

N° d'ordre :

N° de série :

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR**  
**ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**  
**UNIVERSITE MENTOURI**  
**CONSTANTINE**

**FACULTE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE**  
**DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE**

**Thèse de Doctorat en Sciences**

Présentée par

**Sabah BENZEGHDA**

Option :

**Microsystème et instrumentation**

**Thème**

**Etude et modélisation de différents types  
de photodétecteurs rapides**

Devant le jury composé de :

Président	LATRACHE Saida	Prof	Université des frères Mentouri-Constantine-
Directeur de thèse	HOBAR Farida	Prof	Université des frères Mentouri-Constantine-
Co-directeur de thèse	DECOSTER Didier	Prof	Professeur à l'Université de Lille 1 (IEMN)
Examineur	<i>BOUCHEMAT Tourya</i>	Prof	Université des frères Mentouri-Constantine-
Examineur	<i>BOUGUECHAL Noureddine</i>	Prof	Université de Batna 2
Examineur	<i>LAHOUBI Mahieddine</i>	Prof	Université de Annaba

Soutenue le :

11/07/ 2017

*A mes parents  
A toute ma famille  
A tous ceux qui me sont Chers*

## **Remerciement**

*Ce travail a été préparé au Laboratoire de microsysteme et instrumentation de l'Université Mentouri Constantine 1. La partie pratique de cette thèse a été effectuée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille 1 au sein de l'équipe Optoélectronique de l'IEMN (Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologies).*

*Avant tout, j'exprime toute ma gratitude à Madame HOBAR Farida Professeur à l'université de Constantine et Monsieur Didier DECOSTER, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille..*

*Madame Hobar, à qui j'adresse mes vifs remerciements pour l'orientation et le suivi des recherches, de m'avoir fait bénéficier de ses compétences scientifiques, de ses qualités humaines et de sa constante disponibilité, pour sa confiance, son soutien et ses conseils ses qualités pédagogiques et scientifiques, sa franchise et sa sympathie durant la préparation de cette thèse. Je tiens particulièrement à lui exprimer ici toute ma gratitude et amicale reconnaissance.*

*J'adresse ma profonde gratitude à Mr DECOSTER, de m'avoir accueilli au sein de son équipe Optoélectronique et qui m'a codirigé et permis d'effectuer les recherches dans de bonnes conditions. Je tiens à lui faire part de toute ma reconnaissance, j'ai apprécié chez lui la qualité d'un grand chercheur plein d'optimisme et les qualités humaines, et pour sa participation à la commission d'examen.*

*J'exprime mes sincères remerciements à Madame Saida LATRECHE, Professeur à l'Université de Mentouri Constantine, d'avoir accepté de présider le jury chargé d'examiner ce travail, et l'honneur qu'elle m'a fait en acceptant de participer au jury.*

*Je remercie Monsieur Nouredine BOUGUECHAL et Monsieur Mahi Eddine LAHOUBI de m'avoir fait l'honneur d'être les examinateurs de cette thèse*

*Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Madame Tourya BOUCHEMAT, Professeur à l'Université Mentouri Constantine pour avoir accepté d'examiner mon travail.*

*Mes remerciements à Mr Djawed Zebentout Docteur à l'université de Sidi Belabess pour la réalisations technologiques des composants utilisés pour la caractérisations.*

*Je tiens à exprimer toute ma gratitude au personnel de laboratoire microsysteme et instrumentation de l'université de Constantine et en particulier à Mr Sahli et à Mm Rebai, Mme Bouchemat, , Mr Taliaa, Mr Benhabiless et de la centrale technologique de l'IEMN en particulier Professeur Jean LEPIN pour son aide à la caractérisation. Mes remerciements s'adressent à tous les membres de l'équipe Optoélectronique Naima SAADSAOUD, Samira BOUZID, Nora BENBAHLOULI, Mathieu.HALBWAX, Tomas.AVILES, El Hadj DOGHECHE, pour leurs conseils et leur soutien aussi bien sur le plan scientifique que humain.*

*Enfin, je ne saurais terminer ce préambule sans oublier de remercier tous les collègues et amis : Ahmed Taki Eddine, Hala, Rahima BENDJELLOUL, Monsieur BOURAS, Monsieur MANSOUR, Madame BENHARATHE.*

## TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENT .....	2
TABLES DE MATIERES.....	4
LISTE DES FIGURES .....	7
LISTE DES TABLEAUX.....	10
INTRODUCTION GENERALE.....	11
Bibliographie.....	14

### **CHAPITRE I**      **Les photodétecteurs**

I. Notions sur la théorie des bandes d'énergie dans les solides.....	16
II. Notions fondamentales sur les semi-conducteurs.....	16
II.1. Gap direct - Gap indirect .....	17
III. Interaction rayonnement-matière .....	18
III .1. Génération radiative, absorption optique.....	19
IV. Processus de recombinaison .....	19
IV .1. Les recombinaisons radiatives (émission d'un photon) .....	19
IV .2. Les recombinaisons non-radiatives .....	20
V. Profondeur de pénétration des ondes lumineuses .....	20
V .1. Coefficient d'absorption .....	20
V .2. Indice de réflexion et réfraction.....	21
V .3. Le coefficient de transmission .....	22
VI. Principe de la photodétection .....	22
VII. Distribution des photo-porteurs .....	23
VII .1. Formulation des équations du semi-conducteur.....	23
VIII. Différents types de photodétecteurs.....	24
VIII .1. Le dispositif photoconducteur .....	24
VIII .2. La photodiode PN classique .....	25
VIII .3 La photodiode PIN .....	26
VIII .4. La photodiode à avalanche .....	27
VIII .5. Photodiode Métal-Semiconducteur-Métal (MSM) .....	28
VIII .6. Photodiode UTC .....	28
VIII .7. Les phototransistors .....	29
VIII .7.1. Phototransistors bipolaires.....	29
VIII .7.2. Phototransistors à effet de champ .....	29
IX. Paramètres de fonctionnement des photodétecteurs .....	29
IX.1. Rendement quantique interne .....	29
IX .2. Rendement optique.....	30
IX .3. Rendement quantique externe .....	30
IX .4. Sensibilité ou responsivité.....	30
IX .5. Réponse temporelle et bande passante.....	31
IX .6. Largeur à mi-hauteur (FWHM).....	31
IX .7. Puissance équivalente de bruit .....	31
IX .8. Défectivité.....	32
X. Matériaux utilisé pour la photodétection.....	33
X.1. Silicium .....	33
X .2. Germanium.....	33
X .3. Arséniure de Gallium .....	34

X.4. Phosphure d'Indium.....	35
Conclusion.....	35
Bibliographie.....	36

## **CHAPITRE II Les photo-interrupteurs Métal-Semiconducteur-Métal (MSM)**

I. Génération d'une impulsion électrique par voie optique.....	40
II. Photocommutateur (Photoswitch).....	40
III. Génération de surface.....	41
III.1. Champs de surface.....	41
III.2. Effet Dember.....	41
IV. Photocommutateur Métal-Semiconducteur-Métal.....	42
IV.1. Contact Schottky.....	43
IV.2. Effet de force image- hauteur de barrière effective.....	45
IV.3. Transport du courant dans une jonction métal-semiconducteur.....	46
IV.4. Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal.....	47
IV.5. Circuit équivalent à faible signaux.....	56
IV.6. Matériaux utilisés pour l'impulsionnel.....	60
IV.7. Dynamique du photocommutateur.....	62
Conclusion.....	65
Bibliographie.....	66

## **CHAPITRE III L'outil de simulation SILVACO TCAD**

I. L'outil de simulation SILVACO-TCAD.....	69
II. La VWF (Virtual Wafer Fabrication).....	70
II.1. Les outils interactifs (Interactive Tools).....	71
1. DEVEDIT.....	71
2. TONYPLOT.....	71
3. DECKBUILD.....	71
II.2. Les outils de simulation (Core Tools).....	72
III. Ordres de commandes d'Atlas.....	74
III.1. Spécification de la structure.....	74
III.1.1. La spécification de Maillage.....	75
III.1.2. La spécification des Régions.....	76
III.1.3. La spécification des Electrodes.....	76
III.1.4. La spécification du Dopage.....	77
III.2. La spécification des matériaux.....	77
III.2.1. La spécification des modèles physiques.....	77
a. Modèles de mobilité.....	78
b. Modèles génération-recombinaison.....	80
c. Les modèles optoélectroniques.....	81
III.3. Spécification des méthodes numériques de calcul.....	82
III.4. Spécification des solutions.....	83
IV. Position du problème.....	83
IV.1. Phénomène de conduction.....	84

IV .2. Phénomène de diffusion .....	84
Conslusion.....	86
Bibliographie .....	87

## **CHAPITRE IV Simulation et caractérisation du photo-interrupteur Metal-Semiconducteur-Metal à base du GaAs**

I. Description de la structure simulée .....	90
I .1. Commentaires sur le code source.....	92
II. Simulations sans éclairnement (caractéristiques en statique).....	92
II .1. Lignes de champs.....	93
II .2. Densité des électrons.....	94
II .3. Influence des paramètres géométriques sur le courant d'obscurité.....	95
a. Influence de la distance interélectrodes .....	96
b. Influence de de la largeur du doigt .....	97
III. Simulation et caractérisations des photodétecteurs MSMs sous éclairnement.....	98
III .1. Caractéristiques I(V) sous illumination .....	100
III .2. Réponse transitoire des photodéctteurs MSMs.....	102
III .3. Caractérisation des lignes coplanaires références .....	110
III .4. Caractéristiques des lignes coplanaires en introduisant des MSM interdigités.....	111
Conclusion.....	113
Bibliographie.....	114
CONCLUSION GENERALE .....	112
Résumé.....	115
Abstract.....	116

## LISTE DES FIGURES

Fig I.1 Structure de bandes d'énergie (E) du Si, Ge et GaAs dans l'espace réciproque des vecteurs d'onde k, d'après.....	17
Fig I.2 Processus d'absorption dans un semi-conducteur à gap direct et à gap indirecte.....	19
Fig I.3 Les variations du coefficient d'absorption de plusieurs semiconducteurs en fonction de la longueur d'onde d'excitation.....	21
Fig I.4 Schéma de principe de réflexion et réfraction d'un faisceau lumineux.....	21
Fig I.5 Schéma du dispositif photoconducteur .....	25
Fig I.6 Principe de fonctionnement d'une photodiode - déplacement des photoporteurs ....	25
Fig I.7 Géométrie schématiques de photodiodes PIN, a) éclairage latéral, éclairage vertical	26
Fig I.8 Dimensionnement d'une photodiode PIN en fonction de sa fréquence de coupure....	26
Fig I.9 Diagramme de bande de la photodiode UTC .....	28
Fig I.10 Largeur à mi-hauteur (FWHM).....	31
Fig I.11 Maille cristalline de l'arséniure de Gallium .....	34
Fig II .1 Illustration de l'effet Dember.....	42
Fig II .2 Photocommutateurs en série sur des lignes de transmission .....	43
Fig II .3 Contact métal-Semiconducteur .....	44
Fig II .4 Effet de force image .....	45
Fig II .5 Structure Métal-Semiconducteur-Métal.....	48
Fig II .6 Comportement d'un photodétecteur MSM à l'équilibre thermodynamique.....	49
Fig II .7 Comportement d'un photodétecteur MSM en obscurité.....	50
Fig II .8 Comportement d'un photodétecteur MSM à la tension VRT .....	52
Fig II .9 Comportement d'un photodétecteur MSM à la tension VFB .....	54
Fig II .10Caractéristique courant-tension typique d'un photodétecteur MSM en obscurité....	56



Fig II .11 Schéma équivalent d'un photodétecteur MSM sous faible signal .....	59
Fig II .12 Vitesse de saturation dans le silicium et l'arséniure de gallium Phénomène de survitesse observé dans l'arséniure de gallium .....	60
Fig II .13 Exemple d'impulsion électrique lorsque le temps de recombinaison des porteurs est très petit devant la durée de l'impulsion optique.....	61
Fig II .14 Exemple d'impulsion électrique lorsque le temps de recombinaison des porteurs est très grand devant la durée de l'impulsion optique .....	61
Fig II .15 Schéma de principe de fonctionnement du dispositif.....	63
Fig II .16 Résistivité d'un semiconducteur .....	63
Fig II .17 Résistance photovisible .....	64
Fig II .18 Dynamique de la résistivité d'un photocommutateur .....	65
Fig III .1 Etapes de simulation.....	70
Fig III .2 La Virtual Wafer Fabrication.....	71
Fig III .3 L'outil DECKBUILD .....	72
Fig III .4 Entrées-Sorties d'Atlas .....	73
Fig III .5 Ordre des groupes des commandes dans un programme Atlas .....	74
Fig III .6 Maillage à deux dimensions (x, y) .....	76
Fig III .7 Vitesse de dérive .....	80
Fig III .8 Localisation, orientation et intensité du faisceau lumineux.....	82
Fig IV .1 Structure étudiée à l'aide du simulateur 2D La zone foncée représente le domaine dans lequel les équations fondamentales vont être résolues selon x et y .....	90
Fig IV .2Exemple de maillage de la structure modélisée .....	91
Fig IV .3distribution du champ électrique en intensité, et les lignes du champ électrique, d'un photodétecteur MSM de distance interélectrode et largeur de doigt égale à 1 $\mu$ m polarisé de 5v .....	94
Fig IV .4 a)Densité des électrons d'un photodétecteur MSM de distance interélectrode et largeur du doigt égale à 1 $\mu$ m , sous polarisation 5V, b) Concentration des électrons suivant l'axe des x, c) Concentration des électrons suivant l'axe des y .....	95
Fig IV .5 Caractéristique I(V) en obscurité de photodétecteurs MSM interdigités de différentes distances interélectrodes ;(S = 3x3 $\mu$ m <sup>2</sup> ) .....	96

Fig IV .6 Caractéristique I(V) en obscurité des photodétecteurs MSM interdigités de différentes largeurs d'électrodes; ( $S = 3 \times 3 \mu\text{m}^2$ .....	97
Fig IV .7 Structure de la ligne coplanaire introduisant dans le conducteur central un photodétecteur MSM .....	98
Figure IV .8 Photographie prise sous MEB d'un photodétecteur MSM ( $S = 3 \times 3 \mu\text{m}^2$ , $l = D = 0.3 \mu\text{m}$ ).....	99
Figure IV .9 Photographies prises au microscope optique après révélation des MSM dans des lignes coplanaire .....	100
Fig IV .10 Photocourant de photodétecteurs MSM interdigités de différentes distances interélectrodes ; $P = 16 \text{ Mw}$ pour une surface active $S = 3 \times 3 \mu\text{m}^2$ .....	101
Fig IV .11 Photocourant expérimental et simulé d'un photodétecteur MSM de distance interélectrode égale à $0.3 \mu\text{m}$ expérimental-Simulation .....	101
Fig IV .12 Présentation du banc de mesure sous éclairage par laser $0.8 \mu\text{m}$ couplé à la fibre optique et ajustement des pointes et de la fibre optique sous microscope optique relié à un ordinateur .....	103
Fig IV .13 Réponse transitoire expérimentale du photo-interrupteur MSM en GaAs MSM312 à $\lambda = 780 \mu\text{m}$ pour différentes tensions de polarisation ( $P_{\text{opt}} = 1 \text{ mW}$ , $A = 3 \times 3 \mu\text{m}^2$ , $D = W = 1 \mu\text{m}$ ) .	104
Fig IV .14 Réponse impulsionnelle expérimentale du photo-interrupteur MSM en GaAs MSM3035 à $\lambda = 780 \mu\text{m}$ pour différentes tensions de polarisation ( $P_{\text{opt}} = 1 \text{ mW}$ , $A = 3 \times 3 \mu\text{m}^2$ , $D = W = 0.3 \mu\text{m}$ ).....	105
Fig IV .14 Réponse impulsionnelle du photo-interrupteur MSM en GaAs MSM3035 à $\lambda = 780 \mu\text{m}$ pour différents distance interdoigt ( $P_{\text{opt}} = 1 \text{ mW}$ , $A = 3 \times 3 \mu\text{m}^2$ , $V = 1 \text{ V}$ ) .....	105
Fig IV .15 Réponse impulsionnelle expérimentale des photo-interrupteurs MSM en GaAs à $\lambda = 780 \mu\text{m}$ pour différentes distances interdoigt $0.2$ , $0.3$ et $1 \mu\text{m}$ ( $P_{\text{opt}} = 1 \text{ mW}$ , $A = 3 \times 3 \mu\text{m}^2$ , $V = 1 \text{ V}$ .....	105
Fig IV .16 a) La réponse temporelle expérimentale normalisée de MSM3035 à $2.8 \text{ V}$ , b) La simulation de la réponse transitoire du photodétecteur MSM $D = 0.3 \mu\text{m}$ sous polarisation $2.8 \text{ V}$ illuminé avec une intensité de $1 \text{ mW}/\text{cm}^2$ .....	107
Fig IV .17 Concentration des électrons dans une structure MSM de $1 \mu\text{m}$ sous polarisation $1 \text{ V}$ et intensité optique $1 \text{ W}/\text{cm}^2$ .....	109
Fig IV .18 La réponse temporelle de MSM3028 à $2.8 \text{ V}$ pour différentes puissances optiques $500 \mu\text{W}$ , $1 \text{ mW}$ et $3 \text{ mW}$ .....	109
Fig IV .19 Evolution expérimentale des paramètres S de ligne coplanaire référence de différentes largeurs W (a) Coefficient de réflexion ( $S_{11}$ ), (b) Coefficient de transmission ( $S_{12}$ ) .....	111
Fig IV .20 Modèle d'un photocommutateur présenté par Auston en 1975.....	113

## LISTE DES TABLEAUX

Tableau I. 1 Energie du gap des différents semiconducteurs .....	18
Tableau I .2 Energie de bande interdite et longueur d'onde de coupure pour différents matériaux semiconducteurs à 300 ° .....	33
Tableau IV. 1 Variation de la résistance équivalente en régime d'obscurité (état OFF) pour des photodétecteurs MSM de différentes distances interélectrodes.....	97
Tableau IV . 2 :Variation de la résistance équivalente en régime d'obscurité (état OFF) pour des photodétecteurs MSM de différentes largeurs d'électrodes .....	98
Tableau IV .3 Nombres et largeurs des doigts de photodétecteurs MSM interdigités de différentes surfaces.....	99
Tableau IV .4 Variations de la résistance équivalente des photodétecteurs MSM éclairé avec une puissance optique 16mW pour une surface active 3x3 $\mu\text{m}^2$ .....	102
Tableau IV .5 Calcule FWHM de photo-interrupteur MSM3035.....	105
Tableau IV . 6 Rapport On-Off de lignes coplanaires introduisant des MSM de différentes distances interélectrodes ; (S = 3x3 $\mu\text{m}^2$ ) .....	112
Tableau IV . 7 Rapport On-Off de lignes coplanaires introduisant des MSM de différentes surfaces actives et distance interélectrode égale à 0.3 $\mu\text{m}$ .....	112

# *Introduction Générale*

## INTRODUCTION GENERALE

Depuis que la science préoccupe l'humanité, la nature de la lumière est une des questions essentielles à laquelle les physiciens ont tenté de répondre. La lumière est la portion visible du rayonnement électromagnétique, elle a une double nature : elle est formée de particules d'énergie sans masse appelées photons, c'est aussi une onde électromagnétique qui se déplace très bien dans le vide et moins bien dans la matière (air, eau, verre). Les ondes électromagnétiques sont caractérisées par leur longueur d'onde,  $\lambda$ , trajet parcouru par l'onde pendant une période, et leur fréquence,  $\nu$ .

Qui dit photodétecteur dit interaction rayonnement matière. C'est la lumière qui est responsable du phénomène de la photodétection. Les photodétecteurs trouvent leur place dans de nombreuses applications et en particulier dans une chaîne de télécommunications optiques où ils transforment un signal lumineux en un signal électrique. Différents types de recherches se sont orientées vers ce type de composants pour optimiser ses performances de sensibilité en utilisant différents matériaux et en particuliers des matériaux composés III-V qui présentent des caractéristiques physiques qui les prédisposent à détecter la lumière de manière efficace et puisque la plupart des circuits intégrés monolithiques hyperfréquences sont fabriqués en fonderie sur GaAs [1].

Etant données les caractéristiques  $I(V)$  symétriques du photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal (MSM), nous nous sommes demandés dans quelle mesure ce dispositif peut être utilisé comme interrupteur électro-optique très rapide au même titre que les photoconducteurs sur GaAs à basse température employés généralement à cet usage. Cette photodiode se compose d'un semiconducteur sur lequel deux électrodes métalliques assurent un contact de type Schottky. En général, les électrodes ont une forme interdigitée, laissant entre deux contacts une surface libre de semi-conducteur qui constitue la zone active destinée à absorber la lumière [1, 2]. Ce qui permet de collecter les porteurs sur une grande surface de semiconducteur. C'est pourquoi ce mémoire est consacré à la

simulation et la caractérisation des photodétecteurs MSM sur GaAs. Ces photodétecteurs sont en général insérés dans une structure qui guide les ondes de fréquences allant du GHz au THz, il s'agit soit de guide coplanaire soit d'une ligne microruban [3].

Notre mémoire de thèse est scindé en quatre chapitres :

Le premier chapitre est un rappel général sur la photodétection. Il introduit les différents mécanismes physiques à l'origine de la photodétection et présente les principaux photodétecteurs. Nous donnons ici les éléments de base, fondamentaux, pour décrire la photodétection.

Le deuxième chapitre se focalise sur le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal : structure, contacts Schottky, fonctionnement du dispositif, champ électrique et tensions singulières, caractéristique courant-tension, dont les propriétés vont être utilisées pour développer ce type de photodétecteur.

Le troisième chapitre est la présentation du logiciel SILVACO TCAD utilisé pour effectuer l'étude du photodétecteur MSM. Nous allons décrire ce logiciel de façon aussi complète que possible en insistant sur la manière d'adapter l'utilisation de ce logiciel au cas du photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal.

Le quatrième chapitre est consacré à la conception et la caractérisation des photodétecteurs MSM en obscurité et sous éclairage. Nous allons montrer l'effet de la géométrie du composant et l'intensité du signal sur la rapidité de ces photodétecteurs. Cette rapidité qui est intimement liée au temps de transit entre les électrodes présente une non-linéarité d'impédance qui est susceptible de limiter l'application en échantillonnage de signaux hyperfréquences.

### **Bibliographie de l'introduction**

- [1] D. DECOSTER, J. HARARI, Détecteurs optoélectroniques, Hermès Science Publications, Lavoisier, Paris, 2002
- [2] Waclaw C. Koscieliak, Analysis of a GaAs Metal-Semiconductor-Metal (MSM) Photodetector with 0.1- $\mu$ m Finger Spacing, IEEE ELECTRON DEVICE LETTERS, VOL. IO, NO. 5, MAY 1989
- [3] A. PAGIES, "Nanophotointerrupteur avec optique intégrée pour échantillonnage hyperfréquence", Thèse de doctorat de l'Université de Lille, Spécialité : Micro et nanotechnologies, acoustique et télécommunication, 9 décembre 2011.

*CHAPITRE I*  
*Les Photodétecteurs*



*La photodétection consiste à convertir un signal lumineux incident en un signal électrique, elle s'accompagne d'un apport de bruit qui contribue à dégrader le signal [1]. Afin de répondre aux exigences des applications pour les transmissions par fibres optiques, les détecteurs de rayonnement doivent répondre à certaines exigences, que nous allons présenter brièvement : sensibilité à la longueur d'onde voulue, bonne efficacité de conversion de la lumière en un signal électrique, réponse rapide, faible bruit, petites dimensions... [2].*

*Dans ce chapitre nous allons tout d'abord examiner la nature d'un matériau dit semi-conducteur ainsi que quelques généralités sur la photodétection, en se basant sur ses principes de base. Nous exposons aussi la théorie générale du photodétecteur. Nous décrirons finalement les principaux types de détecteurs optiques et, les matériaux employés pour la réalisation des photodétecteurs.*

## **I. Notions sur la théorie des bandes d'énergie dans les solides**

Les semi-conducteurs et les métaux ont une structure cristalline, c'est-à-dire que les atomes sont groupés en réseaux régulièrement disposés dans l'espace. Dans ces réseaux, la distance interatomique est faible [3].

Un semi-conducteur est un solide dont les propriétés de conduction électrique sont déterminées par deux bandes d'énergie particulières : d'une part, la bande de valence, qui correspond aux états moléculaires liants ; d'autre part, la bande de conduction, comprenant les électrons dans un état excité, qui peuvent se déplacer dans le cristal [3, 4]. Ces deux bandes sont séparées par une bande interdite.

## **II. Notions fondamentales sur les semi-conducteurs**

La théorie quantique montre que les électrons dans un semiconducteur, occupent un certain nombre de niveaux d'énergies. Le comportement d'un atome peut être connu grâce aux électrons contenus dans les deux bandes d'énergies, de valence ( $E_v$ ) et de conduction ( $E_c$ ). Il existe une bande interdite entre le sommet de la bande de valence et le bas de la bande de conduction, cette bande interdite est appelée le gap du matériau, dont l'énergie :  $E_g = E_c - E_v$  [3, 4, 5].

## II.1. Gap direct - Gap indirect

Lorsque le minimum de la bande de conduction possède le même vecteur d'onde que le maximum de la bande de valence, le gap est dit **direct** (tel que GaAs) et il est dit indirect (Si par exemple) dans le cas contraire (figure I.1) [3, 4].

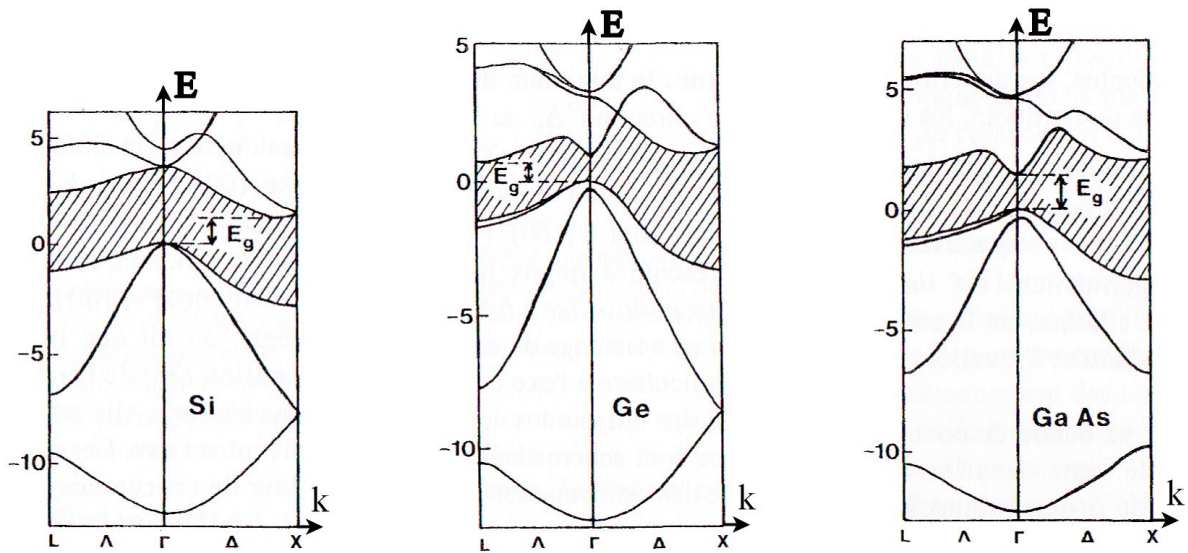


Fig.I. 1 : Structure de bandes d'énergie (E) du Si, Ge et GaAs dans l'espace réciproque des vecteurs d'onde k, d'après [3].

Les gaps de différents semiconducteurs sont portés dans le tableau (I. 1) :

Semiconducteur	Gap(eV)		Nature du gap	Constante diélectrique Relative $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$
	4 K	300 K		
C (c)	5,48	5,45	indirect	5,57
Si (c)	1,169	1,12	"	12
SiC (6H)	-	2,86	"	9,7
Ge (c)	0,747	0,66	"	16
AlP (c)	2,52	2,45	"	9,8
AlAs (c)	2,24	2,16	"	10,1
AlSb (c)	1,63	1,60	"	10,3
GaP (c)	2,35	2,25	"	8,4
AlN (H)	-	6,28	direct	$\bar{\epsilon} = 9,14$
GaN (H)	-	3,39	"	$\epsilon_{II} = 10,4 \quad \epsilon_{\perp} = 9,5$
GaAs (c)	1,52	1,43	"	11,5
GaSb (c)	0,81	0,68	"	14,8

InN	(H)	-	1,95	"	-
InP	(c)	1,42	1,27	"	12,1
InAs	(c)	0,42	0,36	"	12,5
InSb	(c)	0,237	0,17	"	15,9
ZnO	(H)	3,40	-	"	$\epsilon_{II} = 8,7 \quad \epsilon_I = 7,8$
ZnS	(H)	3,80	3,68	"	$\bar{\epsilon} = 9,6$
ZnSe	(c)	2,82	2,67	"	9,1
ZnTe	(c)	2,39	2,26	"	8,7
CdS	(H)	2,56	2,42	"	$\bar{\epsilon} = 9,4$
CdSe	(H)	1,84	1,7	"	$\bar{\epsilon} = 10$
CdTe	(c)	1,60	1,44	"	9,6
SiO <sub>2</sub>		8,8	-		3,9

**C: Structure cubique**

**H: Structure hexagonale**

Tableau I.1. : Energie du gap des différents semiconducteurs[3].

La nature du gap joue un rôle fondamental dans l'interaction du semi-conducteur avec un rayonnement électromagnétique.

### III. Interaction rayonnement-matière

Planck en 1900 puis Einstein, en 1905, ont introduit la notion de photon en affirmant que lors des phénomènes d'émission ou d'absorption, la lumière se présente sous la forme de grains (quantum) d'énergie, et il leur a été donné le nom de photon [6]. L'énergie du photon est donnée par les relations [7] :

$$E = h\nu \quad (I-1)$$

$$E = \frac{hC}{\lambda} \quad (I-2)$$

$$E(eV) = \frac{1,24}{\lambda(\mu m)} \quad (I-3)$$

Où  $h=6,6262 \cdot 10^{-34}$  Js est la constante de Plank

$\nu$  est la fréquence de rayonnement lumineux

$C= 2,997925 \cdot 10^8$  ms<sup>-1</sup> est le Vitesse de la lumière dans le vide.

### III. 1. Génération radiative, absorption optique

Dans un matériau à gap direct, l'absorption d'un photon d'énergie  $h\nu$  supérieure à l'énergie du gap ( $E_g = E_c - E_v$ ) génère un électron dans la bande de conduction et un trou dans la bande de valence. Ce processus s'accompagne de la génération de phonons pour préserver la conservation du vecteur d'onde dans le cas d'un gap indirect [8].

