montrent l'intérêt de l'AlInAs comme couche barrière sur GaInAs pour lequel la hauteur de la barrière métal-semiconducteur passe de 0,2 eV à 0,6-0,8 eV. Le diagramme des bandes énergétiques de cette structure est donné par la figure (III. 2) pour $V > V_{FB}$. Cette situation est particulièrement favorable ($\phi_{bn} \approx \phi_{bp} \approx 0,75$ eV) et permet en particulier de répondre aux exigences d'un MSM à faible courant d'obscurité.

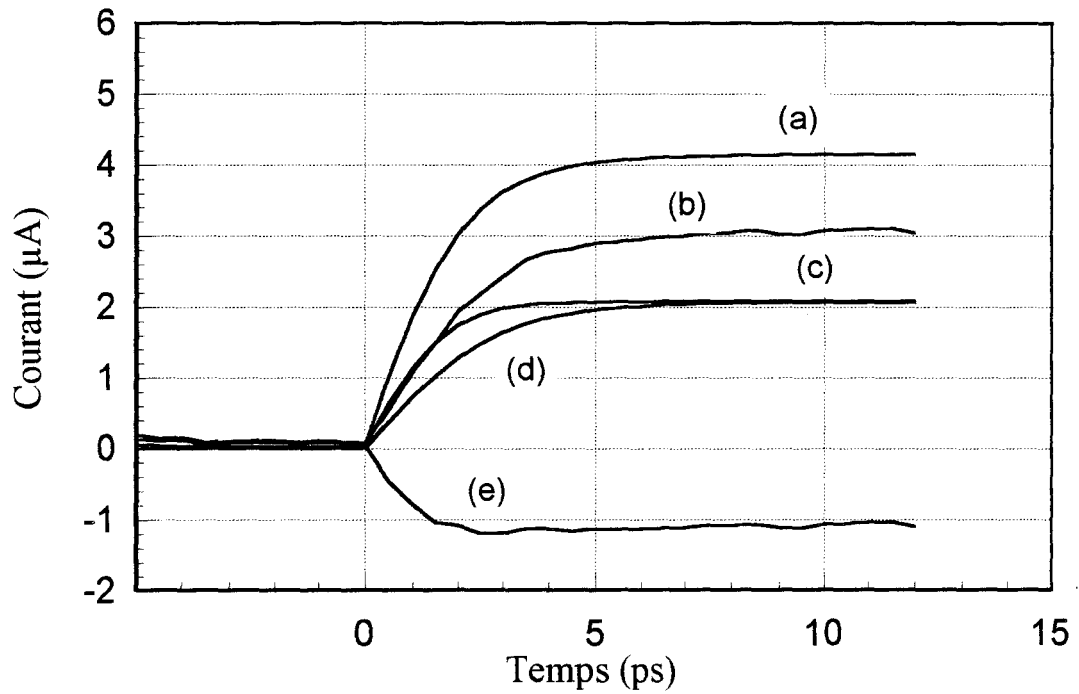


Fig. (III. 3) Evolution du courant en fonction du temps pour un échelon optique de $40 \mu\text{W}$, dans un MSM AllnAs/GaInAs - épaisseur de GaInAs $0.2 \mu\text{m}$ $0.3 \mu\text{m}$ de distance interdoigts, hétérojonction de 40°A

(a) courant de conduction (b) courant total
(c) courant d'électrons (d) courant de trous
(e) courant de déplacement

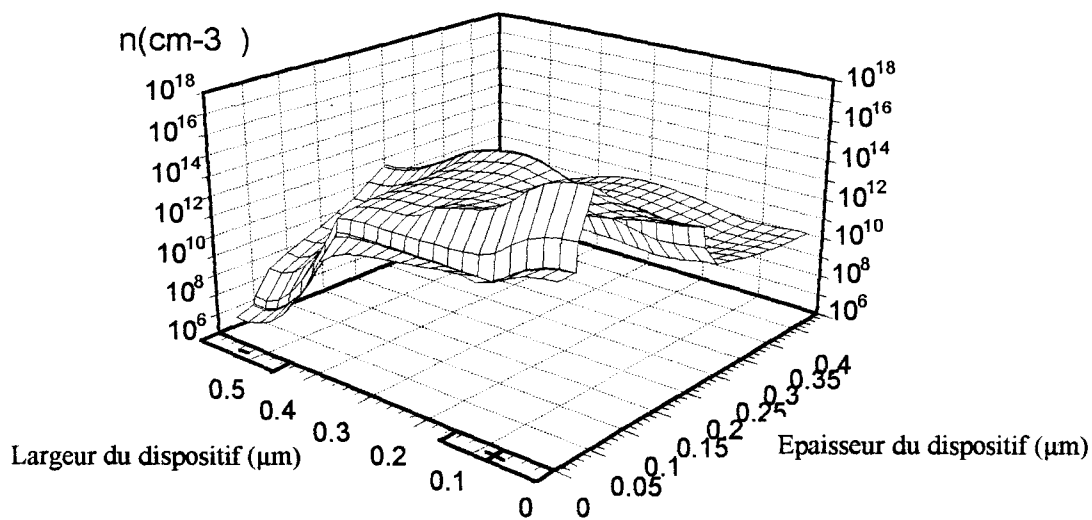
Le mécanisme de transport associé à une telle structure dépend essentiellement des paramètres physiques tels que les discontinuités ϕ_{bn} et ϕ_{bp} du contact métal/AlInAs, des discontinuités des bandes de conduction et de valence ΔE_C et ΔE_V de l'hétérostructure AlInAs/GaInAs, de la qualité de l'AlInAs et de la qualité de l'interface AlInAs/GaInAs.

2.1.2 Inconvénients de l'hétérostructure AlInAs/GaInAs

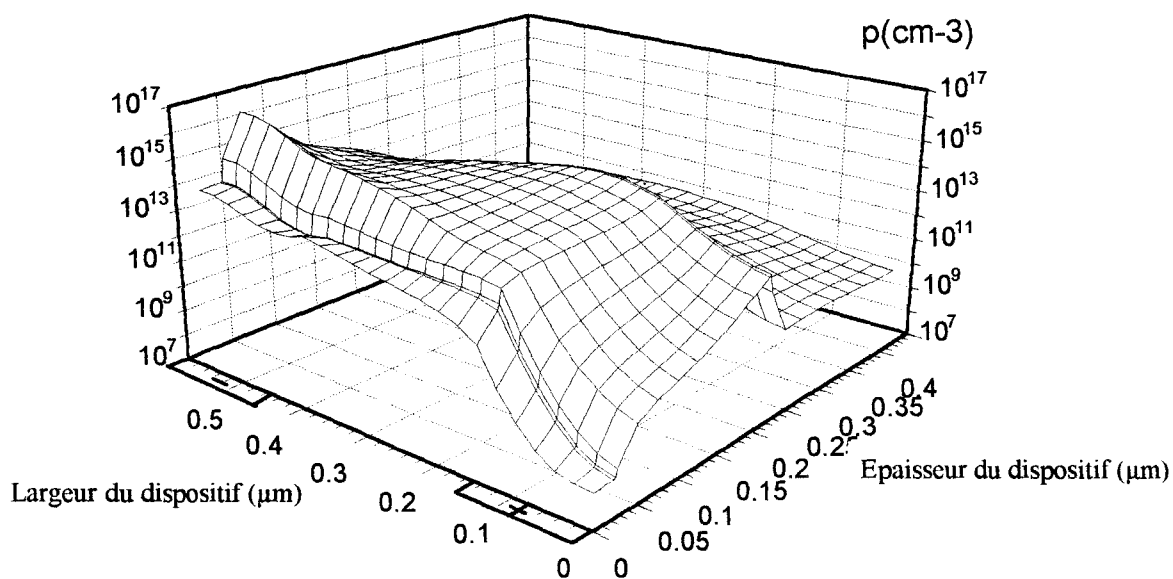
Si le contact métal/AlInAs permet d'augmenter la hauteur de barrière, l'interface AlInAs/GaInAs fait apparaître, par contre, une discontinuité des bandes de conduction et de valence ΔE_C et ΔE_V , ce qui a pour conséquence de provoquer un piégeage des porteurs à cet interface.

A l'aide de la simulation numérique du modèle physique présenté au chapitre II, nous avons calculé, figure (III. 3); les courants qui traversent les deux électrodes de la photodiode MSM lors de l'application d'un échelon optique de $40 \mu W$, avec $0.2 \mu m$ d'épaisseur de couche absorbante, $0.3 \mu m$ de distance interdoigts, et $4V$ de tension de polarisation. On peut observer les différents comportements des électrons et des trous. Les électrons (figure (III. 3c)) traversent la distance entre les deux électrodes plus rapidement que les trous. Ceci est dû à leur vitesse qui est plus grande que celle des trous: au voisinage des électrodes, les porteurs, soumis à un champ électrique élevé, ont leur vitesse de saturation qui est un peu plus forte pour les électrons que pour les trous; loin des électrodes, le champ électrique est plus faible, et la différence de vitesse entre les électrons et les trous s'accroît, toujours au bénéfice des électrons.

On peut aussi remarquer que le courant de déplacement (figure III. 3(e)) a une valeur relativement élevée. Ceci implique que nous n'avons pas atteint un état complètement stationnaire. En fait, il existe deux fréquences de coupure, une très élevée égale à $80 GHz$ qui correspond au temps transit, et une autre beaucoup plus basse qui tient compte du piégeage des porteurs à l'hétérojonction AlInAs/GaInAs. Il est clair que l'on peut définir deux valeurs du coefficient de réponse qui correspondent aux deux fréquences de coupure; la première est un coefficient de réponse dynamique égal à $0.075 A/W$ et l'autre est un coefficient de réponse statique ou basses fréquences de $0.1 A/W$ pour les calculs présentés ci-dessus. Les figures (III. 4a) et (III. 4b) montrent les distributions en deux dimensions des électrons et des trous dans le dispositif. On peut noter que les concentrations des porteurs sont très élevées près des électrodes à l'hétérointerface et approximativement égales à $10^{18} cm^{-3}$ pour les électrons.



(a)



(b)

Fig. (III. 4) MSM AlInAs/GaInAs avec une hétérojonction de 40°A
 (a) Distribution des électrons
 (b) Distribution des trous



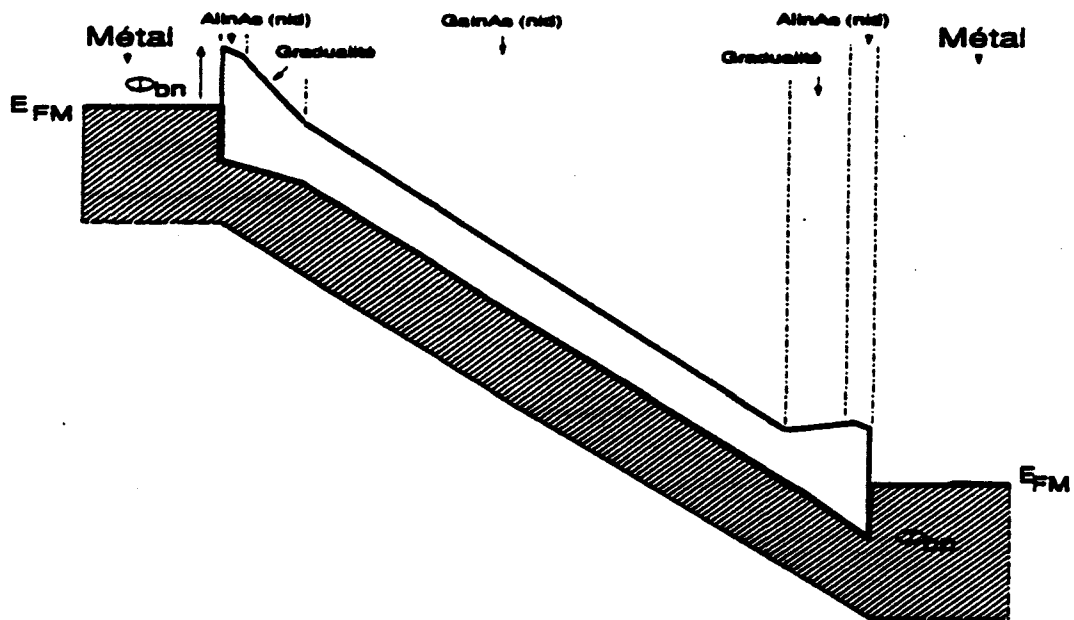


Fig. (III. 5): Diagramme énergétique du MSM graduel (GMSM) en AlInAs/Gradualité/GaInAs

Pour diminuer ces discontinuités on peut introduire des zones de composition graduelle en AlGaInAs [5]

2.1.3. MSM AlInAs/Gradualité/GaInAs

La gradualité de composition de type $(\text{GaInAs})_{1-z}(\text{AlInAs})_z$, permet de réduire ou de lisser la discontinuité des bandes de conduction et de valence et d'empêcher sous polarisation, le piégeage des porteurs. Le diagramme de bande correspondant illustre l'intérêt de cette gradualité pour la structure MSM figure (III. 5).

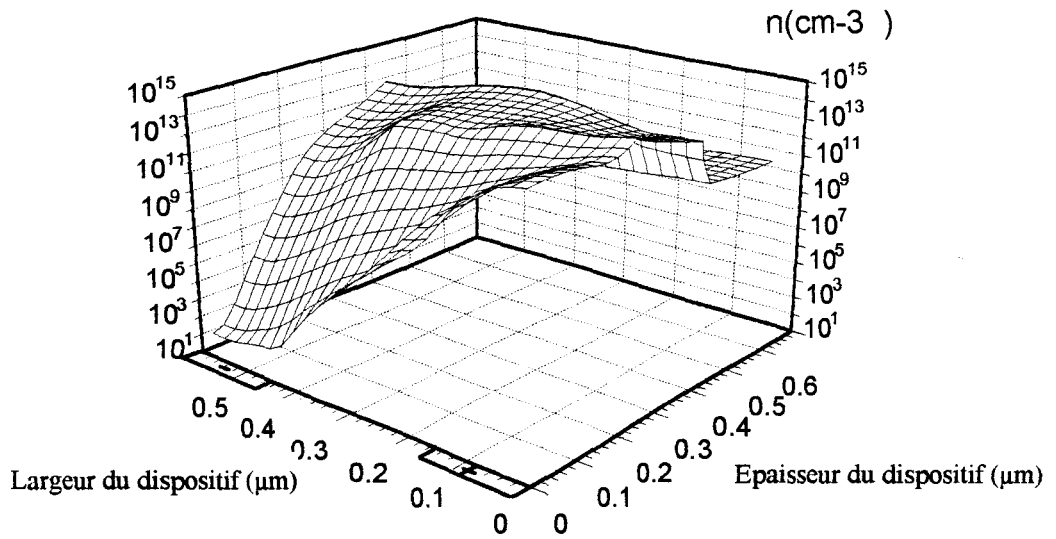
La figure (III. 6) montre les distributions de porteurs pour un MSM AlInAs/Gradualité/GaInAs avec $0.2 \mu\text{m}$ de couche absorbante, $0.3 \mu\text{m}$ d'espace interdoigts, une gradualité de $0.2 \mu\text{m}$, et 4V de tension de polarisation après avoir appliqué un échelon de puissance optique égal à $40 \mu\text{W}$. On peut noter que le piégeage des porteurs a fortement diminué ($\approx 10^{15} \text{cm}^{-3}$ pour les électrons près des électrodes au lieu de 10^{18}cm^{-3} dans le cas sans gradualité).

Le comportement du courant résultant est donné figure (III. 7) où le courant de déplacement tend assez rapidement vers zéro et la fréquence de coupure basse augmente jusqu'à 40GHz .

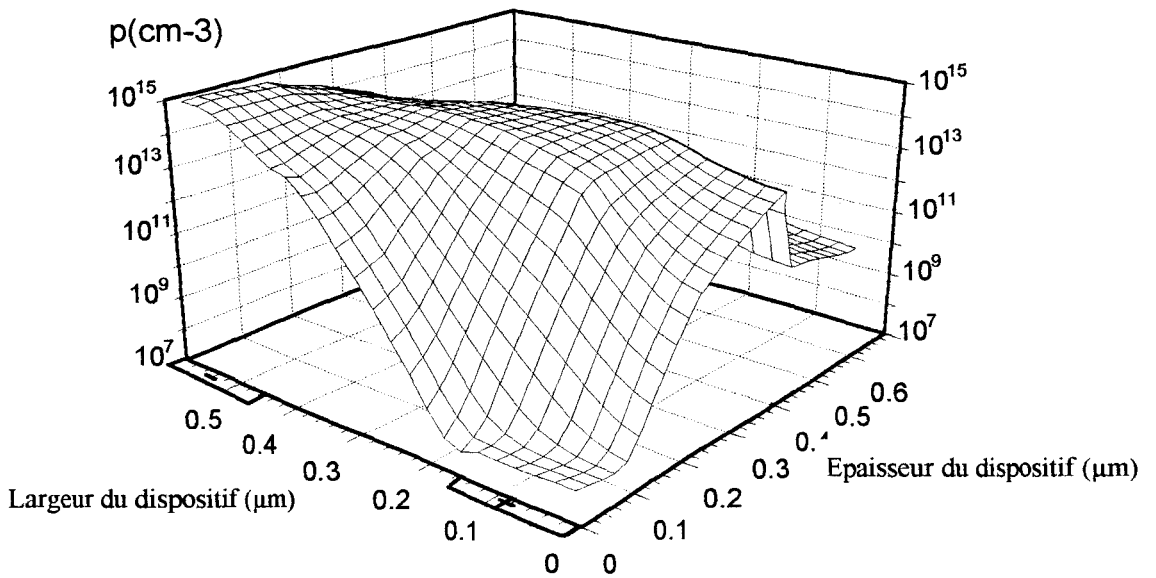
2.2. Influence de la distance interdoigts

Les figures (III. 8a et III. 8b) représentent respectivement le comportement de la fréquence de coupure haute pour une épaisseur de couche absorbante de $2 \mu\text{m}$, et de $0.2 \mu\text{m}$ en fonction de la distance interélectrode, la largeur des doigts étant choisie de manière à assurer une puissance optique constante sur le dispositif. On peut voir très clairement la similitude des deux comportements. D'une manière générale plus la distance interdoigts du MSM est petite, plus la fréquence de coupure est grande. Ceci s'explique facilement par la réduction du temps de transit des porteurs.

Cependant, lorsque l'espace interdoigts diminue encore (inférieur à la moitié de l'épaisseur de couche absorbante) le champ électrique loin de la surface diminue ce qui se traduit par une réduction de la vitesse des porteurs et donc de la fréquence de coupure. Il est



(a)



(b)

Fig. (III. 6) MSM AlInAs/Gradualité/GaInAs avec une gradualité de $0.2\mu\text{m}$
 (a) Distribution des électrons
 (b) Distribution des trous

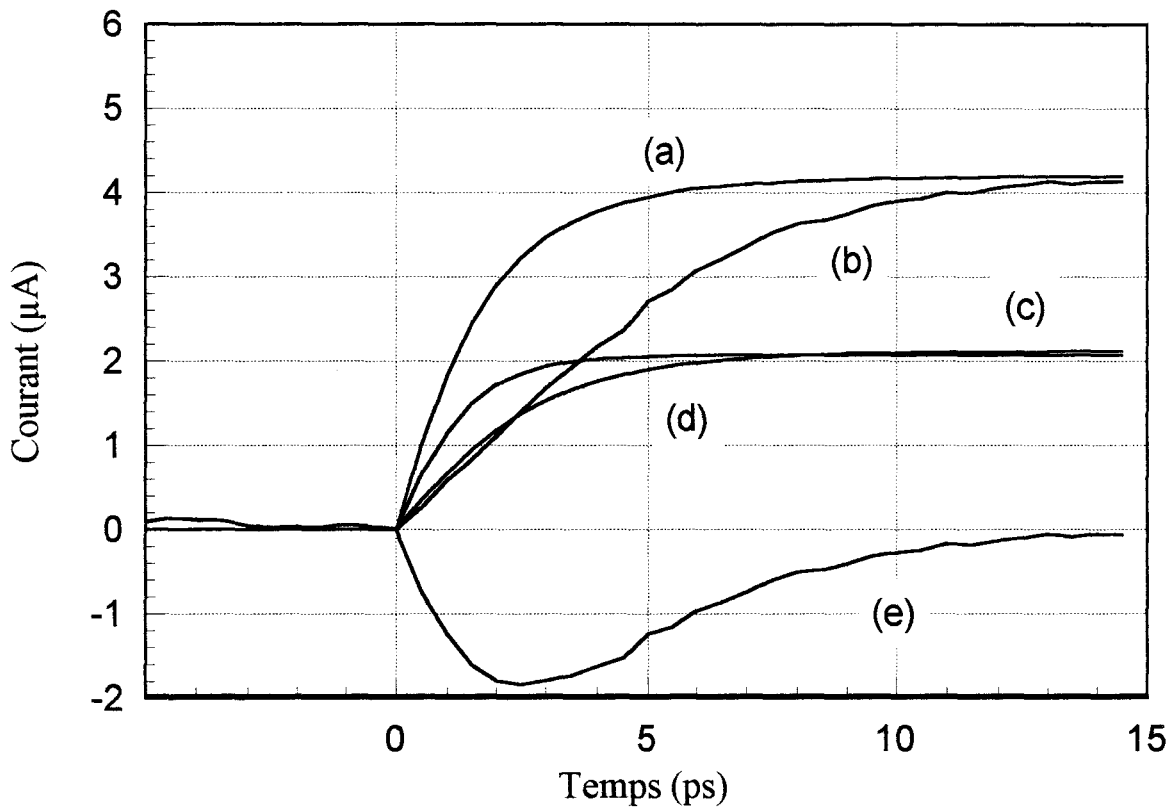
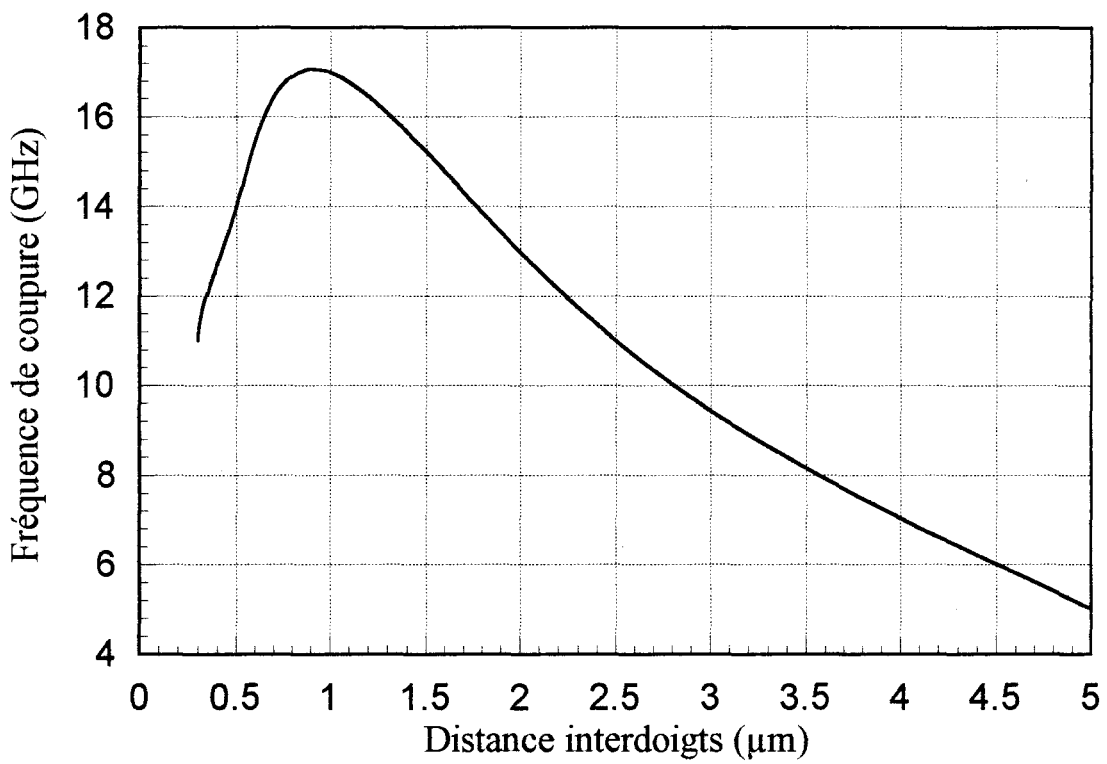
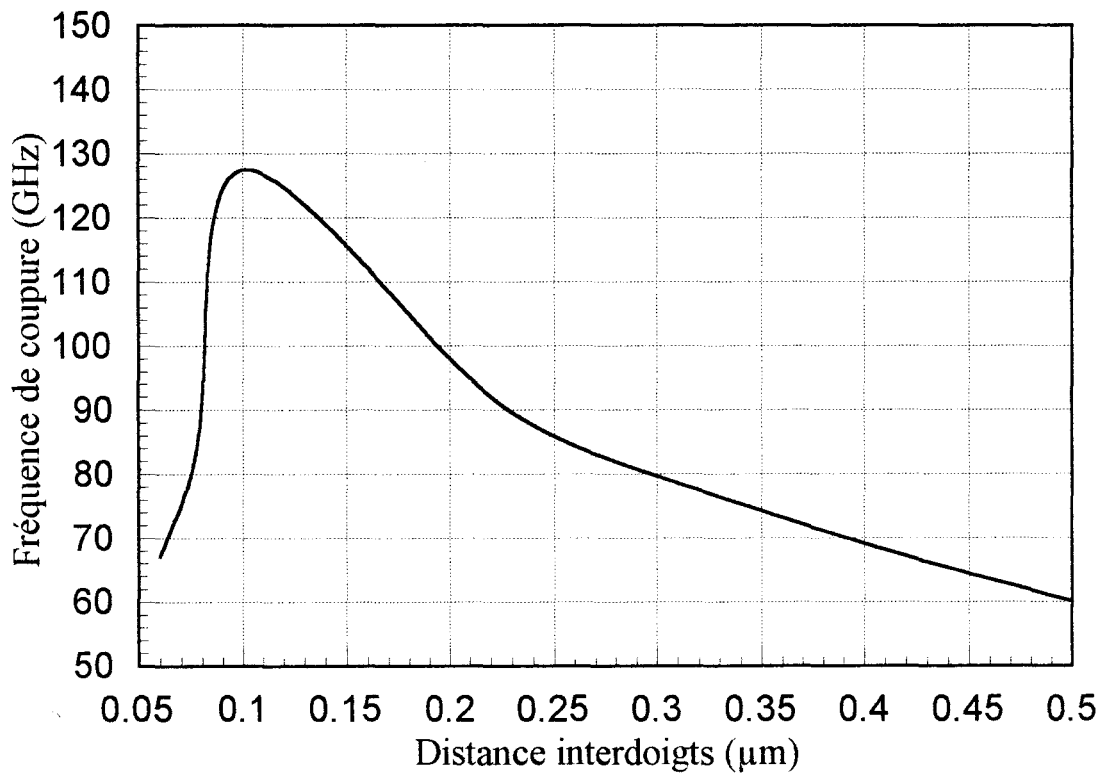


