

juin 2010 2422

50376
1996
135

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité: Electronique

par

JOURNET Frédéric



MODELISATION DE PHOTODIODES PIN POUR UN FONCTIONNEMENT EN HYPERFREQUENCE SOUS FORTE PUISSANCE

Soutenue le 27 mars 1996 devant la commission d'examen

Membres du Jury: MM

**G. SALMER
D. DECOSTER
J. BENOIT
G. GUILLOT
C. DALLE
J.C. RENAUD
H. VERRIELE**

**Président (USTL)
Directeur de Thèse (USTL)
Rapporteur (ENST Paris)
Rapporteur (INSA Lyon)
Examineur (USTL)
Examineur (Thomson LCR)
Examineur (DRET)**

Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (D.H.S) de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord (IEMN), département dirigé par Monsieur le Professeur **G. Salmer** qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen. Je lui en suis vivement reconnaissant.

Monsieur, le Professeur **D. Decoster** m'a accueilli au sein de l'équipe "Optoélectronique" et a assuré la direction de ce travail. Pour m'avoir fait bénéficier de ses compétences scientifiques, de ses qualités humaines et de sa constante disponibilité, je tiens à lui exprimer ici ma profonde et amicale reconnaissance.

Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à Monsieur le Professeur **J. Benoit** de l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications qui me fait l'honneur de juger ce travail et d'en être rapporteur.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à Monsieur le Professeur **G. Guillot** de l'Institut national des Sciences Appliquées de Lyon qui a accepté de participer à ce jury d'examen en tant que rapporteur.

Je voudrais également remercier vivement Monsieur **C. Dalle** de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord, qui est en partie à l'origine de ce travail, pour sa présence à ce jury d'examen.

Monsieur **J.C. Renaud** du Laboratoire Central de Recherche de Thomson me fait l'honneur de juger ce travail. Je l'en remercie vivement.

Je fais part de ma profonde gratitude à Monsieur **H. Verrièle** de la Direction Générale de l'Armement qui a bien voulu me faire l'honneur de juger ce travail, en acceptant de participer à ce jury de thèse.

Je tiens particulièrement à remercier Monsieur **J. Harari**, maitre de conférence à l'Université des Sciences et Technologies de Lille pour sa constante disponibilité et ses compétences dont il m'a généreusement fait profiter durant mon travail.

L'ensemble des modélisations n'auraient pu être effectuées sans les moyens mis à disposition par l'équipe de Monsieur le Professeur **R. Faubemberg**. Pour cela, je l'en remercie vivement.

Mes remerciements vont également à **J.P Vilcot**, chargé de recherche au CNRS.

Je voudrais associer à ce travail les membres de l'équipe Optoélectronique pour l'ambiance agréable et pour les discussions que nous avons eues, aussi variées soient-elles: **I.A. Ashour, O. Rabii, H. El Kadi, W. Tchana, G. Jin, V. Magnin, S. Maricot, S. Mezzour, J.P. Gouy...**

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

Je ne saurais oublier dans ces remerciements l'ensemble du personnel et chercheurs que j'ai cotoyés avec qui j'ai travaillé de près ou de loin durant ces années.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE.....	1
----------------------------	---

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LA PHOTODETECTION ET PRINCIPAUX

PHOTODETECTEURS

I- INTRODUCTION.....	5
II- LA PHOTODETECTION.....	5
II-1- GENERALITES SUR LA PHOTODETECTION.....	5
II-2- CHOIX DES MATERIAUX.....	8
III- LES DIFFERENTS PHOTODETECTEURS.....	10
III-1- LE PHOTOCONDUCTEUR.....	10
III-2- LA PHOTODIODE MSM.....	12
III-3- LA PHOTODIODE PN.....	14
III-4- LA PHOTODIODE PIN.....	15
III-4-A.) Rendement quantique.....	15
III-4-B.) Courant d'obscurité.....	16
III-4-C.) Capacité de la photodiode.....	17
III-4-D.) Bande passante.....	18
III-4-E.) Le photodétecteur PIN-guide.....	20
III-5- LA PHOTODIODE A AVALANCHE.....	23
IV- CONCLUSION.....	24
BIBLIOGRAPHIE.....	26

CHAPITRE II

MODELISATION DE LA PHOTODIODE PIN

SOUS FORT SIGNAL

I- INTRODUCTION.....	30
II- ORIGINE DE LA NON-LINEARITE.....	31
III- MODELISATION.....	32
III-1- AVANT-PROPOS.....	32
III-2- EQUATIONS DE BASE.....	33
III-3- RESOLUTION NUMERIQUE.....	34
III-4- CONDITIONS AUX LIMITES.....	38
III-5- CRITERES DE CONVERGENCE.....	39
III-6- SIMULATION DES HETEROINTERFACES.....	40
III-7- LIMITE D'APPLICATION DU MODELE.....	41
IV- COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE.....	41
IV-1- CONDITIONS EXPERIMENTALES.....	41
IV-2- CONDITIONS DE SIMULATION.....	42
IV-3- RESULTATS.....	45
V- ETUDE DE LA PHOTODIODE PIN EN GRAND SIGNAL.....	47
V-1- CARACTERISTIQUES DE LA STRUCTURE PHOTODETECTRICE.....	47
V-2- COMPORTEMENT ELECTRIQUE EN REGIME GRAND SIGNAL.....	48
V-2-A.) <i>Hypothèses simplificatrices</i>	48
V-2-B.) <i>Réponse en modulation sinusoidale</i>	49
V-2-C.) <i>Puissance microonde</i>	51
VI- CONCLUSION.....	57
BIBLIOGRAPHIE.....	60

CHAPITRE III

MODELISATION DU PHOTODETECTEUR PIN-GUIDE

SOUS FORT SIGNAL

I- INTRODUCTION.....	63
II- MODELISATION.....	64
III- COMPORTEMENT OPTIQUE DU PHOTODETECTEUR.....	67
III-1- INTRODUCTION.....	67
III-2- PRESENTATION DES STRUCTURES ETUDIEES.....	67
III-3- RESULTATS PRINCIPAUX OBTENUS.....	69
III-3-A.) <i>Intérêt des structures multimodes</i>	69
III-3-B.) <i>Influence de la taille de spot</i>	70
III-3-C.) <i>Influence de la métallisation</i>	71
III-4- TAUX DE GENERATION OPTIQUE.....	73
IV- ANALYSE ELECTRIQUE.....	74
IV-1- HYPOTHESES.....	74
IV-2- VALIDATION DU MODELE.....	75
IV-2-A.) <i>Avant-propos</i>	75
IV-2-B.) <i>Conditions de simulation</i>	76
IV-2-C.) <i>Coefficient de réponse et fréquence de coupure</i>	77
IV-2-D.) <i>Réponse dynamique en petit et grand signal</i>	78
V- COMPORTEMENT ELECTRIQUE DES STRUCTURES 1, 2 ET 3.....	80
V-1- PRELIMINAIRES CONCERNANT LE FONCTIONNEMENT ELECTRIQUE DES STRUCTURES 1, 2 ET 3.....	80
V-2- REGIME DE FONCTIONNEMENT GRAND SIGNAL.....	81
VI- CONCLUSION.....	87
BIBLIOGRAPHIE.....	89

CHAPITRE IV

LIMITATIONS EN FONCTION DE LA FREQUENCE ET AMELIORATION POSSIBLE

I- INTRODUCTION.....	92
II- ETUDE DES LIMITATIONS EN FONCTION DE LA FREQUENCE.....	93
II-1- DEMARCHE	93
II-2- RESULTATS ET DISCUSSIONS.....	94
III- AMELIORATION POSSIBLE	96
III-1- OBJECTIF	96
III-2- ETUDE DE LA METHODE D'ADAPTATION D'IMPEDANCE	97
III-2-A.) <i>Démarche.</i>	97
III-2-B.) <i>Application de la méthode.</i>	98
IV- CONCLUSION	103
BIBLIOGRAPHIE	105
CONCLUSION GENERALE.....	106

INTRODUCTION GENERALE

La transmission de signaux microondes par voie optique peut être considérée comme une brique de base pour améliorer l'alimentation d'antennes, d'antennes à balayage ou pour réaliser des retards optiques de grande valeur. Ces liaisons optohyperfréquences bénéficient en particulier, des très faibles pertes de la fibre optique; on peut ainsi espérer fabriquer l'équivalent de câbles hyperfréquences à très faible atténuation même pour des fréquences très élevées, avec en plus un gain en poids, en encombrement et une immunité aux interférences électromagnétiques et aux parasites.

Cependant, ces liaisons souffrent d'une dynamique limitée aux puissances les plus élevées par la non-linéarité des composants optoélectroniques. Si l'on veut notamment pouvoir alimenter un système hyperfréquence tel qu'une antenne directement par la liaison, il devient nécessaire de disposer de photodétecteurs capables de débiter des puissances microondes élevées sans non-linéarités excessives. De premières études théoriques ont été menées il y a quelques années, notamment avec les travaux de Dentan et de De Cremoux [1] et ont été suivies de quelques études expérimentales sur l'influence de l'intensité du signal optique modulé [2][3][4]. Cependant, les études théoriques ne prenaient pas en compte l'ensemble des phénomènes physiques qui régissent le fonctionnement sous fort signal de la photodiode notamment les phénomènes de dépolarisation. En outre, les études expérimentales n'ont jamais mené à une évaluation de la puissance microonde maximale.

C'est pourquoi, notre travail a consisté en l'évaluation des limites en puissance hyperfréquence que devrait être capable de délivrer une photodiode PIN soumise à des signaux optiques de

forte intensité modulés à des fréquences élevées. Dans ce but, nous avons modélisé le comportement en centimétrique d'une photodiode PIN en petit et grand signal et pour le domaine millimétrique, nous avons conduit une étude similaire sur le photodétecteur PIN-guide. Le travail présenté dans ce mémoire s'articule de la manière suivante:

Dans le premier chapitre, après un rappel des principes de la photodétection, nous présentons brièvement les principaux types de photodétecteurs. Nous insistons plus particulièrement sur la photodiode PIN en rappelant que l'augmentation de sa bande passante s'effectue au détriment de son rendement de conversion optique-électrique. Nous concluons ce rappel en introduisant le photodétecteur PIN-guide comme alternative à la photodiode PIN pour un fonctionnement en gamme millimétrique.

L'objectif du second chapitre est d'étudier le comportement microonde sous fort éclairissement de la photodiode PIN. Pour cela, nous consacrons la première partie de ce chapitre à la présentation d'une modélisation de type dérive-diffusion pour un régime de fonctionnement petit et grand signal. La seconde partie de ce chapitre a pour objet de valider le modèle. Dans une troisième et dernière partie, nous l'appliquons à une photodiode PIN rapide; nous étudions en particulier, son comportement microonde à la fréquence de 20GHz sous fort éclairissement pour différentes conditions de fonctionnement telles que polarisation, taille du spot, type d'éclairissement ...afin de chiffrer la puissance microonde maximale qu'il est susceptible de fournir.

Le chapitre III traite de l'étude des comportements optiques, électriques petit et grand signal du photodétecteur PIN-guide, puisque ce détecteur présente un attrait tout particulier pour la détection de signaux optiques aux fréquences millimétriques. Ainsi, nous développons dans une première partie un modèle numérique bidimensionnel d'étude de son comportement électrique petit et grand signal. La nécessité de connaître en tout point du photodétecteur l'évolution de l'énergie optique qui le traverse, nous conduit à faire son étude optique au moyen de la BPM

(méthode des faisceaux propagés) outil de modélisation de la propagation optique guidée. Le modèle est ensuite validé. Nous étudions finalement pour différentes géométries de ce détecteur, son comportement microonde à la fréquence de 60GHz en réponse à un signal optique modulé de forte amplitude et de dimension variable.

Le dernier chapitre de ce mémoire présente l'étude de la puissance microonde maximale que peut fournir la photodiode PIN en fonction de la fréquence et de la taille du composant. Nous comparons aussi son fonctionnement en puissance, en gamme millimétrique avec celui du photodétecteur PIN-guide. Nous terminons ce chapitre en étudiant plus précisément la technique de l'adaptation d'impédance comme solution envisageable pour améliorer le couple puissance-fréquence de la photodiode PIN.

BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION GENERALE

[1] M. DENTAN and B. de CREMOUX, "Numerical simulation of the non-linear response of a PIN photodetector under high illumination", IEEE J.L.T, vol 8, pp 1137-1144, 1990.

[2] R.D ESMAN and K.J. WILLIAMS, " Measurement of harmonic distortion in microwave photodetectors ", IEEE P.T.L, vol 2, n°7, pp502-504, July 1990.

[3] K.J. WILLIAMS and R.D ESMAN, " Observation of photodetector nonlinearities ", Electronics letters, vol 28, n°8, pp731-732, April 1992.

[4] K.J WILLIAMS, R.D. ESMAN, M. DAGENAIS, " Effects of high space-charge fields on the response of microwave photodetectors ", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 6, n°5, pp639-641, May 1994.

CHAPITRE I

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LA PHOTODETECTION ET PRINCIPAUX PHOTODETECTEURS

I- Introduction

Dans ce chapitre, après un rappel des principes de la photodétection et une présentation succincte des principaux composants optoélectroniques qui lui sont rattachées, nous exposons de façon plus détaillée les principaux paramètres qui caractérisent la photodiode PIN. Nous insistons plus particulièrement sur ceux qui régissent son comportement en régime dynamique et rappelons que l'utilisation de ce composant à des fréquences millimétriques se fait au détriment de son rendement quantique. Nous justifions enfin l'intérêt du photodétecteur PIN-guide comme alternative intéressante pour un fonctionnement du détecteur en gamme millimétrique.

II- La photodétection.

II-1- Généralités sur la photodétection.

Un détecteur optique est un dispositif qui convertit l'énergie lumineuse incidente en énergie électrique. L'excitation d'un semiconducteur par un faisceau optique d'énergie $h\nu$ peut provoquer le passage d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction produisant des paires électron-trou. Sous l'action d'un champ électrique, les porteurs photocréés sont dissociés et récoltés aux bornes du dispositif en donnant naissance à un photocourant I_{ph} . Pour

que ce mécanisme de photodétection puisse avoir lieu, il faut toutefois que l'énergie de chaque photon soit au moins supérieure ou égale à celle de la bande interdite du matériau (E_g) ce qui s'exprime par l'inégalité:

$$h\nu \geq E_g \text{ ou } h \cdot \frac{c}{\lambda} \geq E_g \quad \text{I.1}$$

Il existe ainsi, pour chaque matériau semiconducteur, une longueur d'onde de coupure λ_c au delà de laquelle le phénomène de génération de porteurs sous excitation optique ne pourra plus avoir lieu:

$$\lambda_c = \frac{1.24}{E_g} \quad \text{I.2}$$

où λ_c et E_g s'expriment respectivement en μm et en eV.

Nous donnons dans le tableau ci-dessous, les longueurs d'onde de coupure et le gap de quelques matériaux usuels:

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 et bande interdite de quelques matériaux semiconducteurs à 300 K

Tous les photons incidents n'engendrent pas une paire électron-trou. On définit alors une valeur du rendement quantique externe comme étant la probabilité pour qu'un photon engendre l'émission d'un électron à une longueur d'onde donnée, soit:

$$\eta(\lambda) = \frac{N_e}{N_{ph}} = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} \cdot \frac{h\nu}{q} \quad \text{I.3}$$

où N_e est le nombre d'électrons collectés dans le circuit, contribuant au photocourant I_{ph} , N_{ph} le nombre de photons incidents, P_{opt} la puissance lumineuse incidente. $\eta(\lambda)$ est un paramètre qui dépend de la longueur d'onde du rayonnement utilisé et donc du coefficient d'absorption du matériau, il dépend également des paramètres de structure du photodétecteur.

Dans l'expression (I.3), le rapport I_{ph}/P_{opt} caractérise plus communément le coefficient de réponse statique et est exprimé en A/W. On lie ainsi le coefficient de réponse $R(\lambda)$ au rendement quantique externe par la relation:

$$\eta(\lambda) = \frac{1.24}{\lambda} \cdot R(\lambda) \quad \text{I.4}$$

où λ s'exprime en μm et R en A/W.

Si la condition de photodétection est réalisée ($h\nu \geq E_g$), le flux lumineux décroît au fur et à mesure qu'il pénètre dans le matériau. Cette décroissance suit une loi dite de Lambert et peut s'exprimer par la relation suivante:

$$\Phi(x) = \Phi_0 \cdot (1-r) \cdot \exp(-\alpha x) \quad \text{I.5}$$

où

$\Phi(x)$ est le flux de photons à une abscisse x dans le semiconducteur exprimé par seconde et par unité de surface.

$\Phi_0 = \frac{P_{opt}}{h\nu \cdot S}$ est le flux de photons incidents.

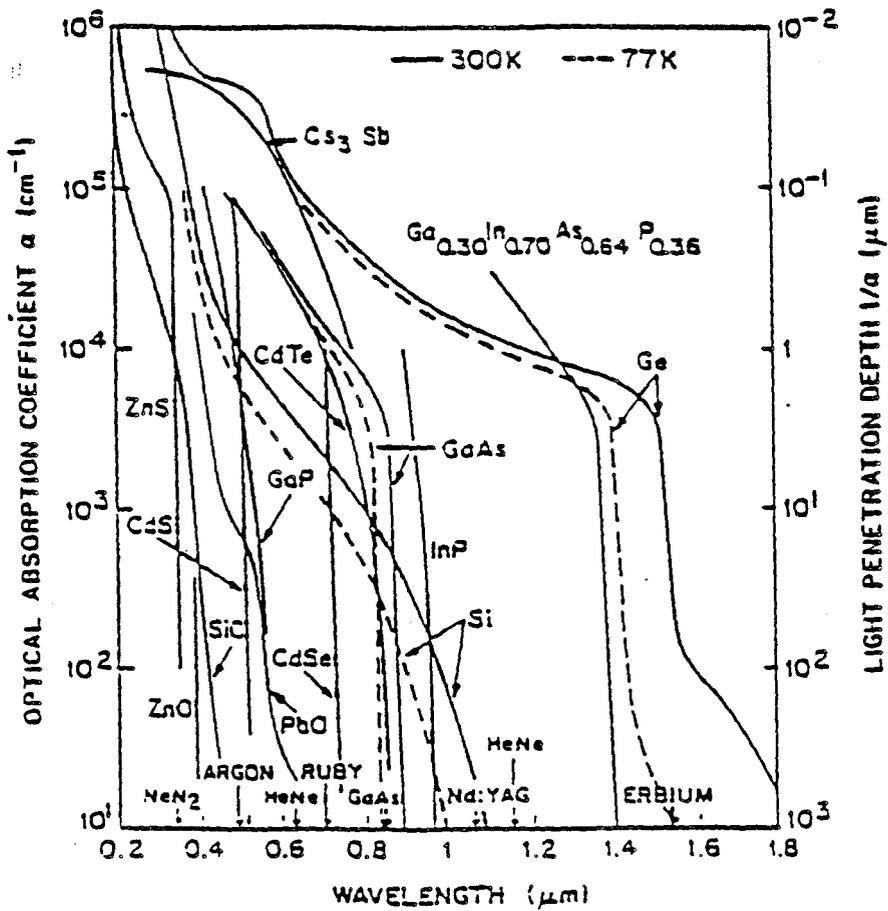


Fig I. 1: Variation du coefficient d'absorption α en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs matériaux semiconducteurs [1].

α est le coefficient d'absorption du matériau et r le coefficient de réflexion à l'interface air-semiconducteur. Signalons que ces deux grandeurs dépendent non seulement de la nature du matériau mais aussi de l'énergie du faisceau optique incident. Nous donnons fig I.1 l'évolution du coefficient d'absorption [1] en fonction de l'énergie du rayonnement incident pour différents semiconducteurs. En outre, le coefficient de réflexion, très sensible à l'angle d'injection, est minimal en incidence normale. A l'interface air-semiconducteur, on peut l'exprimer par la relation [2]:

$$r = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \quad \text{I.6}$$

La majorité des matériaux semiconducteurs possède un indice de réfraction n compris entre 3 et 3.5, ce qui correspond à un coefficient de réflexion maximal de 30%. On pourra de manière significative réduire sa valeur par l'emploi de couches antiréfléchissantes [3].

Le taux de génération de paires électrons-trous, lié à l'absorption du flux optique le long de son parcours dans le matériau semiconducteur, est donc égal au taux de photons absorbés le long de la couche active. Il s'écrit sous la forme:

$$g(x) = -\frac{d\Phi(x)}{dx} = \Phi_0(1-r).\alpha.\exp(-\alpha x) \quad \text{I.7}$$

II-2- Choix des matériaux

Le développement dans le début des années 70 des télécommunications optiques a provoqué un engouement de plus en plus prononcé pour la fibre optique en tant que support de transmission. La nécessité de transmissions longues distances à haut débit et à faible pertes conduisit progressivement à remplacer le câble par ce support de transmission. En effet, on

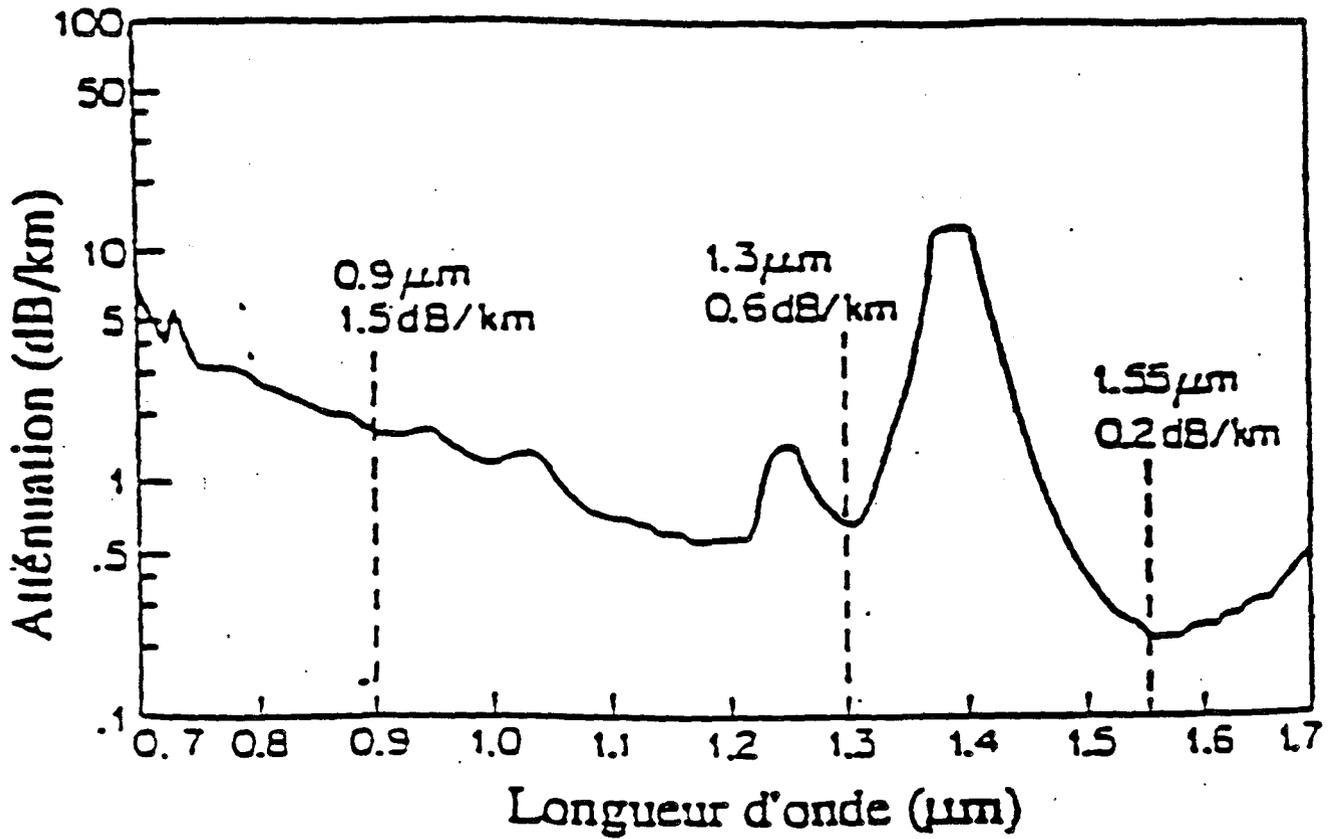


Fig I. 2: Courbe d'atténuation dans les fibres optiques en silice [4].

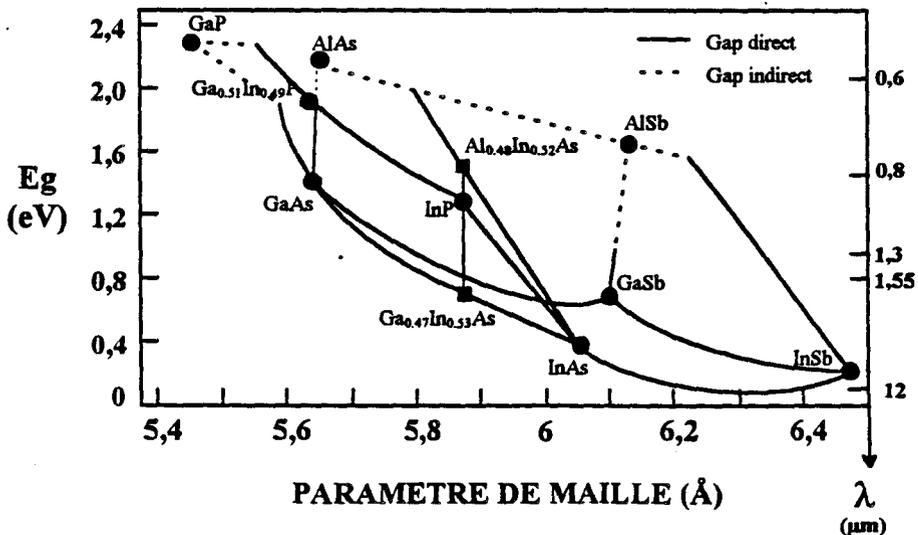


Fig I. 3: Bande interdite et constante de maille pour quelques matériaux semiconduteurs.

s'aperçut que la fenêtre spectrale de la fibre optique présentait 3 zones d'absorption minimales aux longueurs d'onde de 0.8 μm , 1.3 μm et 1.55 μm (fig I.2)[4]. Compatibles avec les longueurs d'onde de coupure de certains semiconducteurs III-V à structure de bande directe tels que le GaAs et l'InP, elles déclenchèrent d'intensives recherches sur la réalisation de dispositifs optoélectroniques élaborés à partir de ces matériaux. Historiquement liée à la technologie plus mature des émetteurs optiques à base de matériau GaAs, c'est vers cette filière que les développements d'émetteurs et de récepteurs optiques eurent lieu. Les progrès dans la fabrication des fibres optiques aidant, allié au fait que l'atténuation la plus faible de ces fibres se situe à la longueur d'onde de 1.55 μm (fig I.2) ont progressivement orienté l'attention vers la filière InP.

Pour les composants de la photodétection aux grandes longueurs d'onde, et de par ses propriétés optiques et électroniques très intéressantes, cette attention s'est plus particulièrement tournée vers l'alliage ternaire $\text{Ga}_x\text{In}_y\text{As}$.

Matériau à structure de bande directe, il possède des propriétés physiques qui varient en première approximation de celles de l'InAs à celles du GaAs linéairement avec x . Pour une composition en indium de 53%, son paramètre de maille est le même que celui de l'InP [5] (fig I.3), lui conférant une croissance épitaxiale de bonne qualité sur un substrat InP. Sa mobilité électronique élevée ($10500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [6]), un gap de 0.75 eV couvrant un domaine spectral jusqu'à la longueur d'onde de 1.65 μm , un coefficient d'absorption relativement élevé (pour une composition d'indium de 53%, il est de $0.68 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ à 1.55 μm) en ont fait un matériau incontournable à la réalisation de composants utilisés en photodétection pour les longueurs d'onde de 1.3 et 1.55 μm .

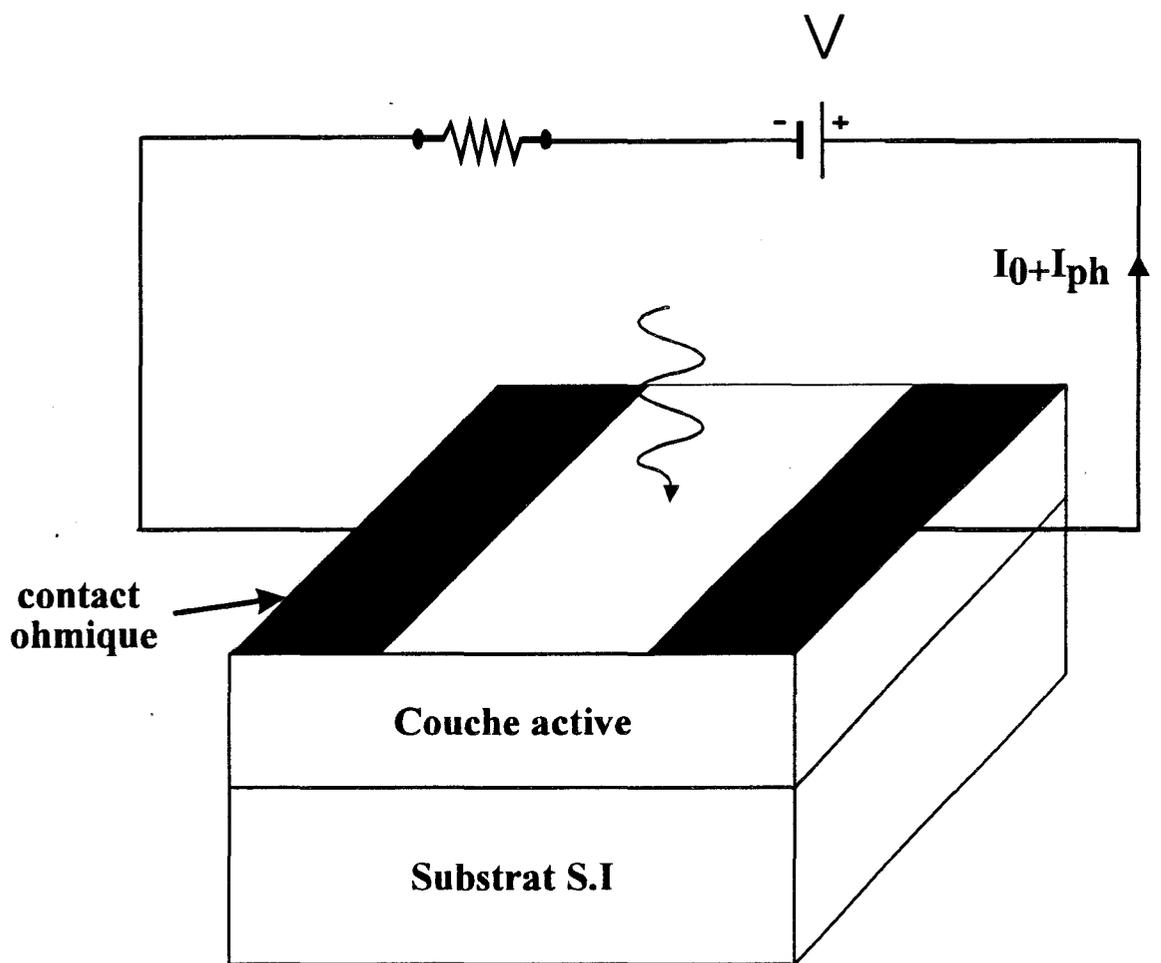


Fig I. 4: Structure d'un photoconducteur dans son circuit de charge

III- Les différents photodétecteurs.

Les composants pour la photodétection peuvent être rangés en 2 principales classes. On distinguera:

- les photoconducteurs,
- les photodiodes;

sous ce terme générique on regroupera les photodiodes PN et PIN, la photodiode à avalanche et la photodiode MSM.

La photodiodes PIN et son dérivé le photodétecteur PIN-guide seront présentés de façon plus détaillée puisque ces composants ont été plus particulièrement étudiés dans le cadre de ce mémoire.

III-1- Le photoconducteur.

Qu'ils soient utilisés seuls [7][8][9], intégrés à des transistors à effet de champ [10][11] ou encore à des guides optiques [12], les photoconducteurs font partie de ces composants qui ont été très étudiés au laboratoire par l'équipe optoélectronique, il y a quelques années.

Dans sa structure de base, un photoconducteur est un barreau de semiconducteur homogène dont la liaison avec un circuit électrique est réalisée au moyen de 2 contacts ohmiques (fig I.4). Sous l'effet du faisceau optique, le photoconducteur génère des paires électrons-trous qui modifient la conductivité de la couche absorbante et par conséquent la conductance du barreau semi-conducteur. L'application d'un champ électrique permet de recueillir les porteurs photocréés aux bornes des contacts. Un photocourant peut alors être détecté dans le circuit extérieur. Dans les matériaux semiconducteurs, la mobilité des électrons est en général beaucoup plus grande que celle des trous. Ainsi, l'électron est collecté par l'un des contacts

beaucoup plus rapidement que le trou, laissant place à une charge positive nette dans le barreau semiconducteur. Pour la neutraliser, un deuxième électron est émis dans la couche active par le second contact. Ce processus dure tant que le trou n'est pas collecté ou ne s'est pas recombinaison au sein du semiconducteur. La durée de vie de la paire électron-trou est alors régie par les mécanismes de piègeages propres au matériau. Ce paramètre affecte de manière fondamentale la grandeur caractéristique principale du photoconducteur, à savoir son gain. Ce gain est donné comme étant le rapport entre la durée de vie τ_v des paires électrons-trous au temps de transit τ_t des porteurs et s'exprime par la relation suivante:

$$G = \frac{\tau_v}{\tau_t} \quad \text{I.8}$$

G dépend donc de la nature du matériau et de sa géométrie puisque la mobilité des porteurs et la distance interélectrode affectent le temps de transit τ_t tandis que la nature des pièges [13] intervient directement sur la durée de vie τ_v .

Le temps de transit des électrons étant généralement beaucoup plus faible que leur durée de vie, le gain de photoconductivité peut être très supérieur à 1. Des gains compris entre 10^5 et 10^6 sur matériau GaAs ont déjà été mesurés [7].

Signalons que la durée de vie des porteurs conditionne aussi le comportement en fréquence du photoconducteur. Soumis à des signaux optiques modulés et dans l'hypothèse d'un mécanisme de recombinaison obéissant à un processus poissonien, le photoconducteur présente un gain dynamique à la fréquence f qui peut s'exprimer par la relation suivante:

$$G(f) = \frac{\tau_v}{\tau_t} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_v)^2}} \quad \text{I.9}$$

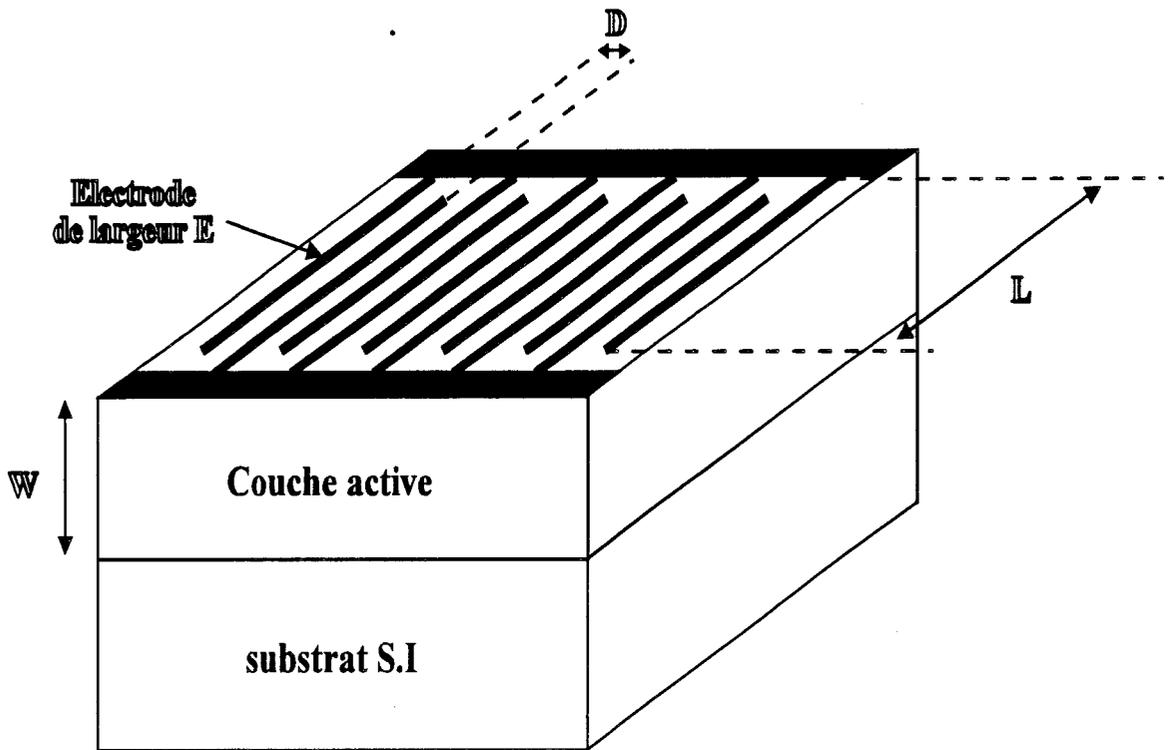


Fig I. 5: Structure d'un MSM interdigité

avec:

- W épaisseur de la couche active
- D distance interélectrodes
- L longueur d'électrodes
- E largeur d'électrodes

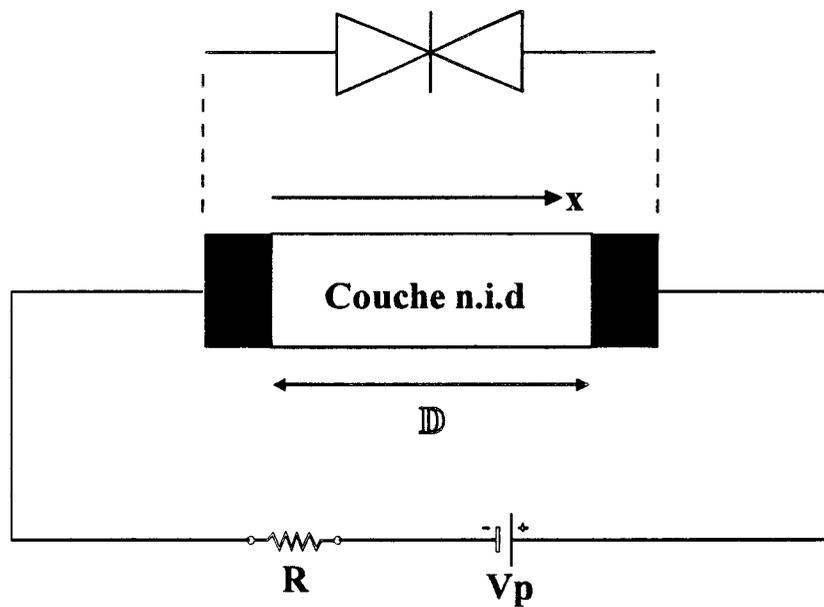


Fig I. 6: Schéma équivalent d'une photodiode MSM

La fréquence de coupure du composant $f_c = \frac{1}{2\pi\tau_v}$ est directement liée à la durée de vie des paires électrons-trous. Pour toute fréquence supérieure, le gain dépend du temps de transit des porteurs. Grand gain et grande bande passante sont donc difficilement compatibles. C'est pourquoi l'intérêt de ce type de détecteur pour des applications en hyperfréquence reste limité.

III-2- La photodiode MSM.

Alors que pour un photoconducteur, la liaison avec le circuit extérieur résulte du dépôt de contacts ohmiques sur une couche active, dans le cas d'une photodiode MSM, elle est réalisée par dépôt de contacts Schottky sur une couche active non intentionnellement dopée (n.i.d) sur un substrat semi-isolant. Une structure MSM de type interdigitée est proposée en tant qu'exemple sur la fig I.5. Cette configuration augmente la surface photosensible de la photodiode sans en modifier pour autant le comportement en régime dynamique.

En fonctionnement normal, la photodiode MSM est équivalente à deux diodes Schottky montées tête-bêche, l'une polarisée en direct, la seconde en inverse (fig I.6). Pour assurer un fonctionnement optimal de la photodiode, la couche active doit être totalement déserte. Cette condition est réalisée pour toute tension de polarisation supérieure ou égale à la tension V_{FB} (Flat-Band voltage en terminologie anglosaxonne) [1] soit:

$$V_p > \frac{qN_d W^2}{2\epsilon} \quad \text{I.10}$$

où N_d est le dopage de la couche active et ϵ sa permittivité.

La fig I.7 illustre le champ électrique et le diagramme de bande d'énergie du MSM pour une tension de polarisation supérieure à la tension V_{FB} .

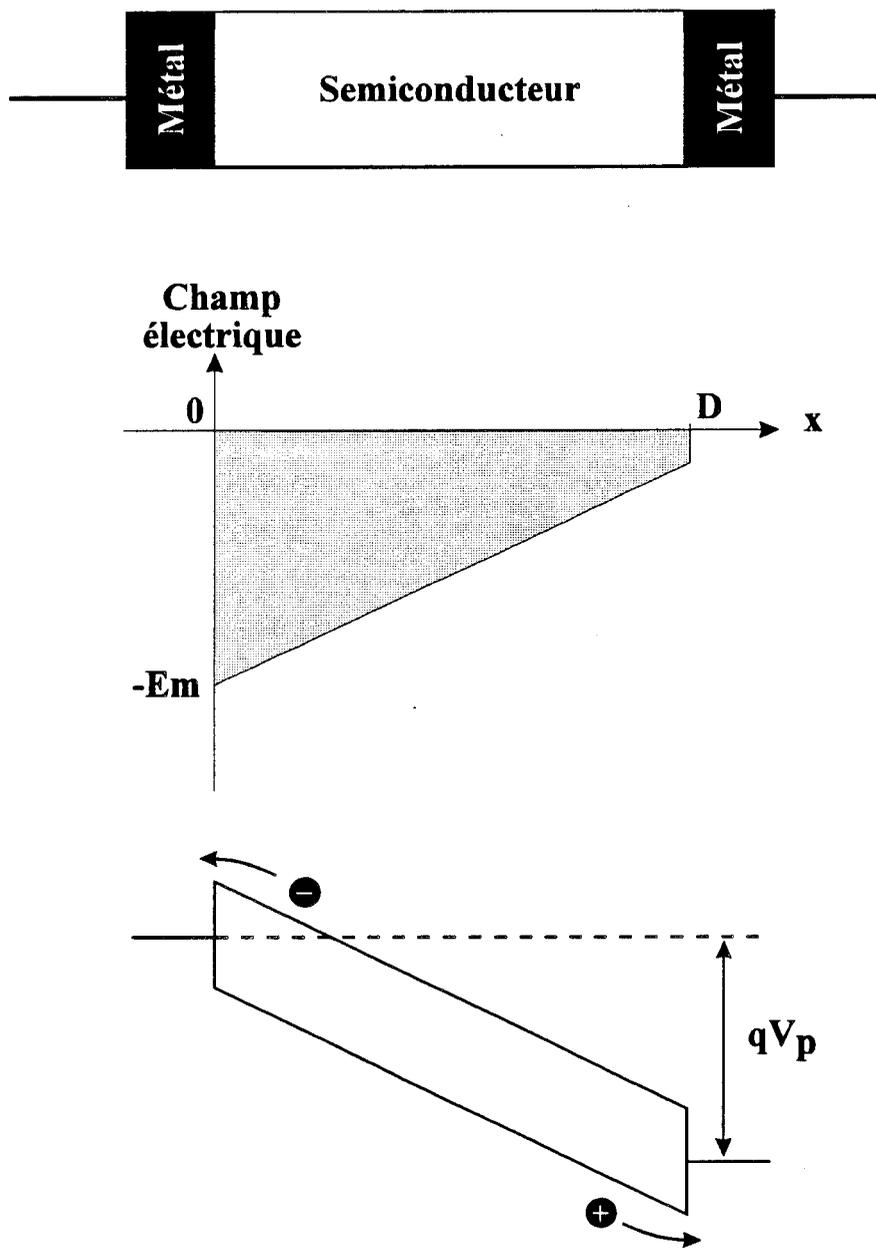


Fig I. 7: Distribution du champ électrique et diagramme de bande d'énergie d'un MSM unidimensionnelle pour une tension de polarisation $V_p > V_{FB}$

La structure planaire de cette photodiode, de réalisation technologique compatible avec celle du transistor à effet de champ, allée à une bande passante élevée, en font un composant de choix pour les circuits intégrés optoélectroniques en gamme millimétriques.

Cependant, l'une des limitations les plus communes de la photodiode MSM interdigitée reste l'effet de masquage que produisent les électrodes sur son coefficient de réponse [14]; ce que l'on constate par l'expression de ce dernier:

$$R = \frac{q}{h\nu} \cdot \frac{D}{D+L} \cdot (1-r)(1-e^{-\alpha W}) \quad \text{I.11}$$

Pour y remédier, plusieurs solutions ont été étudiées, telles que la conception de contacts semi-transparents [15], l'utilisation d'une technique d'éclairage par le dessous [16] ou encore l'intégration de la photodiode à un guide optique[17]. Notons que les différents résultats obtenus font partie des études poussées que le laboratoire a menée ces dernières années, sur le comportement dynamique de cette photodiode, comportement qui a par ailleurs fait l'objet de plusieurs thèses [15] [17] [18].

Si l'amélioration obtenue dans les deux premiers cas est très sensible; elle s'effectue au détriment de la rapidité du composant en régime dynamique.

En effet, la limitation de la fréquence de coupure du composant est surtout liée au temps de transit des porteurs dans la couche active [19], dans la mesure où la capacité de la structure MSM interdigitée est très faible, de l'ordre de 1 fF/(10 μm x 10 μm) pour un composant réalisé avec des techniques de photolithographie classique (>1 μm).

Les modélisations effectuées dans le cadre de la dernière solution, indiquent que la photodiode MSM intégrée à un guide optique doit conduire à une grande bande passante avec un bon

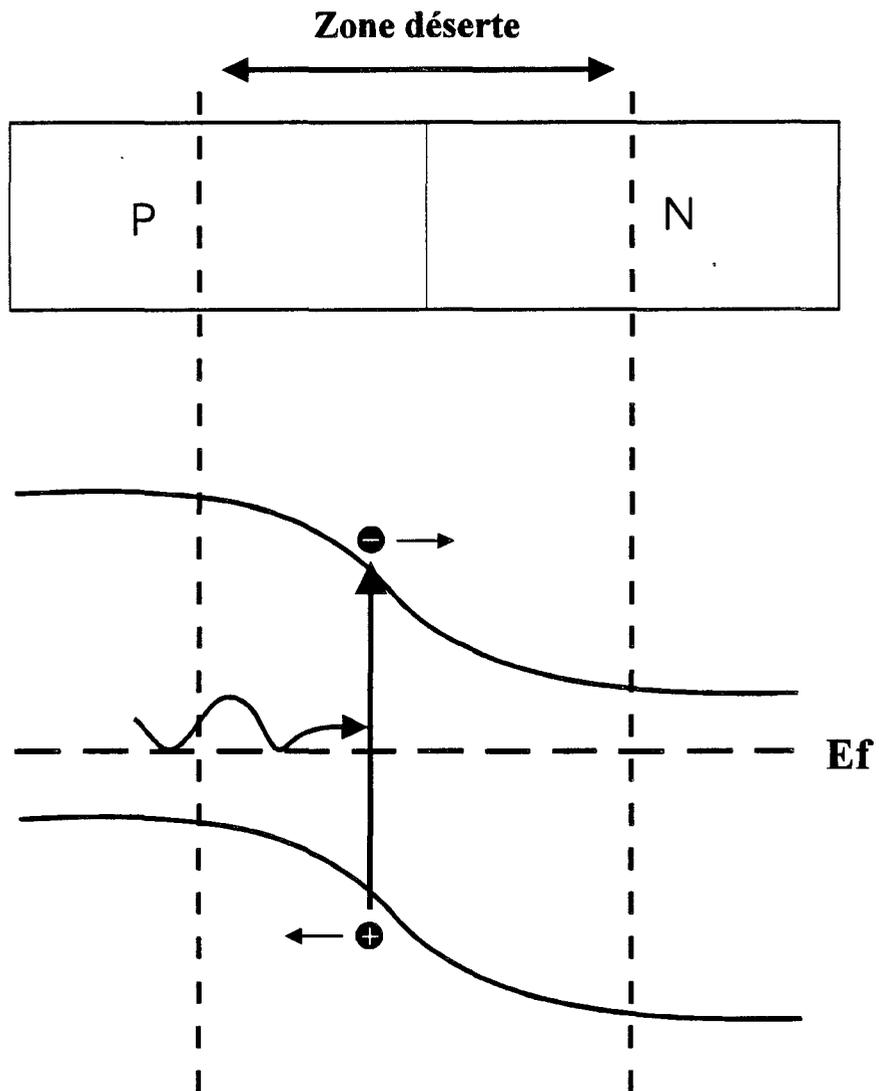


Fig I. 8: Structure schématique de la photodiode PN et son diagramme d'énergie à l'équilibre

rendement quantique [17]. Cependant, la technologie des PIN-guides semble plus immédiatement accessible.

III-3- La photodiode PN.

C'est une jonction PN que l'on polarise en inverse. Elle est schématisée fig I.8 avec son diagramme de bande d'énergie. Selon le lieu de leur photocréation dans la diode, le comportement des porteurs photocréés diffère.

Dans les zones neutres N et P, les porteurs minoritaires diffusent. Si leur durée de vie est suffisante, ils traversent les zones neutres et sont accélérés par le champ électrique; ils sont alors propulsés vers la région où ils deviennent majoritaires. Ces porteurs contribuent à l'existence d'un photocourant de diffusion.

Dans les zones de charge d'espace, le champ électrique sépare les porteurs photocréés. Le trou est propulsé vers la région de type P tandis que l'électron l'est vers la région de type N . Ils donnent ainsi naissance à un photocourant de génération.

Ces deux photocourants s'ajoutent pour créer le photocourant I_{ph} qui contribue au courant inverse de la diode.

Les limitations de cette photodiode sont de 2 types:

- diffusion des porteurs minoritaires qui, lorsqu'elle a lieu, s'accompagne d'une réduction en régime dynamique du temps de réponse de la photodiode,
- rendement quantique faible; lié à l'épaisseur de la zone déserte, insuffisante pour absorber la majorité du faisceau optique.

Aussi, ont elles contribué au développement de la photodiode PIN.

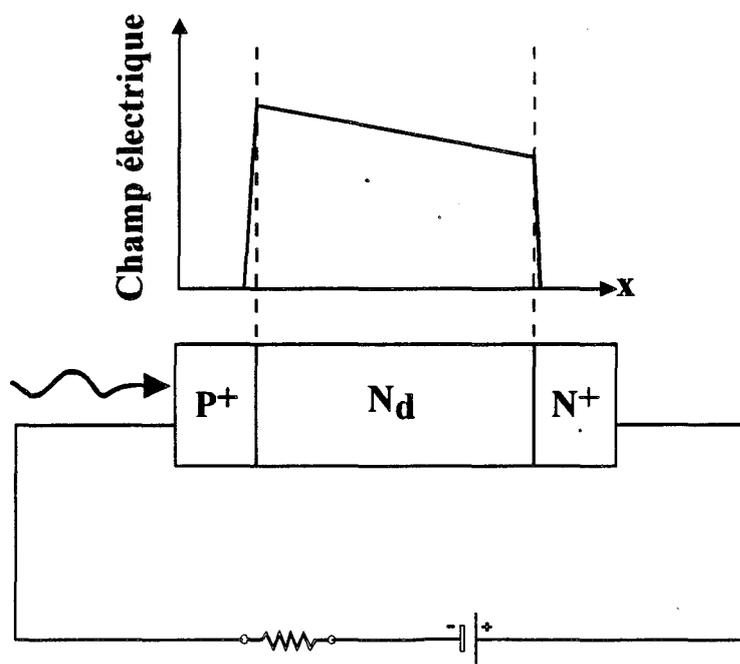


Fig I. 9: Photodiode PIN et carte du champ électrique correspondant en polarisation inverse

III-4- La photodiode PIN.

Arrivée à maturité technologiques depuis quelques années, sa fiabilité, sa facilité de fabrication, sa tension de polarisation ont fait de la photodiode PIN l'une des photodiodes les plus largement utilisées [20][21][22]. Le dispositif est illustré fig I.9. Il s'agit d'une photodiode PN dans laquelle on fait croître une couche semiconductrice n.i.d entre 2 couches fortement dopées P^+ et N^+ . Le principe de fonctionnement de ce détecteur est le même que celui de la photodiode PN. Polarisée en inverse, la couche n.i.d est totalement déplétée et convertit en signal électrique la majorité du signal optique incident. L'éclairement de la photodiode peut se faire côté épitaxie comme il peut se faire côté substrat. La couche P^+ peut être absorbante comme elle peut être transparente. Dans tous les cas, les paramètres caractéristiques les plus importants d'une photodiode PIN sont

- son rendement quantique,
- son courant d'obscurité qui agit comme une source de bruit,
- sa capacité C qui, associée aux capacités parasites du boîtier dans laquelle elle est intégrée, joue sur sa réponse fréquentielle par l'intermédiaire de la constante de temps RC,
- sa bande passante.

III-4-A.) Rendement quantique.

Si on admet que l'absorption du rayonnement n'a lieu que dans la couche n.i.d d'épaisseur W, alors la densité de photocourant qui traverse la photodiode PIN peut être calculée par la relation:

$$J = q \int_0^W g(x) dx = \frac{qP_{\text{opt}}}{h\nu} \cdot (1-r)(1-e^{-\alpha W}) \quad \text{I.12}$$

où $g(x)$ est le taux de génération donné dans la relation I.7. Cette expression permet d'en déduire le rendement quantique de la photodiode PIN:

$$\eta = (1-r)(1-e^{-\alpha W}) \quad \text{I.13}$$

Ce rendement tend vers une valeur maximale lorsque l'épaisseur W de la couche absorbante est grande devant la profondeur de pénétration du matériau $1/\alpha$. On verra toutefois que du choix judicieux de cette épaisseur dépendra le comportement en hyperfréquence de ce détecteur. Si, en plus, on admet que le coefficient de réflexion est nul (couche antiréfléchissante), le rendement quantique idéal d'une photodiode PIN est égal à 1.

III-4-B.) Courant d'obscurité.

Le courant d'obscurité est une caractéristique essentielle de la photodiode PIN. En agissant comme une source de bruit, (la composante de bruit principale de la photodiode est le bruit de grenaille) il représente une mesure de la sensibilité de la photodiode face à la détection de signaux optiques de faibles amplitudes.

Ce courant peut être considéré comme la somme d'un courant de volume et d'un courant de surface. Ce dernier peut être réduit par une passivation adéquate du composant [23]. Quand au courant en volume, il résulte de 3 composantes dont l'importance dépend de la structure du composant et de sa tension de polarisation, à savoir

- le courant de diffusion lié aux minoritaires thermiquement activés dans les régions neutres P^+ et N^+ et qui diffusent dans la région déplétée [1].

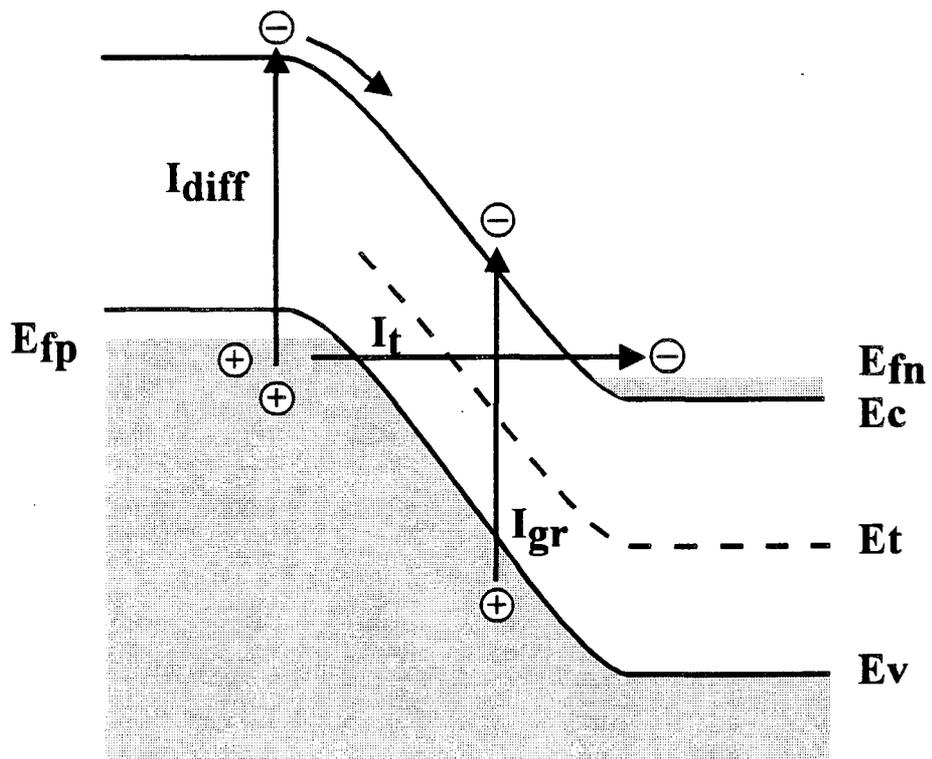


Fig I. 10: Composantes principales du courant d'obscurité en volume d'une photodiode PIN

- le courant de génération-recombinaison lié au processus de génération de porteurs par des pièges situés au niveau du centre du gap du semiconducteur [1] [2]
- le courant par effet tunnel.[24][25]. Il est lié à la probabilité de passage des électrons de la bande de valence à la bande de conduction du semiconducteur et réciproquement pour les trous. Il dépend principalement de l'énergie de bande interdite du semiconducteur ainsi que de la tension de polarisation appliquée sur le composant.