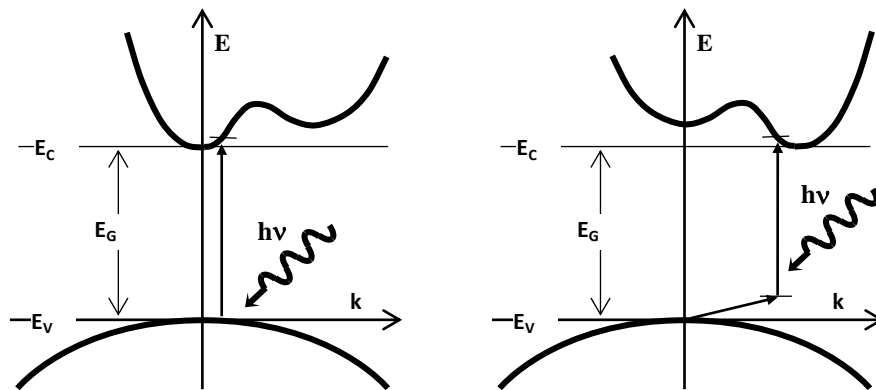


Fig.I. 2 : Processus d'absorption dans un semi-conducteur à gap direct et à gap indirecte [8, 3]

### IV. Processus de recombinaison

Durant l'illumination, la dynamique des porteurs est modifiée dans le semiconducteur, par la création d'un plasma photogénéré. Dans les bandes de conduction et de valence il y a un excès d'électrons et de trous libres par rapport aux concentrations à l'équilibre thermique, différents processus de recombinaison interviennent pour ramener le système à son état d'équilibre thermique [3, 9, 10]. La recombinaison d'une paire électron-trou nécessite la libération d'une énergie correspondant à la bande interdite. Cette libération d'énergie peut se faire essentiellement suivant deux processus :

#### IV. 1. Les recombinaisons radiatives (émission d'un photon)

La transition radiative est le phénomène inverse de l'absorption : un électron de la bande de conduction peut retomber spontanément sur un état vide de la bande de valence avec émission d'un photon.

## IV. 2. Les recombinaisons non-radiatives

Les matériaux intrinsèques ne sont pas parfaitement purs et contiennent d'autres éléments (dislocations, lacunes, impuretés chimiques, interactions avec la surface) qui créent des défauts et des niveaux d'énergie dans la bande interdite du semiconducteur les électrons et les trous vont être attirés par ce piège où ils vont être recombinaison non radiativement sans émission de photon [11, 12].

En général, ces défauts ne sont pas désirés dans les composants électroniques ou optoélectroniques. Par exemple, ils réduisent fortement le rendement des lasers à semi-conducteurs. Mais dans le cas des photoconducteurs, ils sont tout à fait nécessaires pour diminuer la durée de vie des porteurs libres et de ce fait leur rapidité [12].

## V. Profondeur de pénétration des ondes lumineuses

### V. 1. Coefficient d'absorption

L'absorption optique est caractérisée par le coefficient d'absorption  $\alpha$  ( $\text{cm}^{-1}$ ), selon la relation [8]:

$$\alpha = -\frac{dF}{Fdz} \quad (1-4)$$

Où  $F$  ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) est le flux de photons se propageant suivant la direction  $z$ .

Le taux de génération radiative dans un matériau homogène, pour un flux de photons  $F_0$  tombant sur la surface en  $z = 0$ , peut s'écrire :

$$G_R = \alpha F \quad (1-5)$$

$$G_R = \alpha F_0 \exp(-\alpha z) \quad (1-6)$$

$1/\alpha$  (cm) donne l'ordre de grandeur de la distance nécessaire pour absorber le rayonnement.

La figure (I.3) nous montre les variations du coefficient d'absorption de plusieurs semiconducteurs en fonction de la longueur d'onde d'excitation.

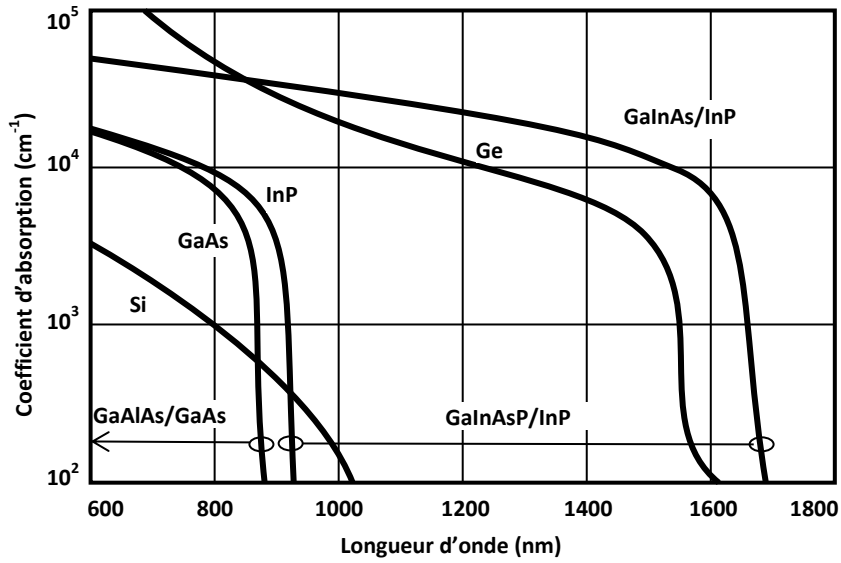


Fig. I. 3 : Les variations du coefficient d'absorption de plusieurs semiconducteurs en fonction de la longueur d'onde d'excitation [8, 13]

### V. 2. Indice de réflexion et réfraction

L'absorption optique se fera plus ou moins bien en fonction de l'évolution du flux de photons à l'intérieur du semi-conducteur. Pour cela, il est utile de connaître l'indice de réfraction et les coefficients d'absorption et de réflexion du matériau [14].

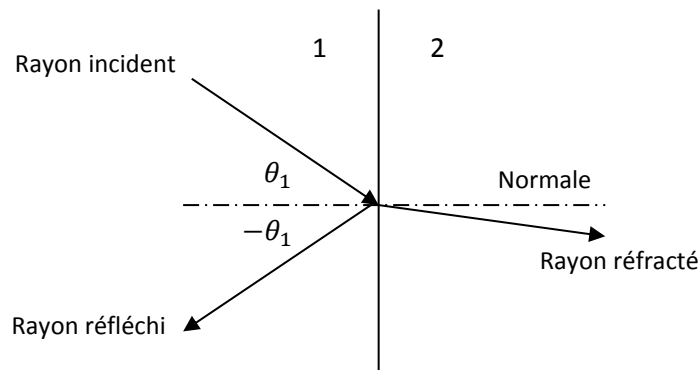


Fig.I. 4 : Schéma de principe de réflexion et réfraction d'un faisceau lumineux.

L'**indice de réfraction**, souvent noté  $n$ , est une grandeur sans dimension caractéristique d'un milieu, décrivant le comportement de la lumière dans celui-ci, il dépend de la longueur d'onde de mesure mais aussi des caractéristiques de l'environnement dans lequel se propage la lumière [15], il est défini par :

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon_r} \quad (1-7)$$

Où  $v$  est vitesse de l'onde lumineuse dans un milieu de constante diélectrique relative  $\epsilon_r$ . Le **coefficient de réflexion** d'une interface est défini pour une incidence normale comme le rapport de la puissance du faisceau réfléchi sur la puissance du faisceau incident [14] :

$$R = \left( \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \quad (1-8)$$

Avec  $n_1$  et  $n_2$  les indices de réfraction des milieux 1 et 2.

### V.3. Le coefficient de transmission :

Le coefficient de transmission est régi par la conservation de puissance et s'exprime par le rapport de la puissance du faisceau transmis à celle du faisceau incident :

$$T = 1 - R \quad (1-9)$$

## VI. Principe de la photodétection

Les semi-conducteurs ont une structure cristalline, c'est-à-dire que les atomes sont groupés en réseaux régulièrement disposés dans l'espace. Quand un semi-conducteur est exposé à un flux lumineux, les photons sont absorbés à condition que l'énergie du photon soit supérieure à la largeur de la bande interdite ( $E_g$ ). Ceci correspond à l'énergie nécessaire que doit absorber l'électron afin qu'il puisse quitter la bande de valence vers les états excités situés dans la bande de conduction [3], où ils se comportent comme des électrons libres susceptibles de se déplacer sur de longues distances à travers le réseau cristallin sous l'influence d'un champ électrique intrinsèquement présent ou extérieurement appliqué. Cependant, dans la bande de valence, les trous de charge positive laissés participent à la conduction électrique en se

déplaçant d'un site atomique à l'autre sous l'effet du champ électrique, Ces deux contributions s'ajoutent pour créer le photocourant [8]. C'est le phénomène de la photoconductivité.

## VII. Distribution des photo-porteurs

### VII. 1. Formulation des équations du semi-conducteur

Les équations de continuité régissent la condition d'équilibre dynamique des porteurs dans le semiconducteur en tenant compte de tous les phénomènes de transport du courant qui régissent l'évolution de la charge au cours du temps [3, 4, 5, 16, 17].

Soit, pour les électrons et les trous :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = +\frac{1}{q} \operatorname{div} J_n + G_n - R_n \quad (I-10)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \operatorname{div} J_p + G_p - R_p \quad (I-11)$$

Où  $G_{n,p}$  et  $R_{n,p}$  décrivent les phénomènes de génération-recombinaison.

Lorsque le semiconducteur est photoexcité, les porteurs excédentaires créés diffusent et se recombinent, le taux de génération dans ce cas se met sous la forme:

$$G_n = G_p = \alpha \phi \exp(-\alpha z) \quad (I-12)$$

Les équations (I-10) et (I-11) constituent les équations fondamentales de fonctionnement des dispositifs à semiconducteurs. Elles seront associées à l'équation de Poisson, toute charge d'espace  $\rho(x,y,z)$  est accompagnée d'un champ électrique :

$$\operatorname{div} E = \frac{\rho(x, y, z)}{\varepsilon} \quad (I-13)$$

Où  $\varepsilon$  est le constant diélectrique du semiconducteur et  $\rho$  la densité volumique de charges totales. Le champ électrique est d'autre part relié au potentiel par la relation :



$$E = -gradV \quad (I-14)$$

La charge d'espace est calculée en tenant compte de toutes les charges qui existent en un point du semiconducteur : des charges libres que sont les électrons et les trous, et des charges fixes qui sont des impuretés ionisés. En l'absence de centres profonds ionisés cette charge d'espace est donnée par [3, 5, 16, 17]:

$$\rho = q(N_d^+ - N_a^- + p - n) \quad (I-15)$$

### VIII. Différents types de photodétecteurs

Le photodétecteur est un composant à base de semiconducteur. Il absorbe de l'énergie optique et la convertit en énergie électrique, qui se manifeste en photocourant. Nous allons présenter dans cette partie les différents photodétecteurs, tels que les photoconducteurs, les photodiodes PN, PIN, la photodiode à avalanche et les photodiodes MSM et UTC.

#### VIII. 1. Le dispositif photoconducteur

Les photoconducteurs représentent le type de photodétecteur le plus simple. Il est constitué d'un barreau semi-conducteur inséré entre deux contacts Ohmiques. Lorsqu'on applique une tension de polarisation entre les deux contacts d'extrémité un courant électrique de polarisation obéissant à la loi d'Ohm circule à travers le barreau de semiconducteur, qui. Si on éclaire le barreau avec une énergie suffisante, il y a une génération de porteurs à la surface des semi-conducteurs entre les deux contacts et sur une faible profondeur, sous l'effet du champ électrique appliqué, les paires électron-trou photogénérés sont séparés et produisent un photocourant qui se superpose au courant de polarisation, augmentant de la sorte la conductance du composant [8, 16, 18].

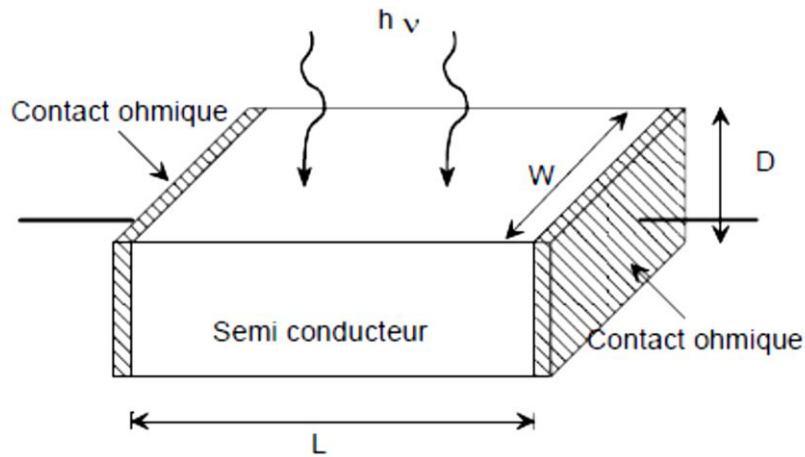


Fig. I. 5 : Schéma du dispositif photoconducteur

### VIII. 2. La photodiode PN classique

Une photodiode classique est une simple jonction PN polarisée en inverse afin d'obtenir une grande zone de charge d'espace ou zone de déplétion favorisant la photodétection. La diffusion des électrons et des trous générés atteignent la ZCE de la jonction où règne un champ électrique fort, et les paires électron-trou sont séparées et les porteurs minoritaires sont accélérés dans un côté pour devenir des porteurs majoritaires dans l'autre côté, participant ainsi à la génération du photocourant [18].

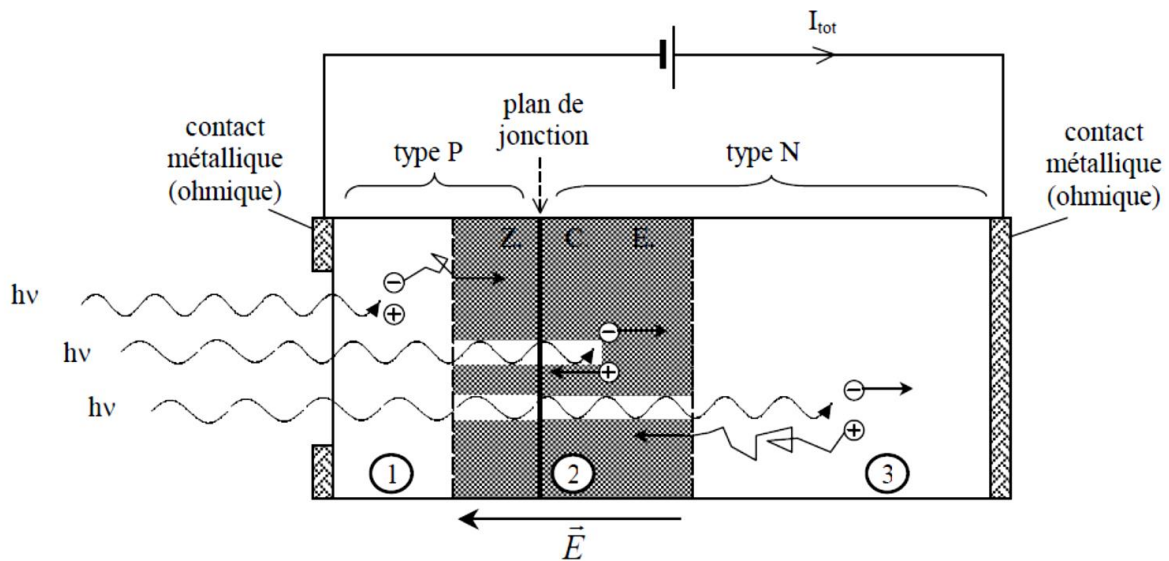


Fig. I. 6 : Principe de fonctionnement d'une photodiode - déplacement des photoporteurs [19].

### VIII. 3. La photodiode PIN

Nous venons de voir l'intérêt d'une photodiode d'avoir une ZCE suffisamment grande pour que le photocourant soit essentiellement créé dans cette zone. On peut augmenter artificiellement l'épaisseur de la ZCE en intercalant une région intrinsèque I (en pratique c'est une couche semiconductrice N.I.D : Non Intentionnellement Dopée) entre les régions de type N et de type P [20]. Sous une polarisation inverse suffisante, toute la zone intrinsèque est soumise à un fort champ électrique quasi-uniforme et ainsi les porteurs photogénérés atteignent rapidement la vitesse de saturation [21, 22]. C'est cette propriété qui assure aux photodiodes PIN leur grande efficacité.

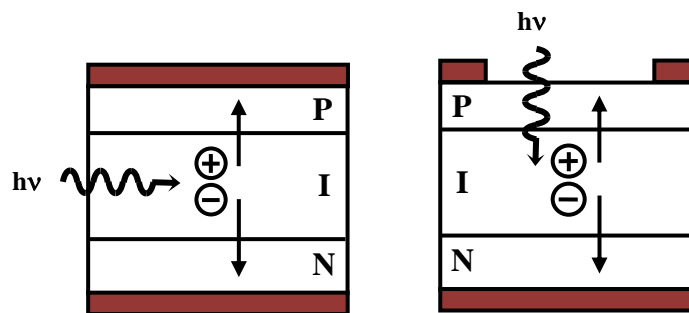


Fig. I. 7: Géométries schématiques de photodiodes PIN, a) éclairage latéral, éclairage vertical.

La traversée de la zone de déplétion par les porteurs définit le temps de transit et la capacité de la jonction dépend de la permittivité relative du semi-conducteur, de la surface et de l'épaisseur de la zone déserte.

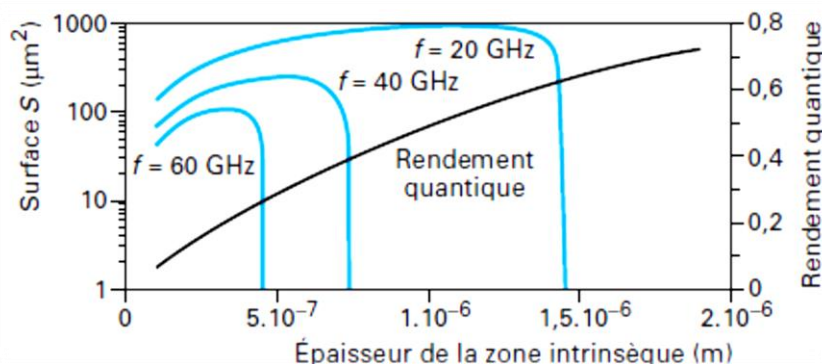


Fig. I. 8: Dimensionnement d'une photodiode PIN en fonction de sa fréquence de coupure [23].

Une augmentation de l'épaisseur de la zone active améliore le rendement quantique et diminue la capacité, ce qui tend à augmenter la bande passante. Cependant le temps de transit augmente également, ce qui à l'inverse tend à diminuer la bande passante [23].

#### VIII. 4. La photodiode à avalanche

Les signaux optiques, après propagation dans une fibre optique, sont généralement très faibles, par conséquent, le signal électrique délivré par les photodiodes requiert souvent une amplification. Le but de la photodiode à avalanche est d'obtenir une amplification interne du photocourant et ainsi augmenter la réponse du photodétecteur. Sa structure est similaire à celle d'une photodiode PIN, dans laquelle il a été ajouté une couche de multiplication non-dopée à grand gap et des couches de transition à gap intermédiaire.

Pour obtenir un effet d'avalanche, il faut appliquer une polarisation inverse très élevée pour que le champ électrique établi dans la jonction atteigne des valeurs proches du champ électrique de claquage. Les photoporteurs sont accélérés suffisamment pour arracher par impact d'autres porteurs secondaires aux atomes du réseau qu'ils rencontrent sur leur passage : c'est l'effet d'avalanche, qui a pour conséquence une multiplication des porteurs dans la zone de charge d'espace [8].

La caractéristique principale de la photodiode à avalanche est son coefficient de multiplication  $M$  qui dépend des coefficients d'ionisation des électrons  $\alpha_n$  et des trous  $\alpha_p$ , il est décrit par l'équation :

$$M = \frac{1 - k_\alpha}{\exp^{-(1-k_\alpha)\alpha_n W} - k_\alpha} \quad (I-16)$$

$\alpha_n$  et  $\alpha_p$  sont les coefficients d'ionisation des électrons et des trous

Avec le taux d'ionisation  $k_\alpha = \frac{\alpha_p}{\alpha_n}$

### VIII. 5. Photodiode Métal-Semiconducteur-Métal (MSM)

La structure Métal-Semiconducteur-Métal (MSM) est constituée de deux électrodes Schottky qui souvent, s'interpénètrent sous la forme d'un peigne interdigité. Cette disposition des électrodes permet d'augmenter la surface photodéetectrice et aussi d'obtenir des temps de transit intrinsèques très courts [24]. Dans le deuxième chapitre, nous allons expliquer en détail le fonctionnement de ce type photodétecteur.

### VIII. 6. Photodiode UTC

Les laboratoires japonais NTT ont proposé la structure de photodiode UTC-PD qui désigne une photodiode à transport unipolaire (Uni-Travelling-Carrier). Ce type de photodiode a l'avantage de présenter des courants de saturation plus importants que ceux des photodiodes PIN [7]. L'idée d'Ishibashi et al est de générer des paires électron-trou dans une zone où les trous sont déjà les porteurs majoritaires, typiquement une zone dopée assez fortement p [25] Dans ce cas seuls les électrons diffusent vers la couche de collection des porteurs. En tirant partie de la vitesse maximale des électrons dans la couche de collection on obtient un composant rapide et à courant de saturation élevé [20].

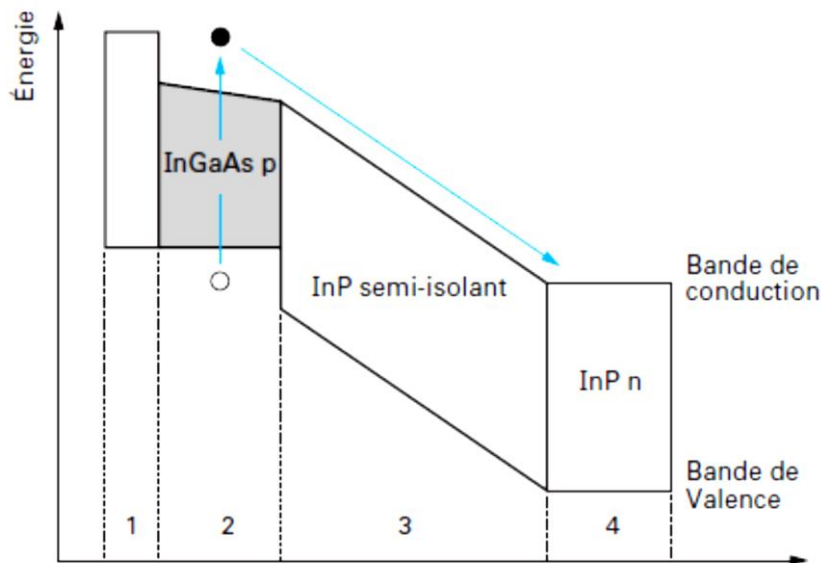


Fig. I. 9 : Diagramme de bande de la photodiode UTC [23].

## VIII. 7. Les phototransistors

Les effets de la lumière sur les transistors ont été un sujet d'étude dès le début de la création de ces dispositifs. Ces composants tirent partie des développements simultanés des composants hyperfréquence HBT (transistors bipolaires à hétérojonction) et des photodiodes. Les phototransistors ont été introduits pour bénéficier du gain des transistors dans la photodétection [8, 23].

### VIII. 7. 1. Phototransistors bipolaires

Lorsqu'on éclaire la base d'un transistor bipolaire les électrons créés contribuent directement au photocourant et la présence de trous générés par éclairement provoque une injection supplémentaire d'électrons de l'émetteur vers la base donnant lieu à une amplification par effet transistor [16].

### VIII. 7. 2. Phototransistors à effet de champ

Dans ce type de détecteurs les porteurs doivent être créés dans la zone de charge d'espace contrôlée par la grille. Ils sont alors séparés par le champ électrique qui y règne. Les trous donnent lieu à un courant de grille qui modifie les conditions de polarisation, donc l'extension du canal. Si le temps de transit des électrons entre la source et le drain est inférieur à la durée de vie de porteurs, les électrons peuvent être réinjectés au contact ohmique de la source [16].

## IX. Paramètres de fonctionnement des photodétecteurs

Les principaux paramètres qui définissent le fonctionnement d'un photodétecteur sont : le coefficient de réponse, le gain, le rendement quantique, la bande passante, la puissance équivalente de bruit et la détectivité.

### IX. 1. Rendement quantique interne

Il exprime le rapport entre le nombre de paires électrons trous générées et le

nombre de photons absorbés [8, 19] :

$$\eta_i = \frac{\text{Nombre de paires électrons – trous générées}}{\text{Nombre de photons absorbés}} \quad (I-17)$$

$$\eta_i = 1 - \exp(-\alpha d) \quad (I-18)$$

### IX. 2. Rendement optique

En éclairant le photodétecteur, une partie des rayonnement lumineux incident est réfractée et l'autre réfléchi sur la surface. Le rendement optique est donné par la relation [8, 19] :

$$\eta_o = \frac{4n}{(n+1)^2} \quad (I-19)$$

Où n est indice de réfraction optique de semiconducteur.

### IX. 3. Rendement quantique externe

Il exprime le rapport entre le nombre de photons incidents global dans le semiconducteur et le nombre de porteurs réellement collectés [19] :

$$\eta_{ext} = \frac{\text{Nombre de paires électrons – trous collectées}}{\text{Nombre de photons incidents}} \quad (I-20)$$

$$\eta_{ext} = \frac{I_{ph}(\lambda)/q}{P_{opt}/h\nu} = \frac{1,24}{\lambda(\mu m)} \cdot \frac{I_{ph}(\lambda)}{P_{opt}} \quad (I-21)$$

### IX. 4. Sensibilité ou responsivité

Elle est définie comme étant le rapport du courant photo-généré sur la puissance optique incidente. Elle est exprimée en Ampère par Watt par la formule [19] :

$$S_{ph} = \frac{I_{ph}(\lambda)}{P_{opt}} = \eta_{ext} \frac{q}{h\nu} \quad (I-22)$$

### IX. 5. Réponse temporelle et bande passante

La rapidité de réponse d'un photodétecteur peut être limitée par des effets capacitifs, par le piégeage des porteurs ou par la vitesse limite de saturation des porteurs dans le semiconducteur. La réponse temporelle d'un photodétecteur est caractérisée par le temps de déclin  $\tau_d$  (ou le temps de montée  $\tau_m$ ), qui est par définition le temps nécessaire au photocourant pour tomber de 90% à 10% de son maximum (ou pour monter de 10% à 90% de celui-ci) [8, 19].

Une autre caractéristique est la bande passante ou la fréquence de coupure à 3dB.

Elle représente la fréquence à laquelle le courant utile de sortie est divisé de moitié par rapport à la réponse maximale de sortie.

### IX. 6. Largeur à mi-hauteur (FWHM)

Une largeur à mi-hauteur, sous-entendu du maximum du PIC (ou LMH, acronyme rarement utilisé), en anglais full width at half maximum abrégé en FWHM, est une expression de l'amplitude d'une fonction, donnée par la différence entre les deux valeurs extrêmes de la variable indépendante pour lesquelles la variable dépendante est égale à la moitié de sa valeur maximale [15].

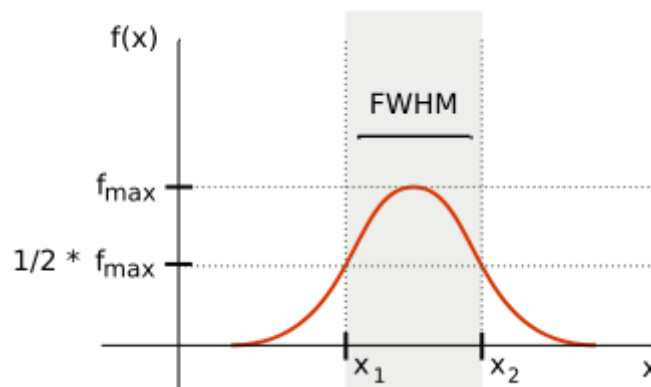


Fig. I. 10: Largeur à mi-hauteur (FWHM)

### IX. 7. Puissance équivalente de bruit

Dans les semiconducteur il existe cinq sources de bruit :



- Le bruit de grenaille, bruit de Schottky ou bruit quantique (en anglais, shot noise, dû essentiellement au caractère aléatoire de la collision des photons incidents.
- Le bruit thermique, également nommé bruit de résistance, ou bruit Johnson ou bruit de Johnson-Nyquist est le bruit généré par l'agitation thermique des porteurs de charges, dû aux collisions aléatoires des porteurs avec les atomes du réseau cristallin, en vibration,
- Le bruit de partition, généré par la séparation du courant électrique en deux parties s'écoulant à travers des contacts électriques distincts,
- Le bruit de génération-recombinaison, ce bruit a pour origine les fluctuations du nombre de porteurs liées à la présence de différents pièges dans la bande interdite des semiconducteurs.
- Le bruit en  $1/f$ , associé à la présence de barrières de potentiel au niveau des contacts électriques. Ce dernier type de bruit est dominant aux basses fréquences [8, 15].

On admet généralement que le signal de bruit est formé de composantes de différentes fréquences, la gamme est continue.

La puissance équivalente de bruit (NEP : noise-equivalent power) est une mesure de la sensibilité d'un photodétecteur ; c'est la puissance optique incidente pour laquelle on a un rapport signal sur bruit égal à 1. L'unité du NEP est le watt par racine de hertz ( $W/Hz^{1/2}$ ). Le NEP est égal à la densité spectrale de bruit .

### IX. 8. Détektivité

Le signal de photocourant augmente proportionnellement à la surface optique active  $A_{opt}$ , tandis que le courant de bruit augmente comme la racine carrée du produit de la surface optique active  $A_{opt}$  par la bande passante BP. Elle est donnée par la relation [8, 26] :

$$D = (NEP)^{-1} \quad (I-23)$$

## X. Matériaux utilisés pour la photodétection

La condition fondamentale pour la création des paires électron-trou dans un semiconducteur, est que l'énergie du rayonnement lumineux  $h\nu$  soit supérieure ou égale à la largeur de la bande interdite  $E_g$  du semiconducteur [27]:

Il apparait alors une longueur d'onde  $\lambda_0$  dite de seuil qui fixe la limite supérieure du domaine spectral d'absorption [8]:

$$\lambda_0 \leq \frac{\lambda C}{E_g} \quad (I-24)$$

La longueur d'onde de coupure de quelques matériaux semiconducteurs est donnée dans le tableau :

Matériaux	Si	Ge	GaAs	InAs	InP	GaP	GaAlAs	GaInAs	GaInAsP
$\lambda_0(\mu\text{m})$	1.11	1.88	0.87	3.44	0.92	0.55	0.73	1.65	0.92_1.65

Tableau I.2. : Energie de bande interdite et longueur d'onde de coupure pour différents matériaux semiconducteurs à 300 °K

Le choix du matériau est lié à la valeur de son coefficient d'absorption  $\alpha$  et sa longueur d'onde  $\lambda_0$ .

### X.1. Silicium

Le silicium a une bande interdite indirecte et son coefficient d'absorption augmente lentement, atteignant la valeur  $10^3 \text{ cm}^{-1}$  pour  $\lambda = 800 \text{ nm}$ . Il est utilisé depuis très longtemps sous forme d'oxyde de silicium amorphe (silice ou  $\text{SiO}_2$ ) comme composant essentiel du verre. Il a depuis le milieu du XX<sup>e</sup> siècle de nouveaux usages en électronique (transistor), pour la production de matériaux tels que les silicones ou, pour fabriquer des panneaux solaires photovoltaïques [15, 28].