Fig.(III. 7): Evolution du courant en fonction du temps pour un échelon optique de $40\mu\text{W}$, pour un MSM graduel $\text{AlInAs}/\text{AlGaInAs}/\text{GaInAs}$ - épaisseur de GaInAs $0.2\mu\text{m} - 0.3\mu\text{m}$ de distance interdoigts-hétérojonction d'épaisseur $0.2\mu\text{m}$

(a) courant de conduction (b) courant total
(c) courant d'électrons (d) courant de trous
(e) courant de déplacement



(a)



(b)

Fig.(III. 8): Evolution de la fréquence de coupure du MSM en fonction de la distance interdoigts
 (a) Epaisseur du GaInAs 2 μm
 (b) Epaisseur du GaInAs 0.2 μm

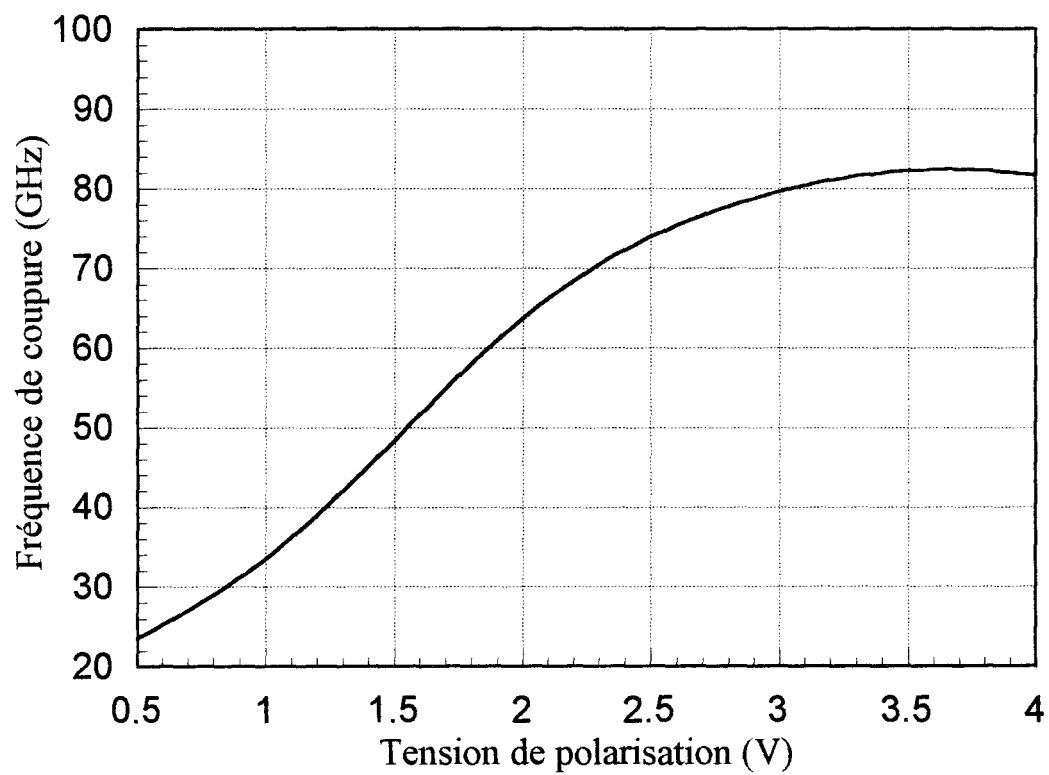


Fig.(III. 9): Evolution de la fréquence de coupure en fonction de la tension de polarisation, pour un MSM AlInAs/GaInAs - épaisseur de GaInAs $0.2\mu\text{m}$, $0.3\mu\text{m}$ de distance interdoigts, hétérojonction de 40°A

clair, figure (III. 8) que quand l'espace interdoigts est inférieur à la moitié de l'épaisseur de la couche absorbante, la fréquence de coupure diminue rapidement, et qu'il y a une valeur optimale entre l'épaisseur de couche absorbante et l'espace interdoigts.

La figure (III. 8a) montre que la fréquence de coupure maximale pour une épaisseur de $2\mu\text{m}$ de couche absorbante est approximativement égale à 18 GHz. Pour une épaisseur de $0.2\mu\text{m}$ la fréquence maximale est approximativement égale à 125 GHz (figure III. 8b).

2.3. Effet de la tension de polarisation

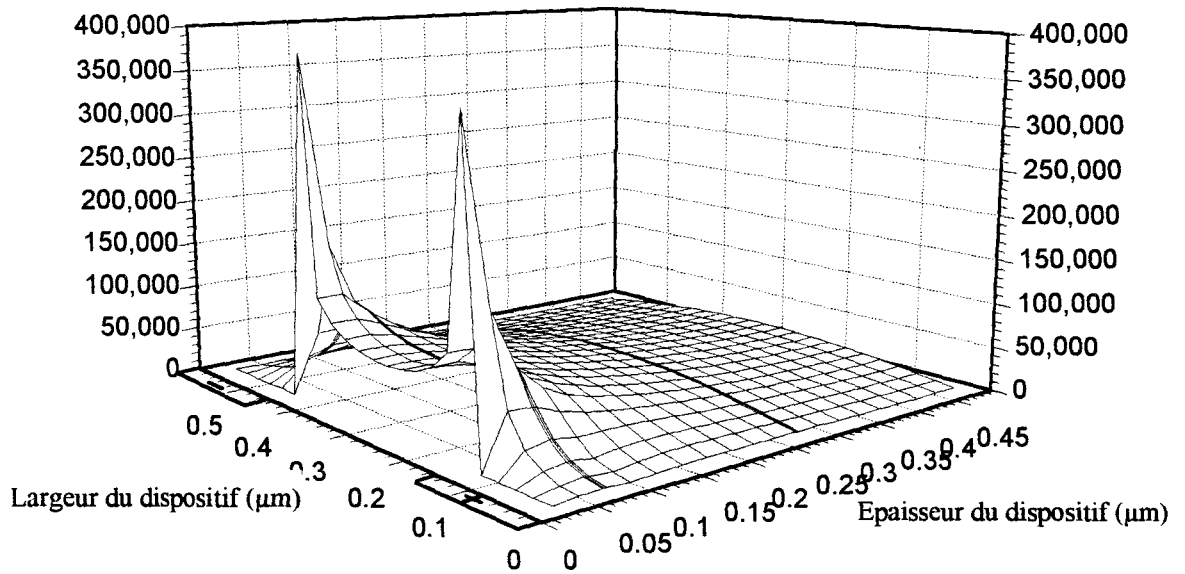
La figure (III. 9) montre l'influence de la tension de polarisation sur la fréquence de coupure haute pour une photodiode MSM de $0.2\mu\text{m}$ de couche active en GaInAs, $0.3\mu\text{m}$ de distance interdoigts et sans gradualité. Ces résultats s'expliquent facilement par la modification du champ électrique et la dépendance de la vitesse des porteurs au champ électrique. Lorsque la tension de polarisation atteint 3V, le champ électrique est suffisamment élevé pour que les porteurs atteignent leur vitesse de saturation

Pour des valeurs de champ électrique très élevées (tension de polarisation élevée) une génération de porteurs due à un effet tunnel bande à bande peut apparaître [6,7,8], ainsi qu'un effet de multiplication des porteurs par avalanche. Ces phénomènes ne seront cependant pas étudiés en détail dans cette thèse mais pris comme limite d'application du dispositif en posant que les valeurs maximales du champ électrique sont approximativement égales à 900 KV/cm pour AlInAs; et 250 KV/cm pour GaInAs [8].

La figure (III. 10) montre la distribution du champ électrique pour la direction X (parallèle à la distance interélectrode figure (III. 10a)), et à la direction Y qui lui est perpendiculaire (figure (III. 10b)) pour une tension de polarisation de 4 volts. Il est clair que dans ce cas, on est loin du claquage puisque ces figures montrent que la valeur maximum du champ électrique est de 400 KV/cm pour AlInAs et 100 KV/cm pour GaInAs.

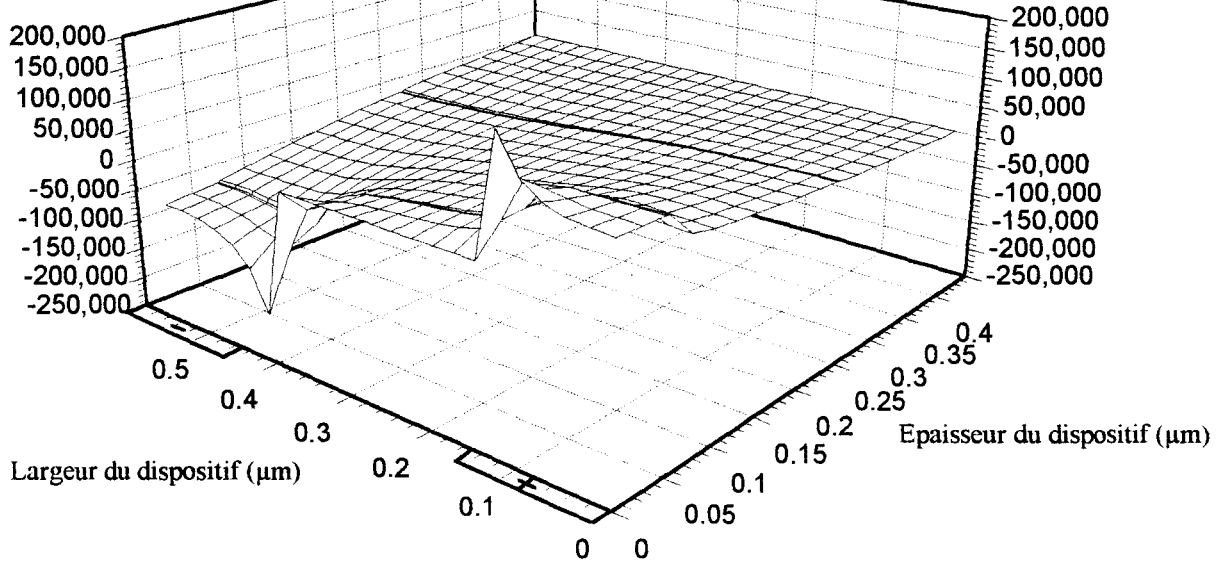
La figure (III. 11) montre la valeur du photocourant continu en fonction de la tension de polarisation. On peut noter que la tension de polarisation nécessaire et suffisante pour désorber la couche absorbante, dans ce cas, est approximativement égale à 0.5V et qu'elle est plus faible que celle nécessaire pour obtenir une fréquence de coupure maximum.

Champ électrique (V/cm)



(a)

Champ électrique (V/cm)



(b)

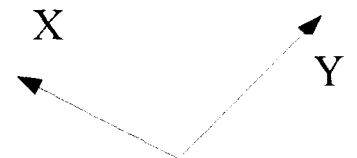


Fig.(III. 10): Distribution du champ électrique dans un MSM AlInAs/GaInAs-
épaisseur de GaInAs $0.2\mu\text{m}$, $0.3\mu\text{m}$ de distance interdoigts,
4V de tension de polarisation

(a) Distribution du champ dans la direction X

(b) Distribution du champ dans la direction Y

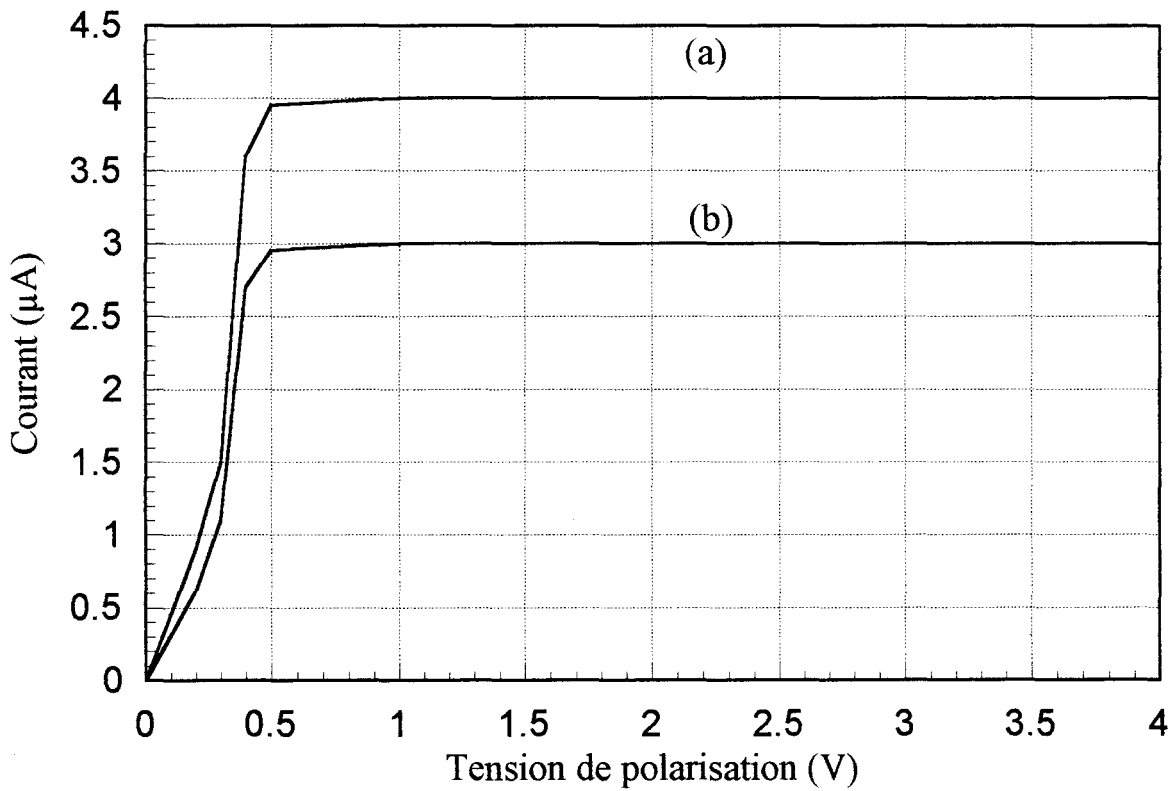


Fig. (III. 11): Evolution du photocourant en fonction de la tension de polarisation pour un MSM AlInAs/GaInAs - épaisseur de GaInAs $0.2\mu\text{m}$ -
 $0.3\mu\text{m}$ de distance interdoigts
 (a) courant statique , (b) courant dynamique

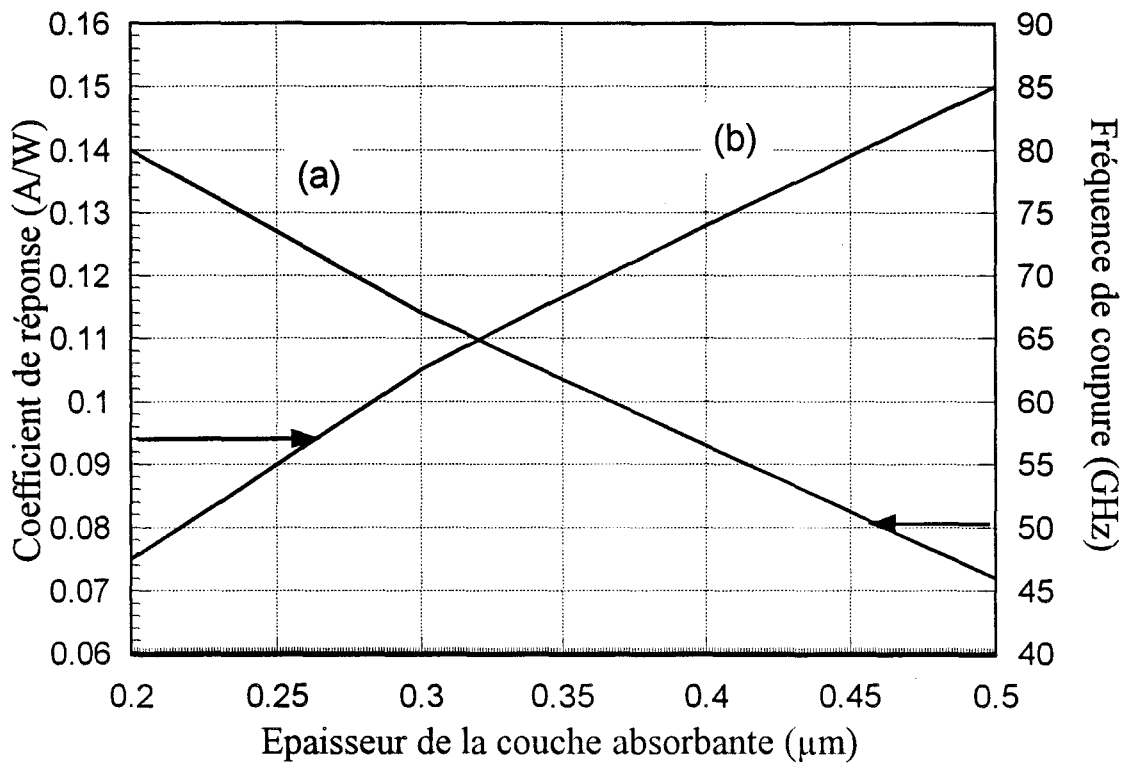


Fig.(III. 12):Evolution du coefficient de réponse et de la fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante pour un MSM de $0.3\mu\text{m}$ de distance interdoigts, et de $0.3\mu\text{m}$ de largeur des doigts

- (a)Fréquence de coupure
- (b) Coefficient de réponse

2.4. Influence de l'épaisseur de la couche absorbante

L'utilisation d'une couche absorbante épaisse permet bien sûr la photo-crédation d'un grand nombre de paires électron-trou et donc l'amélioration du coefficient de réponse. Par contre, l'augmentation de ce paramètre diminue la fréquence de coupure la plus élevée du MSM.

En effet, considérons les figures (III. 12 a) et (III. 12 b) qui représentent l'influence de l'épaisseur de la couche absorbante sur le coefficient de réponse et la fréquence de coupure. La figure (III. 12 a) montre que la fréquence de coupure passe de 45 GHz à 80 GHz quand l'épaisseur de la couche absorbante diminue de 0.5 μm à 0.2 μm pour un espace interdoigts de 0.3 μm et avec une tension de polarisation de 3 V. La figure (III. 12b) montre la variation du coefficient de réponse du dispositif en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante. Le coefficient de réponse varie entre 0.075 A/W et 0.15 A/W quand l'épaisseur de la couche absorbante varie entre 0.2 μm et 0.5 μm .

On peut conclure que pour obtenir une fréquence de coupure supérieure ou égale à 60 GHz il faut utiliser une couche absorbante mince avec une épaisseur inférieure à 0.35 μm , ce qui conduit à un coefficient de réponse très faible, par exemple 0.075 A/W pour une épaisseur de couche absorbante de 0.2 μm .

2.5 Comparaison MSM optimisés à 17 GHz et 60 GHz

Deux structures de MSM optimisés ont été comparées, la première avec 1 μm de distance interdoigts et 2 μm d'épaisseur de couche absorbante, et la deuxième avec 0.2 μm de distance interdoigts et 0.4 μm d'épaisseur de couche absorbante. Les deux photodétecteurs sont polarisés par une tension de polarisation suffisante pour atteindre la fréquence de coupure maximale.

La figure (III. 13) courbes (a) et (b), présente les réponses fréquentielles des deux structures de MSM. La fréquence de coupure de la première est de l'ordre de 17GHz, et la fréquence de coupure de la deuxième est de l'ordre de 65GHz. Les deux courbes montrent que les coefficients de réponse des deux photodétecteurs à 65 GHz sont très proches l'un de l'autre avec un coefficient de réponse dynamique de l'ordre de 0.13A/W. Cette remarque peut être intéressante à souligner; elle suppose en particulier qu'il n'est peut être pas utile de fabriquer un

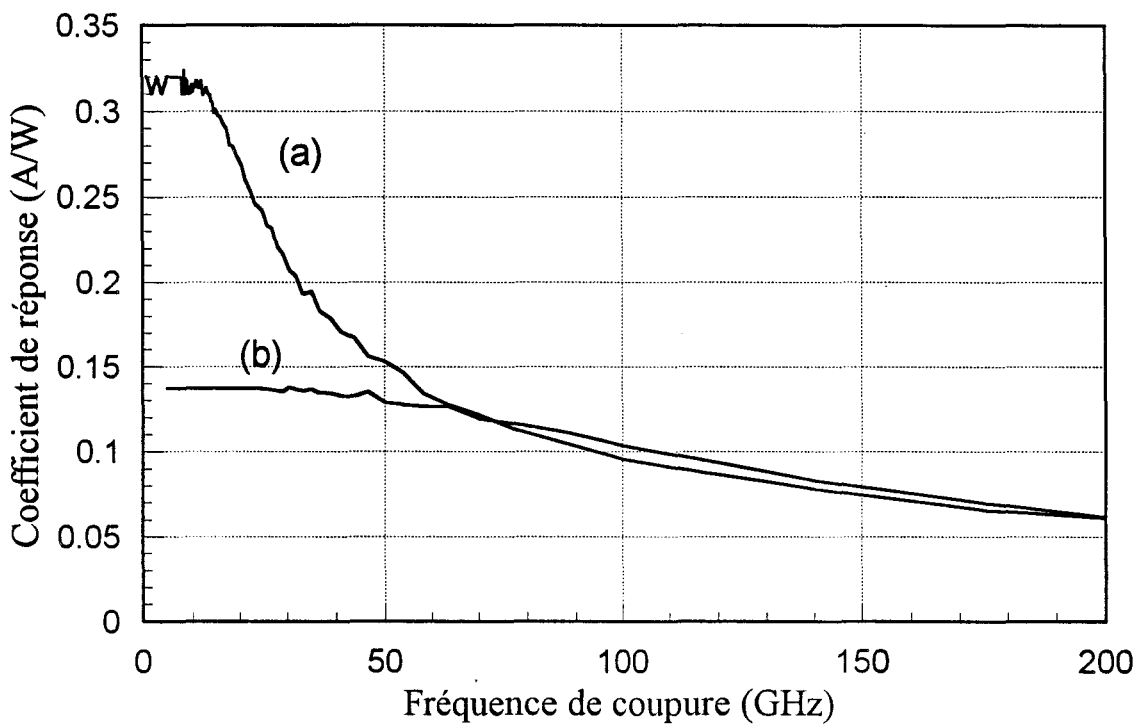


Fig. (III. 13): Réponse fréquentielle du MSM AlInAs/GaInAs
 (a) 2 μm de GaInAs, 1 μm de distance interdoigts, 1 μm de largeur des doigts
 (b) 0.4 μm de GaInAs, 0.2 μm de distance interdoigts, 0.2 μm de largeur des doigts



détecteur, à priori très rapide, avec les difficultés technologiques correspondantes, pour atteindre le même résultat en termes de coefficient de réponse dynamique. Evidemment, ceci dépendra beaucoup de l'application envisagée (transmission à faible ou large bande).