La fig I.10 schématise les 3 composantes du courant d'obscurité en volume d'une photodiode PIN. Le courant de fuite en volume peut être réduit par l'amélioration de la qualité cristalline du matériau en volume , et aux interfaces entre deux couches.

III-4-C.) Capacité de la photodiode.

Lorsque la couche n.i.d de la photodiode est totalement désertée, condition qui est réalisée pour toute tension de polarisation inverse $V \geq V_0$ telle que:

$$V_0 = \left(\frac{q \cdot N_d \cdot W^2}{2\epsilon} - V_{bi} \right) \quad \text{I.14}$$

alors la photodiode PIN se comporte comme un condensateur plan de capacité intrinsèque égale à

$$C = \frac{\epsilon \cdot S}{W} \quad \text{I.15}$$

En pratique, il faut rajouter à cette capacité, la capacité parasite liée au boîtier et dans laquelle s'insère la photodiode PIN. Associé aux éléments parasites de la connexion, l'ensemble de ces éléments peut jouer un rôle non négligeable dans la réponse dynamique de la photodiode [26].

III-4-D.) Bande passante.

Si l'on excepte l'influence des éléments parasites sur la réduction de la bande passante de la photodiode PIN, 3 effets principaux peuvent être à l'origine de ses limitations en fréquence:

- Le phénomène de diffusion de porteurs liés à leur création dans les zones fortement dopées. Il peut être réduit par surdopage de ces couches et en positionnant la jonction à proximité de la surface éclairée de la photodiode. La meilleure solution reste toutefois l'utilisation de couches dopées transparentes.

Dans ce dernier cas, l'absorption n'ayant lieu que dans la couche n.i.d, les limitations en bande passante du détecteur sont liées:

- à la capacité de la photodiode à laquelle on peut associer une fréquence de coupure F_c égale à

$$F_c = \frac{1}{2\pi \cdot R \cdot C} = \frac{W}{2\pi \cdot R \cdot \epsilon \cdot S} \quad \text{I.16}$$

- au temps de transit des porteurs dans la zone de charge d'espace pour lequel la fréquence de coupure peut s'écrire dans le cas du déplacement d'un seul type de porteurs de vitesse v [27]:

$$F_c = \frac{2.8 \cdot v}{2\pi W} \quad \text{I.17}$$

Ces 2 dernières expressions montrent qu'il existe une valeur optimale de l'épaisseur W de la couche absorbante pour laquelle la fréquence de coupure est maximale. La prépondérance de l'un ou l'autre de ces termes a été étudiée à l'aide de modélisations petit signal complètes développées au laboratoire [28][15]. Fondées sur les équations de continuité, de courant et de Poisson, ces modélisations prennent en compte tous les phénomènes suivants : surface de la

Diamètre de photodiode

1: 10 μm

2: 20 μm

3: 40 μm

4: 60 μm

5: 80 μm

6: 100 μm

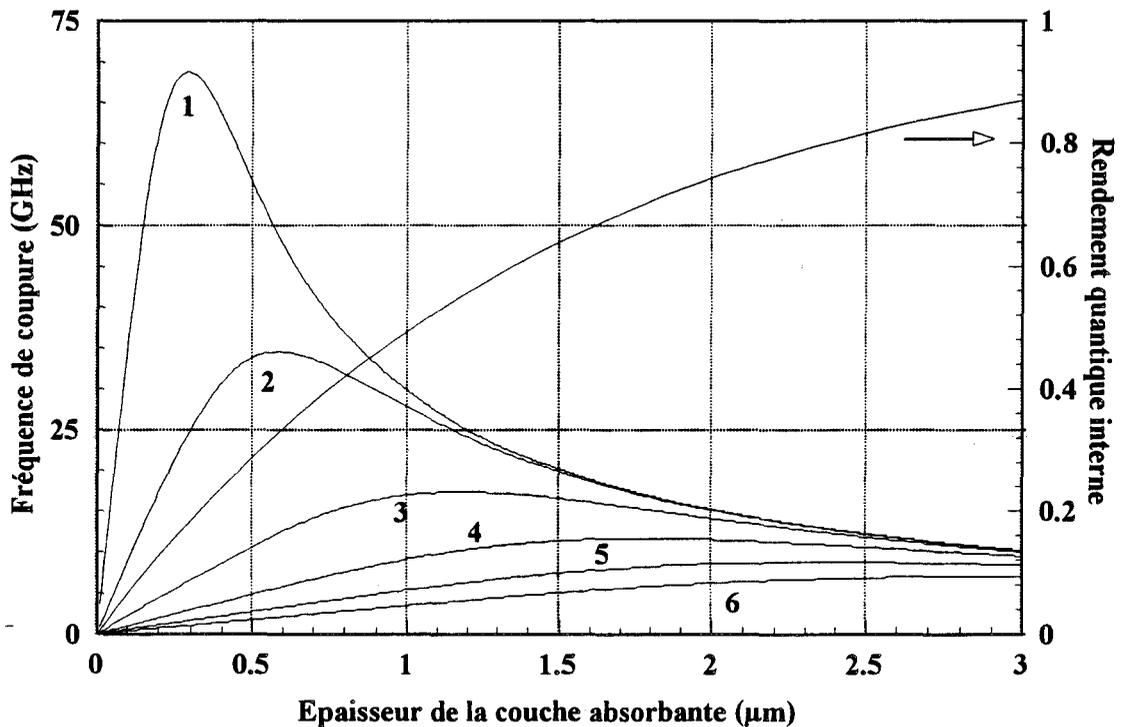


Fig I. 11: Fréquence de coupure et rendement quantique interne d'une photodiode PIN en fonction de l'épaisseur de sa couche absorbante pour différents diamètres de la photodiode avec:

$$\lambda=1.55 \mu\text{m}, \alpha=0.68 \cdot 10^4 \text{ cm}, R_0=50 \Omega$$

$$\epsilon_r=13.1, v_n=6 \cdot 10^6 \text{ cm/s}, v_p=4.8 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$$

Effet des éléments parasites négligés

photodiode, différence de vitesse entre les électrons et les trous, coefficient d'absorption α du matériau et peuvent inclure en outre la diffusion de porteurs photocréés dans des couches fortement dopées.

Si on suppose que l'absorption de l'onde optique, suite à un éclairage côté épitaxie, n'a lieu que dans la couche n.i.d, l'expression du photocourant délivrée par la photodiode PIN sur une résistance de charge R_0 est donnée par la relation [21]:

$$J(\omega) = \frac{q \cdot P_{\text{opt}}}{h\nu \cdot (1 + jR_0C)} \left[\frac{e^{-\alpha W} - e^{-j\omega t_n}}{\alpha W - j\omega t_n} + \frac{1 - e^{-j\omega t_n}}{j\omega t_n} - \frac{-1 + e^{-\alpha W} e^{-j\omega t_p}}{\alpha W + j\omega t_p} - \frac{1 - e^{j\omega t_p}}{j\omega t_p} \cdot e^{-\alpha W} \right]$$

I.18

où t_n et t_p sont les temps de transit des électrons et des trous donnés par

$$t_n = v_n / W \quad t_p = v_p / W$$

v_n et v_p étant les vitesses de saturation des électrons et des trous. Signalons que cette expression n'est valable que dans la mesure où les hypothèses suivantes sont vérifiées:

- tension de polarisation suffisante pour que le transport des porteurs soit en régime de saturation,
- recombinaison négligée,
- concentration de porteurs photocréés négligeable devant la concentration en dopant de la couche absorbante.

On peut alors en déduire en fonction des paramètres géométriques optiques et électriques, la fréquence de coupure du composant. Nous donnons fig I.11 la fréquence de coupure d'une photodiode $\text{InP } P^+ / \text{GaInAs } N^- / \text{InP } N^+$ en fonction de l'épaisseur de sa couche active pour différents diamètres de la photodiode; nous y avons également ajouté l'évolution du rendement

quantique de cette photodiode en fonction de l'épaisseur de la zone déserte. La famille de courbes obtenues montre que pour de faibles épaisseurs de zone déserte, la capacité de la structure est la principale limitation de la réponse fréquentielle. Lorsque l'épaisseur de la couche absorbante augmente, il existe comme on pouvait s'y attendre une épaisseur optimale de la zone de charge d'espace pour laquelle on obtient le meilleur compromis entre temps de transit des porteurs et capacité du détecteur. Pour de grandes épaisseurs, le temps de transit des porteurs devient le facteur prépondérant.

On constate que pour atteindre des fréquences de coupure élevées (de l'ordre de 20 GHz et plus) il faut utiliser des diamètres de photodiodes inférieurs à 40 μm et des épaisseurs de couche absorbante inférieures à 1.5 μm . Ceci aura pour conséquence de diminuer sensiblement le rendement quantique du détecteur. C'est la raison pour laquelle, pour améliorer le rendement quantique tout en conservant une bande passante élevée, le photodétecteur PIN-guide s'impose comme un candidat de choix. C'est ce photodétecteur que nous nous proposons de présenter dans la partie suivante.

III-4-E.) Le photodétecteur PIN-guide

Si on peut s'affranchir des effets capacitifs, la fréquence de coupure de la photodiode PIN ne dépend plus que du temps de transit des porteurs dans la couche absorbante. Pour des structures de couches actives très fines ($<0.6\mu\text{m}$), il est même concevable d'augmenter considérablement cette fréquence et d'étendre l'utilisation de ce détecteur à des fréquences en gamme millimétrique. Cependant un tel détecteur, éclairé par le dessus, est forcément caractérisé par un faible rendement quantique. Pour pallier à cet inconvénient, il existe différentes solutions telles que l'ajout d'un réseau de Bragg entre la couche active et le substrat [29] ou l'éclairement du photodétecteur par le substrat. La solution la plus répandue à l'heure

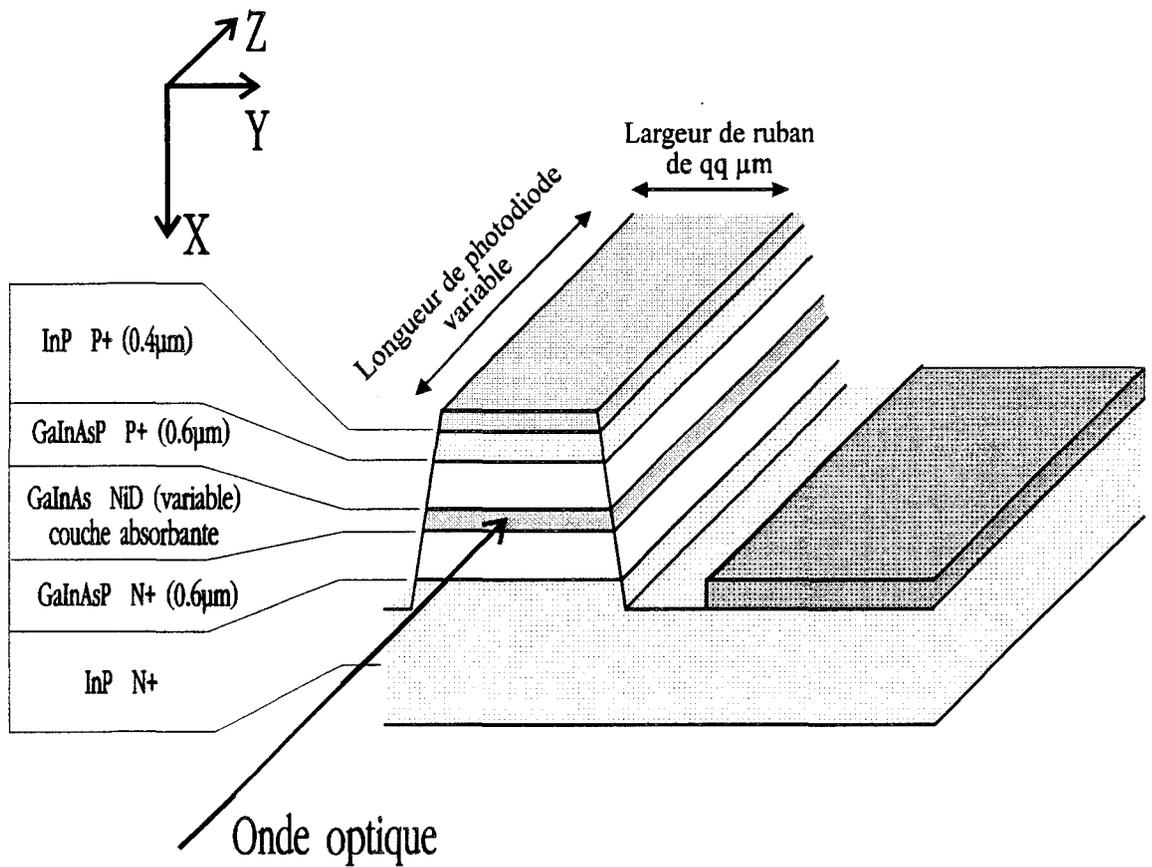


Fig I. 12: Photodétecteur intégré à un guide optique par couplage direct.

actuelle est cependant le photodétecteur PIN-guide. Ce genre de dispositif, comme sa terminologie anglosaxonne le laisse supposer (waveguide photodetector) résulte de la combinaison des propriétés d'un guide optique et d'une photodiode PIN. Il s'agit d'éclairer le photodétecteur par la tranche, la couche active jouant le rôle de coeur absorbant d'un guide d'onde optique. Dans notre travail, les performances de ce type de détecteur seront étudiées en détail dans le chapitre III de ce mémoire. Nous donnons un exemple de composant fig I.12. Le signal optique incident, confiné dans le guide par un choix judicieux des indices de réfraction de chaque couche, est progressivement absorbé par la couche active. Les porteurs photocréés sont séparés et entraînés par un champ électrique appliqué perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde optique; ils donnent alors naissance à un photocourant.

Comme on le constate, l'absorption de l'onde optique est indépendante du trajet électrique des porteurs photocréés; on peut alors réduire de manière significative l'épaisseur de la couche absorbante et par conséquent le temps de transit tout en conservant un rendement quantique élevé par ajustage de la longueur d'absorption de la couche active et de la largeur du ruban gravé de la photodiode. Notons que le rendement quantique du détecteur dépend aussi bien de la structure (composition des matériaux, dimension) que de ses conditions d'éclairement (taille du spot optique, désalignement fibre optique-détecteur, angle d'incidence ...). Une étude plus détaillée de leur influence respective sera présentée dans le chapitre III.

Qu'en est-il alors du comportement à haute fréquence du photodétecteur PIN-guide?

En diminuant l'épaisseur de la couche active, on réduit l'influence du temps de transit des porteurs sur la réponse microonde du détecteur au bénéfice des effets capacitifs. Comme dans le cas de la photodiode PIN, la fréquence de coupure résultera d'un compromis entre capacité et temps de transit. La différence essentielle est que, dans le cas de la photodiode PIN-guide, les dimensions du détecteur peuvent être très réduites (longueur de quelques dizaines de

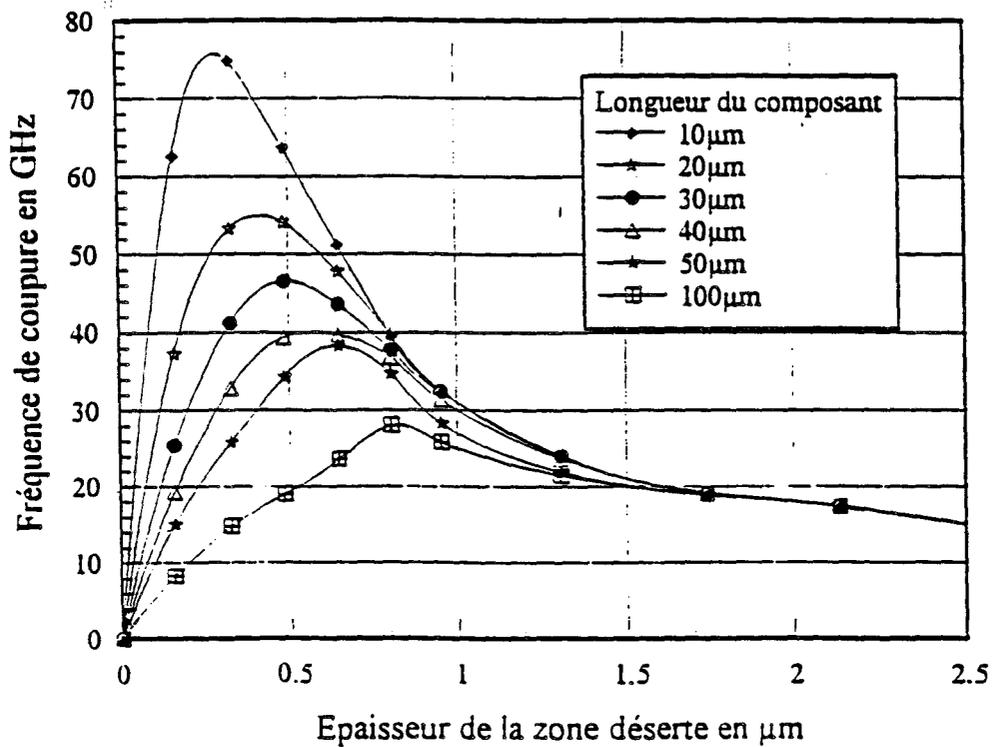


Fig I. 13: Fréquence de coupure du PIN-guide de la fig I.12 en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante pour différentes longueurs de photodiode. La largeur de ruban est de 6 μm. Effet des éléments parasites négligé.

microns, largeur de quelques microns) sans nuire au rendement quantique. Ce sera donc des conditions favorables à l'obtention d'une faible capacité et d'un temps de transit court et donc d'une fréquence de coupure très élevée, susceptible d'un fonctionnement en gammes millimétriques.

Pour être quantitatif, nous avons représenté fig I.13, l'évolution de la fréquence de coupure de la structure PIN-guide présentée fig I.12 en fonction de l'épaisseur de sa couche active pour différentes longueurs de photodiode; la largeur du PIN-guide est de $6\mu\text{m}$. Signalons que ces résultats ont été obtenus au moyen d'un logiciel, nommé SOPHIAN développé au laboratoire par O. Rabii [17]. Ce logiciel combine la modélisation optique du PIN-guide avec une modélisation fréquentielle de son comportement électrique petit signal. Pour chaque longueur de photodiode, on constate qu'il existe une épaisseur optimale pour laquelle la fréquence de coupure passe par un maximum. Pour de faibles épaisseurs, la limitation est imposée par la capacité de la photodiode tandis que pour les grandes épaisseurs, le temps de transit devient le facteur prépondérant. Ce comportement est bien sûr similaire à celui d'une photodiode PIN éclairée par le dessus ou le dessous. A titre d'exemple, des fréquences de coupure maximales de l'ordre de 75GHz peuvent être escomptées avec une photodiode PIN-guide d'épaisseur de couche absorbante de $0.4\mu\text{m}$, de longueur $10\mu\text{m}$ et de largeur de ruban égale à $6\mu\text{m}$

Une étude détaillée de cette structure, effectuée dans le cadre de la thèse d'O. Rabii [17] montre également que l'on peut espérer un rendement quantique supérieur à 90%. Nous reviendrons ultérieurement, au chapitre III, sur l'étude d'un tel dispositif, en petit et grand signal. L'étude du comportement optoélectronique du PIN-guide s'est effectuée en collaboration étroite avec Thomson LCR. En s'aidant de nos modélisations, ce laboratoire a fabriqué un dispositif de fréquence de coupure supérieure à 60GHz et de rendement quantique élevé. Pour que le photodétecteur PIN-guide fonctionne à ces fréquences, il a fallu concevoir

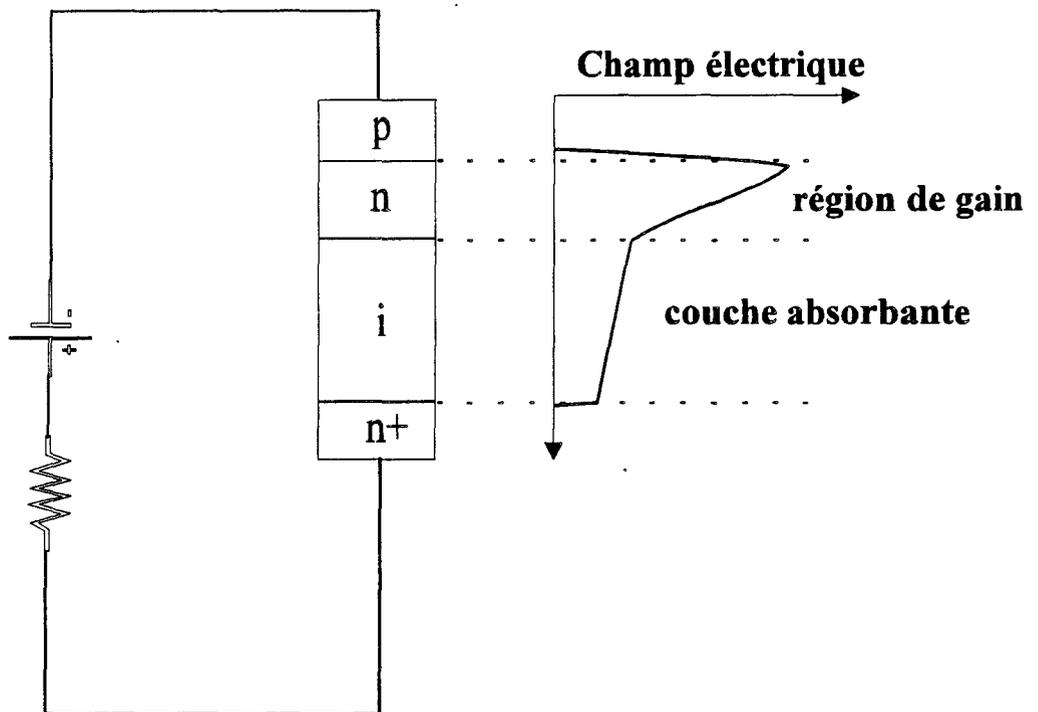


Fig I. 14: Photodiode à avalanche à couches d'absorption et de multiplication séparée; distribution du champ électrique correspondant

un accès microonde de type coplanaire afin de réduire les effets des parasites. Ces aspects ont été présentés de façon plus détaillée dans la thèse de O. Rabii[17].

III-5- La photodiode à avalanche.

On ne saurait conclure ce rappel des différents photodétecteurs sans mentionner la photodiode à avalanche. Il s'agit d'un dispositif électronique qui convertit le signal optique en un signal électrique amplifiée. Cette amplification, propre à la structure du composant, est obtenue en créant dans une photodiode PIN une zone supplémentaire appelée zone de gain dans laquelle règne un champ électrique intense. Nous donnons fig I.14 un exemple de ce type de photodiode. Le faisceau lumineux absorbé dans la couche active génère des photoporteurs qui sont propulsés dans la zone de gain. Sous l'action du champ électrique régnant dans cette zone typiquement supérieur à 10^5 V/cm, les porteurs libres acquièrent suffisamment d'énergie pour créer par ionisation par chocs de nouvelles paires électrons-trous . Ces porteurs sont à leur tour accélérés et peuvent créer d'autres paires. C'est ce processus cumulatif de la multiplication des porteurs que l'on désigne par avalanche. Il y a donc amplification du courant primaire circulant à champ faible; on caractérise ainsi la photodiode à avalanche par son coefficient de multiplication que l'on exprime par la relation:

$$M = \frac{I}{I_{ph}} \quad \text{I.19}$$

où I est le courant après avalanche et I_{ph} le courant primaire avant avalanche.

Ce coefficient de multiplication M peut atteindre plusieurs milliers d'unités.

Le produit gain-bande passante, autre paramètre important de ce type de détecteur, est lié au temps de montée de l'avalanche et est déterminé par les coefficients d'ionisation des électrons

et des trous. Le temps de réponse et le bruit du dispositif sont améliorés lorsqu'il n'existe qu'un seul type de porteurs ionisés.

Avec des produits gain-bande courants de 70 à 80 GHz [30], la photodiode à avalanche offre une bonne sensibilité à la détection de signaux optiques de faible amplitude jusqu'à des fréquences de quelques GHz. Sa difficulté de réalisation technologique (contrôle précis des dopages et des dépôts lors de l'épitaxie), la nécessité de tension d'avalanche élevée rendant ces détecteurs incompatibles à un fonctionnement en électronique intégrée, un bruit important lié à la zone de gain, constituent toutefois les inconvénients de ce composant. C'est pourquoi, dans les systèmes de télécommunications par fibres optiques modernes, la photodiode à avalanche tend à être abandonner au profit des amplificateurs à fibres dopées Erbium.

IV- Conclusion.

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les principes de la photodétection ainsi que les matériaux utilisés pour l'optoélectronique des télécommunications optiques. Nous avons plus particulièrement présenté la photodiode PIN et avons rappelé qu'en fonctionnement normal, ses limitations étaient imposées par le compromis fréquence de coupure-rendement quantique inhérent à ce type de photodétecteur. Nous avons terminé notre propos en introduisant la photodiode PIN-guide, solution permettant de fonctionner à très hautes fréquences tout en conservant un rendement quantique élevé.

Pour certaines applications, on peut vouloir disposer d'un photodétecteur rapide et susceptible de transmettre des signaux hyperfréquences de puissance élevée (ou la plus élevée possible). Ceci permet d'augmenter la dynamique d'une liaison opto-hyperfréquence, ce qui pourrait être bénéfique pour l'alimentation d'antennes, de radars...

Cependant on constate, d'après la fig I.8, que la fréquence de coupure est d'autant plus élevée que le photodétecteur est petit. Ceci est vrai, pour les PIN comme pour les PIN-guides. On doit donc s'attendre à des phénomènes non-linéaires sous forte puissance [31] qui apparaîtront d'autant plus vite que la fréquence de coupure est élevée. En d'autres termes, un fonctionnement sous forte puissance semble difficilement compatible avec un fonctionnement à fréquence élevée, puisque cette deuxième condition impose une réduction du volume actif du composant.

C'est pourquoi, afin de chiffrer les limitations en puissance des photodiodes PIN et PIN-guides, nous avons développé des modèles petit et grand signal de photodiodes PIN et PIN-guide que nous présenterons respectivement aux chapitres II et III.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] S.M SZE, " Physics of semiconductor devices ", Wiley, 2^{ème} édition.
- [2] H. MATHIEU, "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques", Ed. Masson, 1987.
- [3] G. EISENSTEIN, L.W. STULZ, " High quality antireflection coatings on laser facets by sputtered silicon nitride," Appl. Opt., Vol.23, pp 161-164, 1984.
- [4] G.P AGRAWAL, N.K. DUTTA, "Long wavelength semiconductor lasers ", Van Norstrand Reinhold Company, 1986.
- [5] A. KATZ, " Indium phosphide and related materials processing, technology and devices ", Artech House, Inc; 1992.
- [6] T.P. PEARSALL, G. BEUCHET, J.P. HIRTZ, N. VISENTIN, M. BONNET, "Electron and hole mobilities in InGaAs, GaAs and related compounds ", Vienna, 1980.
- [7] J.P VILCOT, D. DECOSTER, L. RACZY, M. CONSTANT, " Noise and dynamical gain studies of GaAs photoconductive detectors ", Electr. Lett., vol 20, n°7, 1984.
- [8] J.P VILCOT, J.L VATERKOWSKI, D. DECOSTER, M. CONSTANT, " Temperature effects on high-gain photoconductive detectors", Electr. Lett., vol 20, n°2, 1984.
- [9] E. PEREDO, D.DECOSTER, J.P GOUY, J.P VILCOT, M.CONSTANT " Comparison of InGaAs/InP photodetectors for microwave applications ", Microwave and Optical Technol. Lett., Vol.7 , pp. 332-34, 1994.
- [10] M. RAZEGHI, J. RAMDANI, H. VERRIELE, D. DECOSTER, M. CONSTANT, J. VANBREMEERSCH, " Planar monolithic integrated photoreceiver for 1.3-1.55 μm

wavelength applications using GaInAs-GaAs heteroepitaxies ", Appl. Physics Lett., vol.49, n°4, 1986.

[11] J. RAMDANI, " Contribution à l'étude des photoconducteurs sur matériaux contraints GaInAs-GaAs. Application à la réalisation de têtes optiques intégrées pour les longueurs d'onde 1.3-1.55 μm . " Thèse de 3ème cycle, Lille, 1987.

[12] D. RIEMENS " Etude et réalisation d'un modulateur électrooptique sur Arséniure de Gallium ", Thèse de 3ème cycle, Lille, 1986.

[13] H. BENEKING, " On the response behaviour of fast photoconductive optical planar and coaxial semiconductor detectors ", IEEE Trans. Electron Devices, Vol ED-29, pp1431-1441, 1982.

[14] J.B.D SOOLE, H. SCHUMACHER, " InGaAs Metal-Semiconductor-Metal photodetectors for long wavelength optical communications ", IEEE Journal of Quantum Electron. Vol. 27, pp737-752, 1991.

[15] S. ABOULHOUDA, "Contribution à l'étude de photodétecteurs rapides- application aux photorécepteurs résonants microondes ", Thèse de doctorat, Lille, 1990.

[16] I.S. ACHOUR, H. EL KADI, K. SHERIF, J.P. VILCOT, D. DECOSTER, " Cutoff frequency and responsivity limitation of AlInAs/ GaInAs MSM photodiode using two dimensional bipolar physical model ", IEEE Trans. On Electron. Devices, Vol. 42, n2, February 1995.

[17] O. RABII, " Etude de photodétecteurs PIN-guide et MSM intégré à un guide optique pour des applications en ondes millimétriques", Thèse de doctorat, Lille, 1995.

[18] I.S. ASHOUR, " Etude de photodétecteurs métal-semiconducteur-métal pour des applications microondes ", Thèse de doctorat, LILLE, 1994.

- [19] J.B.D SOOLE, H. SCHUMACHER, " Transit-timed limited frequency response of InGaAs MSM photodetectors", IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 37, pp 2285-2291, 1990.
- [20] M. GALLANT, N. PUETZ, A.ZEMEL, F.R. SHEPERD, " MOCVD deposition of InGaAs PIN photodiodes with extremely low dark current ", Appl. Phys. Lett., Vol.52, pp733-735, 1988.
- [21] M.J. ROBERTSON, S. RICHIE, S. K. SARGOOD...., " Highly reliable GaInAs/ InP photodiodes with high yield made by atmospheric MOVPE ", IEEE Electron. Lett., Vol. 24, pp252-254, 1988.
- [22] J.E. BOWERS, C.A. BURRUS JR., " Ultrawide-band, long-wavelength photodetectors ", IEEE Journal of Lightwave Tech., Vol.5, pp1339-1350, 1987.
- [23] H. NICKEL, E. KUPHAL, " Surface-passivated low dark current InGaAs pin photodiodes ", J. Opt. Commun., Vol. 4, pp63-67, 1983.
- [24] S.R. FORREST, M. DIDOMENICO, R.G. SMITH, and H.J. STOCKER, "evidence for tunneling in reverse-bias III-V photodetectors diode ", Appl. Phys. Lett., Vol 36, pp 580-582, 1980.
- [25] H. ANDO, H. HANKE, M. ITO, T. KANEDA, " Tunneling current in InGaAs and optimum design for InGaAs/ InP avalanche photodiode ", Jap. J. Appl. Phys., Vol. 19, pp277-280, 1980.
- [26] S.P. MARICOT, J.P. VILCOT, D. DECOSTER, " Improvement of microwave signal optical transmission by passive matching of optoelectronic devices ", Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 4, n°13, 1991.
- [27] W.W. GARTNER, " Depletion-layer photoeffects in semiconductors", Phys. Rev. 116, 84, 1959.
- [28] J.P GOUY, "Etude comparative de la photodiode PIN, de la photodiode à avalanche et du photoconducteur sur matériaux III-V ", Thèse de doctorat, Lille, 1989.

[29] K. LITVIN, J. BURN, D. WOODARD, W. SHAFF, L.F EASTMAN, " High speed optical detectors for monolithic millimeter wave integrated circuits ", IEEE MMT-S Digest, pp 1063-1066, 1993.

[30] O. WADA, "Optoelectronics integration: Physics, Technology and Application ", Kluwer Academic Publisher, 1994.

[31] M. DENTAN and B. de CREMOUX, "Numerical simulation of the non-linear response of a PIN photodetector under high illumination", IEEE J.L.T, vol 8, pp 1137-1144, 1990.

CHAPITRE II

CHAPITRE II

MODELISATION DE LA PHOTODIODE PIN

SOUS FORT SIGNAL

I- Introduction.

Soumis à des signaux optiques d'amplitude croissante, la réponse électrique d'un photodétecteur se distord et sature [1]. Les mécanismes qui en sont responsables tels que les effets de charge d'espace (liés aux densités de porteurs photocréés) et de dépolarisation (associés au photocourant circulant dans la résistance de charge) influent directement sur ses performances hyperfréquences. Ainsi la puissance microonde maximale que ce photodétecteur est susceptible de délivrer dépend étroitement des conditions d'éclairement (surface d'illumination optique, éclairage côté substrat ou côté épitaxie), de polarisation et des paramètres géométriques (épaisseur et volume de couche active). Dans de tels régimes de fonctionnement, le développement d'un outil de simulation, permettant d'étudier le comportement électrique du photodétecteur sous fort éclairage présente alors un intérêt indéniable.

En premier lieu, nous discuterons de l'origine des phénomènes limitatifs du fonctionnement du photodétecteur en régime grand signal. Un modèle numérique de type dérive-diffusion est ensuite présenté. Après une comparaison théorie-expérience permettant de valider le modèle, ce dernier est finalement employé pour prédire les performances en terme de puissance microonde d'une photodiode PIN rapide, de surface $400 \mu\text{m}^2$, d'épaisseur de couche

absorbante 1.5 μm , polarisée à différentes tensions et soumise à un faisceau optique incident de surface variable.

II- Origine de la non-linéarité.

Dans une photodiode destinée à fonctionner en hyperfréquence, la zone de charge d'espace 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 linéaire.

En régime fort signal, le comportement électrique de la photodiode, devient non-linéaire. Caractérisé expérimentalement par l'analyse harmonique du signal [2][3][4], ce comportement a été notamment modélisé par Dentan et de Cremoux[1] et approfondi par Williams[5][6]. Ces différentes études théoriques montrent que l'origine des non-linéarités est principalement dû à deux effets:

-L'effet de charge d'espace: Suite à une densité de porteurs photocréés élevée, le champ électrique est modifié dans la couche active de la photodiode. Ce phénomène est accentué par la présence des trous séjournant plus longtemps que les électrons dans la zone déserte du dispositif, leur mobilité étant naturellement plus faible.

-L'effet de dépolarisation de la photodiode: Lié au photocourant circulant dans le circuit extérieur (charge 50 Ω), cet effet fait varier la tension de polarisation aux bornes du photodétecteur à la fréquence de modulation du signal optique. Cette dépolarisation est alors

responsable d'une modification du champ électrique qui évolue en fonction de la variation du signal microonde délivré.

De ces deux phénomènes, il résulte que la variation temporelle du champ électrique induit une variation de la vitesse d'entraînement des porteurs photocréés entre un creux et un pic du signal modulé. La réponse électrique du dispositif est alors non-linéaire.

Ces différents mécanismes ne sont actifs qu'en régime grand signal et n'apparaissent que lorsque le champ électrique est localement inférieur à une limite dépendante des caractéristiques de transport du matériau considéré. Si les densités de porteurs photocréés deviennent très élevées, le champ électrique peut localement s'approcher de zéro et provoquer l'accumulation des électrons et des trous dans la zone de charge d'espace. Ces 2 types de porteurs ne peuvent plus être évacués que par un mécanisme de diffusion.

Signalons toutefois que les modélisations développées jusqu'alors, négligent soit les effets liés à la dépolarisation [5][6] soit les phénomènes de diffusion [1] et que, dans le cadre de ce travail, nous ne connaissons pas à l'heure actuelle les limites exactes de la photodiode dans ces régimes de fonctionnement. C'est pourquoi, dans la partie suivante, nous présentons le développement d'un modèle, capable de prendre en compte l'ensemble de ces phénomènes.

III- Modélisation.

III-1- Avant-propos.

Pour simuler le fonctionnement en gamme millimétrique des diodes IMPATT en Silicium, Dalle et al [7] ont utilisé deux types de modèles, l'un à énergie, l'autre de type dérive-diffusion. Les résultats obtenus dans les 2 cas à la fréquence de 94 GHz, ont permis, de par leur similitude, de constater que l'emploi d'un modèle à énergie n'était pas d'une importance

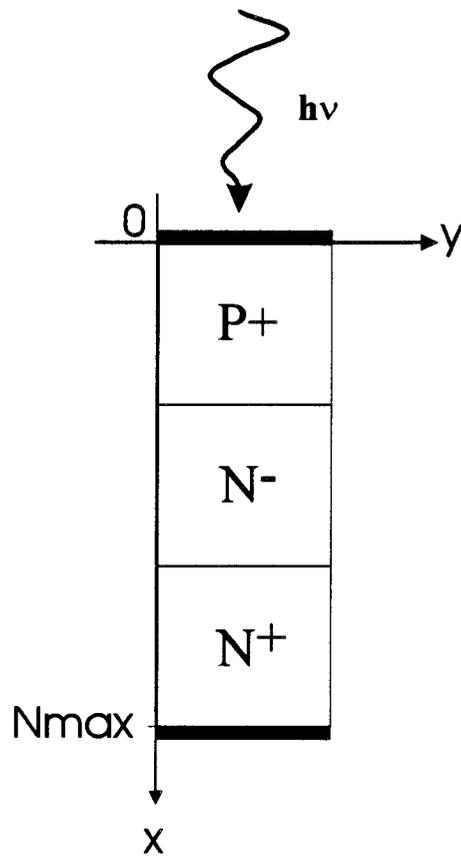


Fig II.1: Vue schématique de la photodiode PIN dans son système d'axe.

fondamentale. C'est pourquoi, nous avons choisi de reprendre le modèle de type dérive-diffusion qu'il a développé et de l'adapter à notre étude.

Ce modèle, fondé sur les équations de continuité, de courant et de Poisson, inclut les effets des hétérointerfaces ainsi que ceux du circuit extérieur. Compte tenu de la symétrie axiale de la photodiode, il est, en outre, unidimensionnel. Nous donnons fig II.1 une vue schématique d'une diode PIN avec son système d'axe. Nous rappelons ci-dessous ses principales caractéristiques et laissons le lecteur, pour de plus amples informations, se reporter au travail effectué par C. Dalle [8]

III-2- Equations de base.

Les différentes équations qui régissent le fonctionnement du dispositif à semiconducteur sont les suivantes:

1) *Equation de Poisson.*

$$\frac{\partial^2(\epsilon(x)V(x,t))}{\partial x^2} = e \cdot (Nd(x) - Na(x) + p(x,t) - n(x,t)) \quad \text{II.1}$$

2) *Equations de continuité.*

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(x,t)}{\partial t} &= \frac{1}{e} \cdot \frac{\partial J_n(x,t)}{\partial x} + g(x,t) - u(x,t) \\ \frac{\partial p(x,t)}{\partial t} &= -\frac{1}{e} \cdot \frac{\partial J_p(x,t)}{\partial x} + g(x,t) - u(x,t) \end{aligned} \quad \text{II.2}$$

où nous avons identifié à g les taux de générations g_n et g_p des électrons et des trous

3) *Equations des densités de courant.*

$$\begin{aligned} J_n(x,t) &= -e \cdot n v_n = e \mu_n(x,t)(n(x,t)E(x,t) + \frac{\partial n(x,t)}{\partial x}) \\ J_p(x,t) &= e \cdot p v_p = e \mu_p(x,t)(p(x,t)E(x,t) - \frac{\partial p(x,t)}{\partial x}) \end{aligned} \quad \text{II.3}$$

La densité de courant total étant donnée par la relation

$$J_t(x,t) = J_n(x,t) + J_p(x,t) + \varepsilon(x) \cdot \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} \quad \text{II.4}$$

où $\varepsilon(x) \cdot \frac{\partial E(x,t)}{\partial t}$ est le courant de déplacement

avec

$E(x, t)$: champ électrique au travers du composant

$\left. \begin{array}{l} \mu_n(x,t) \\ \mu_p(x,t) \end{array} \right\}$ mobilités des électrons et des trous

$g(x,t)$: taux de génération

$u(x,t)$ est le taux de recombinaison de porteurs donné par [9]

$$u(x,t) = \frac{n(x,t)p(x,t) - n_i^2}{\tau_n(n(x,t) + n_i) + \tau_p(p(x,t) + n_i)} \quad \text{II.5}$$

où τ_n, τ_p sont les durées de vie des électrons et des trous, e est la charge élémentaire, $\varepsilon(x)$ est la permittivité au point x .

III-3- Résolution numérique.

L'ensemble de ces équations forme, d'un point de vue mathématique, un système non-linéaire d'équations aux dérivées partielles, dont la résolution ne peut s'effectuer simplement de manière analytique. La méthode utilisée pour le résoudre est une méthode numérique fondée sur les différences finies. La discrétisation de ces équations est réalisée suivant une technique implicite présentée à la fig II.2.

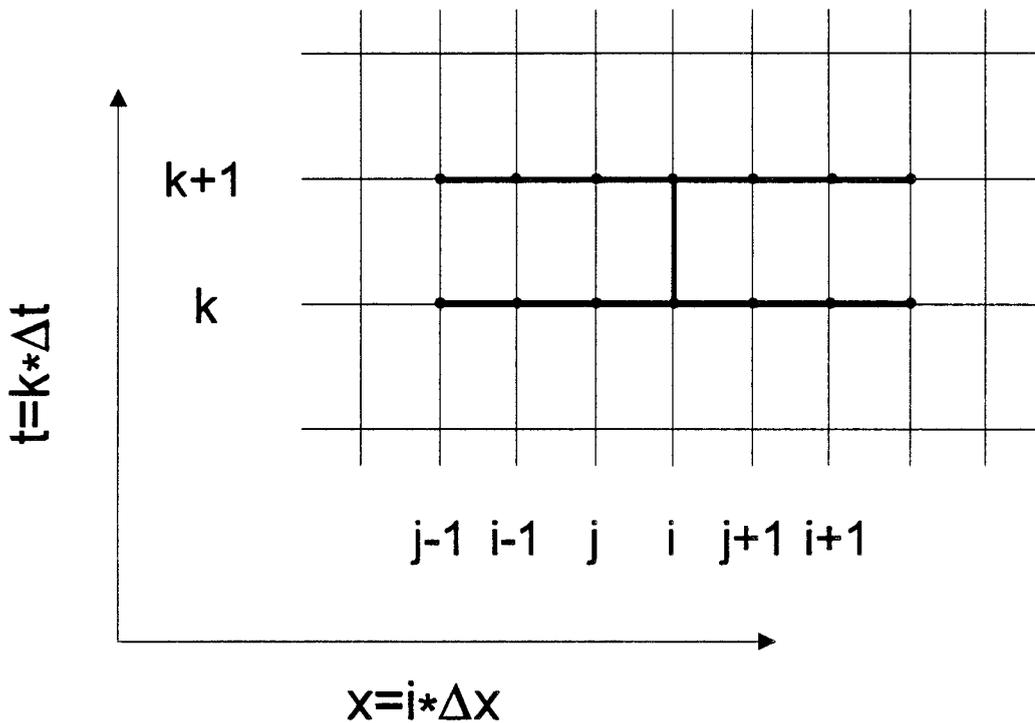


fig II.2: schéma de discrétisation spatio-temporelle

A partir de la fig II.2 ci-dessus, aux points d'abscisse i sont définies les grandeurs scalaires telles que les densités de charges n et p , le potentiel V , tandis qu'aux points d'abscisse j , nous définissons les grandeurs vectorielles telles que le champ électrique E , les mobilités μ_n et μ_p ainsi que les densités de courant J_n et J_p .

a) Equation de courant.

Pour éliminer l'existence éventuelle de charges négatives et pour déterminer les densités de courant dans la structure, la même approche que Lomax [10] (upstream method) est utilisée. Compte tenu de l'équation II.3, la composante de conduction de la densité de courant, dépendante du signe du champ électrique, s'écrit pour les électrons:

$$J_{nc}[j] = e \cdot \mu_n[j] \cdot E[j] \cdot \left(n[i-1] \cdot \left(\frac{1 - \text{sgn}(E[j])}{2} \right) + n[i] \cdot \left(\frac{1 + \text{sgn}(E[j])}{2} \right) \right) \quad \text{II.6}$$

où $\text{sgn}(E(j))=1$ si $E(j) \geq 0$, $=-1$ autrement.

Associée à la composante de diffusion qui s'écrit:

$$J_{nd}[j] = \frac{kT}{q} \cdot \mu_n[j] \cdot \left(\frac{n[i] - n[i-1]}{\Delta x} \right) \quad \text{II.7}$$

la densité de courant total des électrons s'exprimera sous la forme:

$$J_n[j] = A_n[j] \cdot n[i-1] + B_n[j] \cdot n[i] \quad \text{II.8}$$

Le calcul de la densité de courant de trous relève d'une démarche identique, l'expression de la composante de conduction de la densité de courant de trous s'écrivant:

$$J_{pc}[j] = \mu_p[j] \cdot E[j] \cdot \left(p[i-1] \cdot \left(\frac{1 + \text{sgn}(E[j])}{2} \right) + p[i] \cdot \left(\frac{1 - \text{sgn}(E[j])}{2} \right) \right) \quad \text{II.9}$$

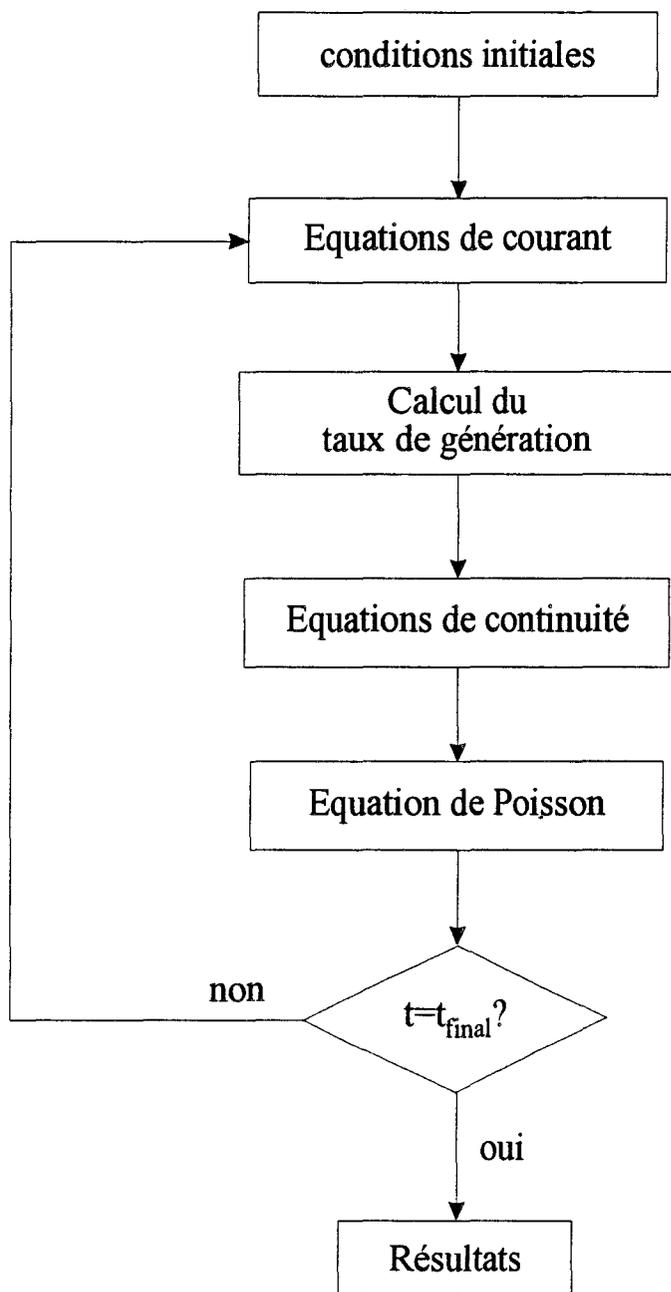
b) Equations de continuité, Equation de Poisson.

Connaissant la distribution spatiale des densités de courant à un instant t , il s'agit de résoudre alors pour l'équation de continuité (2), un système de la forme:

$$\frac{dy(x, t)}{dt} = F\left(\frac{d^2y(x, t)}{dx^2}, \frac{dy(x, t)}{dx}, y(x, t)\right) \quad \text{II.10}$$

Le développement numérique de ce type d'équations selon une méthode purement implicite et avec linéarisation des coefficients donne lieu à une formulation générale :

$$a_i^t \cdot X_{i-1}^{t+dt} + b_i^t \cdot X_i^{t+dt} + c_i^t \cdot X_{i+1}^{t+dt} = \delta_i^t \quad \text{II.11}$$



FigII.3: Organigramme de fonctionnement du modèle

où les X_i^t correspondent aux densités de porteurs $n(x,t)$, $p(x,t)$.

Le système obtenu peut se mettre sous la forme $Y=AX$ où A est une matrice tridiagonale. Ce type de système se résoud facilement en utilisant la méthode de Cholesky [11].

Remarquons que la résolution de l'équation de Poisson s'effectue en annulant le premier membre de l'équation (10). Ainsi, une fois les concentrations des électrons et des trous calculées (par (12)), le même type de procédure peut être appliqué pour déterminer en tout point x et à chaque instant t , le potentiel de la structure, défini par l'équation numérique suivante:

$$a_{li}^t * V_{i-1}^t + b_{li}^t * V_i^t + c_{li}^t * V_{i+1}^t = \gamma_i^t \quad \text{II.12}$$

La résolution du système complet d'équations s'effectue conformément à l'organigramme de la fig II.3. Les conditions initiales utilisées sont issues d'une solution approchée à partir de laquelle nous avons fait converger le système en obscurité. La solution obtenue est mise en mémoire et réutilisée pour une exploitation du photodétecteur en régime d'éclairage continu ou alternatif.

c) Conditions de stabilité.

Pour éviter les phénomènes d'instabilité numérique, les variables Δx et Δt doivent cependant satisfaire aux deux conditions suivantes:

$$\Delta t \leq \frac{\epsilon}{q \cdot \text{Max}(N_a, N_d) \cdot \text{Max}(\mu_n, \mu_p)} \quad \text{(II.13)}$$

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} \leq \text{Max}(\text{Max}(v_n), \text{Max}(v_p))$$

III-4- Conditions aux limites.

a) Equations de continuité.

Le modèle permet de traiter l'ensemble des couches semiconductrices du photodétecteur dont notamment les zones fortement dopées des substrats. En choisissant des épaisseurs de couches suffisantes de manière à ce qu'à leurs extrémités, électrons et trous se trouvent dans les conditions de l'équilibre thermodynamique, les conditions aux limites utilisées s'écrivent :

$$-p[0]=N_a[0] \quad , \quad n[0]=n_i^2/N_a[0]$$

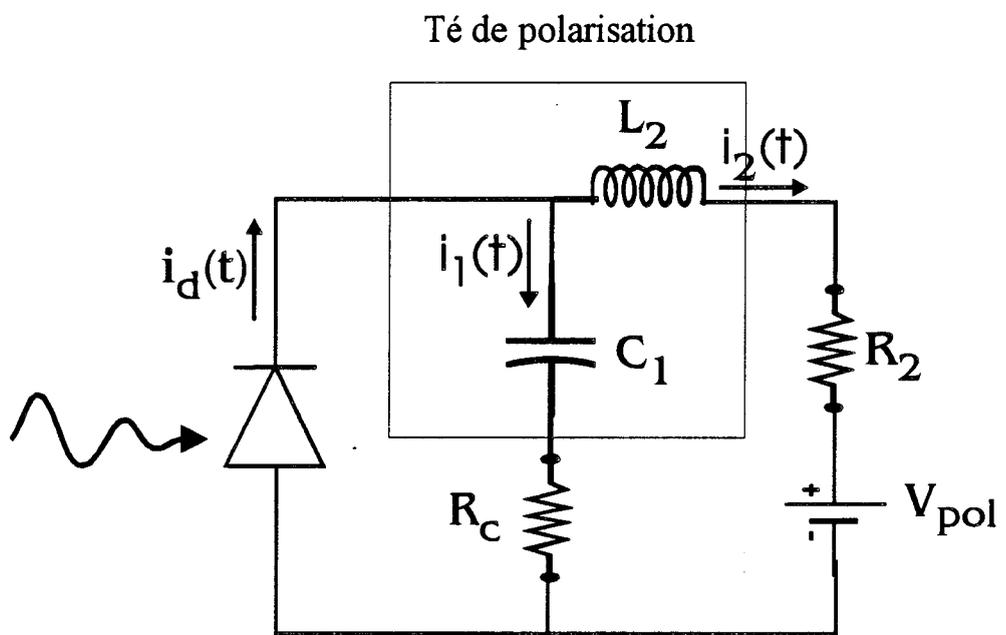
$$-p[N_{\max}]=n_i^2/N_d[N_{\max}] \quad , \quad n[N_{\max}]=N_d[N_{\max}]$$

ceci pour la photodiode schématisée sur la fig II.1.

Signalons toutefois que ces conditions ont peu d'influence sur les valeurs des principales grandeurs caractéristiques externes calculées par le modèle (photocourant, puissance hyperfréquence) et que l'utilisation des conditions de Neuman (gradients de porteurs aux limites nuls) est également possible, les contacts se présentant comme des zones de grande stabilité vis à vis des mouvements de porteurs.

b) Equation de Poisson.

Ce type de modèle lie à tout instant t , la tension instantanée aux bornes de la photodiode au photocourant la parcourant. La photodiode PIN se comportant comme un générateur de courant équivalent, la tension à ses extrémités est en principe imposée, le courant étant déterminé par la physique interne du composant semiconducteur. Notons que ce raisonnement suppose que nous négligeons l'influence de tout circuit de charge. Cette hypothèse, valable en régime petit signal où on peut considérer comme faible le photocourant induit, ne l'est plus en régime grand signal. En effet, le photocourant résultant présente alors, des amplitudes suffisantes pour provoquer la chute de la tension aux bornes du photodétecteur et modifier la



FigII.4: Photodiode PIN dans son circuit avec
 R_c : Résistance de charge (50Ω)
 R_2 : Résistance interne du générateur (2Ω)

réponse temporelle du photocourant. La tension $V_d(t)$ à ses bornes est alors déterminée par les équations qui lient le modèle semi-conducteur à son circuit de charge [12],[13]. Relativement au schéma de la fig II.4 qui représente de manière simplifiée le photodétecteur dans son circuit (les éléments parasites tels que capacité de boîtier ou inductance de la connection ne sont pas pris en compte), elles s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 V_d(t) &= \frac{1}{C_1} \int i_1(t) dt + R_c i_1(t) \\
 V_d(t) &= L_2 \frac{di_2(t)}{dt} + R_2 i_2(t) + V_{pol} \\
 i_d(t) &= i_1(t) + i_2(t)
 \end{aligned}
 \tag{II.14}$$

où $i_d(t)$ est le photocourant généré par la photodiode PIN, dont les composantes continue $i_1(t)$ et alternative $i_2(t)$ sont séparées par le té de polarisation. $V_d(t)$ est la tension aux bornes de la photodiode et V_{pol} est la tension de polarisation . Signalons que ce circuit sera, sauf précision contraire, utilisé dans la suite de ce travail.