### X.2. Germanium

Puisqu'on veut toujours réaliser des dispositifs compatibles avec la technologie Si, on utilise des matériaux de la colonne IV (Si, Ge, C,...). Pour chacune des applications

optoélectroniques considérées (guide, détecteur,...). Le germanium est à bande interdite indirecte, son coefficient d'absorption augmente lentement en dessous de  $\lambda = 1880$  nm, puis plus rapidement pour  $\lambda < 1500$  nm [8, 29].

### X.3. Arséniure de gallium

L'arséniure de gallium (GaAs) est un matériau formé d'atomes de gallium (Ga) appartenant à la troisième colonne de la classification périodique, et d'arsenic (As) élément de la cinquième colonne. Son réseau cristallin a une structure de type zinc-blende : deux réseaux cubique à faces centrées interpénétrés, décalés l'un par rapport à l'autre du quart de la diagonale du cube [16].

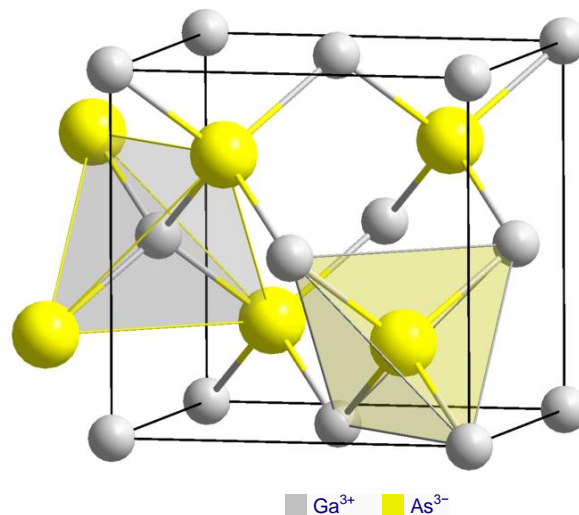


Fig. I. 11: Maille cristalline de l'arséniure de gallium [15]

L'Arséniure de Gallium a une bande interdite directe, son coefficient d'absorption augmente très rapidement en dessous de la longueur d'onde  $\lambda = 870$  nm. Il est très utilisé pour la réalisation des circuits intégrés micro-onde et des diodes Laser, il est disponible comme substrat de haute qualité pour l'élaboration d'hétérojonctions sans défauts avec les alliages  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ ,  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$  et  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  [8, 30].

L'arséniure de gallium a quelques propriétés électriques supérieures à celles du silicium :

- Il possède une grande vitesse de saturation et une mobilité très élevée des électrons, ce qui lui permet de fonctionner à des fréquences supérieures à 250 GHz,
- Les dispositifs à technologie GaAs génèrent moins de bruit en hautes fréquences que ceux à base de silicium,
- Les composants à base de GaAs peuvent fonctionner à puissance plus élevée, du fait d'une tension de claquage plus élevée,
- Il possède un gap direct, ce qui lui confère des propriétés d'opto-électronique supérieures [30].

#### X.4. Phosphure d'Indium

Le phosphure d'indium possède comme la plupart des semi-conducteurs III-V (GaAs, InAs, etc.) une structure de type blende [15]. Les solutions solides de la famille  $GaxIn_{1-x}AsyP_{1-y}$  adaptées en maille cristalline aux substrats en InP ( $y \cong 2,2x$ ) sont tous à bande interdite directe,  $Ga_{0,43}In_{0,57}As$  ayant la plus petite bande interdite de la famille ( $\lambda = 1650$  nm) [8].

#### Conclusion

Nous avons présenté brièvement les principales notions physiques à l'origine du fonctionnement des différentes familles de photodétecteurs à semiconducteurs et les différents matériaux utilisés pour la photodétection. On distingue à ce niveau deux grandes catégories de photo-détecteurs suivant la nature du champ électrique qui assure la séparation de charge des paires électron-trou photogénérées : les photoconducteurs sur lesquels sont simplement disposés deux contacts ohmiques, et les photodétecteurs qui utilisent le champ électrique interne d'une jonction p-n ou Schottky (du type métal-semiconducteur) pour assurer la séparation des charges et qui regroupe les photodiodes à contact Schottky et photodiodes Métal-Semiconducteur-Métal (MSM).

**Bibliographie:**

- [1] Romain Maciejko , Optoélectronique, Hermès – Lavoisier, 2002.
- [2] Antoine Bréhier, Optique intégrée sur substrat SOI : Etude du couplage entre un guide d'onde et un photodétecteur, Stage de recherche, magistère EEA 2<sup>ème</sup> année, ENS Cachan, Université Paris Sud, 2002.
- [3] Henry Mathieu, Hervé Fanet, Physique des semiconducteurs et des composants électroniques, Cours et exercices corrigés, 6 ème edition, Dunod, Paris, 2009.
- [4] A. Vapaille, R. Castagné, Dispositifs et circuits intégrés semiconducteurs, Physique et Technologie, Ed. Dunod, Paris, 1987.
- [5] S.M. SZE, Physics of Semiconductor Devices, 2nd Ed., John Wiley & Sons, New York, 1981.
- [6] J.P. Maury, Une Histoire de La Physique Sans Les Equations, in Vuibert, ISBN 2-7117-5269-0, Paris, Oct. 2000
- [7] S. ABOULHOUDA, Contribution à l'Etude de Photodétecteurs Rapides -Application aux Photorécepteurs Resonants Micro-Ondes, Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologie de Lille, 30 Mai 1990.
- [8] D. DECOSTER, J. HARARI, Détecteurs optoélectroniques, Hermès Science Publications, Lavoisier, Paris, 2002.
- [9] Krotkus A., Bertulis K., Kaminska M., Korona K., Wolos A., J.Siegert, Marcinkevicius S. and Coutaz J.-L., Be-doped low-temperature-grown GaAs material for optoelectronic switches, Optoelectronics, IEE Proceedings, vol. 149, no. 3, pp. 111–115, June 2002.
- [10] Siham Badi, Interfaces optoélectroniques ultra-rapides pour l'électronique supraconductrice à quantum de flux magnétique, Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Hyperfréquences et de Caractérisation de l'Université de Savoie, 2008.
- [11] M. Haelterman, Notes de cours de physique des semiconducteurs  
[www.ulb.ac.be/polytech/soa/cours/phys233.htm](http://www.ulb.ac.be/polytech/soa/cours/phys233.htm)
- [12] Hervé EUSÈBE, Étude théorique et expérimentale de la génération térahertz par photocommutation dans des composants en GaAs basse température, Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Hyperfréquences et de Caractérisation de l'Université de Savoie, 2004.
- [13] Bertrand VERGNE, Synthèse d'ondes électriques picosecondes de puissance par commutation optoélectronique – Application aux radars à bande spectrale ultralarge, Thèse pour obtenir le grade Docteur de l'Université de Limoges, 2006.
- [14] Frédéric Moutier, Modélisation et Evaluation des Performances des Phototransistors Bipolaires à hétérojonction SiGe/Si pour les Applications Optique-microondes Courtes Distances, Thèse pour obtenir le grade Docteur de l'Université de Marne-la-Vallée, 2006.

[15] <http://fr.wikipedia.org/>

[16] F. Hobar, Etude et réalisation de structures photoconductrices interdigitées pour la direction optique, Thèse pour obtenir le grade de Docteur-Ingénieur, Université de Paris-Sud, centre Orsay, 1984.

[17] M. Heydemann Michel, Résolution numérique des équations bidimensionnelles transport dans les semi-conducteurs, Thèse pour obtenir le grade de Docteur-Ingénieur, Université de Paris-Sud, centre Orsay, 1972.

[18] Harry J. R. Dutton, Understanding Optical Communications, International Technical Support Organization, <http://www.redbooks.ibm.com>.

[19] Gilles MARTEL, COURS DE PHYSIQUE DU SOLIDE DES COMPOSANTS OPTRONIQUES à base de semiconducteurs, Groupe d'Optique et d'Optronique du CORIA à l'Université de Rouen.

[20] J. P. Colinge, C. A. Colinge, PHYSICS OF SEMICONDUCTOR DEVICES, KLUWER ACADEMIC PUBLISHERS.

[21] G. Lucovsky, M.E. Lasser, R.B. Emmons, Coherent Light Detection Utilizing Solid State Photodiodes, in Electro-chemical Society Spring Meeting, Electronics Div Abstract, p284-285, May 1962.

[22] H. Inaba, A.E. Siegman, Microwave Photomixing of Optical Maser Outputs With a PIN-Junction Photodiode, in Proc. IRE, p1823-1824, Aug. 1962.

[23] Béatrice CABON, Optoélectronique hyperfréquence Composants, Techniques de l'Ingénieur, traité Électronique.

[24] Singh J. Semiconductor optoelectronics - physics and technology, McGraw-Hill Education, 1995.

[25] Alexandre Beck, Réalisation et caractérisation de photodiodes à transport unipolaire pour la génération d'ondes térahertz, Thèse pour obtenir le grade Docteur à l'université de Lille, 2008.

[26] Steve Hranilovic, Wireless Optical Communication Systems, Springer, 2005.

[27] Zebentout Abdel Djawad Boumédiène, Contribution à l'étude de photorécepteurs rapides, cas du photodétecteur métal-semiconducteur-métal sur matériau III-V, Thèse pour obtenir le grade Docteur, Université Djillali Liabes de Sidi bel Abbès.

[28] T. S. Moss, Optical Properties of Semiconductors, Butterworth London, 1959.

[29] Antoine Bréhier, Optique intégrée sur substrat SOI, Etude du couplage entre un guide d'onde et un photodétecteur, stage de recherche, magistère EEA, Université Paris Sud, 2002.

[30] Sadao ADACHI, Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs, and InGaAsP, Wiley, 1992.

*CHAPITRE II*

*Les photo-interrupteurs Métal-Semiconducteur-Métal  
(MSM)*



*En 1888, Heinrich Rudolf Hertz fut le premier à produire artificiellement des rayonnements électromagnétiques impulsionnels. Il a réalisé un oscillateur à l'aide d'une bobine et d'un condensateur composé de deux sphères disposées à une distance. Lorsque la différence de potentiel était suffisante, les sphères sont chargées électriquement, le courant créé provoque une étincelle qui s'amorçait dans la coupure en provoquant une brutale augmentation du courant dans le fil suivie de quelques oscillations amorties [1, 2]. Hertz a remarqué que la fréquence des oscillations des étincelles s'étendait jusqu'à quelques dizaines de MHz, et elle est indépendante de la fréquence de la bobine. Il a montré que les ondes électromagnétiques produites avec son oscillateur ont les mêmes propriétés que la lumière.*

*Si l'on arrive par un moyen quelconque à produire dans un matériau une variation de courant sur une échelle de temps voisine ou inférieure à la picoseconde, le spectre du rayonnement électromagnétique pourra être émise jusqu'à quelques centaines de GHz à quelques THz. La détection des champs THz par photocommutation est apparue dès le milieu des années 1980.*

*Dans ce chapitre, le photodétecteur MSM (Métal Semiconducteur Métal) sera étudié en détail; nous aborderons son mode de fonctionnement par rapport aux tensions appliquées. Nous allons présenter le principe de la photocommutation, et la génération d'une impulsion électrique par voie optique.*

## **I. Génération d'une impulsion électrique par voie optique:**

David Auston et Gérard Mourou ont été les premiers à utiliser la photogénération de porteurs dans les semi-conducteurs en vue de générer une impulsion électrique transitoire ultra-rapide par voie optique qui se propage ensuite sur une ligne de transmission. Les dispositifs qu'ils ont utilisés sont appelés photocommutateur [3]. Plusieurs solutions mettant en jeu des phénomènes physiques ou électriques ont été développées afin de réduire la durée de ces impulsions [4].

## **II. Photocommutateur (Photoswitch)**

Un photocommutateur fonctionne sur le principe général de la création de paires électron-trou sous l'action de la lumière. Il suffit de disposer d'un semi-conducteur de bande interdite adaptée à la longueur d'onde du laser impulsionnel, et sur lequel on

dépose les contacts pour appliquer une polarisation. Les photons du faisceau lumineux interagissent avec les électrons des bandes de valence et portent ces porteurs à une haute énergie dans la bande de conduction, où ils se comportent comme des électrons libres susceptibles de se déplacer sur de longues distances à travers le réseau cristallin sous l'influence du champ électrique appliqué [5]. Ce qui entraîne une variation rapide de la densité de porteurs, responsable de la création d'un courant transitoire à des échelles de temps sub-picoseconde qui, d'après les équations de Maxwell, entraîne le rayonnement dans le milieu ambiant d'ondes électromagnétiques dans la gamme de fréquences THz [1].

Rappelons que le dispositif fonctionne comme un interrupteur commandé optiquement. Lorsqu'il est éclairée, la ligne devient passante (Etat ON) par photoconduction. A l'inverse, en obscurité, le signal est réfléchi et la ligne est bloquante (Etat OFF) [6].

### III. Génération de surface

Dans un semi-conducteur éclairé par une impulsion laser, deux phénomènes peuvent créer un photo-courant transitoire :

- le champ électrique statique en surface, qui accélère les photo-porteurs,
- la diffusion des trous et des électrons sous la surface à des vitesses différentes (effet Dember).

#### III.1. Champs de surface

Dans un semiconducteur, au voisinage de l'interface, la présence d'états de surface induit une zone surfacique de déplétion qui est le berceau d'un champ électrique [1]. Lorsqu'une interface air/semi-conducteur est éclairée avec une impulsion optique, des paires électrons-trous sont créées sous la surface du semi-conducteur et accélérées par le champ de surface, générant ainsi une impulsion de courant.

#### III.2. Effet Dember

La photogénération de porteurs dans une zone d'absorption généralement fine (moins de 1  $\mu\text{m}$  pour GaAs à 800 nm) donne lieu à de fortes concentrations de porteurs

( $10^{15}$  à  $10^{17}$   $\text{cm}^{-3}$ ) qui favorisent les phénomènes de diffusion. Dans ce cas, l'interface agit comme une surface réfléchissante pour les porteurs en mouvement [1, 7, 8]. La différence entre les coefficients de diffusion des porteurs induit une répartition spatiale déséquilibrée des charges positives et négatives. Le centre de charges s'éloigne de la surface et génère une impulsion rayonnée [9, 10, 11].

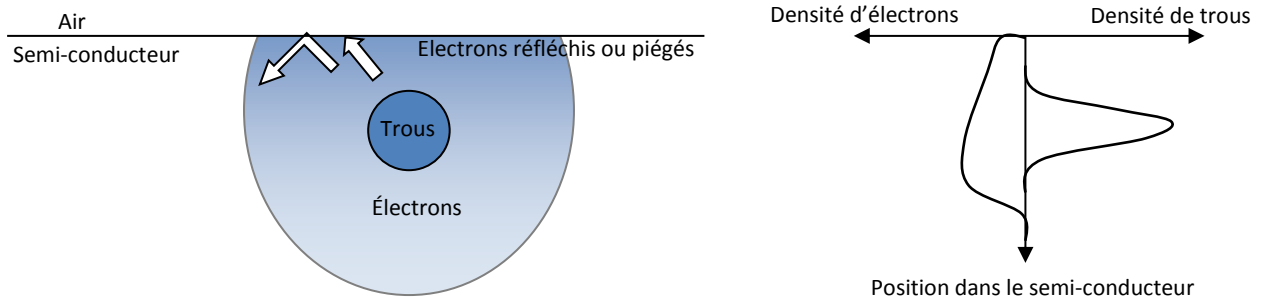


Fig. II. 1. : Illustration de l'effet Dember

#### IV. Photocommutateur Métal-Semiconducteur-Métal

Les photocommutateurs sont en général insérés dans une structure qui guide les ondes électriques (GHz-THz), il s'agit soit de guide coplanaire soit d'une ligne micro-ruban, dont les caractéristiques sont définies par la géométrie des électrodes déposées sur le matériau photoconducteur [1]. La figure (II-2) présente les structures des photocommutateurs MSM (métal-semiconducteur - métal) en série sur une ligne micro-ruban et un guide d'onde coplanaire.

Afin d'augmenter la sensibilité de tels dispositifs, la fente série peut être remplacée par un peigne interdigité (Photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal). Le choix de la structure et du matériau utilisé sont décrits plus en détail dans ce chapitre après un bref aperçu de lois fondamentales qui gouvernent le fonctionnement de cette photodiode.

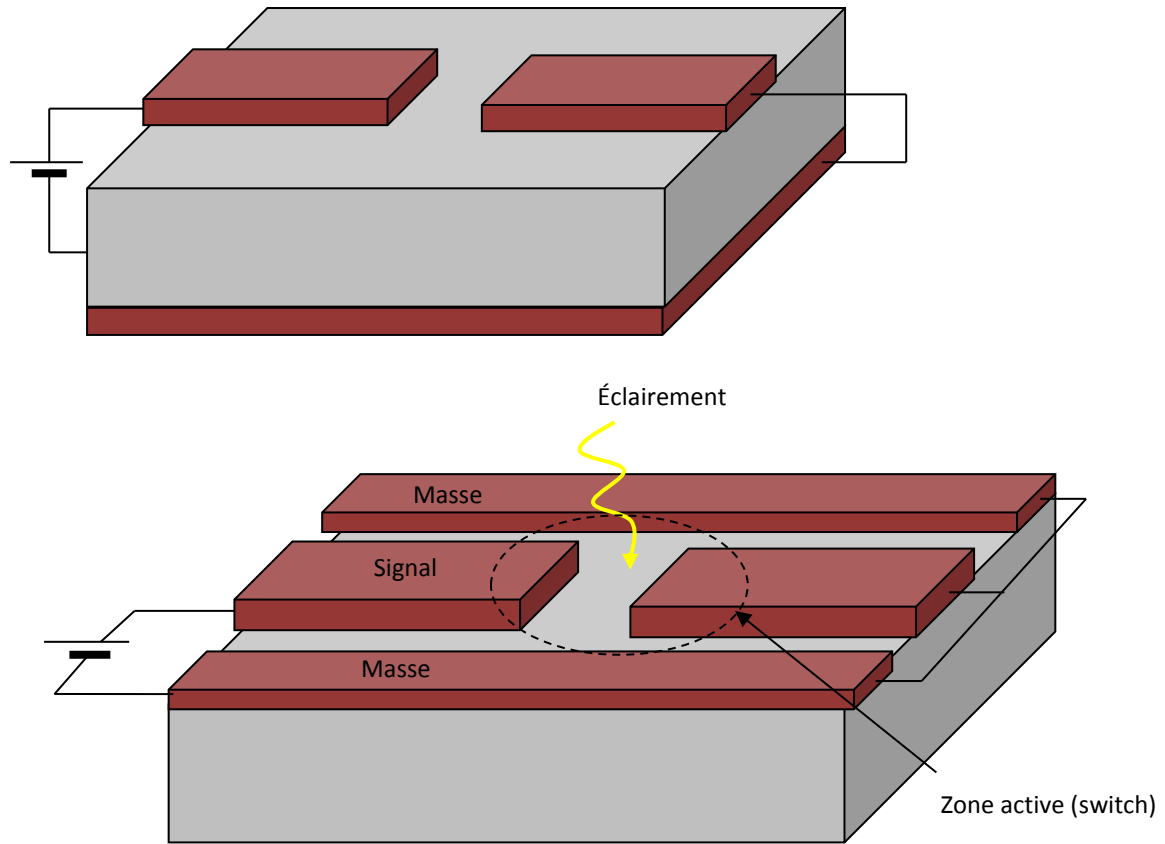


Fig. II. 2 : Photocommutateurs en série sur des lignes de transmission

#### IV.1. Contact Schottky

Mettons en présence un métal et un semiconducteur de type N supposés initialement électriquement et géométriquement isolés. On obtient le schéma énergétique de la figure (II. 3). Lorsque le métal et le semiconducteur sont mis en contact, il se produit dans le cas où le travail d'extraction  $q \cdot \Phi_M$  du métal est supérieur à l'affinité électronique  $\chi$  du semiconducteur, un transfert de charge électronique depuis le semiconducteur vers le métal, la zone superficielle semiconductrice est vidée de ses électrons, une zone de déplétion se crée, les ions donneurs  $N_d^+$  ne sont plus compensés par les électrons, il apparaît une charge d'espace positive. Dans le métal apparaît une charge superficielle négative (d'accumulation) [5, 12], la somme des charges dans les

deux ZCE doit être nulle (d'après le théorème de Gauss). Appelons  $Q_M$  la charge par unité de surface côté métal et  $Q_{SC}$  côté semiconducteur on a :

$$Q_M = Q_{SC} \quad (\text{C.cm}^{-2}) \quad (\text{II-1})$$

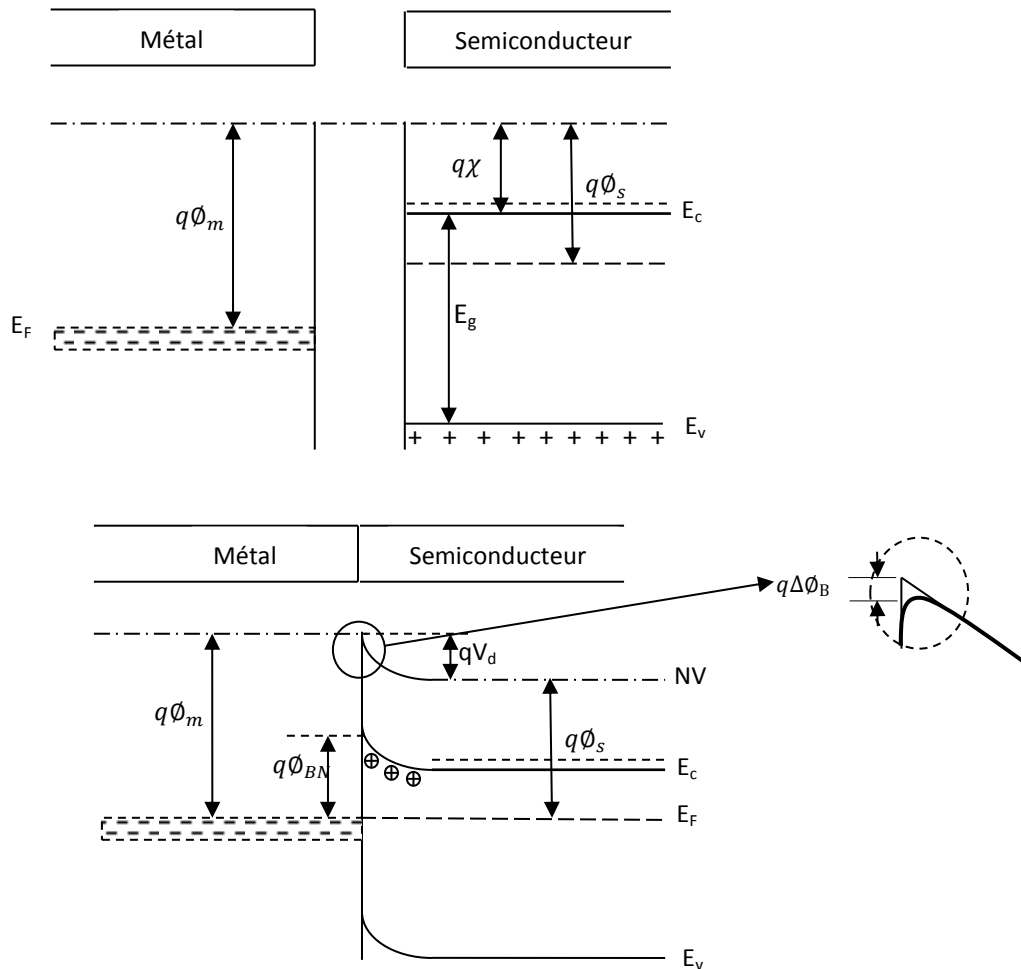


Fig. II. 3 : Contact métal-Semiconducteur

A cette double charge d'espace sont associés un champ électrique et une tension de diffusion  $V_d$ , ce qui entraîne des modifications énergétiques dans chacun des matériaux, de telle sorte que l'on ait alignement des niveaux de Fermi du métal et du semiconducteur (condition d'équilibre thermodynamique), et une courbure des bandes vers le haut qui est à l'origine de l'apparition d'une barrière d'énergie entre le métal et le semiconducteur appelée barrière Schottky dont, la hauteur est donné par :

$$q\phi_{Bn} = q(\phi_M - \chi) \quad (\text{II-2})$$

Polarisons la structure par une tension semiconducteur-métal négative, la bande de conduction s'élève et la courbure diminue. L'équilibre est rompu, les électrons diffusent du semiconducteur vers le métal et créent un courant du métal vers le semiconducteur.

#### IV.2. Effet de force image- hauteur de barrière effective

Lorsqu'un électron du semiconducteur s'approche de l'interface, il induit dans le métal une charge positive fictive symétrique de l'électron par rapport à l'interface. L'attraction électrostatique entre ces deux charges va faciliter le passage qui revient à un abaissement de barrière [13].

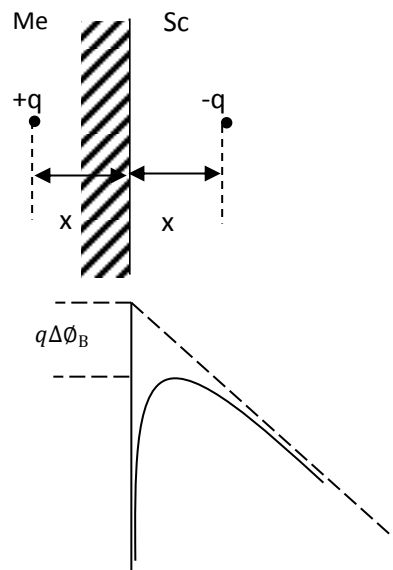


Fig. II. 4: Effet de force image

L'électron voit une barrière de potentiel effective  $\phi_{Be}$  un peu inférieure à la barrière  $\phi_{Bn}$  :

$$\phi_{Be} = \phi_{Bn} \text{ (ou } \phi_{Bp} \text{)} - \Delta\phi_B \quad (\text{II-3})$$

$\Delta\phi_B$  est l'abaissement de hauteur de barrière dû à la force Image, il est donné par la relation :

$$\Delta\phi_B = \sqrt{\frac{q|\xi|}{4\pi\epsilon_{sc}\epsilon_0}} \quad (II-4)$$

$\xi$  est le champ électrique à l'interface qui se détermine par intégration de l'équation de Poisson :

$$\xi = \left| \frac{2qN_D(\text{ou } N_A)(V_d - V)}{\epsilon_{sc}\epsilon_0} \right|^{1/2} \quad (II-5)$$

$N_D$  ou  $N_A$  dopage du Semiconducteur

$V_d$  est le potentiel de diffusion, il est donné par la relation :

$$qV_d = q\phi_{Bn} - (E_c - E_{Fsc}) \quad (II-6)$$

$V$  étant la tension appliquée.

### IV.3. Transport du courant dans une jonction métal-semiconducteur

Ce courant est conditionné par des phénomènes physiques différents dans les différentes régions de la structure. Plusieurs auteurs se sont intéressés à l'étude de l'origine de ce courant. Le courant de porteurs minoritaires étant négligeable, le courant dans la structure est essentiellement dû aux porteurs majoritaires. On prend comme exemple une jonction Metal/semiconducteur N polarisée en direct, cinq mécanismes ont été invoqués pour expliquer le transport du courant [13]:

- 1) Passage d'électrons chauds du semiconducteur dans le métal par-dessus de la barrière, on a deux modèles :
  - a. Modèle **thermoïonique** (semiconducteur à grande mobilité)
  - b. Modèle **de diffusion** (semiconducteur à faible mobilité)
- 2) Un effet quantique, permet le transfert des électrons à travers la barrière, c'est l'**effet Tunnel**.
- 3) Génération recombinaison dans la ZCE : en direct, la recombinaison d'un électron venant du semiconducteur avec un trou venant du métal.

- 4) **Injection de porteurs minoritaires** : Dans la ZQN (Zone Quasiment Neutre) du semiconducteur, trou du métal se recombine avec un électron du semiconducteur.
- 5) **Courant de recombinaison sur les états d'interface** : à la surface du semiconducteur les états électroniques sont modifiés, en raison d'une part de la rupture de périodicité du réseau. Cette rupture entraîne l'existence d'états électroniques différents de ceux existants dans le volume, et d'autre part de l'adsorption à la surface d'atomes étrangers dont les plus courants sont les atomes d'oxygène qui entraînent une oxydation de la surface du semiconducteur. Des électrons de semiconducteur sont piégés sur un centre d'interface vide, puis passant par effet Tunnel dans le métal, ce qui revient à capturer un trou du métal [13].

#### IV.4. Le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal

Parmi les différents photodétecteurs à base de matériaux semiconducteurs, on peut citer la photodiode Métal-Semi-conducteur-Métal (MSM). Elle est facile à intégrer, elle offre des potentialités très intéressantes dans les circuits optoélectroniques, elle est très rapide et utilisable pour des applications hyperfréquence [14].

Cette photodiode se compose d'un semiconducteur sur lequel sont déposées deux électrodes métalliques assurant un contact de type Schottky. En général, les électrodes ont une forme interdigitée, laissant entre deux contacts une surface libre de semiconducteur qui constitue la zone active destinée à absorber la lumière [5, 15]. Ce qui permet de collecter les porteurs sur une grande surface de semiconducteur. L'un des contacts Schottky est polarisé en inverse et l'autre en directe, ce qui est équivalent à deux diodes Schottky montées tête- bêche [16], et dont la présentation symbolique est dans la figure II. 5.

Les données géométriques caractéristiques de la photodiode MSM sont :

L : longueur des doigts

W : largeur des doigts

D : espaces inter-doigts

H : épaisseur de la couche absorbante.