2.6 Amélioration du coefficient de réponse

Pour améliorer le coefficient de réponse du dispositif, on peut imaginer utiliser une technique d'éclairement par le dessous. Le taux de génération dans ce cas est donné par la relation suivante:

$$G(y) = (P_0/h\nu) \cdot \alpha \cdot (1-r) e^{-\alpha y} (1+m\sin\omega t)$$

Dans ce cas la puissance optique non absorbée qui atteint les électrodes est réfléchie puis absorbée par la couche active. Le tableau (III. 1) donne une comparaison entre les deux techniques d'éclairement (par le dessus et par le dessous) pour une photodiode MSM de $0.2\mu\text{m}$ d'épaisseur de couche absorbante pour deux valeurs d'espace interdoigts $0.2\mu\text{m}$ et $0.3\mu\text{m}$. Cette comparaison montre très clairement que le coefficient de réponse du dispositif augmente avec l'éclairement par le dessous. Par contre, la fréquence de coupure diminue pour les raisons suivantes :

- (a) Les porteurs photocréés sous les électrodes ont des vitesses d'entraînement faibles (faible champ électrique), alors que la puissance optique absorbée est maximale.
- (b) Le trajet électrique est plus long pour les porteurs photocréés sous les électrodes.

La conjugaison de ces deux phénomènes a pour conséquence un accroissement du temps de transit des porteurs, et par conséquent une dégradation de la fréquence de coupure.

Il faut toutefois remarquer que les fréquences de coupure obtenues restent élevées, et permettent une application aux fréquences de l'ordre de 50 GHz avec une distance interdoigts de $0.3\mu\text{m}$, et aux fréquence de l'ordre de 60 GHz avec une distance interdoigts de $0.2\mu\text{m}$.

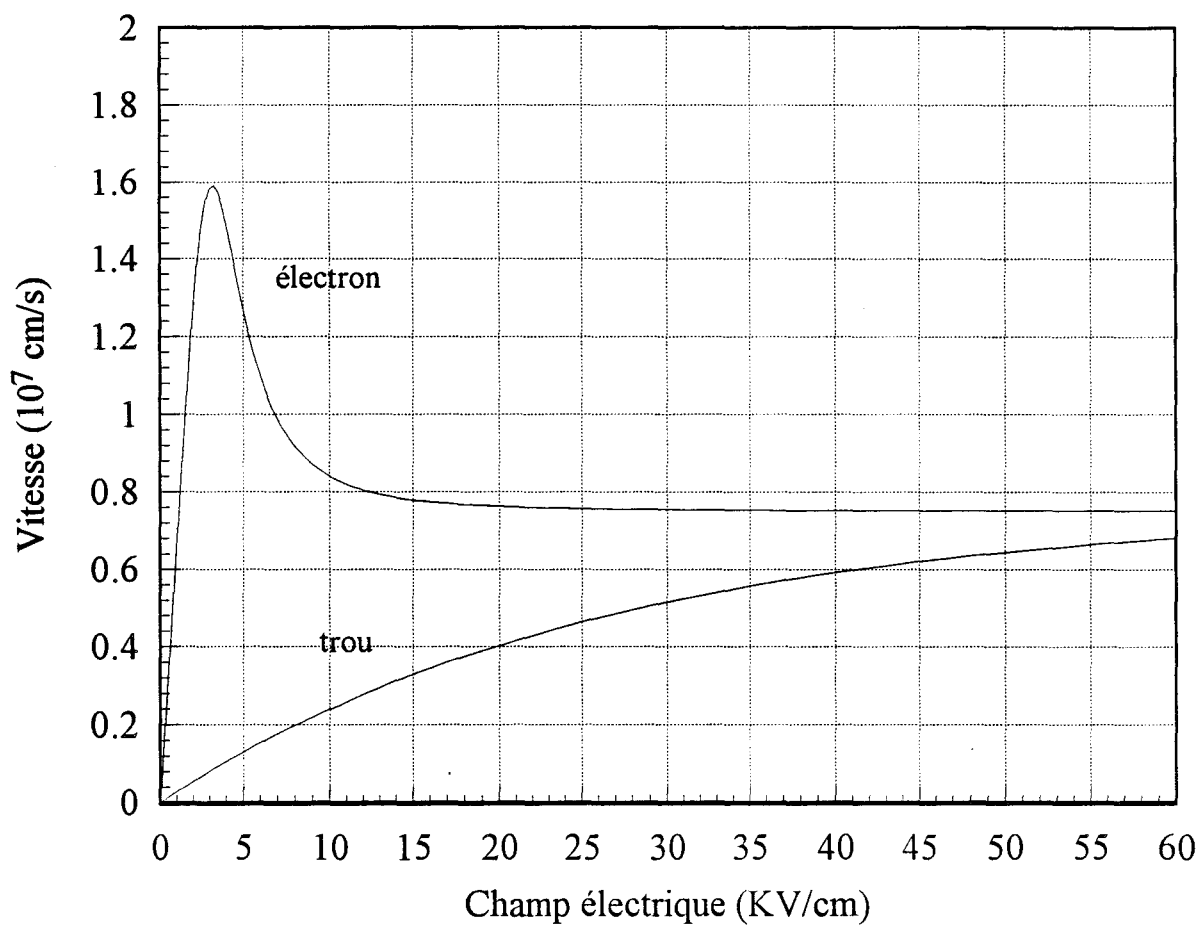


Fig. (III. 14): Caractéristique vitesse-champ électrique ,
d'électrons et de trous dans GaAs

Distance interdoigts	Eclairiment par le dessus		Eclairiment par dessous	
	F _C .	R..	F _C .	R.
0.2 μm	95 GHz	0.075A/W	65 GHz	0.2A/W
0.3 μm	80 GHz	0.075A/W	55 GHz	0.2 A/W

Tableau (III. 1): *Comparaison de la fréquence de coupure et du coefficient de réponse pour les deux techniques d'éclairiment pour des MSM AlInAs/GaInAs avec 0.2 μm d'épaisseur de GaInAs.*

Ces résultats montrent l'intérêt de l'intégration monolithique de la photodiode MSM et d'un guide optique. Nous reviendrons ultérieurement sur cet aspect.

3. Etude d'une photodiode MSM fonctionnant aux courtes longueur d'onde (GaAs):

Nous avons également étudié par souci de comparaison le cas du photodétecteur MSM sans hétérostructure (GaAs)

3.1. Vitesse des porteurs

Une différence essentielle entre le GaAs et le GaInAs est la dynamique des électrons et des trous. Pour en tenir compte dans la modélisation des photodétecteurs MSM sur GaAs, nous avons utilisé les relations suivantes [9] qui donnent les caractéristiques vitesse-champ électrique:

pour les électrons:

$$V_n(i,j) = AE(i,j) [1+B(E(i,j)/E_0)^3]/[1+(E(i,j)/E_0)^4]$$

et pour les trous:

$$V_p(i,j) = B_pAE_s [1-e^{-(E(i,j)/E_s)}]$$

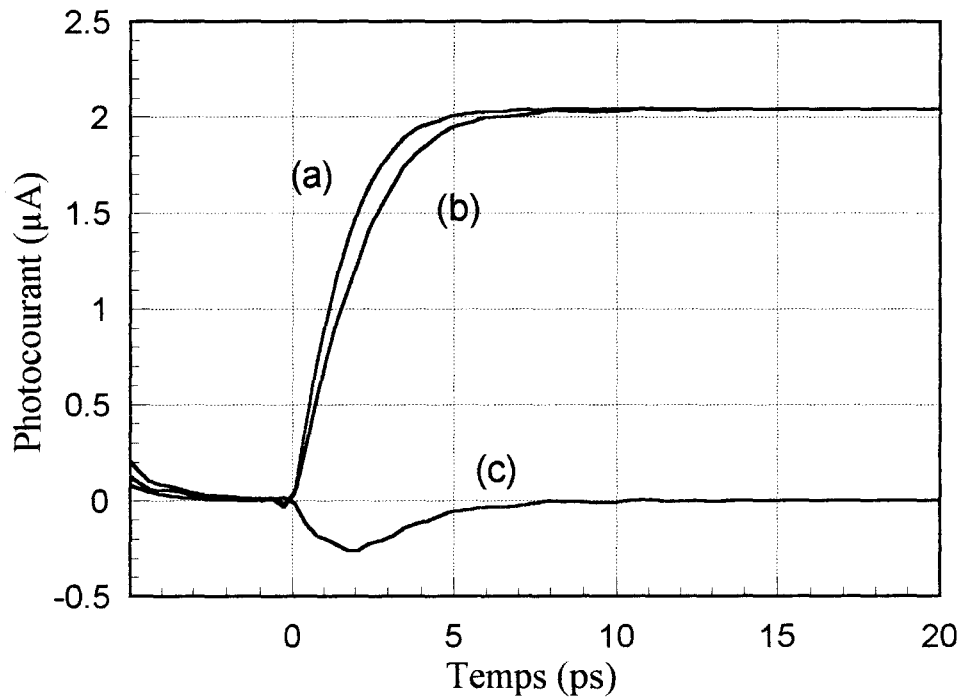


Fig.(III. 15): Evolution des photocourants en fonction du temps du MSM GaAs - épaisseur de GaAs $0.2\mu\text{m}$ - $0.3\mu\text{m}$ de distance interdoigts - $0.3\mu\text{m}$ de largeur de doigts - $40\mu\text{W}$ de puissance optique- 3V de tension de polarisation
 (a) courant de conduction (b) courant total
 (c) courant de déplacement

avec

$$A = 6771.765 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$$

$$B = 0.315$$

$$E_0 = 3516 \text{ Vcm}^{-1}$$

$$B_p = 1/23.65$$

$$E_s = 7.55E_0$$

où les champs électriques et les vitesses sont exprimées en unité C.G.S.

La figure (III. 14) représente l'évolution de la vitesse des électrons et des trous en fonction du champ électrique dans le GaAs, en utilisant les formules données ci-dessus.

Nous devons nous attendre, pour ce photodétecteur, à un comportement semblable à celui du MSM AlInAs/GaInAs, sauf en ce qui concerne l'influence de l'hétérojonction qui n'existe pas pour ce dispositif. Nous insisterons donc sur les différences, en donnant cependant quelques résultats significatifs et remarquables.

3.2. Réponse à un échelon de puissance optique

La figure (III. 15) présente la réponse électrique temporelle (courants de conduction et de déplacement) calculée pour le MSM GaAs de $0.2\mu\text{m}$ de couche absorbante, $0.3\mu\text{m}$ de distance interdoigts, et 3V de tension de polarisation (choisie pour obtenir une fréquence de coupure maximum), éclairé par un échelon de puissance optique égal à $40\mu\text{W}$. Les valeurs typiques des données physiques utilisées pour les modélisations sont présentées dans le tableau (III. 2). Il faut noter que le courant de déplacement tend dans ce cas (sans hétérojonction) assez rapidement vers zéro et qu'il n'existe qu'une seule fréquence de coupure égale à 80 GHz.

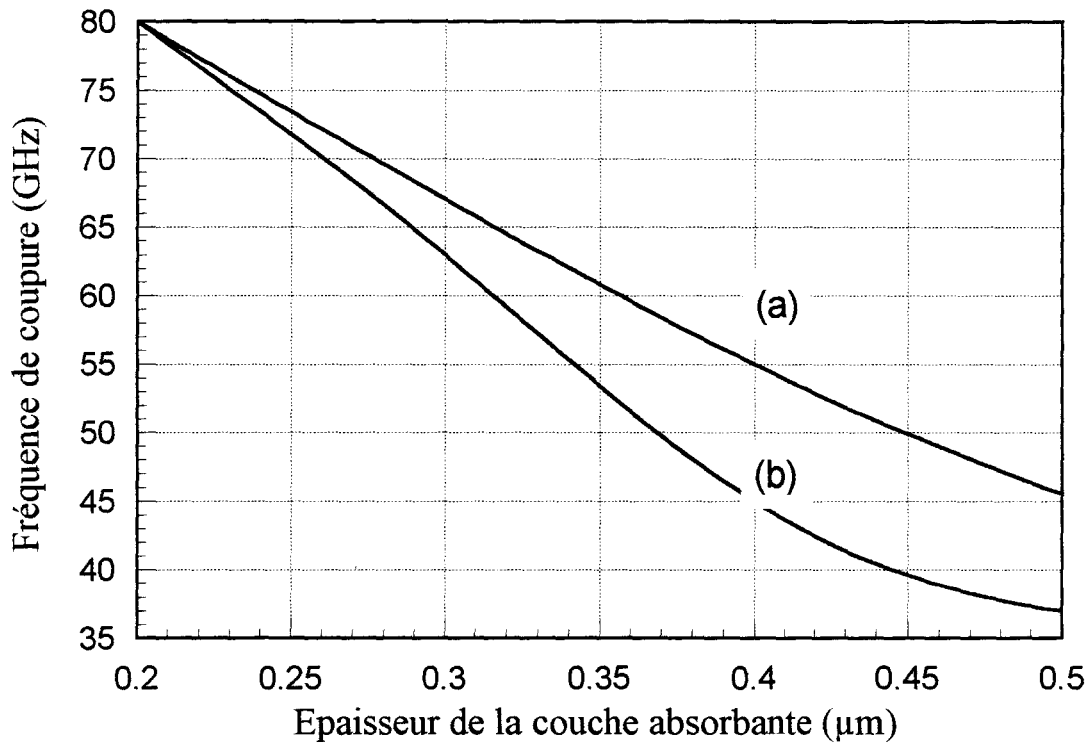


Fig (III. 16): Evolution de la fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante, du MSM 0.3μm de distance interdoigts
 (a) AlInAs/GaInAs*, (b) GaAs

* Pour AlInAs/GaInAs, il s'agit en fait de la fréquence de coupure la plus élevée

Paramètres Physiques	GaAs
Coefficient d'absorption	$1.0 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ [1] $\lambda = 0.8 \text{ }\mu\text{m}$
Bande interdite	1.424 eV [1]
Masse effective des électrons m^*/m_0	0.067 [1]
Masse effective des trous m^*/m_0	masse des trous lourd=0.45 masse des trous léger=.082 [1]
Durée de vie des électrons	10^{-8} s [1]
Durée de vie des trous	10^{-8} s [1]
ϵ_r	13.1 [1]

Tableau (III. 2) *Paramètres physiques utilisés pour la modélisation d'un photodétecteur MSM GaAs*

3.3. Influence de l'épaisseur de la couche absorbante

Figure (III. 16), les courbes (a) et (b) présentent la comparaison entre la variation de la fréquence de coupure pour le MSM AlInAs/GaInAs (III. 16a) et GaAs (III. 16b) en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante. Pour le MSM AlInAs/GaInAs il s'agit en fait de la fréquence de coupure la plus élevée.

Les deux courbes sont d'autant plus proches l'une de l'autre que l'épaisseur de cette couche est mince. Dans ce cas, tous les porteurs la traversent avec la vitesse de saturation qui est très voisine pour GaAs et GaInAs. Lorsque l'épaisseur de la couche active augmente, les résultats montrent alors l'intérêt du GaInAs vis à vis du GaAs, la diminution de fréquence de coupure pour ce dernier étant plus importante que pour GaInAs. Ce phénomène est bien sûr lié aux différences de mobilité entre les deux matériaux.

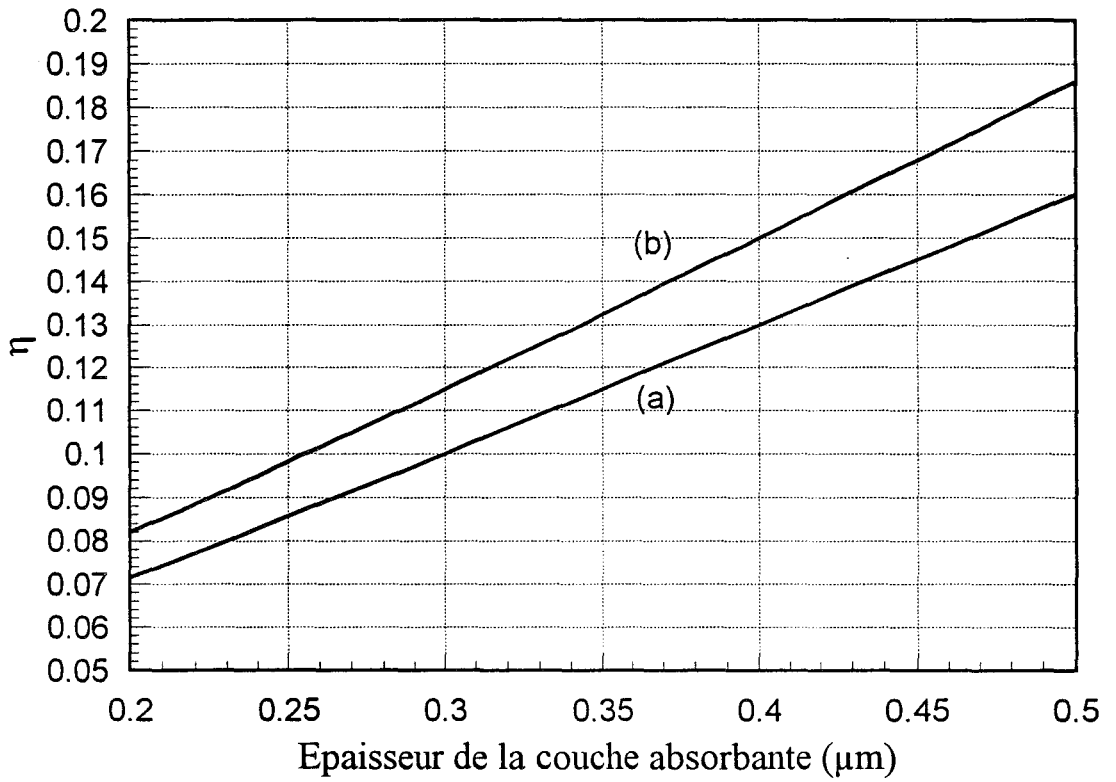


Fig. (III. 17): Evolution du rendement quantique dynamique en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante, du MSM de $0.3\mu\text{m}$ de distance interdoigts - $0.3\mu\text{m}$ de largeur des doigts
 (a) AlInAs/GaInAs, (b) GaAs



Figure (III. 17) nous comparons la variation du rendement dynamique en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante pour les MSM AlInAs/GaInAs figure (III. 17a) et GaAs figure (III. 17b). Nos résultats montrent cette fois-ci l'intérêt du MSM GaAs vis à vis de MSM AlInAs/GaInAs. Le rendement quantique pour ce dernier est plus faible que pour le MSM GaAs. Ce phénomène est lié à l'effet de hétérojonction dans le cas du MSM AlInAs/GaInAs et à l'existence des deux fréquences de coupure.

3.4. Effet de la tension de polarisation

Les courbes (a) et (b) de la figure (III. 18) montrent la dépendance de la fréquence de coupure pour le MSM AlInAs/GaInAs (a) et GaAs (b) en fonction de la tension de polarisation pour une épaisseur de couche active égale à $0.2\mu\text{m}$. Cette figure montre que le MSM GaAs atteint une saturation de la fréquence de coupure pour une tension de polarisation plus faible que pour le MSM AlInAs/GaInAs. Là encore on retrouve l'effet de l'hétérojonction.

3.5. Influence de la distance interdoigts

Figure (III. 19), les courbes (a) et (b) présentent la comparaison entre la variation de la fréquence de coupure pour le MSM AlInAs/GaInAs (III. 19a) et GaAs (III. 19b) en fonction de la distance interdoigts.

Les deux courbes sont d'autant plus proches l'une de l'autre que la distance interdoigts est approximativement comprise entre $0.4\mu\text{m}$ et $0.15\mu\text{m}$. Dans ce cas, tous les porteurs la traversent avec la vitesse de saturation qui est très voisine pour GaAs et GaInAs. Lorsque la distance interdoigts est plus grande ou plus petite, les résultats montrent alors l'intérêt du GaInAs vis à vis du GaAs, la diminution de fréquence de coupure pour ce dernier étant plus importante que pour GaInAs. Ce phénomène est bien sûr lié aux différences de mobilité entre les deux matériaux.