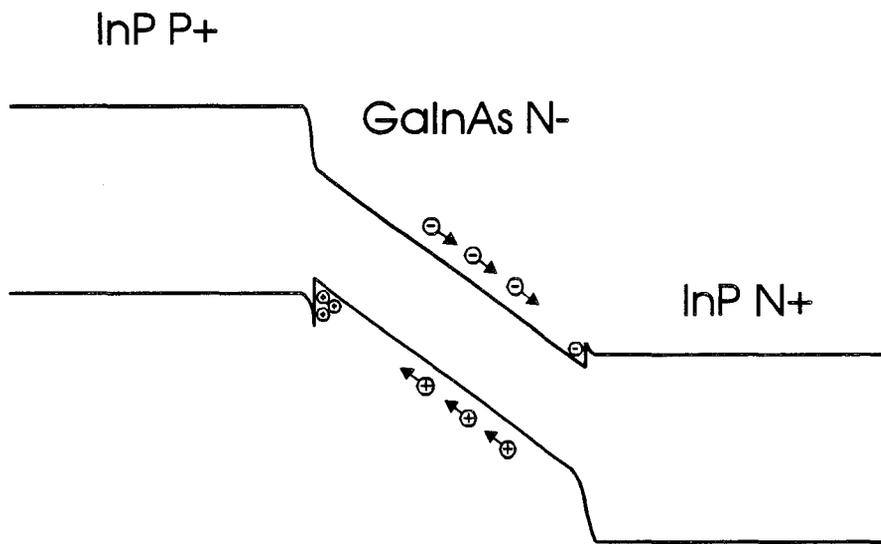
La tension $V_d(t)$ et le courant $i_d(t)$, déterminés à chaque itération, fixe par là-même les conditions aux limites appliquées sur le potentiel. Nous aurons donc:

$$V_d[0]=0 \quad , \quad V_d[N_{max}] = V_d(t) + V_{bi}
 \tag{II.15}$$

où V_{bi} est la tension de built-in de la diode.

III-5- Critères de convergence

Ce critère, de type temporel, fixe la limite à partir de laquelle le signal devient exploitable et inclut la convergence spatiale des grandeurs calculées par le modèle. Il dépend naturellement du régime de fonctionnement utilisé.



FigII.5: Diagramme de bande d'un détecteur à hétérojonction

Ainsi, en régime statique, la solution du système sera considérée comme stable lorsque la différence entre le photocourant calculé à un instant t et celui calculé à $t+dt$ sera de l'ordre de l'erreur numérique liée au calcul.

En régime périodique le critère de convergence utilisé impose que la forme d'onde du signal soit stable, ce qui revient à écrire, en considérant par exemple le photocourant, que $I(t+T) = I(t)$ où T est la période du signal modulant.

III-6- Simulation des hétérointerfaces

L'interface InP/ GaInAs est bien connue pour être l'un des facteurs qui limitent les performances dynamiques des photodiodes à hétérojonctions et en particulier leur fréquence de coupure [14]

De discontinuité de bandes $\Delta E_c = 0.24$ eV, $\Delta E_v = 0.36$ eV [15], cette interface fait apparaître, lorsque la jonction est polarisée en inverse, une barrière de potentiel qui s'oppose au passage des trous photocréés (fig II.5) Ce mécanisme de piégeage, uniquement actif en régime dynamique, existe également à l'interface GaInAs /InP N^+ . Il intervient toutefois dans une moindre mesure, les électrons possédant une masse effective 20 fois supérieure à celle des trous.

Ainsi, pour la simuler, on inclut, dans le calcul des densités de courants, un champ électrique normal à l'hétérointerface sur une distance de 100 Å tel que l'on ait:

pour les électrons:

$$E(x) = E''(x) + \Delta E_c / (\Delta x) \quad \text{II.16}$$

pour les trous:

$$E(x) = E''(x) + \Delta E_v / (\Delta x) \quad \text{II.17}$$

où $E''(x)$ est le champ électrique sans hétérojonction, Δx est la distance de transition, ΔE_c et ΔE_v sont les discontinuités de bande de conduction et de valence de l'interface considérée.

III-7- Limite d'application du modèle.

Les mécanismes responsables des non-linéarités du photodétecteur dont notamment l'effet de charge d'espace peuvent être à l'origine de l'apparition de champs électriques localement très élevés. Une génération de porteurs due à un effet tunnel bande à bande peut apparaître [16], ainsi qu'une multiplication des porteurs libres par avalanche, conduisant à la création d'un courant périodique qui se superpose au photocourant existant dans la photodiode. Ces mécanismes ne seront pas étudiés en détail dans cette thèse mais pris comme limite d'application du modèle en considérant que les valeurs maximales du champ électrique qui en sont responsables sont de l'ordre de 250 kV/cm pour le GaInAs [17], 800 kV/cm pour l'InP [17].

IV- Comparaison théorie-expérience.

Afin de s'assurer du bon fonctionnement du modèle, nous avons comparé les résultats obtenus par la simulation avec ceux issus de travaux expérimentaux, effectués par Williams [5].

IV-1- Conditions expérimentales.

Nous reportons dans ce paragraphe, les conditions des expériences de Williams[5]. Un faisceau optique de longueur d'onde 1.3 μm est utilisé pour tester une photodiode PIN composée d'une couche absorbante GaInAs de type N^- d'épaisseur 0.95 μm ($N_d=5.10^{15} \text{ cm}^{-3}$),

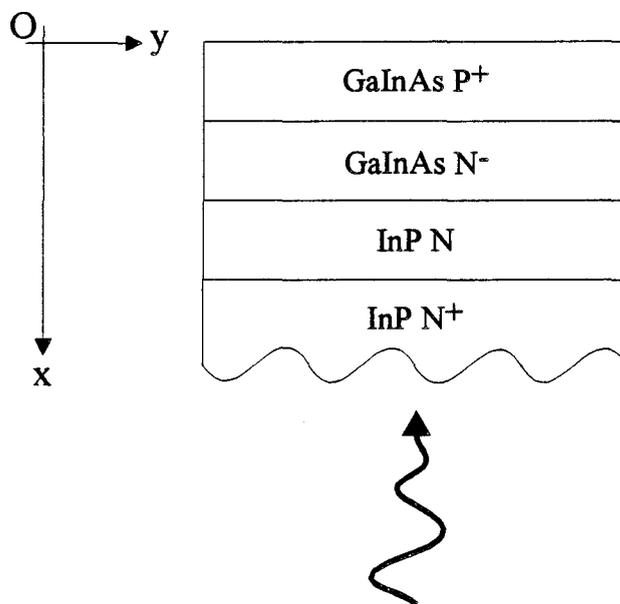


Fig II.6: Schéma de la photodiode de Williams[6]

d'une couche de contact de GaInAs de type P ($N_a=7.10^{18} \text{ cm}^{-3}$) d'épaisseur $1.0 \mu\text{m}$, d'une couche tampon d'InP de type N ($N_d=2.10^{17} \text{ cm}^{-3}$) déposée sur un substrat d'InP de type N⁺ (fig II.6). La surface de la photodiode, éclairée côté substrat, est de $700 \mu\text{m}^2$ et le diamètre du spot optique mesuré à e^{-2} du maximum de la gaussienne représentant la distribution de puissance optique, est égal à $5.75 \mu\text{m}$.

La puissance optique issue du laser est ajustée de manière à ce que le photodétecteur, polarisé à 5V, délivre un photocourant moyen de l'ordre de 1 mA (ce qui correspond à une puissance optique moyenne de 1.4 mW) modulé à un taux de 10%. La puissance hyperfréquence mesurée à sa sortie est finalement comparée à celle issue d'un faisceau optique modulé à 100% produisant un photocourant moyen de 100 μA .

IV-2- Conditions de simulation.

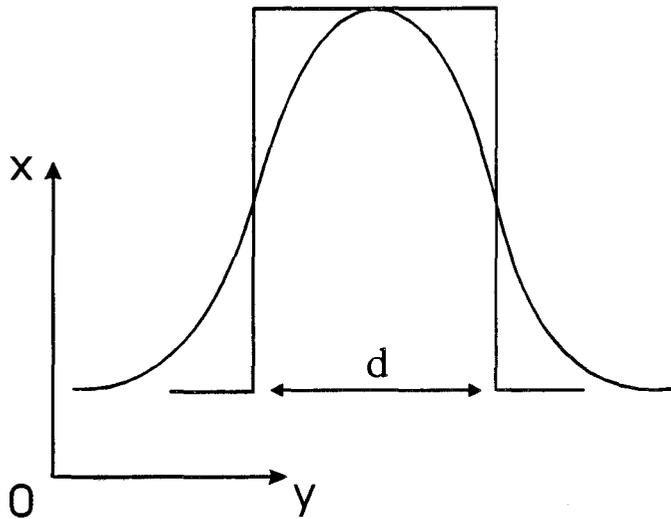
a) Taux de génération de porteurs.

La photodiode étant éclairée côté substrat, le taux de génération de porteurs s'exprime par la relation:

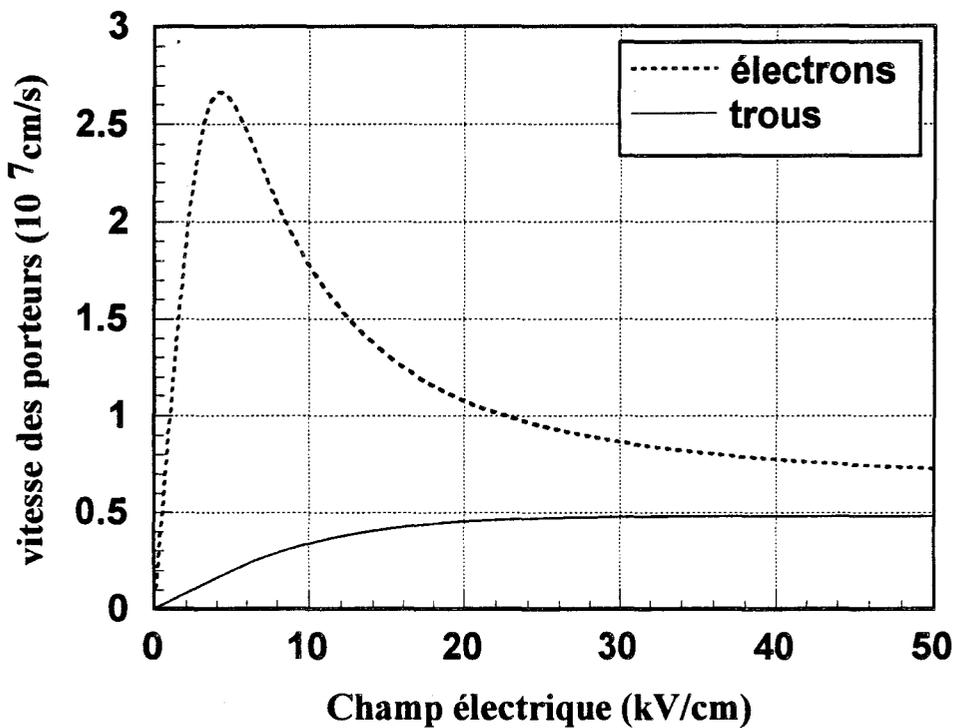
$$g(x,t) = \frac{P_1(t)}{h\nu \cdot S_e} \cdot \alpha \cdot (1-R) \cdot \exp(-\alpha(x_0 - x)) \quad \text{II.18}$$

où α est le coefficient d'absorption, R le coefficient de réflexion à l'interface air-semiconducteur ($R=0$ dans la simulation); x_0 caractérise la position de l'interface InP/GaInAs sur l'axe des x.

$P_1(t) = P_{10} \cdot (1 - m \cdot \cos(\omega t))$; m et ω sont respectivement le taux et la fréquence de modulation, P_{10} étant la puissance lumineuse incidente moyenne.



FigII.7: Projection dans le plan xOy de la distribution spatiale gaussienne de la densité de puissance optique et sa représentation équivalente rectangulaire utilisé pour le calcul du taux de génération



FigII.8: Caractéristiques vitesse-champ électrique des électrons et des trous dans le GaInAs [1]

S_e est la surface du spot optique. Cette surface, sans influence dans un fonctionnement petit signal, est un paramètre non négligeable dans l'importance des effets non-linéaires en régime grand signal. Dans ce travail, nous définirons le diamètre de spot d comme étant la largeur à $\exp(-1)$ du maximum de la gaussienne représentative de la distribution spatiale de la puissance optique. La fig II.7 représente la projection dans le plan xOy d'une telle distribution. Afin de l'introduire dans le calcul du taux de génération, un créneau rectangulaire lui sera substitué.

b) Calcul du photocourant.

L'influence du spot dans le calcul du taux de génération se répercute naturellement dans le calcul du photocourant, ce qui nous a conduit à modifier l'expression de ce dernier.

Nous avons:

$$I_t(t) = (J_n(t) + J_p(t)) \cdot S_e + \varepsilon \cdot S_c \cdot \frac{\partial E}{\partial t} \quad \text{II.19}$$

où S_e est la surface associée à la taille du spot ($\pi \cdot d^2/4$) et S_c est la surface active du photodétecteur. Nous tenons ainsi compte des effets capacitifs liés au courant de déplacement.

c) Caractéristiques de vitesses des porteurs.

Les caractéristiques vitesse-champ électrique dans le GaInAs, dopé à 10^{15} at/cm³, sont celles utilisées par Dentan [1].

Nous en rappelons ci-dessous les expressions, la fig II.8 en représente les évolutions:

pour les électrons:

$$v_n(E) = (\mu_n E + \beta \cdot v_{nl} \cdot E^\gamma) / (1 + \beta \cdot E^\gamma) \quad \text{II.20}$$

pour les trous:

$$v_p(E) = v_{pl} \cdot \tanh(\mu_p E / v_{pl}) \quad \text{II.21}$$

	GaInAs P+	GaInAs N-	InP N
concentrations des dopants (cm ⁻³)	Na=7.10 ¹⁸	Nd=5.10 ¹⁵	Nd=2.10 ¹⁷
Epaisseurs des couches simulées (μm)	1.0	0.95	1.05
permittivité relative	13.1[19]	13.1[19]	12.4[19]
durée de vie des porteurs (s)	[18] $\left\{ \begin{array}{l} \tau_n = 10^{-11} \\ \tau_p = 10^{-11} \end{array} \right\}$	[21] $\left\{ \begin{array}{l} \tau_n = 10^{-8} \\ \tau_p = 10^{-8} \end{array} \right\}$	[18] $\left\{ \begin{array}{l} \tau_n = 10^{-11} \\ \tau_p = 10^{-11} \end{array} \right\}$
mobilité (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	[18] $\left\{ \begin{array}{l} \mu_n = 3000 \\ \mu_p = 130 \end{array} \right\}$	[1] $\left\{ \begin{array}{l} \mu_n = 10500 \\ \mu_p = 420 \end{array} \right\}$	[18] $\left\{ \begin{array}{l} \mu_n = 3500 \\ \mu_p = 150 \end{array} \right\}$
coefficient d'absorption (cm ⁻¹)	$\alpha = 1.10^4$ [20] (λ=1.3 μm)	$\alpha = 1.10^4$ [20] (λ=1.3 μm)	

Tableau II.1: Paramètres caractéristiques utilisés dans la simulation de la photodiode de Williams.

avec

$$\mu_n=10500 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}, \mu_p=420 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$$

$$v_{nl}=6.10^6 \text{ cm}.\text{s}^{-1}, v_{pl}=4.8.10^6 \text{ cm}.\text{s}^{-1}$$

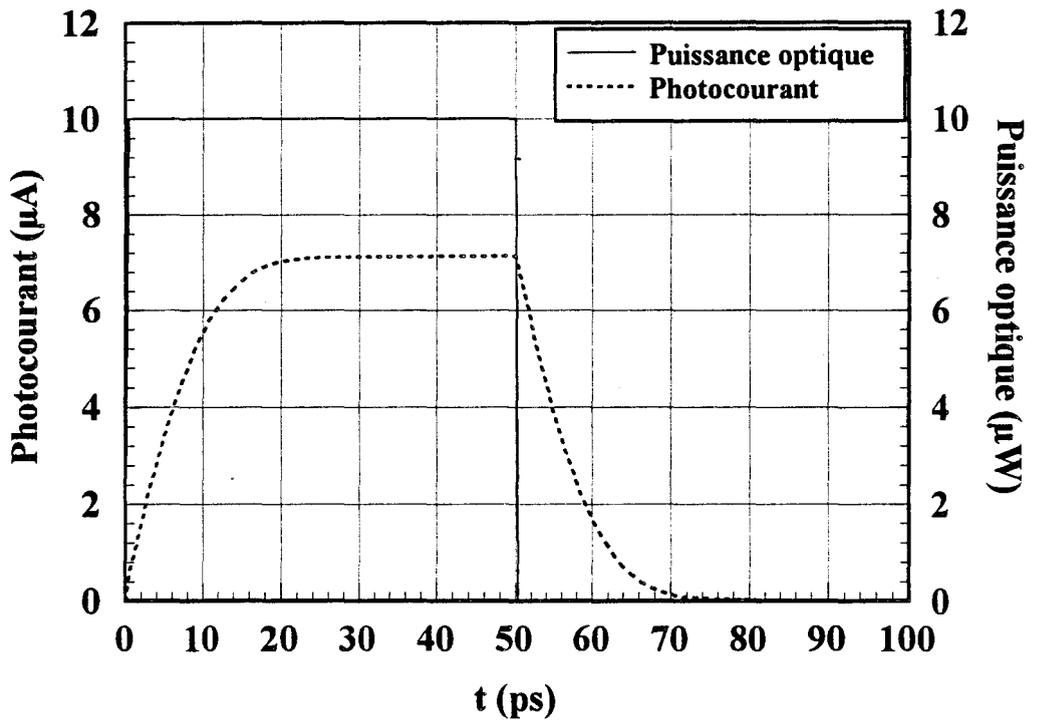
$$\beta=7.4.10^{-10} \text{ C.G.S}, \gamma=2.5$$

Les mobilités définies ci-dessus ont été modifiées afin de tenir compte des concentrations en trous élevées existant dans la couche de GaInAs de type P+. Nous les avons prises égales à $\mu_n=3000 \text{ cm}^2/\text{V-s}$, $\mu_p=130 \text{ cm}^2/\text{V-s}$ [18].

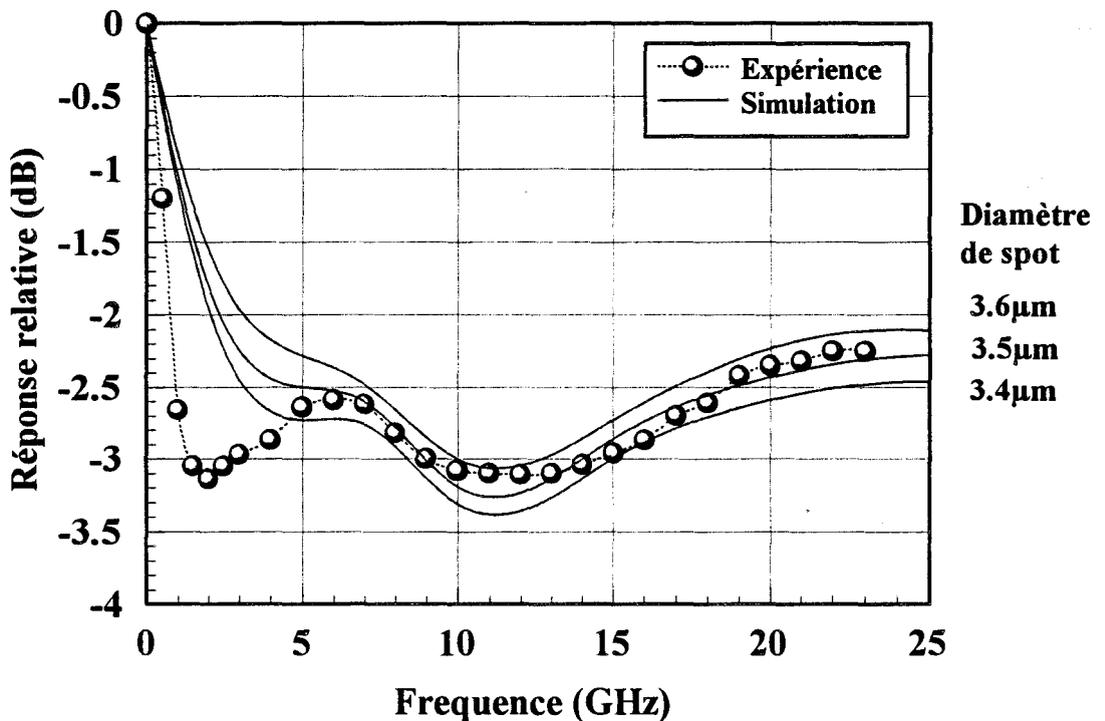
En ce qui concerne la couche d'InP N+, les caractéristiques vitesse-champ électrique du GaInAs ont été conservées, avec des mobilités à champ faible égales à $\mu_n=3500 \text{ cm}^2/\text{V-s}$, $\mu_p=150 \text{ cm}^2/\text{V-s}$ [18]. Cette hypothèse simplificatrice se justifie par le fait que tous les phénomènes actifs se produisent dans les couches absorbantes. Les porteurs mobiles de type n quittant ces couches, se retrouvent majoritaires dans un binaire dopé; leur neutralisation s'effectue avec un temps de mise en équilibre égal au temps de relaxation diélectrique, temps très faible devant la période des signaux de modulation utilisés.

Ainsi, avec les paramètres de simulation résumés dans le tableau II.1, cette photodiode présente à la tension de polarisation de 5V (la tension de built-in utilisée est de 0.9 V), une fréquence de coupure de l'ordre de 25 GHz (fig II.9). Elle a été calculée à partir du temps de montée τ pris entre 10% et 90% de l'amplitude maximale du photocourant, la photodiode étant soumise à une impulsion optique de $10\mu\text{W}$. La formule analytique utilisée s'exprime par[22]:

$$F_c = \frac{1.1}{\pi.\tau} \quad \text{II.22}$$



FigII.9: Réponse impulsionnelle calculée pour la photodiode de Williams; diamètre de spot égal à $3.5\mu\text{m}$



FigII.10: Comparaison théorie-expérience. Réponse fréquentielle du photodétecteur à 1 mA de photocourant moyen relative à la réponse obtenue à $100\mu\text{A}$ de photocourant moyen pour différents diamètres de spot

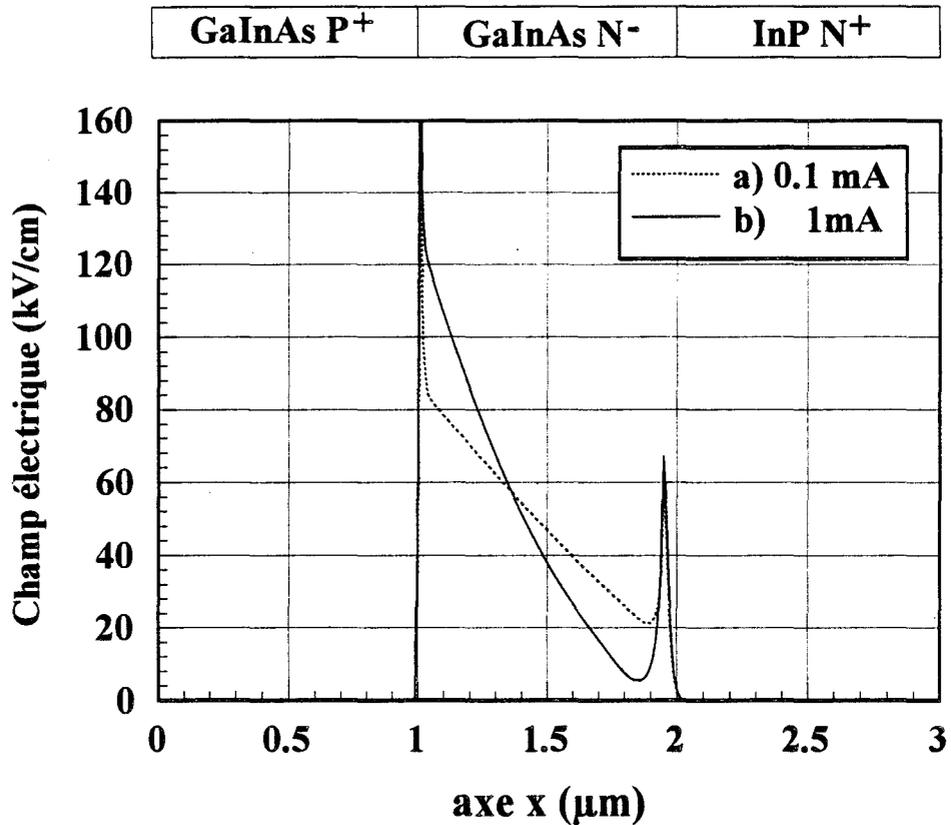
IV-3- Résultats.

Dans ses expériences, Williams a mesuré la puissance hyperfréquence obtenue en sortie du photodétecteur, pour un photocourant moyen de 100 μA modulé à 100%, et l'a comparée à la puissance hyperfréquence obtenue pour un photocourant moyen de 1 mA modulé à 10%.

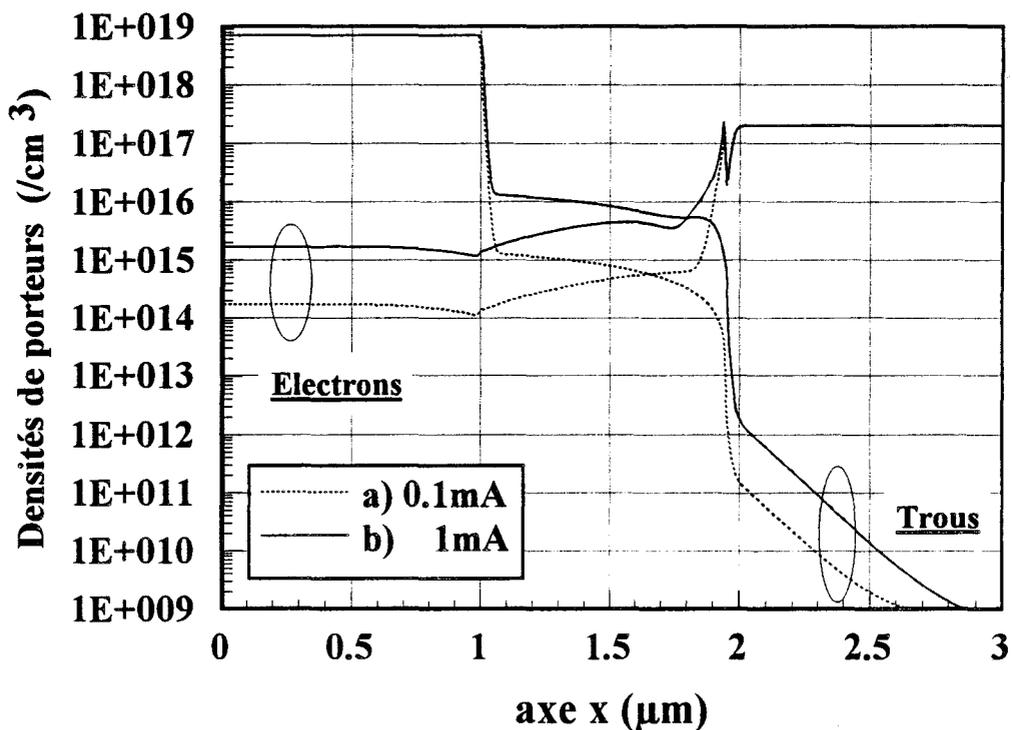
Cette comparaison a été étendue à tout le domaine de fréquences compris entre 0 et 25 GHz. Nous l'avons présentée en dB sur la fig II.10 et la confrontons à nos résultats théoriques pour différentes tailles de spot proches des conditions expérimentales qu'il a utilisées.

Ces résultats ont été calculés par l'intermédiaire de la transformée de Fourier du signal hyperfréquence dont on déduit à l'aide du fondamental la puissance hyperfréquence délivrée dans la charge 50Ω ($P_{\text{hyper}} = R_c \cdot I_{f0}^2$) Le meilleur accord théorie-expérience est observé pour un diamètre de spot de 3.5 μm , et on constate qu'il est très satisfaisant dans tout le domaine de fréquences, en particulier au delà de 5 GHz. Pour des fréquences plus faibles, bien que le comportement des résultats calculés soit semblable aux résultats expérimentaux, on note un léger écart qui pourrait être attribué aux hypothèses simplificatrices que nous avons formulées sur les mobilités et les coefficients de diffusion dans le GaInAs de type P+. Cependant cet écart ne nous semble pas gênant puisque nous nous proposons de simuler le comportement à forte puissance d'une photodiode PIN rapide (fréquence de 20 GHz).

Signalons que Williams a également développé une modélisation pour interpréter les résultats expérimentaux de la fig II.10. Sa modélisation est semblable à la nôtre mais ne prend en compte ni les effets d'interface ni les effets liés au circuit extérieur. C'est probablement ce qui explique les écarts obtenus entre nos résultats et les siens. Il obtient le meilleur accord avec un spot de 3 μm , cet accord est toutefois moins bon que le nôtre. Nous pouvons cependant affirmer, en parfaite concordance avec l'analyse théorique de Williams, que l'effet de charge d'espace est le phénomène prépondérant responsable du comportement du photodétecteur



FigII.11: Carte de champ, en éclairage continu, pour les photocourants de 0.1 mA et 1 mA; diamètre de spot égal à 3.5μm

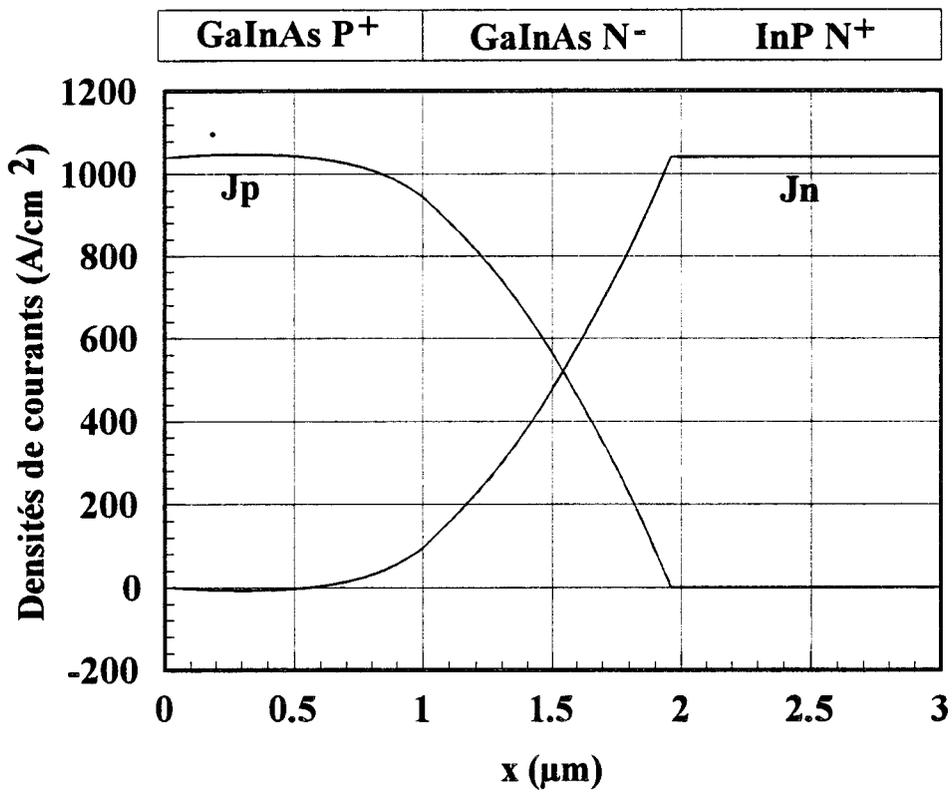


FigII.12: Profil des densités de porteurs, en éclairage continu, pour les photocourants de 0.1mA et 1mA; diamètre de spot égal à 3.5μm

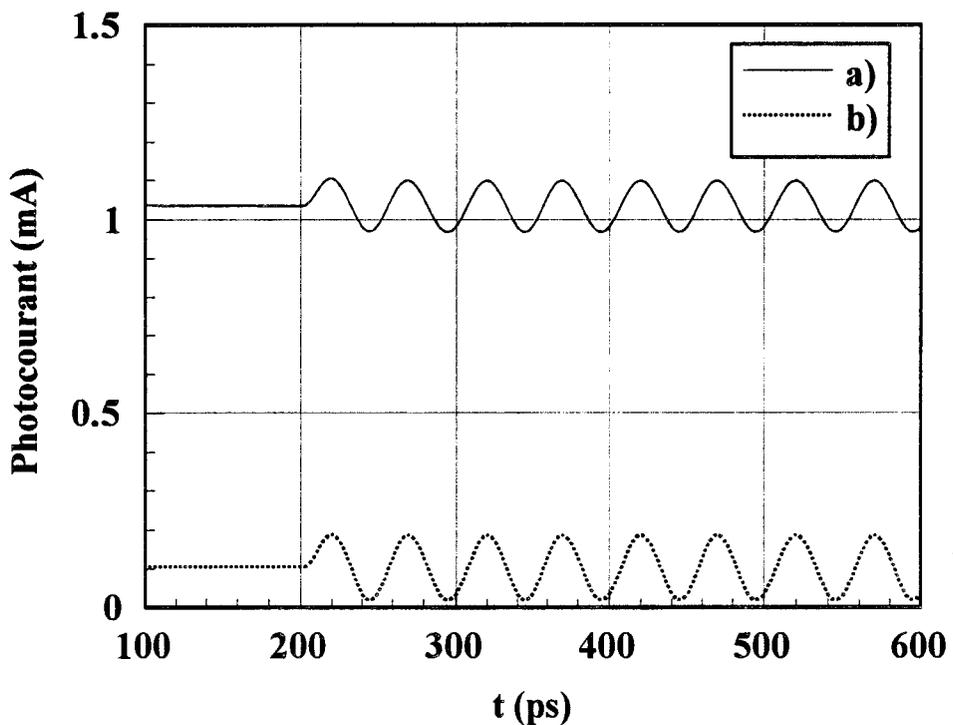
illustré fig II.10. C'est pourquoi nous étudions cet effet à l'aide de quelques résultats obtenus au moyen de notre simulation.

Les fig II.11 et II.12 présentent la carte des champs électriques et le profil des densités de porteurs pour des photocourants de $100\mu\text{A}$ et de 1mA , en éclairage continu, avec un diamètre de spot de $3.5\mu\text{m}$. Pour une puissance optique faible, les densités de porteurs photocréés représentés sur la fig II.12 a) sont sans influence sur le champ électrique (figII.11a)). Ce dernier suffit alors à assurer aux électrons et aux trous des vitesses d'entraînement proches de leur vitesses de saturation. Les porteurs générés dans la couche de GaInAs N-, séparés par le champ électrique, se retrouvent dans les zones dopées où ils sont évacués selon un processus analogue à celui d'une conduction métallique. Il faut ajouter, en plus, dans le cas particulier du photodétecteur à couche dopée P+ en GaInAs, les courants de diffusion liés à la photocréation dans le GaInAs P+. Le photocourant total est alors la somme de deux photocourants, un photocourant de conduction lié aux porteurs créés dans la couche absorbante de GaInAs N- auquel s'ajoute un photocourant de diffusion issu de la couche de GaInAs P+ (fig II.13). Lorsque la puissance optique augmente, le nombre de porteurs photocréés s'accroît, et ce principalement dans la zone de charge d'espace située près de l'interface GaInAs/InP. Ceci est d'autant plus vrai que l'on éclaire le photodétecteur par le substrat. Les fortes concentrations d'électrons et de trous associées, animées par des vitesses de déplacement différentes, provoquent un affaiblissement local du champ électrique (figII.11b)) et par conséquent son augmentation à la jonction GaInAs P/N⁻, la variation de tension aux bornes de la diode restant négligeable.

L'accumulation résultante des porteurs libres peut s'observer sur la fig II.12 b) notamment par comparaison avec les courbes de la fig II.12 a). On peut également noter une accumulation de



FigII.13: Profil des densités de courants, en éclairage continu photocourant de 0.1mA, diamètre de spot égal à 3.5 µm



FigII.14: Evolution temporelle du photocourant modulé à la fréquence de 20 GHz à:
 a) 10% autour de sa valeur moyenne de 1 mA
 b) 100% autour de sa valeur moyenne de 0.1 mA
 Diamètre de spot égal à 3.5µm

trous au voisinage de l'interface GaInAs/ InP qui résulte de la mobilité de ces porteurs bien plus faible que celle des électrons.

Remarquons que la prise en compte de l'hétérointerface est matérialisée par un pic d'électrons à l'interface GaInAs/ InP N^+ . Son influence contribue en régime dynamique à favoriser l'accumulation de porteurs proche de l'interface.

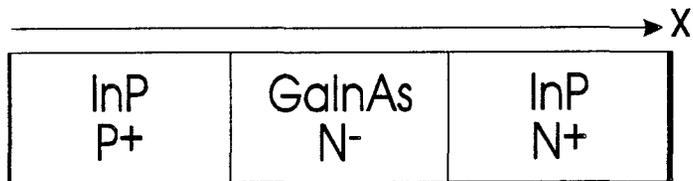
Ainsi on peut s'attendre à ce que la modulation d'un signal optique dont la valeur moyenne de puissance est élevée, se traduise par une atténuation de l'amplitude du photocourant hyperfréquence correspondant. C'est ce que montre la fig II.14 où nous avons représenté l'évolution temporelle d'un photocourant modulé à 10% à la fréquence de 20 GHz de valeur moyenne fixée à 1 mA. Nous y avons ajouté le même signal dont la valeur moyenne est 10 fois plus faible modulé avec un indice de 100%. Le rapport en puissance des 2 signaux conduit à un affaiblissement supérieur à 2 dB en accord avec les résultats issus des relevés expérimentaux

D'une manière générale, l'accord entre les résultats théoriques et expérimentaux nous a paru suffisamment convaincant pour considérer qu'il valide notre modélisation. C'est pourquoi nous avons poursuivi l'étude de la PIN en régime grand signal à l'aide de cette modélisation.

V- Etude de la photodiode PIN en grand signal.

V-1- Caractéristiques de la structure photodéetectrice.

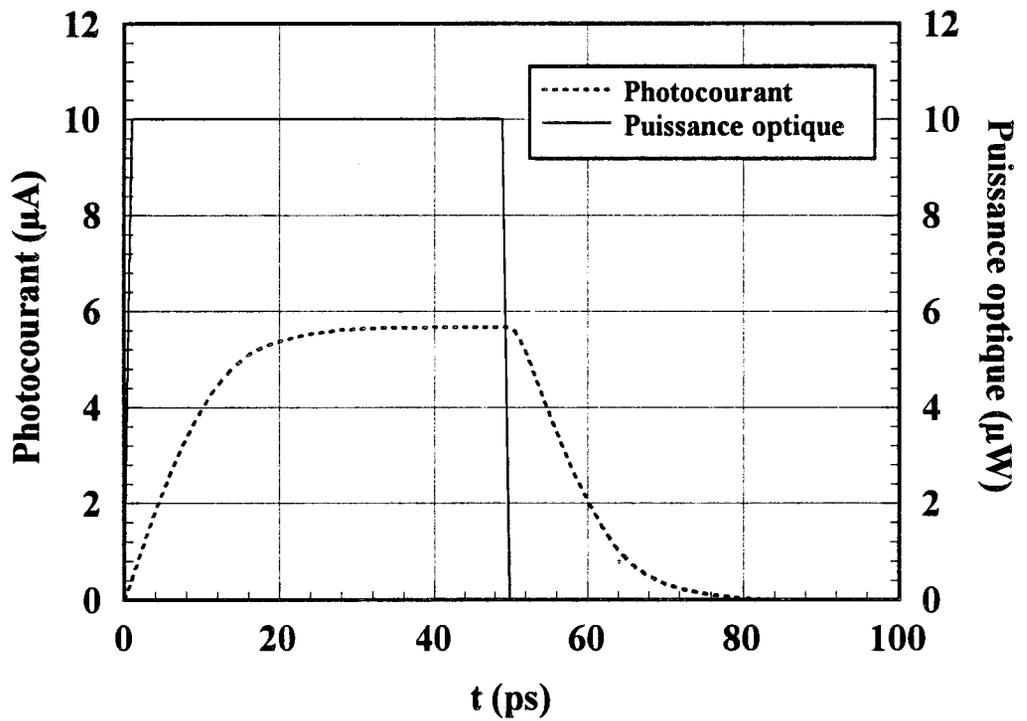
Nous choisissons une photodiode PIN rapide, d'épaisseur de couche active $1.5\mu\text{m}$ et de surface active $400\ \mu\text{m}^2$. Cette surface est suffisamment faible pour que la fréquence de coupure de la photodiode ne dépende pas de la capacité associée ($\sim 30\ \text{fF}$). La fig II.15 schématise la structure et le tableau II.2 résume ses caractéristiques physiques et électriques. L'éclairement du photodéetecteur est effectué côté épitaxie et pour simuler le spot optique de



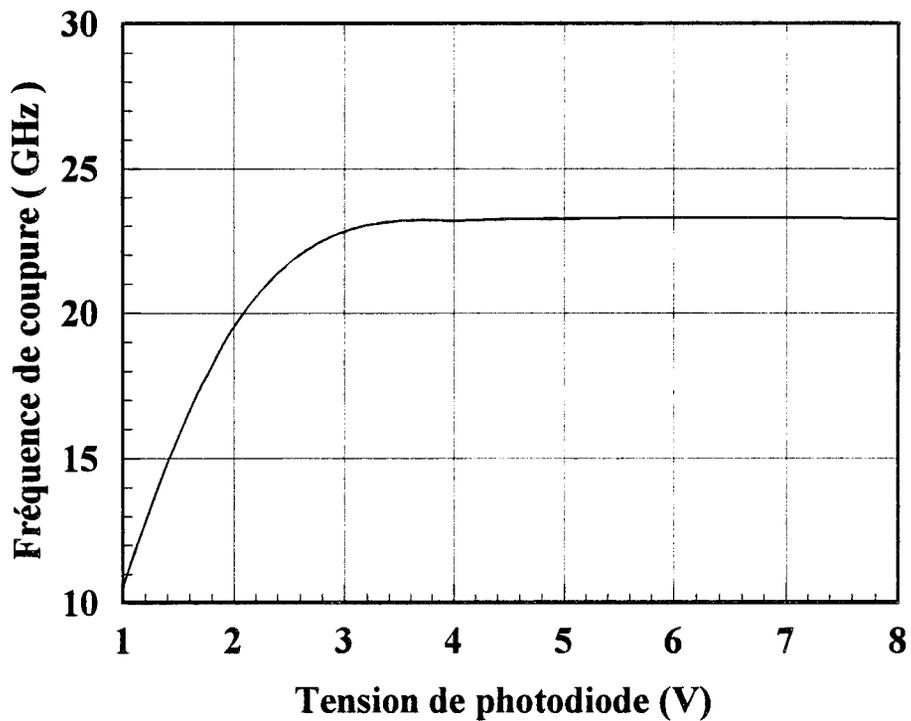
FigII.15 : Schématisation de la photodiode modélisée en régime grand signal

	InP P+	GaInAs N-	InP N+
Concentration des dopants (at /cm ³)	$N_a=1.10^{18}$	$N_d=1.10^{15}$	$N_d=1.10^{18}$
Epaisseurs des couches (μm)	0.75	1.5	0.75
Permittivité relative	12.4[19]	13.1[19]	12.4[19]
Durée de vie des porteurs (s)	[18] $\left\{ \begin{array}{l} \tau = 10^{-11} \\ \tau = 10^{-11} \end{array} \right\}$	[21] $\left\{ \begin{array}{l} \tau = 10^{-8} \\ \tau = 10^{-8} \end{array} \right\}$	[18] $\left\{ \begin{array}{l} \tau = 10^{-11} \\ \tau = 10^{-11} \end{array} \right\}$
Mobilité à champ faible (cm ² /v/s)	[1] $\left\{ \begin{array}{l} \mu_n = 3500 \\ \mu_p = 150 \end{array} \right\}$	[1] $\left\{ \begin{array}{l} \mu_n = 10500 \\ \mu_p = 420 \end{array} \right\}$	[1] $\left\{ \begin{array}{l} \mu_n = 3500 \\ \mu_p = 150 \end{array} \right\}$
coefficient d'absorption (cm ⁻¹)	transparent	$\alpha=0.68 \cdot 10^4$ [20] $\lambda=1.55 \mu\text{m}$	transparent

Tableau II.2: Paramètres caractéristiques utilisés dans la modélisation de la Photodiode PIN de la fig II.15



FigII.16: Réponse impulsionnelle de la photodiode avec $V_{pol}=5V$, $d=16 \mu m$



FigII.17: Evolution de la fréquence de coupure en fonction de la tension de polarisation, la photodiode étant soumise à un signal optique de faible amplitude ($10 \mu W$, $d=16 \mu m$)

longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$, deux tailles de spot différentes, respectivement de $16\mu\text{m}$ et $4\mu\text{m}$, ont été choisies. Ces diamètres pourraient être obtenues avec des fibres optiques monomodes normales (Corning SMF-9-125 par exemple) ou lentillées[23]. Pour étudier l'influence du diamètre, nous incluons également une modélisation avec un diamètre qui coïncide avec celui de la photodiode. On peut en effet s'attendre, pour une puissance optique donnée, à ce que l'effet de charge d'espace diminue lorsque le diamètre de la tache optique augmente et par conséquent que les performances microondes soient améliorées.

Dans tous les calculs, le coefficient de réflexion à l'interface air-semiconducteur et en incidence normale est pris égal à 30%, valeur qui, en l'absence de couche antiréfléchissante, est classique pour ce type de matériau (l'indice de réfraction est de l'ordre de 3.4)

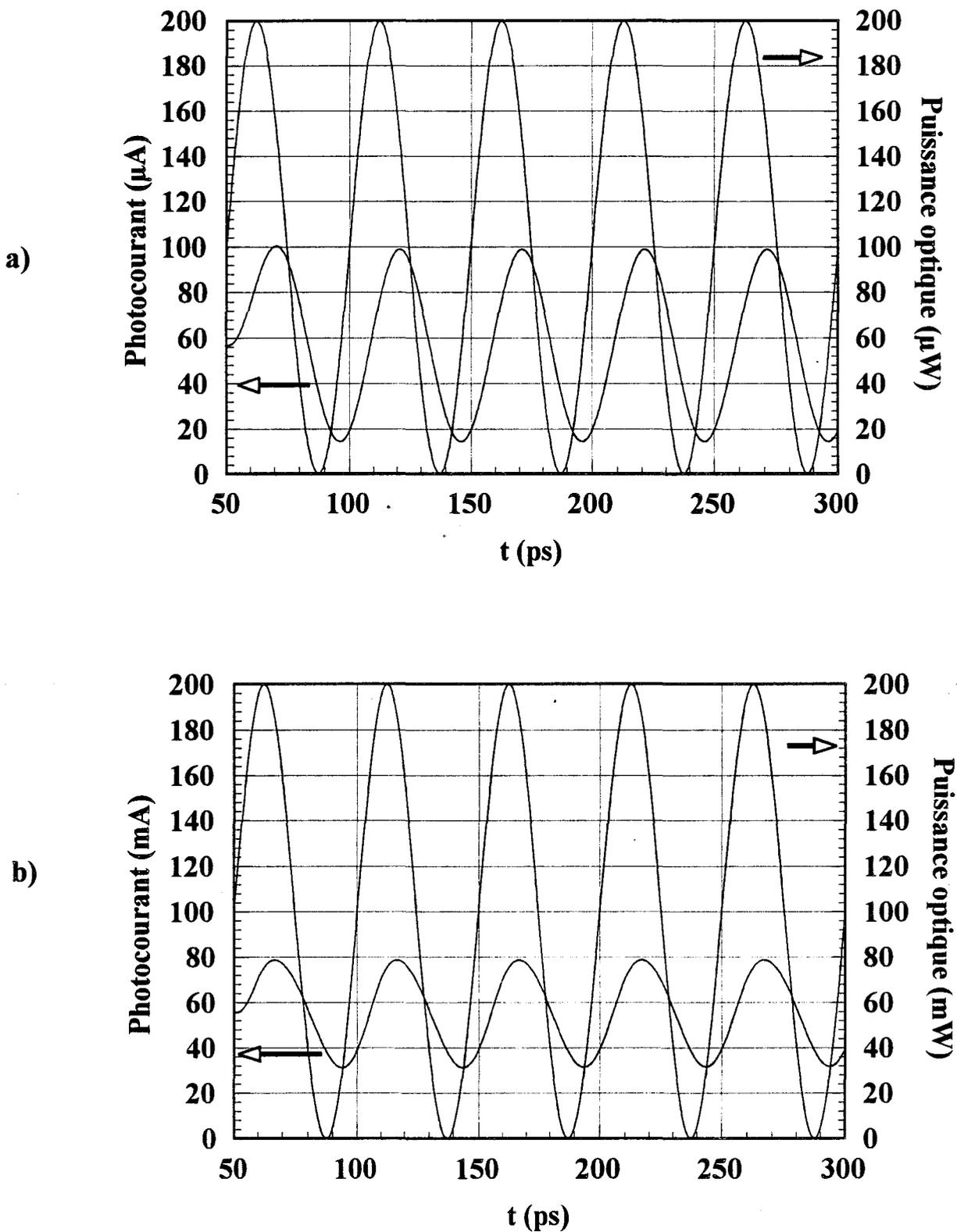
Soumise à une impulsion optique d'amplitude $10\mu\text{W}$ et de diamètre $16\mu\text{m}$, cette photodiode présente, à 5V de tension de polarisation, un coefficient de réponse de 0.56A/W et une fréquence de coupure de 23 GHz (fig II.16). Remarquons que ces résultats sont en accord avec les résultats obtenus à l'aide de modèles fréquentiels petits signaux, déjà développés au laboratoire [24][25]. Ils justifient aussi l'étude de la photodiode à la fréquence microonde de 20GHz. On donne pour cette structure (fig II.17) la variation de la fréquence de coupure avec la tension de polarisation.

V-2- Comportement électrique en régime grand signal.

V-2-A.) Hypothèses simplificatrices.

-Effets thermiques:

Il semble clair que la génération d'un photocourant élevé traversant le photodétecteur soit à l'origine d'une élévation de sa température. Cette élévation est fonction de la densité de



FigII.18: Evolution temporelle du photocourant et de la puissance optique

a) en petit signal

b) en grand signal

avec $F=20\text{GHz}$, $m=100\%$, $V_{\text{pol}}=5\text{V}$, $d=16\mu\text{m}$

puissance optique injectée pour une section de composant donnée. Dans le modèle, elle a pour principal effet de dégrader les caractéristiques de transport et par voie de conséquence les performances dynamiques de la photodiode. Toutefois, les comparaisons théorie-expérience effectuées (Williams dans la partie IV de ce chapitre ou Wake au chapitre III) montrent que son influence peut être négligée lorsque la tache optique est de faible dimension. Cette hypothèse est étendue à des diamètres de spot élevés. On considérera que les résultats obtenus constituent alors les meilleurs résultats qu'il est possible d'atteindre avec cette structure.

-Coefficient d'absorption:

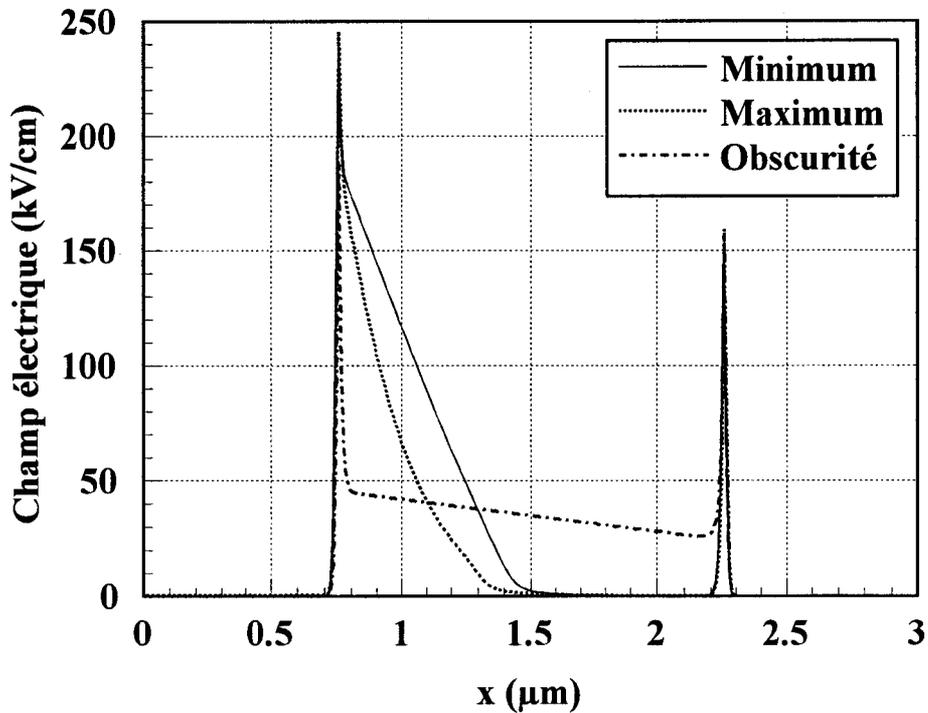
Nous supposons que le coefficient d'absorption reste constant tant que les densités de porteurs photocréés n'atteignent pas les 10^{18} at/cm³ aux longueurs d'onde de 1.3μm et 1.55μm, ainsi que le montre une étude effectuée par D. HAHN[26] sur le matériau GaInAs dopé n.

V-2-B.) Réponse en modulation sinusoïdale

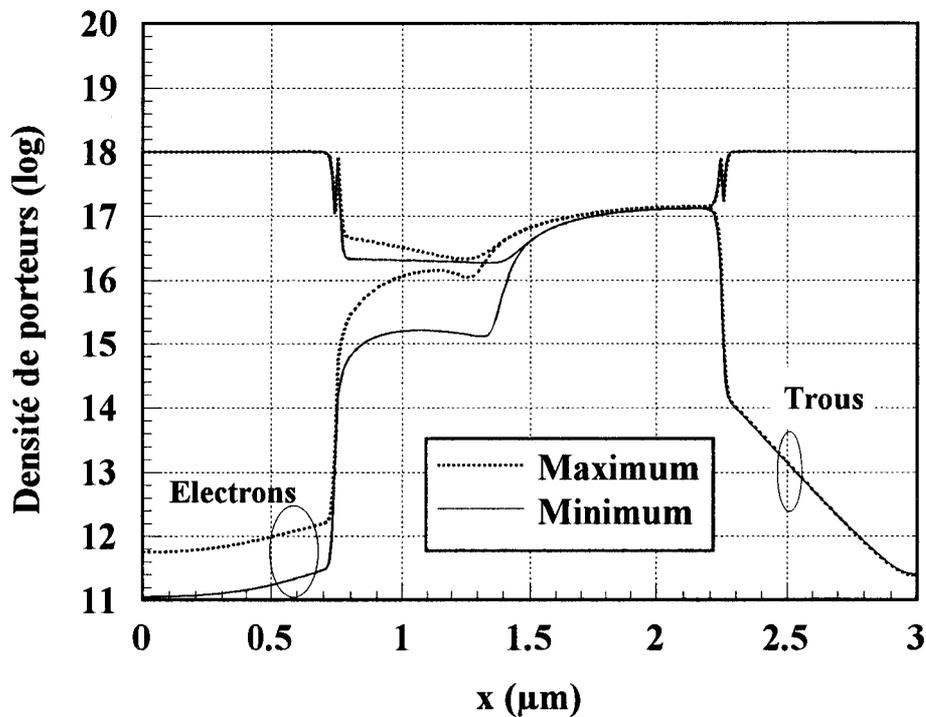
Puisqu'un diamètre de spot égal à 16μm pourrait être obtenu avec une fibre monomode classique, nous effectuerons la plupart de nos modélisations dans ces conditions.

Les fig II.18 a) et b) illustrent le comportement électrique du photodétecteur respectivement en petit et en grand signal. Elles représentent ainsi les évolutions temporelles de la puissance optique incidente et du photocourant, ceci pour $F=20\text{GHz}$, avec $m=100\%$, $V_{\text{pol}}=5\text{V}$, $d=16\text{ }\mu\text{m}$; la puissance optique moyenne est de 100μW sur la fig II.18 a) et de 100 mW sur la fig II.18 b).