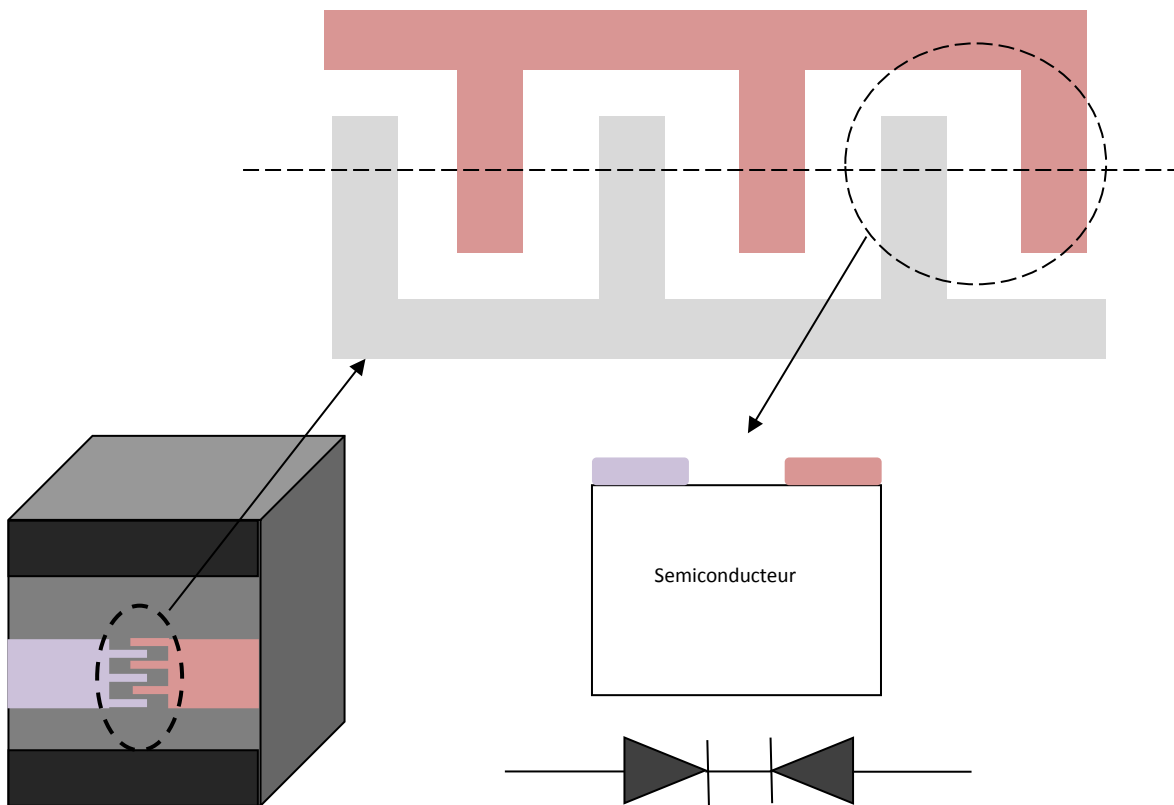


Fig. II. 5: Structure Métal-Semiconducteur-Métal

Les photodétecteurs MSM reposent, pour leurs fonctionnements, sur les porteurs majoritaires. Le semiconducteur étant en général faiblement dopé, le passage des barrières de potentiel par les porteurs se fait principalement par effet thermoélectronique [17].

Considérons la structure unidimensionnelle de la figure (II. 6). A chaque contact interface métal-semiconducteur, il existe une zone déserte dont l'étendue n'est liée qu'au dopage du semi-conducteur et à l'énergie d'extraction. La figure (II. 6) illustre aussi l'évolution du champ électrique et le diagramme de bande d'énergie du MSM à l'équilibre thermodynamique. La structure de bande de chaque jonction métal-semiconducteur diffère car les deux électrodes ont été supposées d'un métal différent.

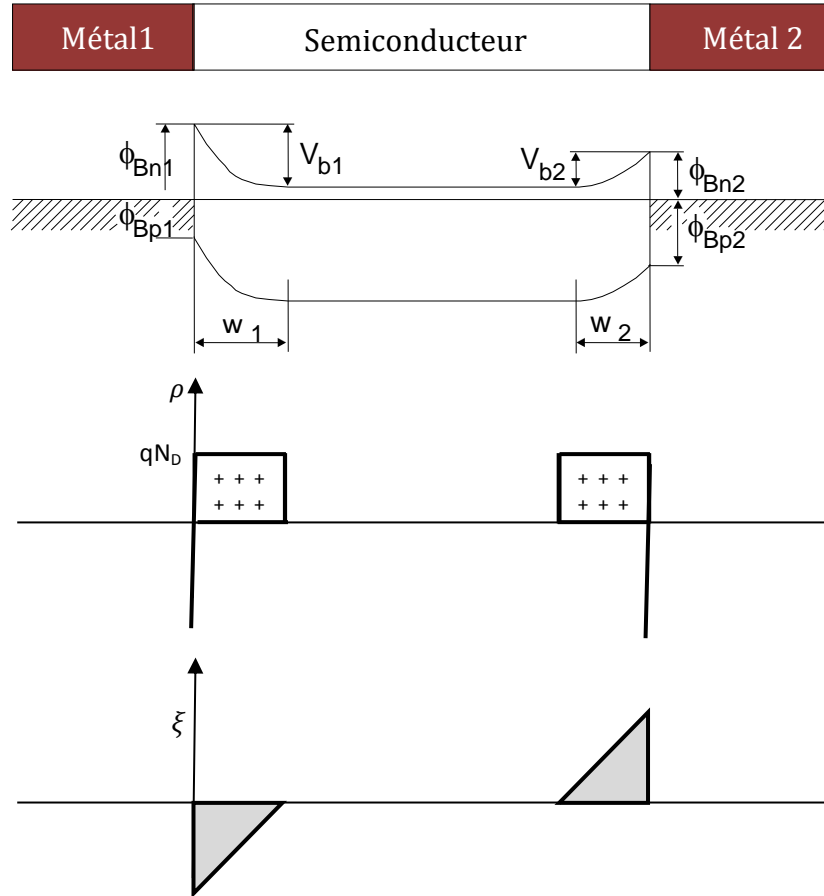


Fig. II. 6: Comportement d'un photodétecteur MSM à l'équilibre thermodynamique

Polarisons la structure, la région de déplétion située au voisinage de la jonction 1 s'étale (Figure (II. 6)). Dans cette configuration, elle est en mode inverse et l'autre est en mode direct,  $w_1$  va continuer à augmenter jusqu'à ce que les deux régions désertes se touchent, pour atteindre une tension appelée  $V_{RT}$  'reach-through voltage' (Figure II-8) [14, 17].

Pour calculer la valeur de cette tension, nous utilisons les relations suivantes :

$$w_1 + w_2 = D \quad (II-7)$$

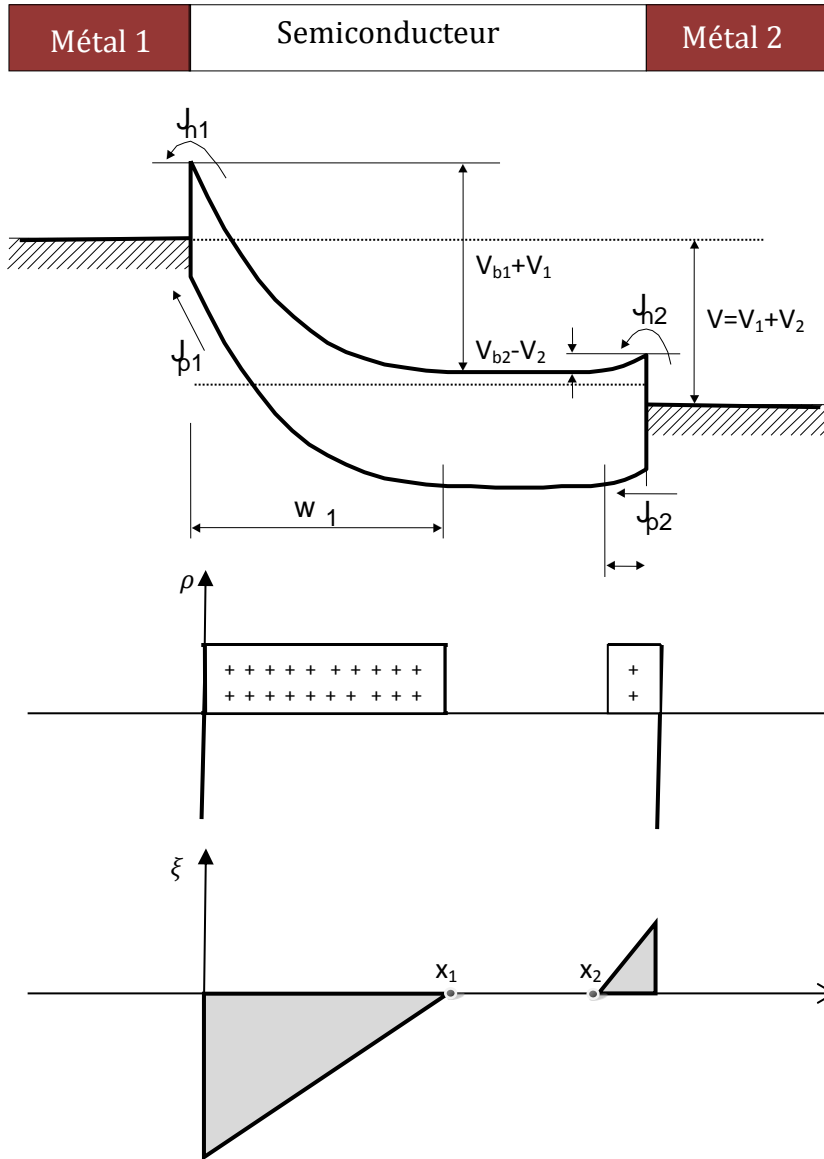


Fig. II. 7: Comportement d'un photodétecteur MSM en obscurité

Connaissant les expressions de  $w_1$  et  $w_2$  :

$$w_1 = \left( \frac{2\varepsilon}{qN_d} (V_1 + V_{b1}) \right)^{1/2} \quad (II-8)$$

$$w_2 = \left( \frac{2\varepsilon}{qN_D} (V_{b2} + V_2) \right)^{1/2} \quad (II-9)$$

Avec

$\varepsilon$  : Permittivité

$N_d$  : dopage du semiconducteur

$V_i$  : tension de polarisation à l'électrode  $i$

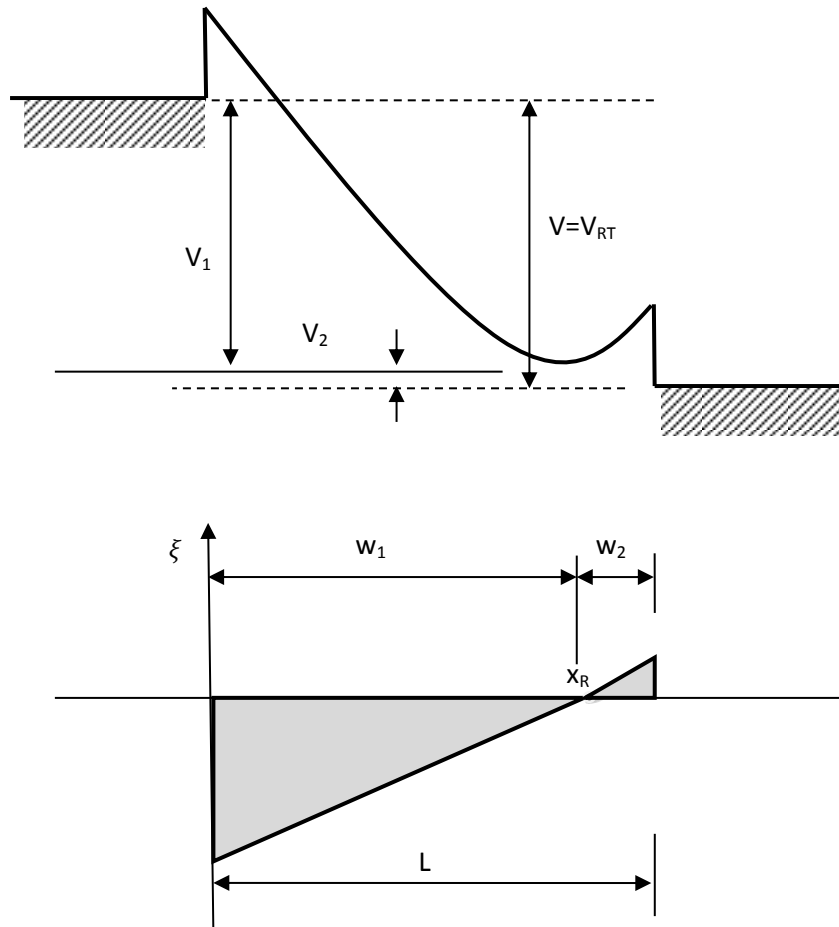
$V_{bi}$  : barrière de potentiel à l'électrode  $i$  ( $V_{bi}$  est le potentiel de diffusion  $V_d$ )

On peut alors écrire :

$$V_{RT} = \frac{qN_d D^2}{2\varepsilon} - (V_{b1} - V_{b2}) - L \sqrt{\frac{2qN_d}{\varepsilon}} (V_{b2} - V_2) \quad (\text{II-10})$$

Pour un MSM symétrique ( $V_{b1}=V_{b2}=V_b$ ), la tension  $V_{RT}$  est approximativement donnée par la relation suivante :

$$V_{RT} = \frac{qN_d D^2}{2\varepsilon} - D \sqrt{\frac{2qN_d}{\varepsilon}} (V_b - V_2) \quad (\text{II-11})$$


 Fig. II. 8 : Comportement d'un photodétecteur MSM à la tension  $V_{RT}$ 

Pour les faibles tensions ( $V_p < V_{RT}$ ) de polarisation, le courant d'obscurité totale est donné par la somme des courants d'obscurité dus aux électrons et aux trous :

$$I_{obs} = (I_n + I_p)_{obs}$$

Le courant d'obscurité des électrons dans ce cas est conditionné par l'émission thermoïnique au-dessus de la barrière de potentiel du contact 1 ; il est donné par :

$$I_{nobs} = S \cdot A_n^* \cdot \exp\left\{\frac{-q \cdot (\Phi_{Bn1} - \Delta\Phi_{Bn1})}{k_b \cdot T}\right\} \cdot \left(\exp\left\{\frac{q \cdot V}{k_b \cdot T}\right\} - 1\right) \quad (II-12)$$

Où

S est la surface de l'électrode

$k_b$  est la constante de Boltzmann

T est la température

$m_e^*$  est la masse effective des électrons

La constante de Richardson pour les électrons  $A_n^*$  est donnée par la relation suivante :

$$A_n^* = \frac{4q\pi m_e^* k_b^2 T^2}{h^3} \quad (\text{II-13})$$

h est la constante de Planck

Le courant des trous  $I_{pobs}$  est un courant de diffusion, les trous émis par le contact 2 diffusent de l'abscisse  $x_2$  à  $x_1$  (figure (II. 7)). Son expression est donnée par la résolution de deux équations différentielles :

$$\frac{\partial^2 p(x)}{\partial x^2} - \frac{p - p_0}{D_p} = 0 \quad (\text{II-14})$$

$$J_{pobs} = q \cdot D_p \cdot \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=x_1} \quad (\text{II-15})$$

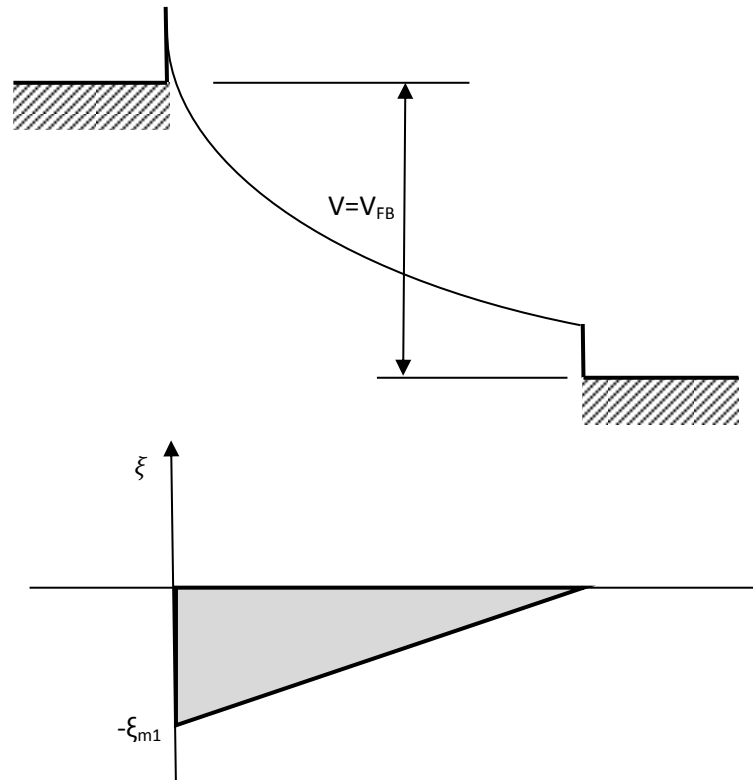
Si la polarisation est encore augmentée, la tension pour laquelle le champ électrique à  $x=L$  s'annule et provoque l'aplanissement de la bande de conduction à ce niveau, d'où son nom '**Flat band voltage**', (voir figure (II. 9)) [14, 17].

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

$$V_{FB} = \frac{qN_d D^2}{2\varepsilon} - (V_{b1} - V_{b2}) \quad (\text{II-16})$$

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

$$V_{FB} = \frac{qN_d D^2}{2\varepsilon} \quad (\text{II-17})$$


 Fig. II. 9 : Comportement d'un photodétecteur MSM à la tension  $V_{FB}$ 

Le courant  $I_{nobs}$  est quasiment égal au courant de saturation inverse :

$$I_{nobs} = S \cdot A_n^* \cdot \exp \left\{ \frac{-q \cdot (\phi_{Bn1} - \Delta\phi_{Bn1})}{k_b \cdot T} \right\} \quad (II-18)$$

La structure étant complètement désertée, le champ électrique maximum à la cathode et à l'anode est respectivement donné par les formules suivantes :

$$\xi_{m1} = \frac{V + V_{FB}}{D} \quad (II-19)$$

$$\xi_{m2} = \frac{V - V_{FB}}{D} \quad (II-20)$$

D'après les relations, on a :

$$V_1 + V_b = \frac{\xi_{m1} x_R}{2} = \frac{(V + V_{FB})^2}{4V_{FB}} \quad (\text{II-21})$$

$$V_b - V_2 = \frac{\xi_{m2}(L - x_R)}{2} = \frac{(V_{FB} - V)^2}{4V_{FB}} \quad (\text{II-22})$$

Où  $x_R$  est la position où le champ électrique est égal à zéro 'reach through point', il est donné par la relation suivante :

$$x_R = \frac{\varepsilon \xi_{m1}}{qN_d} \quad (\text{II-23})$$

Le courant de trous n'est plus fonction des phénomènes de diffusion :

$$I_{pobs} = S \cdot A_p^* \cdot T^2 \cdot \exp\left\{\frac{-q(\phi_{Bp2} + V_b)}{k_b T}\right\} \cdot \left(\exp\left\{\frac{V_2}{k_b T}\right\} - 1\right) \quad (\text{II-24})$$

$$I_{pobs} = S \cdot A_p^* \cdot T^2 \exp\left\{\frac{-q\phi_{Bp2}}{k_b T}\right\} \left(\exp\left\{\frac{-q(V_{FB} - V)}{4k_b T V_{FB}}\right\} - \exp\left\{\frac{-qV_b}{k_b T}\right\}\right) \quad (\text{II-25})$$

$$I_{pobs} = I_{psat} \left(\exp\left\{\frac{-q(V_{FB} - V)}{4k_b T V_{FB}}\right\} - \exp\left\{\frac{-qV_b}{k_b T}\right\}\right) \quad (\text{II-26})$$

$$\text{Avec } I_{psat} = S \cdot A_p^* \cdot T^2 \exp\left\{\frac{-q\phi_{Bp2}}{k_b T}\right\}$$

Lorsque la tension appliquée augmente, le champ électrique augmente ( $\xi_{m1} = \xi_{cla}$ ), ce qui conduit progressivement à un processus de claquage lié, soit à l'ionisation par choc dans le matériau semiconducteur, soit au passage des barrières de potentiel des jonctions métal-semiconducteur par effet tunnel bande à bande. On peut estimer sa valeur par la relation :

$$V_{cla} = \xi_{cla} D - V_{FB} \quad (\text{II-26})$$



Où  $\xi_{cla}$  est le champ électrique amorce du phénomène d'avalanche.

Dans ce cas, les deux courants sont égaux au courant de saturation inverse ( $I_{obs} = I_{nsat} + I_{psat}$ ) :

$$I_{obs} = S \cdot A_n^* \cdot \exp\left\{\frac{-q \cdot (\phi_{Bn1} - \Delta\phi_{Bn1})}{k_b \cdot T}\right\} + S \cdot A_p^* \cdot \exp\left\{\frac{-q \cdot (\phi_{Bp2} - \Delta\phi_{Bp2})}{k_b \cdot T}\right\} \quad (II-27)$$

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

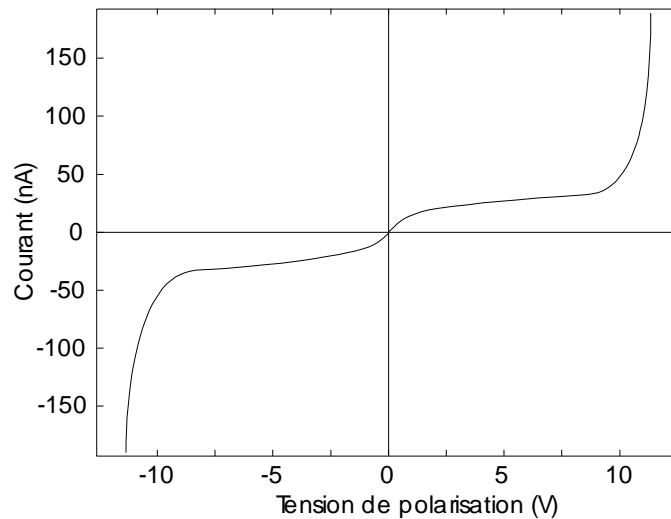


Fig. II. 10: Caractéristique courant-tension typique d'un photodétecteur MSM en obscurité

#### IV.5. Circuit équivalent à faible signaux

Le comportement dynamique du MSM est déterminé par sa capacité, ses résistances d'accès, et le temps de transit des porteurs. On peut utiliser deux modèles physiques pour calculer la capacité du photodétecteur MSM en obscurité [18] :

1. Le modèle à une seule dimension (1D) : la variation de la capacité est fonction de la modulation de la région de déplétion entre les deux électrodes ce qui nous ramène à considérer deux plages de tensions, inférieure ou supérieure à la tension VRT [18]:

A  $V < V_{RT}$ , la capacité par unité de surface est due aux deux contacts Schottky tête-bêche en série [17, 18]:

$$\frac{1}{C_{\text{obscurité,1D}}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \quad (\text{II-28})$$

$$\text{Où : } C_1 = \frac{\partial Q_1}{\partial V_1} = \frac{\epsilon_s}{w_1} \text{ et } C_2 = \frac{\partial Q_2}{\partial V_2} = \frac{\epsilon_s}{w_2}$$

Les charges  $Q_1$  et  $Q_2$  par unité de surface dépendent du dopage du semiconducteur :

$$Q_{1,2} = qN_d W_{1,2} \quad (\text{II-29})$$

$W_1$  et  $w_2$  sont donnés par les équations II-8 et II-9. On peut déduire :

$$C_{\text{obscurité,1D}} = \frac{\epsilon_s}{w_1 + w_2} = \sqrt{\frac{qN_d\epsilon_s}{2}} \left( \frac{1}{\sqrt{V_1 + V_{bi}} + \sqrt{V_{bi} - V_2}} \right) \quad (\text{II-30})$$

Pour  $V_1 = V$  et  $V_2 \approx 0$  on a :

$$C_{\text{obscurité,1D}} = \sqrt{\frac{qN_d\epsilon_s}{2}} \left( \frac{1}{\sqrt{V + V_{bi}} + \sqrt{V_{bi}}} \right) \quad (\text{II-31})$$

$V > V_{RT}$ , la zone entre les deux contacts Schottky est complètement désertée ( $W_1 + W_2 = D$ ), et la capacité est donnée par la relation [17, 18] :

$$C_{\text{obscurité,1D}} = C_{PD} = \frac{\epsilon_s}{D} \quad (\text{II-32})$$

2. Le modèle à deux dimensions : On prend en considération la géométrie des électrodes coplanaires alternées. Une analyse classique de la structure planaire [19, 20] montre que :

$$C_{\text{obscurité},2D} = C_{PD} = \frac{S}{D+W} \epsilon_0 (1 + \epsilon_r) \frac{K(k)}{K(\bar{k})} \quad (\text{II-33})$$

Où S est la surface de la zone active,  $\epsilon_0$  et  $\epsilon_r$  sont les permittivités du vide et relative ;

$$K(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\phi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi}} \quad (\text{II-34})$$

$$\text{Avec : } k = \tan^2 \left[ \frac{\pi W}{4(D+W)} \right]$$

et

$$\bar{k} = \sqrt{1 - k^2}$$

Le rapport  $\frac{K(k)}{K(\bar{k})}$  peut être calculé en utilisant l'approximation d'Hilberg [21, 22, 23]

$$\frac{K(k)}{K(\bar{k})} \approx \frac{1}{\pi} \ln \left[ 2 \frac{1 + \sqrt{\bar{k}}}{1 - \sqrt{\bar{k}}} \right] \text{ pour } 0 \leq \frac{K(k)}{K(\bar{k})} \leq \infty \text{ et } \frac{1}{\sqrt{2}} \leq k \leq 1$$

Le circuit équivalent sous faible signal (figure II.10) fait apparaître :

- la capacité et la résistance intrinsèques du composant Cobs et Robs,

$$R_{\text{obs}} = \frac{v}{I_{\text{obs}}} \quad (\text{II-35})$$

- la résistance de doigt  $R_D$ , la capacité et la résistance de plot  $C_{\text{PLOT}}$  et  $R_{\text{PLOT}}$ , les fils de connexion d'inductance  $L_F$  et de capacité  $C_F$ .

La résistance de doigt est donnée par [5] :

$$R_D = 2R_0 \frac{L}{N} \quad (\text{II-36})$$

Où  $R_0$  est la résistance linéique de chaque doigt, L la longueur et N le nombre de doigts.

$R_C$  est la charge la constante de temps RC du composant [18].

$$I_{\text{ph}} = \frac{P_{\text{opt}} S_{\text{min}}}{1 + j\omega \tau_{\text{tr}}} \quad (\text{II-37})$$

$S_{\min}$  est la sensibilité de photodétecteur, elle est définie par le rapport du photocourant sur la puissance optique.

$\tau_{tr}$  est de transit des porteurs.

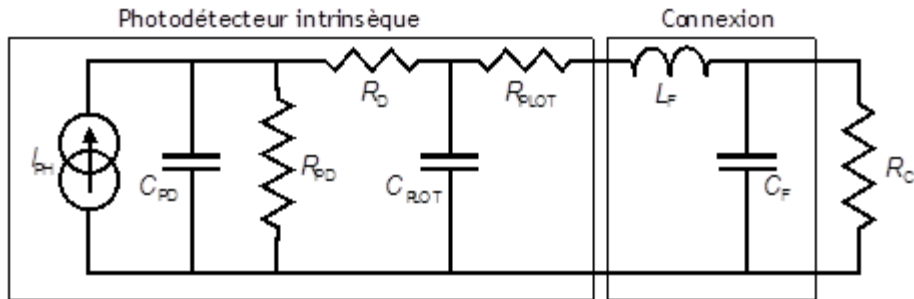


Fig. II. 11: Schéma équivalent d'un photodétecteur MSM sous faible signal.

En négligeant les éléments parasites, c'est-à-dire le fil de connexion, la capacité de plot et la résistance de doigt, on obtient une constante de temps classique :  $R_C \cdot C_{PD}$ . La fréquence de coupure liée à l'effet de capacité est alors donnée par [5]:

$$f_{CAPA} = \frac{1}{2\pi R_C C_{PD}} \quad (II-38)$$

Un certain nombre de facteurs permettent d'évaluer la fréquence de coupure liée au transit des porteurs, qui dépend de la géométrie d'électrode, de l'épaisseur de la couche absorbante, et de la distribution de champ électrique liée à la tension de polarisation. La fréquence de coupure liée au transit est alors donnée par [5]:

$$f_t = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (II-39)$$

Avec  $\tau = \sigma \frac{D}{2v_{sat}}$ ,  $\sigma$  introduit l'effet de la structure planaire ( $1 \leq \sigma \leq 2$ )

$v_{sat}$  est la vitesse de saturation des porteurs.

La fréquence de coupure de la photodiode MSM est dans ces conditions [5] :

$$f = \frac{1}{f_{\text{CAPA}}^2} + \frac{1}{f_t^2} \quad (\text{II-40})$$

#### IV.6. Matériaux utilisés pour l'impulsionnel

Les semi-conducteurs utilisés pour la photocommutation sont ceux qui possèdent la faculté d'avoir :

- **Une vitesse de porteurs maximale, supérieure à la vitesse de saturation :** Dans le cas de champs électriques plus intenses, la mobilité des porteurs n'est plus une constante indépendante du champ électrique [24]. La vitesse connaît une augmentation brutale pour des champs électriques faibles puis finit par tendre, vers une vitesse de saturation inférieure à leur vitesse maximale pour les plus forts champs, il apparaît un phénomène de survitesse. Ce qui favorise l'emploi de semi-conducteurs III-V, comme l'arséniure de gallium.

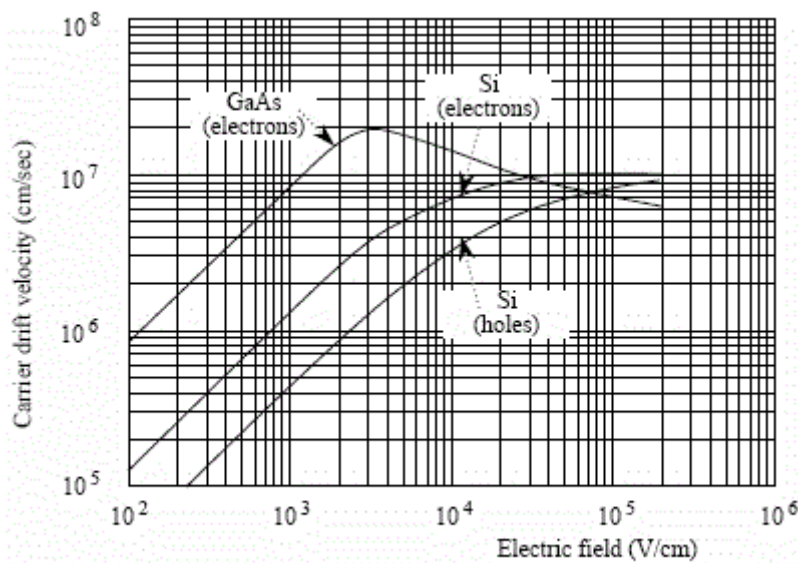


Fig. II. 12: Vitesse de saturation dans le silicium et l'arséniure de gallium. Phénomène de survitesse observé dans l'arséniure de gallium.

- **Des porteurs à durée de vie très courte pour obtenir des impulsions de courant très brèves :** On peut obtenir cette propriété grâce à de nombreux pièges à électrons apportés par l'adjonction d'impuretés dans le cristal, tout

comme les défauts introduits lors de la synthèse du matériau (dans le cas de GaAs bombardé par des protons), peuvent créer des niveaux discrets d'énergie situés vers le milieu de la bande interdite [1, 24].

Dans le cas où le temps de recombinaison des porteurs est très petit en comparaison à la durée de l'impulsion optique. Alors l'impulsion électrique suit le profil de l'impulsion lumineuse.