4. Intégration d'un photodétecteur MSM avec un guide optique

4.1. Introduction

A la lumière des résultats présentés aux paragraphes précédents, montrant la faiblesse du produit "bande passante, coefficient de réponse" du MSM conventionnel, le MSM-guide

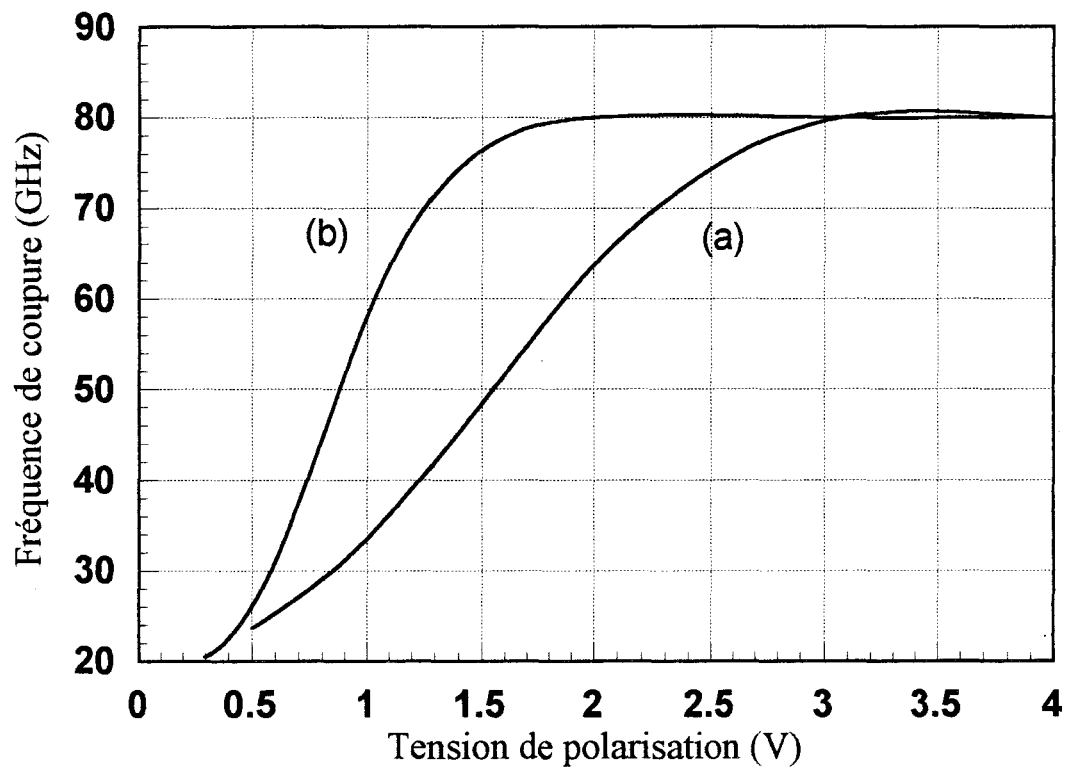


Fig.(III. 18): Evolution de la fréquence de coupure en fonction de la tension de polarisation, du MSM de $0.3\mu\text{m}$ de distance interdoigts, $0.2\mu\text{m}$ de l'épaisseur de la couche absorbante
 (a) AlInAs/GaInAs, (b) GaAs

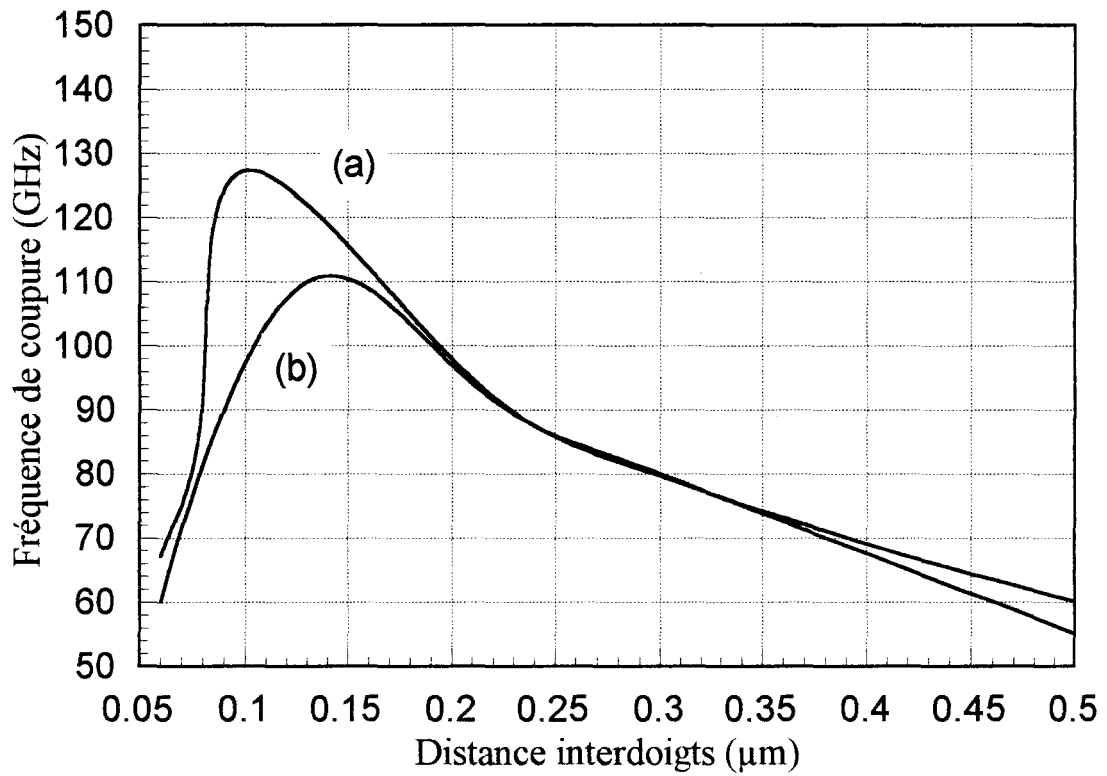


Fig.(III. 19): Evolution de la fréquence de coupure du MSM en fonction de la distance interdoigts , pour $0.2\mu\text{m}$ d'épaisseur de la couche absorbante (a) AlInAs/GaInAs, (b) GaAs

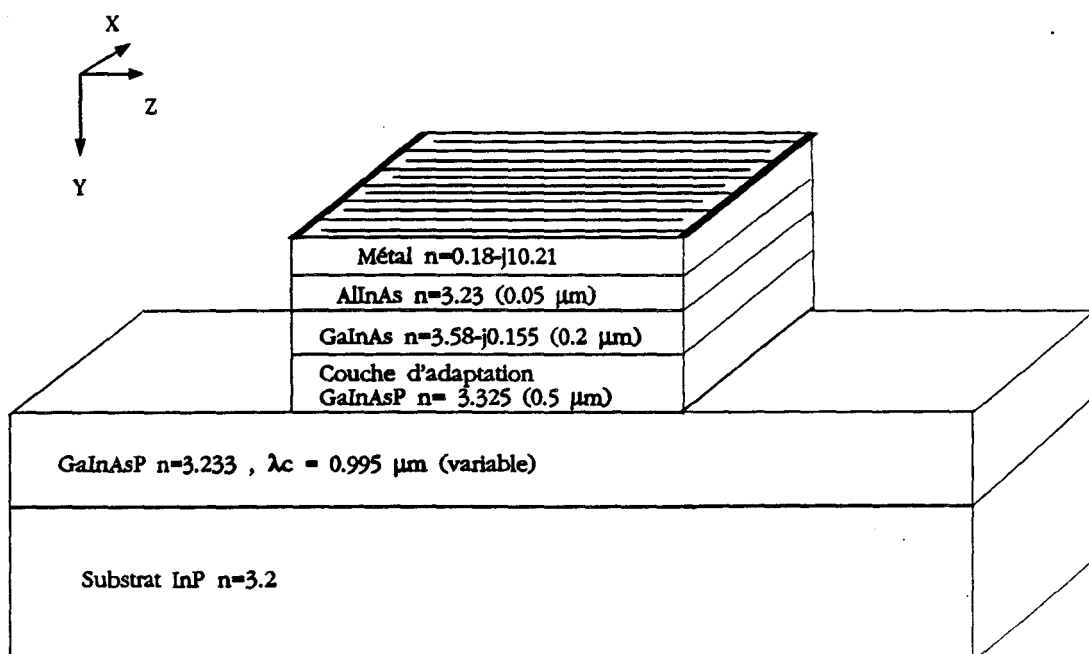


Fig. (III. 20): Structure du MSM-guide, $5\mu\text{m}$ de largeur de guide (arête), $0.2\mu\text{m}$ de distance interdoigts, $0.3\mu\text{m}$ de largeur de doigts

peut offrir une alternative à ce type de photodiodes. En effet pour ce type de structure, il a été démontré la possibilité d'obtenir d'excellents couplages photodétecteur-guide optique à l'aide d'un couplage par onde évanescente; en effet il suffit dans certains cas d'une distance de couplage très courte pour absorber la quasi-totalité de la lumière se propageant dans le guide optique [10][11][12]. On peut ainsi penser fabriquer le photodétecteur avec une couche absorbante mince pour atteindre une fréquence élevée, tout en optimisant le couplage du guide optique avec une fibre optique, et avec le photodétecteur.

4.2. Structure du guide optique semiconducteur

Partant d'un substrat InP, les matériaux généralement utilisés pour la fabrication de guides optiques sont ceux à base de quaternaires GaInAsP ou, plus récemment AlGaInAs, selon la technique de croissance utilisée. En ce qui nous concerne, puisque les bûtes d'épitaxie par jets moléculaires disponibles au laboratoire sont susceptibles de faire croître, à la fois des matériaux à base d'aluminium (sources solides), et à base de phosphore (sources gaz), nous opterons pour les matériaux à base de GaInAsP. La structure semiconductrice d'un guide optique doit être constituée d'un matériau d'indice plus élevé entouré de deux matériaux d'indice plus faible, l'un d'entre eux pouvant être à la limite, l'air. Le guide optique que nous avons choisi de coupler au MSM sera donc constitué d'un quaternaire GaInAsP adapté en maille à InP dont la largeur de bande interdite est de 1.246 eV (λ_c de coupure = 0.995 μ m) pour qu'il soit transparent à la longueur d'onde 1.3 μ m, déposé sur une couche épitaxiale d'InP (figure (III. 20)). L'épaisseur de GaInAsP sera choisie de façon à optimiser le rendement quantique du dispositif à la longueur d'onde 1.3 μ m. Notons que le substrat en InP peut également jouer un rôle de confinement optique. La couche épitaxiale d'InP (couche tampon) peut donc être réduite en épaisseur, pourvu que celle-ci soit suffisante pour éviter la propagation optique au niveau de l'interface avec le substrat qui pourrait induire une absorption parasite. Pour nos calculs nous ne distinguerons pas cette couche d'InP du substrat, et nous supposerons que le confinement optique provient du substrat en InP. Le confinement optique latéral sera, pour ce qui nous concerne, obtenu à l'aide d'un arête effectuée dans la couche supérieure de GaInAsP (figure (III. 20))

4.3 MSM intégré à un guide optique

La structure du MSM-guide présenté figure (III. 20) est constituée d'une mince couche absorbante de GaInAs ($0.2\mu\text{m}$) déposée sur le guide optique précédemment défini. Le contact Schottky est assuré par une couche d'AlInAs de 500\AA déposée sur la couche absorbante.

Pour améliorer les performances du MSM ,en termes de rendement et de fréquence de coupure, celui-ci doit absorber la quasi totalité de la lumière reçu, tout en respectant les critères qui limitent l'élargissement de la bande passante. Nous citons parmi ceux-ci:

- La longueur du composant qui doit être optimisée afin d'obtenir un coefficient de réponse élevé avec une faible capacité.
- La largeur du guide optique doit être optimisée afin d'obtenir un bon couplage avec un rendement quantique interne élevé .

Comme le montre les facteurs cités précédemment, la structure du MSM-guide doit avoir un comportement optique bien particulier. Il est donc nécessaire de connaître comment se propage l'onde optique aux travers de cette structure. Pour cela, nous avons fait appel à une méthode de calcul de la propagation de l'onde optique appelée Beam Propagation Method (BPM) en terminologie anglosaxonne ou encore méthode des faisceaux propagés. Grâce à celle-ci, et à partir de la saisie des caractéristiques des matériaux constituant la structure étudiée, qui sont les indices de réfractions complexes, nous pouvons déterminer le comportement optique de la structure et étudier l'influence des paramètres géométriques sur le mode optique guidé. Dans nos calculs, nous prenons également en compte la présence des électrodes, que nous supposons être du titane recouvrant entièrement l'AlInAs.

Nous présentons ici les résultats de cette étude, qui sera développée plus en détails dans le thèse de Rabii Omar [13].

4.3.1. Rendement quantique du MSM-guide

Pour un MSM-guide le rendement quantique externe est donné par :

$$R=R_1 \cdot R_2$$

avec

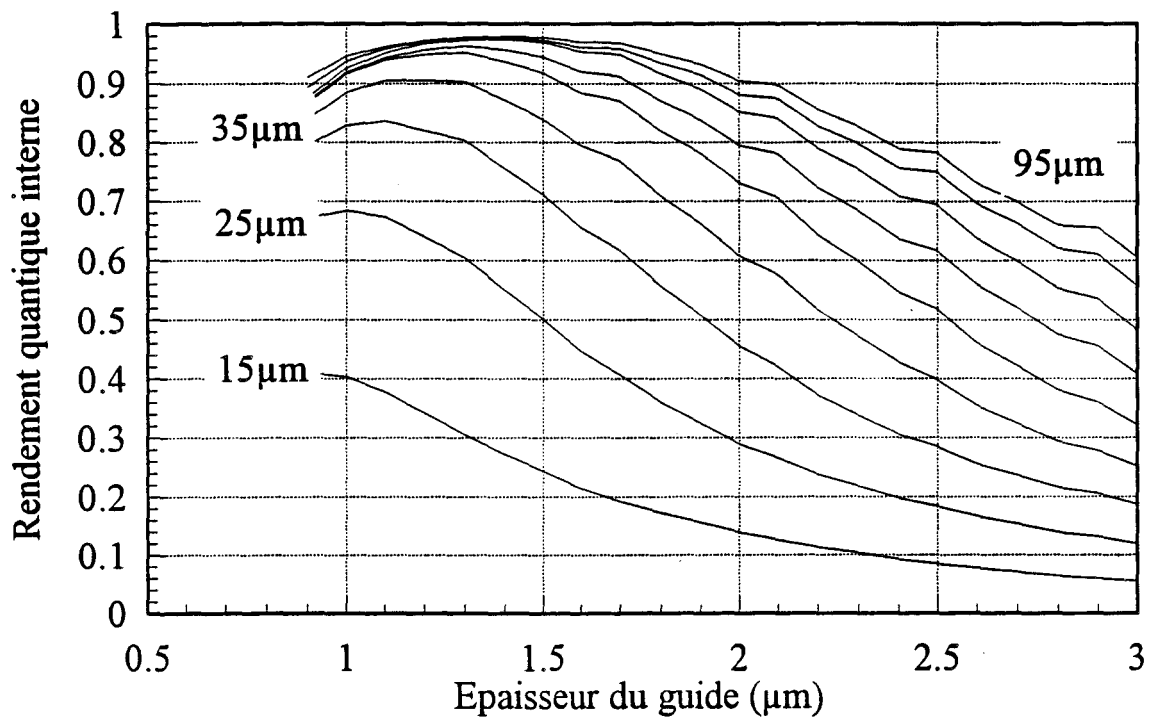


Fig.(III. 21) Evolution du taux de lumière absorbée ou rendement quantique interne en fonction de l'épaisseur du guide en GaInAsP pour différentes longueurs du dispositif (variations de longueur de 10µm en 10µm)

avec

R_1 : rendement quantique interne qui détermine le pourcentage de la puissance optique absorbée par rapport à celle injectée à l'entrée du détecteur.

R_2 : coefficient du couplage fibre-photodiode.

Comme le montre la formule ci-dessus l'amélioration du rendement quantique externe du MSM-guide revient à l'augmentation du rendement interne et à l'optimisation du couplage fibre-dispositif.

A) Rendement quantique interne

Par la BPM nous avons pu déterminer le taux d'énergie optique absorbée en fonction de l'épaisseur d'InGaAsP, ceci pour différentes longueurs du composant figure(III. 21), et en supposant que l'épaisseur de GaInAs est égale à $0.2\mu\text{m}$. Comme nous pouvons le constater, plus l'épaisseur du guide optique est grande plus la longueur de propagation nécessaire pour absorber la quasi totalité de la lumière, doit être importante. Nous constatons également l'existence d'une épaisseur optimale de l'ordre de $1.2\mu\text{m}$ pour laquelle une longueur de GaInAs de $45\mu\text{m}$ suffit pour absorber 90% de la lumière se propageant.

B) Couplage fibre-photodétecteur

Nous déterminons ce paramètre par le calcul de l'intégrale de recouvrement entre les profils de champs optiques correspondant aux différents modes se propageant à travers la structure étudiée et le profil de l'onde optique sortant de la fibre. Cette façon de procéder est une première approximation, déjà utilisée par d'autres auteurs pour l'étude du couplage du PIN-guide avec une fibre optique [14]. Signalons que des résultats plus précis sont actuellement obtenus dans l'équipe en utilisant la BPM.

i) Influence de l'épaisseur du GaInAsP

Pour déterminer l'effet de l'épaisseur du GaInAsP nous avons ici aussi fixé l'épaisseur de la couche de GaInAs à $0.2\mu\text{m}$. La figure (III. 22a) montre la variation du coefficient de couplage avec l'épaisseur du GaInAsP pour une fibre monomode normale (demi-diamètre= $4.5\mu\text{m}$). Il est clair que l'épaisseur de la couche de quaternaire a un effet important sur le couplage. Ce dernier varie de 50% à 80% quand l'épaisseur de GaInAsP varie de 2 à

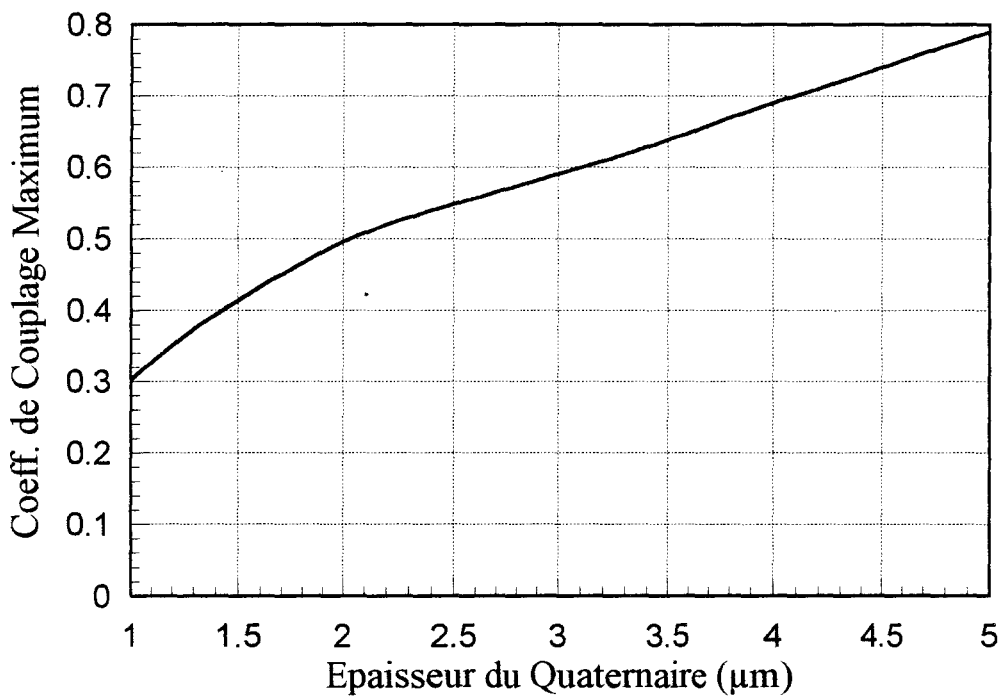


Fig. (III. 22a): Variation du coefficient de couplage avec une fibre optique en fonction de l'épaisseur du quaternaire GaInAsP, supposant le meilleur alignement, pour une fibre monomode normale (demi-diamètre=4.5µm)

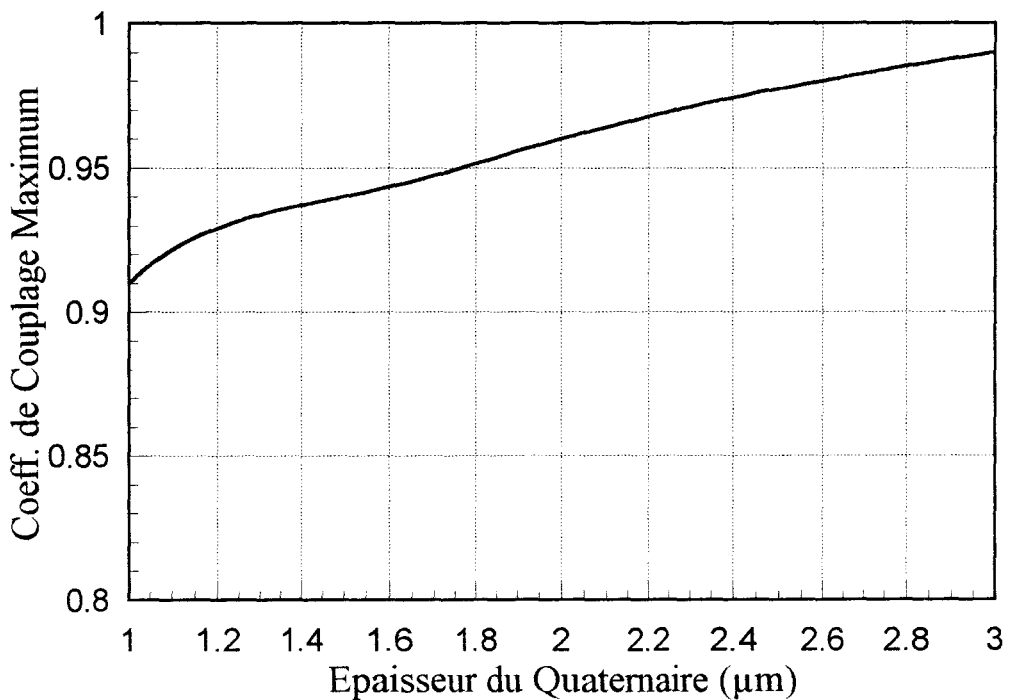


Fig. (III. 23a): Variation du coefficient de couplage avec une fibre optique en fonction de l'épaisseur du quaternaire GaInAsP, supposant le meilleur alignement, pour une fibre hémisphérique (demi-diamètre de la gaussienne=1.3µm)

5 μm respectivement. Utilisant une fibre à bout hémisphérique dont le demi-diamètre de la gaussienne représentant la distribution de puissance optique en sortie est 1,3 μm , on peut améliorer le coefficient de couplage jusqu'à 90% pour une épaisseur de quaternaire égale à 1.5 μm (figure (III. 23a)).

Il est évident que la position de la fibre par rapport au MSM-guide a une influence sur le couplage optique. Les figures (III. 22b) et (III. 23b) nous renseignent aussi sur la sensibilité de coefficient du couplage vis à vis du décalage entre le centre de la fibre et le centre de la couche de quaternaire GaInAsP et qui est plus sensible pour la fibre hémisphérique que la fibre monomode normale.

Dans les paragraphes précédents, nous avons étudié l'influence de différents facteurs sur les performances optiques de la photodiode MSM-guide. Dans ce qui suit nous allons étudier les facteurs limitant les performances électriques de ce type de photodiode.

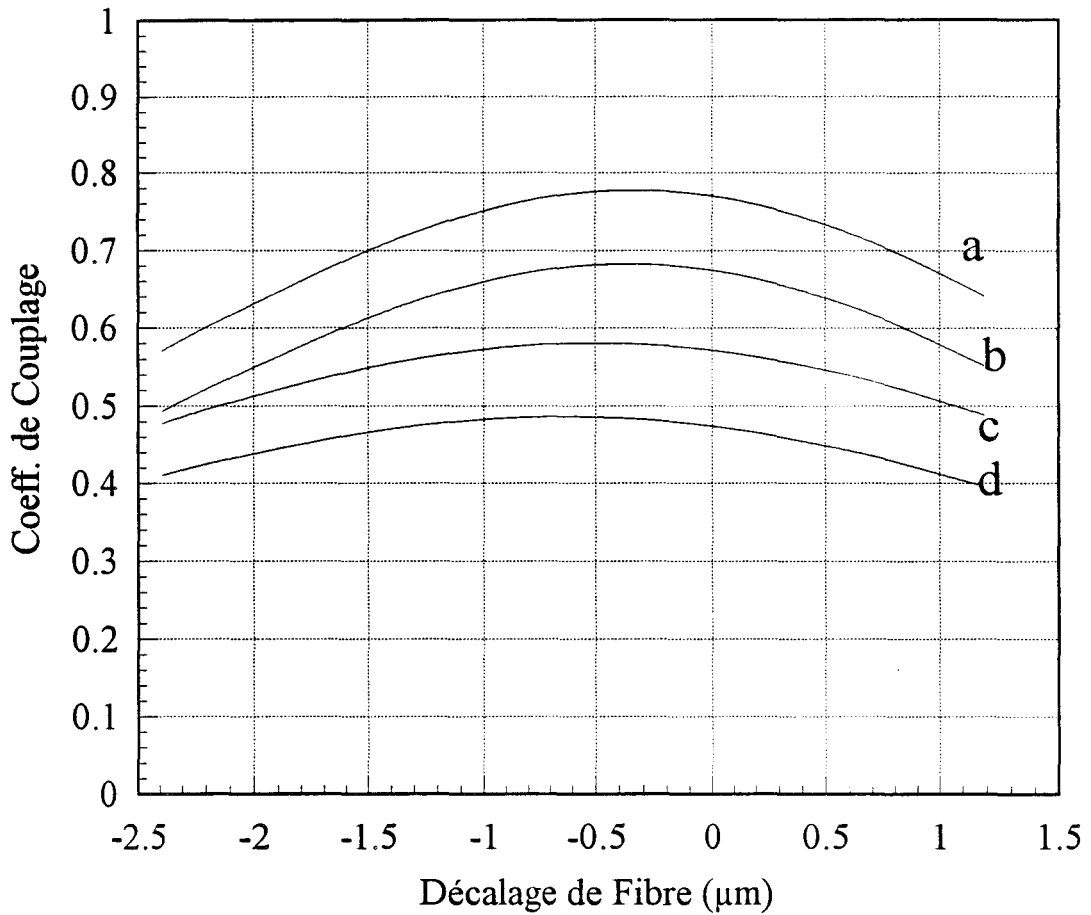
4.3.2 Effet de la capacité du MSM

La fréquence de coupure d'un MSM est fonction du temps de transit des porteurs photocréés et de la capacité inhérente à la structure.

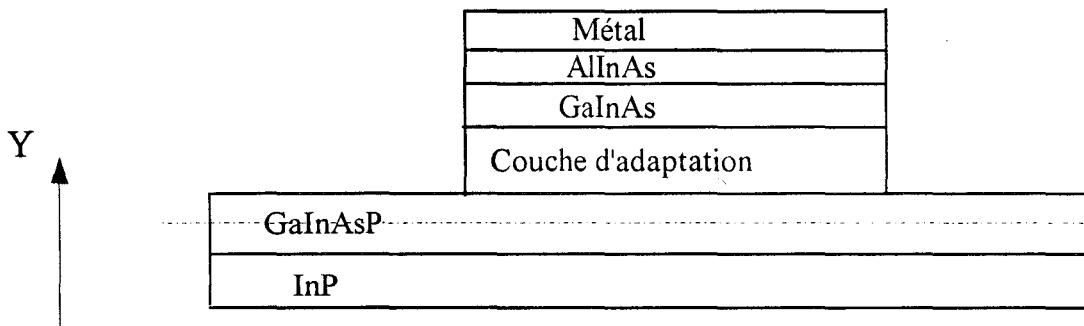
La figure (III. 24) donne la variation de la fréquence de coupure, due à la capacité du composant, en fonction de la longueur du MSM lorsque il est chargé sur 50 Ω . Pour un MSM interdigité de 5 μm de largeur (largeur de l'arête), 0.2 μm de distance interdoigts, 0.3 μm de largeur de doigts .Il est clair que pour un MSM de 65 μm de longueur nous avons une fréquence de coupure due à la capacité approximativement égale à 70 GHz.