Dans les deux cas, le déphasage observé entre les 2 signaux est une conséquence directe du temps de transit moyen des porteurs traversant la couche absorbante. La comparaison des 2 figures montrent clairement une réduction relative du signal électrique sous forte puissance



FigII.19: Distribution spatiale du champ électrique à un minimum, à un maximum de la réponse électrique et en obscurité avec : $F=20\text{GHz}$, $m=100\%$, $V_{\text{pol}}=5\text{V}$, $d=16\ \mu\text{m}$



FigII.20: Distribution spatiale des densités de porteurs à un maximum et à un minimum de photocourant avec $F=20\text{GHz}$, $m=100\%$, $V_{\text{pol}}=5\text{V}$, $d=16\ \mu\text{m}$

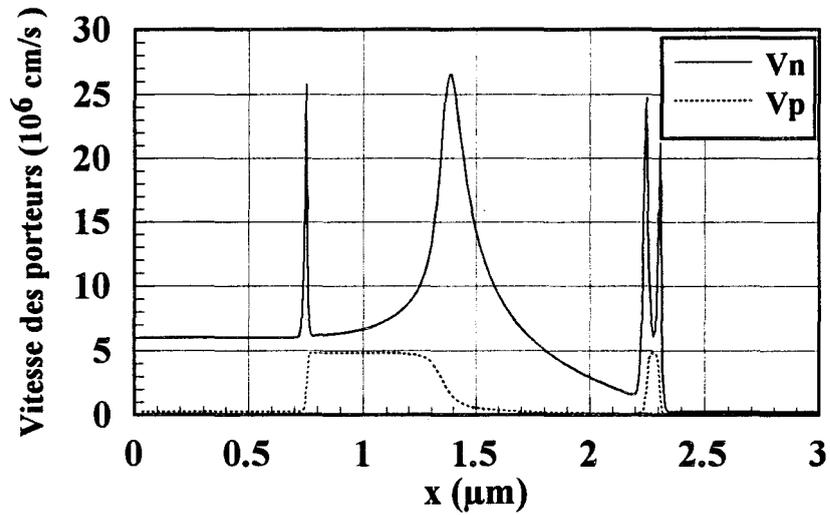
optique. En outre, l'analyse harmonique de ce signal montre l'apparition d'une distorsion relativement importante. En effet, pour un fondamental à 20 GHz d'amplitude 23.5 mA, on calcule une amplitude de première harmonique à 40 GHz de l'ordre de 1.5 mA et une amplitude de deuxième harmonique à 60 GHz de 0.25mA. Il est clair qu'une partie de la puissance sera redistribuée dans ces harmoniques et on peut s'attendre, lorsque la puissance optique augmente, à un phénomène de saturation du photodétecteur.

Ces effets sont liés à la distribution spatiale du champ électrique qui évolue en accord avec la modulation sinusoidale du signal optique d'entrée. La fig II.19 représente cette distribution aux instants où le signal électrique passe par un maximum et un minimum. Nous y avons ajouté celle correspondant à un fonctionnement de la photodiode en obscurité. On constate, ainsi qu'on pouvait le prévoir, une chute du champ sous éclairage, plus importante lors d'un maximum que lors d'un minimum de la réponse électrique. La fig II.20 donne, dans les mêmes conditions, les évolutions spatiales des densités de porteurs. On retrouve, à un niveau plus prononcé (les densités de puissance étant beaucoup plus importantes) les résultats présentés dans le paragraphe IV.3 :

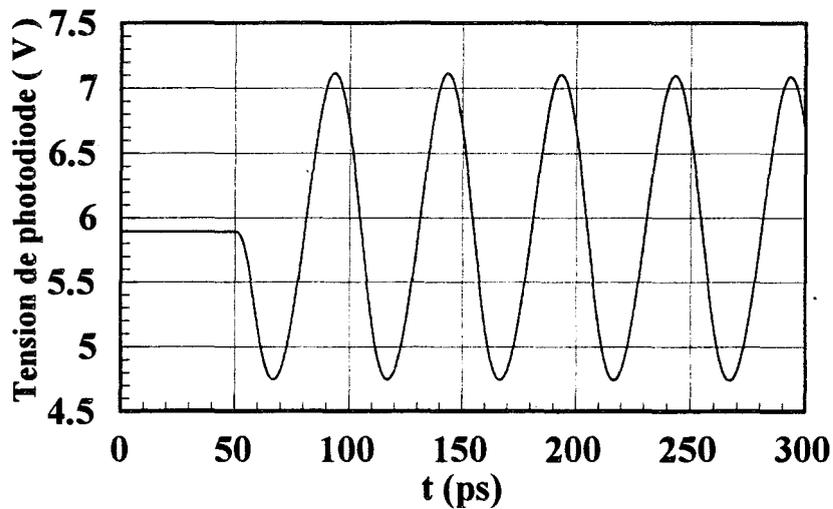
-Accumulation de porteurs dans une zone d'épaisseur croissante de la couche absorbante avec champ électrique correspondant faible. Cette accumulation est maximale au voisinage de l'interface GaInAs N- /InP P+ et résulte de la diminution conséquente de la vitesse d'entraînement des porteurs, en particulier de la vitesse des trous (fig II.21)

-Augmentation conséquente du champ électrique à l'hétérointerface InP P+/ GaInAs N- (il y atteint sur la fig II.19 un maximum de 240 kV/cm, et suggère que pour des densités de puissances plus importantes, des effets de claquage devraient apparaître.)

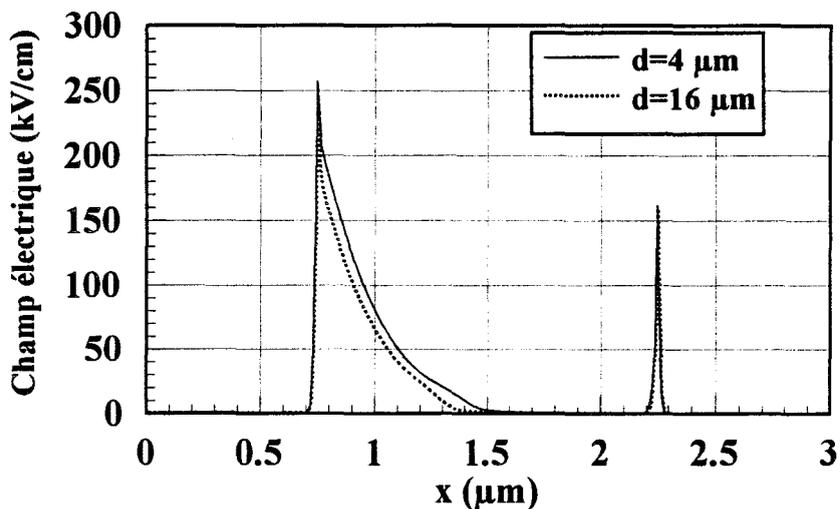
Ces résultats montrent l'importance des effets de charge d'espace. Cependant, la dépolarisation peut également apporter une contribution non négligeable aux non-linéarités. Pour s'en convaincre, nous avons représenté fig II.22 l'évolution temporelle de la tension aux bornes de



FigII.21 : Evolution spatiale des vitesses de dérive des porteurs à un pic de photocourant avec $F=20\text{GHz}$, $m=100\%$, $V_{\text{pol}}=5\text{V}$, $d=16\mu\text{m}$



FigII.22 : Evolution temporelle de la tension totale aux bornes de la photodiode avec $F=20\text{GHz}$, $m=100\%$, $V_{\text{pol}}=5\text{V}$, $d=16\mu\text{m}$



FigII.23 : Carte de champ à un pic de photocourant pour 2 spots différents avec $F=20\text{GHz}$, $m=100\%$, $V_{\text{pol}}=5\text{V}$

la photodiode, pour des conditions de fonctionnement identiques à celles évoquées précédemment. Un pic de photocourant la dépolarise d'une tension maximale de 1.2V. Pour tenter d'évaluer l'importance de l'effet de dépolarisation, nous avons également effectué des modélisations à densité de puissance optique identique mais avec un spot de 4 μ m. Cette façon de procéder doit permettre de conserver les mêmes effets de charge d'espace, mais en réduisant le photocourant donc l'effet de dépolarisation. Ce dernier cas devrait donc être plus proche d'un effet de charge d'espace quasiment pur et nous le prendrons comme référence pour évaluer l'importance de l'effet de dépolarisation.

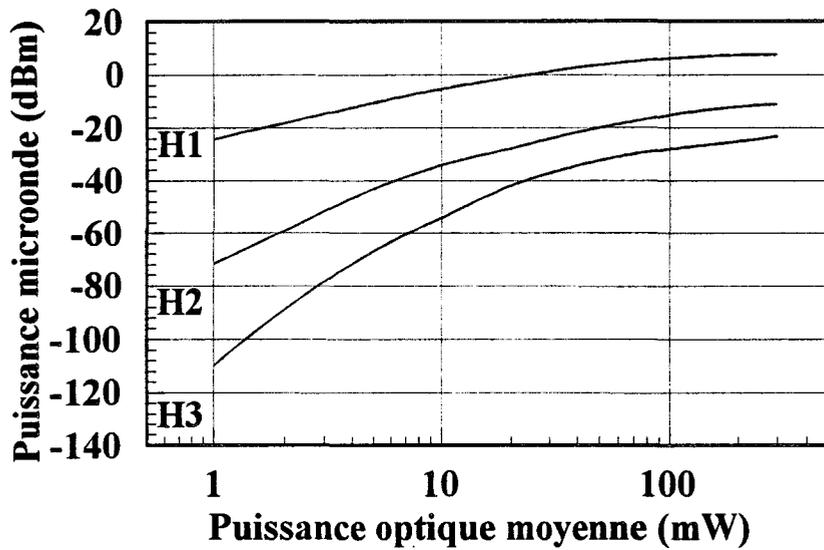
La fig II.23 montre les résultats obtenus. Elle représente les profils du champ électrique à un maximum de photocourant, pour les deux diamètres de spot ($F=20$ GHz, $m=100\%$, $V_{pol}=5V$). En ce qui concerne le spot de 16 μ m, la dépolarisation affecte la totalité du champ électrique existant dans la zone de charge d'espace. Son évolution reste toutefois assez proche de celle observée dans le cas d'un spot de 4 μ m et montre que l'influence de la dépolarisation, dans le cas présenté ici, reste négligeable. Elle laisse penser que cette influence ne sera surtout sensible que pour des détecteurs faiblement polarisés. Nous reviendrons sur ces points dans la partie suivante.

V-2-C.) Puissance microonde.

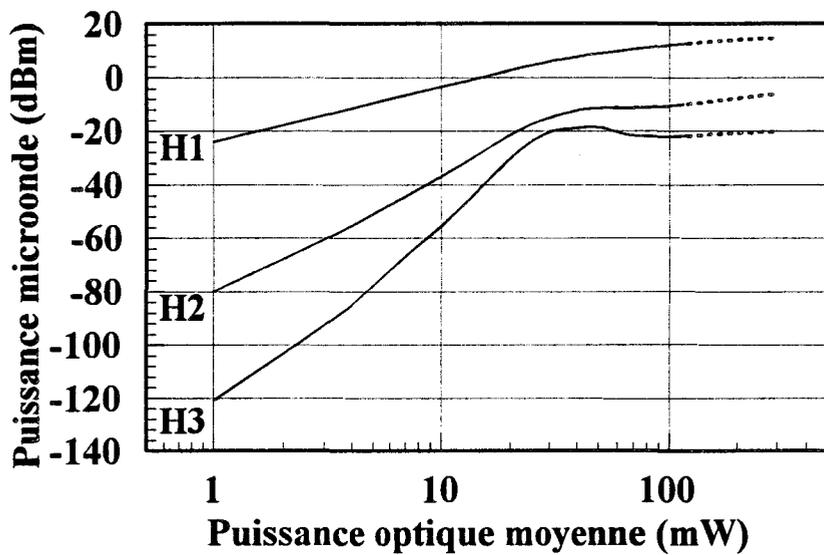
Nous venons de mettre en évidence l'apparition d'effets non-linéaires sous forte puissance qui risquent de réduire la puissance microonde que peut délivrer la photodiode, voire atteindre une saturation.

Dans ce paragraphe, pour évaluer la puissance microonde maximale que ce photodétecteur peut délivrer, nous avons étudié l'influence d'un certain nombre de paramètres de structure et de conditions d'utilisation sur ses propriétés hyperfréquences à savoir:

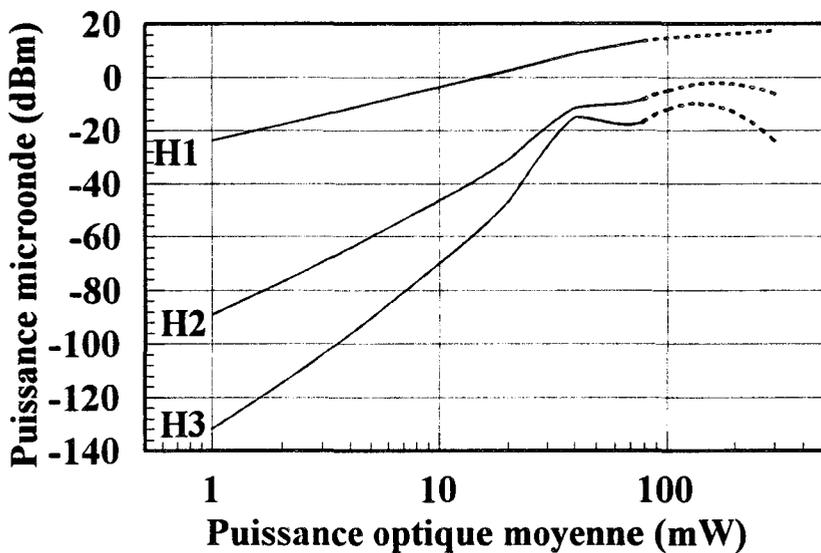
a)



b)



c)



FigII.24 : Evolution de la puissance microonde dans les différents harmoniques en fonction de la puissance optique moyenne pour différentes tensions de polarisation ($F=20\text{GHz}$, $m=100\%$, $d=16\mu\text{m}$)

avec

a) $V_{\text{pol}}=2\text{V}$ b) $V_{\text{pol}}=5\text{V}$ c) $V_{\text{pol}}=8\text{V}$

(en pointillé domaine pour lequel champ E est supérieur à 250 kV/cm)

- l'influence de la tension,
- l'influence de la taille du spot,
- l'influence de l'éclairement,
- l'influence du taux de modulation.

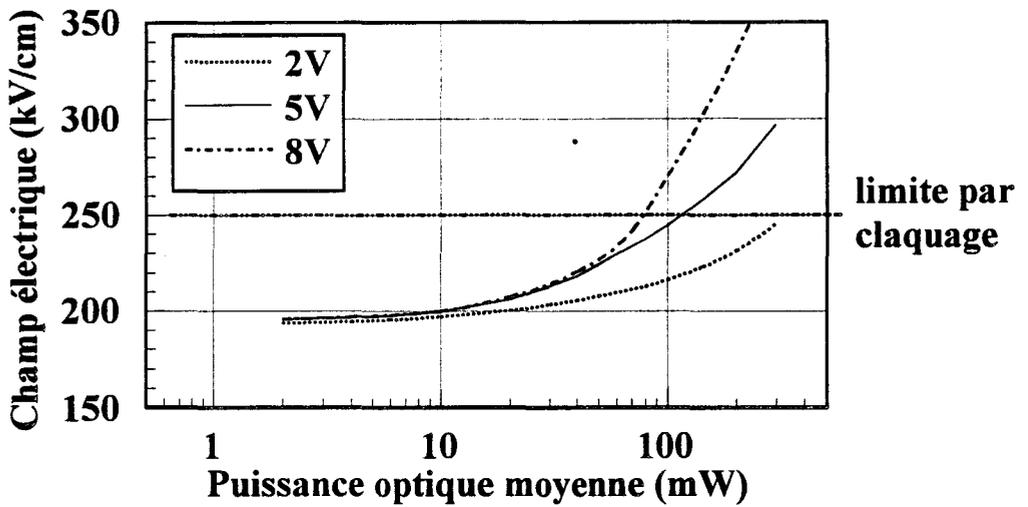
Nous avons donc calculé la puissance microonde délivrée dans la charge 50Ω par cette photodiode en fonction de la puissance optique moyenne, et pour les différents harmoniques, en prenant la transformée de Fourier sur une période de la réponse temporelle stabilisée.

Influence de la tension:

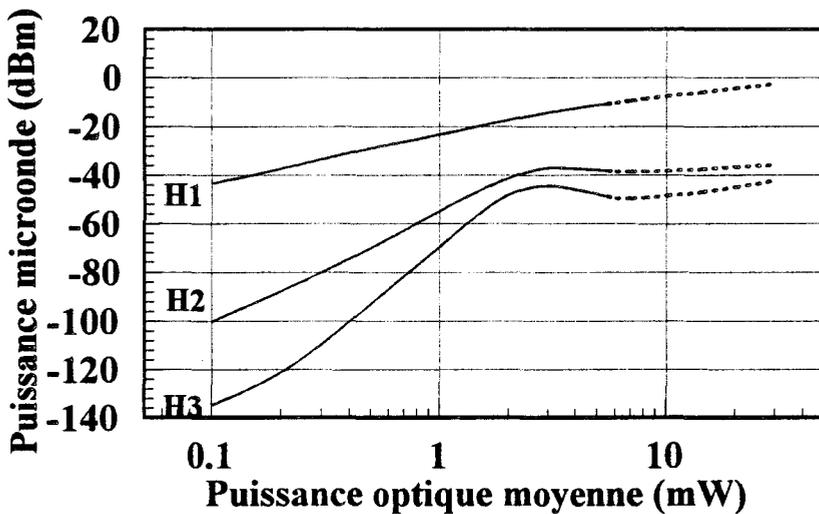
Si on considère la fig II.24 a) où les résultats sont obtenus pour une tension de polarisation de 2V, on constate une augmentation de l'intensité des harmoniques H2 et H3 au fur et à mesure que la puissance optique augmente. On constate également un effet de saturation de la puissance hyperfréquence qui se situe aux environs de 7 dBm pour une puissance optique moyenne de l'ordre de 300 mW.

Pour des tensions de polarisation plus élevées (fig II.24 b) et c)) on observe tout d'abord une augmentation de la puissance microonde maximale susceptible d'être fournie. Cette puissance maximale, dans ces deux derniers cas, est donnée non seulement par l'effet de saturation mais également par l'effet de claquage qui résulte de l'apparition d'un champ important dans la photodiode (en pointillé sur les fig II.24 b) et c)). Elle passe respectivement de 12.5 dBm à 5V à 13.5 dBm à 8V.

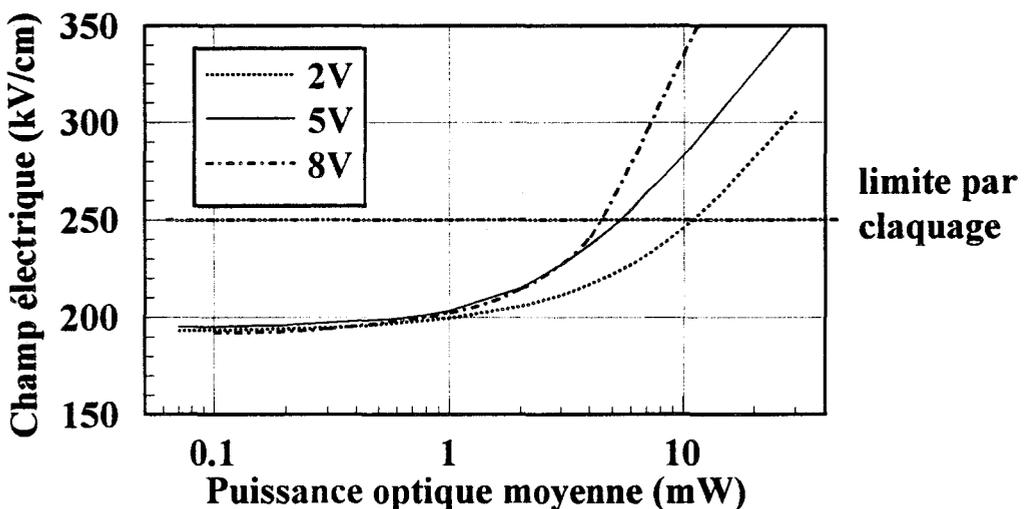
Pour illustrer l'apparition d'un champ électrique important, nous avons représenté sur la fig II.25 l'évolution de ce champ à l'interface $\text{InP } P^+ / \text{GaInAs } N^-$ en fonction de la puissance optique moyenne, pour les tensions de polarisation de 2V, 5V et 8V. On constate effectivement qu'à 2V, le champ électrique n'atteint 250 kV/cm que pour des puissances



FigII.25: Evolution du champ électrique à l'interface InP P+/ GaInAs N- en fonction de la puissance optique moyenne, le photodétecteur étant polarisé à 2, 5 et 8V avec $F=20$ GHz, $m=100\%$, $d=16$ μm



FigII.26: Evolution de la puissance microonde pour différents harmoniques en fonction de la puissance optique moyenne avec: $F=20$ GHz, $m=100\%$, $V_{\text{pol}}=5$ V, $d=4$ μm (en pointillé domaine ou $E \geq 250$ kV/cm)



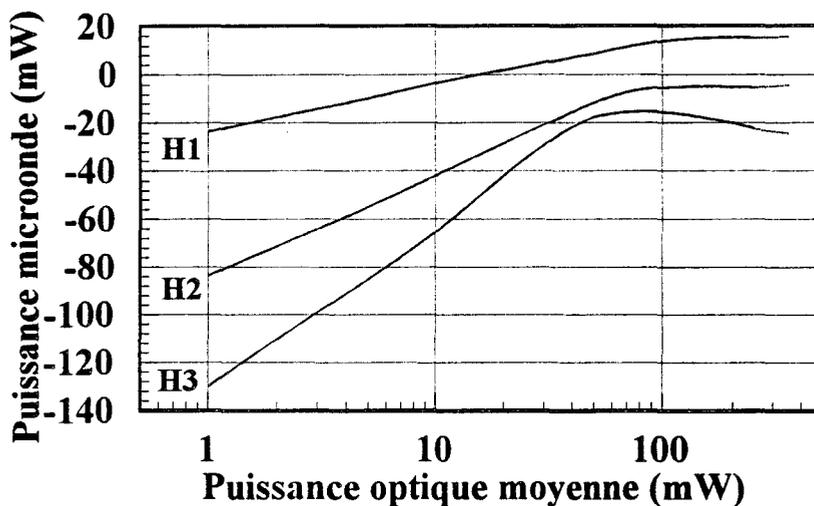
FigII.27: Représentation du champ électrique à l'interface InP P+/ GaInAs N- pour 3 tensions de polarisation différentes 2, 5 et 8V avec $F=20$ GHz, $m=100\%$, $d=4$ μm

optiques supérieures à 200mW, suffisantes pour provoquer la saturation du photodétecteur. Cette limite est atteinte à 120 mW pour une tension de 5V et 80 mW à 8V. Dans ces deux derniers cas, le photodétecteur n'est pas forcément en régime de saturation et la limite essentielle réside dans le phénomène de claquage. Ainsi l'application de tensions élevées n'améliore que faiblement les performances du dispositif en terme de puissance microonde maximale.

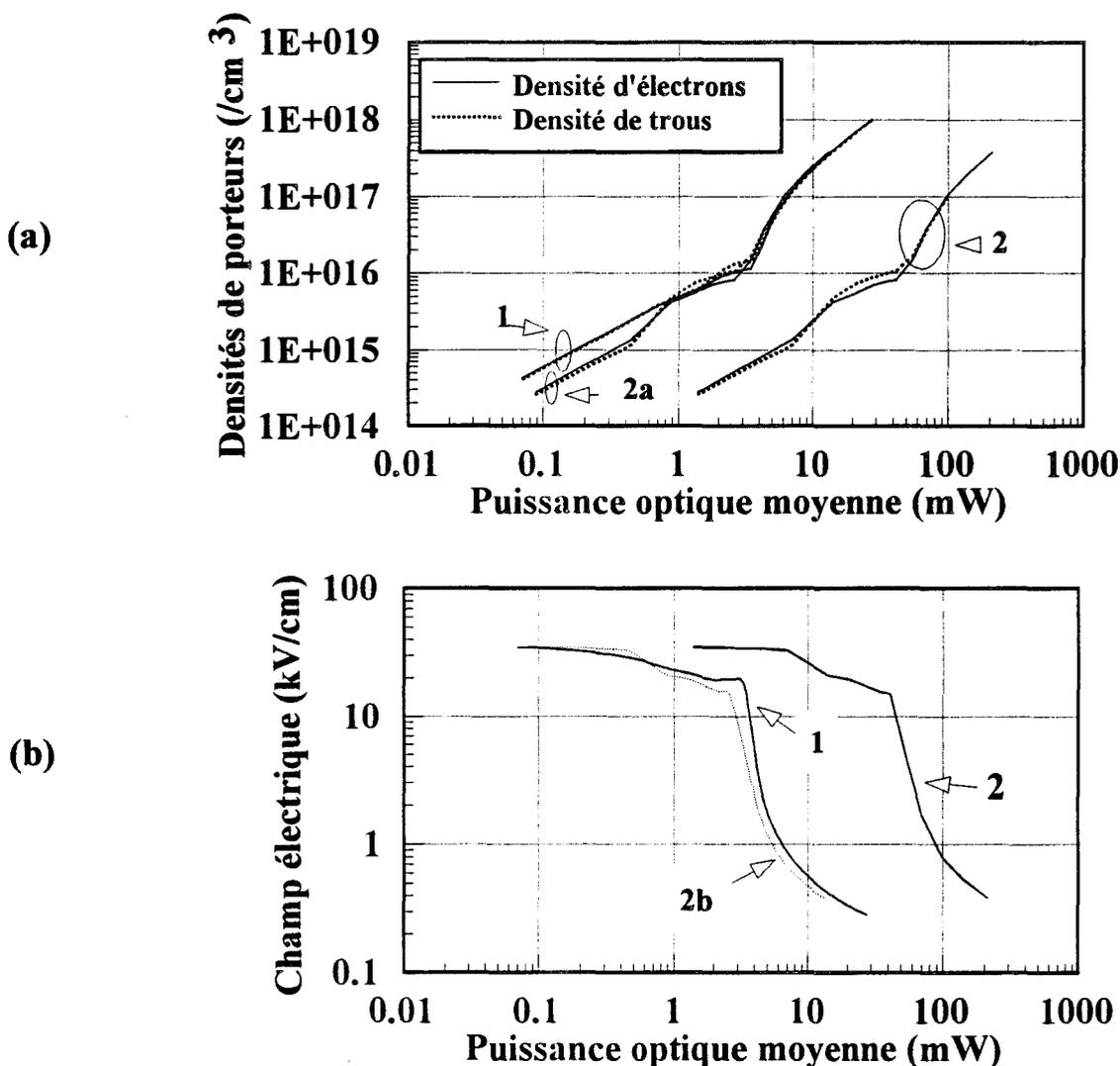
En second lieu, la deuxième observation importante est la réduction de l'intensité relative des harmoniques H2 et H3. Cette réduction est d'autant plus sensible que les puissances optiques moyennes sont faibles. Elle est moins importante pour les puissances optiques moyennes les plus élevées. En effet, on observe sur les courbes des fig II.24 b) et c) une déformation des harmoniques H2 et H3 pour les puissances optiques moyennes de l'ordre de 30 et 40 mW. Ces résultats s'expliquent par l'apparition de l'effet de survitesse qui correspond à l'apparition de champs électriques favorables à cet effet. Ce mécanisme, surtout sensible sur les harmoniques, a été notamment observé par Esman [2] dans une étude des non-linéarités des photodiodes PIN, sous fort éclairage.

Influence de la taille de spot :

Pour étudier l'influence de la taille du spot, nous avons tout d'abord effectué la même étude que précédemment avec un spot de 4 μ m. Dans ces conditions, la densité de porteurs photocréés devrait être plus importante et l'effet de charge d'espace plus intense. La fig II.26 représente la puissance microonde délivrée par le photodétecteur en fonction de la puissance optique moyenne avec une tension de polarisation de 5V, un indice de modulation de 100%, la fréquence de modulation étant toujours égale à 20 GHz. On constate immédiatement que les limites imposées par le claquage (fig II.27) conduisent à des puissances optiques plus faibles et donc à des puissances microondes plus faibles, de l'ordre de -10 dBm sur la fig II.26. Si le



FigII.28: Evolution de la puissance microonde dans les différents harmoniques en fonction de la puissance optique moyenne avec: $F=20$ GHz, $m=100\%$, $V_{pol}=5V$, $d=22 \mu m$



FigII.29: Représentation des densités de porteurs (a) et du champ électrique (b) au centre de la couche absorbante pour deux taches optiques avec
1: $4 \mu m$, 2: $16 \mu m$

2b est 2 ramené à un spot de $4 \mu m$ en utilisant le rapport des surfaces ($16^2/4^2$)

phénomène de claquage n'existait pas, les limites seraient uniquement dues à l'effet de saturation. Nos calculs montrent que les puissances microondes seraient également faibles (environ 0 dBm). Par conséquent, dans tous les cas, pour être dans les conditions optimales d'un détecteur rapide sous fort éclairage, il convient d'éclairer le maximum de surface active du photodétecteur.

C'est pourquoi, nous avons également modélisé ce photodétecteur pour un spot de taille exactement égale à la surface active de la photodiode (ce qui correspond à un diamètre de spot de $22\mu\text{m}$), toutes conditions égales par ailleurs. Cette situation est peut-être difficile à mettre en oeuvre expérimentalement, mais elle permettra d'évaluer théoriquement l'amélioration maximale des performances que l'on peut escompter si l'on élargit légèrement le spot optique en partant d'une fibre monomode classique. La fig II.28 donne les résultats du calcul et montre qu'il est possible d'atteindre, théoriquement, une puissance hyperfréquence d'environ 15 dBm. Il est intéressant de remarquer que l'amélioration reste faible et que les puissances microondes maximales se situent dans les mêmes ordres de grandeur que celles précédemment obtenues.

Pour quantifier l'augmentation de la densité de porteurs photocréés dans la zone déserte, lorsque la puissance optique est focalisée dans un spot de $4\mu\text{m}$ au lieu d'un spot de $16\mu\text{m}$, nous avons calculé la densité d'électrons et de trous au centre de la couche active en fonction de la puissance optique moyenne pour les 2 diamètres de spot. Les résultats sont donnés fig II.29 a). Ils montrent très clairement, qu'à puissance optique donnée, la densité de porteurs augmente d'environ 2 décades. Ces résultats sont en conformité avec le rapport des surfaces des taches optiques.

Pour s'en convaincre, nous avons comparé le comportement des densités de porteurs en fonction de la puissance optique (courbe 2a de la fig II.29 a) entre un spot de $4\mu\text{m}$ et la transformée des densités obtenues avec un spot de $16\mu\text{m}$ et multipliées par un facteur d'échelle

qui correspond au rapport des surfaces. On constate que cette courbe transformée se superpose quasiment à celle obtenue avec un spot de $4\mu\text{m}$.

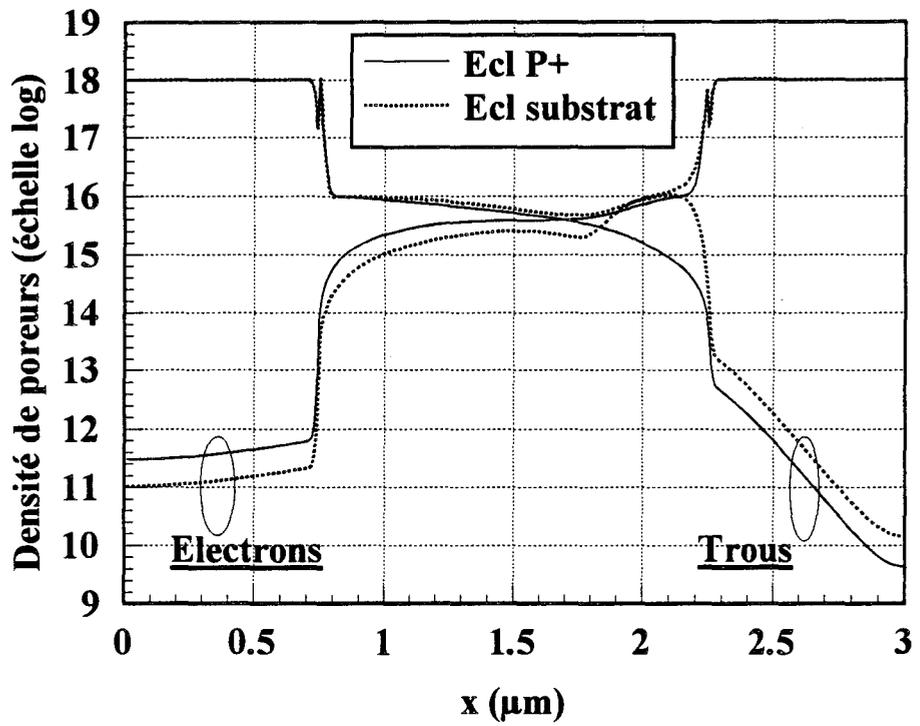
De la même façon, nous avons calculé le champ électrique au centre de la couche en fonction de la puissance optique moyenne pour les 2 taches (fig II.29 b)) et on constate une réduction brutale de ce champ au delà d'une certaine valeur de la puissance optique moyenne qui est naturellement plus importante pour un spot de $16\mu\text{m}$ que pour un spot de $4\mu\text{m}$. La méthode du facteur d'échelle appliquée précédemment sur les densités de porteurs, a été étendue au champ électrique et on s'aperçoit que la transformation appliquée (courbe 2b fig II.29 b) à la courbe obtenue sur un spot de $16\mu\text{m}$ se confond quasiment à la courbe obtenue pour un spot de $4\mu\text{m}$. Ces résultats et cette comparaison au travers de la méthode du facteur d'échelle confirme que l'effet de dépolarisation reste négligeable devant l'effet de charge d'espace pour le composant étudié.

Encore une fois, ce résultat montre qu'on a tout intérêt à travailler avec une tache optique de surface proche de celle de la zone active de façon à réduire l'effet de charge d'espace.

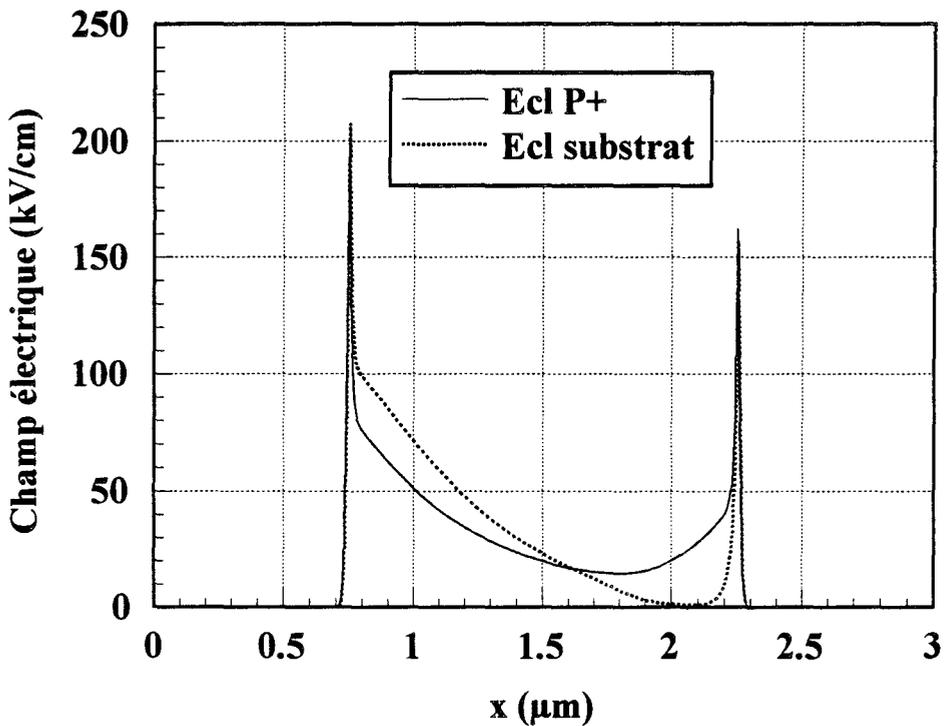
Influence de l'éclairement:

Dans cette partie, nous comparons le comportement de la photodiode selon qu'elle est éclairée côté épitaxie ou côté substrat. Comme nous l'avons vu précédemment (figII.9), cette structure présente, éclairée par le côté épitaxie, une fréquence de coupure de l'ordre de 23 GHz. Eclairée côté substrat, le transit des trous fait chuter la fréquence de coupure à 20 GHz. Ainsi, en petit signal et à la fréquence de 20 GHz, le niveau de puissance hyperfréquence est plus faible que celui atteint par la même photodiode éclairée côté épitaxie. En régime grand signal, les effets conjugués d'un transit plus important et d'une vitesse d'entraînement plus faible font que l'excès de trous est responsable localement, de l'apparition de charges d'espace plus importantes qui diminuent de manière correspondante le champ électrique. Electrons et

a)



b)



FigII.30: Influence de l'éclairement à un pic de photocourant sur
a) les densités de porteurs
b) le champ électrique
avec $F=20$ GHz , $V_{\text{pol}}=5\text{V}$, $m=100\%$, $d = 16 \mu\text{m}$
La puissance optique moyenne est de 20 mW

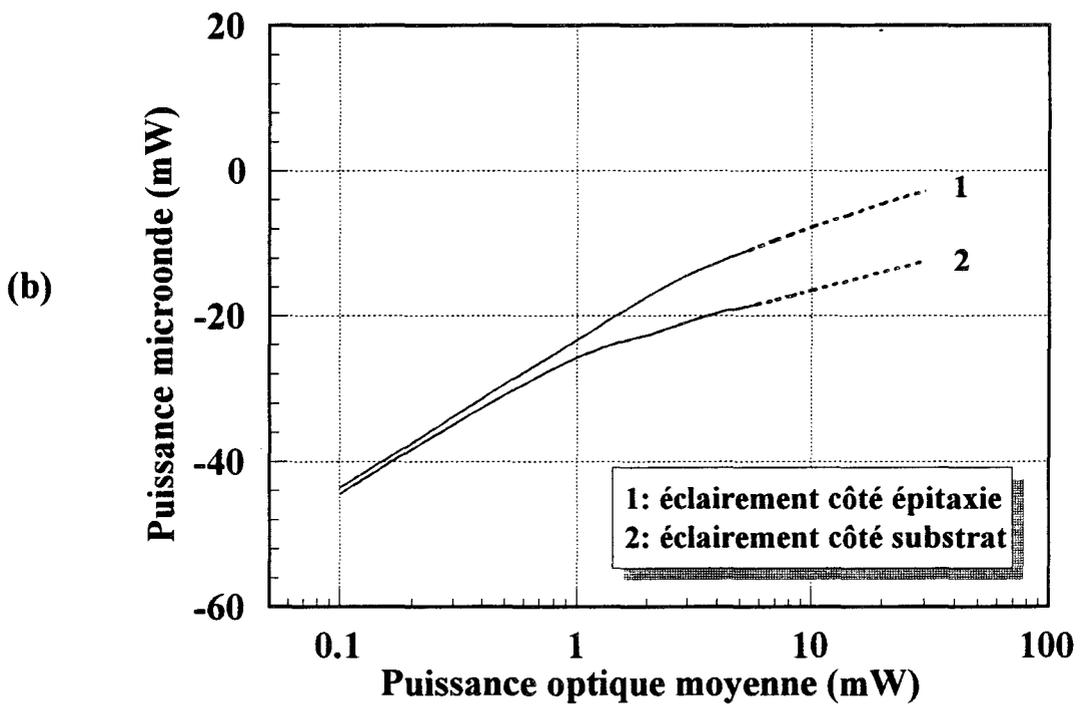
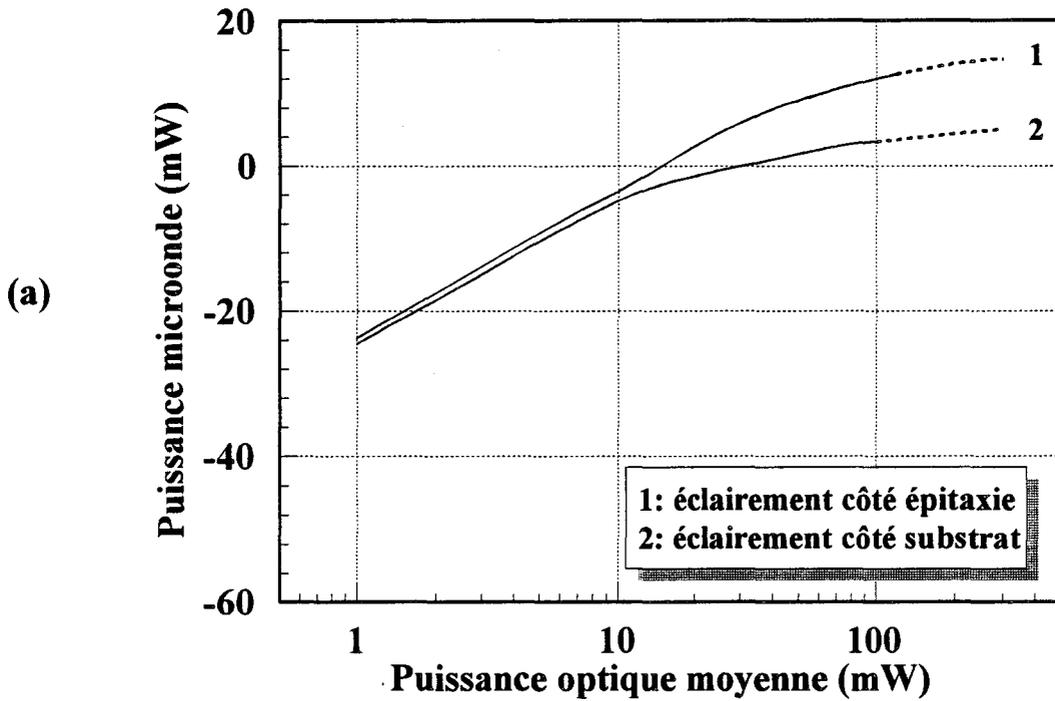
trous s'accumulent. Nous observons ces mécanismes sur les fig II.30 a) et b) où nous avons reproduit les distributions spatiales des densités de porteurs et du champ électrique à un instant où le signal électrique est maximal, pour les deux types d'éclairement considérés; les conditions de fonctionnement sont les suivantes: puissance optique moyenne = 20mW, $F= 20\text{GHz}$, $V_{\text{pol}}=5\text{V}$, $m=100\%$, $d=16\ \mu\text{m}$.

Nous avons comparé, fig II.31 a) et b), les puissances microondes délivrées par la photodiode, en fonction de la puissance optique moyenne selon l'éclairement auquel elle est soumise pour les diamètres de spot de $16\ \mu\text{m}$ et $4\ \mu\text{m}$ ($F= 20\text{GHz}$, $V=5\text{V}$, $m=100\%$, $d_{\text{spot}}=16\ \mu\text{m}$) Nous constatons, dans le cas d'un spot de $16\ \mu\text{m}$, qu'on a avantage à utiliser un éclairement côté épitaxie puisque la puissance microonde maximale est supérieure de 9 dBm à celle récupérée à l'aide d'un éclairement par le substrat.

Si on utilise un spot de $4\ \mu\text{m}$, le comportement est tout à fait semblable au précédent à ceci près que les puissances maximales s'en trouvent réduites par l'influence du phénomène de charge d'espace.

Influence du taux de modulation:

A priori, si l'on veut obtenir le maximum de puissance en sortie de photodétecteur, il convient de l'éclairer avec un signal optique modulé à 100%. Il peut cependant être intéressant de considérer l'ajout d'un signal optique continu de puissance relativement importante. C'est en particulier un moyen d'étudier expérimentalement le comportement d'une photodiode sous forte puissance lorsqu'on ne dispose pas de sources optiques modulables aptes à fonctionner en fort signal. Il suffit alors de disposer d'une source modulable en hyperfréquence de puissance faible ou moyenne (par exemple un laser à semi-conducteur) et une source de puissance continue de forte puissance (par exemple un laser YAG)



FigII.31: Evolution de la puissance microonde en fonction de la puissance optique moyenne selon l'éclairage considéré (1: épitaxie, 2: substrat); on considère un diamètre de spot de
 (a) $d=16 \mu\text{m}$ (b) $d=4 \mu\text{m}$
 avec $F=20 \text{ GHz}$, $m=100 \%$, $V_{\text{pol}}=5\text{V}$ (En pointillé $E \geq 250 \text{ kV/cm}$)

Dans ces conditions, il devient possible d'étudier l'influence du comportement sous forte puissance même si le signal modulé est de faible amplitude.

La souplesse du modèle permet de se placer à la fois dans ces conditions plus faciles à aborder expérimentalement et dans des conditions de taux de modulation maximal plus intéressante pour la transmission optohyperfréquence. C'est la raison pour laquelle nous avons étudié le comportement de ce photodétecteur à l'aide de notre modélisation dans des conditions d'éclairement et de tension de polarisation qui sont celles que nous avons déjà employées, à savoir:

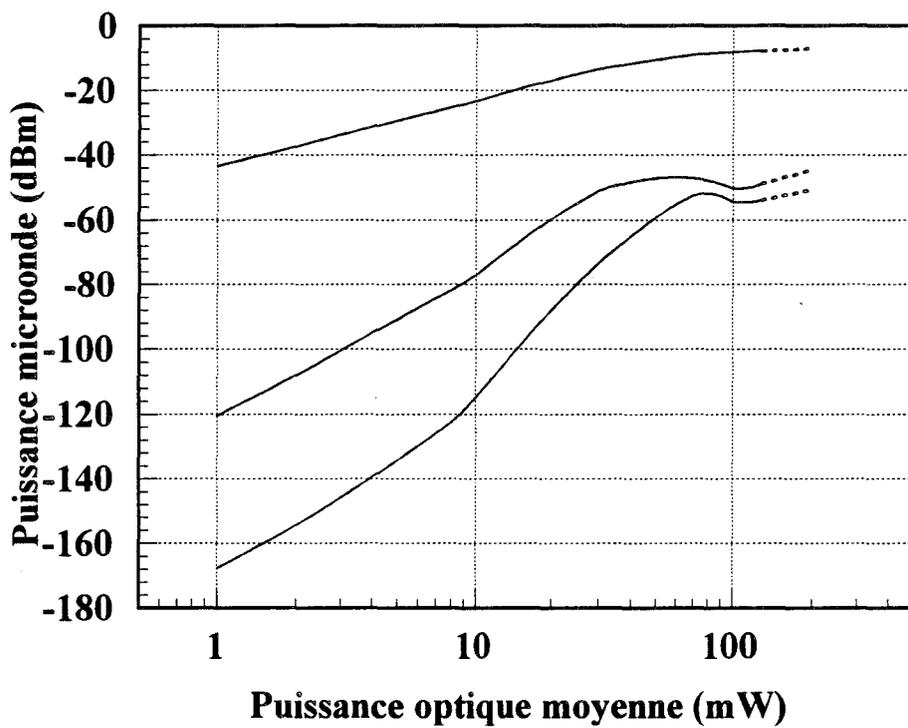
- éclairement côté épitaxie,
- tension de polarisation de 5V,
- spot optique de diamètre 16 μ m,
- fréquence de modulation de 20 GHz,

Le taux de modulation sera cependant cette fois-ci égal à 10%.

Les résultats obtenus, observés sur la fig II.32 où on donne la puissance microonde en fonction de la puissance optique moyenne dans les condition citées ci-dessus, sont tout à fait conformes à ceux auxquels on pouvait s'attendre: un niveau de non-linéarités bien plus faible en régime petit signal et une puissance microonde maximale de l'ordre de -7.7 dBm sous fort éclairement, bien inférieure à celle que fournit un signal optique modulé à 100%.

VI- Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la modélisation unidimensionnelle que nous avons développée pour la simulation du comportement électrique en régime grand signal de la photodiode PIN. Après une comparaison théorie-expérience avec des résultats issus de la littérature, validant le modèle, nous avons utilisé ce modèle pour déterminer les limites de



FigII.32 : Evolution de la puissance microonde dans les différents harmoniques en fonction de la puissance optique moyenne, la photodiode est éclairée côté épitaxie, le taux de modulation est égal à 10% avec $F=20$ GHz, $V_{pol}=5V$, $d=16\mu m$

déterminer les limites de fonctionnement d'une photodiode PIN rapide, d'épaisseur de couche active de $1.5\mu\text{m}$ et de surface $400\mu\text{m}^2$ soumise à des signaux optiques de forte amplitude.

Dans ces conditions de fonctionnement, les résultats montrent que le phénomène principal, responsable des limitations du photodétecteur, est l'effet de charge d'espace. Lié à une densité de porteurs photocréés importante, il fait chuter localement le champ électrique avec pour résultat une accumulation de paires électrons-trous dans la zone de charge d'espace. Ce mécanisme, surtout sensible à des faisceaux optiques de taille réduite, provoque alors la saturation du signal électrique, qui, si le détecteur n'est pas soumis à un claquage, est d'autant plus rapide que la tension de polarisation de la photodiode est faible.

Le tableau II.3 récapitule les valeurs maximales de puissance microonde que peut espérer délivrer, à la fréquence de 20 GHz, la photodiode précédemment décrite.

Il montre qu'une puissance microonde théorique maximale de l'ordre de 13 dBm peut être escomptée pour un diamètre de spot optique de $16\mu\text{m}$ et une tension de polarisation de 8V, avec un taux de modulation de 100%.

Diamètre de spot optique		4 μm	16 μm
Ecl P+	Vpol=1V	-11.6 dBm	7.3 dBm
	Vpol=5V	-11.0 dBm	12.6 dBm
	Vpol=8V	-10.6 dBm	13.5 dBm
Ecl substrat	Vpol=5V	-18.5 dBm	3.3 dBm

Tableau II.3: Puissance microonde maximale théorique délivrée par le photodétecteur de la fig II.14 en fonction des conditions d'éclairement et de polarisation

Etant donné que l'effet de charge d'espace sera d'autant plus grand que le volume du composant sera petit, on doit s'attendre à ce que les limites de fonctionnement soient encore réduites pour des composants de plus petite taille et en particulier pour des détecteurs de type

PIN-guide bien adaptés à un fonctionnement en gamme millimétrique. C'est pourquoi nous développons une étude théorique de ce type de composant sous fort éclairage dans le prochain chapitre.

BIBLIOGRAPHIE

[1] M. DENTAN and B. de CREMOUX, "Numerical simulation of the non-linear response of a PIN photodetector under high illumination", IEEE J.L.T, vol 8, pp 1137-1144, 1990

[2] R.D ESMAN and K.J. WILLIAMS, " Measurement of harmonic distortion in microwave photodetectors ", IEEE P.T.L, vol 2, n°7, pp502-504, July 1990.

[3] K.J. WILLIAMS and R.D ESMAN, " Observation of photodetector nonlinearities ", Electronics letters, vol 28, n°8, pp731-732, April 1992.

[4] WEY Y.G and all, " Ultrafast graded double-heterostructure GaInAs/InP photodiode", Appl. Phys. Lett., vol 58, n°19, pp2156-2158, May 1991.

[5] K.J WILLIAMS, R.D. ESMAN, M. DAGENAIS, " Effects of high space-charge fields on the response of microwave photodetectors ", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 6, n°5, pp639-641, May 1994.

[6] K.J. WILLIAMS, " Non-linear mechanics in microwave photodetectors operated with high intrinsic region electric fields ", Appl. Phys. Lett., vol. 65, n°10, pp1219-1221, September 1994

[7] C. DALLE and P.A ROLLAND, " Drift-Diffusion versus Energy model for millimetre-wave IMPATT diodes modelling", International Journal of Numerical Modelling: Electronics Networks, Devices and Fields, Vol.2, 61-73, 1989

[8] C. DALLE, "Contribution à l'étude des dispositifs à jonction P-N en gamme millimétrique. Application aux diodes avalanche en régime de génération directe et harmonique", Doctorat de l'Université, LILLE, 1986.

[9] S.M. SZE, " Physics of Semiconductor Devices ", John Wiley & Sons Inc. 1981

[10] M. CHARLES, R.J LOMAX et AL, " Semi-conductor Device Simulation ", IEEE Trans. Microwave Theory and Technique, Vol. MTT 22, N°3, pp 160-177, March 1974

[11] NOUGIER, " Méthodes de calcul numérique ", Masson, 1987.

[12] M. KURATA, " Design considerations of step recovery diodes with the aid of numerical large signal analysis", IEEE Trans. Electron Devices, 19, 11, 1972.

[13] C. DALLE, P.A. ROLLAND, and M.R. FRISCOURT, « Time domain numerical modeling of microwave non-linear circuits », International Journal of Numerical Modelling, vol.5, pp. 41-42, 1992

[14] J.E. BOWERS, C.A. BURRUS, « Ultrawide-Band Long-Wavelength p-i-n Photodetectors », J. Lightwave Technology, vol 5, n°10, october 1987

[15] S.R. FORREST, P.H. SCHMIDT, R.B. WILSON, and M.L. KAPLAN, "Relationship between the conduction band discontinuities and bandgap differences in InGaAsP/InP heterojunctions." Appl. Phys. Lett. 45, p1199 (1984)

[16] 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), pp580-582, (1980)

[17] 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, n°3, pp211-217, June 1991

[18] T.P PEARSALL, " GaInAsP Alloy Semiconductor, " Wiley

[19] AVISHAY KATZ, " Indium Phosphide and related materials processing, technology and devices, " Artech House, Inc., 1992

[20] 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. Let., vol. 21, n° 25/26, pp 1187-1189, December 1985.

[21] T.P. PEARSALL, " GaInAsP Alloy Semiconductors ", Bell Laboratories, New Jersey, USA, 1982.

[22] S. ABOULOUDDHA, " Contribution à l'étude de photodétecteurs rapides. Application aux photorécepteurs résonants microondes." Thèse de Doctorat, LILLE, 1990.

[23] K. KATO, S. HATA, K. KAWANO, J. YOSHIDA & A. KOSEN, " A high-efficiency 50 GHz InGaAs multimode waveguide photodetector. " IEEE J. of Quantum Elect., vol 28, pp 2278-2735, 1992

[24] J.P. GOUY, " Etude comparative de la photodiode PIN, de la photodiode à avalanche et du photoconducteur sur matériau III-V ", Thèse de Doctorat, LILLE, 1989.

[25] J.P GOUY et al, Thin Solids Films, pp172, 1989

[26] D. HAHN, O. JASCHINKI, H.H-WEHMANN, A. SCHLACHETZKI, " Electron-concentration dependance of absorption and refraction in n-In_{0.53}Ga_{0.47}As near the band-edge. " Journ. of Electron. Materials, vol. 24, n°10, 1995.

CHAPITRE III

CHAPITRE III

MODELISATION DU PHOTODETECTEUR PIN-GUIDE

SOUS FORT SIGNAL

I- Introduction

L'exigence de la montée en fréquence pour des applications en gamme millimétrique nécessite de plus en plus la réalisation de détecteurs de taille réduite. Bien que des photodiodes PIN fonctionnant à des fréquences de l'ordre de 67 GHz[1] aient déjà été réalisées, le compromis fréquence de coupure-rendement quantique, inhérent à ce type de photodétecteurs, limite leur fonctionnement à la "lisière" du millimétrique. Pour s'en affranchir, le photodétecteur de type PIN-guide présente alors une alternative intéressante, en permettant le découplage des fonctionnements électrique et optique. Avec un rendement quantique supérieur aux fréquences millimétriques, on peut ainsi espérer récolter une puissance microonde plus importante. Cependant, l'étude conduite dans le chapitre II laisse supposer que pour des détecteurs de plus petites tailles, les limites en puissance seront plus vite atteintes:

les non-linéarités augmenteront et la saturation sera obtenue pour des puissances optiques d'autant moins élevées que le volume du composant sera faible. Il sera donc nécessaire de trouver le meilleur compromis entre fonctionnement millimétrique et fonctionnement en puissance.

Pour tenter de répondre à cette question, nous étudierons, dans ce chapitre, le comportement hyperfréquence, sous fort éclairage, d'un certain nombre de photodétecteurs PIN-guide

choisis tout aussi bien pour des critères de fonctionnement optique (rendement quantique interne élevé) que des critères de fonctionnement électrique (bande passante importante).

Etant données les possibilités d'applications dans le domaine des transmissions d'information, utilisant simultanément le réseau fibre optique et les transmissions hertziennes, nous ferons toute cette étude à la fréquence de 60 GHz. C'est en effet une des fréquences qui risque d'être retenue, non seulement en raison du faible encombrement hertzien dans ces domaines de fréquence, mais également en raison de l'atténuation importante des ondes radio qui limitent leur portée et doit donc permettre de mieux respecter des normes de pollution électromagnétique.

II- Modélisation

Les études expérimentales conduites à ce jour [2][3], en particulier celle de Wake et al [4] ont permis d'observer un effet de saturation du photodétecteur PIN-guide sous fort éclairage. Bien que les effets de charge d'espace soient probablement à l'origine de cet effet de saturation, aucune étude théorique, appliquée à ce type de photodétecteurs, n'a encore permis de confirmer avec certitude cette hypothèse. Pour la mettre en oeuvre, le développement d'un modèle grand signal s'avère nécessaire.