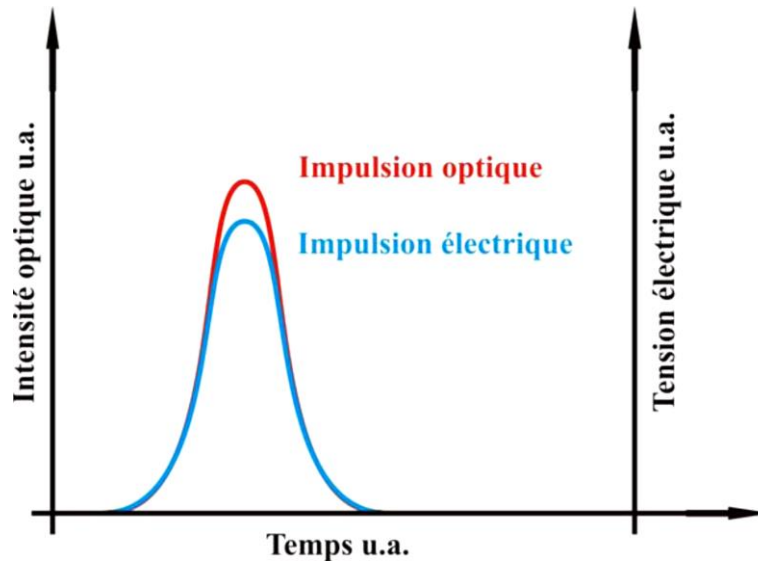


Fig. II. 13: Exemple d'impulsion électrique lorsque le temps de recombinaison des porteurs est très petit devant la durée de l'impulsion optique [1, 24]

Si le temps de recombinaison des porteurs est très grand devant la durée de l'impulsion optique, on obtient le profil illustré dans la figure suivante :

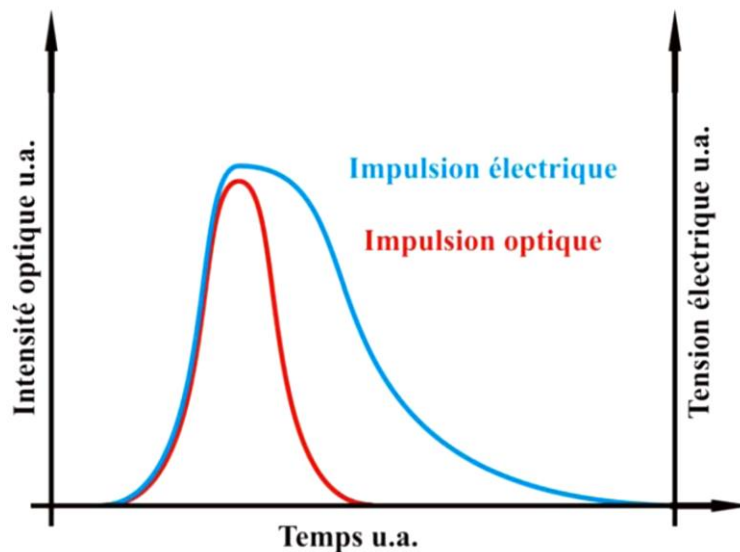


Fig. II. 14 : Exemple d'impulsion électrique lorsque le temps de recombinaison des porteurs est très grand devant la durée de l'impulsion optique [18]

- **Une haute résistivité hors éclairage pour obtenir des signaux contrastés :** Un semiconducteur de grande résistivité a une faible concentration en porteurs libres dans la bande de conduction, ce qui exclut les matériaux dopés, afin d'éviter l'écrantage du champ<sup>1</sup> et de ne pas créer un courant sous l'effet du champ statique qui provoque un échauffement indésirable du semiconducteur, résistivité est définie par l'expression [1]:

$$\frac{1}{\rho_{obscurité}} \approx 2^3 \sqrt{\frac{2\pi m k_b T}{h^2}} \exp\left(\frac{E_F - E_G}{k_b T}\right) \quad (\text{II-41})$$

- **Une grande tension de claquage afin de pouvoir appliquer de grandes tensions de polarisation en vue d'augmenter l'amplitude des signaux électriques :** Le claquage est un phénomène qui se produit quand le champ électrique appliqué est plus important que ce que peut supporter le semiconducteur, dans ces conditions un électron fortement accéléré peut ioniser un atome lors d'une collision. Pour GaAs, le claquage se produit pour des champs de l'ordre de la centaine de kV/cm [1, 18, 25].

#### IV.7. Photocommutateur Métal-Semiconducteur-Métal

Nous représentons schématiquement le dispositif qui fonctionne comme un interrupteur commandé optiquement. Dans sa forme la plus simple, celui-ci est représenté par une ligne hyperfréquence interrompue. Lorsque cette interruption est éclairée par un faisceau optique dont l'énergie des photons est supérieure à l'énergie de bande d'interdite, la ligne devient passante (Etat ON) par photoconduction. A l'inverse, en obscurité, le signal est réfléchi (Etat OFF) [27].

<sup>1</sup>*L'écrantage du champ électrique consiste en l'atténuation du champ électrique en raison de la présence de porteurs de charge électrique mobiles au sein d'un matériau. Il s'agit d'un comportement essentiel des fluides porteurs de charge, comme les gaz ionisés (plasmas), les porteurs de charge électrique.*

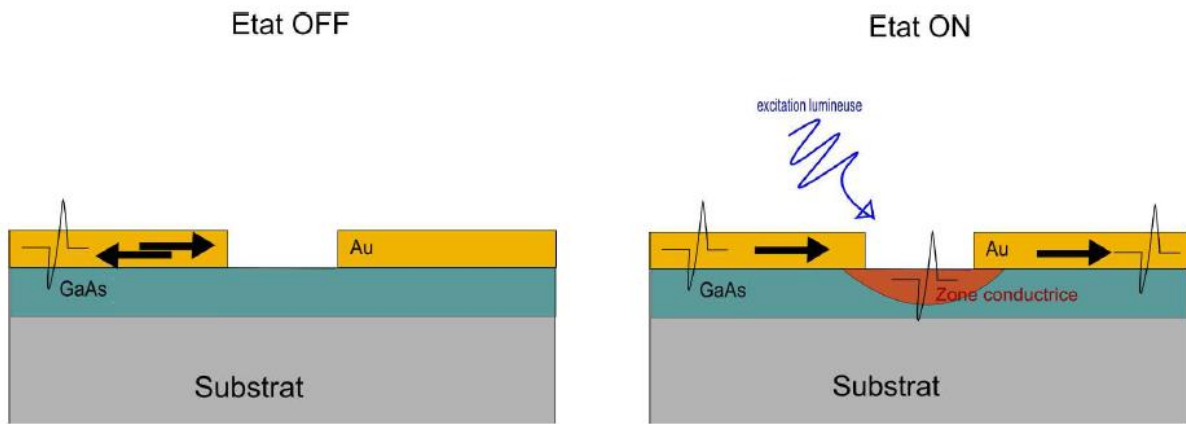


Fig. II. 15 : Schéma de principe de fonctionnement du dispositif

La résistance OFF du photocommutateur est déterminée par la résistivité du semiconducteur en obscurité [24] :

$$R_{obs} = \frac{\rho_{obs} \cdot F}{A} \quad (II-42)$$

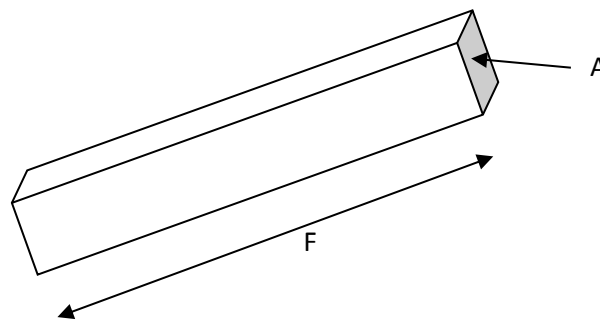


Fig. II. 16: Résistivité d'un semiconducteur

La zone éclairée du photocommutateur devient conductrice. La conductivité du matériau dépend directement de la densité de porteurs photogénérés:

$$\sigma(t) = q(n(t)\mu_n + p(t)\mu_p) \quad (II-43)$$



Cette zone correspond à une résistance variable qui dépend aussi de la géométrie du photocommutateur. Nous pouvons alors exprimer cette résistance photovisible lors de la fermeture du photocommutateur par :

$$R(t) = \frac{D}{\sigma(t)l_s h} = \frac{D}{q l_s h (\mu_n n(t) + \mu_p p(t))} \quad (II-44)$$

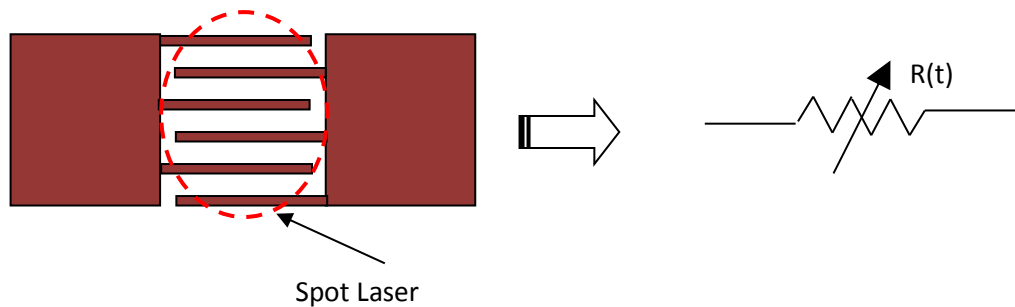


Fig. II. 17 : Résistance photovisible

Où  $h$  est la profondeur de pénétration de la lumière dans le matériau,  
 $l_s$  est la longueur de la surface éclairée,  
 $n(t)$ ,  $p(t)$  sont concentration des électrons (trous) respectivement,  
 $\mu_n$  et  $\mu_p$  sont les mobilités des électrons et de trous,  
 $D$  est l'espaces inter-doigts.

Cette résistance agit comme un circuit ouvert en obscurité, elle est supposée infinie. Sous éclairage, la résistivité du substrat photosensible diminue avec l'augmentation du nombre de porteurs photogénérés [20].

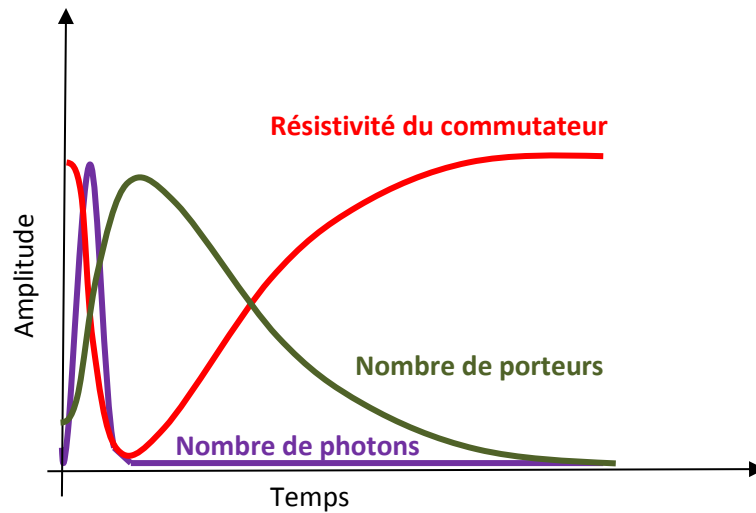


Fig. II. 18 : Dynamique de la résistivité d'un photocommutateur [1, 24]

### Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre des généralités sur la structure du photodétecteur MSM. On a défini les propriétés électriques et optiques des photodiodes MSM afin de caractériser les différents paramètres qui influent sur les performances de ce dispositif. Ceci montre l'intérêt d'un composant dont les principaux avantages sont :

- Une configuration plane des électrodes qui permet notamment d'intégrer la photodiode dans une ligne hyperfréquence coplanaire,
- Des couches actives faiblement dopées qui restent en accord avec une technologie sur substrat semi-isolant,
- La géométrie de la structure qui permet de minimiser le courant d'obscurité

**Bibliographie:**

- [1] Jean-Louis COUTAZ, Optoélectronique térahertz, EDP Sciences, 2008.
- [2] <http://www.poweron.ch/fr/energie-basics/geschichte/hertz-heinrich-rudolf-1857-1894.html>
- [3] Jean-François ROUX, Dispositifs à semi conducteurs rapides pour la génération et la détection de signaux électriques GHz-THz, Mémoire pour obtenir l'Habilitation à Diriger des Recherches, 2010.
- [4] Hervé EUSÈBE, Étude théorique et expérimentale de la génération térahertz par photocommutation dans des composants en GaAs basse température, Thèse pour obtenir le grade de Docteur de l'INPG, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2004.
- [5] D. DECOSTER, J. HARARI, Détecteurs optoélectroniques, Hermès Science Publications, Lavoisier, Paris, 2002.
- [6] Antoine PAGIES, Nanophotointerrupteur avec optique intégrée pour échantillonnage hyperfréquence, Thèse pour l'obtention du grade de Docteur, Université Lille1, 2011.
- [7] S. D. Ganichev and W. Prettl, Intense Terahertz Excitation of Semiconductors, OXPORD, 2006.
- [8] Kiyomi Sakai, Terahertz Optoelectronics, Springer, 2005.
- [9] B.I. Greene, P.N. Saeta, D.R. Dykaar, S. Schmitt-Rink, et S.L Chuang, Far-infrared light generation at semiconductor surface and its spectroscopic applications, IEEE JQE 28, 2302 (1992).
- [10] Hervé EUSÈBE, Étude théorique et expérimentale de la génération térahertz par photocommutation dans des composants en GaAs basse température, Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Hyperfréquences et de Caractérisation de L'Université de Savoie, 2004.
- [11] S. M. Ryvkin, Photoelectric Phenomena in Semiconductors, Fizmatgiz, Moscow, 1963.
- [12] Henry Mathieu, Hervé Fanet, Physique des semiconducteurs et des composants électroniques, Cours et exercices corrigés, 6 ème edition, Dunod, Paris, 2009.
- [13] A. Vapaille, R. Castagné, Dispositifs et circuits intégrés semiconducteurs, Physique et Technologie, Ed. Dunod, Paris, 1987.
- [14] Aderraouf ABOUDOU, Application de la photodétection dans les circuits intégrés III-V pour le contrôle optique d'un circuit logique, Thèse pour obtenir le grade Docteur, Université Lille1, 1991.
- [15] Waclaw C. Koscieliak, Analysis of a GaAs Metal-Semiconductor-Metal (MSM) Photodetector with 0.1- $\mu$ m Finger Spacing, IEEE ELECTRON DEVICE LETTERS, VOL. IO, NO. 5, MAY 1989
- [16] Eiichi Sano, Two-Dimensional Ensemble Monte Carlo Calculation of Pulse Responses of Submicrometer GaAs Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors, IEEE Transactions on electron devices, Vol. 38. NO. 9. September 1991.
- [17] S.M. SZE, Physics of Semiconductor Devices, 2nd Ed., John Wiley & Sons, New York, 1981.

- [18] Katri Honkanen, Fabrication and modeling of SOI and GaAs MSM photodetectors and a GaAs-based integrated photoreceiver. Thèse pour obtenir le grade Docteur, Université Helsinki de la technologie, 2001.
- [19] Lim Y. C., Moore R. A., Properties of alternately charged coplanar parallel strips by conformal mapping. IEEE Transactions on Electron Devices Vol 15, 1968, pp173-180.
- [20] Mohsen Nached and Ingo Wolff, Equivalent Capacitances of Coplanar waveguide Discontinuities and Interdigitated Capacitors using a Three-dimensional Finite Difference Method, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol 38, No.12, pp. 1808-1815, December 1990.
- [21] W. Hilberg, "From Approximations to Exact Relations for Characteristic Impedances", IEEE Trans. on Microwave Theory and Techn, MTT-17, no 12, (1969) p1087 .
- [22] N. Dib, and A. Omar, "CAD Modeling of Coplanar Waveguide (CPW) Air Bridges," International Journal of Electronics, Vol. 92, no. 7, pp. 417-426, July 2005.
- [23] Laurence W Cahill, Modeling of MSM Photodetectors, SPIE 2685, Photodetectors: Materials and Devices, 159 (April 12, 1996).
- [24] Bertrand VERGNE, Synthèse d'ondes électriques picosecondes de puissance par commutation optoélectronique – Application aux radars à bande spectrale ultralarge, Thèse pour obtenir le grade Docteur, Université de Limoges, 2006.
- [25] Albert G. Baca and Carol I.H. Ashby, Fabrication of GaAs Devices, Sandia National Laboratories, New Mexico, USA.
- [26] Siham BADI, Interfaces optoélectroniques ultra-rapides pour l'électronique supraconductrice à quantum de flux magnétique.
- [27] A. PAGIES, "Nanophotointerrupteur avec optique intégrée pour échantillonnage hyperfréquence", Thèse de doctorat de l'Université de Lille, Spécialité : Micro et nanotechnologies, acoustique et télécommunication, 9 décembre 2011.

*CHAPITRE III*  
*L'outil de simulation SILVACO TCAD*

*La modélisation mathématique et la simulation numérique ont pris une importance considérable ces dernières décennies dans tous les domaines de la science et des applications industrielles. Dans le milieu de l'électronique professionnelle, il est hors de question de fabriquer un composant ou un circuit sans avoir simulé son fonctionnement préalablement. A raison, car une simulation permet d'économiser aussi un temps considérable, de tester rapidement de multiples variantes et d'optimiser un circuit.*

*Après avoir présenté les généralités indispensables à l'étude des photodétecteurs et les principales notions physiques à l'origine du fonctionnement des différentes familles de photodétecteurs à semi-conducteurs [1], nous allons présenter la structure logicielle professionnelle de simulation de la société SILVACO TCAD et sa mise en oeuvre dans le cadre de notre détecteur.*

*Ce chapitre permet de démarrer sur Silvaco, de comprendre et d'utiliser les fonctionnalités essentielles de ce logiciel.*

## **I. L'outil de simulation SILVACO-TCAD**

La simulation numérique est devenue une activité incontournable pour la mise au point des technologies, pour l'étude de nouveaux matériaux et de nouvelles structures de dispositifs. Dans ce contexte, la simulation numérique joue un rôle important, ceci nous permet de diminuer à la fois la durée et les coûts engendrés par une suite d'essais expérimentaux, notamment en permettant de détecter au plus tôt des erreurs de conception et ainsi de pouvoir envisager et optimiser des solutions pour améliorer les performances des dispositifs électronique, cela nécessite de disposer de systèmes de traitement offrant la puissance de calcul, la capacité d'archivages de données [2].

Pour la simulation numérique des photodétecteurs, principalement deux sociétés internationales se partagent le marché mondial: SILVACO et SYNOPSIS (anciennement ISE). Ces logiciels ont pour fonction de reproduire mathématiquement le fonctionnement du composant. Nous avons choisi le SILVACO dans notre travail pour sa disponibilité dans notre laboratoire, pour sa force et sa diversité de calcul.

Le progiciel SILVACO (Silicon Valley Corporation), est un outil reconnu dans la simulation physique des composants. Il appartient à la célèbre compagnie américaine internationale Silvaco-Tcad (Technology Computer Aided Design), ayant son siège à Santa Clara en Californie. Il est constitué d'une gamme d'outils de simulation formant ce qu'on appelle la VWF (virtuelle wafer fabrication) [4, 5].

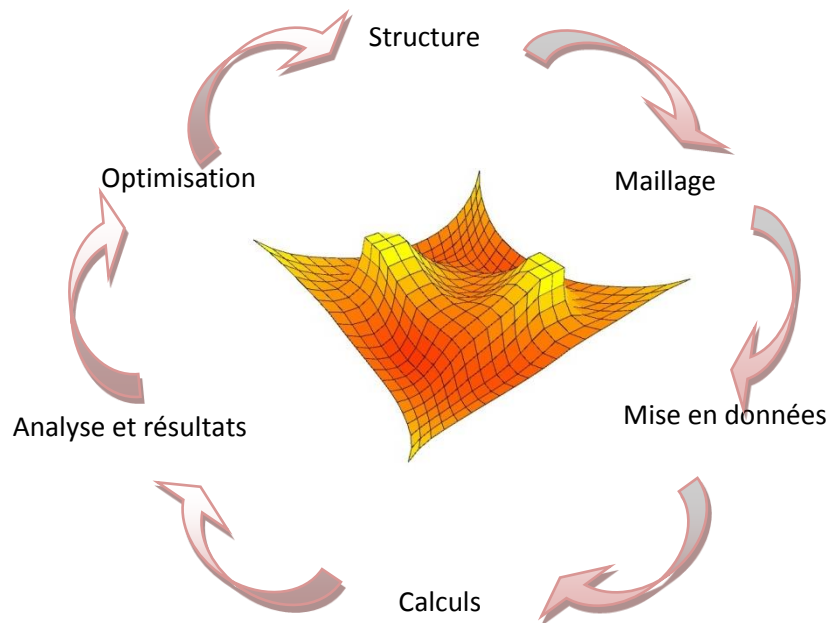


Fig. III. 1: Etapes de simulation

## II. La VWF (Virtual Wafer Fabrication)

Virtual Wafer Fab (VWF) de Silvaco est un ensemble d'outils de simulation et d'outils interactifs permettant la conception et l'analyse de la plupart des dispositifs semi-conducteurs [4, 5].

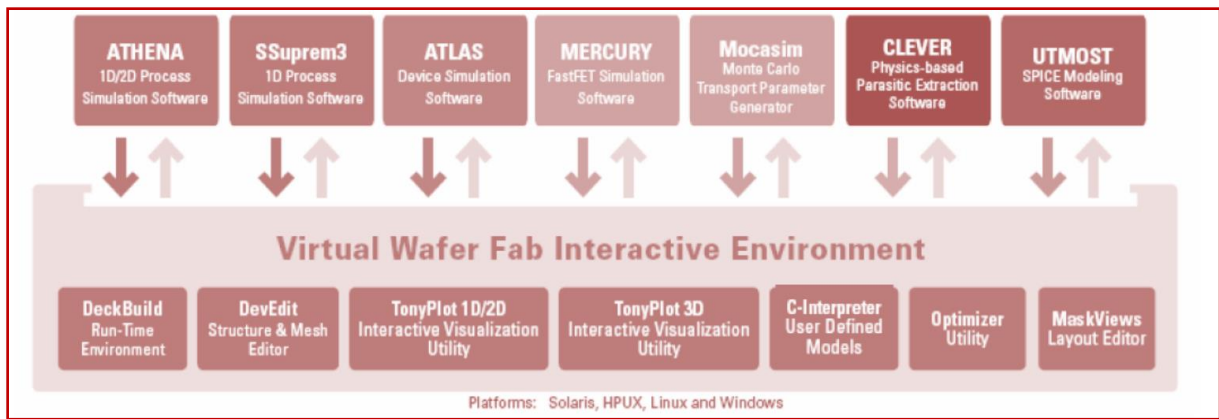


Fig. III. 2 : La Virtual Wafer Fabrication [5, 6].

### II.1. Les outils interactifs (Interactive Tools)

1. **DEVEDIT** : Environnement où on peut créer des nouvelles structures ou même modifier des structures existantes à partir de données fournis par le fondeur (dimensions, dopages...) [4, 5, 7].
2. **TONYPLOT** : Environnement de visualisation 1D, 2D et 3D de la structure et l'analyse des caractéristiques de sortie (caractéristique électriques, profil de dopage) [4, 5, 7].
3. **DECKBUILD** : Environnement d'exécution de programme de simulation et d'interface avec les simulateurs Athena et Atlas [4, 5, 7].



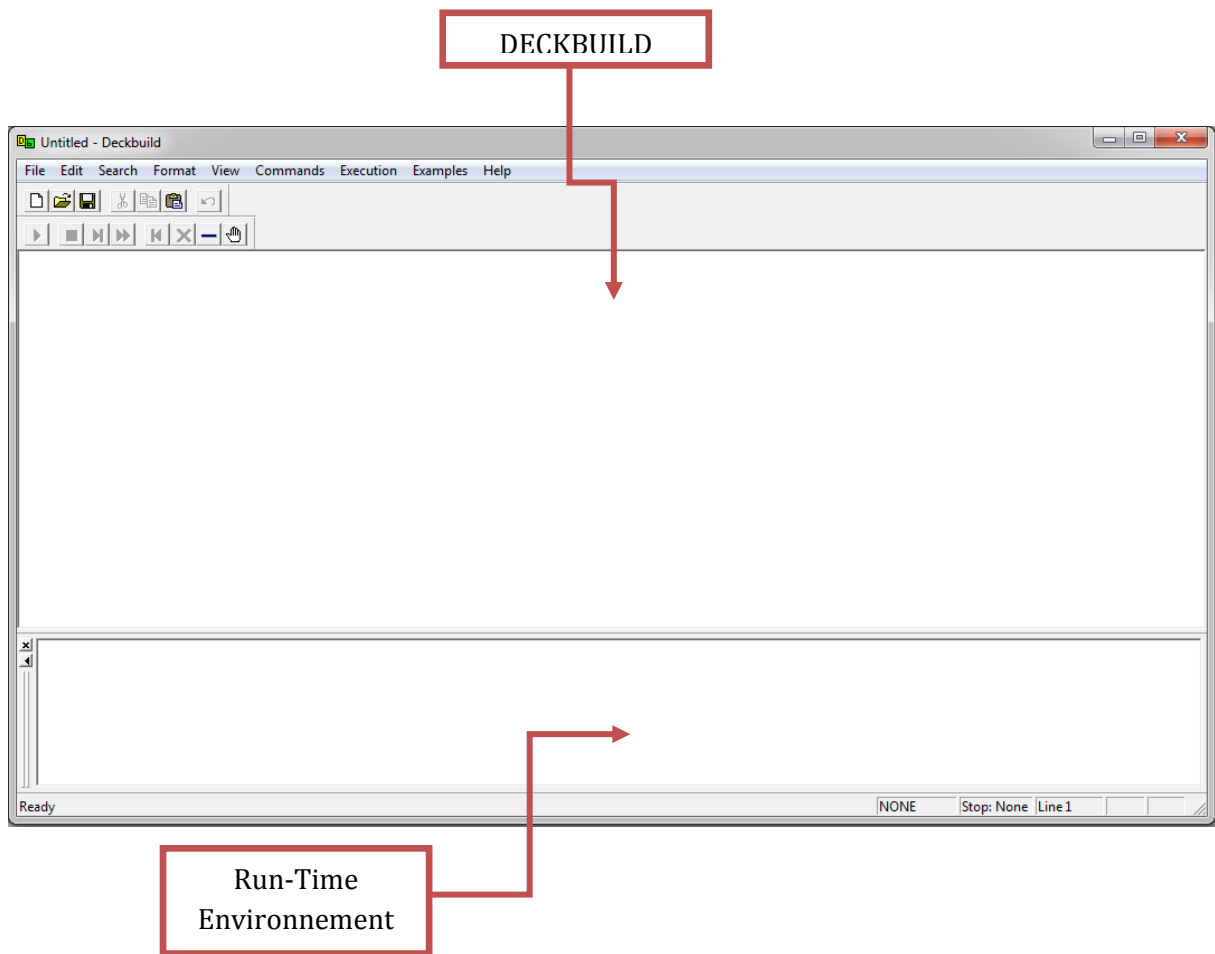


Fig. III. 3: L'outil DECKBUILD [8]

## II.2. Les outils de simulation (Core Tools)

1. **ATHENA** : Simulateur de procédés technologiques qui permet de simuler les différentes étapes effectuées en Salles Blanches (Diffusion, oxydation, implantation ionique, gravure, lithographie) et fournir des informations importantes pour la conception et l'optimisation de ces procédés telles que les concentrations des porteurs, les profondeurs de jonctions...etc [9, 10].
2. **ATLAS** : ATLAS est le noyau du logiciel SILVACO, c'est un simulateur 2D et 3D des dispositifs basés sur la physique des semi-conducteurs. Il est capable de prédire les comportements électrique, optique et thermique de ces dispositifs en régime continu, transitoire ou fréquentiel [6,11]. Il permet à l'aide des méthodes numériques (éléments finis, moindre carré, méthode de monté Carlo, etc.) de

résoudre les équations aux dérivées partielles de la physique des semi-conducteurs en un nombre fini de points formant le maillage de la structure définie par le programmeur.

Dans le schéma de la figure suivante, nous voyons les types d'informations qui circulent en entrée/sortie d' Atlas.

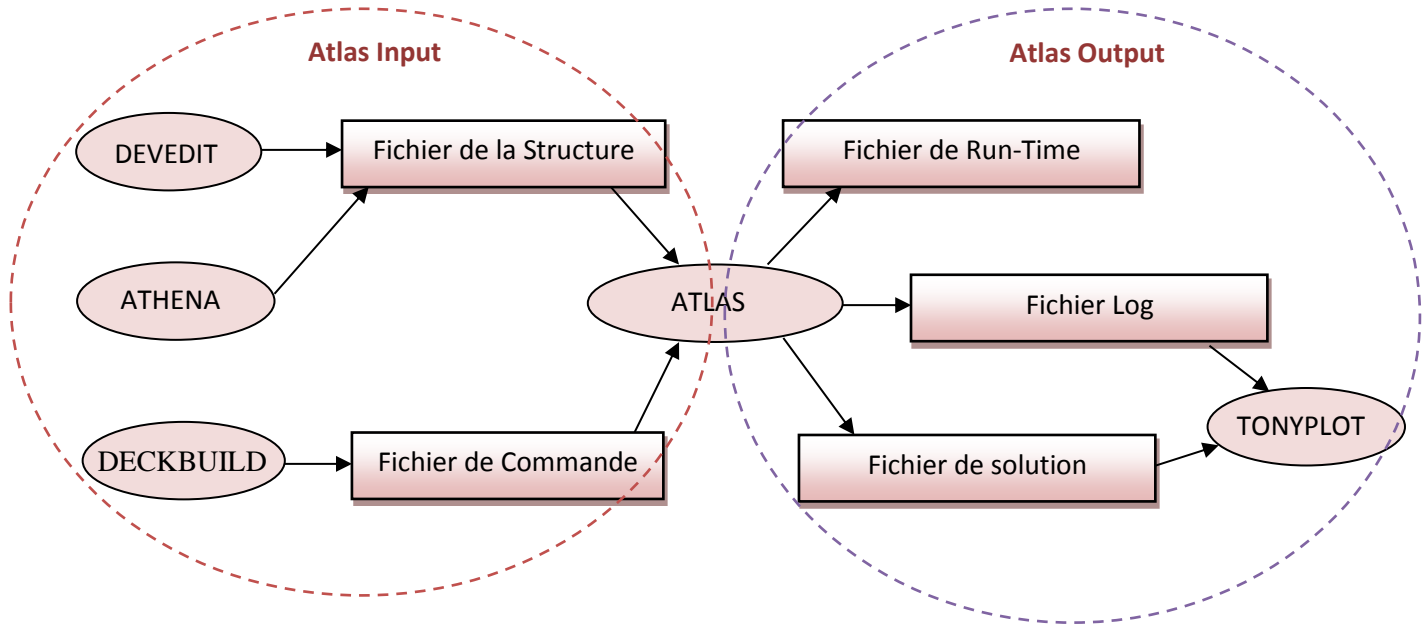


Fig. III. 4: Entrées-Sorties d'Atlas [4, 5].