4.3.3 Réponse électrique du MSM-guide

Le MSM interdigité étudié ici possède une couche absorbante d'épaisseur 0.2 μm , 0.2 μm de distance interélectrodes, 0.3 μm de largeur de doigts, et 65 μm de longueur. La direction de propagation coïncide avec l'axe des doigts du dispositif (voir figure (III. 20)). Le nombre de doigts est égale à 10 (il est fonction de la largeur de l'arête du MSM). Nous choisissons les dimensions du dispositif de telle manière que sa capacité équivalente nous donne une fréquence de coupure de l'ordre de 70 GHz.



Fig(III. 22b): Variation du coefficient de couplage en fonction du décalage du centre de la fibre par rapport au centre du quaternaire GaInAsP (direction y) pour différentes épaisseurs de quaternaire (a) $5\mu\text{m}$, (b) $4\mu\text{m}$, (c) $3\mu\text{m}$, (d) $2\mu\text{m}$ et pour une fibre monomode normale (demi-diamètre= $4.5\mu\text{m}$)



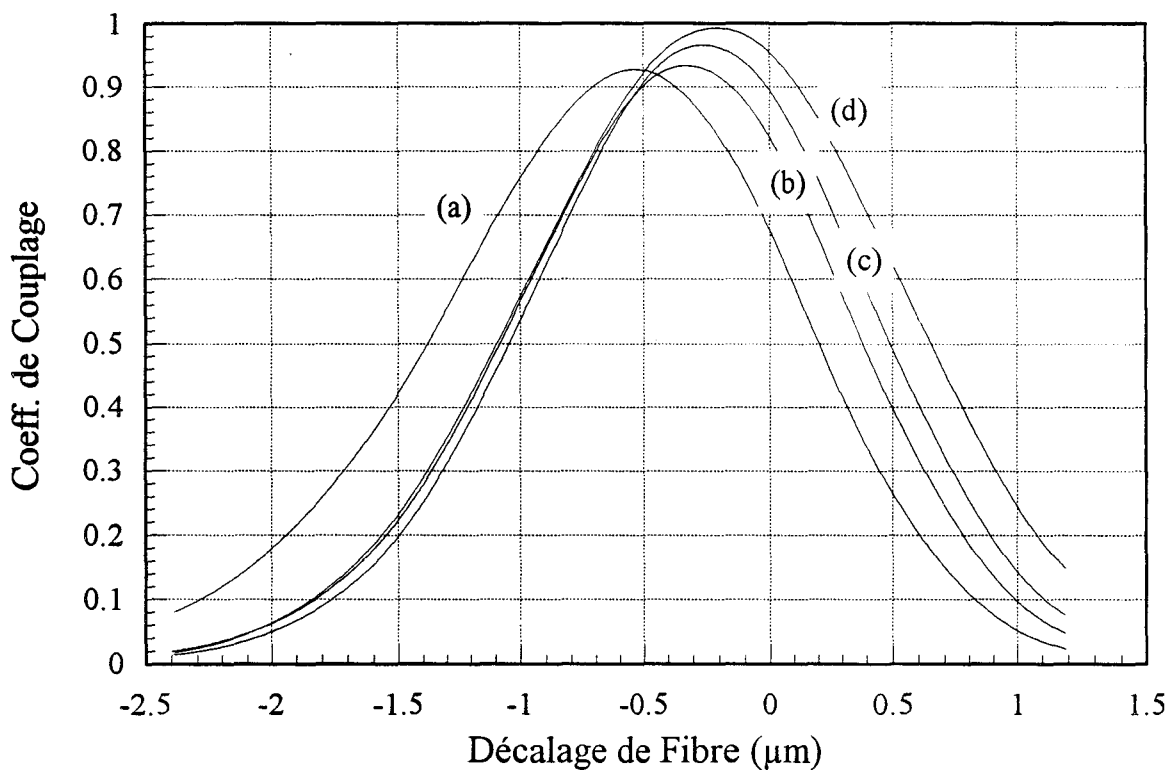
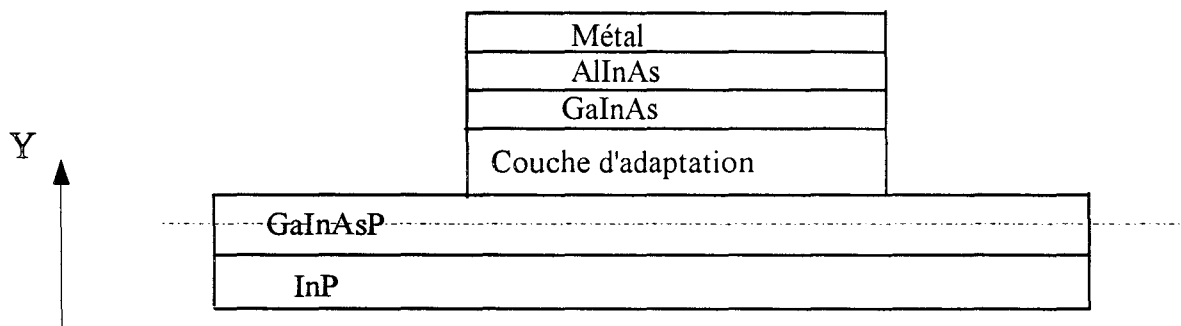


Fig. (III. 23b) Variation du coefficient de couplage en fonction du décalage du centre de la fibre par rapport au centre du quaternaire GaInAsP (direction y), pour une fibre hémisphérique (demi-diamètre de la gaussienne = $1.3\mu\text{m}$), pour différentes épaisseurs du guide, (a) $1\mu\text{m}$, (b) $1.5\mu\text{m}$, (c) $2\mu\text{m}$, (d) $3\mu\text{m}$



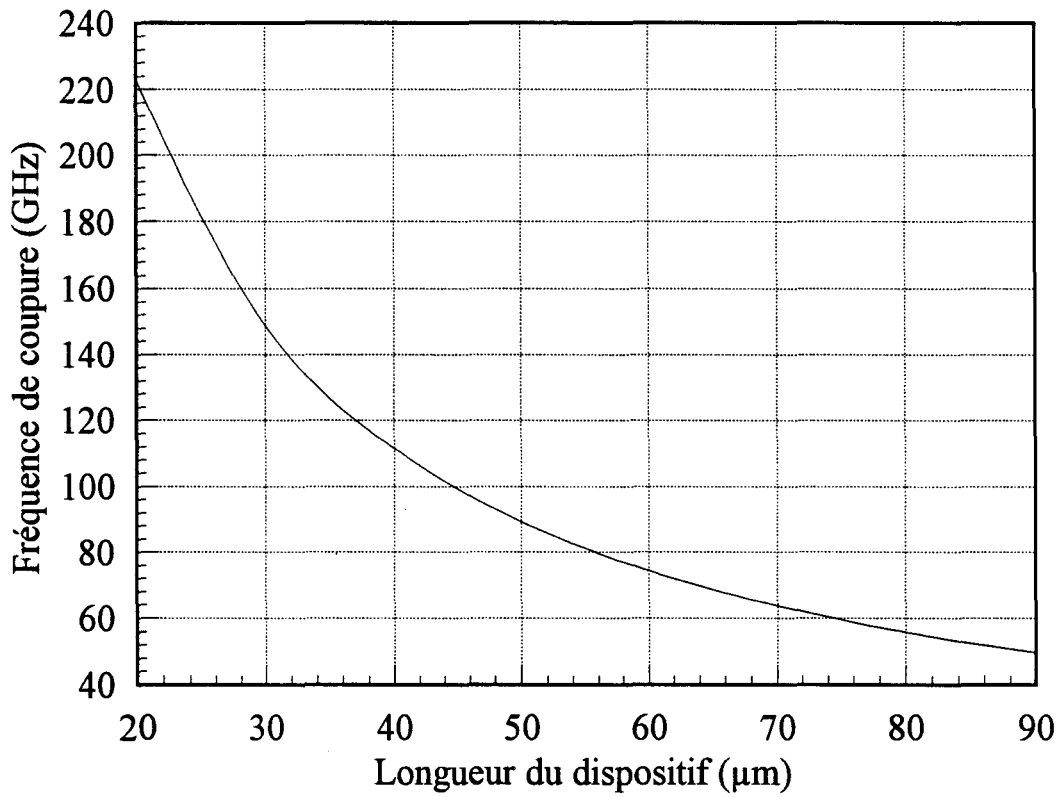


Fig.(III. 24): Evolution de la fréquence de coupure due à la capacité en fonction de la longueur pour du dispositif (fig. III. 20) avec 5μm de largeur (arête), 0.2μm de distance interdoigts, 0.3μm de largeur des doigts (nombre de doigts=10), dispositif chargé sur 50 Ω

La distribution de puissance optique normalisée tridimensionnelle est donnée par le produit $P(x,y,z) = P(x).P(y,z)$. $P(x)$ est la distribution latérale de la puissance optique (perpendiculaire aux électrodes). $P(y,z)$ est la distribution de la puissance optique dans plan (y,z) où z est la direction de propagation. Nous définissons le taux de génération moyen par:

$$G = \frac{\sum_1^Y \sum_1^X P(x,y,1) \Delta x \Delta y - \sum_1^Y \sum_1^X P(x,y,Z) \Delta x \Delta y}{h\nu ZXY} (1-r) (1+m\sin\omega t)$$

où

X,Y,Z : sont les dimensions du dispositif dans les trois directions définies figure (III. 19)

h : constante de Planck

ν : fréquence optique

r : coefficient de réflexion du matériau

m : taux de modulation

ω : fréquence angulaire de modulation

Nous admettons dans nos calculs électriques, que cette moyenne est assez bien représentative du taux de génération de paires électron-trou dans un MSM. Cette hypothèse simplificatrice permet l'application directe du modèle électrique présenté au chapitre II. Elle n'est bien sûr valable que dans la mesure où les puissances optiques ne sont pas trop importantes pour éviter les effets non-linéaires, avec des différences de comportement trop important selon la direction de propagation. Nous avons donc pris dans nos calculs, une fonction échelon d'éclairement de faible puissance optique ($10\mu W$).

Le mariage des deux modèles, c'est à dire le modèle physique qui résout les équations de base (Poisson et continuités) et le modèle de propagation BPM qui donne la distribution des champs optiques dans la couche absorbante, nous a permis le calcul de la réponse électrique temporelle (courants de conduction et courant de déplacement) de la photodiode MSM. Ainsi, pour une épaisseur de couche absorbante de $0.2\mu m$, une distance interdoigts de $0.2\mu m$, une largeur des doigts de $0.3\mu m$, une largeur de guide de $2\mu m$, une longueur de photodétecteur de $65\mu m$, et une tension de polarisation de $3V$, la fréquence de coupure dynamique due au temps de transit est égale à $65 GHz$ avec un coefficient de réponse dynamique approximativement égal à $0.6 A/W$ et un coefficient de réponse statique (basse fréquence) approximativement égal à $0.8 A/W$, sans tenir compte des pertes de couplage. Dans le tableau (III. 3) nous comparons les trois techniques d'éclairement (par-dessus, par dessous, et par un guide optique, avec une

fibres monomode normale et une fibre hémisphérique) pour une photodiode MSM de $0.2 \mu\text{m}$ d'épaisseur de couche absorbante, et $0.2 \mu\text{m}$ de distance interdoigts. Cette comparaison montre clairement l'avantage en terme de coefficient de réponse dynamique que présente le MSM-guide.

	Longueur du MSM	Largeur du MSM	Épaisseur du guide (GaInAsP)	Coefficient de réponse Dynamique	Fréq. de Coupure
Eclairement par le dessus	$10 \mu\text{m}$	$10 \mu\text{m}$	-	0.075A/W	95GHz
Eclairement par le dessous.	$10 \mu\text{m}$	$10 \mu\text{m}$	-	0.2A/W	65GHz
Eclairement par le guide (fibre normale couplage 50%)	$65 \mu\text{m}$	$5 \mu\text{m}$	$2 \mu\text{m}$	0.3A/W	65GHz
Eclairement Par guide (fibre hémisphérique couplage 90%)	$65 \mu\text{m}$	$5 \mu\text{m}$	$1.5 \mu\text{m}$	0.6A/W	65GHz

Tableau (III. 3): Comparaison de la fréquence de coupure et du coefficient de réponse calculés pour les différentes techniques d'éclairement

5. Conclusion

Grâce au modèle bidimensionnel que nous avons développé, nous avons montré les effets de l'hétérojonction qui conduisent à deux fréquences de coupure et donc deux coefficients de réponse différents. L'étude nous a aussi permis d'en déduire le rapport optimal entre la distance interdoigts et l'épaisseur de la couche active. Elle est approximativement égale à 50%, valeur pour laquelle on peut atteindre une fréquence de coupure optimale. Nous avons vu qu'il était préférable d'opérer à des tensions de polarisations telles que la fréquence de coupure maximale soit atteinte, tension supérieure à celles qui provoquent la saturation du photocourant. Pour avoir une fréquence de coupure élevée, l'utilisation d'une couche absorbante de très faible épaisseur devient nécessaire; cette opération s'effectue cependant au détriment du coefficient de réponse qui devient alors très faible. Ceci montre l'intérêt de l'intégration monolithique du MSM avec un guide optique. Selon nos calculs, pour augmenter le rendement quantique externe, cette intégration a pour résultat une amélioration du coefficient de réponse jusqu'à une valeur de l'ordre de 0.6 A/W pour une fréquence de coupure de 65 GHz.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] S.M. Sze, " Physics of Semiconductor Devices," John Wiley & Sons Inc. 1981
- [2] Avishay Katz, " Indium Phosphide and Related Materials Processing, Technology, and Devices," Artech House, Inc., 1992
- [3] Kevin Brenann, " Theoretical study of multiquantum well avalanche photodiodes made from the GaInAs/AlInAs material system," IEEE Trans. on Electron Devices, vol. ED-33, No.10, pp. 1502-1510, Oct. 1986
- [4] D.H. Lee, S.L. Sheng, N.J. Sauer, and T.Y. Chang, "High quality $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ Schottky diode formed by graded super lattice of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ ", Appl. Phys. Lett., vol.19, pp.1863 - 1866, 1989
- [5] Abdelkader Temmar, "Photodiode métal-semiconducteur-métal (MSM) AlInAs/GaInAs pour transmission sur fibre optique", Thèse de doctorat, université Pierre de Marie Curie (ParisVI), 1992
- [6] S.R. Forrest, M. Didomenico, R.G. Smith, H.J. Stocker, "Evidence for tunnelling in reverse-biased III-V photodetector diodes," Appl. Phys. Lett., 36,(7), pp.580-582, 1980,
- [7] S.R. Forrest, O.K. Kim, R.G. Smith " Analysis of the dark current and photoresponse of InGaAs/InP avalanche photodiodes," Solid State Elect., 26, (10), pp. 951-968, 1983
- [8] J. Harari, D. Decoster, J.P. Vilcot, B. Kramer, C. Oguey, P. Salsac, G. Ripoche, "Numerical simulation of avalanche photodiodes with guard ring," IEE Proceedings - J, Vol. 138, (3), pp. 211-217, June 1991
- [9] Samir Aboulhouda, "Contribution à l'étude de photodétecteur rapides - application aux photorécepteur résonants micro-ondes", Thèse de docteur de l'université Lille I, 1990

[10] J.F. Vinchant, "Intégration monolithique de photodétecteurs et de guides optiques sur matériaux III-V", Thèse de Docteur de l'université, Lille I, 1990

[11] J. F. Vinchant, J. P. Vilcot, J. L. Lorriaux, and D. Decoster, " Monolithic integration of a thin and short metal-semiconductor-metal photodetector with a GaAlAs optical inverted rib waveguide on a GaAs semi-insulating substrate," Appl. Phys. Lett. vol. 55, No. 19, pp. 1966-1968, Nov. 1989

[12] W. Ng, A.Narayanan, R.R. Hayes, D. Persechini, and D. Yap, " High-efficiency waveguide-coupled $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ MSM detector exhibiting large extinction ratios at L and X band," IEEE Photonics Tech. Lett., vol.5, No.5, pp. 514-517, May 1993

[13] O. Rabii, Thèse à paraître 1995

[14] K. Kato, S. Hata, K. Kawano, J. Yoshida, and A. Kosen, "A high-efficiency 50GHz InGaAs multimode waveguide photodetector", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 28, no. 12, Dec. 1992, pp. 2728-2735

Chapitre IV

CHAPITRE IV

REPONSE DYNAMIQUE DE LA PHOTODIODE MSM SOUS FORTE PUISSANCE

1. Introduction

Contrairement aux télécommunications numériques, certaines applications requièrent de transporter par fibre optique des signaux hyperfréquences de forte puissance. Le photodétecteur doit donc être capable de détecter des signaux optiques de forte amplitude. Ce type d'application, pouvant nécessiter des fréquences de fonctionnement élevées, suppose la réalisation de détecteurs de taille réduite (diminution des capacités et du temps de transit). Dès lors, on conçoit très bien que le composant sera d'autant plus sensible aux non-linéarités sous fort signal que son volume global sera petit, et on peut s'attendre à ce que l'aspect fréquence se fasse au détriment de la montée en puissance.

L'exigence de montée en fréquence, notamment dans le domaine millimétrique, paraît incompatible avec l'obtention d'une réponse électrique linéaire, nécessaire pour éviter la génération d'harmoniques ainsi que des termes produits d'intermode se superposant aux signaux utiles. En effet, dans une photodiode, l'absorption d'un flux optique intense dans une région active de faible dimension peut, par des effets de charge d'espace dus aux porteurs photocréés, modifier le champ électrique régissant l'entraînement des porteurs et engendrer ainsi une réponse électrique non-linéaire. La dépolarisation du dispositif par le courant qu'il délivre dans son circuit de charge est également cause de non-linéarités, en grands signaux, via la perturbation du champ électrique interne.

Une telle étude a été abordée par M.Dentan et B. de Cremoux [1] pour la photodiode PIN. Elle a récemment été reprise et approfondie au laboratoire pour les photodiodes PIN et PIN-guide. En ce qui concerne la photodiode MSM, aucune modélisation n'a été effectuée. En outre, à notre connaissance, il n'existe pas de résultats expérimentaux dans ces conditions de fonctionnement. Nous avons donc décidé de modéliser la photodiode MSM sous un éclairage optique modulé de forte puissance.

2. Mécanismes

Dans un dispositif destiné à fonctionner en hyperfréquences, la zone déserte s'étend dans toute la couche absorbante de façon à ce que tous les porteurs photocréés soient entraînés par le champ électrique. Cette condition impose en outre à la capacité de jonction une valeur minimum et constante indépendante d'éventuelles perturbations du champ électrique. Les épaisseurs, dopages et polarisation choisis pour la photodiode génèrent une certaine distribution du champ électrique dans sa couche absorbante. En petits signaux, cette distribution spatiale n'est pas perturbée par les porteurs libres, elle est invariable dans le temps, la réponse électrique du dispositif est donc linéaire.

Par contre, en forts signaux, des effets de charge d'espace dus aux porteurs photocréés dans la zone déserte ou également des effets de dépolarisation dus au courant circulant dans la résistance de charge, peuvent causer une variation temporelle du champ électrique en fonction du signal incident. Le champ variant entre un pic et un creux du signal modulé, les porteurs photocréés au moment d'un pic ont une vitesse d'entraînement différente de ceux qui sont photocréés au moment d'un creux. Le temps de réponse du dispositif est donc modulé par le signal incident; il s'ensuit une réponse électrique non-linéaire. Précisons les mécanismes qui en sont à l'origine.

2.1. Effets de charge d'espace

L'illumination du photodétecteur sous forte puissance optique crée dans la zone déserte une densité de paires électron-trou non nulles qui modifie le champ électrique dans cette zone. Cette modification est cependant accentuée par la présence des trous qui séjournent plus longtemps que les électrons dans la zone déserte du dispositif par leur mobilité plus faible.

2.2. Effets de dépolarisation du dispositif

Le dispositif délivrant de la puissance voit sa tension de polarisation varier avec les alternances du signal hyperfréquence qu'il délivre, du fait que la chute de potentiel aux bornes de sa résistance de charge varie avec ces alternances. Cette dépolarisation cause une perturbation du champ électrique en zone de déserte dépendante du signal hyperfréquence reçu.

2.3. Domaine de fonctionnement non-linéaire

Les deux mécanismes (décrits plus haut) à l'origine de la non-linéarité du dispositif ne sont actifs qu'en forts signaux et lorsque le champ électrique en zone déserte est localement inférieur à environ 20KV/cm. En effet, pour des champs électriques plus importants, la vitesse des porteurs est indépendante du champ et la réponse électrique du dispositif est donc linéaire.

Le phénomène non-linéaire est donc sensible essentiellement dans le cas de forts signaux. Lorsque la puissance optique incidente devient trop importante pour une tension de polarisation donnée, le champ électrique s'approche localement de zéro. Les porteurs s'accumulent, et ne peuvent alors être évacués que par diffusion. Si la puissance optique incidente augmente encore, la capacité de la jonction augmente (réduction de l'épaisseur déplétée). En régime dynamique haute fréquence, la photodiode ainsi éclairée n'est plus apte à répondre correctement, le dispositif sature.

3. Modèle mathématique

3.1. Equations de base

Les équations gouvernant le fonctionnement du dispositif sont identiques à celles données au chapitre II. Ce sont l'équation de Poisson, les équations de densités de courants et les équations de continuité; elles sont rappelées ci-dessous:.