En effet, dans le cas de la photodiode PIN-guide, la propagation de l'onde optique s'effectue perpendiculairement au sens d'écoulement du photocourant et ne peut être traitée au moyen d'un modèle électrique à une dimension; nous ne pouvons alors plus utiliser directement le modèle développé pour la PIN classique. En outre, une modélisation bidimensionnelle de cette structure nécessiterait une modification complète des équations numériques utilisées dans le cadre de la modélisation de la photodiode PIN. Pour notre part, nous avons choisi de conserver cette dernière modélisation en n'effectuant qu'une transformation partielle des

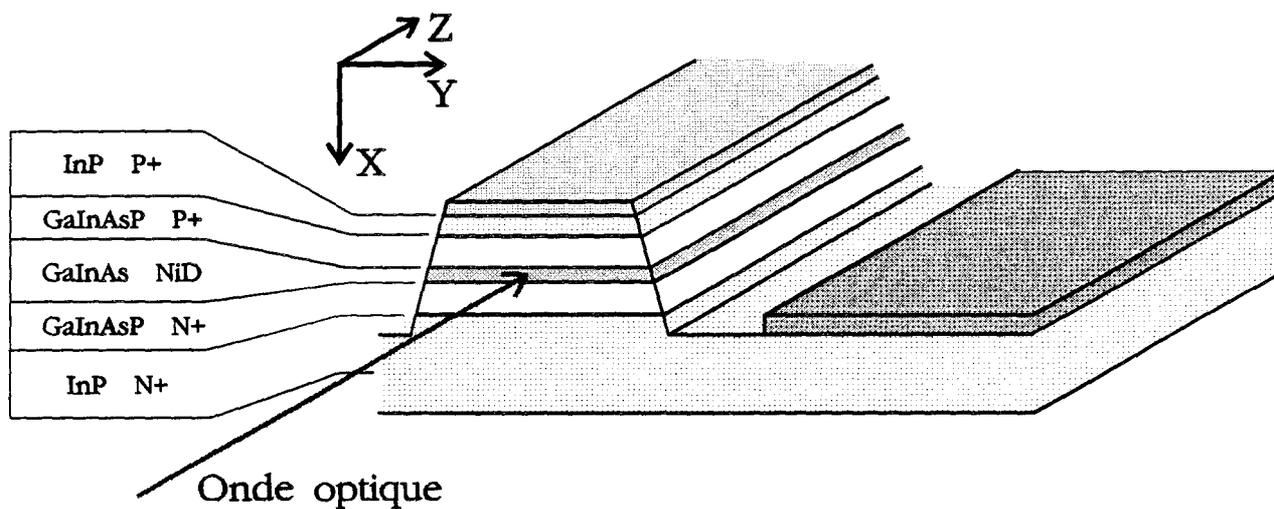


Fig III.1: Exemple de structure PIN-guide sur substrat InP. La couche de GaInAsP est transparente à la longueur d'onde utilisée.

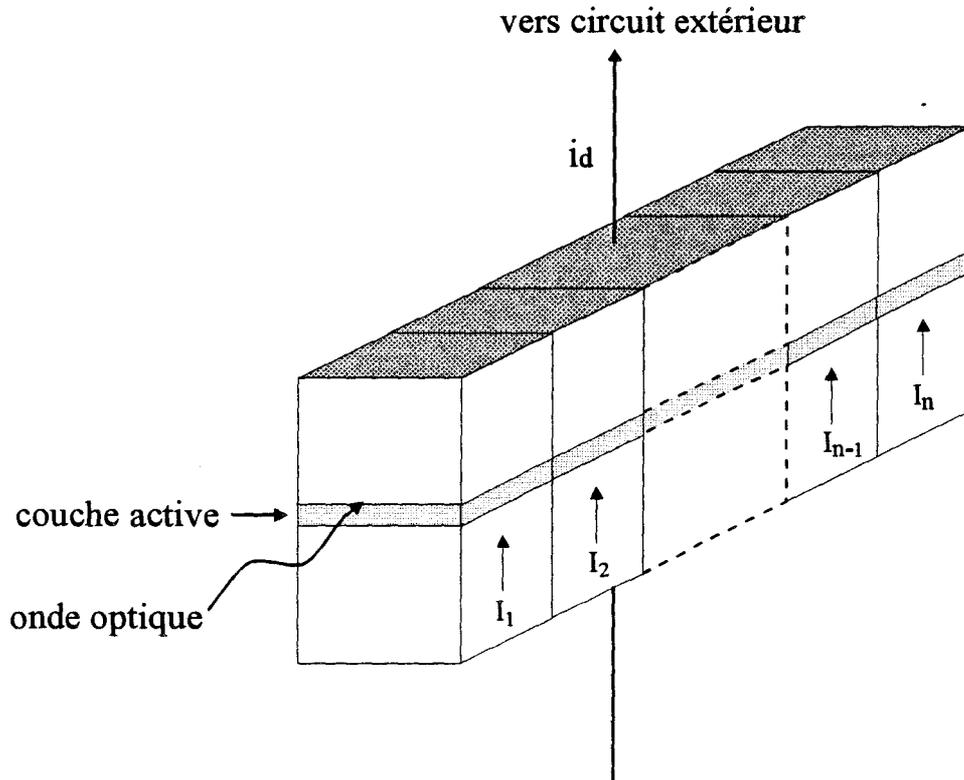


Fig III.2: Discrétisation du photodétecteur PIN-guide dans le sens de propagation de l'onde optique.

équations de continuité , de courant et de Poisson , selon le principe de fonctionnement suivant.

Considérons fig III.1, un exemple de structure PIN-guide épitaxiée sur substrat InP. Cette structure est décomposée en une succession de tranches parallèles une à une dans la direction de propagation de l'onde optique. Chacune de ces tranches peut être assimilée à une structure PIN soumise à une puissance optique dont la valeur est fonction de la position de l'onde optique dans sa direction de propagation, conformément au schéma de la fig III.2.

La résolution des équations de continuité, de courant et de Poisson, appliquées à chacune de ses tranches permet de calculer un ensemble de photocourants I_i dont la somme sur tout le composant donne le photocourant global.

L'interdépendance entre chaque tranche est assurée par les équations liant le modèle semiconducteur à son circuit de charge déjà utilisées dans le chapitre précédent, à savoir

$$\begin{aligned}
 V_d(t) &= \frac{1}{C_1} \int i_1(t) dt + R_c i_1(t) \\
 V_d(t) &= L_2 \frac{di_2(t)}{dt} + R_2 i_2(t) + V_{pol} \\
 i_d(t) &= i_1(t) + i_2(t)
 \end{aligned}
 \tag{III.1}$$

où $i_d(t) = \sum I_i(t)$ est le photocourant généré sur les i tranches qui forment la structure PIN-guide, les autres paramètres ayant déjà été définis dans le chapitre II.

Pour qu'une telle méthodologie soit applicable, nous supposons que les phénomènes de transport de charges tranche à tranche sont négligeables, ce qui reviendra à négliger aussi bien le transport par diffusion que le transport par conduction dans le sens de la propagation optique.

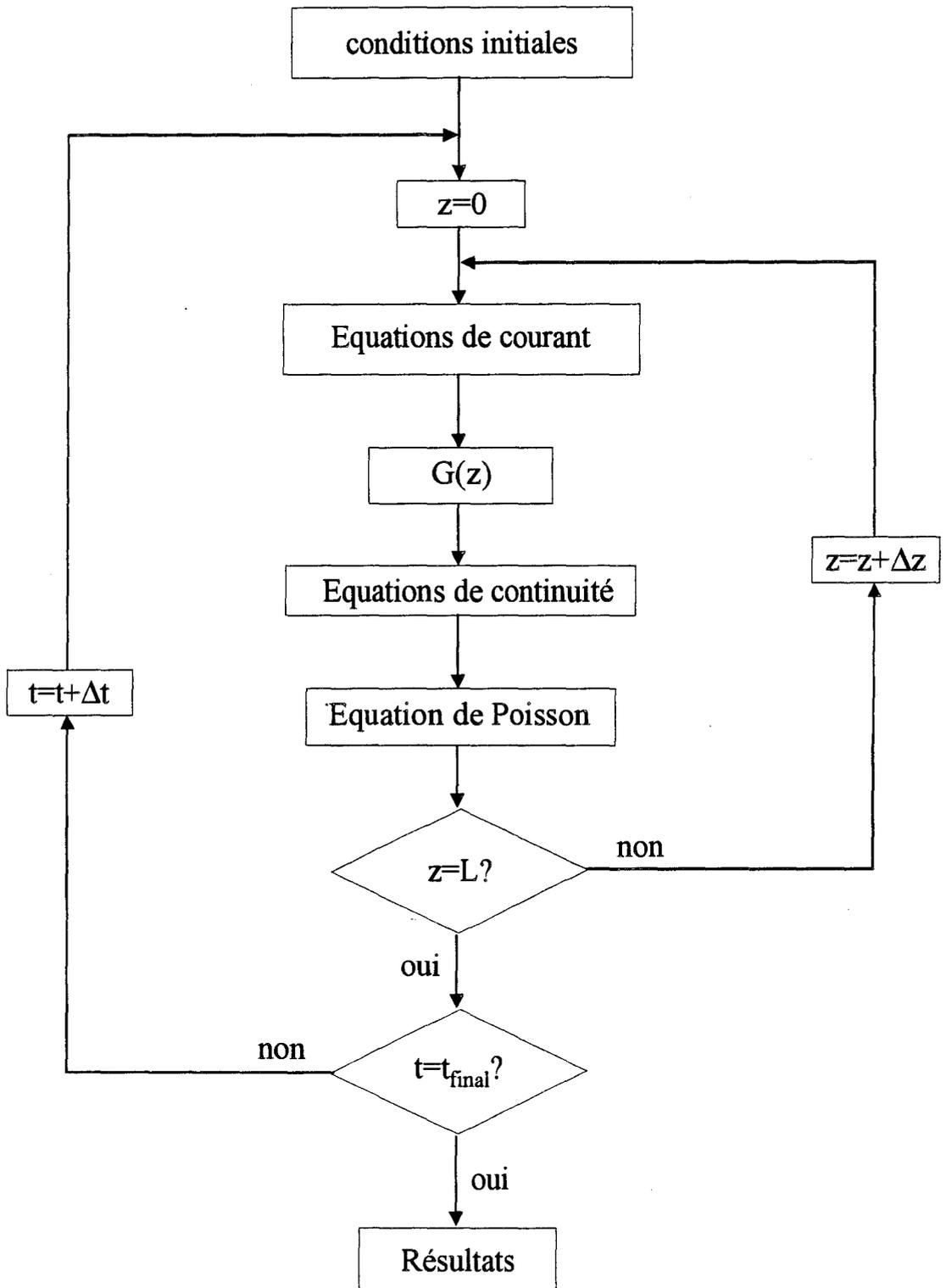


Fig III.3: Organigramme de fonctionnement du modèle pseudobidimensionnel (L est la longueur du photodétecteur).

La procédure globale est résumée fig III.3. Nous rappelons également brièvement ci-dessous, les équations et variables affectées par la transformation du modèle de la photodiode PIN en un modèle pseudo-bidimensionnel:

i) *Equations de courant.*

$$\begin{aligned} J_n(x, z_i, t) &= -q \cdot n(x, z_i, t) \cdot v_n(x, z_i, t) + q \cdot D_n \cdot \text{grad}(n(x, z_i, t)) \\ J_p(x, z_i, t) &= q \cdot p(x, z_i, t) \cdot v_p(x, z_i, t) + q \cdot D_p \cdot \text{grad}(p(x, z_i, t)) \end{aligned} \quad \text{III.2}$$

Le courant total à la coordonnée z_i circulant à travers la photodiode est

$$J_t(x, z_i, t) = J_n(x, z_i, t) + J_p(x, z_i, t) + \epsilon \cdot \frac{\partial E(x, z_i, t)}{\partial t} \quad \text{III.3}$$

ii) *Equation de Poisson.*

$$\Delta V(x, z_i, t) = -\frac{q}{\epsilon} (N_a(x) - N_d(x) - p(x, z_i, t) + n(x, z_i, t)) \quad \text{III.4}$$

iii) *Equations de continuité.*

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(x, z_i, t)}{\partial t} &= \frac{1}{q} \text{div}(J_n(x, z_i, t)) + g_n(x, z_i, t) - u(x, z_i, t) \\ \frac{\partial p(x, z_i, t)}{\partial t} &= \frac{1}{q} \text{div}(J_p(x, z_i, t)) + g_p(x, z_i, t) - u(x, z_i, t) \end{aligned} \quad \text{III.5}$$

où z_i caractérise la position de la i ème tranche suivant la direction de propagation Oz.

Comme le montrent les équations de continuités, il est indispensable pour calculer les densités de porteurs en chaque point (x, z) de la structure et à chaque instant t , de connaître précisément la valeur du taux de génération de porteurs G_n . Or ce taux dépend désormais de l'absorption de l'onde optique durant sa propagation suivant l'axe Oz. Pour le déterminer, une étude du

comportement optique de la structure s'impose. C'est ce que nous nous proposons de faire dans la partie suivante .

III- Comportement optique du photodétecteur

III-1- Introduction

L'étude optique complète du photodétecteur PIN-guide ne sera pas abordée dans cette partie, cette étude faisant déjà l'objet de travaux au laboratoire [5][6][7] et notamment de la thèse d'O. Rabii [8].

La détermination du taux de génération G est intimement liée à la connaissance du profil de l'onde optique à chaque pas de propagation. Pour cela, notre équipe a élaboré un outil de calcul de propagation optique fondé sur la méthode des faisceaux propagés, ou Beam Propagation Method (BPM) en terminologie anglo-saxonne. A partir des paramètres matériaux de la structure dont notamment les indices complexes de chacune de ses couches, nous pouvons déterminer son comportement optique et étudier l'influence de ses paramètres géométriques sur la propagation de l'onde optique.

Cette méthode a été appliquée à quelques structures de types PIN-guide. Nous avons également tenu compte de l'influence de la métallisation du contact de type P^+ , ainsi que de la taille du spot lumineux focalisé sur le photodétecteur.

III-2- Présentation des structures étudiées

Considérons plus précisément l'exemple de la fig III.1; le coeur du guide optique, absorbant à la longueur d'onde de travail de $1.55\mu\text{m}$, est épitaxié entre 2 couches de GaInAsP ($\lambda_c=1.3\mu\text{m}$) transparentes et d'épaisseur choisie égale à $0.6\mu\text{m}$.

Le confinement optique latéral est assuré par un ruban gravé de largeur $5\mu\text{m}$ tandis que la longueur du composant est de $12\mu\text{m}$. Cette longueur, comme nous le verrons plus loin, est en effet suffisante pour que la quasi-totalité de l'onde optique soit absorbée.

Trois épaisseurs différentes de couche absorbante ont été choisies; elles sont respectivement de $0.2\mu\text{m}$, $0.4\mu\text{m}$ et $0.6\mu\text{m}$. Le choix de ces épaisseurs et de la surface du dispositif a été dicté pour des critères de fonctionnement électrique en gamme millimétrique. Pour simuler le composant à des fréquences microondes de 60 GHz , il est effectivement nécessaire de réduire les épaisseurs de couche active pour diminuer le transit des porteurs photocréés dans la zone déserte. Le composant aura aussi une petite surface afin de restreindre la valeur de sa capacité.

Le tableau III.1 résume la géométrie des structures simulées

	structure 1	structure 2	structure 3
longueur de l'arête (μm)	12	12	12
largeur (μm)	5	5	5
épaisseur d'InP (P^+) (μm)	0.4	0.4	0.4
épaisseur de GaInAsP (P^+) (μm) $\lambda_c=1.3\mu\text{m}$	0.6	0.6	0.6
épaisseur de GaInAs (N^-) (μm)	0.2	0.4	0.6
épaisseur de GaInAsP (N^+) (μm) $\lambda_c=1.3\mu\text{m}$	0.6	0.6	0.6
InP (N^+)	~	~	~

Tableau III.1: Paramètres géométriques des structures simulées.

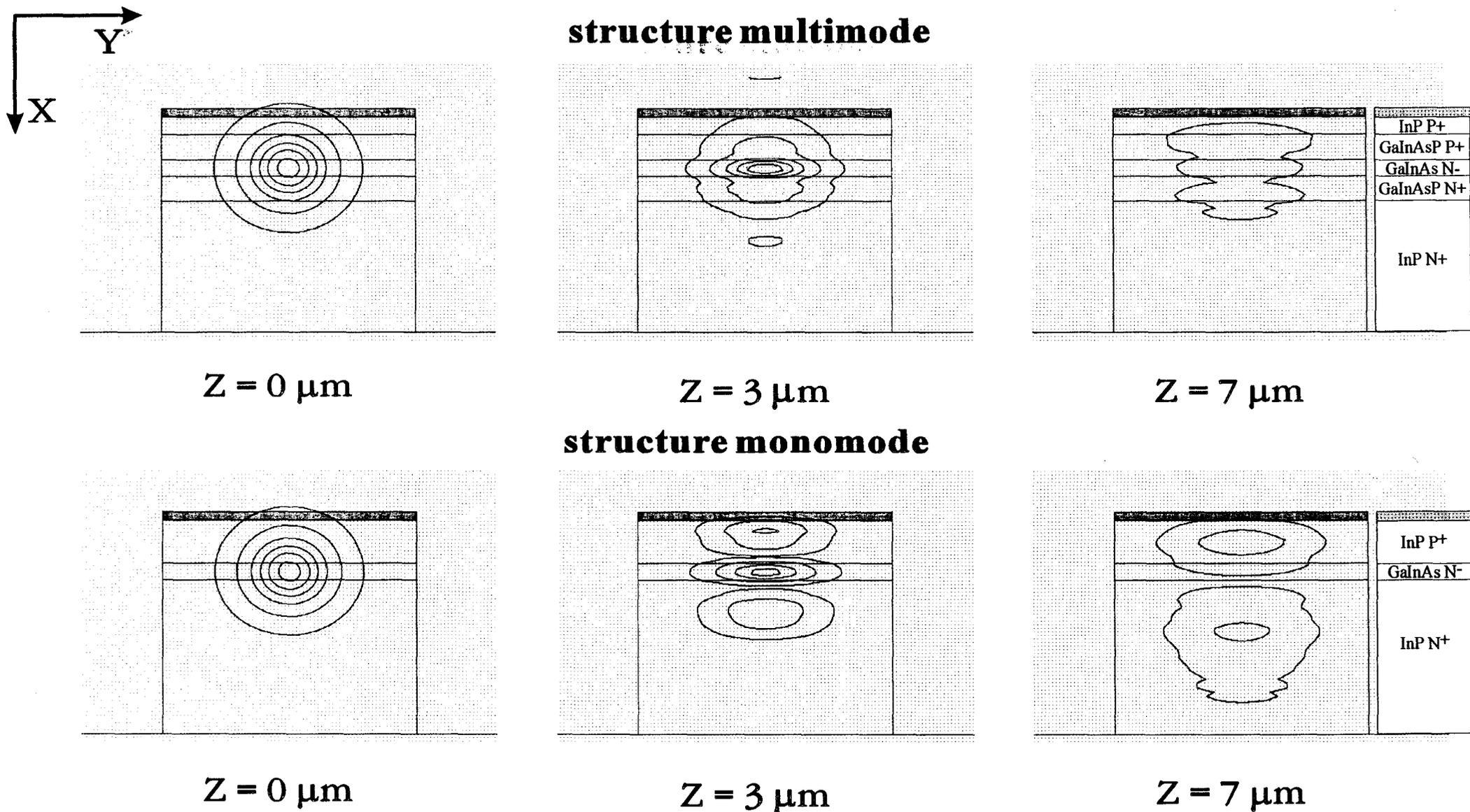


Fig III.4: Distribution de l'énergie optique durant sa propagation pour les structures PIN-guide multimode et monomode. La structure multimode est donnée dans le tableau III.1 (structure 2); Pour la structure monomode, tous les paramètres géométriques sont identiques à ceux de la structure multimode, mais les couches

Il nous semblait nécessaire de justifier d'un point de vue optique, le choix des structures reportées dans le tableau III.1. C'est pourquoi, le comportement optique de la structure 2 sera également simulé avec une structure de géométrie équivalente mais où les couches de GaInAsP de type P^+ et N^- sont remplacées par des couches d'InP P^+ et N^- . L'intérêt de l'étude comparative de ces 2 structures réside dans le type de propagation optique qu'elles engendrent: propagation multimode pour la première, monomode pour la seconde (pas de GaInAsP). Nous montrerons notamment par la détermination de leur rendement quantique l'avantage qu'il y a à utiliser la structure multimode devant la structure monomode.

III-3- Résultats principaux obtenus

III-3-A.) Intérêt des structures multimodes

L'intérêt de ce type de structure peut être apprécié qualitativement sur la fig III.4. Nous y avons tracé l'évolution du champ optique au cours de la propagation dans le cas des structures multimode et monomode; le diamètre de spot optique est égal à $2\mu\text{m}$. Nous pouvons ainsi analyser les transformations que subit un profil gaussien issu de la fibre optique au cours de la propagation.

Si on considère la structure monomode, on constate qu'une certaine partie des lignes équichamp s'écartent de la couche absorbante et tendent à se concentrer dans la couche d'InP P^+ , et plus particulièrement dans le substrat. Ainsi, une partie de l'énergie optique qui devait être absorbée par la couche active s'en éloigne progressivement, se retrouve dans la couche d'InP P^+ et dans le substrat et est ainsi perdue. C'est ce que montre la fig III.5, où nous avons calculé la distribution de l'énergie optique normalisée dans chacune des couches de la structure

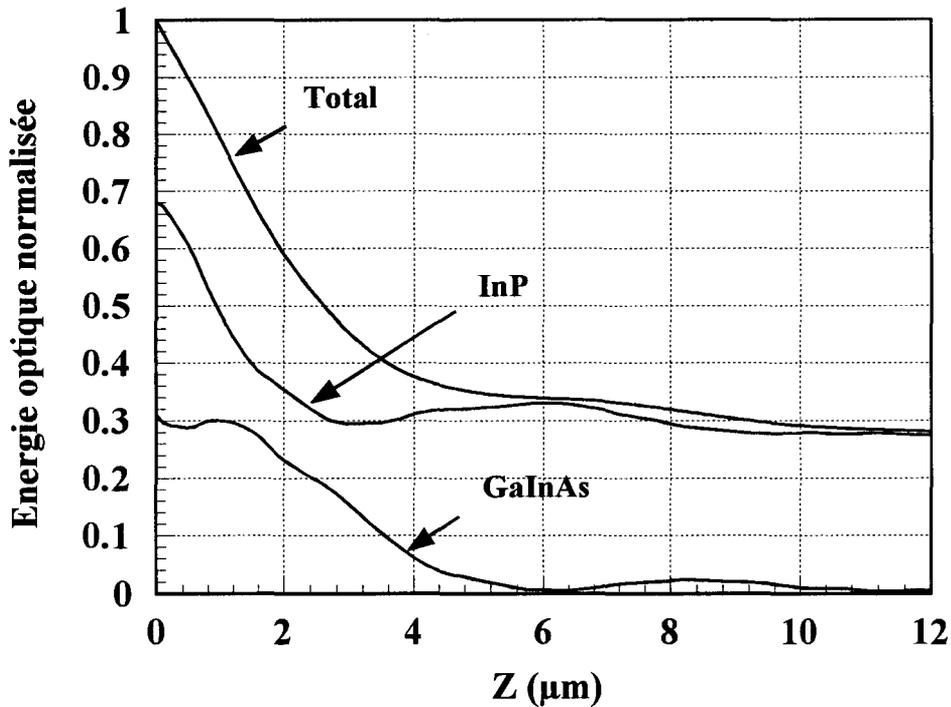


Fig III.5: Distribution de l'énergie optique durant sa propagation dans les différentes couches de la structure 2 décrite dans le tableau III.1 où les couches de GaInAsP ont été remplacées par des couches d'InP. Le diamètre du spot à mi-hauteur de la gaussienne est de $2\mu\text{m}$.

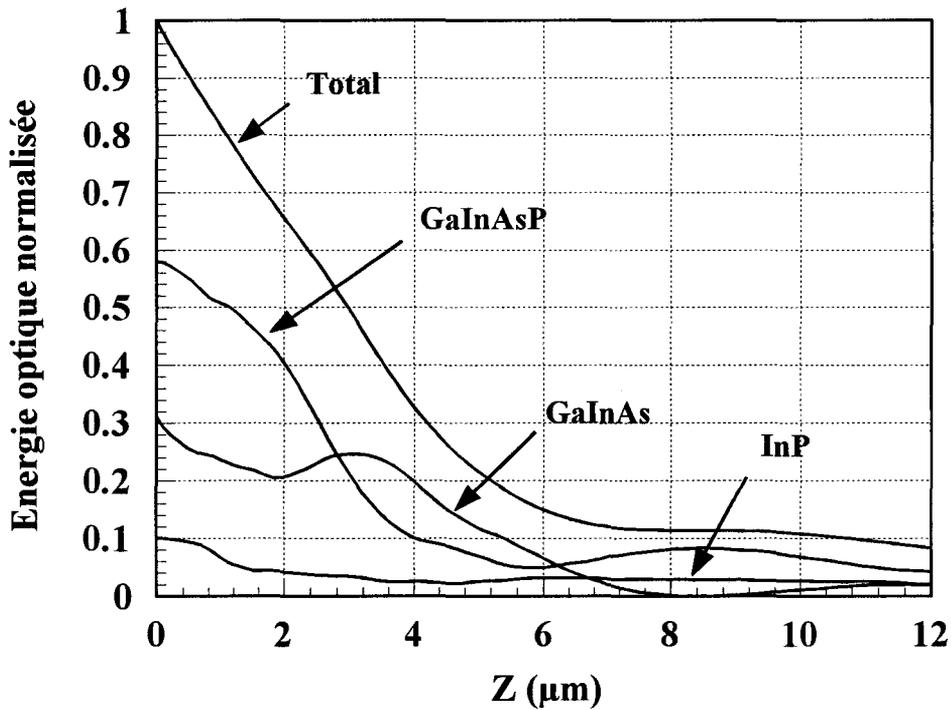


Fig III.6: Distribution de l'énergie optique au cours de sa propagation dans les différentes couches de la structure 2 décrite dans le tableau III.1. Le diamètre du spot à mi-hauteur de la gaussienne est de $2\mu\text{m}$

monomode, à chaque pas de propagation z . Ce type de structure conduit à l'obtention d'un rendement quantique maximum de 0.72.

Au contraire, dans le cas de la structure multimode, on constate que les couches de GaInAsP permettent de concentrer le champ optique dans le GaInAs (fig III.4). L'énergie optique injectée dans l'InP et le GaInAsP est progressivement redistribuée dans le GaInAs où elle est absorbée (fig III.6). Cette configuration géométrique permet alors d'atteindre un rendement quantique aussi élevé que 0.92 et montre ainsi l'avantage des structures multimodes sur les structures monomodes.

III-3-B.) Influence de la taille de spot

Il semble évident que pour obtenir des coefficients de réponse élevés sur des structures aussi fines, nous devons prêter attention au diamètre du spot optique injecté à l'interface air-semiconducteur du photodétecteur. Pour de telles structures, l'utilisation de fibres lentillées permettant d'atteindre des diamètres de faisceaux optiques de l'ordre de quelques μm est d'un intérêt particulier. Des taches aussi petites que $1.3\mu\text{m}$ ont notamment déjà été mesurées [9].

Sur la fig III.7, nous avons représenté l'évolution du rendement quantique de la structure 2 multimode et de son équivalent monomode en fonction de la taille du spot optique. Lorsque cette taille varie de $1.3\mu\text{m}$ à $4\mu\text{m}$, nous pouvons noter une diminution de ce rendement d'environ 30% pour la structure multimode. La sensibilité du composant à ce paramètre est encore plus marquée pour la structure monomode où le rendement chute, hors réflexion air-semiconducteur de 0.88 à 0.48.

Il nous a semblé également intéressant d'étudier l'influence du décalage spot-centre de la couche absorbante (ceci revient en fait à étudier le décalage fibre optique-centre de la couche

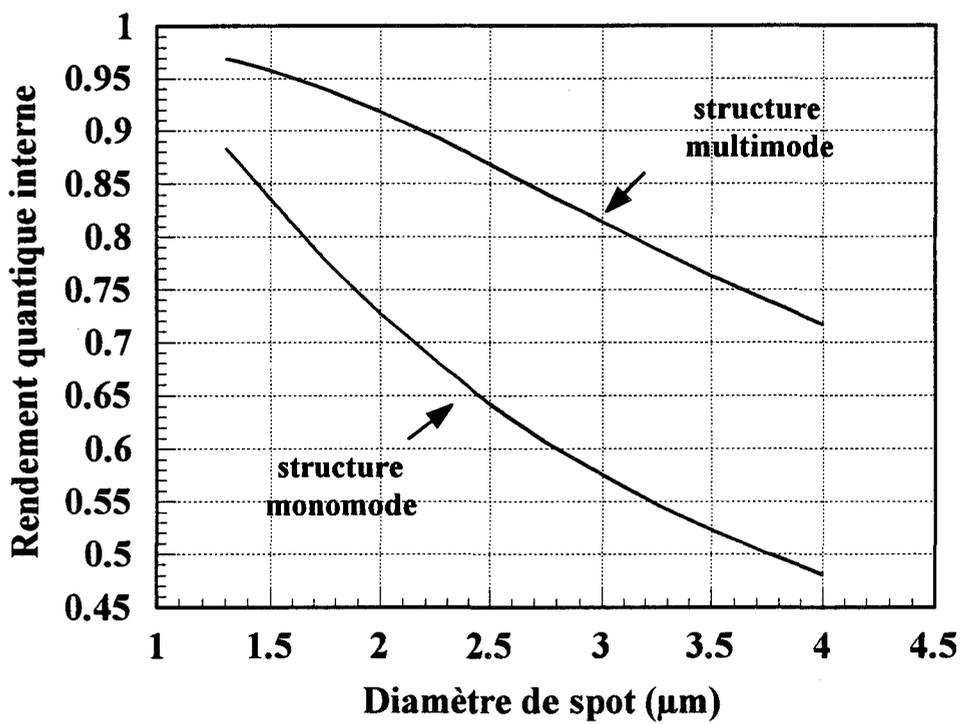


Fig III.7: Influence du diamètre de spot sur le rendement quantique des structures monomodes et multimodes. La géométrie de ces structures est celle de la structure 2 donnée dans le tableau III.1.

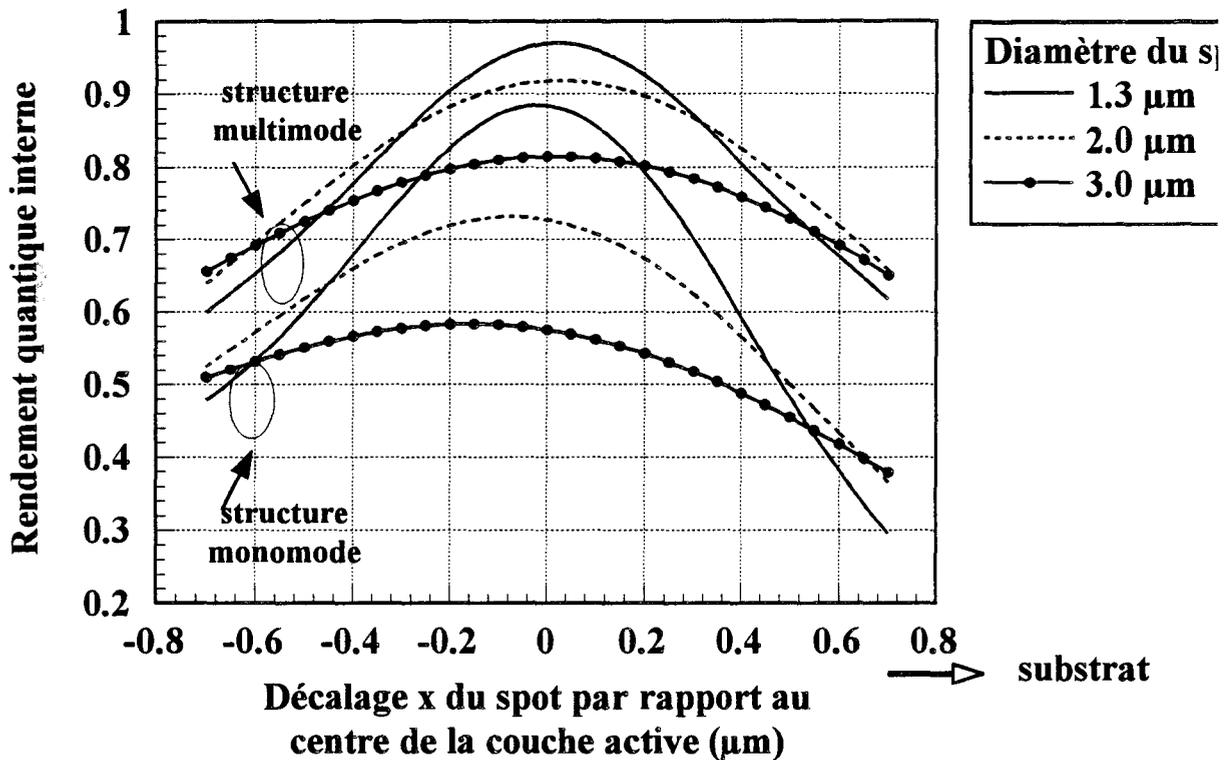


Fig III.8: Influence de la position verticale du spot sur le rendement quantique des structures monomodes et multimodes pour différents diamètres de spot. La géométrie de ces structures est celle de la structure 2 donnée dans le tableau III.1. Lorsque x croît, la lumière est progressivement injectée dans le substrat.

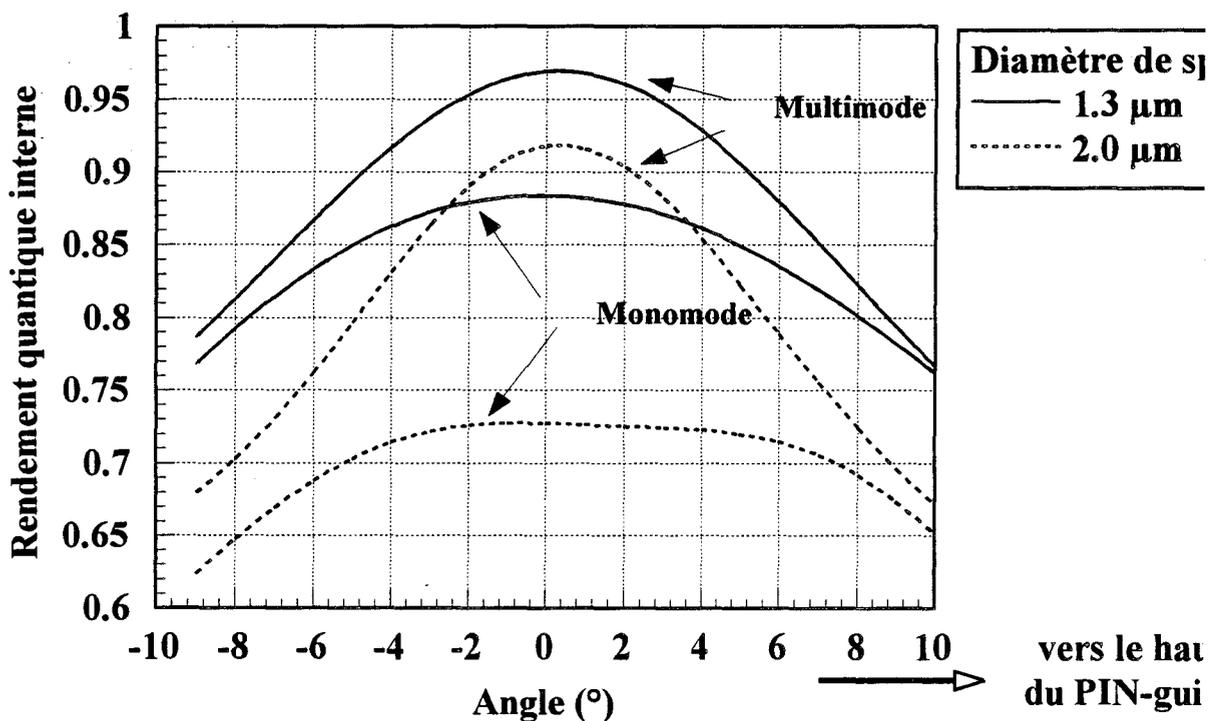


Fig III.9: Influence de l'angle d'injection sur le rendement quantique des structures monomodes et multimodes pour 2 diamètres de spot. La géométrie de ces structures est celle de la structure 2 donnée dans le tableau III.1. Le plan d'injection est le plan (X,Z).

absorbante) et de l'angle d'injection du faisceau optique pris par rapport à l'axe de propagation pour les 2 types de structure. Les résultats obtenus sont reportés fig III.8 et III.9.

Il en ressort notamment que :

- Le décalage affecte d'autant plus le rendement quantique que la taille du spot utilisée est faible. Ce phénomène est encore plus marqué pour les structures monomodes, l'injection optique étant déplacée vers les couches d'InP.

- Une variation de l'angle d'injection, d'une dizaine de degrés suffit à provoquer une chute du rendement de 15% pour la structure multimode et d'environ 25% dans le cas de la structure monomode.

III-3-C.) Influence de la métallisation

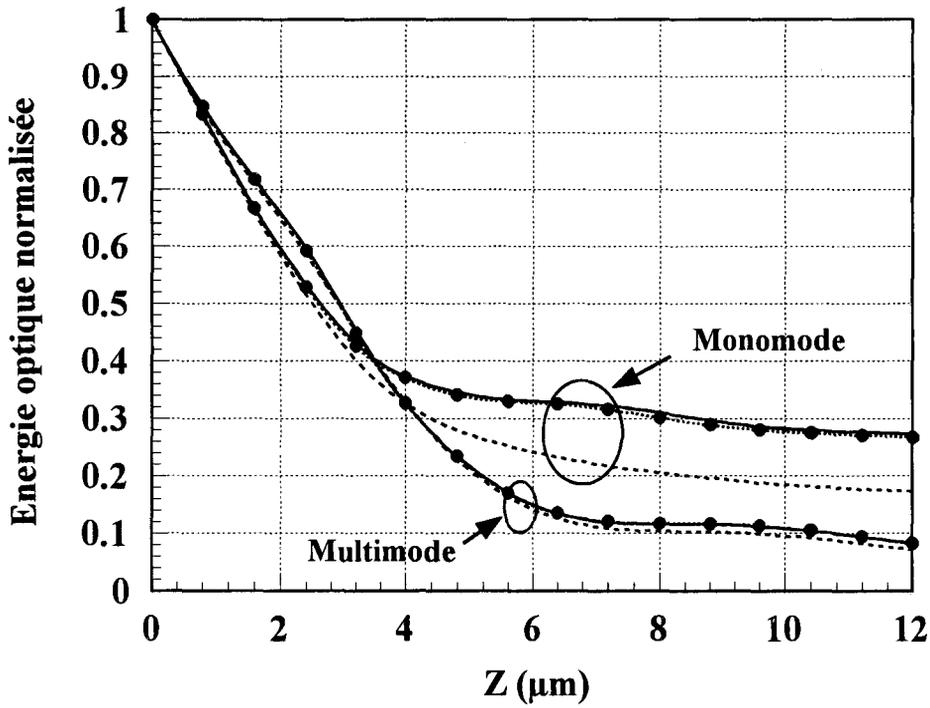
L'influence de la métallisation a été prise en compte en calculant son incidence sur l'énergie optique absorbée au travers du PIN-guide.

Deux types de contact de type P⁺ ont été considérés.

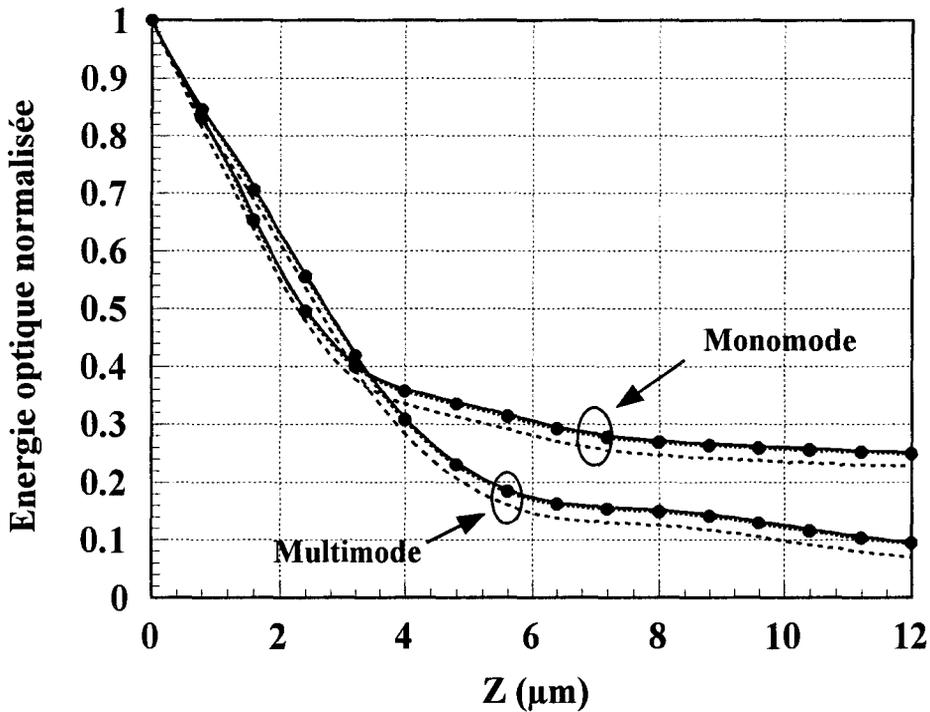
Le premier est un contact allié d'Au-Zn ou Au-Be obtenu par diffusion de dopants Be ou Zn dans la couche d'InP. Nous supposons que ce contact est équivalent à une couche d'or d'épaisseur égale à 2000 Å déposée sur la structure.

Le second est un contact multicouche de type GaInAs/Ti/Pt/Au. Il offre la possibilité de réaliser des résistances de contact de faible valeur[10], et nécessite le dépôt d'une faible couche de GaInAs (2000 Å) de type P⁺ au dessus de la couche InP P⁺. Cette multicouche constituant la partie supérieure du photodétecteur PIN-guide est équivalente à la longueur d'onde de 1.55µm à une structure absorbante, qui est de nature à modifier de manière sensible le comportement optique du PIN-guide. Dans le cadre de la simulation, le contact suivant sera pris en compte: GaInAs (2000 Å) / Ti (100 Å) / Pt (300 Å) / Au (1600 Å) et on considérera que

a)



b)

Métallisation
négligée

GaInAs/Ti/Pt/Au

AuZn or AuBe

Fig III.10: Distribution de l'énergie optique durant sa propagation pour les structures multimode et monomode de géométries égales à la géométrie de la structure 2. L'influence du contact ohmique est pris en compte (contact allié et contact multicouche). Le diamètre du spot est de $2\mu\text{m}$; l'épaisseur entre la "métallisation" et la couche de GaInAs est de

a) $1.0\ \mu\text{m}$ b) $0.6\ \mu\text{m}$

l'ensemble de ces couches, GaInAs de 2000 Å inclus, forme ce qu'on appellera par la suite la "métallisation" de chaque photodétecteur, ceci au même titre que le contact allié d'Au-Zn ou d'Au-Be.

Pour un spot optique, centré sur la couche de GaInAs, et de diamètre $2\mu\text{m}$, nous avons représenté l'évolution de l'énergie optique totale absorbée dans la direction de propagation, en présence des 2 types de contact et en leur absence, ceci pour la structure multimode comme pour la structure monomode. Nous avons envisagé le cas où la distance comprise entre la "métallisation" et la couche active de GaInAs est égale à $1.0\mu\text{m}$ (fig III.10 a) et le cas où elle égale $0.6\mu\text{m}$ (fig III.10 b) ;

Dans les 2 cas et pour la structure multimode, le comportement optique du photodétecteur est peu perturbé. Seule la présence du contact multicouche modifie, cependant peu, l'énergie optique totale absorbée en bout de composant : cette modification est inférieure à 1% environ pour une distance "métallisation" (GaInAs du contact ohmique de type P)-GaInAs actif de $1.0\mu\text{m}$, inférieure à 3% pour une distance de $0.6\mu\text{m}$.

Il n'en est pas de même pour la structure monomode où le contact multicouche absorbe au moins 10% de l'énergie optique injectée et perturbe beaucoup la propagation. Notons que des résultats sensiblement meilleurs peuvent être obtenus si on diminue la distance "métallisation"-GaInAs actif (fig III.10 b) , le confinement de l'onde optique étant alors améliorée.

Pour finir, nous avons étudié l'influence du diamètre de spot, toujours pour les 2 types de contact. Pour cela, nous avons effectué les mêmes calculs que précédemment mais avec un diamètre de spot optique égal à $4\mu\text{m}$. Les résultats sont reportés sur la fig III.11, la distance GaInAs du contact-GaInAs actif étant de $1.0\mu\text{m}$.

Comme on pouvait s'y attendre, l'augmentation du diamètre du spot optique conduit à un accroissement de l'énergie optique absorbée par le contact multicouche. Malgré tout, pour les

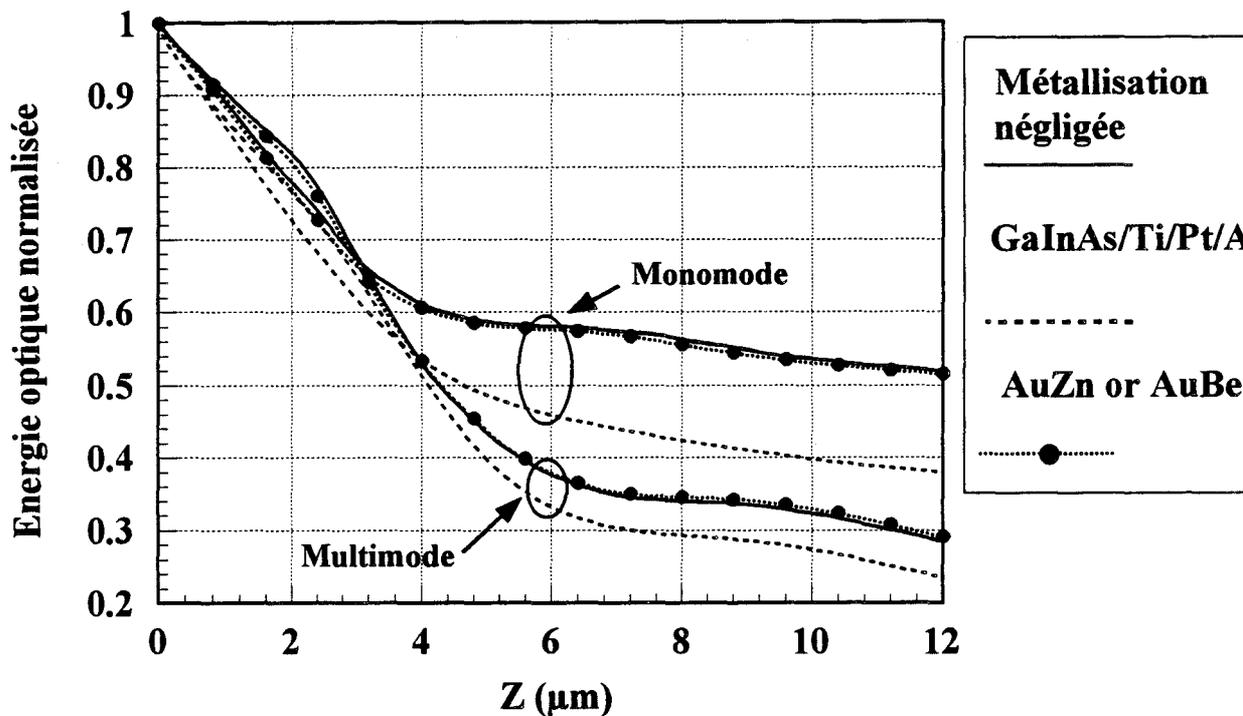


Fig III.11: Distribution de l'énergie optique durant sa propagation pour les structures multimode et monomode de géométries égales à la géométrie de la structure 2. L'influence du contact ohmique est pris en compte (contact allié et contact multicouche). Le diamètre du spot est de $4\mu\text{m}$; l'épaisseur entre la métallisation et la couche de GaInAs est de $1\mu\text{m}$.

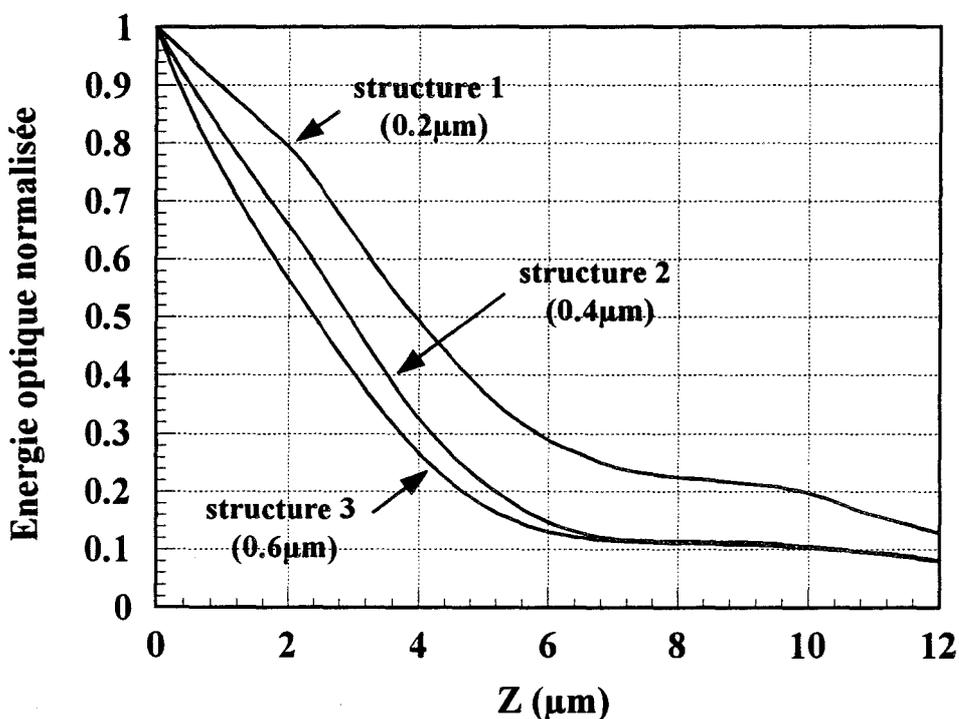


Fig III.12: Distribution de l'énergie optique au cours de sa propagation dans les structures 1, 2 et 3. Le diamètre de spot optique est de $2\mu\text{m}$.

structures multimodes les résultats montrent que les pertes optiques, liées à ce type de contact ne dépassent pas quelques pour cents.

III-4- Taux de génération optique

L'étude précédente a montré l'avantage des structures multimodes sur les structures monomodes. Nous nous proposons maintenant de calculer le taux de génération de porteurs des structures, présentées dans le tableau III.1, grandeur indispensable pour la simulation électrique du PIN-guide. Nous avons tout d'abord calculé l'énergie optique absorbée par le photodétecteur tout au long de la propagation (fig III.12).

Dans ces calculs, la métallisation de contact de type P+ est une couche d'or de 2000 Å et le diamètre du spot optique à mi-hauteur de son maximum est de 2µm.

Pour les 3 structures, on constate que la quasi-totalité de l'onde optique injectée est absorbée au bout de 6µm: 80% pour les structures 2 et 3, de l'ordre de 70% pour la structure 1 dont le comportement absorbant est toutefois plus progressif.

Nous en avons alors calculé le taux de génération de porteurs dans la couche active de la manière suivante :

- La distribution gaussienne du faisceau optique suivant y est supposée égale à une valeur constante sur une largeur W_s qui correspond dans ce chapitre à la largeur à mi-hauteur de la distribution gaussienne; on aura:

$$y < -W_s/2 \quad P_{opt}=0$$

$$-W_s/2 < y < W_s/2 \quad P_{opt}=cte$$

$$y > W_s/2 \quad P_{opt}=0$$

- Nous supposons que le taux de génération suivant x est une constante.
- Suivant z, nous définissons le taux de génération par:

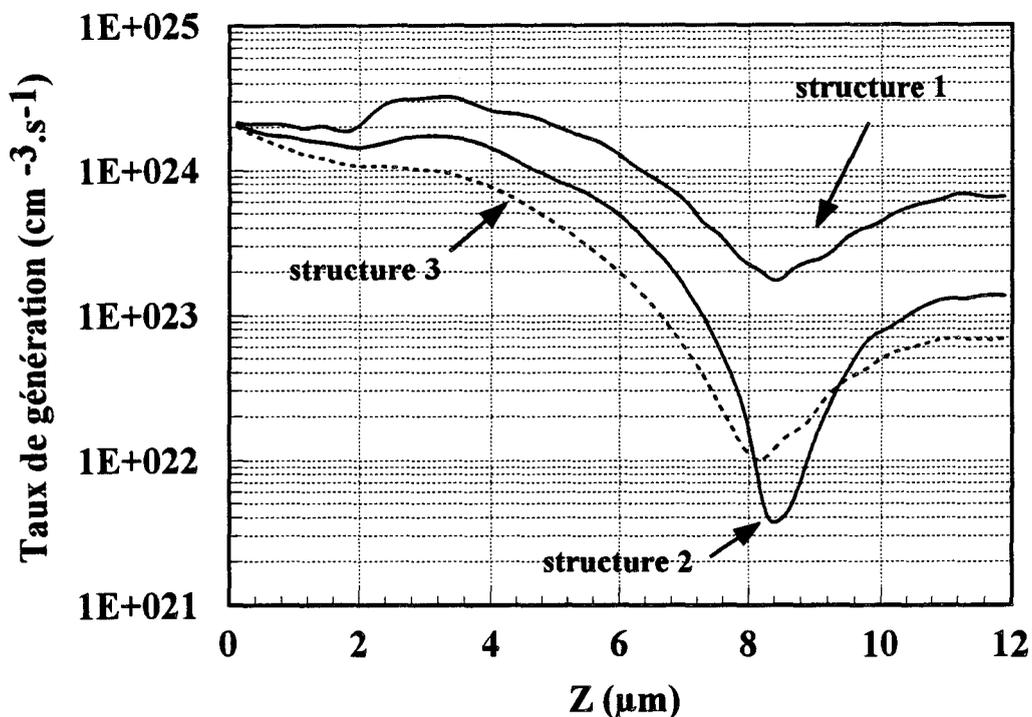


Fig III.13: Distribution du taux de génération dans les structures 1, 2 et 3. Le diamètre de spot est de $2 \mu\text{m}$ et la puissance optique à l'entrée du PIN-guide est de $1 \mu\text{W}$.

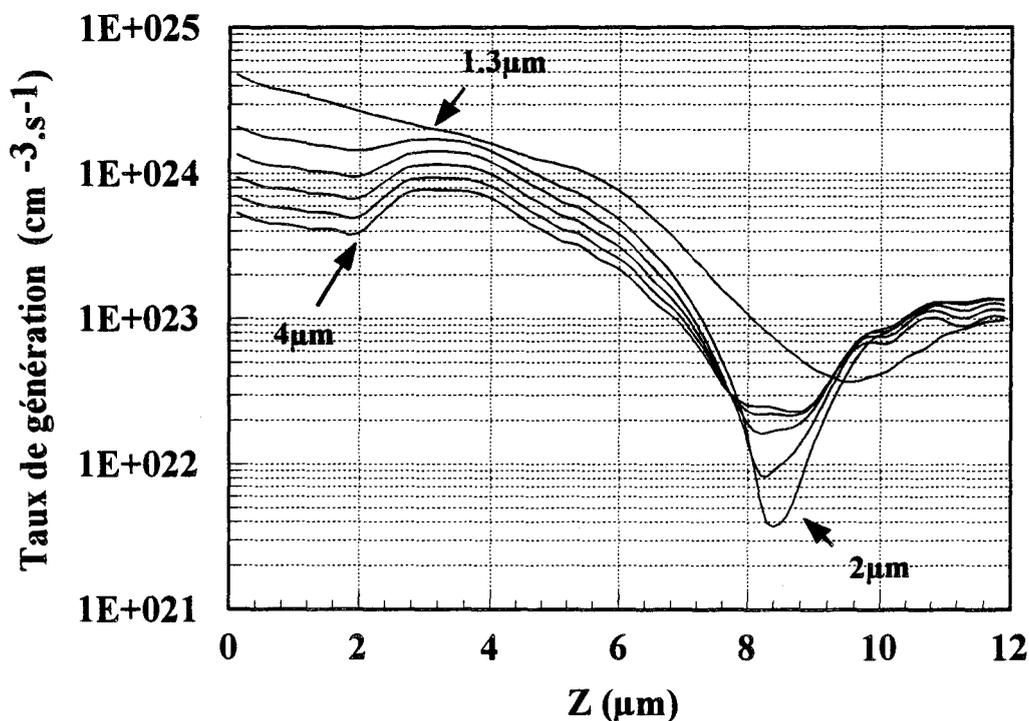


Fig III.14: Influence de la taille du spot sur l'évolution du taux de génération de la structure 2. Les diamètres de spot sont successivement égaux à 1.3 , 2 , 2.5 , 3 , 3.5 et $4 \mu\text{m}$ et la puissance optique à l'entrée du PIN-guide est de $1 \mu\text{W}$.

$$g(x,z) = -\frac{1}{h\nu} \frac{1}{W_s \cdot W} \frac{dP(z)}{dz} \quad \text{III.6}$$

où $g(x,z)$ (cm^3/s) est le taux de génération des électrons et des trous, W est l'épaisseur de la couche absorbante et $P(z)$ est la puissance optique à une abscisse z calculée au moyen de la BPM.