Les deux fichiers d'entrée définissent respectivement la structure (les dimensions, la géométrie) du composant simulé (.str) et le script (.in) contenant les commandes pour que Atlas s'exécute (les modèles physiques, méthodes numériques). A la sortie, le simulateur génère trois types de fichiers, le premier est un fichier technique "Run-Time output" qui donne un compte rendu du déroulement, les erreurs et les messages d'avertissements pendant la simulation. Le deuxième est le fichier résultat qui simule le comportement électrique du composant (.log), qui stocke toutes les grandeurs physiques à calculer. Le troisième est le fichier Solution, on l'appelle aussi le fichier physique qui stocke les données en 2D et 3D aux différents points de la structure à un instant donné. Les deux fichiers de sorties peuvent être visualisés par l'outil "TonyPlot" [5, 12].

### III. Ordres de commandes d'Atlas

Dans ce qui suit nous allons présenter l'ordre des commandes d'Atlas. Il existe cinq groupes de commandes qui sont indiqués sur la figure III. 5. Ces groupes doivent être organisés correctement. Si l'ordre n'est pas respecté, un message d'erreur apparaît sur le Run-Time environnement, et le programme ne s'exécute pas d'une façon correcte [6, 12].

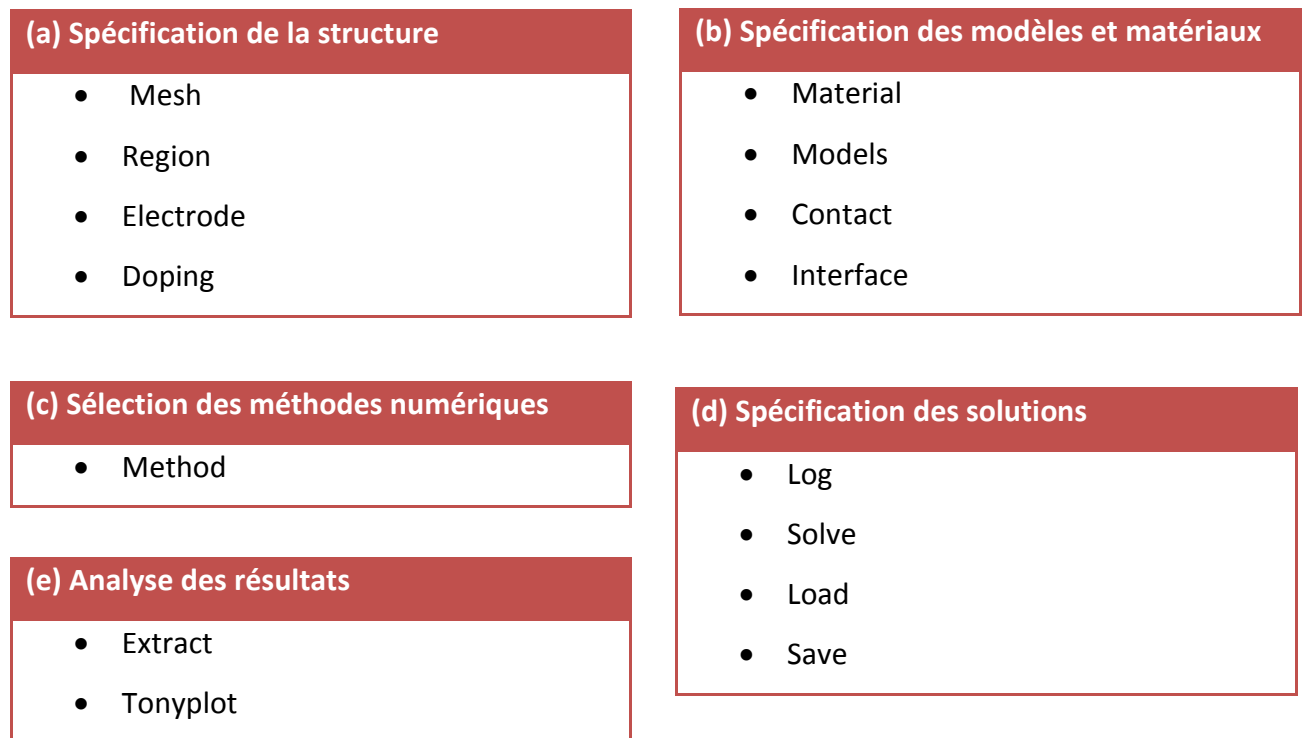


Fig. III. 5 : Ordre des groupes des commandes dans un programme Atlas [4, 5].

#### III.1. Spécification de la structure

La spécification de la structure est effectuée en définissant le maillage, les régions, les électrodes et le niveau de dopage [12].

On introduit la commande dans le fichier d'entrée DECKBUILD par **go atlas**.

Le format général des commandes est le suivant [5]:

**< STATEMENT > < PARAMETER > = < VALUE >**

Le paramètre peut avoir quatre types de valeur : réel, entier, caractère ou logique.

### III.1.1. La spécification de Maillage

Un maillage est la discrétisation spatiale de la structure. C'est la première étape de la méthode des éléments finis utilisée pour résoudre les équations physiques et une phase critique dans ce type de simulation vu l'influence de ses paramètres sur la solution calculée. Les éléments qui définissent la maille élémentaire utilisée par le simulateur sont des prismes.

Le choix de la finesse du maillage est une question essentielle. Des expériences numériques nous ont permis de mettre en évidence que plus le maillage est fin, moins il contribue aux écarts entre simulation et réalité, mais plus le coût du calcul augmente. Cependant, le nombre de nœuds est limité par la capacité mémoire du calculateur ou par le temps de calcul que l'on peut accepter [13].

Le format général pour spécifier le maillage est le suivant :

**MESH SPACE.MULT=<VALUE>**

**MESH** : Cette commande sert pour initialiser le maillage.

**SPACE.MULT**: Utiliser comme un facteur d'échelle entre deux lignes de maillage défini par l'instruction **SPACING**, sa valeur par défaut est égal à 1. Cette instruction est suivie d'une série d'instructions indiquant l'emplacement du quadrillage le long des axes x, y et z.

**X.MESH LOCATION=<VALUE> SPACING=<VALUE>**

Atlas a une limite de nombre des nœuds de 20 000 en 2D, et peut avoir une limite supérieure à 200 000 nœuds en 3D [5].

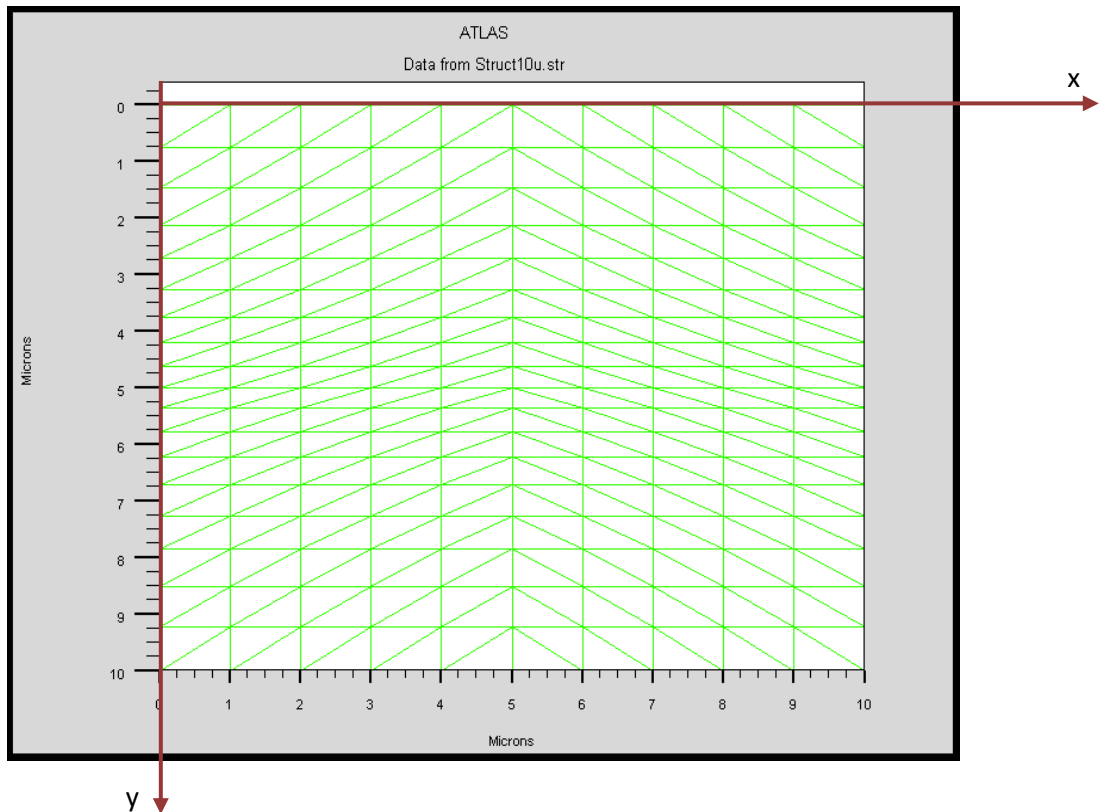


Fig. III. 6 : Maillage à deux dimensions (x,y)

### III.1.2. La spécification des Régions

Il est nécessaire d'indiquer l'endroit du matériau dans les mailles précédemment définies et les différentes couches de matériaux dans la structure, dont le format de définition de ces régions est le suivant:

**REGION NUMBER=<INTEGER><MATERIAL\_TYPE><POSITION PARAMETERS>**

On peut spécifier jusqu'à 200 régions en 2D et 3D [5].

### III.1.3. La spécification des Electrodes

ATLAS a une limite de 50 électrodes. Le format pour spécifier l'endroit et les noms des électrodes est le suivant:

**ELECTRODE NAME=<ELECTRODE NAME><POSITION PARAMETTERS>**

Pour indiquer les attributs physiques d'une électrode on utilise la commande suivante:

**CONTACT NUMBER=<VALUE> NAME=<ename>**

ATLAS reconnaît l'électrode par défaut comme un contact ohmique. Si le contact est de type Schottky on introduit l'instruction **WORKFUNCTION** qui spécifie le travail de sortie du métal en eV [5, 14].

### III.1.4. La spécification du Dopage

On utilise l'instruction suivante pour définir le profil du dopage:

**DOPING <DISTRIBUTION TYPE><DOPANT\_TYPE><POSITION PARAMETERS>**

Le dopage peut être de type N ou P. Le type de distribution peut être uniforme ou gaussienne [5].

### III.2. La spécification des matériaux

L'instruction **Material** nous permet de spécifier les propriétés de matériau utilisé (la mobilité des électrons et de trous, la permittivité, la durée de vie des porteurs de charge, le travail de sortie, l'affinité électronique, l'énergie du gap etc.):

**MATERIAL MATERIAL=Silicon EG300=1.12 MUN=1100**

Si les propriétés du matériau sont définies par région, on utilise les paramètres **Region** ou **Name** [5]:

**MATERIAL REGION=2 TAUN0=2e-7 TAUP0=1e-5**

**MATERIAL NAME=base NC300=3e19**

### III.3. La spécification des modèles physiques

Les simulateurs de composants ont pour fonction de reproduire un modèle mathématique qui s'applique à tous les dispositifs à base de semi-conducteur. Ce modèle consiste en un ensemble d'équations fondamentales qui régissent le fonctionnement des composants électroniques et qui lient le potentiel électrostatique aux densités de porteurs. A ce propos, l'étude du transport de charge dans un matériau semi-conducteur est très importante puisqu'elle permet la prise en compte des caractéristiques physiques et électroniques du matériau considéré. La complexité du transport électronique dans ces dispositifs à semi-conducteur se traduit à priori par la grande diversité des modèles physiques utilisés pour le décrire [15].

Pour cela, le logiciel SILVACO fait appel à différents modèles physiques qui ont été développés en fonction du choix de la technologie, de la distribution spatiale des impuretés et des défauts, les structures géométriques étudiées et les propriétés du matériau [11]. Ces grandeurs doivent être choisies d'une manière judicieuse afin d'améliorer la précision des résultats de simulation numérique.

Les modèles physiques sont spécifiés par les deux instructions **MODELS** et **IMPACT**, ces modèles peuvent être regroupés en cinq catégories : mobilités, recombinaison, statistiques des porteurs, ionisation par impact et l'effet Tunnel [5].

#### a. Modèles de mobilité

La mobilité des électrons et des trous dépend d'un certain nombre de paramètres (dopage, champ électrique, température...). Elle est inversement proportionnelle à la masse effective et dépend des collisions dans le cristal. Ces collisions peuvent être dues aux impuretés, aux phonons, aux autres porteurs et à tout autre défaut.

Dans le domaine des faibles champs électriques ( $E$  est inférieur à  $10^3 \text{Vcm}^{-1}$ ), les porteurs libres sont en équilibre thermodynamique avec le réseau et leur vitesse moyenne est proportionnelle au champ électrique. Dans ce cas la mobilité est indépendante du champ électrique [16]. Les modèles de mobilité à faible champ incluent :

- Le modèle de mobilité constante, en utilisant les paramètres **MUN** et **MUP** pour fixer les valeurs des mobilités des électrons et des trous [5].
- Le modèle **CONMOB**, qui relie la mobilité à faible champ avec la concentration des impuretés (à  $T=300\text{K}$ ) [5].
- Les modèles analytiques de la mobilité à faible champ : **ANALYTIC**, **ARORA**, ou **MASETTI**, on les choisit pour relier la mobilité des porteurs avec la concentration des impuretés et la température [4, 5, 29]
- Le modèle carrier-carrier scattering (diffusion/collision des porteurs) : **CCSMOB**, **CONWELL**, ou **BROOKS**, qui relie la mobilité à faible champ avec la concentration des porteurs et la température [4, 5].
- Le modèle **KLAASSEN**, qui relie la mobilité à faible champ avec les donneurs, accepteurs, ou encore les collisions des porteurs entre eux ou avec les impuretés [4, 18].

Lorsque le champ devient important ( $10^5 \text{V cm}^{-1}$ ), figure II.12, on observe une saturation de la vitesse d'entraînement à  $10^7 \text{cms}^{-1}$ , valeur voisine de la vitesse d'agitation thermique des porteurs. Ce phénomène de saturation de la vitesse des porteurs peut

être décrit comme la dégradation de la mobilité. Cet effet est dû à l'échauffement des porteurs par champ électrique. Ce dernier augmente leur énergie et a donc pour conséquence de transférer les électrons vers le haut de la bande de conduction et les trous vers le bas de la bande de valence. Au moment des chocs les porteurs perdent une partie de l'énergie qu'ils ont accumulée et retombent sur des niveaux inférieurs de la BC ou supérieur de la BV. L'expression de **CAUGHEY** et **THOMAS** [4, 19] met en évidence la dépendance de la mobilité en fonction d'un fort champ électrique :

$$\mu_n = \mu_{n0} \left[ 1 + \left( \frac{\mu_{n0} E}{\vartheta_{sat}^n} \right)^{\beta_n} \right]^{-\frac{1}{\beta_n}} \quad (III-1)$$

$$\mu_p = \mu_{p0} \left[ 1 + \left( \frac{\mu_{p0} E}{\vartheta_{sat}^p} \right)^{\beta_p} \right]^{-\frac{1}{\beta_p}} \quad (III-2)$$

Où E est le champ électrique parallèle ;  $\vartheta_{sat}^n$  et  $\vartheta_{sat}^p$  sont les vitesses de saturation des électrons et des trous ; elles sont données par [4]:

$$\vartheta_{sat}^n = \vartheta_{sat}^p = \frac{24 * 10^6}{1 + 0.8 \exp\left(\frac{T}{600}\right)} \text{ cm/sec} \quad (III-3)$$

Les coefficients de l'exposant par défaut sont  $\beta_n = 2$  et  $\beta_p = 1$ .

$\mu_{n0}$  et  $\mu_{p0}$  sont respectivement la mobilité des électrons et des trous à faible champ électrique [4].

Dans les semi-conducteurs à gap direct comme InP et GaAs, la loi de variation de la vitesse de dérive avec le champ électrique est différente. La courbe de variation est schématisée sur la figure III. 7. On observe une variation linéaire pour des champs suivie d'une vitesse différentielle négative pour E, et par conséquent une résistance différentielle négative du cristal. Cet effet, connu sous nom d'**Effet Gunn** [16, 20].



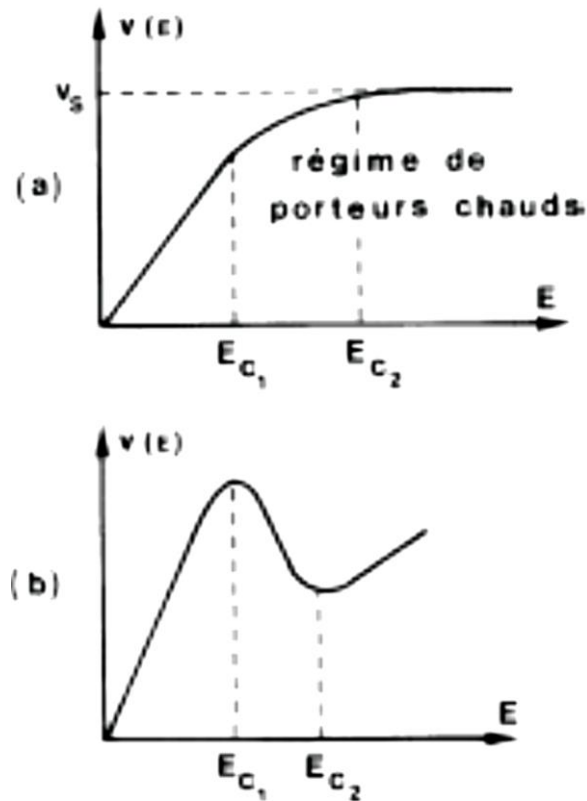


Fig. III. 7 : Vitesse de dérive  
 a) semiconducteur multivallé ;  
 b) semiconducteur univallée

## b. Modèles génération-recombinaison

Les processus responsables de la génération-recombinaison se résument en six types de mécanismes [20]:

- **Transitions de photons** ou génération/recombinaison radiative ;
- **Transition de phonons** ou génération/recombinaison non-radiative, exemple le processus **SRH** (Shockley-Read-Hall), elle est régie par la loi [21]:

$$G_{NR} = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} N_T (n_i^2 - np)}{\sigma_n \left[ n + n_i \exp\left(\frac{E_T - E_I}{kT}\right) \right] + \sigma_p \left[ p + n_i \exp\left(-\frac{E_T - E_I}{kT}\right) \right]} \quad (\text{III-4})$$

Avec les notations suivantes :

$\sigma_n$  et  $\sigma_p$ , sections efficaces de capture des électrons et des trous par le niveau profond,

$v_{th}$ , vitesse thermique ( $v_{th} = (3kT/m)^{1/2}$ ),

$N_T$ , densité de niveaux profonds,

$n_i$ , densité d'électrons intrinsèque,

$n$  et  $p$ , densités d'électrons et de trous,

$E_I$ , milieu de la bande interdite,

- **Transitions Auger** : l'énergie est transférée à un électron ou un trou libre qui se trouvent expédiés sur un niveau supérieur de la BC ou inférieur de la BV. On spécifie ce modèle par l'instruction **TRAP.AUGER** [5, 20]
- **Recombinaison en surface**, l'instruction **INTERFACE** permet de définir la densité de charge et la vitesse de recombinaison en surface [20].
- **Ionisation par impact**, dans une jonction en inverse, la zone de charge d'espace est parcourue par quelques porteurs responsables du courant de fuite. Ces porteurs sont accélérés par le champ électrique. Si ce champ est très intense, une énergie d'ionisation capable de faire monter un électron dans la bande de conduction, implique la création d'une paire électron-trou et donc une multiplication des porteurs [20, 22].
- **Effet Tunnel**, correspond à une extraction via un tunnel d'un électron (ou d'un trou) piégé dans un niveau profond, vers un état de la bande de conduction (ou de valence) situé à la même énergie. On spécifie ce modèle par **TRAP.TUNNEL** [5, 20]

### c. Les modèles optoélectroniques

Pour la simulation des composants optoélectroniques (photo-détecteur, cellules solaires, LED), il est nécessaire de tenir compte certains paramètres physiques comme : le coefficient d'absorption, la longueur d'onde, le taux de génération radiative...etc. Ces

modèles se basent sur la théorie des bandes des semiconducteurs. Il existe trois modèles: **YAN, LI** [4, 5, 22, 23] pour les matériaux de type blende de zinc et **CHUANG** pour les matériaux de type wurtzite [5].

#### MODEL MATERIAL=InGaN CHUANG

On peut présenter le faisceau lumineux (mono ou multi-spectral) par la commande **BEAM**, et ajuster leurs localisations, orientation et intensité [5].

```
BEAM NUM=1 X.ORIGIN=5.0 Y.ORIGIN=-1.0 ANGLE=90.0 WAVELENGTH=0.6
\XMIN=-1 XMAX=1 RAYS=200
```

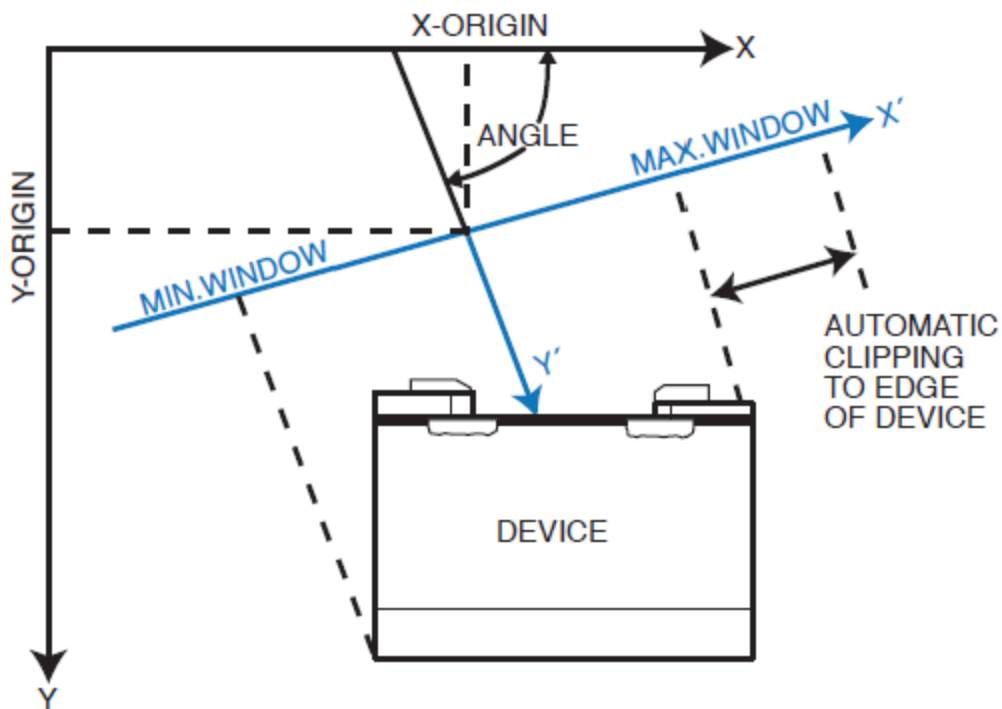


Fig. III. 8 : Localisation, orientation et intensité du faisceau lumineux [5]

#### III.4. Spécification des méthodes numériques de calcul

Plusieurs méthodes numériques sont utilisées pour résoudre le système d'équations de la physique des semi-conducteurs. Il existe trois types de techniques de solution: (a) découplée (**GUMMEL**), (b) entièrement couplée (**NEWTON**) et (c) **BLOCK**. La spécification de la méthode utilisée pour le calcul se fait par la commande **METHOD** [4, 5].

La méthode de Newton correspond à la résolution itérative d'un système regroupant les trois équations différentielles régissant le fonctionnement de la structure. La méthode

de Gummel consiste à découpler en trois sous-systèmes le système global (équations de continuité pour les électrons et les trous et équation de Poisson). Ces équations sont résolues itérativement les unes après les autres jusqu'à atteindre la convergence globale des solutions [24]. En général la méthode de Gummel est préférée à une polarisation faible, à cause de sa rapidité de convergence avec moins d'itérations dans le calcul. A forte polarisation la méthode la plus utilisée est la méthode de Newton. La méthode BLOCK est utilisée pour la résolution d'un système d'équations fortement couplées et d'autres sont faiblement couplées [4].

### III.5. Spécification des solutions

Atlas permet de calculer quatre types de solution : DC, AC, petit signal et les solutions transitoires.

La commande **SOLVE** ordonne à Atlas d'exécuter une solution pour un ou plusieurs points de polarisation des électrodes, cette solution est sauvée dans un fichier par les commandes **LOG** et **SAVE**. La commande **LOAD** charge les solutions précédentes à partir de fichiers comme estimation initiale à d'autres points de polarisation [4, 5].

## IV. Position du problème

Pour caractériser entièrement le comportement de ces composants, d'autres équations secondaires sont nécessaires pour spécifier les modèles physiques. Dans ce qui suit, nous allons détailler ces équations, qui sont basées sur la théorie de transport de Boltzmann [5]. Sur Atlas, on a la statistique de Maxwell-Boltzmann qui est une loi de probabilité ou de distribution utilisée en physique statistique pour déterminer la répartition des particules entre différents niveaux d'énergie. On spécifie cette statistique par le paramètre **BOLTZMANN** dans l'instruction **MODEL**. Pour tenir compte de certaines propriétés des matériaux (dégénérés) très fortement dopées, il est nécessaire d'utiliser la statistique de Fermi-Dirac, la spécification de ce modèle est donnée par le paramètre **FERMI-DIRAC** [4, 5].

#### IV.1. Phénomène de conduction

Sous l'action d'un champ électrique  $E$ , les porteurs de charges sont mis en mouvement : c'est le **phénomène de conduction**, qui est régit par la loi d'Ohm locale reliant la densité de courant  $J_n$  (pour les électrons) au champ électrique appliqué [20]:

$$\overrightarrow{J_{n\ cond}} = \sigma_n \vec{E} \quad (\text{III-5})$$

$\sigma_n$  est la conductivité.

Si  $\vec{v}_n$  désigne la vitesse moyenne des électrons, cette expression peut également s'écrire :

$$\overrightarrow{J_{n\ cond}} = -qn\vec{v}_n \quad (\text{III-6})$$

La vitesse des porteurs est proportionnelle au champ électrique:

$$\vec{v}_n = -\mu_n \vec{E} \quad (\text{III-7})$$

On en déduit l'expression de la conductivité des électrons :

$$\sigma_n = qn\mu_n \quad (\text{III-8})$$

Donc :

$$\overrightarrow{J_{n\ cond}} = qn\mu_n \vec{E} \quad (\text{III-9})$$

De même pour les trous:

$$\overrightarrow{J_{p\ cond}} = qn\mu_p \vec{E} \quad (\text{III-10})$$

Avec :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{grad}V$$

Où

$\mu_{n,p}$  sont les mobilité des électrons/trous [20].

#### IV.2. Phénomène de diffusion

L'existence concentration non uniforme des électrons ou des trous va se traduire par la mise en mouvement de ces porteurs afin de rendre uniforme leur répartition :

c'est le **phénomène de diffusion** des porteurs, qui obéit à la loi de diffusion de Fick [16, 20].

$$\overrightarrow{J_{n\ diff}} = qD_n \overrightarrow{gradn} \quad (\text{III-11})$$

$$\overrightarrow{J_{p\ diff}} = qD_p \overrightarrow{gradp} \quad (\text{III-12})$$

Il est évident donc que les densités de courants sont exprimées en deux termes. Le premier correspond à l'entraînement des charges par le champ électrique, le second correspond à la diffusion des porteurs [16, 20]:

$$\overrightarrow{J_n} = qn\mu_n \vec{E} + qD_n \overrightarrow{gradn} \quad (\text{III-14})$$

$$\overrightarrow{J_p} = qp\mu_p \vec{E} - qD_p \overrightarrow{gradp} \quad (\text{III-15})$$

Où

$D_{n,p}$  sont les coefficients de diffusion. Ils sont directement reliés aux mobilités des porteurs par la relation d'Einstein :

$$D_n = \frac{k_b T}{q} \mu_n \quad (\text{III-16})$$

$$D_p = \frac{k_b T}{q} \mu_p \quad (\text{III-17})$$

Si on prend en compte les statistiques de Fermi-Dirac, l'équation III-4 devient [5] :

$$D_n = \frac{\left(\frac{kT}{q} \mu_n\right) F_{1/2} \left\{ \frac{1}{kT} [\varepsilon_{Fn} - \varepsilon_C] \right\}}{F_{-1/2} \left\{ \frac{1}{kT} [\varepsilon_{Fn} - \varepsilon_C] \right\}} \quad (\text{III-18})$$

$F_{1/2}$  est l'intégrale de Fermi Dirac (1/2 est l'ordre de l'intégrale).

## Conclusion

Le simulateur Silvaco TCAD (Technology Computer-Aided Design) permet l'optimisation des systèmes et composants optoélectroniques. Dans ce chapitre, nous avons défini sa structure, ses outils, ses modèles physiques, les méthodes numériques et les cinq équations de bases : l'équation de Poisson, les deux équations de continuité et les deux équations de transport pour réaliser une modélisation physique. L'intégration de la lumière dans le système des équations est réalisée à travers la génération optique dans les équations de transport.

**Bibliographie:**

- [1] ROMAIN MACIEJKO, Optoélectronique, Montréal, Presse internationale. Polytechnique, 2002
- [2] Gérard Roucairol, La simulation haute performance au service de la compétitivité des entreprises, Rapport au Commissariat Général aux Investissements et à la Direction Générale de la Compétitivité, de l'Industrie et des Services, 2013.
- [3] Kamal ZEGHDAR, Simulation des caractéristiques courant-tension à base d'une diode Schottky en Phosphure d'indium InP, Mémoire présenté en vue de l'obtention du diplôme de Magister en Electronique, Université Mohamed Khider – Biskra, 2014
- [4] Chandan Kumar Sarkar, Technology Computer Aided Design: Simulation for VLSI MOSFET, Presse CRC Taylor & Francis Grou, 2013.
- [5] Atlas User's Manual, Silvaco International, [http://www.silvaco.com/products/device\\_simulation/atlas.html](http://www.silvaco.com/products/device_simulation/atlas.html)
- [6] Mohammedi Mohammed, Etude Et Simulation De Cellules Photovoltaïques A Contacts Arrières Interdigités Sous Environnement Silvaco , Université Abou-Bakr Blekaid Tlemcen, 2012, page 61.
- [7] Baldomero Garcia, Indium Gallium Nitride Multijunction Solar Cell Simulation Using Silvaco Atlas, Ecole. Naval Postgraduate School Monterey, California
- [8] Patrick Henry, Guide to Using TCADwith Examples, 2009.
- [9] Malika Madani, « Réalisations des Couches Antireflets Dans Les Cellules Solaires A Couches Minces », Mémoire de Magister à l'Université Abou Bekr Belkaid, Tlemcen, 2006.
- [10] Kebib Abdelaziz, Etude et simulations d'un transistor MOS vertical, Université Abou-Bekr Belkaïd-Tlemcen, 2013.
- [11] Razvan NEGRU, Conception et modélisation de pixels de photodetection , polytechnique, Paris, 2007.
- [12] Kamal ZEGHDAR, Simulation des caractéristiques courant-tension à base d'une diode Schottky en Phosphure d'indium InP, Université Mohamed Khider – Biskra, 2014.
- [13] M. Adjemout, N. Brunetiere, J. Bouyer, Influence du maillage sur la convergence de la solution d'un modèle numérique de lubrification hydrodynamique en présence de textures, 21ème congrès Français de Mécanique, Bordeaux, 26 au 30 août 2013.
- [14] Bourouba Farid, Modélisation Et Simulation Des Contacts Métal-semiconducteur A Barriere Inhomogène, UNIVERSITE FERHAT ABBAS-SETIF, 2010.
- [15] Djamel Hadji, Modélisation et Simulation Tridimensionnelle Des Composants A Semiconducteur De Taille Submicronique, Institut National Polytechnique De Grenoble, 1999.
- [16] Henry Mathieu, Hervé Fanet, Physique des semiconducteurs et des composants électroniques, Cours et exercices corrigés, 6 ème edition, Dunod, Paris, 2009.[17] N.D. Arora, J.R. Hauser, and D.J.