Equation de Poisson

$$\nabla^2 V = -q/\epsilon (p - N_A - n + N_D)$$

Equations de densités de courants pour les électrons et les trous :

$$\underline{J}_n = qn\mu_n(E)\underline{E} + qD_n(E)\underline{\nabla}n$$

$$\underline{J}_p = qp\mu_p(E)\underline{E} - qD_p(E)\underline{\nabla}p$$

Equations de continuité pour les électrons et les trous :

$$\delta n/\delta t = G - R + 1/q \nabla \cdot \underline{J}_n$$

$$\delta p/\delta t = G - R - 1/q \nabla \cdot \underline{J}_p$$

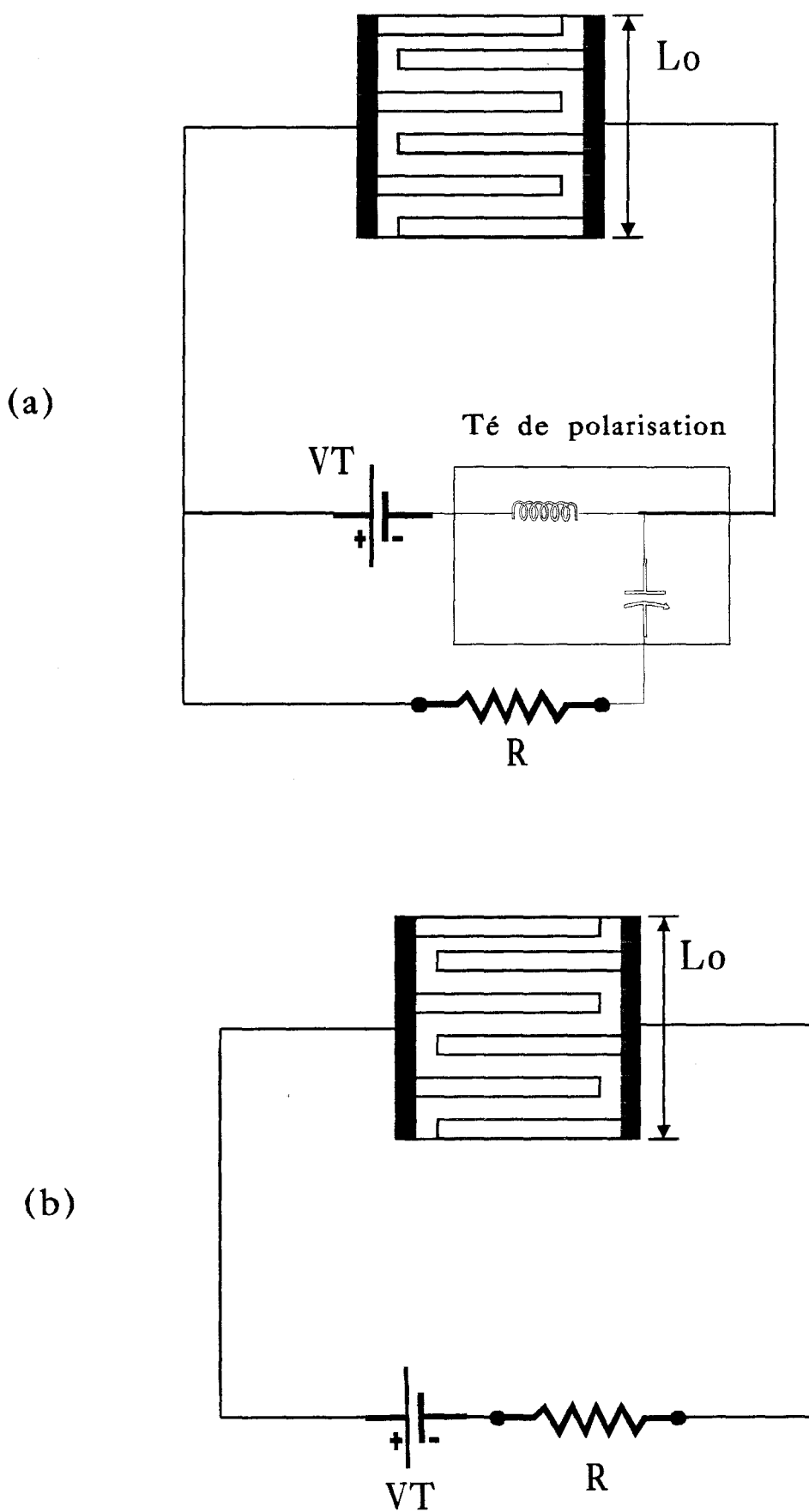


Fig.(IV. 1) (a) Schéma électrique du dispositif dans son circuit de charge
 (b) Schéma équivalent du dispositif dans son circuit de charge



3.2. Conditions aux limites

Elles s'écrivent

1) Hors éclairement:

Elles sont semblables à celles déjà exposées au chapitre II

(i) pour la première électrode:

$$V(1,j) = V_{bi} \quad 1 \leq j \leq N1$$

où V_{bi} est la barrière de potentiel

(ii) pour la deuxième électrode:

$$V(1,j) = V_{bi} + V_D \quad N2 \leq j \leq N$$

où V_D est la tension de polarisation

2) Sous éclairement:

Il faut prendre en compte cette fois-ci l'effet du circuit extérieur, dès lors que l'on se trouve sous fort éclairement.

(i) pour la première électrode:

$$V(1,j) = V_{bi} \quad 1 \leq j \leq N1$$

(ii) pour la deuxième électrode:

L'effet du circuit extérieur est modélisé selon une méthode mise au point par Dalle [2] où le potentiel aux bornes du photodétecteur est donné en fonction du potentiel continu du circuit extérieur et du photocourant. Le photodétecteur MSM dans son circuit extérieur est donné figure (IV. 1a) où le té de polarisation sépare les signaux continus et alternatif. Le signal continu donne un potentiel aux bornes du dispositif égal à V_T et le courant délivré par la photodiode dans son circuit de charge provoque une chute de potentiel aux bornes du dispositif $v(t)$ égal à $i(t)R_e j^{\phi}$. Si le déphasage entre $v(t)$ et $i(t)$ est égal à zéro (cas d'un circuit résistif), on peut utiliser le circuit équivalent donné figure (IV. 1b). Le potentiel aux bornes du dispositif devient alors:

$$V(1,j) = V_{bi} + V_D(t) \quad N2 \leq j \leq N$$

où

$$V_D(t) = V_T - N_m \cdot I(t) \cdot R$$

avec:

V_T : potentiel total appliqué

$V_D(t)$: potentiel aux bornes de la photodiode

R: résistance de charge

$I(t)$: courant passant entre deux doigts successifs du MSM. On a:

$$I(t) = \int_s J_s(t) ds$$

où

$J_s(t)$: est la densité de courant

S: est la surface définie par le produit de la largeur d'un doigts et l'épaisseur de la couche active.

N_m : est le nombre de MSM élémentaires intégrés

$$N_m = \frac{L_o}{D + W} - 1$$

avec

L_o : largeur du MSM interdigité

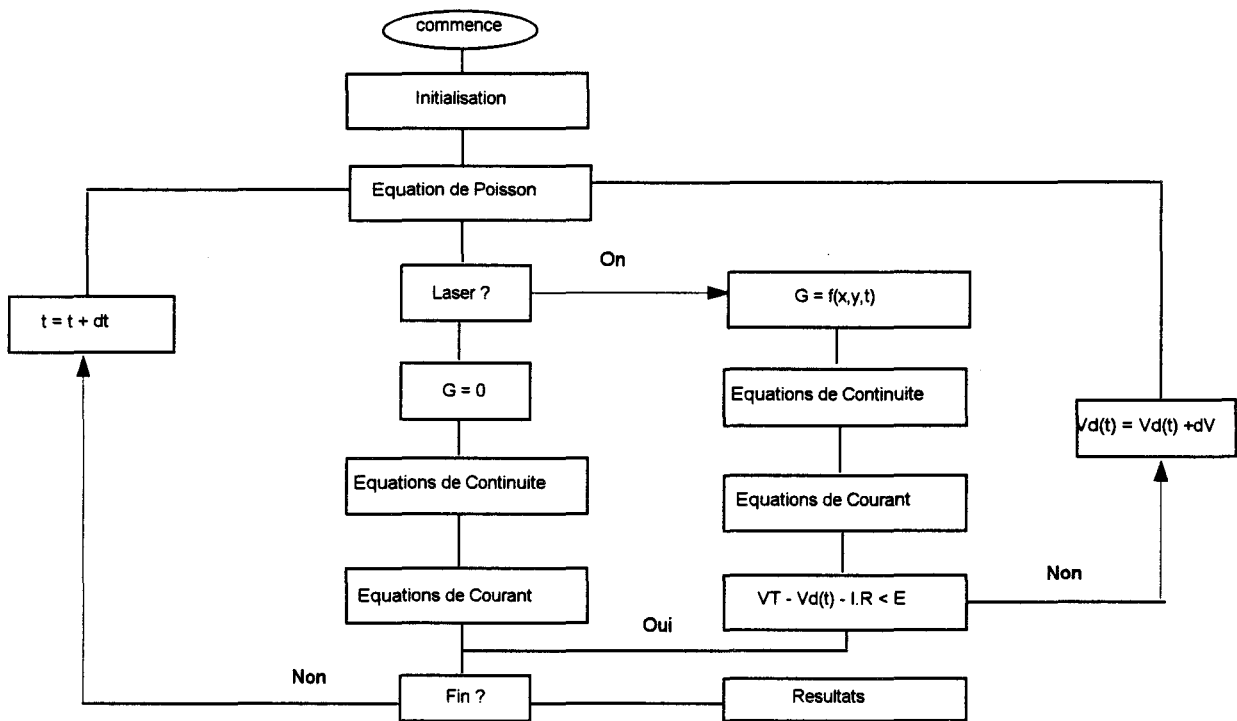
D : distance interdoigts

W : largeur des doigts

3.3. Organigramme

Le modélisation en fort signal concerne une photodiode de structure MSM éclairée par le dessus. Les dimensions et polarisation de ce dispositif sont choisis pour permettre son fonctionnement en haute fréquence (faible capacité, faible temps de transit des porteurs entre électrodes).

L'organigramme du programme principal est présenté ci-dessous:



Organigramme du programme principal

4. Structure du MSM étudié

Dans ce paragraphe, nous définissons la structure du MSM adapté à un fonctionnement à une fréquence que nous choisissons égale à 20 GHz.

Ainsi que nous l'avons déjà signalé précédemment, la fréquence de coupure d'un MSM est fonction de deux paramètres:

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

qui dépendent des paramètres géométriques du MSM

4.1 Effet du temps de transit

A partir du modèle que nous avons développé et présenté au chapitre II, nous avons calculé la réponse électrique du MSM pour différentes structures géométriques du dispositif éclairé par une fonction échelon (voir chapitre III). Ainsi, par le calcul du temps de montée (τ)

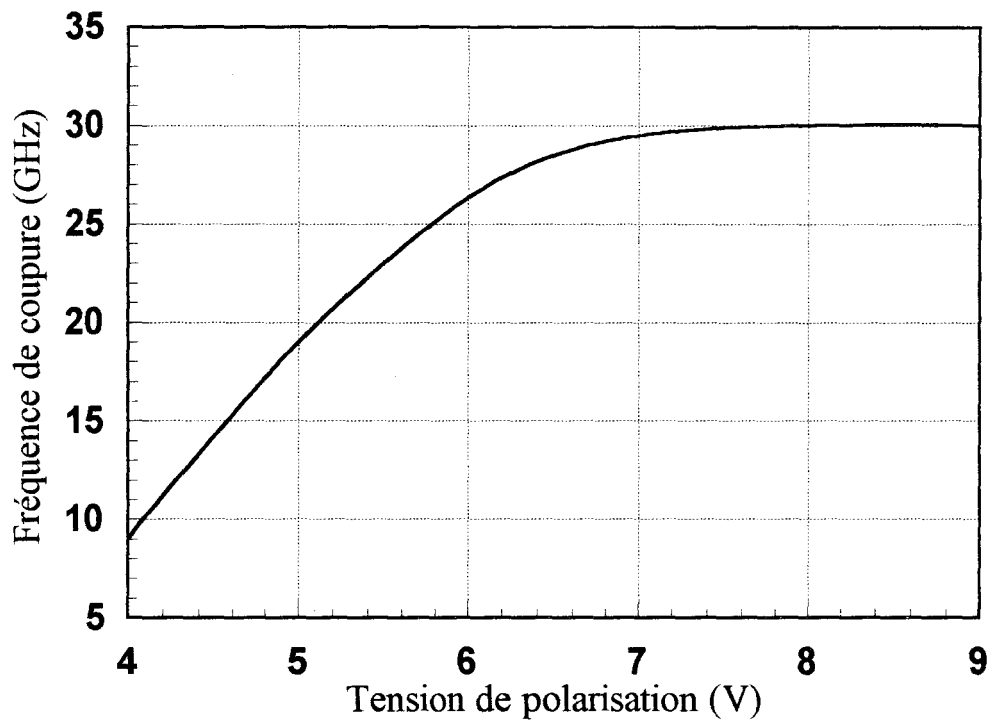


Fig.(IV. 2): Evolution de la fréquence de coupure due au temps de transit en fonction de la tension de polarisation, pour un MSM de $1\mu\text{m}$ d'épaisseur de la couche absorbante, $0.5\mu\text{m}$ de distance interdoigts, sous faible puissance optique

pris entre 10% et 90% de l'amplitude maximale du signal électrique, nous avons déterminé la fréquence de coupure du photodétecteur

La structure géométrique du MSM la mieux adaptée pour des applications à la fréquence de 20 GHz est le MSM de distance interdoigts de $0.5\mu\text{m}$, d'épaisseur de couche absorbante $1\mu\text{m}$, de largeur de doigts $0.3\mu\text{m}$, et de tension de polarisation de 7 volts. Ce photodétecteur est caractérisé par une fréquence de coupure de l'ordre de 30GHz et un coefficient de réponse de l'ordre de 0.4 A/W. La variation de la fréquence de coupure avec le potentiel appliqué pour cette structure de MSM est donnée figure(IV. 2).

4.2. Effet de la capacité du MSM

La capacité en régime d'obscurité d'un MSM de structure interdigitée peut être calculée à partir de la relation suivante [3]

$$C_{\text{MSM}} = L(1+\epsilon_r) [(N-3)A+B]$$

avec

L : longueur des doigts

ϵ_r : permittivité relative du semiconducteur

A: 88.6 fF/cm

B: 99.2 fF/cm

N: nombre des doigts calculé à partir de la relation:

$$N: \frac{L_o}{D + W}$$

avec

L_o : largeur du MSM interdigité

D : distance interdoigts

W : largeur des doigts;

pour une surface carrée éclairée S, W s'écrit:

$$L_o = (S)^{1/2}$$

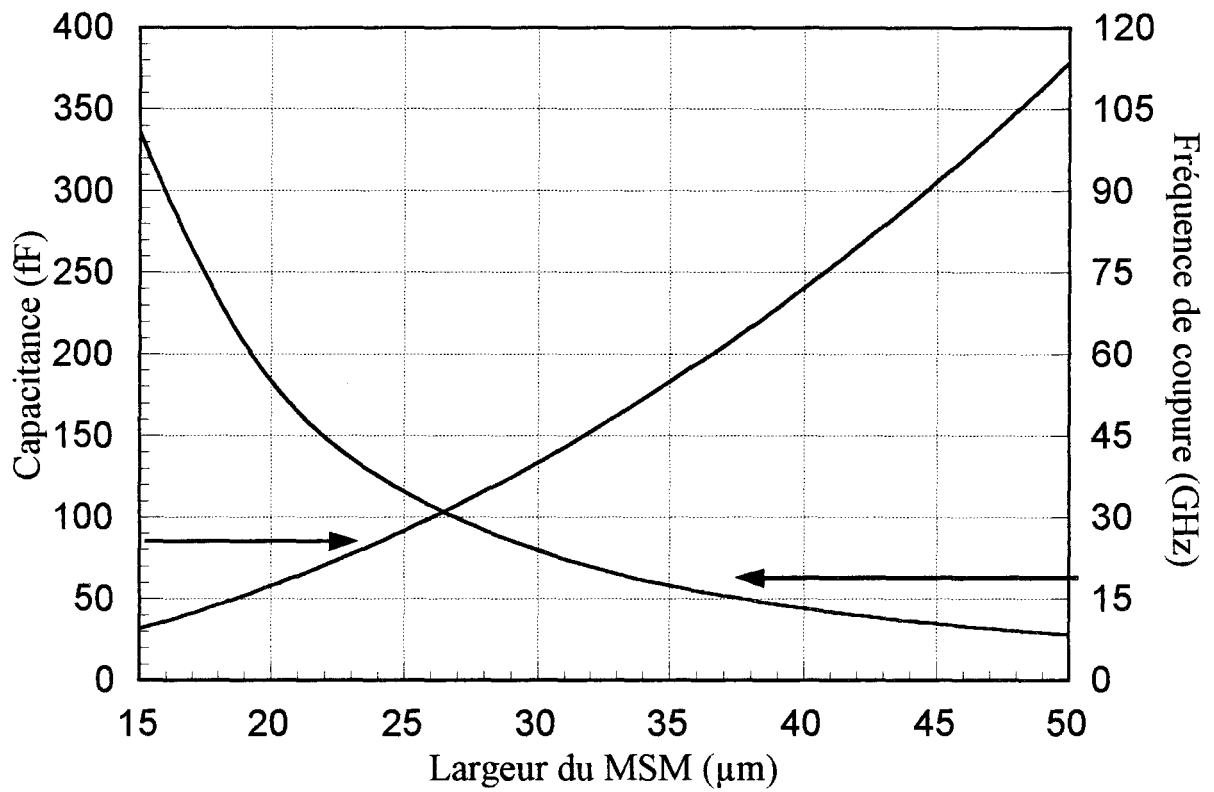


Fig.(IV. 3): Evolution de la capacité à l'obscurité et de la fréquence de coupure due à la capacité en fonction de la largeur d'un MSM
 AlInAs/GaInAs - $1\mu\text{m}$ de couche active, $0.5\mu\text{m}$ de distance interdoigts, $0.3\mu\text{m}$ de largeur des doigts, surface carrée, 50 ohm de résistance de charge

La figure (IV. 3) nous donne les variations de la capacité d'un MSM de structure interdigitée en fonction de la surface éclairée du MSM de 0.5µm de distance interdoigts, 1µm de largeur de couche absorbante, 0.3µm de largeur de doigts.

On constate bien sûr que plus la surface du MSM est grande, plus sa capacité C_{MSM} est importante, à largeur de doigts et à distance interélectrodes données.

Cette figure montre que pour un MSM de 0.5µm de distance interdoigts, et de 0.3µm de largeur de doigts on peut utiliser une surface de $(25\mu\text{m})^2$ pour obtenir une fréquence de coupure approximativement égale à 30 GHz, calculée par la relation suivante:

$$F_c = 1/2\pi RC_{MSM}$$

avec

R: résistance de charge, égale à 50 Ω

5. Comportement non-linéaire d'une photodiode MSM

Le modèle a été utilisé pour calculer la réponse électrique temporelle d'une photodiode MSM à un signal optique modulé sinusoïdalement, ainsi que la génération d'harmoniques qui apparaît sous forts signaux optiques du fait des non-linéarités du dispositif.

Les exemples de calcul présentés dans ce chapitre concernent le dispositif avec les caractéristiques suivantes:

Surface	$(25\mu\text{m})^2$
Couche AlInAs	500Å d'épaisseur
Couche active GaInAs	$\alpha: 1.16 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda=1.3\mu\text{m}$)
	1 µm d'épaisseur
Distance interdoigts	0.5 µm
Largeur des doigts	0.3µm
Fréquence de modulation	20 GHz
Résistance de charge	50Ω
Tension de polarisation	7V

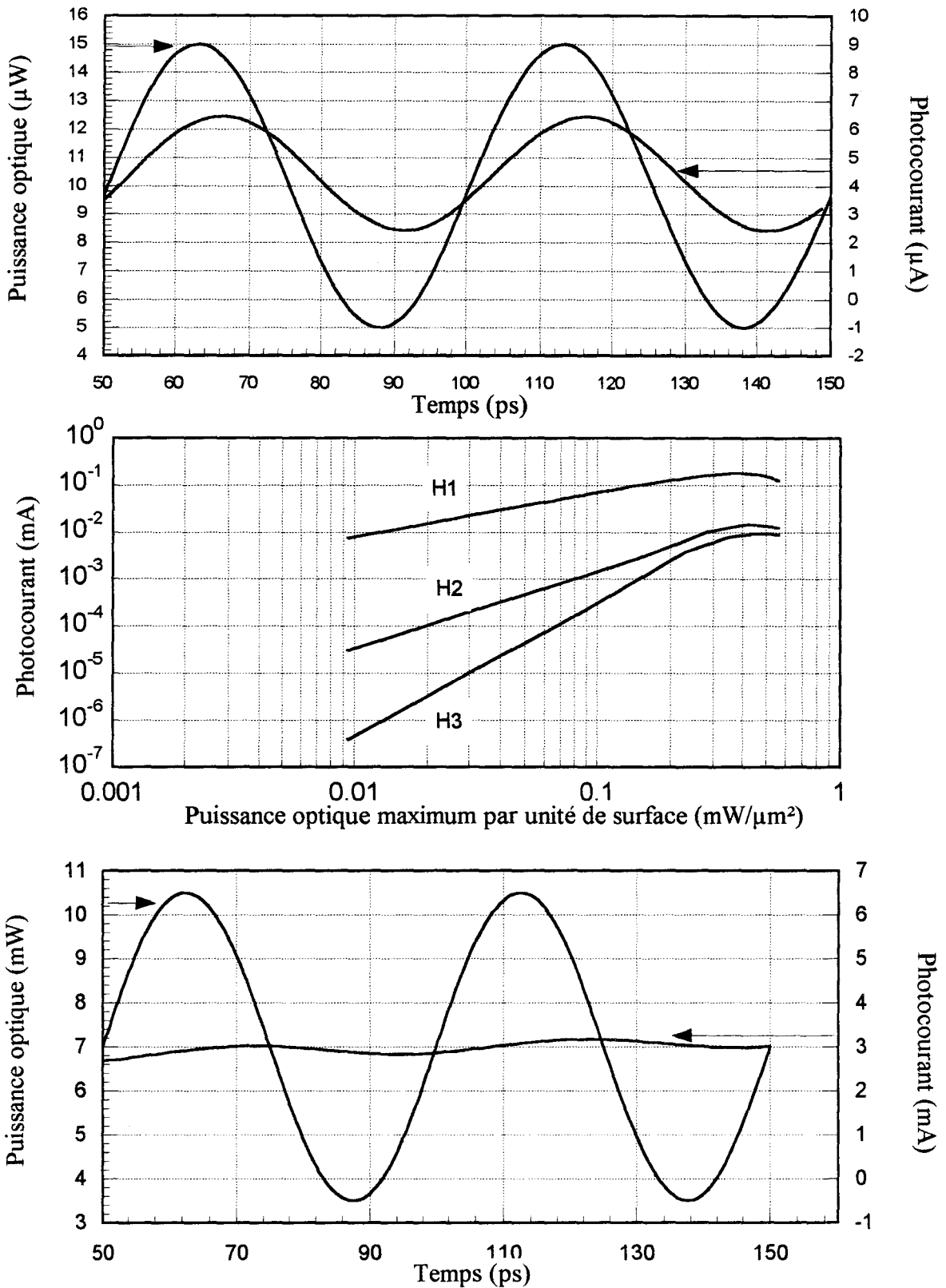


Fig.(IV. 4): MSM AlInAs/GaInAs - 1 μm de GaInAs, 0.5 μm de distance interdoigts, 0.3 μm de largeur de doigts, 10 μm de longueur, 20 GHz de fréquence de modulation, 50% de taux de modulation, tension de polarisation de 7V
 (a) Evolution de la puissance optique et du photocourant en fonction du temps pour une puissance optique moyenne de 10 μW -
 (b) Evolution du photocourant en fonction de la puissance optique maximum par unité de surface pour différentes harmoniques
 (c) Evolution de la puissance optique et du photocourant en fonction du temps pour une puissance optique moyenne de 7 mW

Il est clair que les origines des nonlinéarités sont d'une part, le champ électrique présent en zone de déserte perturbé par des effets de charge d'espace dus aux porteurs photocréés dans la zone déplétée, qui est normalement fonction de la densité de la puissance lumineuse, d'autre part la dépolarisation de la photodiode lors de la circulation d'un courant important dans sa résistance de charge. Ce dernier dépend de la totalité du courant circulant (nombre des paires de doigts du MSM, c'est à dire de la surface totale du MSM).

Dans un premier temps, nous avons étudié la réponse électrique temporelle d'une photodiode à une modulation optique sinusoïdale sous forte intensité lorsque l'effet de dépolarisation est négligeable (nous verrons par la suite que c'est la cas du MSM ayant une petite surface).

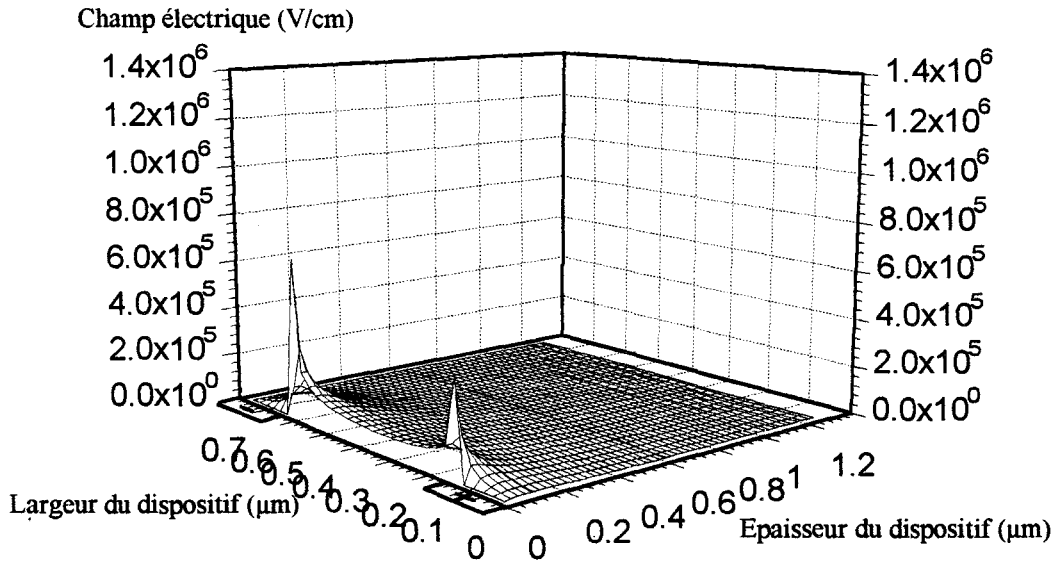
Pour des surfaces de MSM plus importantes, ces phénomènes ne peuvent plus être négligés. Ceci fait l'objet d'une deuxième partie dans le cadre de l'étude de la réponse électrique temporelle du MSM sous forte puissance, ainsi que la génération d'harmoniques qui apparaît sous forts signaux du fait des non-linéarités du dispositif.