L'évolution du taux de génération des structures simulées est représentée fig III.13 relativement à une puissance optique injectée de $1\mu\text{W}$. Nous constatons que le taux de générations g est d'autant plus élevé que l'épaisseur de la couche absorbante est faible, ce qu'exprime l'expression (4) à puissance optique absorbée sensiblement égale. L'influence du diamètre de spot sur l'évolution du taux de génération g a été également prise en compte. Le résultat du calcul est reproduit sur la fig III.14 pour la structure 2, le diamètre de spot variant de $1.3\mu\text{m}$ à $4\mu\text{m}$. On constate que ce taux est d'autant plus élevé et varie d'autant moins, que le diamètre de spot simulé est faible. De telles variations auront une conséquence non négligeable sur la réponse hyperfréquence du photodétecteur.

IV- Analyse électrique

IV-1- Hypothèses

Les hypothèses effectuées au chapitre II, concernant les grandeurs électriques et leur comportement en régimes petits signaux et grands signaux, ont été conservées, à savoir:

- Les lois de vitesses utilisées pour l'InP et le GaInAs ont été étendues au GaInAsP; les mobilités qui leur sont associées sont reprises du tableau II.2 (du chapitre II)

- La limite du claquage est toujours fixée par le GaInAs et pour des champs électriques dépassant les 250 kV/cm; le claquage dans le GaInAsP se produisant pour des champs électriques bien supérieurs [11] n'est pas pris en compte.
- Les effets de la température sont négligés.
- Le coefficient d'absorption est considéré comme constant tant que les densités de porteurs photocréés ne dépassent pas les 10^{18} at /cm³.

Toutefois, la prise en compte de la couche de GaInAsP modifie les discontinuités de bande de valence et de conduction aux hétérointerfaces des couches constituant la structure. Les valeurs que nous prenons, sont tirées de [12][13] et sont égales:

à l'interface InP /GaInAsP:

$$-\Delta E_c = 0.136 \text{ eV}, \Delta E_v = 0.227 \text{ eV};$$

à l'interface GaInAsP/ GaInAs:

$$-\Delta E_c = 0.072 \text{ eV}, \Delta E_v = 0.12 \text{ eV}$$

IV-2- Validation du modèle

IV-2-A.) Avant-propos

Afin de valider le modèle, une comparaison théorie-expérience s'avère indispensable. Elle a été conduite à partir des résultats obtenus par Wake et al [14] sur un photodétecteur de type PIN-guide, de longueur 10 μm et de largeur de ruban de 5 μm . Réalisée par épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques (MOVPE) sur un substrat InP de type N⁺, la structure est composée d'une couche active n.i.d de GaInAs de 0.13 μm , épitaxiée entre 2 couches de GaInAsP de longueur d'onde de coupure 1.3 μm , l'une n.i.d d'épaisseur 0.1 μm , l'autre de type

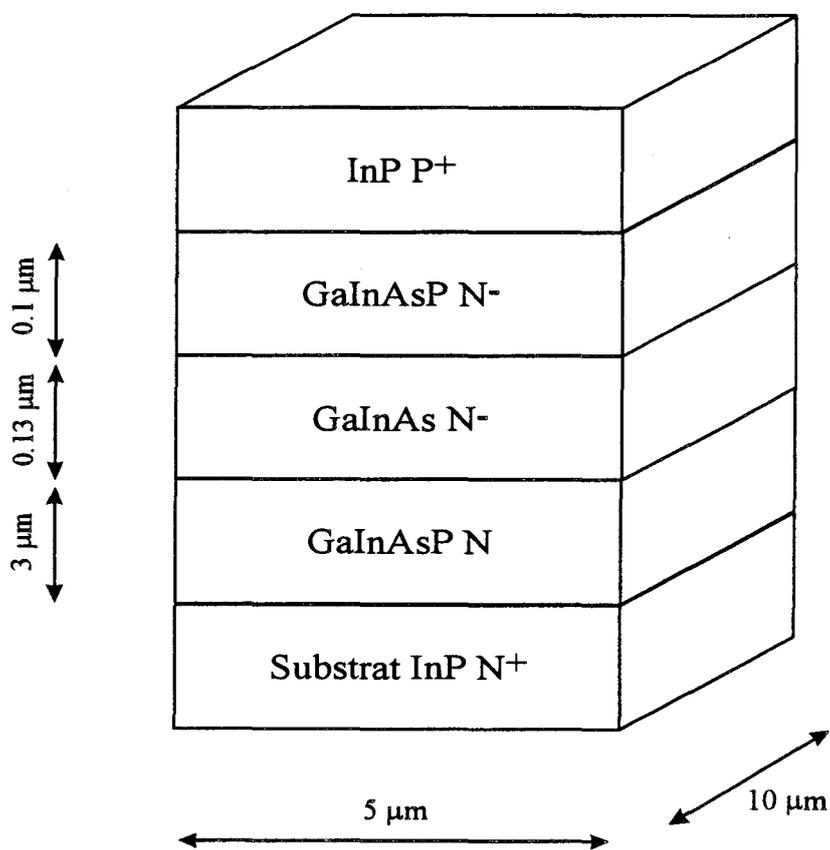


Fig III.15: Vue schématique du photodétecteur PIN-guide caractérisé expérimentalement par Wake et al

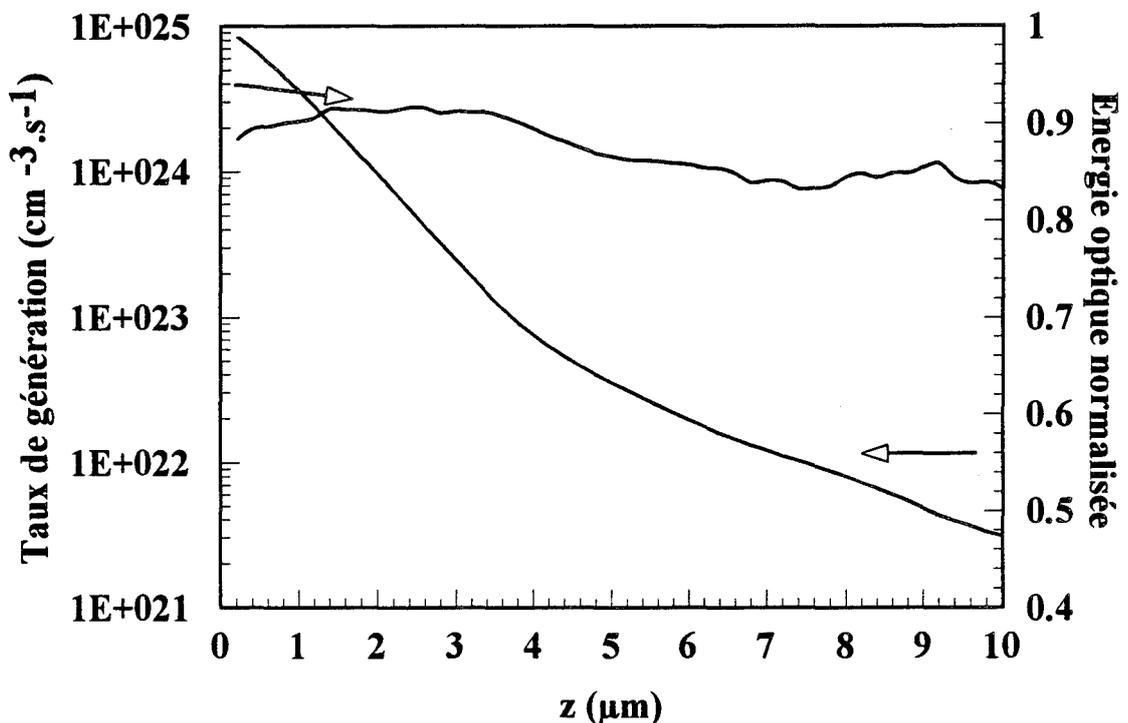


Fig III.16: Distribution de l'énergie optique et du taux de génération correspondant durant la propagation de l'onde optique pour la structure donnée fig III.15. La puissance optique à l'entrée du PIN-guide est de $1\mu\text{W}$ et le diamètre du spot optique est de $2\mu\text{m}$.

N^+ et d'épaisseur $3 \mu\text{m}$. Le contact de type P est déposé sur une couche P^+ d'InP. Une vue schématique de cette structure est donnée fig III.15.

La focalisation du spot optique sur le composant est opérée à l'aide d'une fibre monomode lentillée; les mesures effectuées à une longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$ et en l'absence de couche anti-reflet conduisent à un rendement quantique externe de l'ordre de 40 %.

Pour comparer ces résultats expérimentaux à ceux issus de notre modélisation, l'énergie optique absorbée dans le PIN-guide durant sa propagation a été calculée au moyen de la BPM, le diamètre de spot optique simulé étant égal à $2 \mu\text{m}$. La fig III.16 visualise le résultat du calcul. On constate que 52% de l'énergie optique est absorbée en bout de composant, ce qui correspond à un rendement quantique externe de 36%. Cette dernière valeur légèrement inférieure à celle qu'obtient Wake [14] peut être expliquée par le type de faisceau optique utilisée: convergent dans le cas de l'expérience, parallèle dans le cas de notre simulation. Nous avons ajouté également, sur cette figure, le taux de génération de porteurs correspondant. On remarque que ce taux est en valeur moyenne plus élevé que ceux calculés pour les structures 1, 2 et 3 et on pourra s'attendre à ce que la sensibilité de ce composant à des signaux optiques de forte amplitude soit accrue et conduite à une saturation plus rapide de ce photodétecteur.

D'un point de vue électrique, les mesures faites par Wake ont été effectuées à la fréquence de 30 GHz. A tension de polarisation nulle, la puissance hyperfréquence que délivre ce photodétecteur a été mesurée en faisant varier l'intensité du signal issu du laser au moyen d'un amplificateur optique.

IV-2-B.) Conditions de simulation

La structure est décomposée en huit tranches d'épaisseurs $1.2 \mu\text{m}$ dans la direction de propagation .

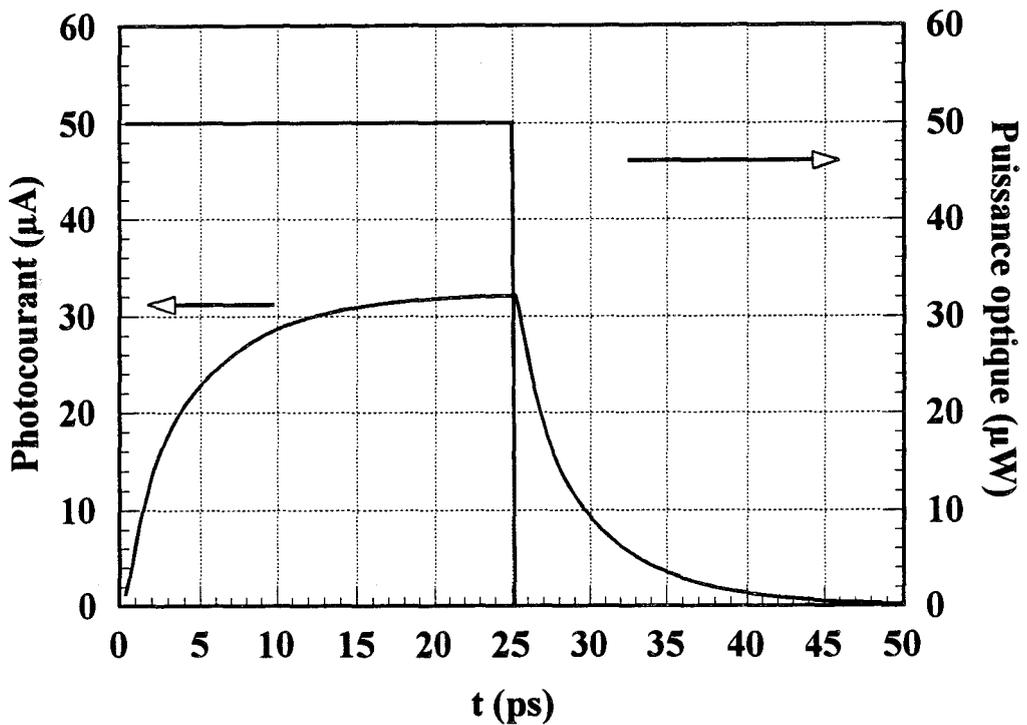


Fig III.17: Réponse impulsionnelle du PIN-guide de la structure de Wake donnée Fig III.15, le diamètre de spot est de $2\mu m$ et la tension appliquée est nulle.

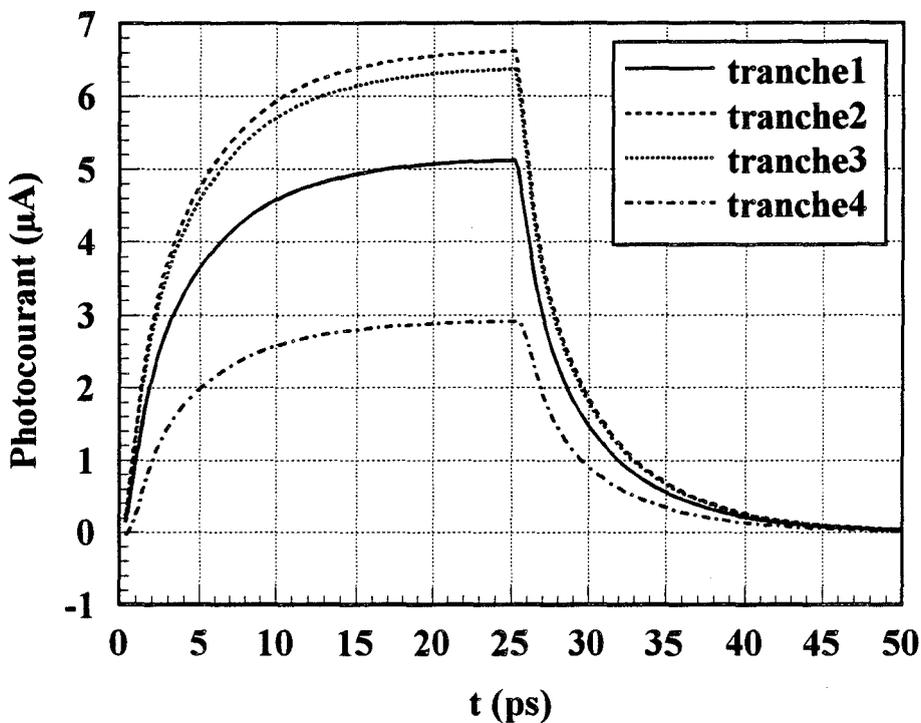


Fig III.18: Evolution du photocourant délivré par chaque tranche pour les 4 premières tranches de la structure de Wake donnée Fig III.15 en réponse à une impulsion optique d'amplitude $50\mu W$.

La tension appliquée est égale à $0V$ et le diamètre de spot est de $2\mu m$. Chaque tranche a une épaisseur de $1.2\mu m$. La tranche 1 est celle située à l'entrée du PIN-guide (interface air-semiconducteur).

La tension appliquée aux bornes du photodétecteur est nulle, seule la tension de built-in intervient dans la polarisation du dispositif et nous supposons qu'elle est égale à 0.9V.

Les épaisseurs et dopage des couches simulées sont reportées dans le tableau III.2

	InP P ⁺	GaInAsP N ⁻	GaInAs N ⁻	GaInAsP N ⁺	InP N ⁺
Epaisseur (μm)	0.57	0.1	0.13	0.5	0.5
Dopage (at/cm ³)	10 ¹⁸	10 ¹⁵	10 ¹⁵	10 ¹⁷	10 ¹⁸

Tableau III.2: Epaisseurs et dopages utilisés dans la simulation du photodétecteur PIN-guide de Wake représenté fig III.15

IV-2-C.) Coefficient de réponse et fréquence de coupure

La réponse du photocourant à une impulsion optique d'amplitude 50μW a permis de calculer une fréquence de coupure de 36 GHz pour un coefficient de réponse (hors réflexion air-semiconducteur) de l'ordre de 0.64 A/W(fig III.17). Ces résultats sont comparables à ceux obtenus par Wake: fréquence de coupure de 40 GHz, coefficient de réponse de l'ordre de 0.6A/W. Rappelons que dans notre cas, ce photocourant résulte de la somme des photocourants délivrés par chaque tranche de photodétecteur simulée. Sur la fig III.18, on donne l'évolution de ces photocourants pour les 4 premières tranches de la structure. On constate que leur contribution au photocourant global est d'autant plus importante que le taux de génération moyen à un point z de l'axe de propagation est élevé (voir fig III.16). Cette figure montre l'étroite dépendance existant entre le modèle optique et le modèle électrique et justifie, dans notre cas, l'emploi d'une modélisation optique élaborée pour traiter correctement le comportement électrique des photodétecteurs de type PIN-guide.

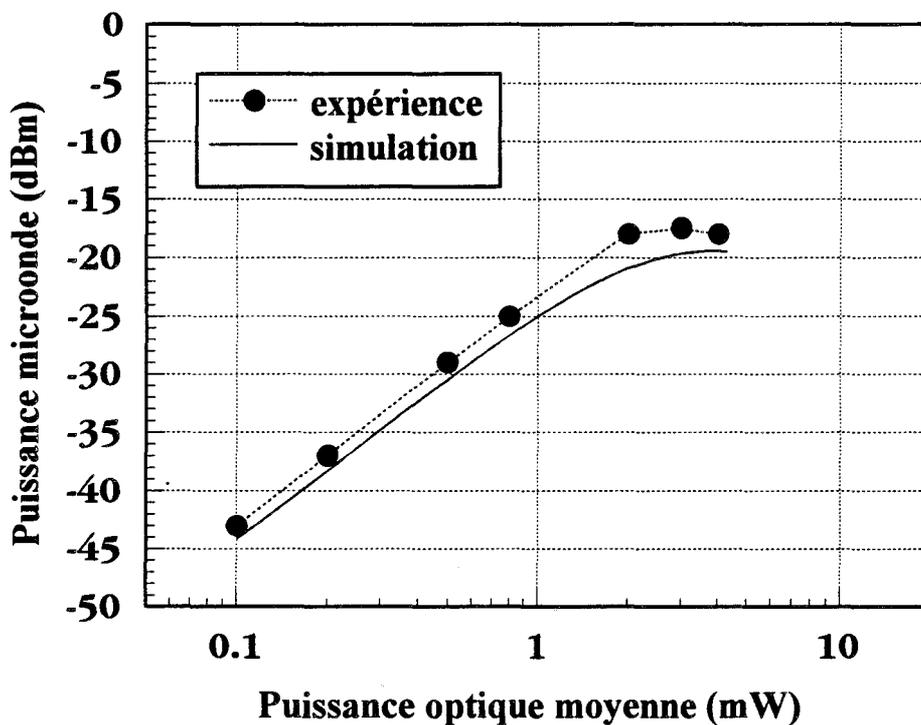


Fig III.19: Comparaison théorie-expérience entre la puissance microonde calculée et mesurée avec la structure de Wake en fonction de la puissance optique moyenne d'entrée avec: $F=30$ GHz, $m=100$ %; le diamètre de spot est égal $2 \mu\text{m}$.

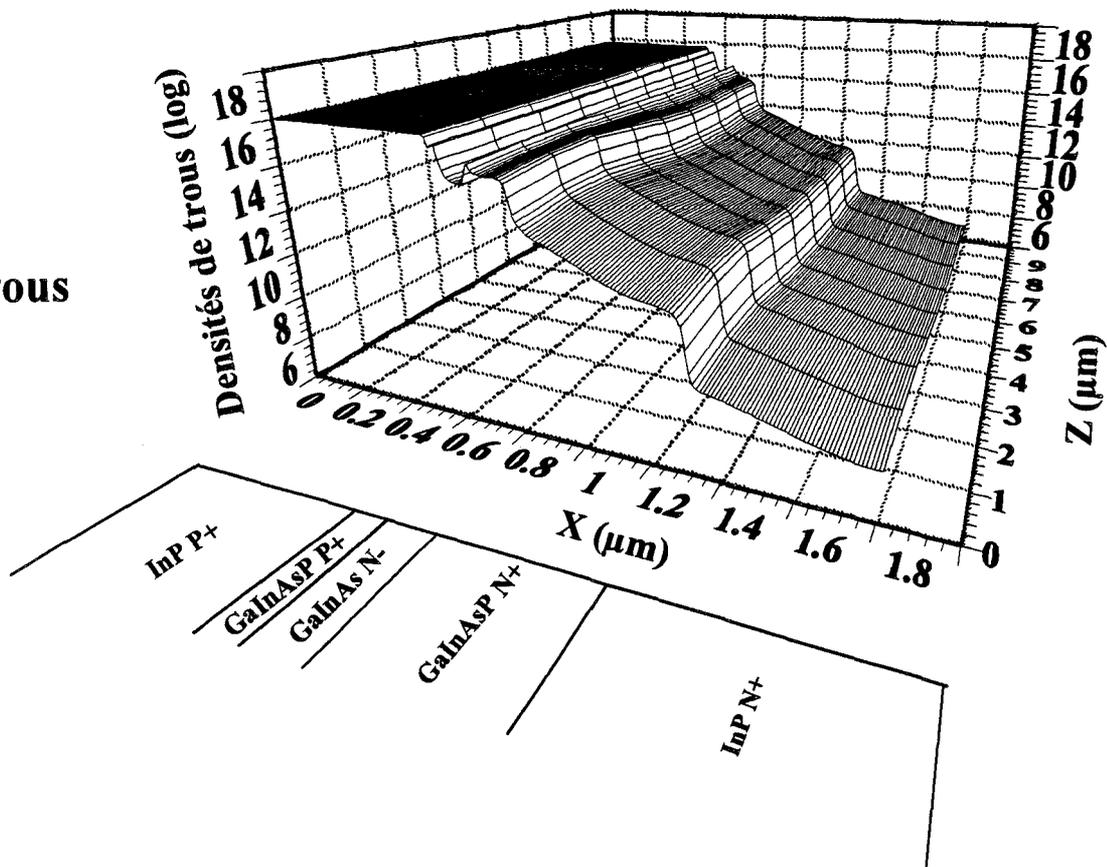
On peut constater que, malgré les hypothèses simplificatrices et en particulier la décomposition en tranches indépendantes du photodétecteur, nos résultats théoriques concordent de façon satisfaisante avec les résultats de Wake au moins en petit signal. Nous verrons dans le prochain chapitre que cette façon de procéder peut être étendue au régime grand signal.

IV-2-D.) Réponse dynamique en petit et grand signal

La puissance microonde, recueillie en sortie du photodétecteur sur une charge 50Ω , a été calculée au moyen de la modélisation à la fréquence de 30 GHz avec un taux de modulation de 100%. Elle a ensuite été comparée aux résultats expérimentaux obtenus par Wake [4]. La fig III.19 représente cette comparaison. Bien que la courbe simulée soit légèrement en dessous de la courbe expérimentale (cette différence est liée sans doute aux valeurs théoriques plus faibles de la fréquence de coupure et du rendement quantique externe calculés par le modèle) nous constatons un bon accord théorie-expérience, sur tout l'intervalle de puissance optique pris en compte et notamment pour des signaux optiques de forte amplitude. En effet, la puissance microonde maximale calculée par le modèle et que génère le photodétecteur, égale à -19 dBm est très proche de celle qu'obtient Wake expérimentalement, environ -18 dBm (fig III.19).

Compte tenu des densités de puissance optique mises en jeu dans ce processus de saturation, l'existence d'un effet de charge d'espace expliquant ce phénomène apparaît comme naturelle. Pour mettre en évidence cet effet, nous avons analysé le comportement de ce photodétecteur en régime grand signal. Pour cela, nous avons représenté respectivement sur les fig III.20 et III.21 les profils bidimensionnels des densités de porteurs et du champ électrique à un instant où le photocourant est maximal; ce photocourant correspond à la réponse du PIN-guide à un

Trous



Electrons

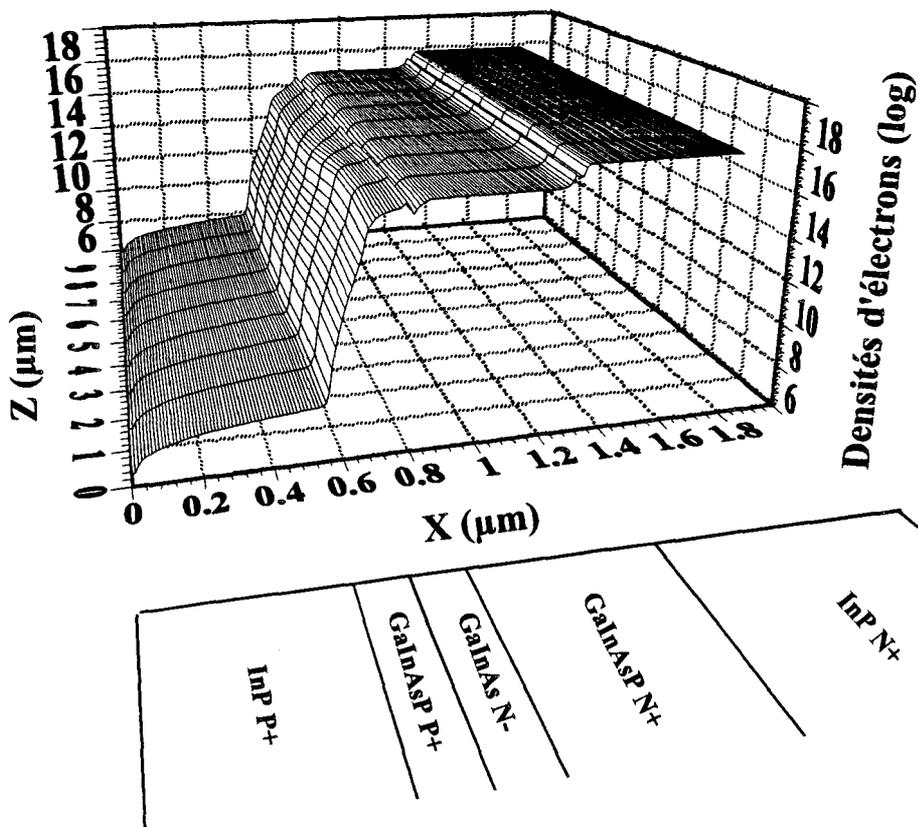


Fig III.20: Distribution spatiale des densités de porteurs à un maximum de photocourant avec la structure de Wake : $V_{app}=0V$, $m=100\%$, $F=30\text{ GHz}$; le diamètre de spot vaut $2\mu m$. La puissance optique moyenne est de $2mW$.

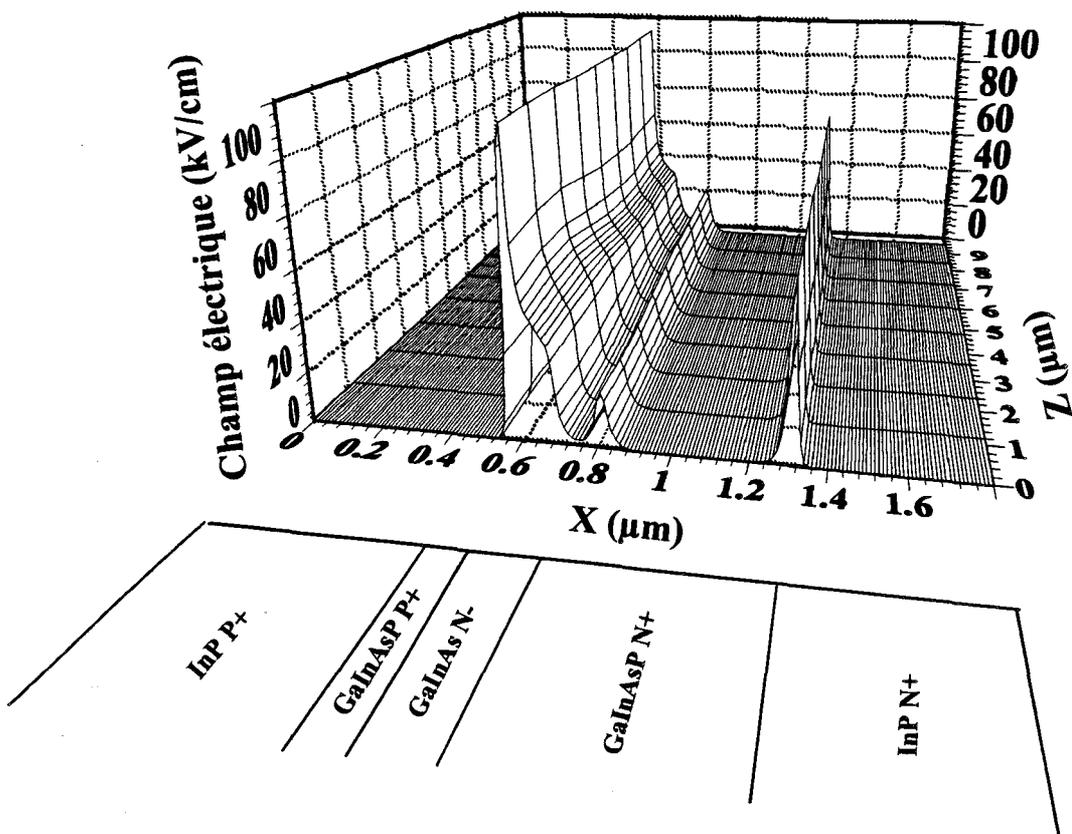
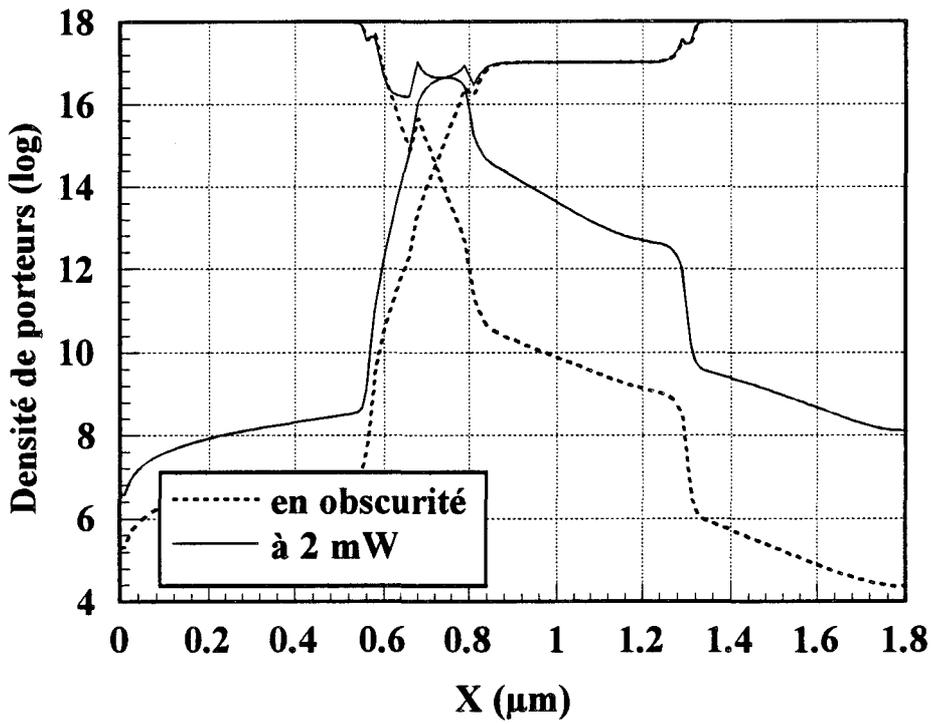


Fig III.21: Distribution spatiale du champ électrique de la structure de Wake, à un maximum de photocourant avec la structure de Wake:
 $V_{app}=0V$, $m=100\%$, $F=30\text{ GHz}$;
 Le diamètre de spot vaut $2\mu\text{m}$. La puissance optique moyenne est de 2mW .

a)



b)

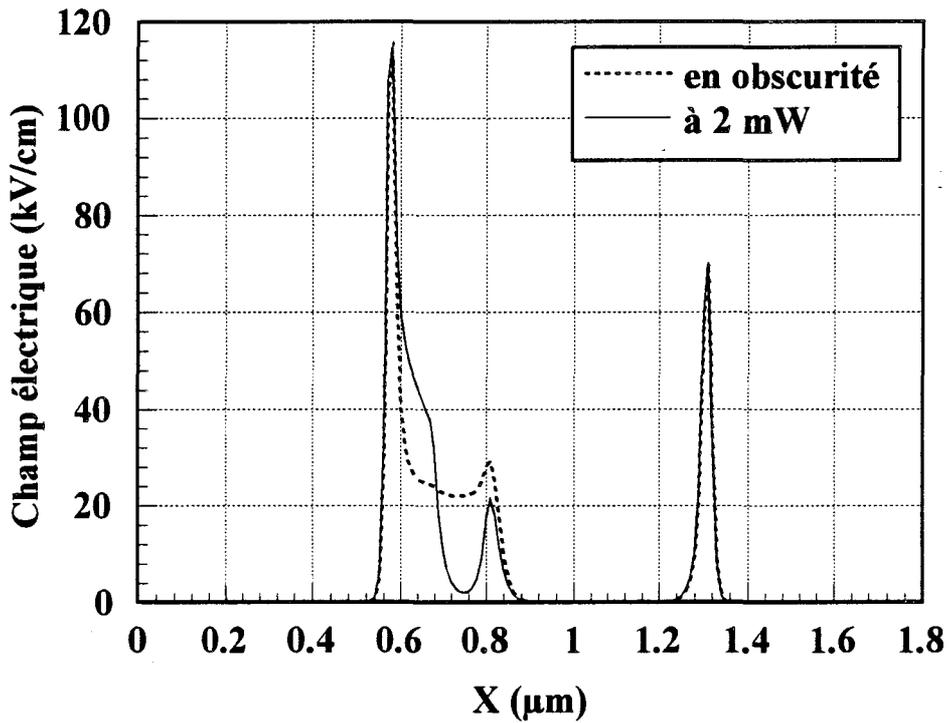


Fig III.22: Evolution des densités de porteurs en a) et du champ électrique en b) à l'entrée du PIN-guide de Wake à tension de polarisation nulle; le diamètre du spot est de $2\mu\text{m}$.

---- En obscurité.

— En grand signal (maximum de photocourant, $m=100\%$, $F=30$ GHz; la puissance optique moyenne est égale à 2mW).

signal optique d'intensité moyenne de 2mW, modulé à 100% à la fréquence de 30 GHz; la tension appliquée (V_{app}) est égale à 0V et le diamètre de spot vaut $2\mu\text{m}$.

Nous savons que les densités de porteurs photocréés dépendent directement du taux de génération de porteurs à la position z de l'axe de propagation. Or, nous avons vu au chapitre précédent, que l'évolution spatiale du champ électrique régnant dans la zone active du composant est étroitement liée aux densités de porteurs photocréés ($\text{div } E(x) \sim n(x)-p(x)$ en grand signal). Son évolution dépendra alors également du taux de génération présent à la position z de l'axe de propagation. Cet effet est observé sur la fig III.21 où le champ électrique accuse une diminution dans la couche absorbante d'autant plus importante que les densités de porteurs photocréés sont importantes (fig III.20).

Sur la fig III.22, on donne les évolutions des densités de porteurs en a) et du champ électrique en b) à l'entrée du photodétecteur en obscurité et en grand signal ($V_{app}=0$ V, $m=100\%$, $F=30\text{GHz}$, puissance optique moyenne égale 2mW). Cette figure permet d'apprécier l'influence de signaux optiques de forte amplitude sur les principales grandeurs électriques accessibles par le modèle. D'une valeur de 20 kV/cm au centre de la couche active et en obscurité, le champ électrique chute à des valeurs de l'ordre du kV/cm lorsque l'intensité moyenne du signal optique atteint 2mW (fig III.22 b). Il devient alors trop faible pour permettre un fonctionnement sans apparition d'effets non-linéaires en régime grand signal et à la fréquence microonde de 30 GHz. La variation de la tension aux bornes de la photodiode restant négligeable, la chute du champ électrique est compensée par son augmentation dans la zone déserte en GaInAsP N^- , transparente à la longueur d'onde utilisée. Ces mécanismes internes révèlent bien ainsi un effet de charge d'espace pure.

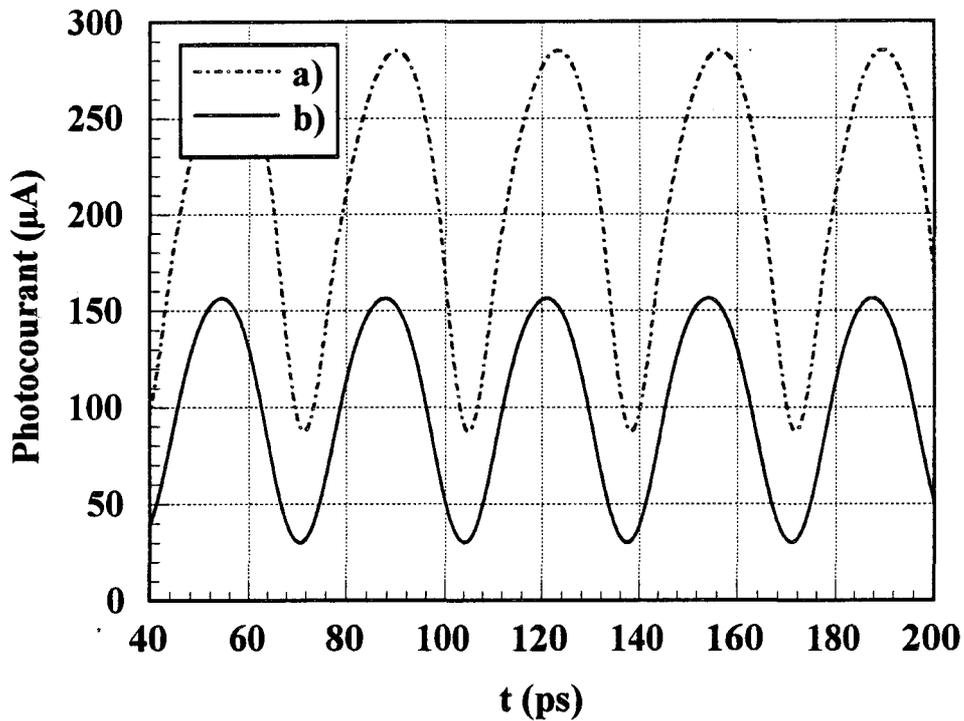


Fig III.23: Evolution temporelle des photocourants
 a) à l'entrée du PIN-guide
 b) en sortie du PIN-guide
 avec $F=30$ GHz, $m=100\%$, $V_{app}=0V$; le diamètre du spot
 optique vaut $2\mu m$; la puissance optique moyenne est égale à $2mW$

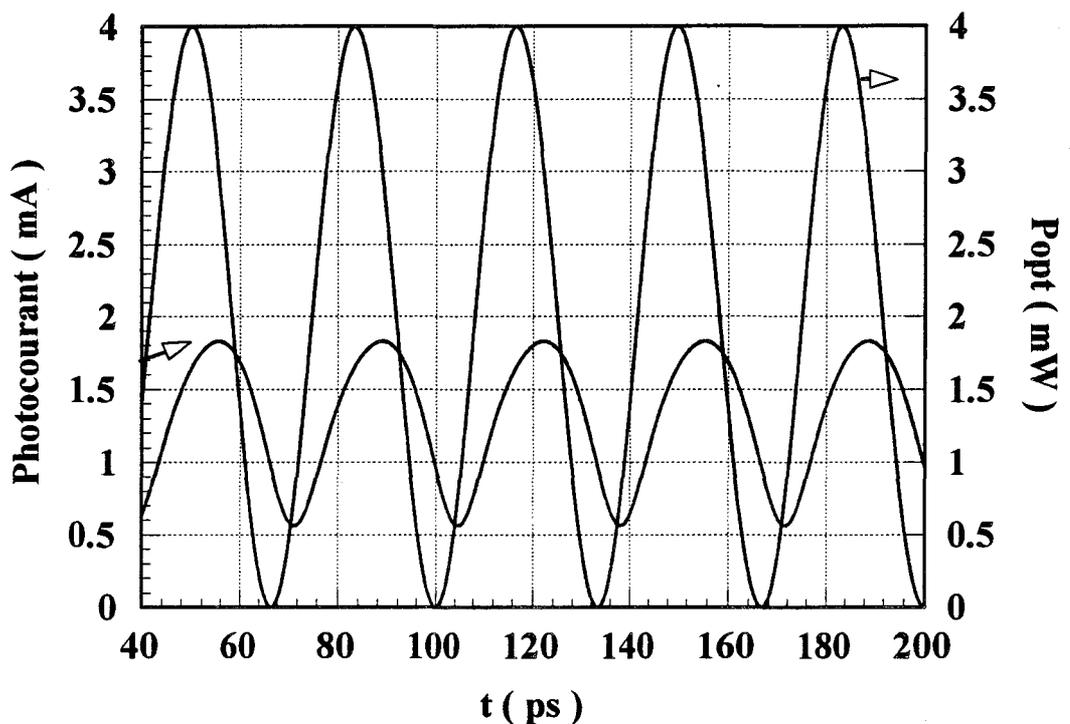


Fig III.24: Evolution temporelle de la puissance optique incidente
 et du photocourant pour la structure donnée **Fig III.15**
 avec $F=30$ GHz, $m=100\%$, $V_{app}=1V$; le diamètre du spot
 optique est égal à $2\mu m$.

Suivant le principe de fonctionnement du modèle, les non-linéarités de la réponse temporelle du PIN-guide dépendront alors des non-linéarités des réponses temporelles issues de chaque tranche qui le constitue.

Pour exemple, nous donnons sur la fig III.23, les évolutions temporelles des photocourants à l'entrée et à la sortie du PIN-guide. Une analyse harmonique de ces signaux montre que les taux d'harmonique 2 et 3 de la réponse en entrée du photodétecteur sont 8 fois plus importants que les taux d'harmonique calculés pour la réponse en sortie du photodétecteur, le fondamental étant également beaucoup plus élevé.

Ces évolutions conduiront à un photocourant de forme d'onde purement sinusoidale en petit signal à un photocourant de forme d'onde périodique non sinusoidal en régime grand signal. C'est ce que montre la fig III.24 où nous avons représenté l'évolution temporelle du photocourant du détecteur en réponse à une modulation sinusoidale du signal optique d'intensité moyenne de 2mW; la fréquence est de 30 GHz et la tension de polarisation est nulle. La puissance microonde théorique correspondante est de -21 dBm, et se situe 3 dB en dessous de la puissance microonde mesurée. Cet écart est toutefois l'écart maximal observé entre les réponses théoriques et expérimentales. D'une manière générale, nos résultats de simulation suivent à moins de 1 dB les résultats expérimentaux et nous semblent suffisamment convaincants pour qu'ils valident notre modèle.

V- Comportement électrique des structures 1, 2 et 3

V-1- Préliminaires concernant le fonctionnement électrique des structures 1, 2 et 3

La comparaison théorie-expérience, effectuée précédemment, a montré que le fonctionnement électrique du modèle, appliqué à une structure issue de la littérature, était aussi

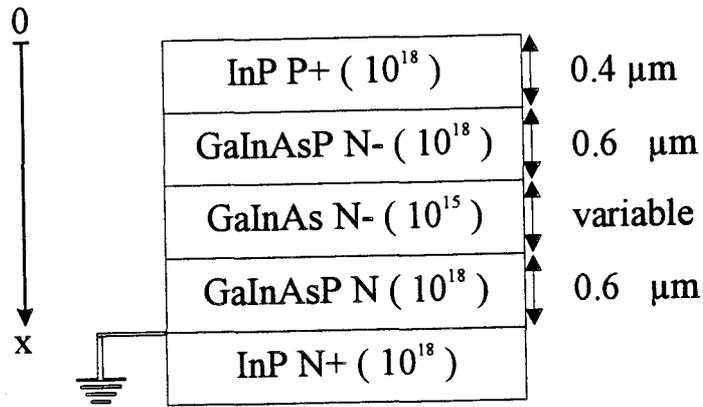


Fig III.25: Vue en coupe des structures étudiées électriquement et dont les géométries ont été définies dans le tableau III.1 Les chiffres entre parenthèses correspondent aux dopages en at/cm^3

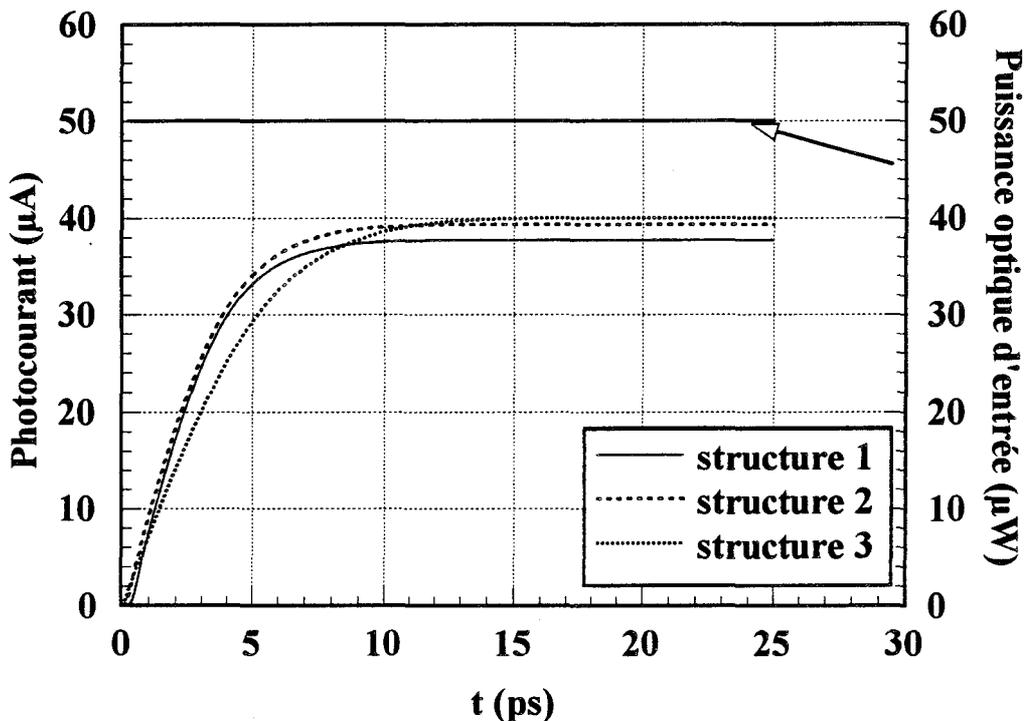


Fig III.26: Réponse des structures 1, 2 et 3 à un échelon de puissance optique d'amplitude $50 \mu\text{W}$; le diamètre de spot optique est de $2 \mu\text{m}$. La structure 1 est polarisée à 1V, la structure 2 à 1V, la structure 3 à 2V.

satisfaisant en petit signal qu'en grand signal. C'est pourquoi, nous avons étendu son domaine d'application à l'étude des détecteurs-guides de géométrie définie dans le tableau III.1; nous ne détaillerons leur comportement électrique que sous fort éclairage. Cette étude est réalisée à la fréquence microonde de 60 GHz et le taux de modulation du signal optique d'entrée est fixé à 100%. Nous incluons également, dans tous nos calculs, le coefficient de réflexion à l'interface air-semiconducteur.

Dans l'optique de ce travail, chaque photodétecteur considéré est partitionné en 10 tranches d'égale longueur, dans la direction de propagation optique Oz. Afin de conserver les effets de l'interface GaInAs N-/ GaInAsP N+, le plan de masse électrique est positionné dans la couche de GaInAsP N+. Une vue en coupe des différents dispositifs simulés, est donnée fig III.25. Compte tenu des paramètres de structure, il fallait auparavant s'assurer du bon fonctionnement des détecteurs-guides à la fréquence de travail. Pour cela, les fréquences de coupure des structures 1, 2 et 3 ont été calculées (fig III.26); elles sont respectivement de 75, 68 et 50 GHz. Il est clair qu'à la fréquence de 60GHz, la structure 3 part avec un handicap; elle présentera néanmoins l'avantage d'être moins sensible aux effets de charge d'espace que les 2 précédentes, son taux de génération et par conséquent les densités de porteurs photocréés correspondantes étant plus faibles.

V-2- Régime de fonctionnement grand signal

L'utilisation de couches actives de faible épaisseur permet d'envisager le fonctionnement hyperfréquence des photodétecteurs PIN-guide à des tensions de polarisation faibles, voire nulles (structure de Wake ou structure 2). Cet aspect conduit le photodétecteur à être beaucoup plus sensible que la photodiode PIN à un effet de dépolarisation. Cette sensibilité

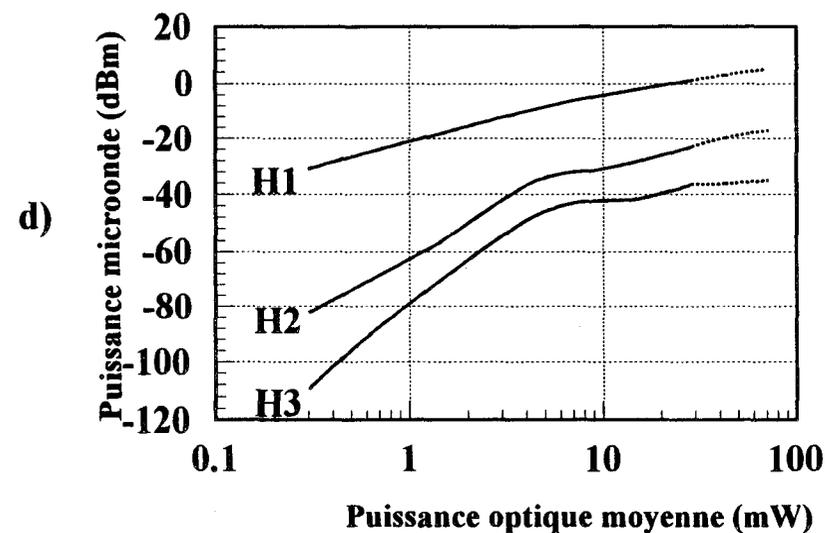
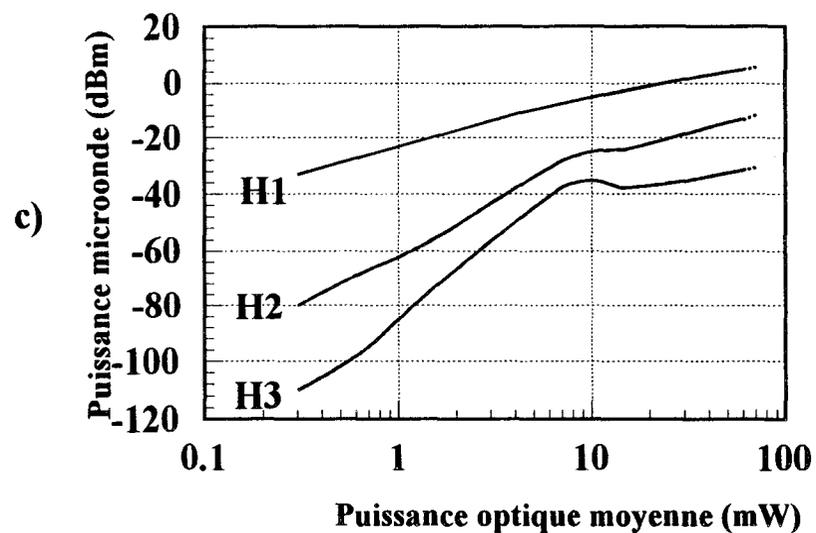
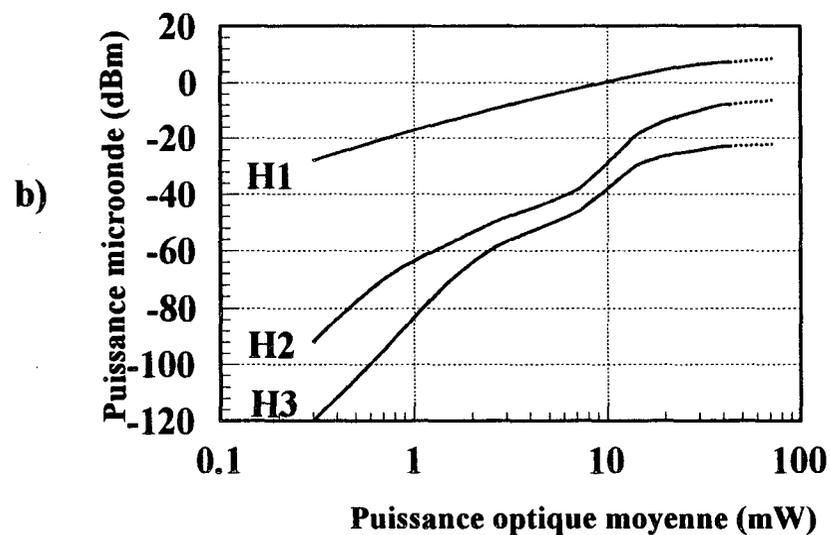
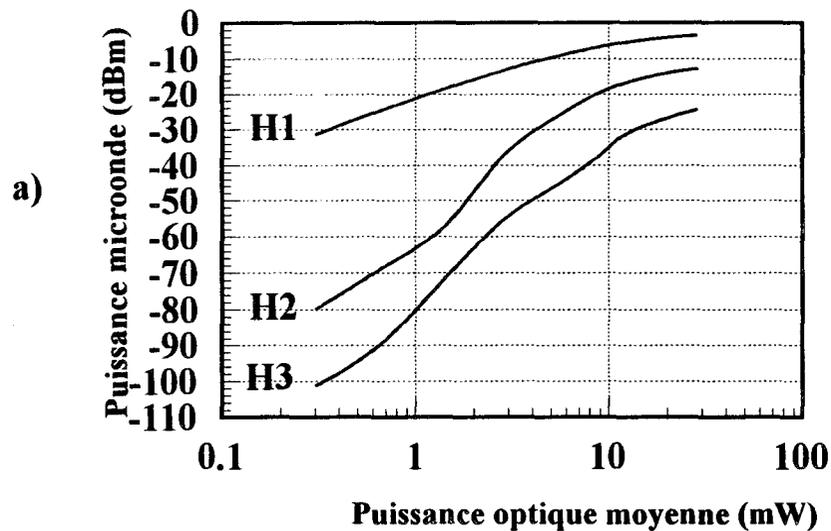


Fig III.27: Distribution de la puissance microonde dans les différents harmoniques du signal en fonction de la puissance optique, pour les 3 structures étudiées avec:

a) Structure 1, $V_{app}=0V$

b) Structure 1, $V_{app}=1V$

c) Structure 2, $V_{app}=1V$

d) Structure 3, $V_{app}=2V$

risque de modifier de manière importante la réponse électrique du composant en régime de fort éclairage, voire de provoquer sa saturation plus rapidement.

Pour étudier ces mécanismes, nous avons calculé la puissance microonde que délivre chacun des détecteurs dans les différents harmoniques du signal en fonction de la puissance optique moyenne ($F=60\text{GHz}$, $m=100\%$). Nous donnons sur les fig III.27 a) b) c) et d) l'évolution de cette puissance pour les structures 1, 2 et 3 respectivement polarisées à 0 et 1V (fig III.27 a) et b), 1 V (fig III.27 c)) et 2V (fig III.27 d)); le diamètre de spot optique est égal à $2\ \mu\text{m}$. (Notons que ces tensions de polarisation sont suffisantes pour permettre la désertion totale de la couche absorbante ainsi que le montre la fig III.28.