Roulston, Electron and hole mobilities in silicon as a function of concentration and temperature, IEEE Trans. on Electron Devices, vol. 29, pp. 292–295, 1982.

[18] D.B.M. Klaassen, A unified mobility model for device simulation-I. Model equations and concentration dependence, Solid State Electronics, vol. 35, pp. 953–959, 1992.

[19] D.M. Caughey and R.E. Thomas, Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field, Proc. IEEE, vol. 55, pp. 2192–2193, 1967.

[20] A. Vapaille, R. Castagné, Dispositifs et circuits intégrés semiconducteurs, Physique et Technologie, Ed. Dunod, Paris, 1987.

[21] D. Decoster, J. Harari, Détecteurs optoélectroniques, Hermès Science Publications, Lavoisier, Paris, 2002.

[22] Yan, R., S. Corzine, L. Coldren, and I. Suemune, "Corrections to the Expression for Gain in GaAs", IEEE J. Quantum Electron. Vol. 26, No. 2 (Feb. 1990): 213-216.

[23] Li, Z., K. Dzurko, A. Delage, and S. McAlister, "A Self-Consistent Two-Dimensional Model of Quantum-Well Semiconductor Lasers: Optimization of a GRIN-SCH SQW Laser Structure", IEEE J. Quantum Electron. Vol. 28, No. 4 (April 1992): 792-802.

[24] Arnaud Bournel, Sylvie Galdin-Retailleau, Sensibilisation aux problèmes de la simulation numérique à travers l'étude des composants à semiconducteurs, cours d'Analyse Numérique en Magistère E.E.A. 2ème année, Université Paris Sud.

## *CHAPITRE IV*

# *Simulation et caractérisation du photo-interrupteur Metal-Semiconducteur-Metal à base du GaAs*

*Etant données les caractéristiques  $I(V)$  symétriques du photodétecteur MSM, nous nous sommes demandés dans quelle mesure ce dispositif peut être utilisé comme photo-interrupteur au même titre que les photoconducteurs sur GaAs à basse température employés généralement à cet usage.*

*Dans ce chapitre, nous allons développer un modèle utilisable pour simuler la réponse transitoire d'un MSM à base de GaAs. Les résultats tirés de ce modèle seront confrontés aux résultats expérimentaux. Nous avons simulé les caractéristiques  $I(V)$  en régime d'obscurité et sous éclairage continu pour différentes puissances lumineuses à la longueur d'onde de 800 nm [1]. Nous avons également mesuré et calculé la réponse impulsionnelle du photocourant, et nous mettrons en évidence l'influence des différents paramètres géométriques.*

### I. Description de la structure simulée :

Sur la figure IV. 1, nous avons noirci la partie du MSM réellement modélisée. Nous avons tiré parti de la relative symétrie de ces photodétecteurs en ne considérant que la moitié de deux électrodes consécutives et la région les séparant du haut de la structure jusqu'au bas de la couche buffer GaAs Semi-isolant.

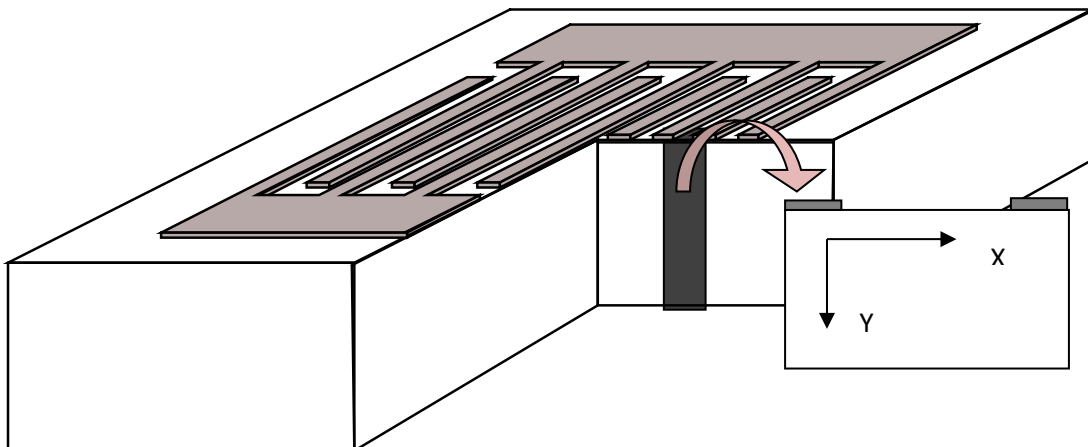


Fig. IV. 1 : Structure étudiée à l'aide du simulateur 2D. La zone foncée représente le domaine dans lequel les équations fondamentales vont être résolues selon  $x$  et  $y$ .

Le maillage du domaine a été choisi et optimisé afin d'obtenir des solutions qui s'approchent le plus de la réalité. Comme nous le montrons sur la figure IV. 2, la

structure modélisée possède un maillage non uniforme raffiné dans le domaine à fort gradient. Ce maillage sera utilisé par la suite dans toutes nos simulations. Seule la couche active sur le substrat est prise en compte dans la simulation dans un but de simplicité.

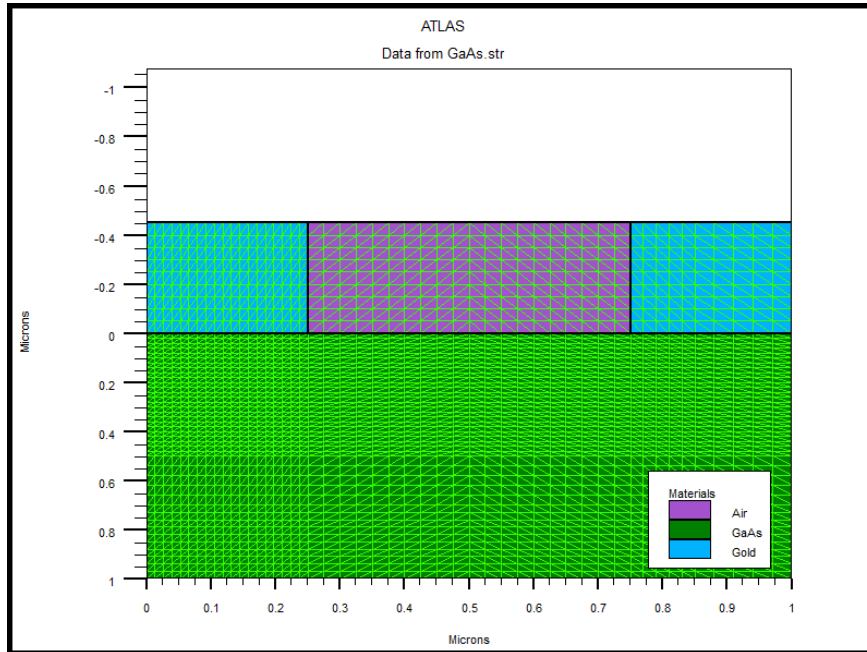


Fig. IV. 2. Exemple de maillage de la structure modélisée.

La modélisation des MSMs est effectuée à l'aide du logiciel TCAD-SILVACO. Nous avons donc modélisé et caractérisé des structures Métal-Semiconducteur-Métal sur GaAs. Elles sont constituées de deux contacts Schottky interdigités de surface active  $3 \times 3 \mu\text{m}^2$  et de distances interélectrodes 0.3, 0.5, 1 et  $2 \mu\text{m}$ . Elles ont été fabriquées par lithographie électronique et par dépôt de Titane /Platine /Or (Ti/Pt/Au) d'épaisseur  $250\text{\AA}/250\text{\AA}/4000\text{\AA}$  sur une couche épitaxiale de GaAs Non Intentionnellement Dopée (N.I.D), d'une épaisseur de  $1 \mu\text{m}$ , avec une orientation cristalline  $\langle 100 \rangle$  et un dopage à peu près égal à  $10^{14} \text{cm}^{-3}$  (couche de type N) et dont la croissance est effectuée par jets moléculaires sur substrat GaAs semi isolant (S.I) d'épaisseur  $400 \mu\text{m}$ . Ce MSM est inséré dans le conducteur central d'une ligne hyperfréquence coplanaire à l'aide d'une transition adiabatique [2, 3, 4].

Le simulateur utilisé, Atlas, contient une base de données incomplète pour les matériaux utilisés, nous avons dû définir un certain nombre de paramètres physiques liés à ce matériau. Ces paramètres sont tirés pour la plupart des références [5,

6, 7, 8]. Les matériaux non semi-conducteurs (Titane, Platine, Or) sont aussi définis dans le code source, et ils jouent le rôle de contact Schottky, opaque à la lumière.

### **I.1. Commentaires sur le code source**

Le code source se subdivise en trois parties principales. La première partie comprend la définition du maillage et du dopage qui est uniforme dans notre cas. La seconde partie inclus le calcul de la solution triviale (structure non-polarisée) et d'une solution intermédiaire (photo-interrupteur dans les conditions de fonctionnement réelles, sans excitation lumineuse). Cette solution intermédiaire sera utilisée comme solution initiale dans le processus itératif conduisant à l'obtention de la solution initiale recherchée. Toutefois, cette solution initiale ne doit pas être confondue avec le courant de fuite réel du photo-interrupteur. La troisième partie, quant à elle définit la source lumineuse utilisée [9].

## **II. Simulations sans éclairnement (caractéristiques en statique)**

La résolution des équations fondamentales donne la concentration en porteurs de charges et la distribution du champ électrique sur l'ensemble du maillage 2D. A partir de ces variables fondamentales toutes les variables secondaires peuvent en être déduites.

Les figure IV.5 et IV.6 montrent l'évolution du courant d'obscurité obtenu en fonction de la tension de polarisation, qui varie de -6 V à +6 V, des différents photodétecteurs MSM interdigités de surface  $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ . On relève l'excellente symétrie des caractéristiques qui permet d'utiliser la structure MSM sous l'une ou l'autre polarisation. Le courant d'obscurité est relativement faible et de l'ordre de nano-Ampère.

A l'équilibre thermodynamique, les deux zones désertes sont liées au dopage du semiconducteur, le passage des barrières de potentiel par les porteurs se fait principalement par effet thermoélectronique [10, 5], c'est-à-dire que seuls les porteurs ayant suffisamment d'énergie passent au-dessus de la barrière. Sous polarisation, une des jonctions est polarisée en inverse et l'autre l'est en direct. Ce sont les densités de courant d'électrons  $J_{n1}$  et  $J_{n2}$ , et de trous  $J_{p1}$  et  $J_{p2}$ , qui déterminent le processus [5] et dont dépendent des hauteurs de barrière de 0.82 eV. Comme nous l'avons vu dans la

partie concernant le contact Schottky, cette hauteur de barrière est spécifique aux électrons. La hauteur de barrière effective pour les électrons  $\phi_{Bn}$  et la hauteur de barrière effective pour les trous  $\phi_{Bp}$  sont reliées par la relation [6]:

$$E_g = \phi_{Bn} + \phi_{Bp}$$

## II. 1. Lignes de champ

La figure IV.3 donne un aperçu de la distribution en intensité du champ électrique, ainsi que l'orientation des lignes de champ pour un photodétecteur MSM de distance interélectrode égale à  $1\mu\text{m}$ .

L'observation des lignes de champ nous renseigne sur la manière dont les porteurs photogénérés seront déportés vers les contacts. Un champ entre les contacts supérieur à  $10^4 \text{ V.cm}^{-1}$ , nous assure une vitesse de porteur proche de la saturation (Fig. II. 10).

On remarque que le champ décroît lorsqu'on descend dans la profondeur du composant, ensuite, il existe des maximums de champ localisés juste sous le bord de chaque électrode. Un champ électrique très élevé peut exister au voisinage des électrodes alors qu'il est encore faible au milieu de l'espace interélectrode. Le champ électrique est plus fort à proximité du contact 1 que du contact 2, il y a un risque d'avoir une dissymétrie entre la réponse des trous et des électrons.

Enfin, le champ étant d'autant plus faible qu'on est en profondeur, les porteurs qui y sont ont une grande distance à parcourir pour atteindre l'électrode, ce qui accroît le retard lié au transit et diminue les performances dynamiques du photodétecteur. Tout ceci montre encore que la tension de polarisation optimale d'un tel composant doit être réglée avec soin de façon à obtenir de bonnes performances dynamiques de ce composant.

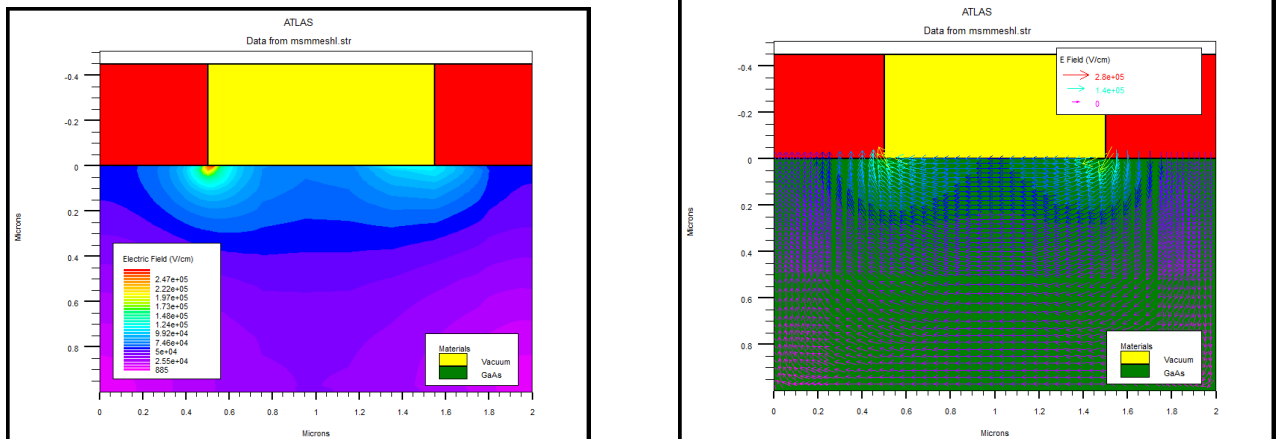


Fig. IV.3 : A gauche, distribution du champ électrique en intensité, à droite les lignes du champ électrique, d'un photodétecteur MSM de distance interélectrode et largeur de doigt de  $1\mu\text{m}$  polarisé sous une tension de 5v.

## II. 2. Densité des électrons

Le champ électrique est un bon indicateur de l'étendue de la zone de charge d'espace mais la densité de porteurs majoritaires nous donne une information quantitative plus précise. La figure IV. 4. Illustre la variation en concentration des électrons dans un photo-interrupteur MSM de distance inter-électrode  $1\mu\text{m}$  en obscurité sous polarisation 5 V. Il y a une création d'une zone de charge d'espace de  $10^{12}\text{cm}^{-3}$  au maximum entre les contacts Schottky polarisé en inverse et celui polarisé en direct, pour une concentration initiale de  $10^{14}\text{cm}^{-3}$ . La forte déplétion traduit l'existence un champ électrique suffisant pour un bon fonctionnement du composant.

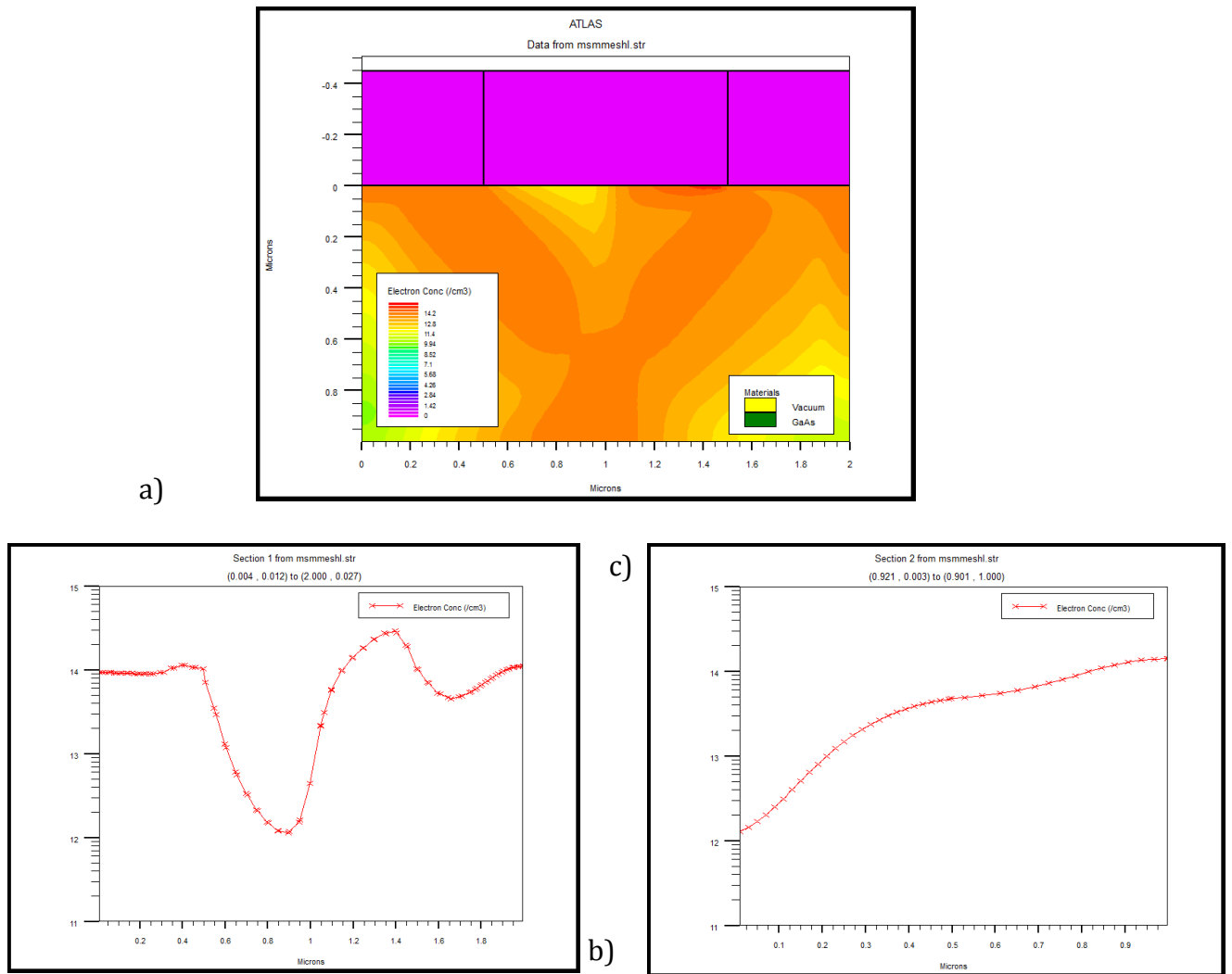


Fig. IV. 4. a) Densité des électrons d'un photodétecteur MSM de distance interélectrode et largeur du doigt égale à  $1\mu\text{m}$ , sous polarisation 5V, b) Concentration des électrons suivant l'axe des x, c) Concentration des électrons suivant l'axe des y.

### II. 3. Influence des paramètres géométriques sur le courant d'obscurité

Dans le but d'avoir une conception adéquate du photo-interrupteur MSM nous avons calculé le courant sous obscurité pour différentes valeurs des paramètres géométriques de la structure simulée. Ainsi, nous procédons à une analyse de ces résultats.



### a . Influence de la distance inter-électrode

L'influence de la distance inter-électrodes est étudiée en faisant varier la valeur de la distance inter-doigts de  $0,3\mu\text{m}$ ,  $0,5\mu\text{m}$ ,  $1\mu\text{m}$  et  $2\mu\text{m}$ , tout en fixant la valeur de largeur du doigt ( $1\mu\text{m}$ )

On remarque que l'augmentation de la distance inter-électrodes a pour effet de diminuer le courant d'obscurité, cette diminution est due au phénomène de recombinaison dont le taux qui augmente lorsqu'on fait augmenter la distance du parcours des porteurs [11, 12]. Ce qui est conforme à nos prévisions. En effet, lorsque la distance inter-électrodes est faible, le champ électrique présent entre les électrodes est fort. Ce qui permet un balayage rapide des porteurs, donc une augmentation du courant d'obscurité.

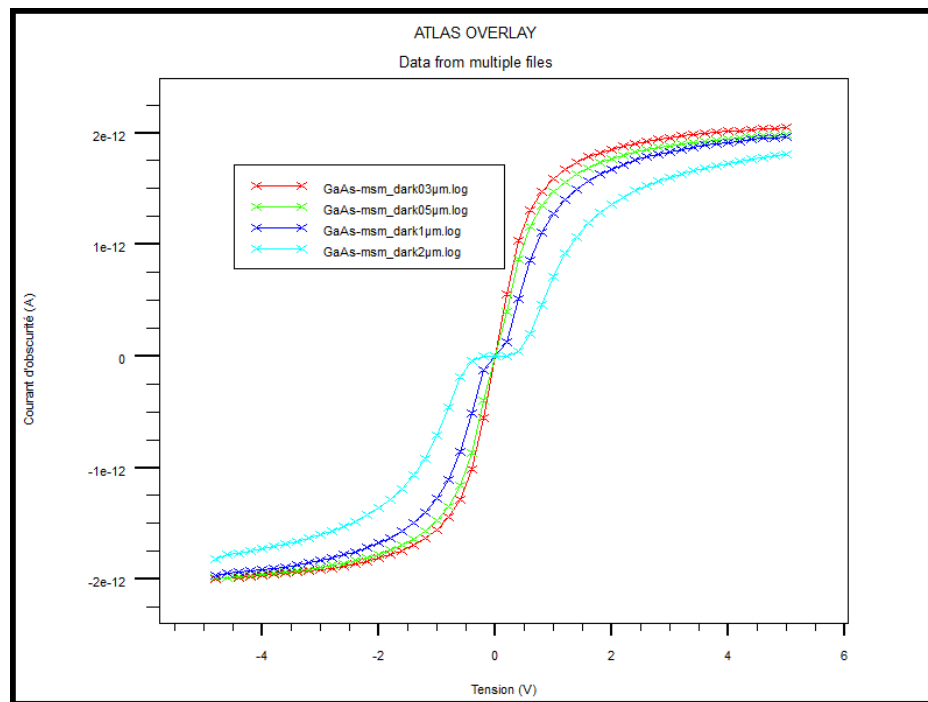


Fig. IV.5 : Caractéristique I(V) en obscurité de photodétecteurs MSM interdigités de différentes distances interélectrodes ; ( $S = 3 \times 3 \mu\text{m}^2$ ).

La résistance équivalente  $R_{eq} = \frac{\Delta V}{\Delta I}$  est donnée par la pente de la caractéristique I(V) au voisinage de l'origine. Le tableau suivant représente la variation de la résistance

équivalente en régime d'obscurité pour des photodétecteurs MSM de différentes distances inter-électrode.

	Distances interélectrodes			
	0.3 $\mu\text{m}$	0.5 $\mu\text{m}$	1 $\mu\text{m}$	2 $\mu\text{m}$
$R_{eq} = \frac{\Delta V}{\Delta I}$ (M $\Omega$ )	666	714.28	769.23	909.09

Tableau IV. 1 : Variation de la résistance équivalente en régime d'obscurité (état OFF) pour des photodétecteurs MSM de différentes distances interélectrodes.

### b. Influence de la largeur du doigt

Sur la figure IV.6 sont présentées les caractéristiques I(V) obtenues en obscurité pour même espacement interélectrodes (0.5 $\mu\text{m}$ ) et différentes valeurs de la largeur du doigt (0.3 $\mu\text{m}$ , 0.5 $\mu\text{m}$ , 1 $\mu\text{m}$  et 2 $\mu\text{m}$ ). On remarque que la diminution de la largeur des électrodes a pour effet de diminuer le courant d'obscurité. Autrement dit la collection des porteurs augmente avec la surface des électrodes.

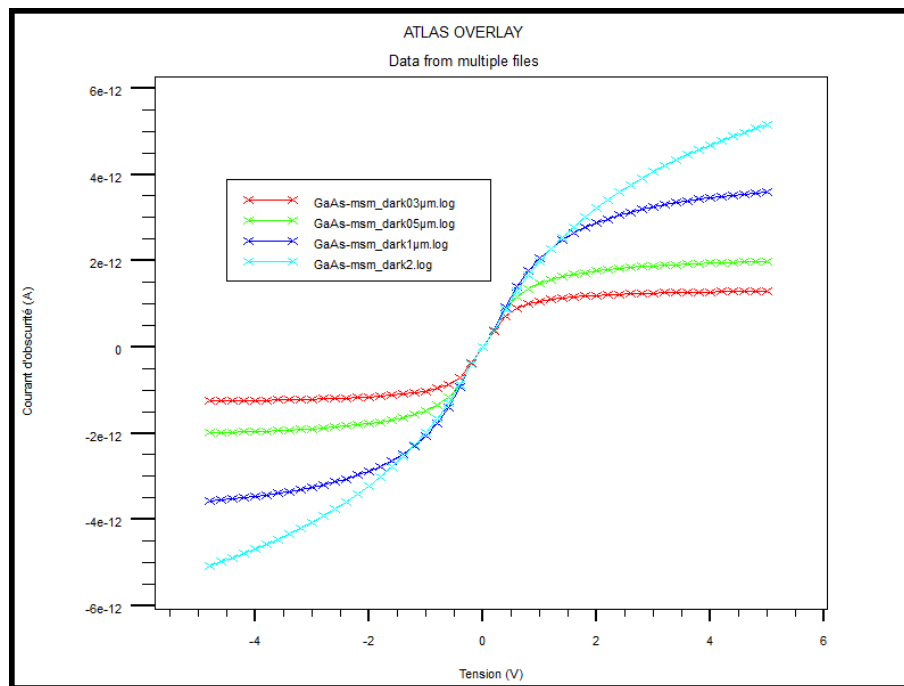


Fig.IV.6 : Caractéristique I(V) en obscurité des photodétecteurs MSM interdigités de différentes largeurs d'électrode; ( $S = 3 \times 3 \mu\text{m}^2$ ).

Le tableau suivant représente la variation de la résistance équivalente en régime d'obscurité pour des photodétecteurs MSM de différentes largeurs d'électrodes.

	Largeur d'électrode			
	0.3 $\mu\text{m}$	0.5 $\mu\text{m}$	1 $\mu\text{m}$	2 $\mu\text{m}$
$R_{eq} = \frac{\Delta V}{\Delta I}$ (M $\Omega$ )	660	571	322.58	312.5

Tableau IV. 2 : Variation de la résistance équivalente en régime d'obscurité (état OFF) pour des photodétecteurs MSM de différentes largeurs d'électrodes.

### III. Simulation et caractérisations des photodétecteurs MSMs sous éclairage

Les photodétecteurs MSM interdigités ont été réalisés dans le laboratoire de l'IEMN par Docteur ZEBENTOUT Abdel Djawad Boumédiene [13]. Ils sont utilisés pour des applications en hyperfréquence en les introduisant dans la ligne coplanaire. Sur la figure sont illustrées les différentes grandeurs relatives à la ligne coplanaire. La largeur du ruban central de cette ligne (W) et son espacement avec les plans de masses (G) ont été définis de façon à avoir une impédance caractéristique de (50 $\Omega$ )

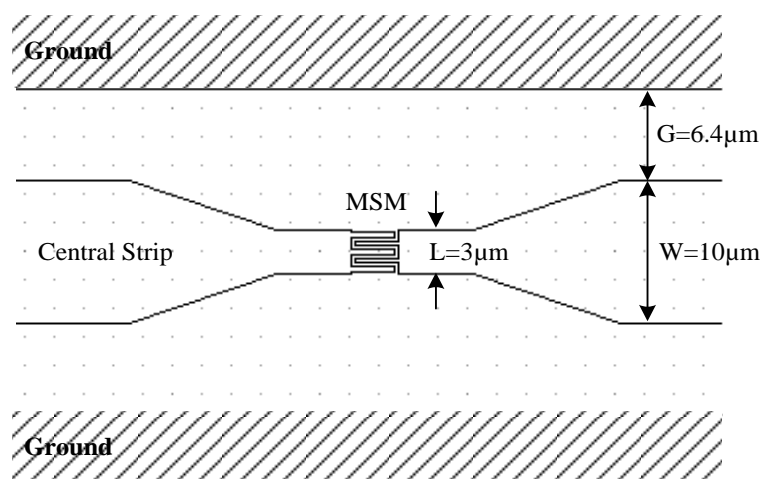


Fig.IV.7. Structure de la ligne coplanaire introduisant dans le conducteur central un photodétecteur MSM [13]

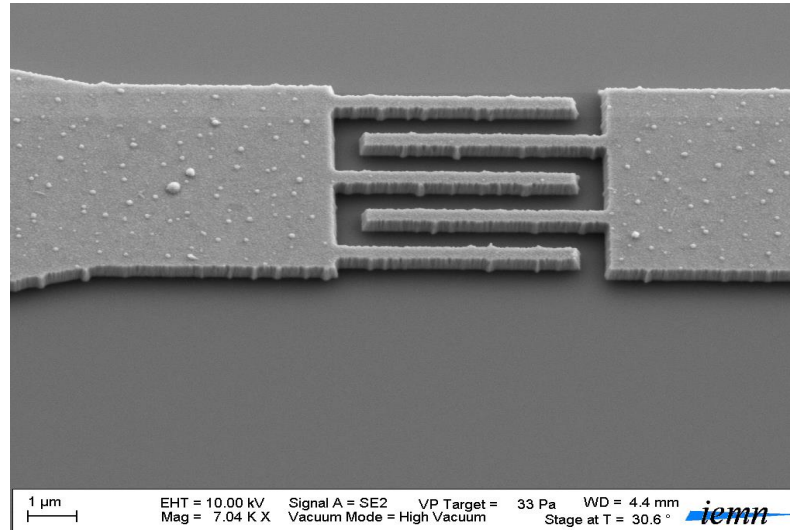


Fig.IV.8. Photographie prise sous MEB d'un photodétecteur MSM ( $S = 3 \times 3 \mu\text{m}^2$ ,  $l = D = 0.3 \mu\text{m}$ ) [1, 13].

La figure IV.8. illustre un exemple d'un photodétecteur MSM réalisé et dont la photo a été prise sous MEB (Microscope Electronique à Balayage).