Enfin, une comparaison entre la photodiode PIN et le photodétecteur MSM sous forts signaux à été faite et sera également présentée.

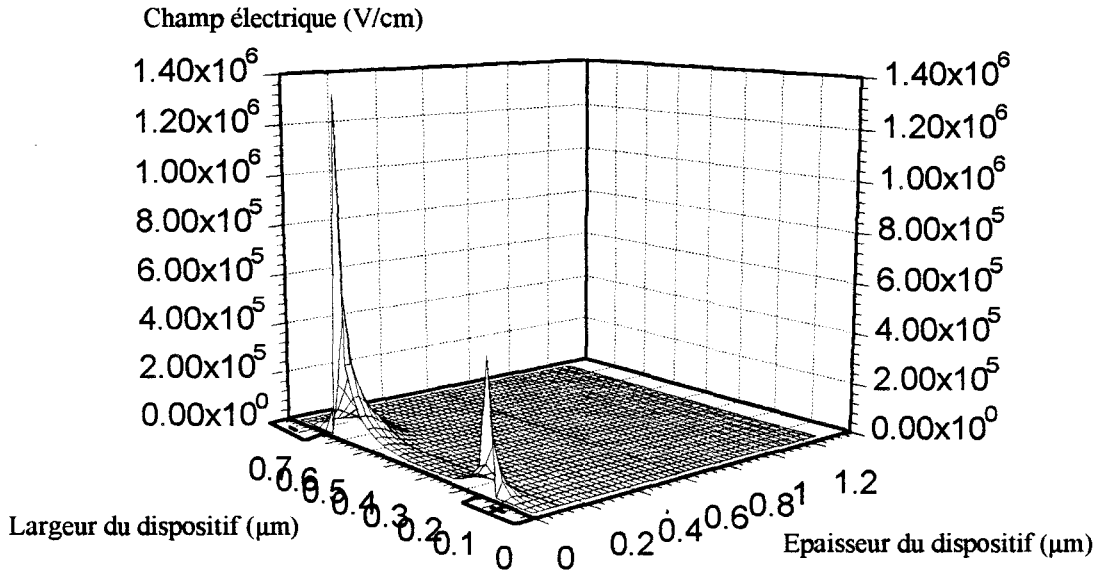
5.1. Effets de charge d'espace seul

La figure (IV. 4 a) représente la réponse linéaire du photocourant et son déphasage avec un signal optique incident de faible intensité (puissance = $10\mu\text{W}$, fréquence = 20GHz, taux de modulation = 50%). Le déphasage observé est dû au temps de transit moyen des porteurs dans la zone active. Le coefficient de réponse résultant dans ce cas, est approximativement égal à 0.4A/W , le phénomène de réflexion de la puissance optique sur les électrodes ayant été pris en compte; rappelons que nous considérons toujours (chapitre II) que le coefficient de réflexion de la lumière sur le semiconducteur est nul.

La figure (IV. 4b) montre l'évolution du photocourant délivrée par le dispositif pour différents harmoniques en fonction de la densité de la puissance optique incidente couplée , pour un MSM élémentaire (fréquence=20GHz, taux de modulation=50%, longueur=10 μm). Dans cette figure, H1 représente le fondamental, H2 et H3 les harmoniques deux et trois. Les calculs de génération d'harmoniques présentés plus bas sont obtenus par transformation de



(a)



(b)



Fig.(IV. 5): Distribution du champ électrique. transversal(X) dans un MSM AlInAs/GaInAs - 1 μm de GaInAs - 0.5 μm de distance interdoigts - 0.3 μm de largeur de doigts - 20GHz de fréquence de modulation - 7V de tension de polarisation
 (a) puissance optique 10 μW , (b) puissance optique 7 mW

Fourier sur une période de la réponse électrique temporelle stabilisée. On peut observer une saturation du photocourant et que le rapport des amplitudes des harmoniques H_3/H_1 augmente avec la puissance, ce qui montre l'augmentation des effets non-linéaires au fur et à mesure que la puissance optique incidente augmente.

La figure (IV. 4 c) montre la réponse électrique pour une puissance optique plus élevée (puissance = 7mW, fréquence = 20GHz, taux modulation = 50%). En effet, à ces puissances, il apparaît dans la zone entre les électrodes du dispositif, une région dans laquelle le champ électrique devient nul. Les porteurs n'y sont plus évacués par le champ mais par diffusion. Ce mécanisme lent ne permet pas d'éviter une accumulation locale de porteurs; le dispositif n'est plus alors apte à fonctionner de façon optimale à haute fréquence, il "sature". La capacité de jonction du dispositif s'en trouve également augmentée. Ces phénomènes se traduisent par une diminution progressive de la bande passante.

Les deux courbes (a) et (b) de la figure (IV. 5) correspondent à la distribution du champ électrique dans les deux régimes de fonctionnement étudiés. On peut noter que dans le cas de la saturation, le champ électrique entre les doigts devient nul, avec par conséquent l'apparition d'un pic de champ électrique à l'interface métal-semiconducteur (que l'on doit prendre en compte si on veut éviter le claquage du composant).

La figure (IV. 6) présente la variation du champ électrique dans la direction X (parallèle à l'espace interdoigts) en fonction de la densité de la puissance optique incidente. Cette figure montre les conditions critiques dans lesquelles se trouve la photodiode, lorsque la puissance optique incidente augmente. En effet un bon nombre d'auteurs [4][5][6] fixent à approximativement 800 KV/cm la limite du champ électrique à partir de laquelle on peut considérer qu'il y a claquage par effet tunnel dans l'AlInAs.

On observe figures (IV. 4b) et (IV. 6) qu'une saturation et un claquage commenceront à apparaître à partir d'une densité de puissance approximativement égale à $0.1 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$. Dans le cas d'un MSM de petite surface ($(10\mu\text{m})^2$) en supposant un coefficient de réponse de 0.4 A/W et une résistance de charge de 50Ω , la variation de potentiel aux bornes de la photodiode à cause d'une densité de puissance de $0.1 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ serait approximativement égale à 0.2V. La variation de la fréquence de coupure vis à vis du potentiel aux bornes de la photodiode (figure(IV. 2)) montre qu'une variation de 0.2V a un effet négligeable. En conséquence l'effet de dépolarisation dans ce cas peut être négligé.

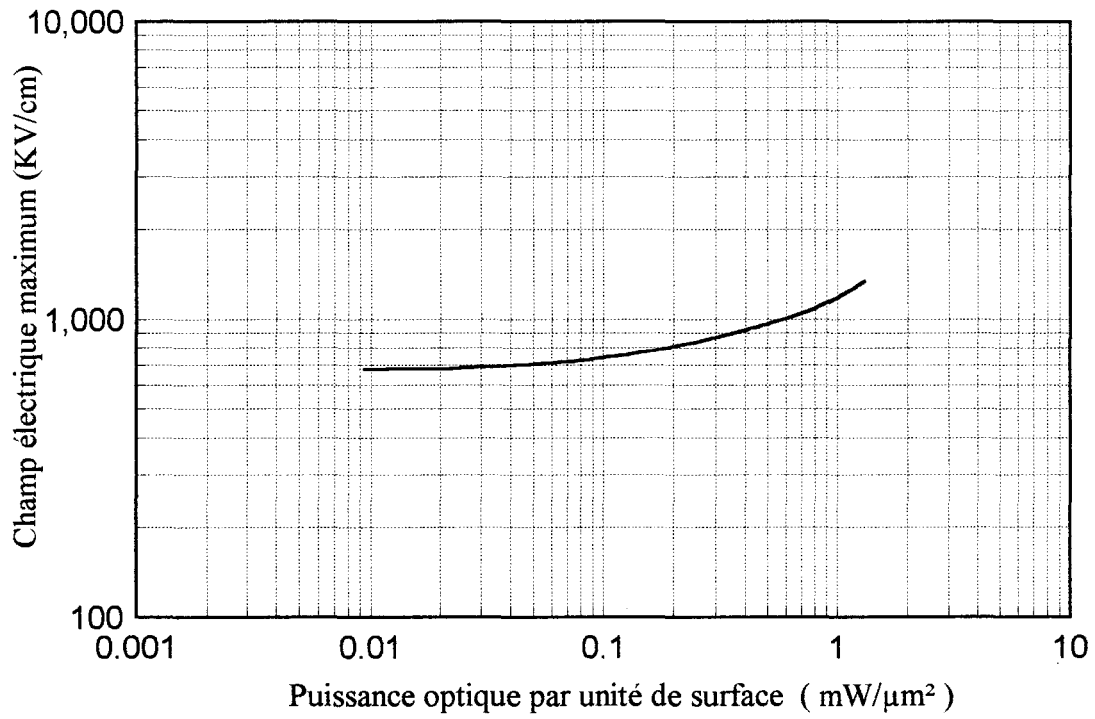


Fig.(IV. 6): Evolution du champ électrique maximum en fonction de la puissance optique par unité de surface pour MSM AlInAs/GaInAs - 1μm d'épaisseur de GaInAs - 0.5μm de distance interdoigts - 0.3μm de largeur de doigts - 20GHz de fréquence de modulation - 50% de taux de modulation - 7V de tension de polarisation - sans effet du circuit extérieur

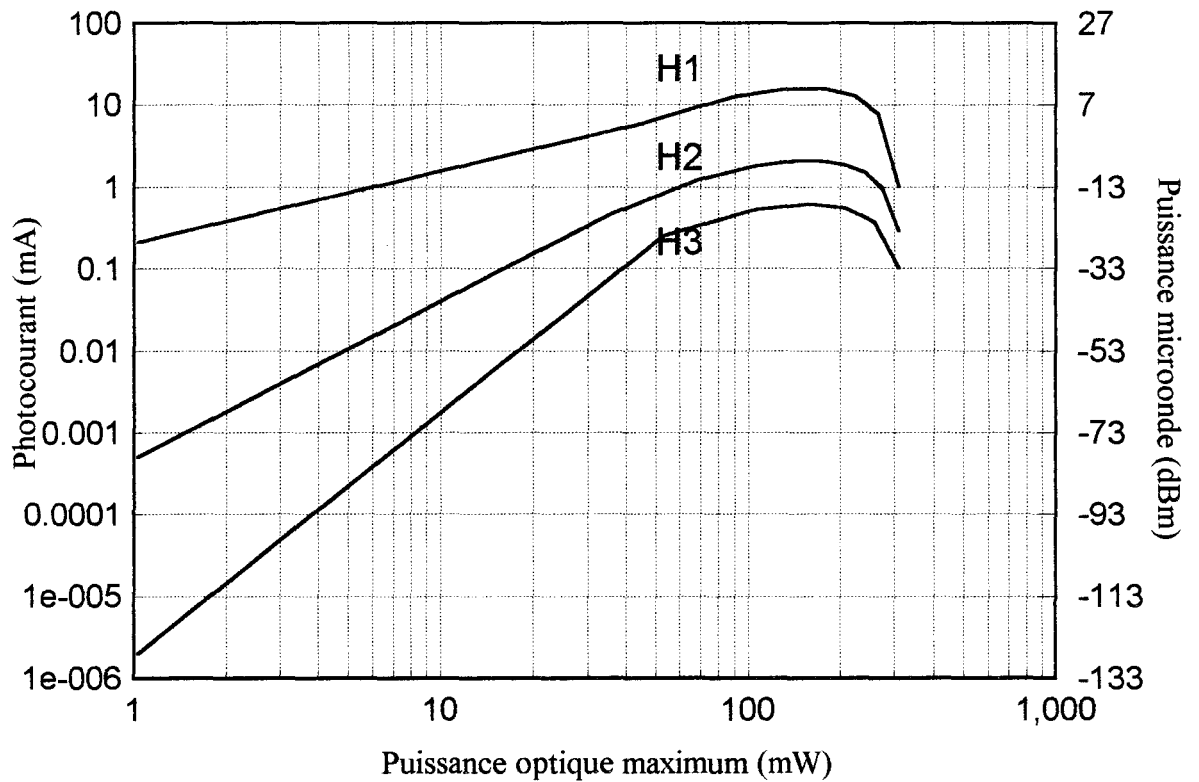


Fig.(IV. 7): Evolution du photocourant et de la puissance microonde en fonction de la puissance optique maximum pour différentes harmoniques
 MSM AlInAs/GaInAs - $1\mu\text{m}$ d'épaisseur de GaInAs - $0.5\mu\text{m}$ de distance interdoigts - $0.3\mu\text{m}$ de largeur des doigts - $25 \times 25\mu\text{m}^2$ de surface - 20 GHz de fréquence de modulation - 100% de taux de modulation - 50 ohms de charge - 7V de tension de polarisation

A partir de ces résultats on peut penser qu'un MSM de petite surface pourrait atteindre une limite donnée essentiellement par le claquage par effet tunnel lorsque la puissance optique incidente augmente.

5.2. Effets combinés de charge d'espace et de dépolarisation du dispositif

La figure (IV. 7) montre l'évolution de la puissance électrique délivrée par le dispositif pour différents harmoniques en fonction de la puissance optique incidente couplée (fréquence = 20GHz, taux de modulation = 100%, surface = $(25\mu\text{m})^2$, résistance de charge = 50Ω). Dans cette figure, H1 représente le fondamental, H2 et H3 les harmoniques deux et trois. Les calculs de génération d'harmoniques présentés plus bas sont obtenus par transformation de Fourier sur deux périodes de la réponse électrique temporelle stabilisée. On peut observer que le rapport des amplitudes des harmoniques H3/H1 augmente avec la puissance. Cette figure montre ainsi l'augmentation des effets non-linéaires à mesure que la puissance optique incidente augmente.

Comparée à la figure (IV. 4b), on constate sur la figure (IV. 7), que l'amplitude des harmoniques diminue considérablement pour des puissances optiques supérieures à 200mW. Ce phénomène marque l'effet de la dépolarisation du dispositif dû au débit d'un fort photocourant dans le circuit extérieur. Ce mécanisme est évidemment combiné avec l'effet de charge d'espace.

Cet effet non-linéaire apparaît également figure (IV. 8), on l'on observe que le signal électrique en sortie du détecteur est déformé comparé au signal optique d'entrée sinusoïdal, d'intensité moyenne de 30 mW, avec un taux de modulation de 100%.

La figure (IV. 9a) représente la diminution de la tension de polarisation aux bornes de la photodiode en fonction de la puissance lumineuse incidente. Celle-ci est due au courant délivré par la photodiode dans son circuit de charge qui provoque une chute de potentiel aux bornes de la résistance de charge et donc une variation de la tension aux bornes du dispositif. Cette figure montre l'effet de dépolarisation du dispositif.

La figure (IV. 9b) montre la variation du champ électrique maximum (situé à l'interface métal-semiconducteur) en fonction de la puissance lumineuse. Ce résultat donne une réponse inverse de celle présentée figure (IV. 6), ce qui est dû aux effets de dépolarisation du dispositif.

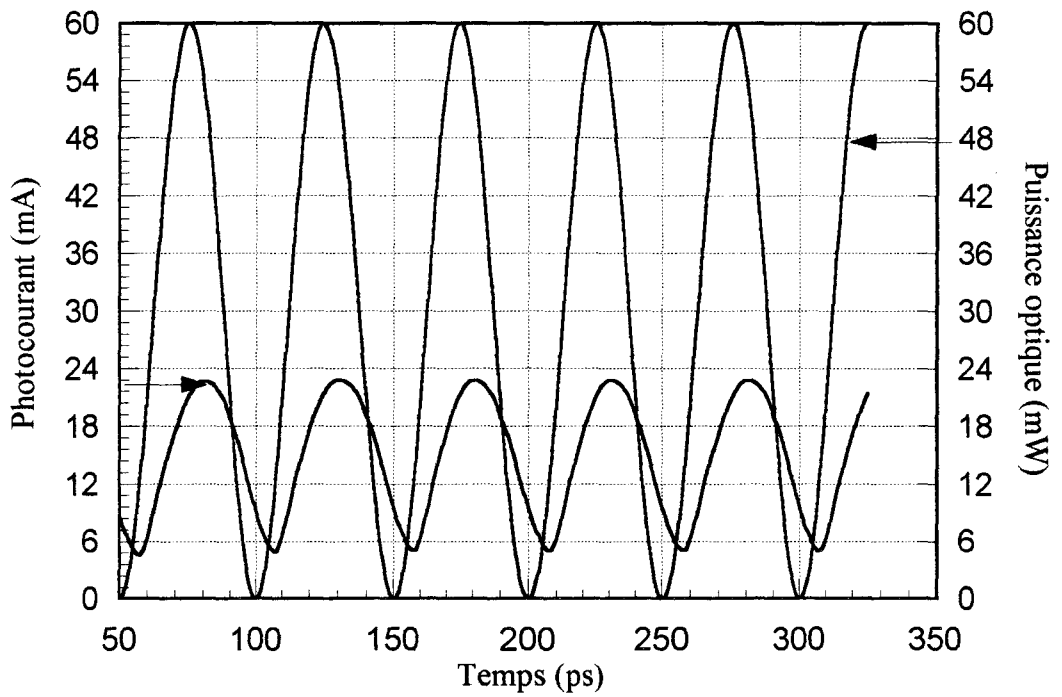
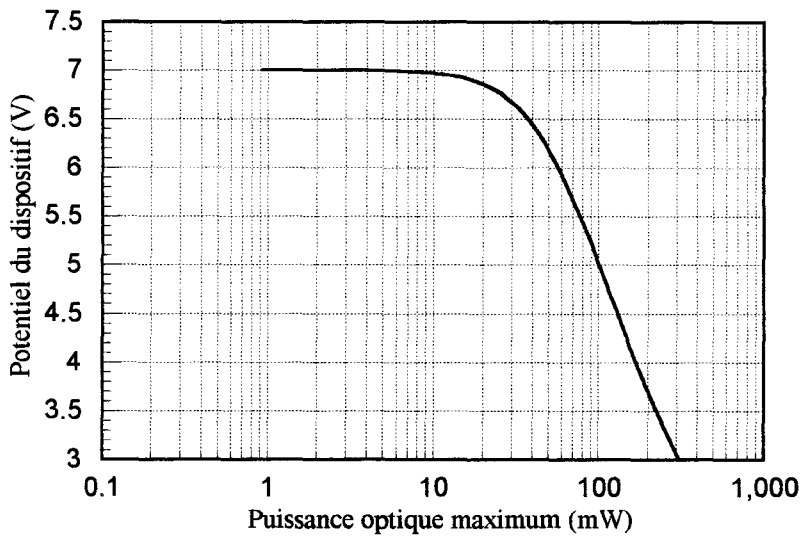
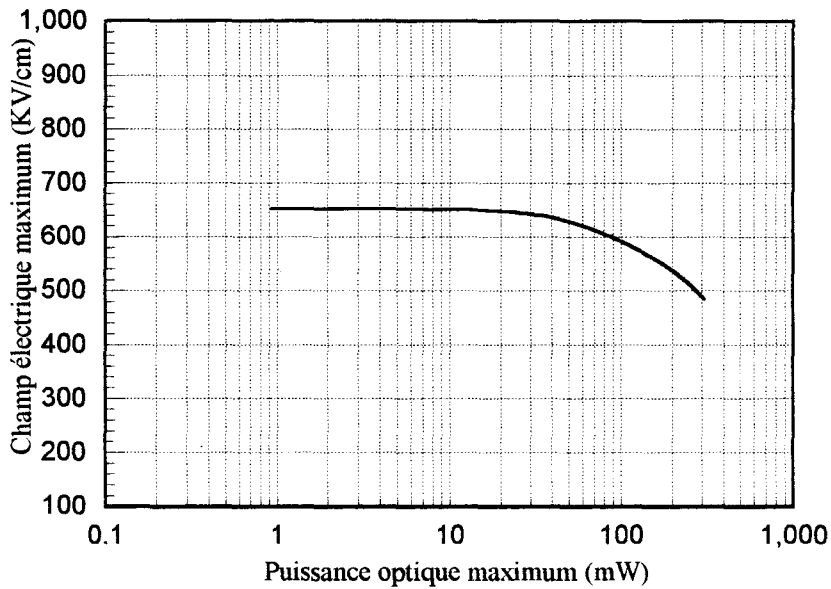


Fig.(IV. 8): Evolution du photocourant et de la puissance optique en fonction du temps pour un MSM AlInAs/GaInAs - épaisseur de GaInAs $1\mu\text{m}$ - distance interdoigts $0.5\mu\text{m}$ - surface $(25\mu\text{m})^2$ - puissance optique moyenne 30mW - fréquence de modulation 20GHz - taux de modulation 100% - tension de polarisation totale 7V



(a)



(b)

Fig.(IV. 9): Evolution de la tension aux bornes du dispositif et du champ électrique maximum en fonction de la puissance optique maximum pour un MSM AlInAs/GaInAs-épaisseur de GaInAs $1\mu\text{m}$, $0.5\mu\text{m}$ de distance interdoigts, $0.3\mu\text{m}$ de largeur de doigts, fréquence de modulation 20GHz taux de modulation 100%, surface $25\times 25\mu\text{m}^2$, charge 50 ohm - tension de polarisation 7V
 (a) potentiel aux bornes du dispositif, (b) champ électrique maximum

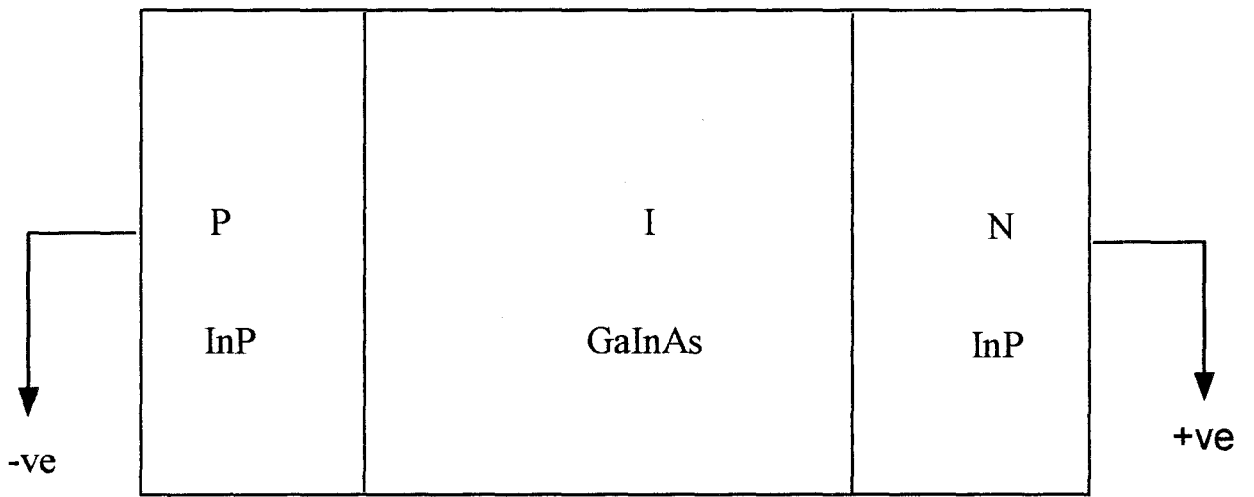


Fig.(IV. 10): Structure schématique de la photodiode PIN

6. Comparaison du comportement non-linéaire du MSM et de la photodiode PIN

6.1. Généralités sur la photodiode PIN

Généralement, la photodiode PIN adaptée aux grandes longueurs d'onde (1.3 μm - 1.55 μm) comprend une couche semiconductrice en InGaAs absorbant pour un éclairage de longueur d'onde $\lambda = 1.3\mu\text{m}$ ou 1.55 μm ; cette couche est comprise entre deux couches de semiconducteur non absorbant InP ou GaInAsP. Ces couches sont dopées P et N de telle façon que la jonction soit située près de l'interface InP/GaInAs (voir figure (IV. 10)). Le très faible niveau d'impuretés résiduelles du ternaire permet l'extension de la zone de charge d'espace et donc du champ électrique profondément dans la couche absorbante dès les faibles polarisations inverses. On supposera dans ce qui suit que la polarisation inverse appliquée est toujours suffisante pour assurer la désertion complète du ternaire intrinsèque. Cette condition est nécessaire à l'obtention d'une bande passante optimum: tous les porteurs sont entraînés par le champ, et la capacité de jonction est minimum. L'absorption de photons dans la couche ternaire génère des paires électron-trou et donne lieu à un courant électrique (photocourant) de la manière suivante:

- Les paires générées en zone désertée sont entraînées par le champ électrique de part et d'autre de la structure et donnent lieu à un courant pendant leur transit.