Lorsque la puissance optique augmente, on constate, de manière qualitative, une réduction de la puissance microonde distribuée dans chaque harmonique comparée à celle que l'on obtiendrait pour un dispositif linéaire en grand signal. Ce phénomène est d'autant plus important que l'épaisseur de la couche absorbante et que la tension de polarisation sont faibles. Cette réduction peut conduire jusqu'à la saturation du photodétecteur, saturation particulièrement évidente sur la fig III.27 a) pour le photodétecteur PIN-guide de couche absorbante $0.2\ \mu\text{m}$, polarisé à 0V.

L'analyse des grandeurs électriques internes de chaque structure confirme qu'à l'origine de leur comportement électrique existent 3 phénomènes que nous avons déjà étudiés, à savoir:

- L'accroissement de la densité de porteurs dans la couche absorbante.
- L'effet de dépolarisation aux bornes du dispositif.
- L'accroissement du champ électrique à l'hétéro-interface $\text{GaInAsP } P^+ / \text{GaInAs } N^-$.

Nous allons tenter d'étudier maintenant plus précisément l'importance de chacun de ces phénomènes.

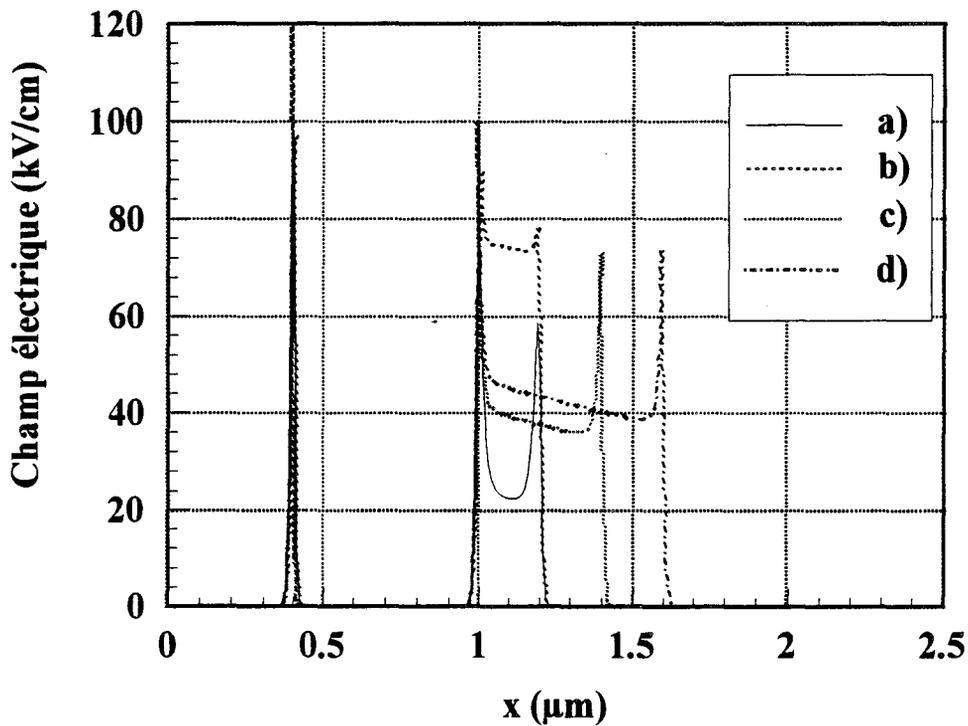
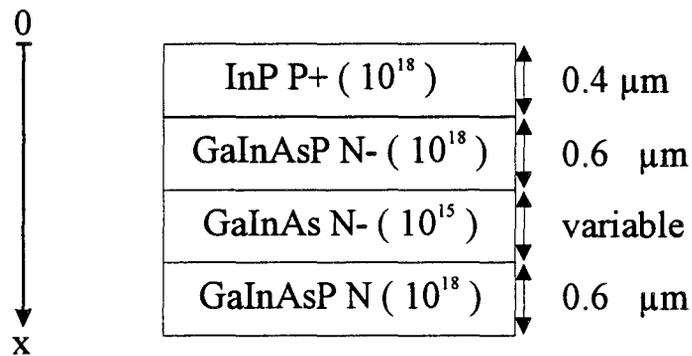


Fig III.28: Distribution spatiale du champ électrique en obscurité à l'entrée des 3 détecteurs PIN-guides

- a) Structure 1, $V_{\text{app}}=0\text{V}$ b) Structure 1, $V_{\text{app}}=1\text{V}$
 c) Structure 2, $V_{\text{app}}=1\text{V}$ d) Structure 3, $V_{\text{app}}=2\text{V}$

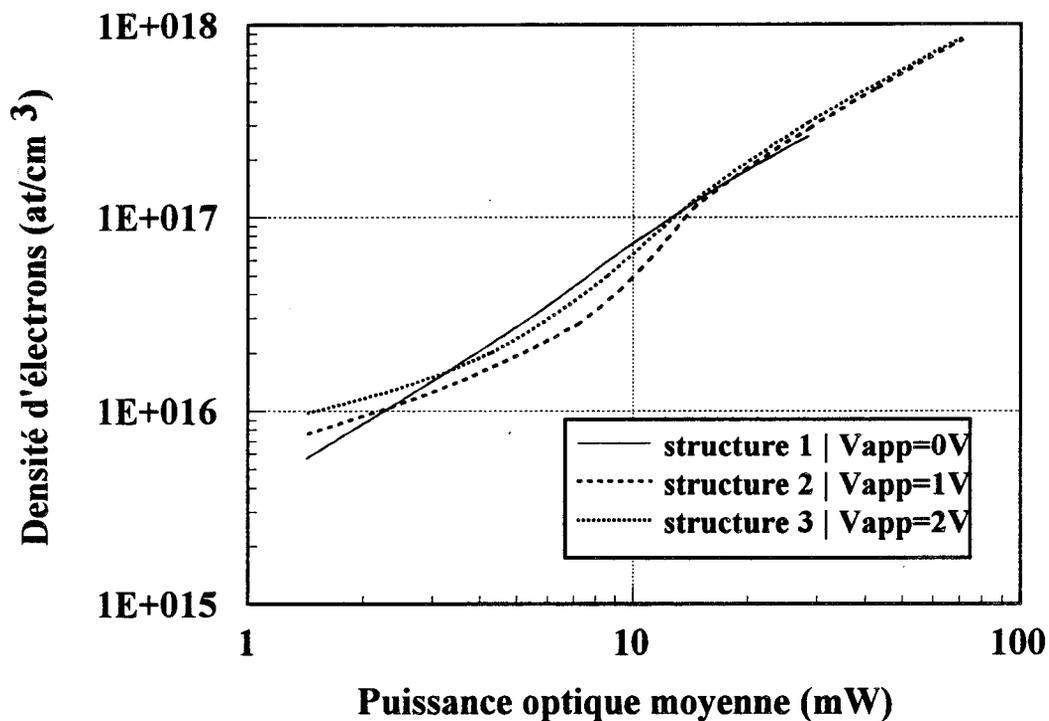


Fig III.29: Evolution de la densité d'électrons au centre de la couche absorbante en fonction de la puissance optique moyenne à l'entrée des 3 détecteurs-guides, à un maximum de photocourant avec: $F=60\text{ GHz}$, $m=100\%$; la taille du spot optique est de $2\mu\text{m}$.

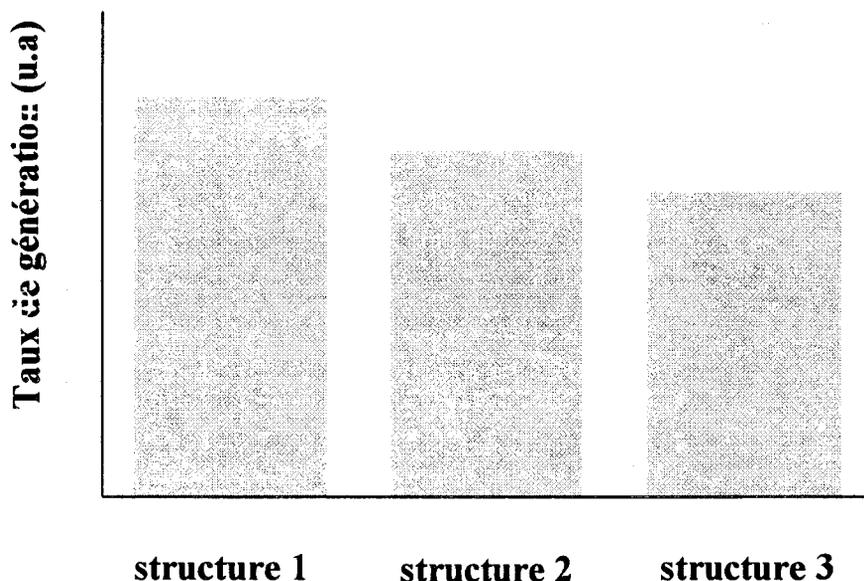


Fig III.30: taux de génération de porteurs à l'entrée des 3 détecteurs-guides. La puissance optique d'entrée est égale à $1\mu\text{W}$, la taille de spot optique est de $2\mu\text{m}$.

1) Accroissement de la densité de porteurs dans la couche absorbante

Cet accroissement dépend à la fois du comportement optique du photodétecteur ainsi que de son comportement électrique. Pour illustrer notre propos, nous donnons fig III.29, l'évolution des densités d'électrons au centre de la couche active (les densités de trous présentent une évolution similaire) à l'entrée de chaque photodétecteur. Cette évolution est obtenue pour des densités d'électrons, calculées à un maximum de photocourant avec les conditions de fonctionnement de la fig III.27. On constate que les 3 détecteurs ont sensiblement le même comportement. Une analyse plus fine montre cependant que lorsque la puissance optique augmente, les densités d'électrons augmentent plus rapidement dans les structures à couche active d'épaisseur importante. On constate en effet (fig III.29) que la concentration en électrons de la structure 3 est supérieure à celle de la structure 2, elle-même supérieure à celle de la structure 1. Ce résultat peut paraître surprenant. D'ailleurs, comme on pouvait s'y attendre, les taux de génération à l'entrée du guide évolue de manière inverse (fig III.30). En fait, ce résultat est la conséquence de l'augmentation du temps de transit qui conduit à une fréquence de coupure inférieure, pour la structure 3 à la fréquence de travail. Simultanément, on constate que l'effet de saturation est d'autant plus prononcé que la couche active est plus épaisse (0.4 et 0.6 μm); il est donc nécessaire, pour expliquer ce phénomène, de prendre en compte un autre effet: la dépolarisation du PIN-guide.

2) Effet de dépolarisation aux bornes du dispositif.

La fig III.31 donne l'évolution en fonction du temps de la composante alternative de la tension aux bornes de chaque photodétecteur, la puissance optique moyenne étant égale à 20 mW (F=60 GHz, m=100 %, le diamètre de spot est égal à 2 μm) Elle montre que l'effet de dépolarisation ne peut plus être considéré comme négligeable et qu'il dépend du point de fonctionnement statique grand signal de chaque photodétecteur (couple V_{continue} , I_{continu}). Si on

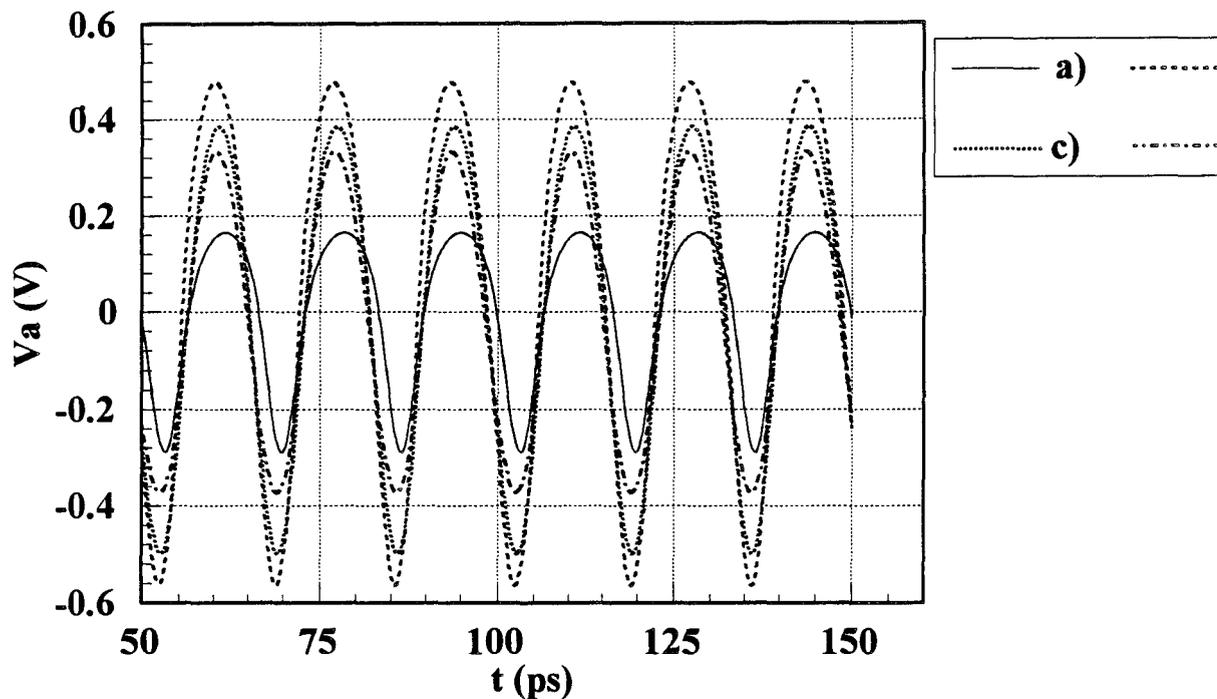


Fig III.31: Evolution temporelle de la composante alternative de la tension aux bornes de chaque photodétecteur

avec:

- a) Structure 1 ($V_{app}=0V$) b) Structure 1 ($V_{app}=1V$)
 c) Structure 2 ($V_{app}=1V$) d) Structure 3 ($V_{app}=2V$)

Dans tous les cas, $F=60$ GHz, $m=100\%$, la taille du spot optique est égale à $2\mu m$ et la puissance optique moyenne d'entrée est de 20 mW.

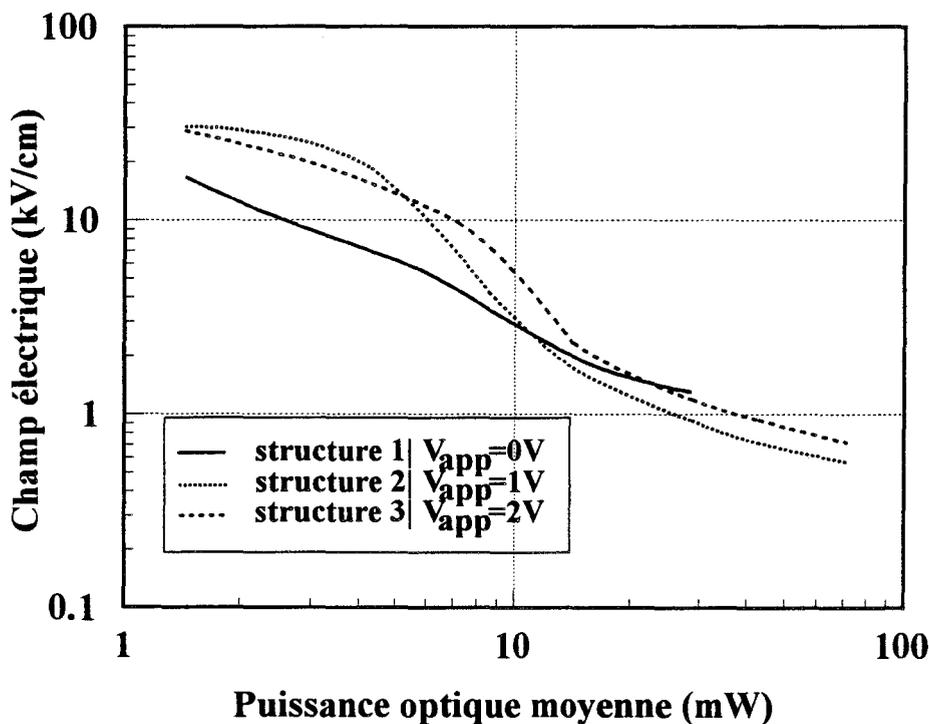


Fig III.32: Evolution du champ électrique au centre de la couche active, à l'entrée des 3 détecteurs-guides et à un instant où le photocourant est maximal. $F= 60$ GHz, $m=100\%$, la taille du spot est de $2\mu m$.

considère la structure 1 polarisée à 1V, on constate effectivement qu'à 20 mW de puissance optique moyenne, la variation de la tension autour de son point de fonctionnement peut atteindre 0.5 V. Cette valeur est nettement supérieure à celle correspondant à la même structure non polarisé ($V_{app}=0V$) et peut alors conduire, si on n'y prend garde, à un claquage prématuré du composant.

La combinaison des effets de dépolarisation et de charge d'espace est responsable de la décroissance du champ électrique dans le dispositif. Ce champ devient alors trop faible pour permettre un bon fonctionnement des détecteurs à la fréquence de 60 GHz. Nous illustrons cet effet sur la fig III.32 où nous avons représenté l'évolution du champ électrique au centre de la couche active en fonction de la puissance optique, à l'entrée des 3 structures photodétectrices. On constate que sous fort éclairage et à l'entrée de chaque détecteur-guide, le champ électrique est d'autant plus faible que l'épaisseur de la couche active est importante. Ceci peut paraître contradictoire avec le fait que la structure 1 sature plus vite que les autres.

Pour expliquer cette saturation (fig III.27 a), il faut en fait, prendre en compte, le champ électrique existant dans l'ensemble de la structure.

Pour s'en convaincre, nous avons représenté sur la fig III.33 les évolutions du champ au centre de la zone déserte ainsi que celle du taux de génération moyen des 3 structures au fur et à mesure de la propagation de l'onde optique. Cette figure est intéressante à plus d'un titre:

Elle montre en premier lieu que dans les 3 photodétecteurs, la majorité des phénomènes non-linéaires se produisent sur une distance inférieure à $6\mu m$. Le champ électrique est alors d'autant plus faible que le taux de génération de porteurs est important.

En second lieu, elle explique le comportement électrique grand signal de la structure 1 vis à vis des structures 2 et 3. En effet, on constate sur cette figure que l'absence de polarisation aux bornes de la structure 1, allié à un fonctionnement de ce détecteur sous fort éclairage,

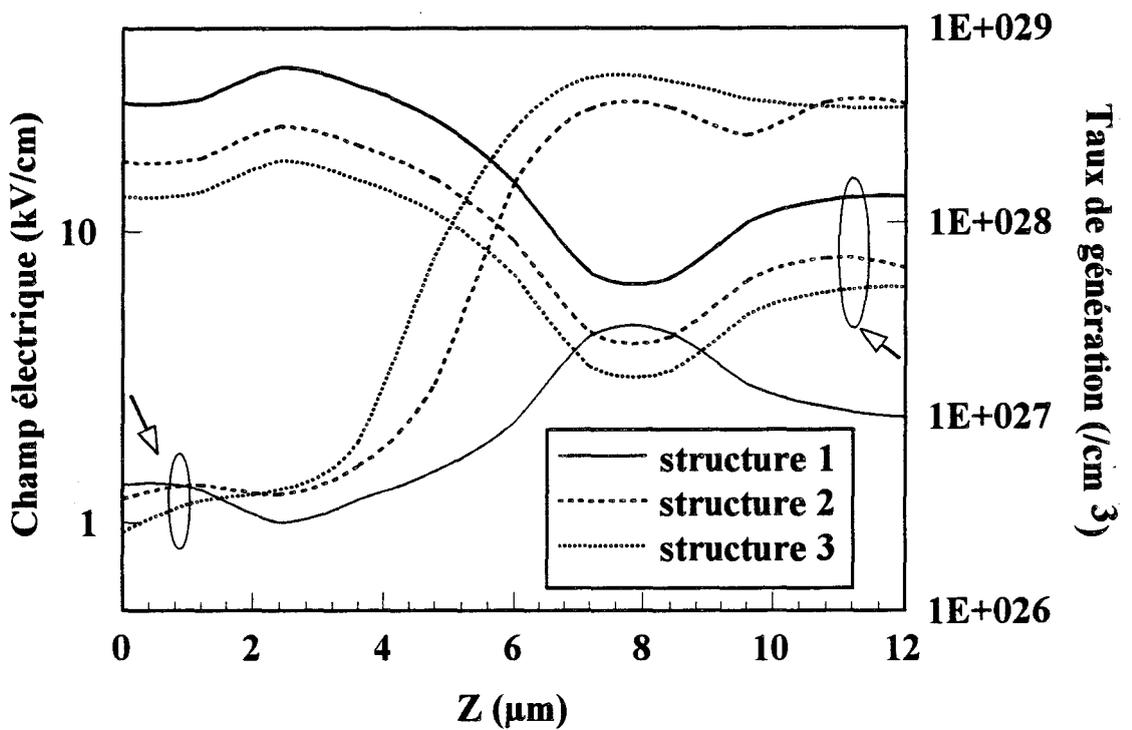


Fig III.33: Evolution du champ électrique au centre de la couche active ainsi que du taux de génération de porteurs dans la direction de propagation pour les 3 structures, avec $F=60$ GHz, $m=100\%$.

La structure 1 est polarisée à 0V, la structure 2 à 1V, la structure 3 à 2V, la puissance optique moyenne d'entrée est égale à 20 mW et la taille du spot est de $2\mu\text{m}$.

conduit à l'existence d'un champ électrique moyen bien plus faible que ceux calculés pour les structures 2 et 3, alors même que la plus grande partie de l'onde optique a été absorbée.

Pour apprécier l'influence du taux de génération sur l'évolution des grandeurs électriques du composant, on donne également les distributions spatiales du champ électrique et des densités de porteurs à un maximum de photocourant fig III.34; la structure représentée est la structure 2 polarisée à 1V, le diamètre de spot optique est de $2\mu\text{m}$.

3) Accroissement du champ à l'hétérointerface GaInAsP P^+ / GaInAs N^- .

Consécutif à une augmentation de la densité de porteurs dans la zone absorbante des dispositifs, le champ électrique, comme dans le cas de la photodiode PIN est redistribué à l'interface GaInAsP P^+ /GaInAs N^- ; les valeurs qu'il atteint peuvent alors provoquer le claquage du composant.

Nous donnons fig III.35, l'évolution maximale de ce champ à l'interface GaInAsP P^+ / GaInAs N^- en fonction de la puissance optique moyenne d'entrée pour chacun des photodétecteurs (les conditions de fonctionnement sont données sur la figure). On constate que la sensibilité au claquage du photodétecteur, en fort signal, est accrue lorsque la tension de polarisation est élevée et que l'épaisseur de la couche active de la structure est importante. Il suffira, par exemple, d'une puissance optique moyenne d'environ 30 mW pour que la limite liée au claquage de la structure 3 polarisée à 2 V, soit atteinte (fig III.27 d).

De manière générale, l'ensemble de ces mécanismes conduit, à la fréquence microonde de 60GHz, à limiter le fonctionnement en puissance du détecteur sous fort éclaircissement [5][15]-[18].

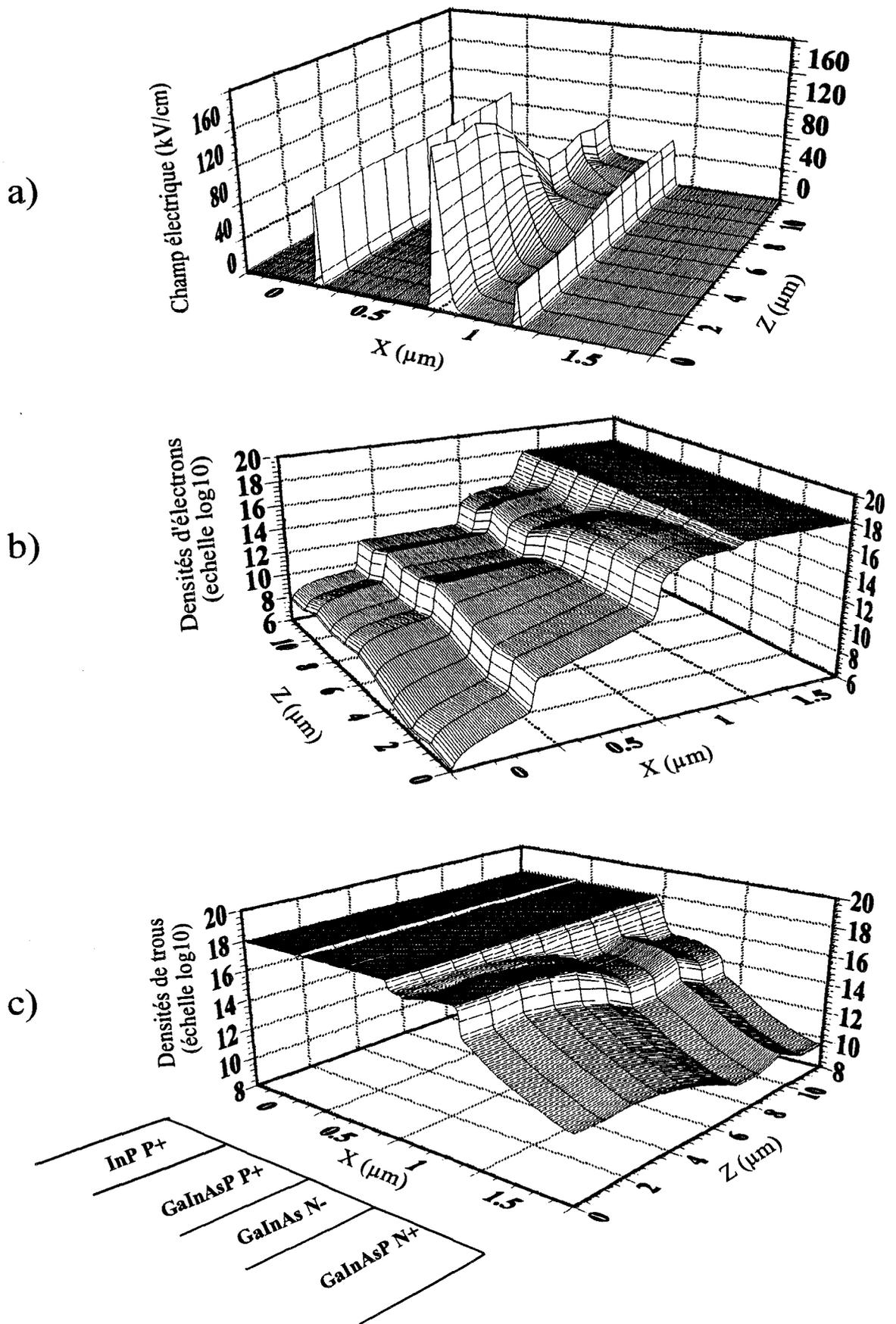


Fig III.34: Distribution spatiale du champ électrique en a), des densités d'électrons en b) et des densités de trous en c) à un maximum de photocourant, pour la structure 2 avec $F=60$ GHz, $m=100\%$, $V_{app}=1V$, $D_{spot}=2\mu m$.

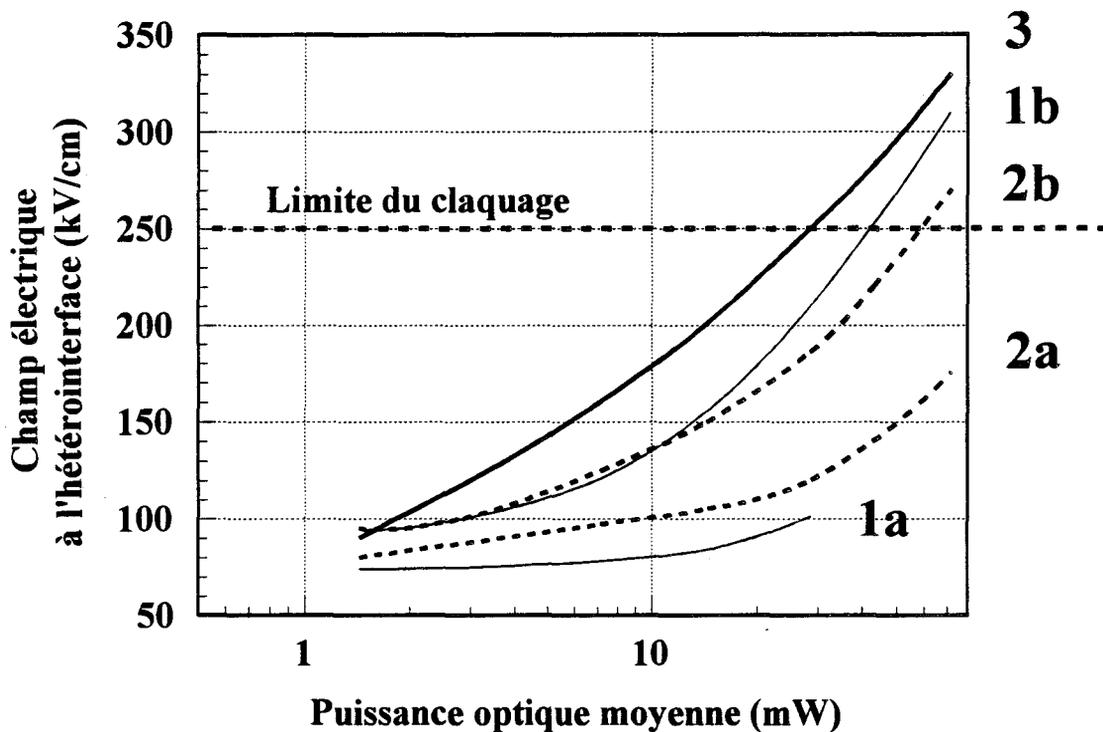


Fig III.35: Evolution du champ électrique maximal à l'hétérointerface GaInAsP P⁺/GaInAs N⁻ avec

1a) structure 1: $V_{app}=0V$, $D_{spot}=2\mu m$

1b) structure 1: $V_{app}=1V$, $D_{spot}=2\mu m$

2a) structure 2: $V_{app}=1V$, $D_{spot}=4\mu m$

2b) structure 2: $V_{app}=1V$, $D_{spot}=2\mu m$

3) structure 3: $V_{app}=2V$, $D_{spot}=2\mu m$

Dans tous les cas, la fréquence est égale à 60 GHz et l'indice de modulation vaut 100%.

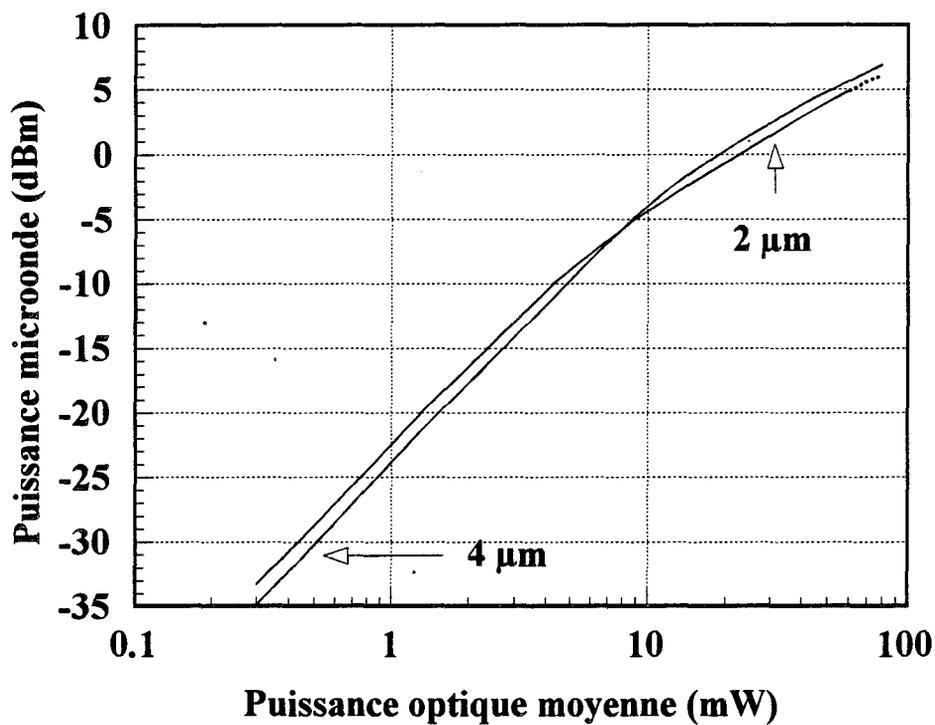


Fig III. 36: Puissance microonde dans le fondamental en fonction de la puissance optique moyenne, pour 2 diamètres de spot: 2 et 4 μ m.

La structure étudiée est la structure 2. Les conditions d'utilisation sont: $F=60$ GHz, $m=100$ %, $V_{app}=1$ V (en pointillé limite liée au claquage).

En effet, on constate que lorsque la structure 1 n'est pas polarisée, elle sature pour une puissance optique moyenne d'entrée égale à 20mW. Il n'y a alors pas de limite liée au claquage, Lorsque cette structure est polarisée à 1V, son comportement hyperfréquence s'améliore (fig III.27 b)) et la saturation est repoussée à des valeurs de puissance optique plus grandes. Le champ électrique existant dans la zone déserte étant plus élevé, le claquage apparaît toutefois pour une puissance optique moyenne de 40 mW. Avec cette structure et dans ces conditions de polarisation et d'éclairement, la puissance microonde maximale qu'il est possible d'obtenir à la fréquence de 60 GHz, est d'environ 7 dBm. Il sera cependant difficile d'utiliser le détecteur à ce niveau de fonctionnement car la limite qu'impose le claquage est très proche.

Les structures 2 et 3 affichent un comportement similaire (fig 27 c) et d)). La saturation n'apparaît pas cependant clairement dans leur réponse microonde, puisque le claquage limite la puissance microonde maximale qu'ils peuvent délivrer. En outre, leur coefficient de réponse dynamique est plus faible que celui de la structure 1, polarisée à 1V. Ces 2 structures fournissent alors une puissance électrique maximale de 4dBm (structure 2) et de 2dBm (structure 3).

Puisqu'un spot optique de diamètre élevé contribue à diminuer le rendement quantique interne du photodétecteur PIN-guide et par conséquent son taux de génération le long de l'axe de propagation optique, nous avons également étudié l'influence de son diamètre en calculant la réponse microonde du photodétecteur en fonction de la puissance optique moyenne pour un spot de diamètre 4 μ m. La fig III.36 représente l'évolution de la puissance microonde délivrée dans une charge 50 Ω en fonction de la puissance moyenne incidente pour un spot de 2 μ m et un spot de 4 μ m.

On constate que le coefficient de réponse en régime petit signal, est plus faible pour le spot de 4 μ m, que pour le spot de 2 μ m. Cependant, les densités de porteurs photocréés, plus faibles,

permettent d'obtenir un niveau de puissance hyperfréquence plus grand dans des conditions d'éclairement du photodétecteur importantes. Cette amélioration de puissance hyperfréquence maximale est en fait une conséquence du phénomène de claquage qui est repoussé à des puissances optiques plus fortes pour un éclairement avec un spot de diamètre $4\mu\text{m}$. On constate en effet que, pour un spot de diamètre de $2\mu\text{m}$, le claquage intervient pour des puissances optiques moyennes de l'ordre de 60 mW , tandis que pour un spot de $4\mu\text{m}$, il apparaît théoriquement pour des puissances optiques moyennes bien supérieures. Ces résultats indiquent finalement que les conditions d'éclairement auront une grande importance pour un fonctionnement du détecteur sous fort signal.

VI- Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre le développement d'un modèle pseudo-bidimensionnel, nommé SOPHRENE (simulation de photodétecteurs en régime non-linéaire) pour étudier le fonctionnement électrique des photodétecteurs PIN-guide en petit et grand signal. Pour connaître leur comportement sous fort éclairement, il s'est avéré nécessaire de faire une étude optique de ce type de photodétecteur. Cette analyse conduite sur deux structures différentes (monomode et multimode) a montré, en premier lieu, l'avantage de ses structures multimodes quelles que soient les conditions d'éclairement: petit ou grand diamètre de spot, spot désaligné, éclairement incliné.... Dans tous les cas, le rendement quantique calculé est plus élevé que celui des structures monomodes.

En second lieu, la connaissance de l'énergie optique absorbée au cours de la propagation nous a permis de déterminer le taux de génération de porteurs à chaque pas de propagation z . Cette grandeur a été intégrée au modèle électrique pseudobidimensionnel; nous avons pu ainsi valider avec succès la modélisation, à l'aide de résultats issus de la littérature.

Le comportement électrique sous fort éclairage et à la fréquence de 60 GHz, de 3 structures PIN-guides différentes de couche active d'épaisseur croissante (0.2, 0.4 μm et 0.6 μm) a ensuite été étudié. Les résultats montrent que ce type de photodétecteur (structure de couche active 0.2 μm) est capable, en l'absence de polarisation, de délivrer une puissance microonde de -5 dBm, sans toutefois que le claquage apparaisse. Sous une polarisation de 1V, on peut espérer atteindre une puissance microonde maximale de 7dBm, sans doute difficile à atteindre expérimentalement à cause de la sensibilité de ce détecteur aux phénomènes de claquage. Pour les réduire, on aura peut-être avantage à utiliser les photodétecteurs PIN-guide de couche absorbante plus épaisse: ces derniers présentent l'avantage de réduire à puissance optique d'entrée égale la densité de photoporteurs dans la couche absorbante. Ils peuvent permettre aussi l'utilisation de spot optique de diamètre plus grand sans sacrifier de manière importante à l'efficacité quantique.

C'est ainsi, qu'avec une structure de 0.4 μm de couche active, une puissance microonde maximale de 5 dBm est prévue, avec une puissance optique d'entrée correspondante de 70mW.

BIBLIOGRAPHIE

[1] TUCKER et Al, " Coaxially monted 67 GHz bandwith InGaAs PIN photodiode ", Electron. Lett., Vol. 22, pp917-918, 1986.

[2] A.R. WILLIAMS, A. L. KELLNER, and P.K.L. Yu, " InGaAs/ InP waveguide photodetector with high saturation intensity," Electron. Lett., vol. 28, n° 24, pp 2258-2259, nov.1992.

[3] A.R. WILLIAMS, A. L. KELLNER, and P.K.L. Yu, " High frequency saturation measurements of an InGaAs/InP waveguide photodetector," Electron. Lett., vol. 29, n° 14, pp 1298-1299, july 1993.

[4] D. WAKE, N.G WALKER, and I. C. SMITH, " Zero-bias edge coupled InGaAs photodiodes in millimeter wave radio fiber systems, " Electron. Lett., vol. 29, n° 21, pp 1879-1881, Oct. 1993.

[5] J. HARARI, F. JOURNET, O. RABII, G. JIN, J.P VILCOT, D. DECOSTER, " Modeling of Waveguide PIN Photodetectors under very high optical power ", IEEE MTT, vol; 43, n°9, September 1995.

[6] J. VAN DE CASTEELE, J. HARARI, F. JOURNET, O. RABII, L. JOANNES, J.P VILCOT, D. DECOSTER, " Modeling of waveguide PIN photodetectors for millimeter wave applications ", European Symposium on Advanced Networks and Services EUROPTO'95 Amsterdam 20-23 mars 1995.

[7] O. RABII, F. JOURNET, I. ASHOUR, J. HARARI, J.P VILCOT, D. DECOSTER, " Photodetector modeling for microwave, millimeter waves and high power applications " Semiconductor and Integrated Optoelectronics Conf. SIOE'94, UWCC, Cardiff, 28-30 mars 1994.

[8] O. RABII, " Etude des photodétecteurs PIN-guides et MSM intégrés à un guide optique pour des applications en ondes millimétriques " thèse de troisième cycle, LILLE, décembre 1995.

[9] K. KATO et al, "A high efficiency 50 Ghz InGaAs multimode waveguide photodetector.," IEEE Jnl of Quantum. Electron., Vol 28, n°12, pp 278-2735, Dec 1992.

[10] A. KATZ, " Indium phosphide and related materials: processing, technology and devices," Artech House, 1992.

[11] J.C. DE JEAGER, "Structure à heterojonction pour la conception de diodes à avalanche et temps de transit à très haut rendement. », Thèse d'état, 1985.

[12] T.P. PEARSALL, " GaInAsP Alloy Semiconductors ", New-York:Wiley, 1982.

[13] S.R. FORREST, P.H. SCHMIDT, R.B. WILSON, and L. KAPLAN, " Relationship between the conduction band discontinuities and bandgap differences in InGaAs/ InP heterojunctions, " Appl. Phys. Lett., vol. 50, n°18, pp1260-1262, May 1987.

[14] D. WAKE, T.P. SPOONER, S.D. PERRIN, I.D. HENNING, " 50 GHz InGaAs edge-PIN coupled photodetector " Electr. Lett., vol.27, n°12, pp1073-1075, June 1991.

[15] F. JOURNET, J. HARARI, O. RABII, J.P VILCOT, D. DECOSTER, C. DALLE, M.R FRISCOURT, " Modelisation de photodetectors pour des applications de puissance en hyperfréquence ", 5ème Journées Nationales Microélectroniques et Optoélectroniques III-V, Ecully, 22-24 Juin 1994.

[16] J. HARARI, G. JIN, F. JOURNET, J.P VILCOT, D. DECOSTER, " Modeling of microwave top illuminated PIN photodetector under very high optical power" 1995, IEEE MTT (à paraitre).

[17] J. HARARI, F. JOURNET, O. RABII, L. JOANNES, J.P VILCOT, D. DECOSTER, " Modeling of photodetectors for microwave and high power applications" Proc. SPIE, Technologies for optical fiber communications, 2149 (1994).

[18] J. HARARI, F. JOURNET, G.H. JIN, O. RABII, L. JOANNES, J. VAN DE CASTEELE, C. DALLE, M.R. FRISCOURT, J.P VILCOT, D. DECOSTER, " Modeling of PIN photodetectors for microwave and high power applications " Proc of european Microwave Conference (1994).

CHAPITRE IV

CHAPITRE IV

LIMITATIONS EN FONCTION DE LA FREQUENCE

ET AMELIORATION POSSIBLE

I- Introduction

Dans les chapitres II et III, nous avons étudié les mécanismes limitant le fonctionnement des photodiodes PIN et PIN-guides sous fort éclairage. Ces différentes études conduites à fréquence fixe (20 GHz pour la photodiode PIN, 60 GHz pour le photodétecteur PIN-guide), ont permis de chiffrer la puissance microonde maximale théorique susceptible d'être délivrée par chacun d'entre eux. Il est clair que cette puissance sera d'autant plus faible que la fréquence de coupure de cette diode sera plus élevée. En effet, la taille du détecteur étant plus petite, les effets non-linéaires consécutifs à une puissance optique élevée seront accentués. Il serait intéressant de pouvoir évaluer la puissance maximale en fonction de la fréquence de travail du photodétecteur. L'objet de ce chapitre sera donc d'évaluer l'effet de la fréquence (et donc de la taille du composant) sur la puissance microonde maximale délivrée par le photodétecteur. Nous effectuerons cette étude sur une photodiode PIN, en faisant varier la fréquence de travail dans un domaine compris entre 5 et 60GHz. Il peut aussi être utile de comparer les possibilités en puissance d'une PIN à un PIN-guide dans le domaine du millimétrique; nous effectuerons cette comparaison à la fréquence de 60GHz. Enfin, en petit signal, nous savons que par adjonction d'un circuit réactif d'adaptation d'impédance, il est possible d'améliorer le transfert du signal hyperfréquence en sortie de photodétecteur dans une bande étroite. Nous terminerons ce chapitre en étudiant les possibilités d'amélioration que pourrait procurer un tel circuit sur une photodiode PIN fonctionnant en régime grand signal.

II- Etude des limitations en fonction de la fréquence

II-1- Démarche

L'utilisateur, qui cherche à augmenter la puissance microonde maximale recueillie aux bornes de la photodiode à une fréquence donnée, doit choisir à priori une diode de dimension la plus grande possible de manière à augmenter son volume actif; en outre, la fréquence de coupure de cette diode doit être plus élevée que la fréquence de travail afin de ne pas être pénalisé par la réduction du signal au-delà de la coupure. Ceci implique que pour chaque fréquence explorée, on définisse une structure de diode qui réponde à ces critères. Pour cela, nous nous sommes appuyés sur les résultats donnant, en régime petit signal, l'évolution de la fréquence de coupure de la photodiode PIN en fonction de l'épaisseur de couche absorbante et de la surface active; cette évolution a déjà été donnée au chapitre I, fig I.11. On constate que si l'on veut travailler à une fréquence microonde qui soit proche en limite inférieure de la fréquence de coupure du détecteur, plusieurs géométries de photodiode sont possibles. Les études menées au chapitre II concernant la PIN faisaient appel à une photodiode d'épaisseur de couche absorbante $1.5\mu\text{m}$ et de surface active égale à $400\mu\text{m}^2$, cette surface correspondant à un diamètre d'environ $22\mu\text{m}$. Fixant l'épaisseur de la couche absorbante à $1.5\mu\text{m}$, nous avons fait varier le diamètre du composant de manière à couvrir le domaine de fréquence compris entre 5 et 20GHz. Les fréquences de travail plus faibles n'ont pas été retenues en raison des temps de calcul qui deviennent excessifs. Cette photodiode reste toutefois peu adaptée à un fonctionnement à des fréquences microondes supérieures à 20GHz, c'est pourquoi nous avons choisi des photodiodes de diamètre et d'épaisseur de couche active respectifs plus faibles à savoir $15\mu\text{m}$ et $0.8\mu\text{m}$ pour une simulation à 30GHz, $10\mu\text{m}$ et $0.4\mu\text{m}$ pour une simulation à 60GHz. Dans tous les cas, on pourra quasiment assimiler la fréquence de simulation à la

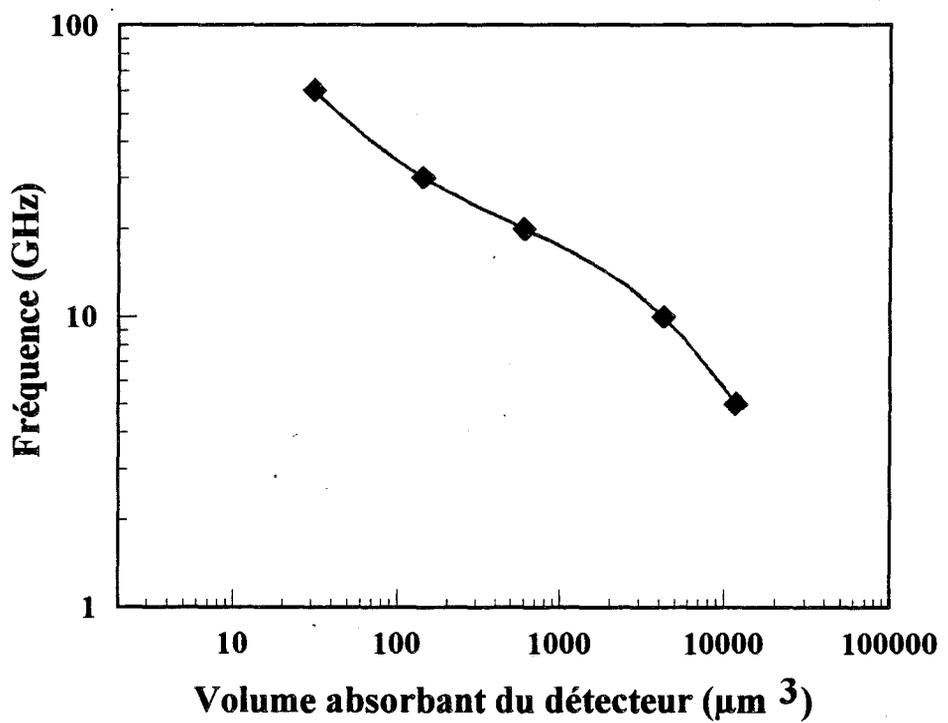


Fig IV.1: Evolution de la fréquence de fonctionnement en fonction du volume absorbant de la photodiode PIN

fréquence de coupure de chaque composant puisque ces fréquences sont très voisines l'une de l'autre. On donne fig IV.1 l'évolution de la fréquence de modulation utilisée en fonction du volume du photodétecteur.

Concernant les conditions de simulation, la tension appliquée aux bornes de chacune de ces photodiodes est choisie de manière à ce que le champ électrique moyen existant dans la zone déserte soit approximativement le même quelles que soient les dimensions du détecteur; le diamètre du spot optique est pris égal au diamètre de la photodiode et le taux de modulation est fixé à 100%.

Nous avons finalement calculé pour ces différents photodétecteurs la puissance microonde maximale qu'ils étaient capables de fournir, qu'elle soit limitée par l'effet de dépolarisation, de charge d'espace ou par l'effet de claquage de la photodiode. Bien que la méthodologie employée ne soit pas entièrement rigoureuse (choix du détecteur et conditions de simulation arbitraire), cette façon de procéder doit nous permettre de déterminer l'évolution de cette puissance, aussi bien en fonction de la fréquence de modulation du détecteur que de ses dimensions (surface et volume absorbants).

II-2- Résultats et discussions

Les principaux résultats obtenus sont reportés sur les fig IV.2, IV.3 et IV.4; ainsi nous donnons:

-fig IV.2 l'évolution de la puissance microonde maximale de différentes photodiodes PIN en fonction de leur fréquence de modulation pour des photodiodes optimisées en petit signal.

-fig IV.3 l'évolution de la puissance microonde maximale de différentes photodiodes PIN en fonction de leur volume absorbant; nous avons également inclus sur ces 2 figures les résultats de simulation obtenus pour le photodétecteur PIN-guide.

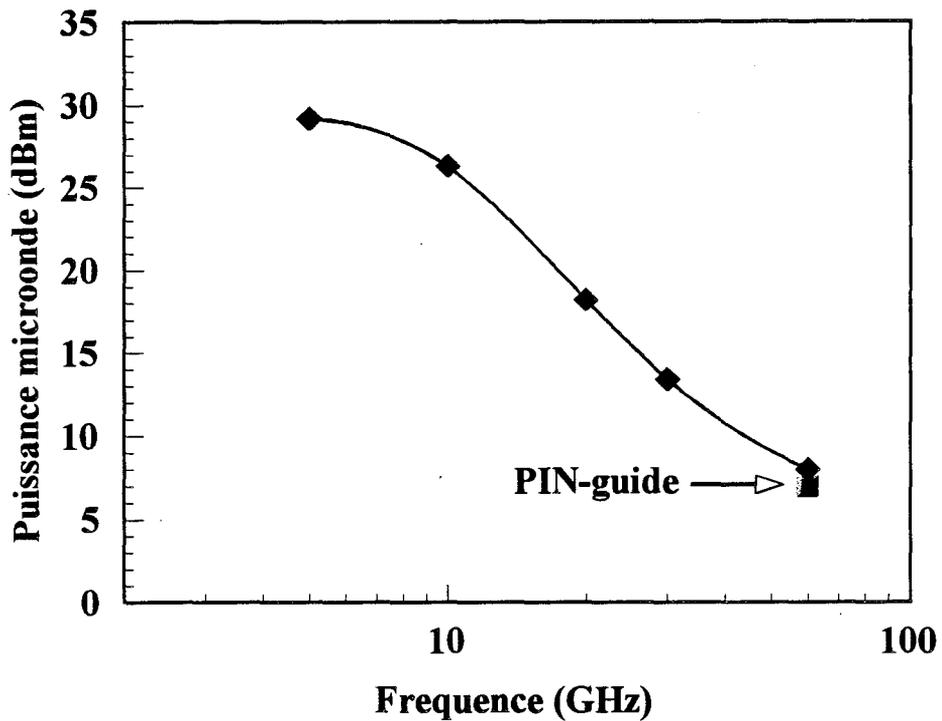


Fig IV.2: Evolution de la puissance microonde maximale délivrée par les détecteurs PIN et PIN-guide en fonction de la fréquence de modulation du signal optique d'entrée. Les détecteurs ont été optimisés en petit signal pour fonctionner à différentes fréquences.

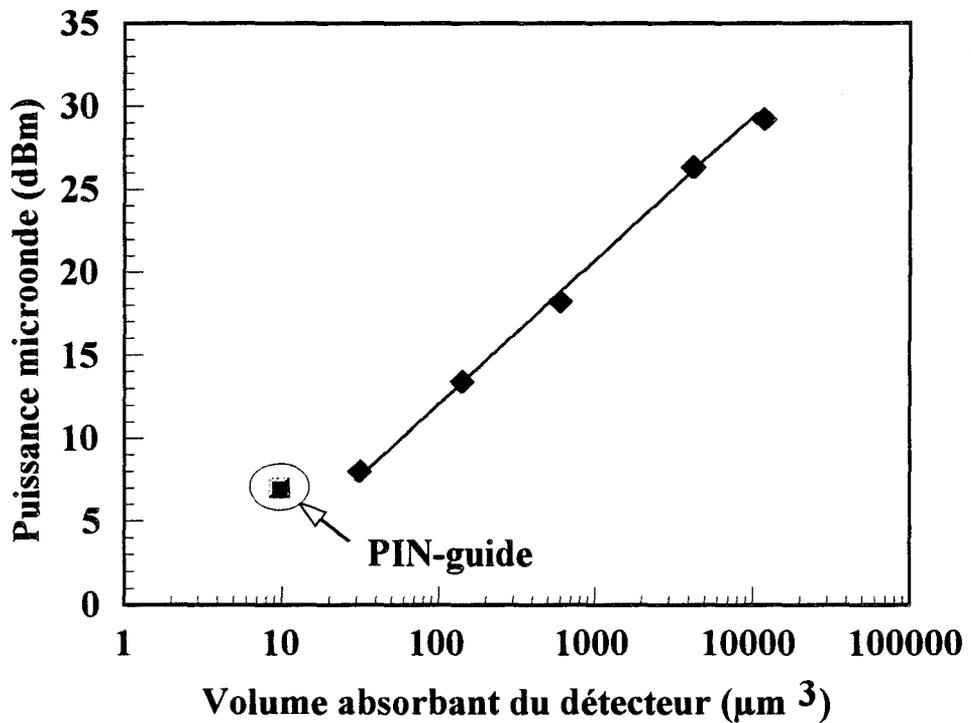


Fig IV.3: Evolution de la puissance microonde maximale délivrée par les détecteurs PIN et PIN-guide en fonction de leur volume absorbant

-fig IV.4 l'évolution de la puissance microonde maximale de différentes photodiodes PIN en fonction de leur surface active.

Comme on le constate fig IV.2, la puissance microonde maximale recueillie croît au fur et à mesure que la fréquence de modulation de la photodiode diminue. On observe également à la fréquence de 5 GHz une tendance à la saturation du détecteur qui limite la puissance délivrée à 28 dBm. Compte tenu des puissances optiques mises en jeu à cette fréquence, de l'ordre du Watt, la saturation observée résulte principalement d'un effet de dépolarisation.

Si on considère maintenant la fig IV.3, on constate que la puissance hyperfréquence augmente linéairement avec le volume du détecteur. Cette figure confirme avec la fig IV.4 que la génération de puissance hyperfréquence ne saurait se produire sans l'utilisation d'un détecteur de grande taille (surface active et volume absorbant important)

Nous pouvons également constater sur les fig IV.2 et IV.3 que la puissance microonde du détecteur PIN-guide est très voisine de celle que fournit une photodiode PIN capable de fonctionner à très haute fréquence, ceci malgré son faible rendement de conversion. La différence, de l'ordre de 2 à 3dB en faveur de la photodiode PIN est liée au volume actif de ce détecteur environ 3 fois plus élevé que celui du photodétecteur PIN-guide (fig IV.3). Ce résultat nous paraît fondamental. Il montre ainsi que l'utilisation des détecteurs PIN-guide comme source de puissance hyperfréquence ne se justifie pas en tant que solution de remplacement des photodiodes PIN pour un fonctionnement en gamme millimétrique.