- Les paires générées hors de la zone de charge d'espace (dans de l'InGaAs dopé P+ par exemple) ne donnent lieu à un courant électrique que si les porteurs minoritaires diffusent jusqu'à la zone déserte, ils sont perdus s'ils se récombinaient avant d'atteindre cette zone.

Les porteurs mobiles quittant le ternaire se trouvent porteurs majoritaires dans un binaire fortement dopé et sont évacués hors du dispositif selon une conduction métallique.

6.2. Puissance électrique délivrée

Les photodiodes PIN et le photodétecteur MSM délivrent dans leur circuit de charge une puissance électrique proportionnelle au carré de la puissance optique qu'elle absorbe:

$$P_e = R \cdot q^2 \eta^2 (m^2/2) \lambda^2 (1/hc)^2 P_o^2$$

où

R : est la résistance de charge de la photodiode

m : est le taux de modulation du signal optique incident

c : est la vitesse de la lumière

η : est l'efficacité quantique, définie par le rapport entre le nombre d'électrons récupérés dans le circuit extérieur et le nombre de photons incidents:

$$\eta = N_e / N_{ph}$$

L'efficacité quantique d'un MSM est donnée approximativement par la relation suivante:

$$\eta = [1-r] \frac{D}{D+W} (1-e^{-\alpha H})$$

où

α : coefficient d'absorption de la couche absorbante à la longueur d'onde de travail

r : coefficient de réflexion du matériau

H : épaisseur de la couche absorbante

Dans le cas de la photodiode PIN idéale, l'efficacité quantique est égale à:

$$\eta = [1-r] (1-e^{-\alpha H})$$

L'efficacité quantique de la PIN ne dépend que du coefficient d'absorption α du semi-conducteur à la longueur d'onde de travail, et de l'épaisseur de la couche absorbante. L'amélioration de celle-ci conduit donc à l'augmentation de l'épaisseur de la zone déserte, mais ceci se fait au détriment de la rapidité; en effet, le temps transit des porteurs est d'autant plus long que l'épaisseur de la zone déserte est importante; notons cependant que la valeur de la capacité de jonction 'C' de la photodiode est inversement proportionnelle à la longueur de la zone de transit; en effet la capacité de la diode est donnée par l'expression:

$$C = \frac{\epsilon \cdot S}{H}$$

où S représente la surface de la jonction. Un compromis doit être réalisé entre l'efficacité quantique et le temps de réponse de la photodiode.

Cette étude a déjà fait l'objet de nombreux travaux au laboratoire [7][8] et nous supposons donc les résultats connus. Cependant, pour l'étude du comportement non-linéaire de la photodiode PIN, il est nécessaire d'utiliser une modélisation particulière qui a été développée en laboratoire par F. Journet et J. Harari [9]. Nous en rappelons ci-dessous les principaux aspects.

6.3. Modèle mathématique

Il s'agit, pour l'étude des non-linéarités, d'un modèle monodimensionnel de type dérive-diffusion, fondé sur l'équation de Poisson, de continuité et de courant. Il inclut les effets des hétérointerfaces ainsi que ceux du circuit extérieur.

L'équation de Poisson s'écrit dans ce cas:

$$\nabla \cdot E(x,t) = (q/\epsilon) [p(x,t) - n(x,t) + Nd(x) - Na(x)]$$

où (x,t) sont l'abscisse dans le ternaire et le temps

Les équations des densités de courant sont :

$$J_n(x,t) = qn(x,t) v_n(E(x,t)) + qD_n(E(x,t))\nabla n(x,t) + J_d(x,t)$$

$$J_p(x,t) = qp(x,t) v_p(E(x,t)) - qD_p(E(x,t))\nabla p(x,t) + J_d(x,t)$$

$$J_d(x,t) = \epsilon \delta E(x,t)/\delta t$$

$$J_t(x,t) = J_n(x,t) + J_p(x,t) + J_d(x,t)$$

respectivement pour les conductions des électrons, des trous, le courant de déplacement et le courant total.

Les équations de continuité pour les électrons et les trous sont:

$$\delta n(x,t)/\delta t = G(x,t) - R(x,t) + 1/q \nabla \cdot J_n(x,t)$$

$$\delta p(x,t)/\delta t = G(x,t) - R(x,t) - 1/q \nabla \cdot J_p(x,t)$$

Le taux de génération dans la PIN est donné par:

$$G(x) = (P_0/h\nu) (1-r) \alpha e^{(-\alpha x)} (1+m\sin\omega t)$$

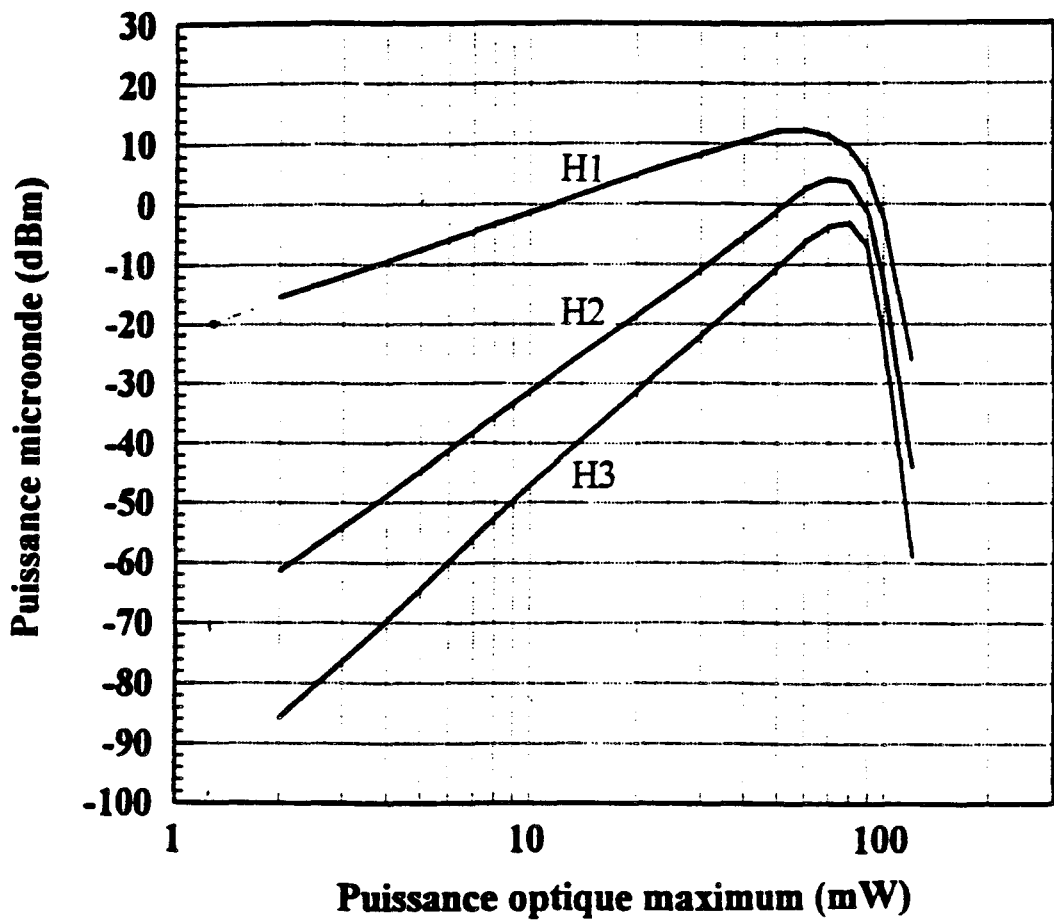


Fig. (IV. 11): Evolution de la puissance microonde en fonction de la puissance optique maximum pour différentes harmoniques pour une photodiode PIN - épaisseur de GaInAs $1.5\mu\text{m}$, surface $(20\mu\text{m})^2$, fréquence de modulation 20GHz, taux de modulation 100%, charge 50Ω , tension de polarisation totale 2V.

L'exemple de calcul présenté dans ce chapitre concerne la photodiode PIN avec les caractéristiques suivantes:

Surface	$(20\mu\text{m})^2$
Couche active GaInAs	$\alpha: 1.16 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda=1.3\mu\text{m}$) 1.5 μm d'épaisseur
Taux de modulation	100%
Fréquence de modulation	20 GHz
Résistance de charge	50 Ω
Tension de polarisation	5V

Cette photodiode est caractérisée par une fréquence de coupure de l'ordre de 23GHz, en négligeant les effets capacitifs.

Les figures (IV. 11) et (IV. 12) montrent l'évolution de la puissance électrique délivrée par la photodiode PIN pour différentes harmoniques en fonction de la puissance optique incidente pour deux valeurs différentes de la tension de polarisation (2V et 5V). Le rapport H_3/H_1 augmente lorsque le potentiel augmente, les porteurs atteignant leur vitesse de saturation en champ fort. On peut noter le même phénomène de saturation comme on l'a vu dans le cas du photodétecteur MSM. A 2V la photodiode commence à saturer pour une puissance optique maximale de 60 mW. A 5V cette puissance est de l'ordre de 100 mW et est responsable d'une puissance hyperfréquence maximale comprise entre 10 et 20 dBm. Ce résultat est proche de celui obtenu dans le cas du photodétecteur MSM, la différence provenant du coefficient de réponse plus faible dans le cas du MSM (dû au phénomène de réflexion au niveau des doigts) que dans le cas de la PIN. Pour les puissances optiques supérieures, la puissance hyperfréquence est redistribuée dans la composante continue du signal micro-onde puisque la capacité du dispositif est alors augmentée par réduction de la zone déserte.

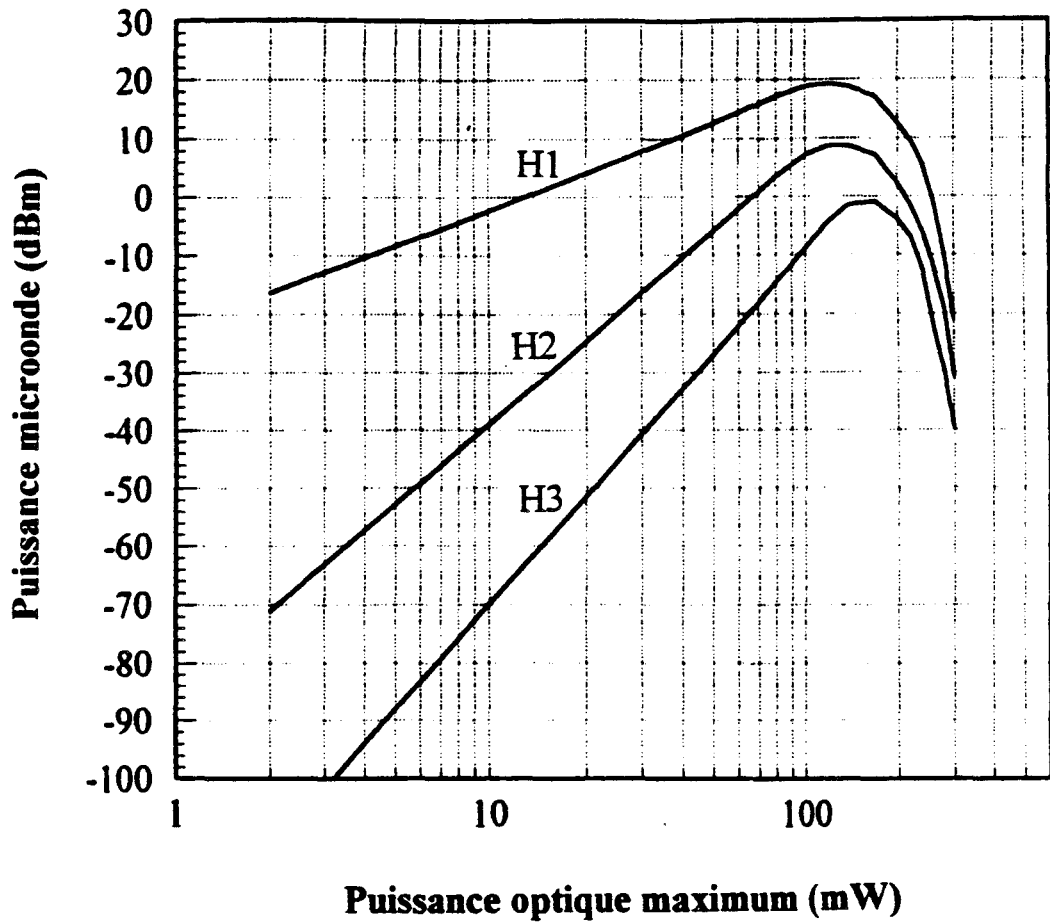


Fig. (IV. 12): Evolution de la puissance microonde en fonction de la puissance optique maximum pour différentes harmoniques pour une photodiode PIN - épaisseur de GaInAs $1.5\mu\text{m}$, surface $(20\mu\text{m})^2$, fréquence de modulation 20GHz, taux de modulation 100%, charge 50Ω , tension de polarisation totale 5V.

7. Conclusion

Dans une photodiode MSM, l'absorption d'un flux optique intense dans une région active de faibles dimensions peut, par des effets de charge d'espace dus aux porteurs photocréés, modifier le champ électrique régissant l'entraînement des porteurs et engendrer ainsi une réponse électrique non-linéaire. La dépolarisation du dispositif par le courant qu'il délivre dans son circuit de charge est également cause de non-linéarités, en grands signaux, via la perturbation du champ électrique interne.

Nous avons vu dans ce chapitre que le photodétecteur MSM avec une petite surface peut être soumis à un effet de claquage sous forte puissance optique (si l'on néglige l'effet de dépolarisation dû au circuit extérieur). Mais en introduisant les effets du circuit extérieur et utilisant une surface plus grande, on peut prévoir atténuer fortement les possibilités de claquage et atteindre un effet de saturation pour une puissance optique incidente de l'ordre de 100 mW avec une puissance micro-onde en sortie de l'ordre de 10 dBm.

La comparaison du photodétecteur MSM et de la photodiode PIN montre un comportement très semblable de ces deux types de photodétecteurs, ce qui laisse penser que les effets non-linéaires sont peu dépendant de la structure du photodétecteur. Puisque ces effets diminuent lorsque la tension de polarisation augmente, on peut se demander si une solution ne consiste pas à rechercher un matériau ou une structure épitaxiale qui soit capable de supporter des champs électriques les plus élevés possibles pour éviter les phénomènes de claquage prématurés sous forte tension de polarisation.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] M. Dentan and B. de Cremoux, "Numerical simulation of the non-linear response of a PIN photodetector under high illumination", *IEEE J. Lightwave Tech.*, vol. JLT8, pp. 1137-1144, 1990
- [2] C. Dalle, P.A. Rolland, and P.R. Friscourt, "Time domain numerical modeling of microwave non-linear circuits", *International Journal of Numerical Modelling*, vol. 5, pp. 41-52, 1992
- [3] K.C. Gupta, R. Garg, and Chadha, "Computer-aided design of microwave circuits", Atech: Dedham, 1981
- [4] S.R. Forrest, M. Didomenico, R.G. Smith, H.J. Stocker, "Evidence for tunnelling in reverse-biased III-V photodetector diodes," *Appl. Phys. Lett.*, 36,(7), pp.580-582, 1980,
- [5] S.R. Forrest, O.K. Kim, R.G. Smith " Analysis of the dark current and photoresponse of InGaAs/InP avalanche photodiodes," *Solid State Elect.*, 26, (10), pp. 951-968, 1983
- [6] J. Harari, D. Decoster, J.P. Vilcot, B. Kramer, C. Oguey, P. Salsac, G. Ripoché, "Numerical simulation of avalanche photodiodes with guard ring," *IEE Proceedings - J*, Vol. 138, (3), pp. 211-217, June 1991
- [7] Samir Aboulhoda, "Contribution à l'étude de photodétecteurs rapides - application aux photorecepteurs resonants micro-onde"; Thèse de docteur de l'université Lille I, 1990
- [8] J.P. Gouy, "Etude comparative de la photodiode PIN de la photodiode à avalanche et du photoconducteur sur matériaux III-V", Thèse de docteur de l'université Lille I, 1989
- [9] J. Harari, F. Journet, O. Rabii, L. Joannes, J.P. Vilcot, et D. Decoster, " Modeling of photodetectors for microwave and high power applications", *Proc. SPIE*, Los Angeles, California, 25 January 1994, p. 380

Conclusion Générale

CONCLUSION GENERALE

Les télécommunications optiques tendent à supplanter dans de nombreux domaines les systèmes classiques de transmission, notamment pour les transmission de signaux numériques. Ce progrès dans le domaine des télécommunications a stimulé de nombreuses recherches sur les composants optoélectroniques. Avec le surcroît des informations à véhiculer, des composants rapides sont nécessaires.

Pour des applications micro-ondes, les photodétecteurs les mieux adaptés compte tenu des valeurs de fréquence de coupure à atteindre, semblent être les photodiodes PIN et les photodétecteurs MSM; ce dernier détecteur, de par sa structure planaire, présente de plus un avantage certain pour l'intégration monolithique avec des circuits passifs et actifs hyperfréquences [1-5]. C'est pourquoi dans ce travail, nous avons étudié plus particulièrement ce type de photodétecteurs.

Dans ce but, nous avons mis au point des logiciels, qui permettent de prévoir les performances de ce dispositif. C'est ainsi que nous avons mis au point une méthode de simulation bidimensionnelle des photodétecteurs métal-semiconducteur-métal, dont les résultats ont été confirmés par l'expérience.

Le modèle décrit dans cette thèse a été utilisé pour étudier le comportement transitoire du dispositif lorsque la puissance lumineuse incidente est appliquée. L'effet de variation des différents paramètres du photodétecteur sur la fréquence de coupure a été étudié pour augmenter cette fréquence de coupure avec le maximum de coefficient de réponse possible. Ce modèle a également été utilisé pour étudier la réponse dynamique du photodétecteur dans une grande gamme de puissances lumineuses et de mettre en évidence un phénomène de saturation pour des puissances lumineuses élevées.

Grâce au modèle bidimensionnel, nous avons montré les effets de l'hétérojonction qui conduisent à deux fréquences de coupure et donc deux coefficients de réponse dynamiques différents. L'étude nous a aussi permis d'en déduire le rapport optimal entre la distance interdoigts et l'épaisseur de la couche active. Elle est approximativement égale à 50%, valeur pour laquelle on peut atteindre une fréquence de coupure optimale. Nous avons vu qu'il était préférable d'opérer à des tensions de polarisation telles que la fréquence de coupure maximale soit atteinte, tension supérieure à celles qui provoquent la saturation du photocourant. Pour

avoir une fréquence de coupure élevée, l'utilisation d'une couche absorbante de très faible épaisseur devient nécessaire; cette opération s'effectue cependant au détriment du coefficient de réponse qui devient alors très faible. L'augmentation du coefficient de réponse montre les avantages de l'intégration monolithique du MSM avec un guide optique. Cette intégration a pour résultat une amélioration du coefficient de réponse jusqu'à une valeur de l'ordre de 0.6 A/W pour une fréquence de coupure de 65 GHz. Cependant, la réalisation technologique de ces dispositifs est au même degré de complexité que la fabrication d'un PIN-guide. C'est pourquoi, pour des applications pour lesquelles il est nécessaire de disposer d'un composant qui fonctionne en gammes millimétriques, il semble préférable d'avoir recours au PIN-guide. En revanche, si l'on veut contrôler un circuit intégré monolithique hyperfréquence, notamment sur GaAs, pour des fréquences ou des débits qui ne sont pas excessifs ($\leq 20\text{GHz}$), la solution du MSM paraît convenir.

Dans une photodiode MSM, l'absorption d'un flux optique intense dans une région active de faibles dimensions peut, par des effets de charge d'espace dus aux porteurs photocréés, modifier le champ électrique régissant l'entraînement des porteurs et engendrer ainsi une réponse électrique non-linéaire. La dépolarisation du dispositif par le courant qu'il délivre dans son circuit de charge est également cause de non-linéarités en grands signaux, via la perturbation du champ électrique interne. Nous avons vu dans cette thèse que le photodétecteur MSM avec une petite surface peut être soumis à un effet de claquage sous forte puissance optique (si l'on néglige l'effet de dépolarisation dû au circuit extérieur). Mais en introduisant les effets du circuit extérieur et utilisant une surface plus grande, on peut prévoir atteindre un effet de saturation pour une puissance optique incidente de l'ordre de 100 mW avec une puissance micro-onde en sortie de l'ordre de 10 dBm.

La comparaison du photodétecteur MSM et de la photodiode PIN sous forte puissance optique montre un comportement très semblable de ces deux types de photodétecteurs, ce qui laisse penser que les effets non-linéaires sont peu dépendant de la structure du photodétecteur. Puisque ces effets diminuent lorsque la tension de polarisation augmente, on peut se demander si une solution ne consiste pas à rechercher un matériau ou une structure épitaxiale qui soit capable de supporter des champs électriques les plus élevés possibles pour éviter les phénomènes de claquage prématurés sous forte tension de polarisation.

Enfin on peut penser améliorer notre modèle en introduisant l'équation de l'énergie. Dans ce cas la simulation physique des diodes lasers peut aussi être une extension à ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. F. Vinchant, J. P. Vilcot, J. L. Lorriaux, and D. Decoster, " Monolithic integration of a thin and short metal-semiconductor-metal photodetector with a GaAlAs optical inverted rib waveguide on a GaAs semi-insulating substrate," Appl. Phys. Lett. vol. 55, No. 19, pp. 1966-1968, Nov. 1989
- [2] W. Ng, A.Narayanan, R.R. Hayes, D. Persechini, and D. Yap, " High-efficiency waveguide-coupled $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ MSM detector exhibiting large extinction ratios at L and X band," IEEE Photonics Tech. Lett., vol.5, No.5, pp. 514-517, May 1993
- [3] M.Ito, Q.Wada, K.Nakai, T.Sakurai, "Monolithic intergration of a metal-semiconductor-metal photodiode and a GaAs preamplifier", IEEE Electron devices lett. 5(12), p.531, 1984
- [4] M.Ito, T.Kumai, H.Hamaguchi, M.Makiuchi, K.Nakai, O.Wada, and T.Sakurai, "High-speed monolithically integrated GaAs photoreceiver using a metal-semiconductor-metal photodiode", Appl. Phys. Lett., 47(11), p.1129, 1985
- [5] L.F.Eastman, " High speed optical devices and their integration with transistors," Integrated Optics and Optoelectronics, vol. CR 45, OE/LASE'93,SPIE meeting, pp. 452-458, 21-23 Jan. 1993, Los Angeles, California, USA

PUBLICATIONS:

I.S. Ashour, H. El Kadi, K. Sherif, J.P. Vilcot, and D. Decoster, " Cutoff frequency and responsivity limitation of AlInAs/GaInAs MSM PD using a two dimensional bipolar physical model", IEEE Transaction on Electron Devices ,
à paraître 1995

I.S. Ashour, J. Harari, J.P. Vilcot, and D. Decoster, " High optical power nonlinear dynamic response of AlInAs/GaInAs MSM photodiode", IEEE Transaction on Electron Devices,
à paraître 1995

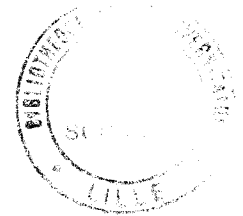
Abstract

In this work we present the modelling of AlInAs/GaInAs and GaAs metal-semiconductor-metal photodetectors for long and short wavelengths respectively, in order to study the frequency response under low power conditions, and the non-linear electrical response under high power illumination.

We first present the basic principles of the photodetection and the materials choice for the photodiodes in general and in more particular for MSM photodetectors. We then present a two dimensional physical model based on Poisson's equation, continuity equations, and current equations. This model takes into account the different parameters that affect the MSM photodetector performance. To validate our model, the theoretical results were compared to different experimental results for AlInAs/GaInAs MSM photodetector fabricated and characterised in our laboratory.

After the validation of our model, it was applied to study the dynamic response of the MSM photodetector as a function of the different MSM structure parameters and the chosen materials. GaAs and InP based materials were studied for short and long wavelengths respectively. Three types of illumination were studied, top illumination, back-side illumination, and waveguide illumination.

The model was then used to study the non-linear dynamic response of MSM photodetectors under high power illumination taking into consideration the depolarisation effect. Finally, we present a comparison between the non-linear electrical response of PIN and MSM photodiodes.



Key words:

Photodetectors
Metal-Semiconductor-Metal
Modelling
Non-linearities