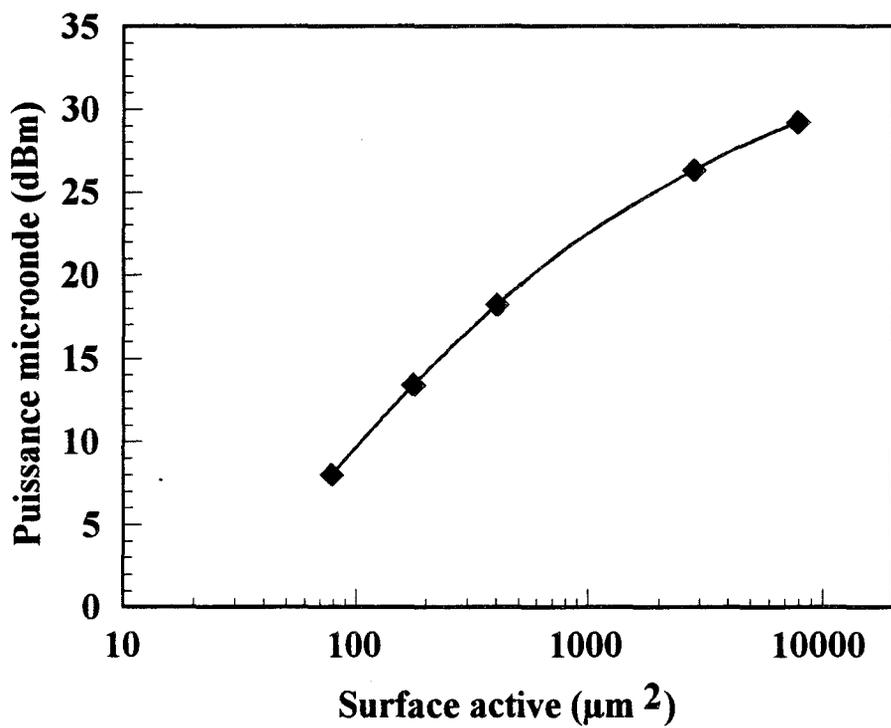


Fig IV.4: Evolution de la puissance microonde maximale délivrée par les détecteurs PIN et PIN-guide en fonction de leur surface active

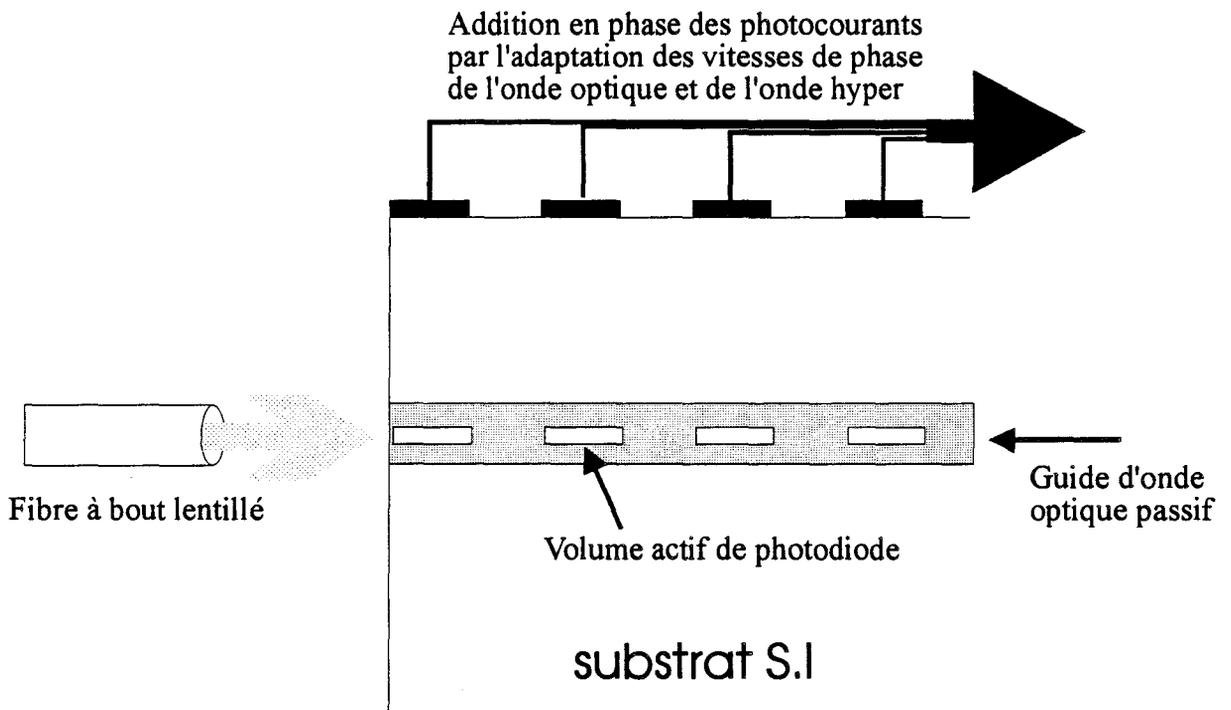


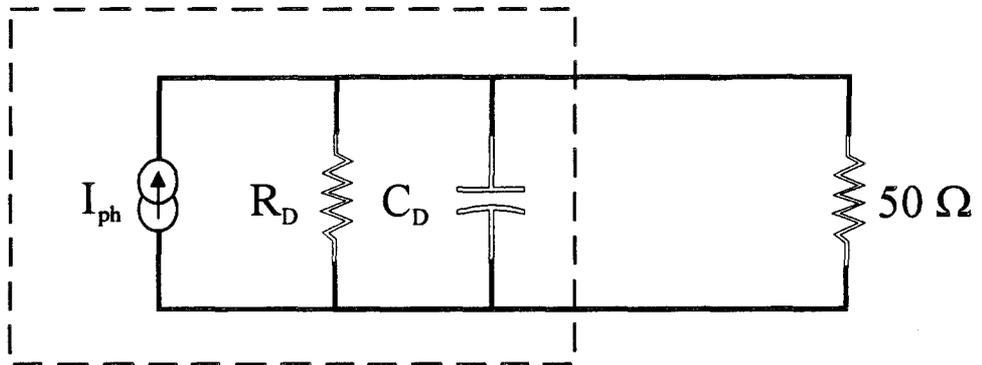
Fig IV.5: Principe de fonctionnement du transformateur
optique-microonde de L.Y. Lin [2]

III- Amélioration possible

III-1- Objectif

Nous venons de voir au paragraphe précédent qu'un fonctionnement en puissance du photodétecteur ne peut s'obtenir que par une augmentation de son volume. Cet accroissement aura forcément pour conséquence une réduction de la fréquence de coupure, due à l'augmentation de la capacité de la diode et du temps de transit des photoporteurs. Aussi, l'incompatibilité montée en puissance et en fréquence nous paraît fondamentale pour ce type de photodétecteurs. Pour contourner ce problème, une solution déjà proposée est le photodétecteur à onde progressive ou travelling wave photodetector en terminologie anglo-saxonne. Il s'agit d'une structure photodéetectrice où l'ensemble photodétecteur-électrode d'alimentation forme une ligne de transmission adaptée en sortie. Dans la mesure où le temps de transit est court, ce qui peut être obtenu au moyen d'un éclairage par la tranche d'une structure type guide d'onde optique, les limitations en bande passante du détecteur ne sont plus liées que par la désadaptation entre les vitesses de phase de l'onde hyperfréquence que génère la photodiode et l'onde optique incidente la traversant[1]. En utilisant cette technique, L.Y. Lin et al [2] ont proposé d'associer en série un ensemble de photodiodes PIN reliées entre elles par un guide d'onde optique passif et séparé de la ligne de transmission microonde (fig IV.5). Lorsque les photocourants générés par chacune des photodiodes sont en phase, un rendement quantique global élevé peut être obtenu même si le rendement quantique de chaque photodiode est faible. Ils montrèrent ainsi théoriquement qu'une bande passante de 250 GHz pouvait être espérée avec un rendement quantique global de 45% pour un ensemble de 30 photodiodes PIN[2].

On pourrait également envisager l'association de photodétecteurs disposés le long d'une ligne hyperfréquence qui servirait de support du signal électrique. L'objectif visé est que la puissance



**photodiode
circuit équivalent**

Fig IV.6: Schéma électrique simplifié petit signal de la photodiode PIN, polarisée en inverse, chargée sur 50Ω

recueillie en bout de la ligne soit la somme des puissances délivrées par chacun des détecteurs. Nos premiers essais de modélisation sur logiciel de CAO hyperfréquence semblent montrer qu'il soit difficile de trouver une solution physique acceptable. Il sera cependant utile de poursuivre une étude approfondie dans cette voie, ou dans une voie équivalente.

Etant donné que l'augmentation de puissance hyperfréquence recueillie aux bornes du détecteur suppose une augmentation de son volume, donc de sa capacité, on peut penser utiliser un photodétecteur de grande taille pour fonctionner en puissance; la valeur élevée de sa capacité réduit sa fréquence de coupure mais pourrait être compensée à l'aide d'un circuit réactif résonnant comportant au moins une inductance. Cette technique que nous avons appelée adaptation d'impédance, a été utilisée avec succès au laboratoire pour accroître la transmission en puissance du photodétecteur vers la ligne hyperfréquence[3]-[7]. C'est pourquoi nous l'emploierons dans la suite de ce chapitre en étudiant les possibilités d'amélioration du couple puissance-fréquence de la photodiode PIN.

III-2- Etude de la méthode d'adaptation d'impédance

III-2-A.) Démarche.

Polarisée en inverse, la photodiode PIN se comporte comme un générateur de courant hyperfréquence d'impédance interne Z_d . Nous donnons fig IV.6 le schéma électrique équivalent d'une telle photodiode en régime petit signal sur lequel R_d et C_d représentent respectivement la résistance et la capacité de la jonction polarisée en inverse, R_c est la charge 50Ω . Signalons qu'en toute rigueur, on devrait inclure les éléments parasites apportés par la connectique du boîtier dans laquelle est intégrée la photodiode. Dans la suite de ce travail, nous négligerons ces éléments parasites tout en sachant qu'ils ont une importance non négligeable sur la réponse dynamique de la photodiode.

La puissance microonde délivrée par le détecteur dépend alors directement de la résistance sur laquelle il est chargé puisque son impédance interne est généralement de valeur très élevée. Pour améliorer la puissance électrique recueillie en sortie de détecteur, il est nécessaire d'augmenter à ses bornes son impédance de charge. Cet objectif peut être atteint en introduisant entre le détecteur et la charge 50Ω , un circuit purement réactif présentant ce qu'on appellera l'adaptation d'impédance. Celle-ci sera réalisée dans une bande de fréquence définie par le circuit d'adaptation et les caractéristiques électriques du détecteur. Si le quadripole d'adaptation est sans perte, le gain en puissance obtenu est directement lié au rapport de l'impédance ramenée dans le plan du générateur de courant de la photodiode et de l'impédance de charge R_C .

III-2-B.) Application de la méthode

i) Adaptation à un élément réactif

Avant d'exploiter la technique de l'adaptation d'impédance en régime grand signal, nous l'avons appliquée à l'étude petit signal d'une photodiode PIN d'épaisseur de couche absorbante $1.5\mu\text{m}$ et de diamètre $60\mu\text{m}$. La fréquence de coupure d'une telle photodiode est de 11.5 GHz . Nous avons négligé dans le schéma électrique équivalent de ce détecteur (fig IV.6), la résistance interne R_d , cette dernière étant court-circuitée aux fréquences de travail par la capacité inverse de jonction C_d . La valeur de cette capacité étant égale à 0.22 pF , le détecteur ainsi simplifié présente, chargé sur 50Ω , une fréquence de coupure de 14.6 GHz . Cette valeur est relativement élevée comparée à la fréquence de coupure réelle de la photodiode, car nous ne tenons pas compte dans le modèle circuit de la photodiode PIN du transit des porteurs dans

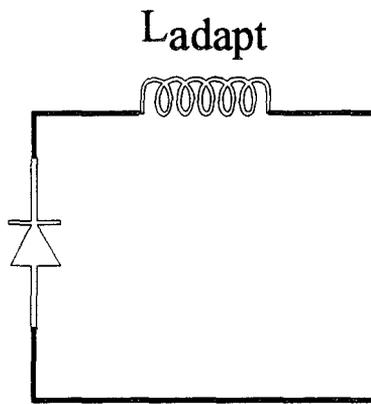


Fig IV.7: Cellule d'adaptation de la photodiode à un élément réactif

la couche absorbante. Nous verrons cependant par la suite qu'elle n'interfère en rien sur la technique de l'adaptation utilisée.

Parmi les différentes cellules d'adaptation possibles, nous avons tout d'abord retenu celle composée uniquement d'une inductance série (fig IV.7).

Nous avons développé au laboratoire, un logiciel de type circuit permettant de calculer le courant traversant la résistance de charge de la photodiode et par conséquent la puissance hyperfréquence qu'elle délivre, en fonction de la fréquence et des éléments réactifs de la cellule d'adaptation.

La fréquence de coupure de la photodiode étant égale à 11.5 GHz, nous avons voulu vérifier la méthode en réalisant l'adaptation à la fréquence de 10 GHz. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec une inductance de 0.9 nH; la valeur de l'impédance ramenée est alors de l'ordre de 85Ω et l'amélioration théorique apportée est égale à 4.6 dB (fig IV.8).

Une fois définie cette cellule d'adaptation, nous l'avons incluse dans le modèle semiconducteur de la photodiode PIN et avons cherché à vérifier tout d'abord son influence en régime petit signal. A partir du calcul de la réponse impulsionnelle de la photodiode, nous en avons déduit par transformée de Fourier sa réponse fréquentielle avec et sans cellule d'adaptation.

La fig IV.9 représente les résultats du calcul. Nous ne montrons pas sur cette figure, la coupure du détecteur en basse fréquence induite par la capacité du Té de polarisation. Nous avons effectivement calculé la réponse fréquentielle à partir du photocourant généré par la photodiode et non pas du courant circulant dans le circuit de charge, dans un souci unique de comparaison avec les résultats du modèle circuit. Dans le cas de ce circuit d'adaptation, cette façon de procéder se justifie par le fait qu'aux fréquences microondes, le courant circulant dans l'inductance en série avec le détecteur, est approximativement le même que celui circulant dans la charge 50Ω . Ceci ne sera plus vrai dans le cas de circuits plus complexes (IV.2.B.i)), et nous

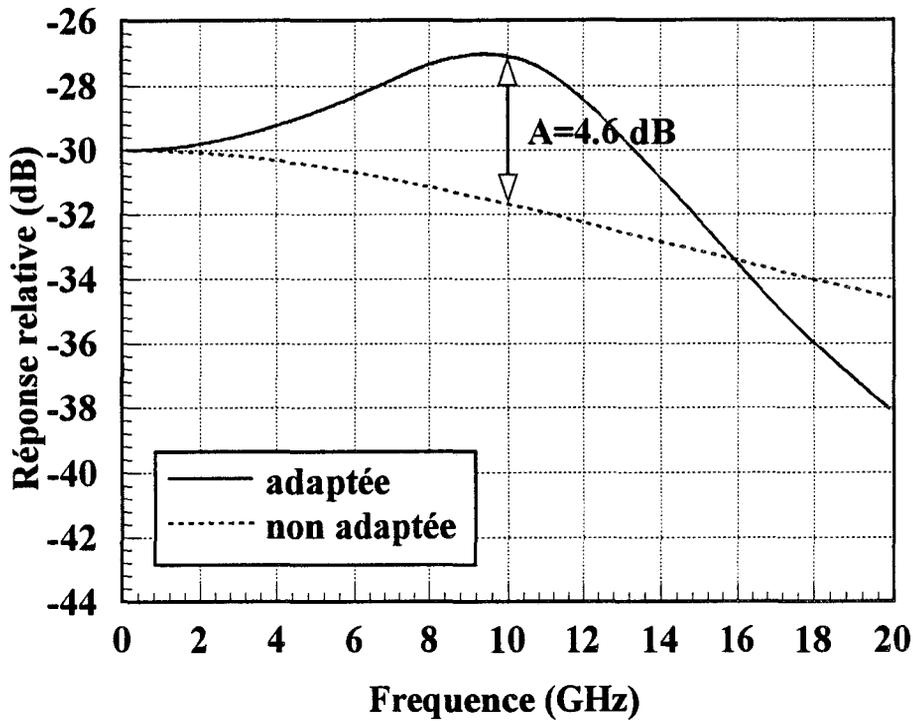


Fig IV.8: Réponse fréquentielle de la photodiode PIN avec et sans cellule d'adaptation calculée à partir d'un modèle circuit; l'adaptation est réalisée à la fréquence de 10 GHz, au moyen d'une inductance $L=0.9$ nH

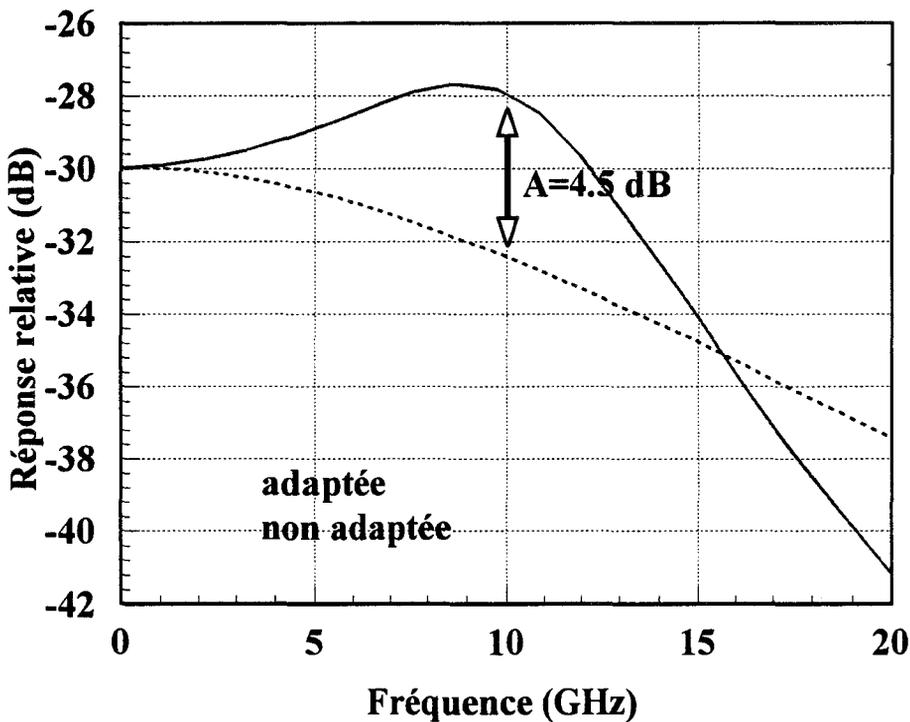


Fig IV.9: Réponse fréquentielle de la photodiode PIN avec et sans cellule d'adaptation calculée à partir du modèle grand signal du détecteur; l'adaptation est réalisée à la fréquence de 10 GHz, au moyen d'une inductance $L=0.9$ nH

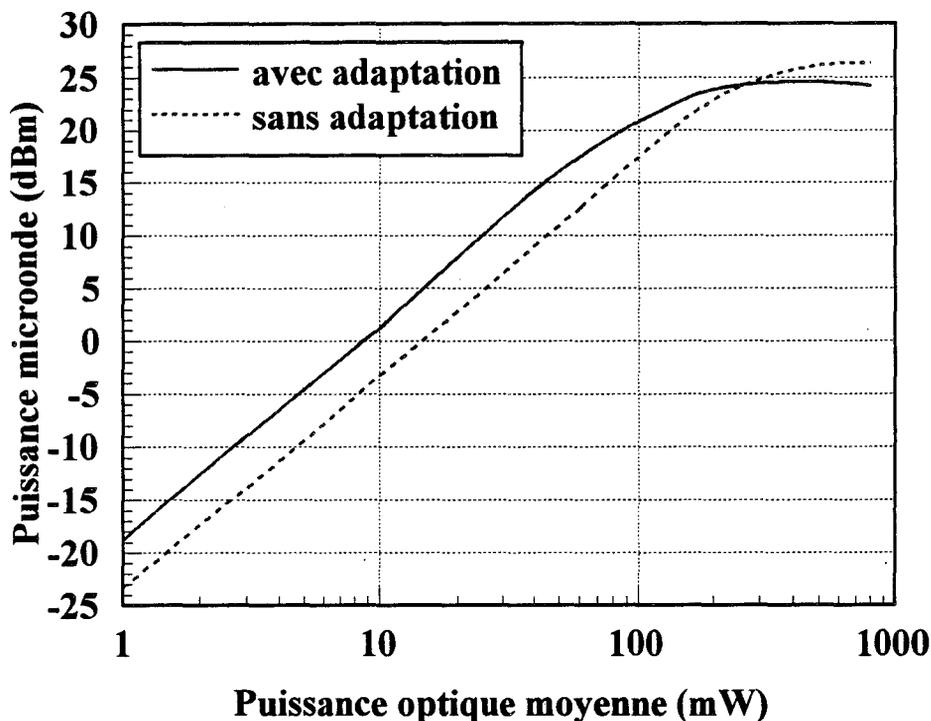


Fig IV.10: Evolution de la puissance microonde aux bornes de la photodiode en fonction de la puissance optique d'entrée, avec et sans cellule d'adaptation. La fréquence de travail est égal à 10 GHz et la cellule d'adaptation se compose d'une inductance $L=0.9$ nH

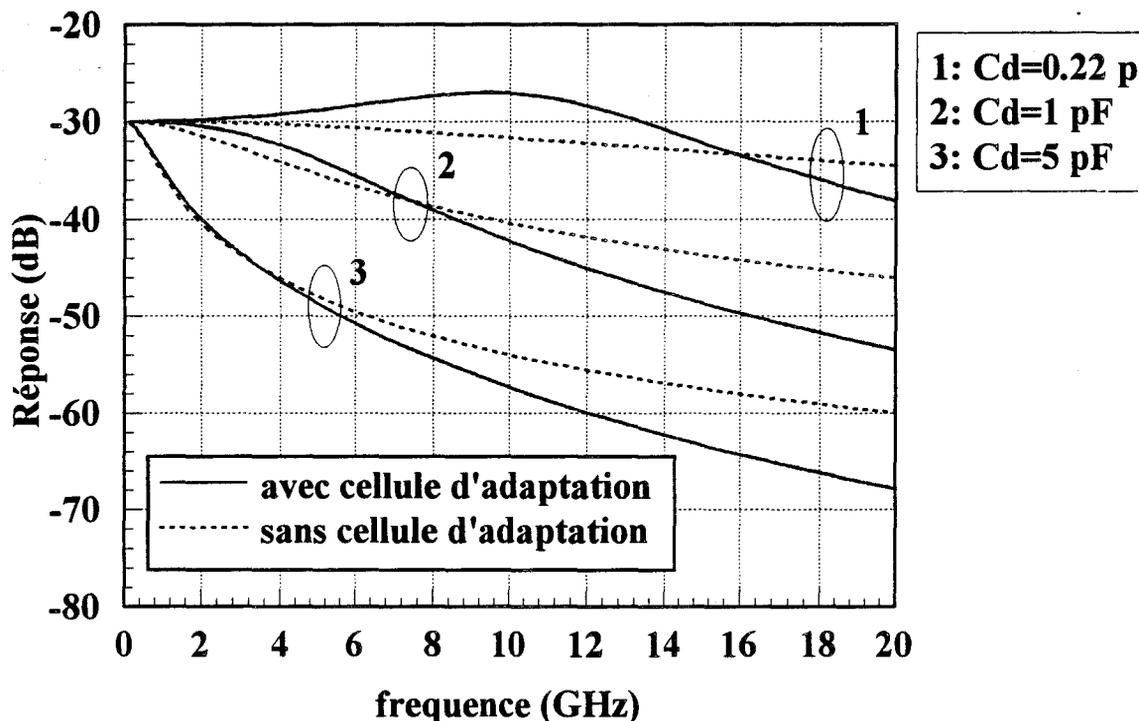


Fig IV.11: Evolution de la réponse fréquentielle de la photodiode pour différentes valeurs de sa capacité de jonction, avec et sans cellule d'adaptation. La cellule se compose d'une inductance $L=0.9$ nH; les résultats sont obtenus à partir du modèle circuit du détecteur.

devrons prendre en compte les courants circulant dans les autres éléments de ce circuit afin de déterminer plus précisément le courant transmis par le détecteur à la charge 50Ω .

Ainsi sur la fig IV.9, nous constatons qu'à la fréquence de 10GHz, l'adaptation du détecteur améliore de 4.5 dB le courant de la liaison non adaptée. L'amélioration ainsi calculée confirme les résultats obtenus à l'aide du modèle circuit de la photodiode PIN (fig IV.8).

Partant de ce résultat, nous avons calculé la puissance microonde recueillie dans la charge 50Ω en fonction de la puissance optique moyenne d'entrée avec et sans l'inductance d'adaptation; la fréquence de travail est de 10GHz et l'indice de modulation du signal optique est de 100%. Si la cellule d'adaptation améliore bien de 4.5 dB la puissance électrique en petit signal, son influence, comme on le constate fig IV.10 se traduit, en régime grand signal, par une diminution de la puissance microonde maximale calculée comparée à celle obtenue pour un détecteur non adapté. On peut effectivement noter une diminution d'un peu plus de 2 dB au détriment du détecteur adapté lorsque la puissance optique moyenne d'entrée est égale à 500mW. Ce résultat est dû, entre autre, à la capacité de la photodiode qui augmente considérablement en grand signal. Elle contribue, avec l'augmentation du temps de transit des porteurs dans la couche absorbante à diminuer considérablement la fréquence de coupure de la photodiode. Liée aux effets conjugués de dépolarisation et de charge d'espace, sa détermination se révèle complexe; la capacité de jonction de la photodiode varie effectivement sous fort éclairage au même rythme que la composante alternative de la tension aux bornes du détecteur. Nous avons essayé d'étudier son influence, dans les cas du détecteur adapté et non adapté, en calculant au moyen du modèle circuit de la PIN, le courant traversant la charge 50Ω en fonction de la fréquence, pour différentes capacités de photodiode.

On constate fig IV.11 que l'augmentation de la capacité décale jusqu'à faire disparaître la fréquence de résonance initiale de la photodiode adaptée. Elle fait alors plus vite chuter, à la

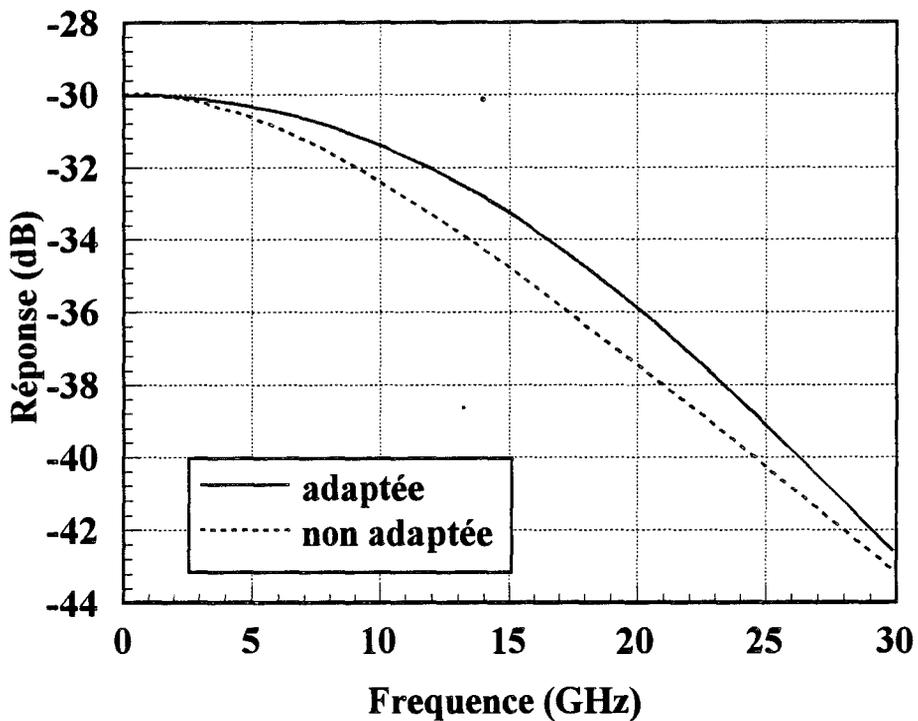


Fig IV.12: Réponse fréquentielle petit signal de la photodiode PIN, avec et sans cellule d'adaptation, calculée à partir du modèle semiconducteur du détecteur; la cellule d'adaptation est composée d'une inductance $L=0.2\text{nH}$

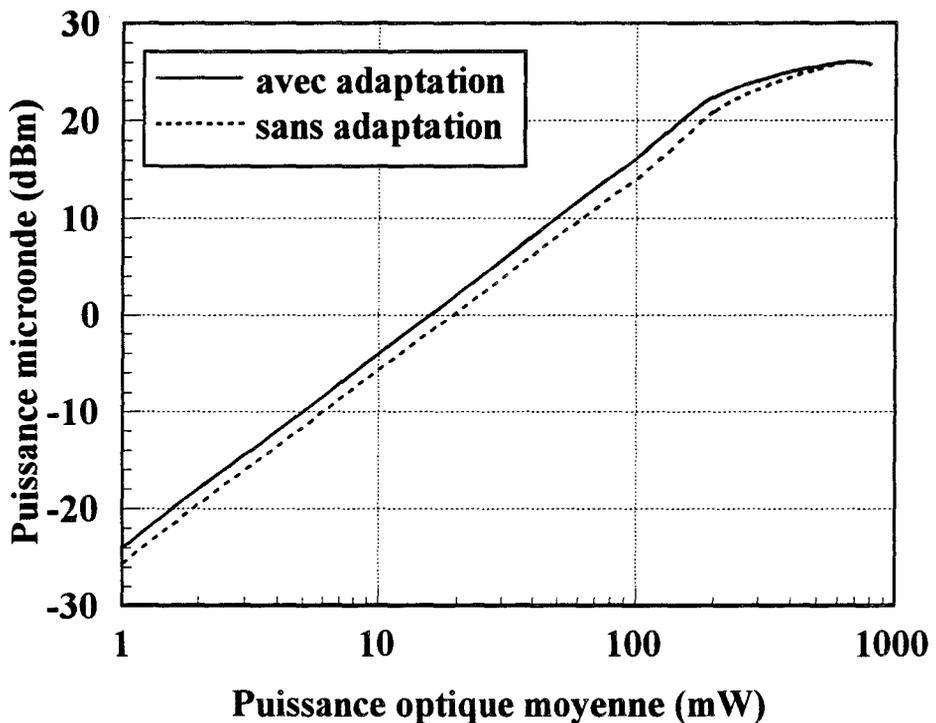
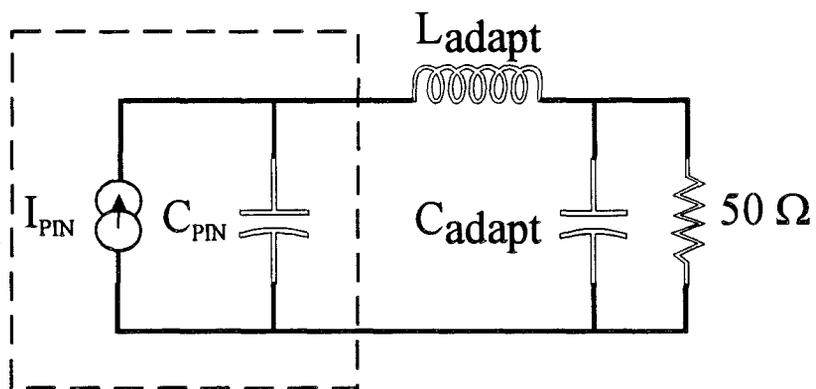


Fig IV.13: Evolution de la puissance microonde aux bornes de la photodiode en fonction de la puissance optique d'entrée, avec et sans cellule d'adaptation. La fréquence de travail est égale à 15 GHz et la cellule d'adaptation se compose d'une inductance $L=0.2\text{nH}$

fréquence de 10GHz, l'amplitude en dB du courant hyperfréquence dans la charge 50Ω , que l'amplitude de ce même courant calculé sans cellule d'adaptation.

Une cellule de ce type semble donc insuffisante pour compenser l'augmentation de la capacité intrinsèque de la photodiode en régime grand signal. Notre objectif restant toutefois l'amélioration de la puissance microonde maximale de la photodiode à des fréquences supérieures à sa fréquence de coupure, nous avons voulu vérifier que cette cellule d'adaptation composée uniquement d'une inductance ne pouvait pas apporter d'amélioration pour une fréquence de fonctionnement de 15 GHz.

Nous avons alors adopté la démarche précédente pour calculer la puissance microonde maximale de la photodiode en fonction de la puissance optique d'entrée, la fréquence de travail étant fixée à 15 GHz. La valeur de l'inductance nécessaire à l'adaptation de la photodiode à cette fréquence est égale à 0.3 nH. La fig IV.12 représente la réponse fréquentielle petit signal, avec et sans l'inductance d'adaptation, calculée à partir du modèle semiconducteur du détecteur. Si l'adaptation permet d'étendre la bande passante de la photodiode, le gain qu'elle apporte à la fréquence de 15 GHz, reste faible, environ 2 dB sur la fig IV.12. Ce résultat a été retrouvé lorsque nous avons calculé la puissance microonde délivrée par la photodiode en fonction de la puissance optique moyenne, tout du moins dans la partie linéaire de la courbe représentant ce calcul et donnée fig IV.13. On constate comme dans le cas de l'adaptation à 10GHz, que pour des puissances optiques supérieures à 500 mW, la puissance microonde maximale calculée en adapté à la fréquence de 15GHz, atteint au mieux celle calculée sans adaptation.



**Diode
circuit équivalent**

**FigIV.14: Schéma équivalent de la photodiode
avec son circuit d'adaptation.**

ii) Adaptation à 2 éléments réactifs

Puisqu'une cellule d'adaptation composée d'une inductance n'a pas permis d'améliorer la puissance microonde maximale délivrable par la photodiode, nous avons inséré une cellule composée d'une inductance et d'une capacité entre le détecteur et la charge. La fig IV.14 représente la photodiode dans son circuit d'adaptation. Les éléments de ce circuit ont été choisis pour maximiser le transfert en puissance de la photodiode à sa résistance de charge à la fréquence microonde de 15GHz ($L=0.7\text{nH}$ et $C=0.3\text{pF}$). La fig IV.15 donne la réponse fréquentielle petit signal calculée au moyen de la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle de la photodiode. On peut y observer en basse fréquence la coupure liée à la capacité du Té de polarisation. On constate également une amélioration de 7 dB à la fréquence de 15GHz par rapport à un fonctionnement du détecteur en non adapté. Cette amélioration n'est cependant pas maintenue en régime grand signal comme on peut l'observer sur la fig IV.16. En effet, lorsque la puissance optique moyenne d'entrée est égale à 500mW, la puissance microonde maximale qui vaut 25.5dBm lorsque le détecteur n'est pas adapté, chute à 24dBm lorsqu'il est adapté. Il faut encore y voir comme dans le paragraphe précédent, l'influence de la capacité de la photodiode qui augmente en régime grand signal. Cette méthode ne semble pas adaptée pour compenser la capacité de la photodiode avec ses variations importantes en grand signal lorsque la fréquence de résonance du circuit ou fréquence d'adaptation (photodiode + cellule d'adaptation) se situe à la fréquence microonde de travail. C'est pourquoi, nous avons poussé cette étude en modifiant la valeur des éléments constituant la cellule d'adaptation afin que la photodiode dans son circuit résonne à la fréquence de 20GHz; la fréquence microonde de travail est toujours égale à 15 GHz.

Nous donnons fig IV.17 la réponse fréquentielle petit signal du détecteur tandis que l'évolution de la puissance microonde qu'il délivre en fonction de la puissance optique moyenne d'entrée

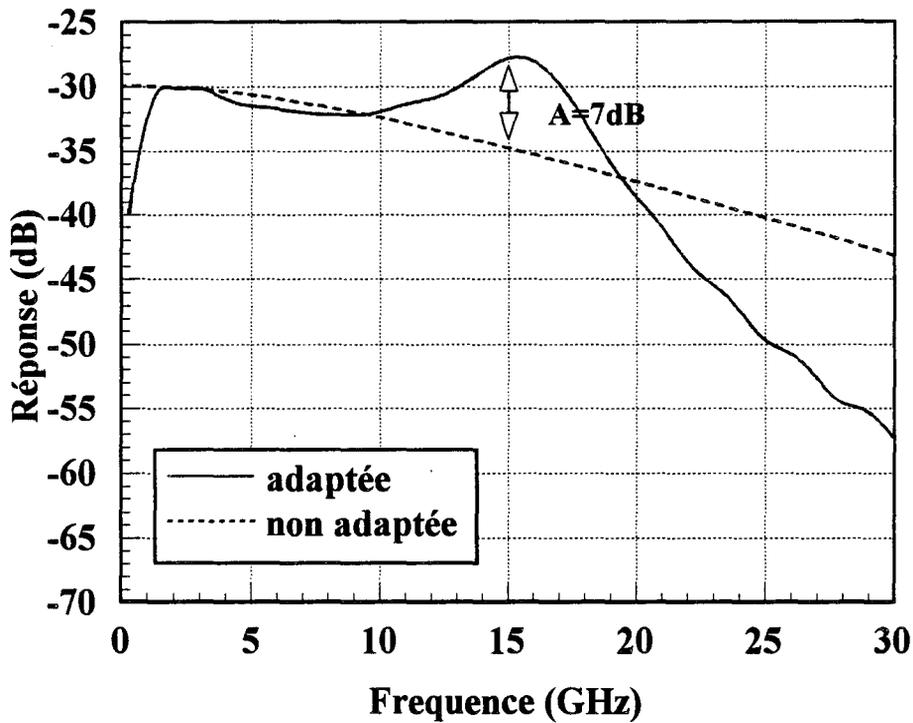


Fig IV.15: Réponse fréquentielle de la photodiode PIN avec et sans cellule d'adaptation calculée à partir du modèle semiconducteur du détecteur; l'adaptation est réalisée au moyen d'une inductance $L=0.7$ nH et d'une capacité $C=0.3$ pF

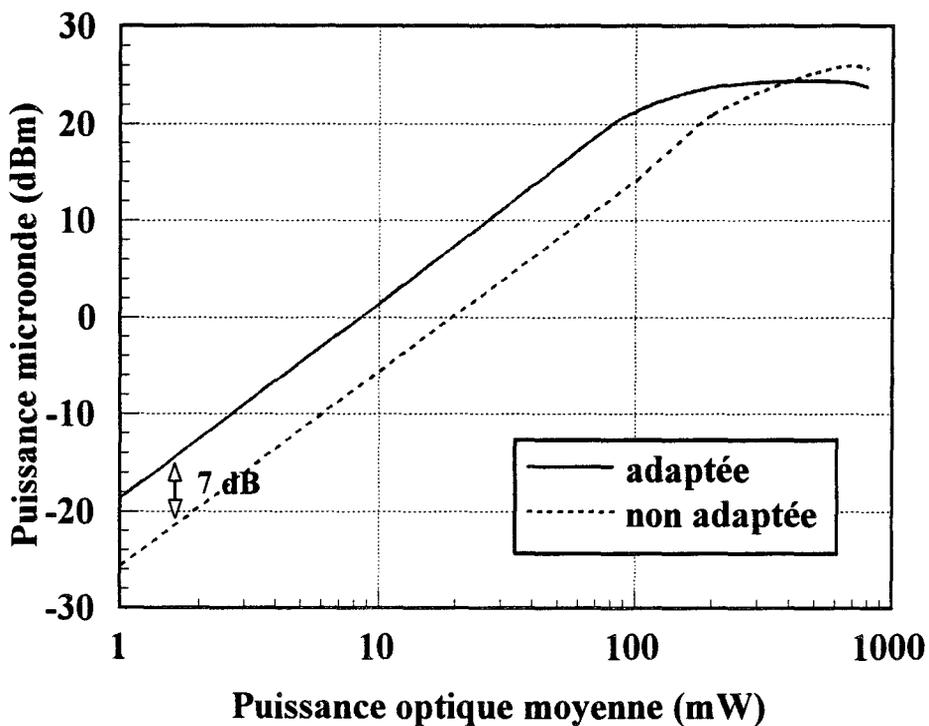


Fig IV.16: Evolution de la puissance microonde délivrée par la photodiode en fonction de la puissance optique moyenne d'entrée, avec et sans cellule d'adaptation. La fréquence de travail vaut 15GHz et la cellule d'adaptation est composée d'une inductance(0.7nH) et d'une capacité (0.3pF)

représentée sur la fig IV.18. On constate que le gain apporté par l'adaptation est d'environ 3dB en petit signal et reste supérieur à 1dB en grand signal pour une puissance optique moyenne d'entrée supérieure ou égale à 500mW. Le résultat obtenu en terme de puissance microonde maximale, environ de 27dBm est alors identique à celui que l'on obtenait à la fréquence de 10GHz. Il est supérieur de 5dBm à celui que l'on obtiendrait pour une photodiode non adaptée, de structure optimisée pour un fonctionnement à la fréquence de 15 GHz. Ainsi, même si le gain apporté par la cellule d'adaptation reste faible, cette technique permet de contourner en partie, la limite de fonctionnement en fréquence qu'impose la photodiode PIN de grande taille, plus performante pour un fonctionnement en puissance. Il ressort également de cette étude, que l'on a peut être intérêt, pour un fonctionnement en puissance, à surdimensionner la diode, comparée à la structure optimale qu'elle devrait avoir, définie par sa fréquence de fonctionnement petit signal et ceci même sans adaptation d'impédance. Par exemple, dans le cas considéré, une photodiode optimisée pour un fonctionnement petit signal à 10GHz, est capable de délivrer à 15GHz, sans circuit d'adaptation, plus de puissance microonde, qu'une photodiode optimisée en petit signal à 15GHz. L'amélioration est cependant faible, le surdimensionnement de la diode ne pouvant être excessif. En améliorant la transmission du courant du détecteur vers sa charge, la technique de l'adaptation favorise toutefois l'influence de la dépolarisation, et en dernier ressort, c'est cet effet qui fixera la limite de fonctionnement en puissance de la photodiode PIN.

IV- Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux limites en puissance des photodiodes PIN en fonction de la fréquence de travail. Nous avons montré que pour produire de la puissance microonde, l'utilisation d'une photodiode de grande taille était indispensable. Il

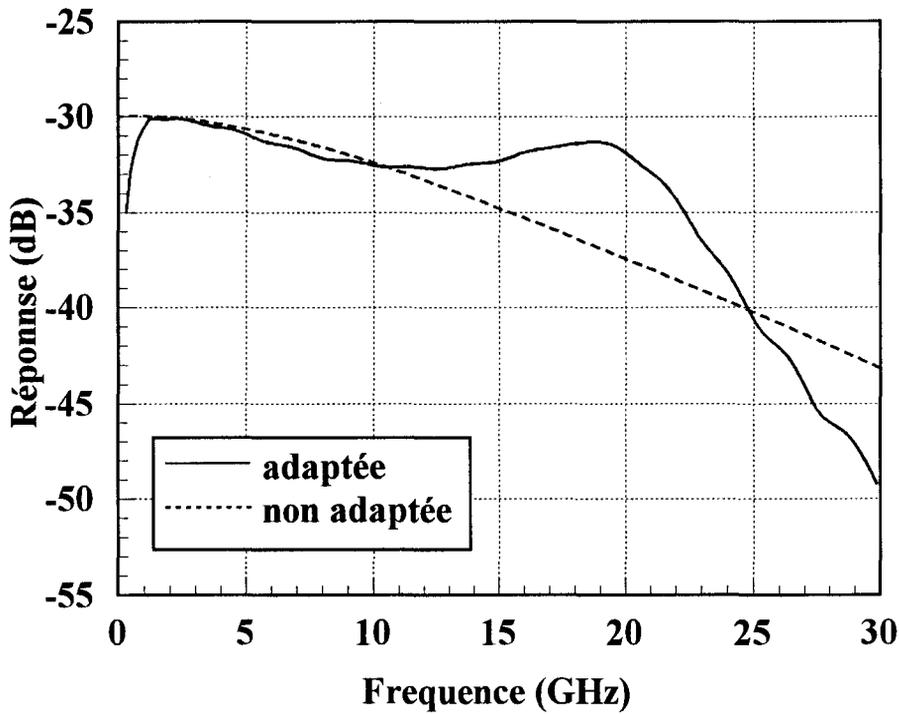


Fig IV.17: Réponse fréquentielle de la photodiode PIN avec et sans cellule d'adaptation calculée à partir du modèle semiconducteur du détecteur; l'adaptation est réalisée au moyen d'une inductance $L=0.5$ nH et d'une capacité $C=0.2$ pF

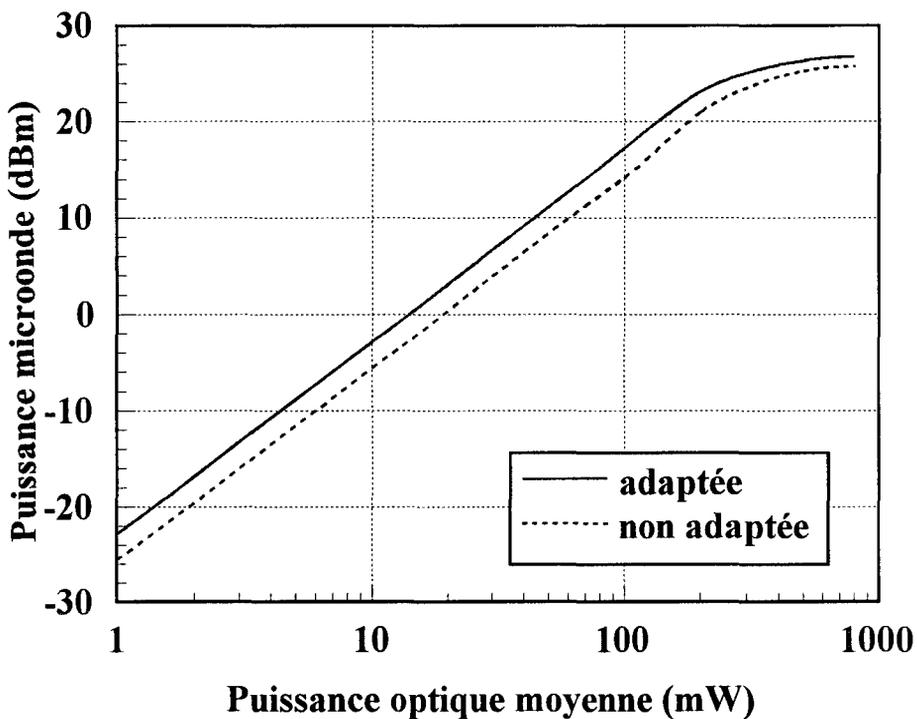


Fig IV.18: Evolution de la puissance microonde en fonction de la puissance optique moyenne d'entrée à la fréquence de 15 GHz; le circuit d'adaptation est composé d'une inductance ($L=0.5$ nH) et d'une capacité ($C=0.2$ pF)

s'avère cependant que l'utilisation d'un détecteur de grande taille est incompatible avec son fonctionnement à fréquence élevée, la limitation de son fonctionnement en fréquence étant imposée par la capacité et le temps de transit de la photodiode. En outre, nos résultats montrent que la photodiode PIN utilisée en gamme millimétrique a un comportement en puissance quasiment équivalent au photodétecteur PIN-guide. Compte tenu des difficultés de réalisation technologique du PIN-guide, l'utilisation de la PIN est peut être à retenir pour la puissance en gamme millimétrique. Pour tenter de contourner le problème des aspects contradictoires montée en puissance-montée en fréquence, nous avons adopté la technique de l'adaptation d'impédance. Il s'agit d'utiliser une photodiode surdimensionnée, de fréquence de coupure supérieure à la fréquence de travail dont on compense la capacité par un circuit réactif passif selon une technique de résonance électrique. Cette technique est analogue à celle de l'adaptation d'impédance, introduite il y a quelques années pour augmenter en petit signal le transfert d'une liaison opto-hyperfréquence en bande étroite. Ici aussi on peut améliorer sensiblement la puissance maximale délivrée par la photodiode, sans toutefois que l'amélioration soit déterminante. Il sera donc probablement nécessaire d'utiliser d'autres solutions comme l'association de photodétecteurs ou la photodétecteur distribuée pour surmonter les limitations fondamentales dues à l'incompatibilité puissance-fréquence.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] K.K. GIBONEY, M.J.W RODWELL, J.E. BOWERS, "Travelling-wave photodetectors ", IEEE M.T.T, vol.4, pp1363-1365, dec. 1992.
- [2] L.Y. LIN, M.C. WU, T. ITOH, " Ultrafast optical-to-microwave transformer with high efficiency and high saturation power ", OEC'94 Tecnical Digest, July 1994, Makuhari Messe.
- [3] S. MARICOT, J. VILCOT, D. DECOSTER, " Improvement of microwave signal optical transmission by passive matching of optoelectronic devices ", Microwave and optical Technology Letters, Vol.4, n°13, 1991.
- [4] S. MARICOT, J.P VILCOT, D. DECOSTER, J.C RENAUD, D. RONDI, P. HIRTZ, R. BLONDEAU, B. de CREMOUX, "Monolithic integration of electronic devices with reactive matching networks for microwave applications ", IEEE photon. Technol. Letters, Vol.4, n°11, nov. 1992.
- [5] S. MARICOT, " Transmission d'un signal analogique par voie optique: Etude et réalisation de circuits intégrés opto-hyperfréquences " Thèse de doctorat, LILLE, 1992.
- [6] E. DOGHECHE, " Transmission optique d'un signal analogique hyperfréquence bas débit " Thèse de doctorat, LILLE, 1993.
- [7] E. DOGHECHE, J.P VILCOT, D. DECOSTER, C. BOSCHET, I. PETITBON, " Microwave and digital optical links for satellite phased array antennas " ESA WORKSHOP on advanced Beamforming Networks for Space Applications, ESA ESTEC Noordwijk, the Netherlands (26-28 Nov 1991).

CONCLUSION GENERALE

Pour un certain nombre d'applications telles que l'alimentation d'antennes, d'antennes à balayage ou de radars, il serait utile de pouvoir disposer de transmissions hyperfréquences par fibre optique susceptibles de transmettre des signaux microondes de forte amplitude. Pour cela, nous avons tenté d'évaluer la puissance microonde maximale que peut délivrer une photodiode PIN en ondes centimétriques et un photodétecteur PIN-guide en gamme millimétrique à l'aide de deux modélisations développées à ce propos. Ces modélisations, de type dérive-diffusion, sont fondées sur les équations de Poisson, de continuité et de courant et incluent aussi bien les effets des hétérointerfaces que ceux du circuit extérieur.

Pour la photodiode PIN-guide, nous avons inclu en plus les effets de propagation optique à l'aide de la méthode du faisceau propagé (BPM ou Beam Propagation Method en terminologie anglo-saxonne) que nous avons combinée avec le modèle électrique précédemment décrit. Ces outils ont d'abord été validés avec les quelques résultats expérimentaux disponibles dans la littérature, qui ne permettent pas cependant l'évaluation des limites en puissance d'une photodiode.

L'application du premier modèle à une photodiode rapide, d'épaisseur de couche active $1.5\mu\text{m}$ et de diamètre $22\mu\text{m}$, montre que le phénomène principal, responsable des limitations sous fort signal du photodétecteur, est l'effet de charge d'espace. Lié à une densité de porteurs photocréés importante, il fait chuter localement le champ électrique avec pour conséquence une accumulation des paires électron-trou dans la zone de charge d'espace. Ce mécanisme surtout sensible à des faisceaux optiques de taille réduite provoque la saturation du signal électrique qui, si le détecteur n'est pas soumis à un claquage, est d'autant plus rapide que la

tension de polarisation de la photodiode est faible. La puissance théorique maximale que l'on peut espérer avec une telle diode est de l'ordre de 13dBm.

L'application du deuxième modèle à l'étude d'un photodétecteur PIN-guide nous a tout d'abord montré l'intérêt d'une structure multimode pour améliorer le couplage avec une fibre optique. Ce modèle a ensuite été validé en petit et grand signal avec les résultats expérimentaux de Wake[1], pour une photodiode non polarisée. Le comportement électrique sous fort éclairage a été étudié à la fréquence de 60GHz pour trois structures d'épaisseur de couche active différente. Nos résultats montrent qu'un photodétecteur de couche active de $0.2\mu\text{m}$, est capable de délivrer une puissance microonde maximale de 5dBm sans polarisation et de 7dBm sous une polarisation de 1V. Cette puissance est sans doute difficile à atteindre expérimentalement, à cause de la sensibilité du détecteur aux phénomènes de claquage. Pour réduire ces phénomènes, il serait intéressant d'utiliser des photodétecteurs PIN-guides de couche absorbante plus épaisse, puisqu'à puissance optique d'entrée égale, la densité de porteurs photocréés dans la couche active est plus faible. Ainsi, avec une structure de $0.4\mu\text{m}$, on prévoit une puissance microonde maximale de 5dBm.

Enfin, nous avons étudié l'influence de la fréquence et donc de la taille du composant sur la puissance microonde maximale que l'on peut espérer avec une photodiode PIN. Nos résultats montrent une diminution quasiment linéaire de cette puissance au fur et à mesure que la fréquence augmente et aux fréquences les plus basses, une saturation d'environ 30dBm. Cette variation avec la fréquence est totalement compatible avec la diminution de la taille du photodétecteur; en particulier, la puissance microonde varie comme l'inverse du volume du détecteur. Cette limitation paraît fondamentale et pour tenter d'en repousser les limites, nous avons cherché à utiliser la technique de l'adaptation d'impédance, employée avec succès au laboratoire pour améliorer le transfert microonde d'une liaison opto-hyperfréquence dans une bande étroite. L'application directe de cette technique ne permet pas d'augmenter la puissance

maximale que peut délivrer une photodiode à une fréquence donnée, en raison des variations importantes de sa capacité lorsqu'elle est soumise à des signaux optiques de forte intensité. Cependant, la technique consistant à surdimensionner la diode par rapport à sa structure optimale pour un fonctionnement en petit signal et à compenser sa capacité avec un circuit réactif, améliore légèrement la puissance microonde sans toutefois que les résultats soient spectaculaires.

La poursuite de ce travail sera donc d'étudier la ou les solutions qui permettront de lever l'incompatibilité puissance-fréquence. Puisque la limite tient essentiellement au volume du photodétecteur, il semble indispensable d'utiliser soit une association de photodétecteurs, soit un photodétecteur de grande taille. Dans chacun de ces cas, la limite est électrique et est imposée par la capacité du ou des composants. Les solutions de type photodétecteur distribué [2] ou association de photodétecteurs sur une ligne hyperfréquence ont déjà démontré leur efficacité sur les modulateurs électrooptiques [3]-[6] et semblent fort attrayantes. Un certain nombre de laboratoires dans le monde ont déjà commencé des études dans ce sens et c'est une voie qui mérite d'être explorée.

BIBLIOGRAPHIE DE LA CONCLUSION GENERALE

[1] D. WAKE, N.G WALKER, and I. C. SMITH, " Zero-bias edge coupled InGaAs photodiodes in millimeter wave radio fiber systems, " Electron. Lett., vol. 29, n° 21, pp 1879-1881, Oct. 1993.

[2] K.K. GIBONEY, M.J.W RODWELL, J.E. BOWERS, "Travelling-wave photodetectors ", IEEE M.T.T, vol.4, pp1363-1365, dec. 1992.

[3] P.G DINESEN, A. BJARKLEV, T. RASMUSSEN, C. LESTER, " Microwave properties of a travelling-wave modulator in polymers employing a microwave buffer layer for velocity matching " Electron. Lett., Vol.31, n°2, Jan. 1995.

[4] M. ENDO, G. GHOSH, T. KAWAKAMI, T. IWASAKI, " A Travelling-wave velocity-matched Wideband Laser Beam Modulator " Jap. Journ. Appl. Phys., Vol. 34, May 1995.

[5] T. CHATTPADHYAY, M. BHATTACHACHARYA, M. NAKAJIMA, " Novel broadband travelling wave light intensity modulator " IEE PROC. -J, Vol. 140, n°3, June 1993.

[6] M.R.T. TAN, " Velocity matching of III-V travelling wave electro-optic modulators strcutures " Electr. Lett., Vol.26, n°1, Jan. 1990.

Abstract

The purpose of this work is to model microwave PIN photodiodes under very high optical power. Its possible applications are the supply of microwave antenna, radar....

After some generalities about photodetection and a recall of photodetectors for optical telecommunications, we developed two drift-diffusion models for the electrical study of PIN and waveguides PIN photodiodes under low and high signal. These studies were checked by the comparison of our theoretical results with experimental results available in literature. We applied these models to typical PIN and waveguides PIN photodetectors and studied their electrical behaviour under high power in terms of structure parameters, incident light and polarisation conditions. Our results showed that space-charge and depolarisation effects are the main effects that limit the output electrical power. For example, with a $1.5\mu\text{m}$ active layer thickness and a diameter of $22\mu\text{m}$ for the PIN photodiode, a microwave power of 13dBm at 20GHz is expected. With a $0.4\mu\text{m}$ active layer thickness waveguide photodetector, the best results are equal to 5dBm, obtained at a frequency of 60GHz.

We conclude this work with the investigation of the maximum electrical power versus frequency delivered

by the photodiode and with an accurate study of the passive matching of the PIN photodiode to improve both the frequency and the output microwave power of this detector.

Keys Words

Photodetectors

Modelisation

Non-linearities

Microwave power