Les différentes grandeurs relatives aux motifs du masque de photodétecteurs MSM à structure interdigitée introduits dans les lignes coplanaires figurent dans le tableau suivant :

Surface ( $\mu\text{m}^2$ ) $S=L \times L$	Largeur des doigts= Espace interdoigt ( $\mu\text{m}$ )				Nombre de doigts (N)
	0.2	0.3	0.5	1	
1x1	3	2	...	...	
2x2	5	3	2	...	
3x3	8	5	3	2	
5x5	13	8	5	3	
10x10	25	17	10	5	

Tableau IV.3 : Nombres et largeurs des doigts de photodétecteurs MSM interdigités de différentes surfaces. [13]

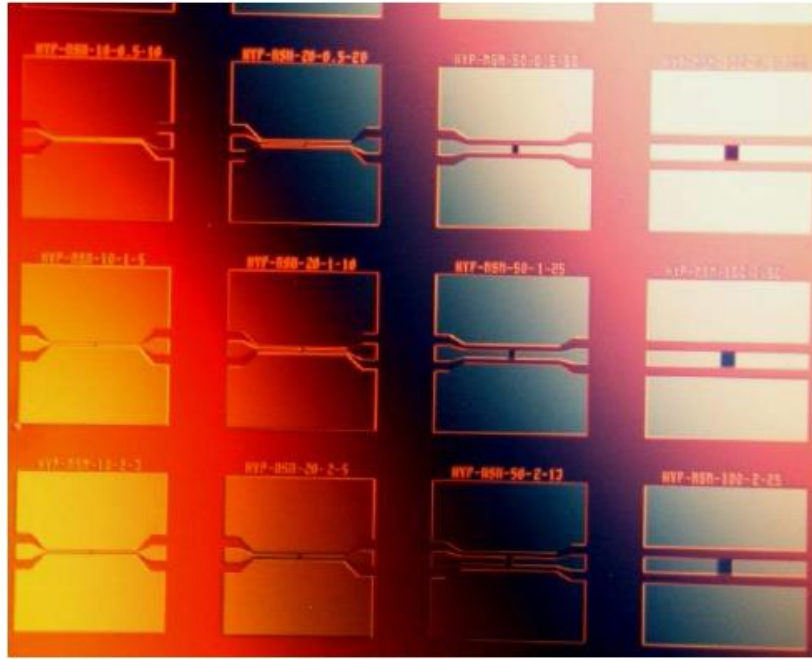


Fig.IV.9 : Photographies prises au microscope optique après révélation des MSM dans des lignes coplanaires [13]

### III.1. Caractéristiques I(V) sous illumination

Sur la figure IV.10 est représenté la simulation sous Silvaco-TCAD de photocourant en fonction de la tension de polarisation de photodétecteurs MSM. La puissance optique est de 16 mW pour une surface de  $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ . On remarque que le photocourant subit une augmentation initiale avec la tension de polarisation suivie d'un régime permanent. Pour cette étude, les écarts entre les électrodes sont 0.3, 0.5, 1 et 2  $\mu\text{m}$ . On remarque que la diminution de la distance interélectrode a pour effet d'augmenter la valeur de photocourant, par exemple à la tension  $V = 2\text{V}$ , on a relevé un photocourant de 0.67mA pour  $D = 2 \mu\text{m}$  et 0.92 mA pour  $D = 0.3 \mu\text{m}$ . Le fait que plus le chemin entre la zone de création des photoporteurs et les électrodes est petit, cela réduit le temps de transit des charges d'un contact à l'autre.

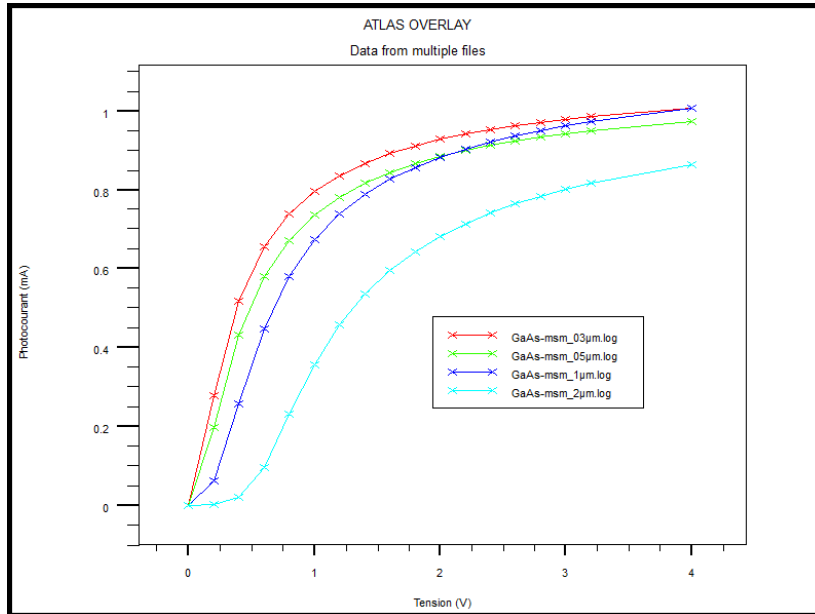


Fig.IV.10 : Photocourant de photodétecteurs MSM interdigités de différentes distances interélectrodes ;  $P = 16 \text{ mw}$  pour une surface active  $S = 3 \times 3 \mu\text{m}^2$ .

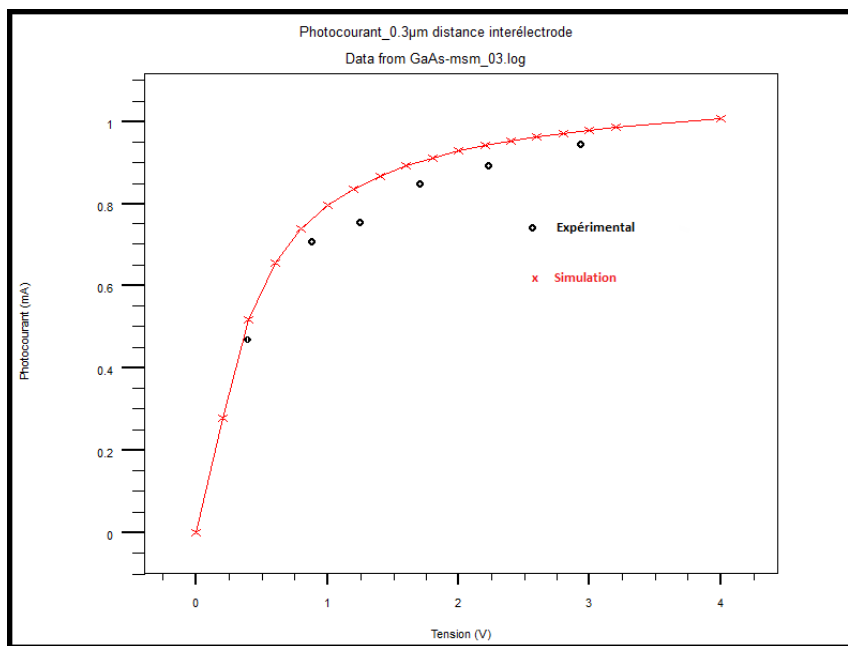


Fig.IV.11 : Photocourant expérimental et simulé d'un photodétecteur MSM de distance interélectrode égale à  $0.3 \mu\text{m}$  expérimental-Simulation.

Les résultats de cette simulation sont comparés avec les résultats expérimentaux [13]. A titre d'exemple, pour un photodétecteur MSM de distance interdoigt égale à  $0.3 \mu\text{m}$

(figure IV.11), nous constatons que le courant simulé présente la même tendance que celui trouvé expérimentalement.

Les valeurs d'impédance pour des MSM lorsqu'ils sont éclairés (état on) de différentes distances interélectrodes sont résumés sur le tableau ci-dessous :

	Distances interélectrodes			
	0.3 $\mu$ m	0.5 $\mu$ m	1 $\mu$ m	2 $\mu$ m
$R_{eq} = \frac{\Delta V}{\Delta I}$ (K $\Omega$ )	1.66	2	2.5	4

Tableau IV. 4 : Variations de la résistance équivalente des photodétecteurs MSM éclairé avec une puissance optique 16mW pour une surface active 3x3 $\mu$ m<sup>2</sup>.

D'après les résultats obtenus en régime d'obscurité et sous éclairement, la résistance équivalente des photodétecteurs MSM est très élevée supérieure au M $\Omega$  en régime d'obscurité et se réduit à quelques k $\Omega$  sous éclairement.

### III.2. Réponse transitoire des photodétecteurs MSMs

La réponse transitoire des photodétecteurs MSM a beaucoup d'intérêt, elle permet de donner une idée précieuse et peu coûteuse du comportement hyperfréquence des photodétecteurs MSM.

Les caractérisations ont été faites en collaboration au sein de l'IEMN avec les deux équipes de recherche : Optoélectronique et Epiphy.

La réponse transitoire a été étudiée expérimentalement en excitant le photo-interrupteur avec une source laser impulsionnelles à très faible durée d'impulsion (de l'ordre de 100 fs) (MAI TAI HP de Spectra-physique), à la longueur d'onde 780nm et un taux de répétition de 80MHz. Deux générateurs de signaux hyperfréquences ont été utilisés, le premier permettant de monter jusqu'à 3 GHz (Rhode and Schwartz SMA 100A) et le deuxième permettant de monter jusqu'à 20 GHz (Anritsu MG3692A). Le signal de sortie est visualisé par l'oscilloscope Tektronix DSA8200. Selon les caractéristiques de l'impulsion laser, on arrive à une dispersion de 2 ps. Le banc de mesure hyperfréquence est couplé à une fibre éclairant la ligne par-dessus avec une inclinaison de 90 degrés. Le cœur de la fibre fait une soixantaine de microns et la tache

optique éclairant le gap est d'environ  $100\ \mu\text{m}$ , la tache étant elliptique (voir Figure IV.11)

A noter que ces mesures ont été réalisées sur des MSM interdigités avec des distances interélectrodes égales à  $0.2$ ,  $0.3$ ,  $0.5$ ,  $1$  et  $2\ \mu\text{m}$ , pour différentes tensions de polarisation  $0\text{V}$ ,  $10\text{mV}$ ,  $50\text{mV}$ ,  $250\text{mV}$ ,  $1\text{V}$ ,  $2\text{V}$  et  $2.8\text{V}$ , et pour différentes puissances :  $500\ \mu\text{W}$ ,  $1\text{mW}$  et  $3\ \text{mW}$ .

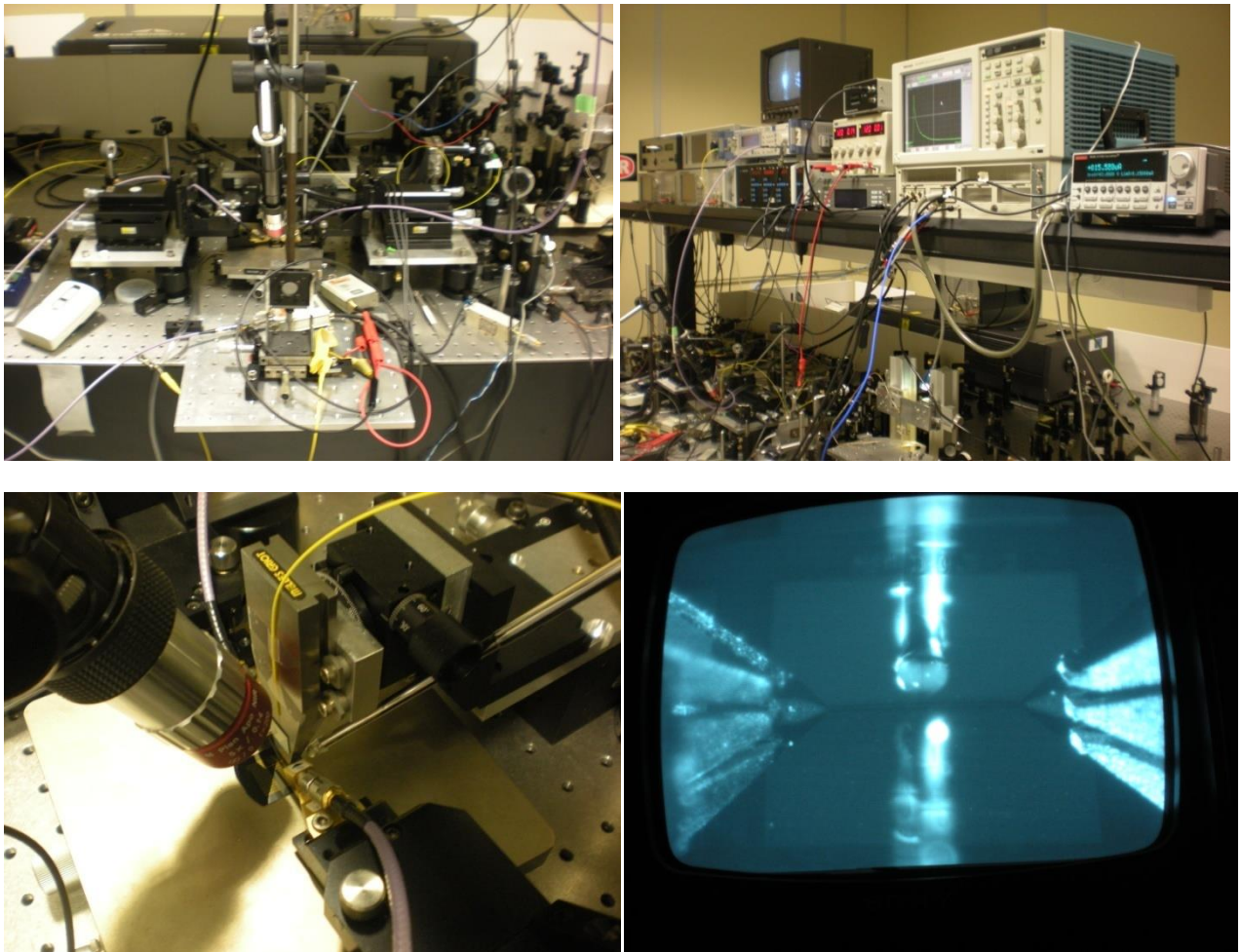


Fig. IV. 12. Présentation du banc de mesure sous éclairage par laser  $0.8\ \mu\text{m}$  couplé à la fibre optique et ajustement des pointes et de la fibre optique sous microscope optique relié à un ordinateur.



Les figures IV.13, IV.14 et IV.15 représentent les courbes expérimentales de la réponse des dispositifs sous un éclairage impulsionnel. Les signaux relevés présentent une montée rapide. Par contre la décroissance présente une descente rapide suivie d'une queue due aux pièges présents dans le matériau [8].

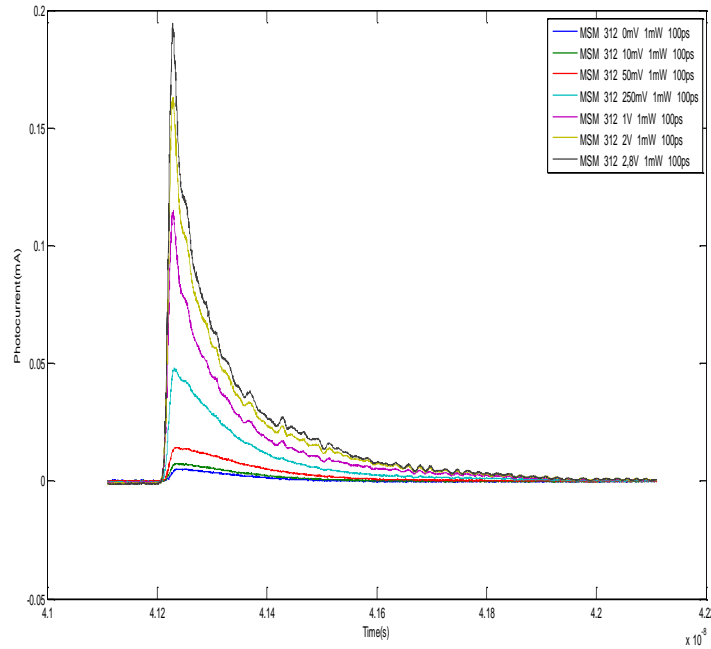


Fig. IV. 13. Réponse transitoire expérimentale du photo-interrupteur MSM en GaAs MSM312 à  $\lambda=780\mu\text{m}$  pour différentes tensions de polarisation ( $P_{\text{opt}}=1\text{mW}$ ,  $A=3 \times 3 \mu\text{m}^2$ ,  $D=W=1\mu\text{m}$ )

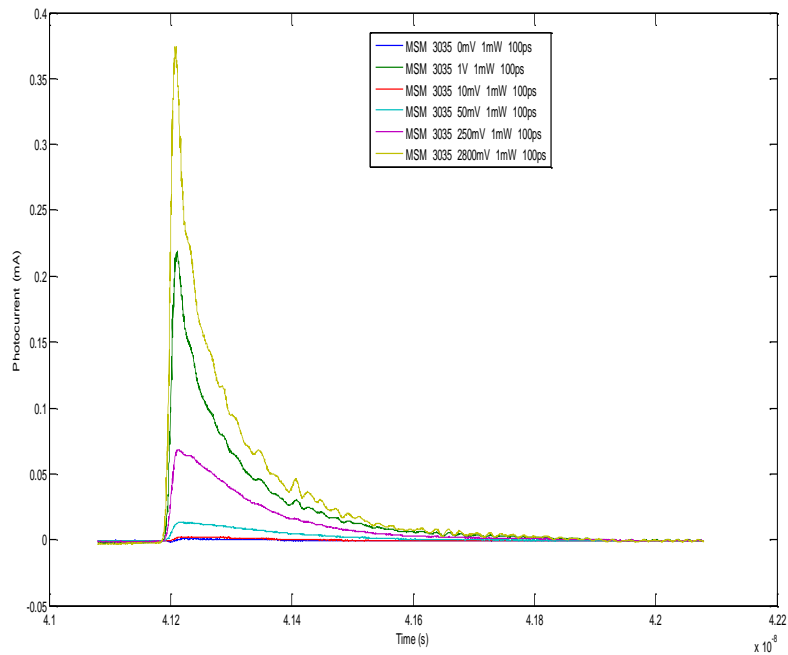


Fig. IV. 14 Réponse impulsionnelle expérimentale du photo-interrupteur MSM en GaAs MSM3035 à  $\lambda=780\mu\text{m}$  pour différentes tensions de polarisation ( $P_{\text{opt}}=1\text{mW}$ ,  $A=3\times 3\ \mu\text{m}^2$ ,  $D=W=0.3\ \mu\text{m}$ )

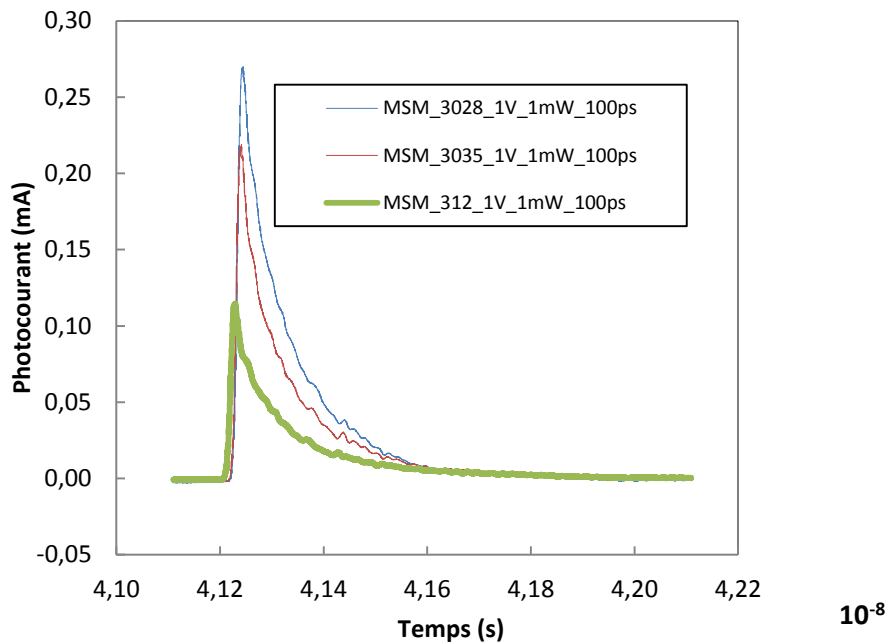


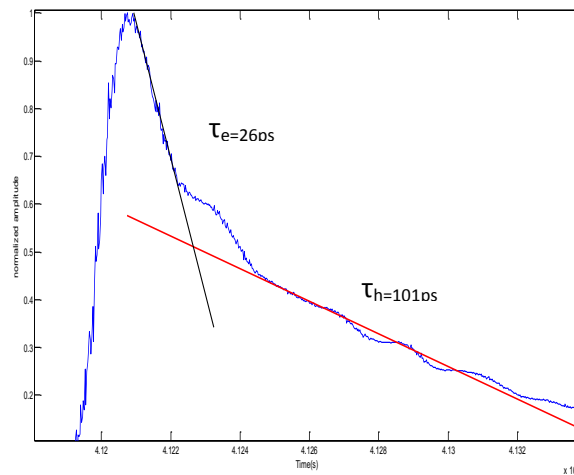
Fig. IV. 15 : Réponse impulsionnelle expérimentale des photo-interrupteurs MSM en GaAs à  $\lambda=780\mu\text{m}$  pour différentes distances interdoigt 0,2, 0,3 et  $1\ \mu\text{m}$  ( $P_{\text{opt}}=1\text{mW}$ ,  $A=3\times 3\ \mu\text{m}^2$ ,  $V=1\text{V}$ )

Les réponses sont similaires pour le même écart entre les électrodes et les tensions de polarisation. La rapidité de la réponse croît avec le potentiel appliqué. Une polarisation élevée instaure un champ électrique plus fort, alors les photo-porteurs atteignent très vite leur vitesse limite.

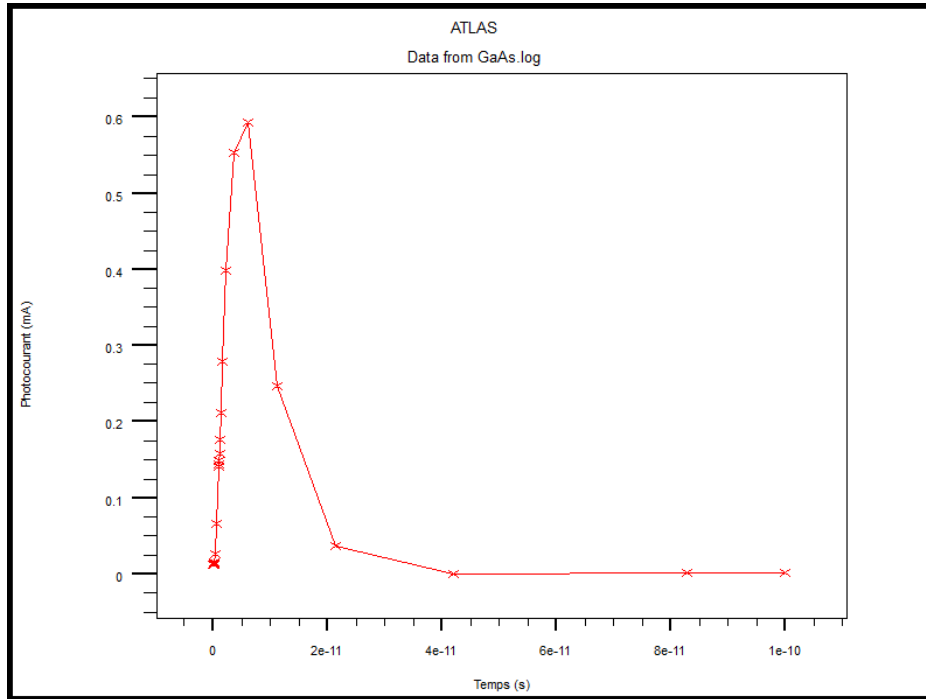
Les calculs de FWHM (full width at half maximum) pour le MSM3035 sont reportés dans la tableau IV. 5.

V[V]	Rise time[ps]	Fall time[ps]	FWHM[ps]
<b>2,8</b>	10	200	40
<b>1</b>	10	220	50
<b>0,25</b>	10	260	110
<b>0,05</b>	14	330	160

Tableau. IV. 5 : Calcule FWHM de photo-interrupteur MSM3035.



a)



b)

Fig. IV. 16 : a) La réponse temporelle expérimentale normalisée de MSM3035 à 2,8V, b) La simulation de la réponse transitoire du photodetecteur MSM  $D=0.3\mu\text{m}$  sous polarisation 2.8V illuminé avec une intensité de  $1\text{mW}/\text{cm}^2$ .

Nous allons comparer les résultats expérimentaux aux résultats de simulations, ils ne sont pas identiques, le fait que nous ayons négligé dans notre simulation les effets des pièges et les défauts. Par exemple, le modèle ne peut pas prendre en compte les phénomènes présents à basse fréquence, comme le gain interne des MSM. La réponse transitoire présente deux types de pentes, une très rapide et une très lente. La première pente est due à la collecte des électrons photogénérés qui ont une mobilité très grande, la deuxième pente est due à la faible mobilité des trous. On peut l'expliquer comme suit :

Lorsqu'une interface air/semi-conducteur est éclairée par une impulsion lumineuse, des paires électrons-trous sont créés. En pratique, la surface provoque une modification des états électroniques par [14]:

- Des phénomènes intrinsèques c'est à dire la rupture de la périodicité du réseau génère des liaisons pendantes. Il en résulte des états électroniques différents de ceux existants à l'intérieur du semiconducteur.

- Des phénomènes extrinsèques : quoique l'on fasse, des atomes étrangers vont venir à la surface et créer des niveaux d'énergie inexistant dans le volume cristallin.

Ces états d'énergie appelés états de surface (surface state, interface state) sont situés dans la bande interdite. Ils sont caractérisés par un *niveau de neutralité*  $E_0$  qui se trouve aux environs de  $E_g/3$  pour la plupart des semiconducteurs. Tous les états situés au-dessus de  $E_0$  sont occupés par un électron, tous les états en dessous sont vides la surface est électriquement neutre.

Cette zone surfacique de déplétion ou d'accumulation qui est le berceau d'un champ électrique statique  $E_{\text{surf}}$  perpendiculaire à l'interface est susceptible d'accélérer des porteurs libres [14, 15]. Par ailleurs, la photo-génération de porteurs dans une zone d'absorption généralement fine (inférieur ou égale à  $1 \mu\text{m}$  pour GaAs à  $800 \text{ nm}$ ) donne lieu à de fortes concentrations de porteurs ( $10^{15}$  à  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), voir figure IV.17, ce qui nous confirme notre simulation, qui favorisent les phénomènes de diffusion dans la direction normale à la surface. La présence de l'interface qui agit comme une surface réfléchissante pour les porteurs en mouvement, ainsi que des mobilités très différentes entre trous et électrons, engendre via la diffusion ambipolaire un déplacement des paires  $e^-/e^+$  et donc un courant : c'est l'effet photo-Dember [15].

Le phénomène de NDR (résistance différentielle négative) est observé lorsque le courant traversant un composant diminue alors qu'on augmente la tension de polarisation. Cet effet accumule les porteurs sous la forme d'une impulsion et l'écrantage induit du champ électrique empêche la formation d'une seconde impulsion de courant tant que la première traverse le dispositif [15].

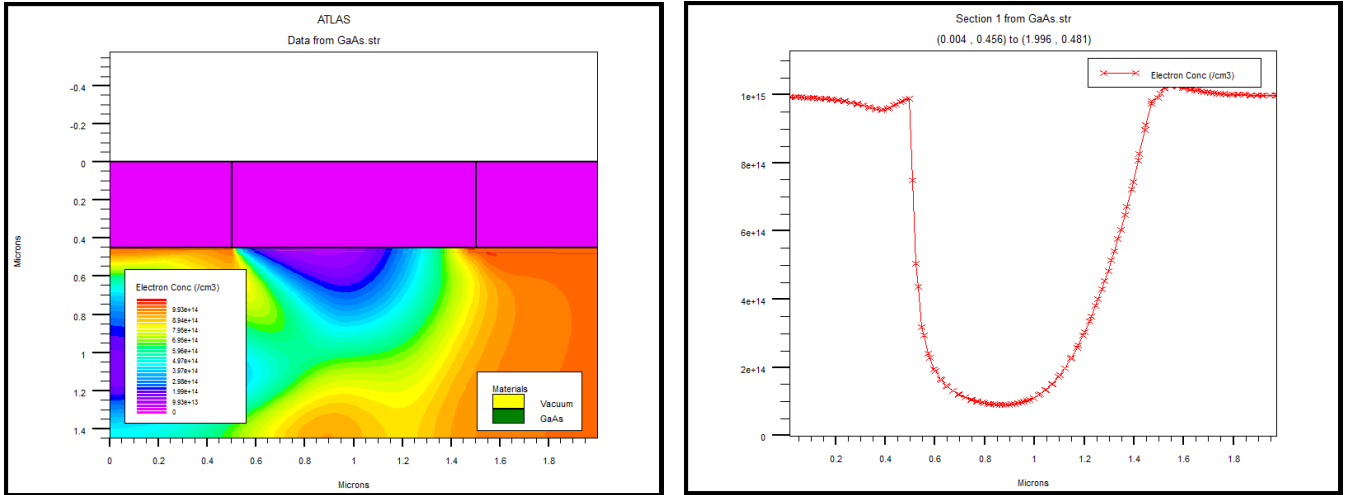


Fig. IV. 17 : Concentration des électrons dans une structure MSM de  $1\mu\text{m}$  sous polarisation 1V et intensité optique  $1\text{W}/\text{cm}^2$

De nombreux travaux expérimentaux ont montré que le signal croît linéairement avec la fluence optique incidente, ce qui est en accord avec notre modèle présenté précédemment mais sature à forte fluence optique incidente (Fig. IV. 18).

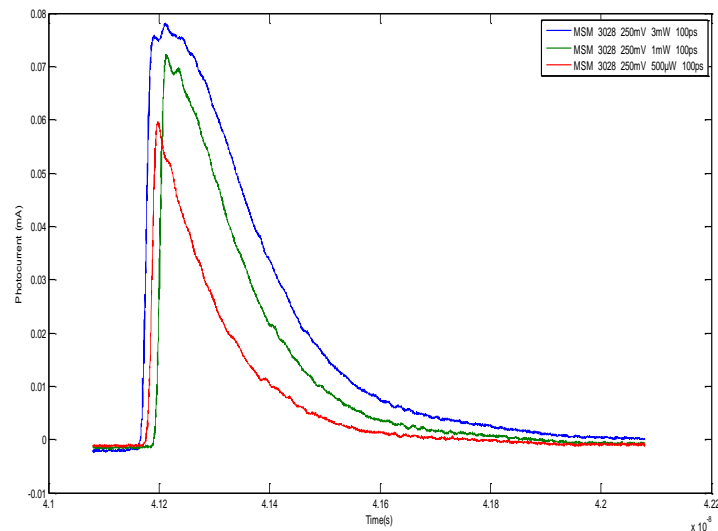


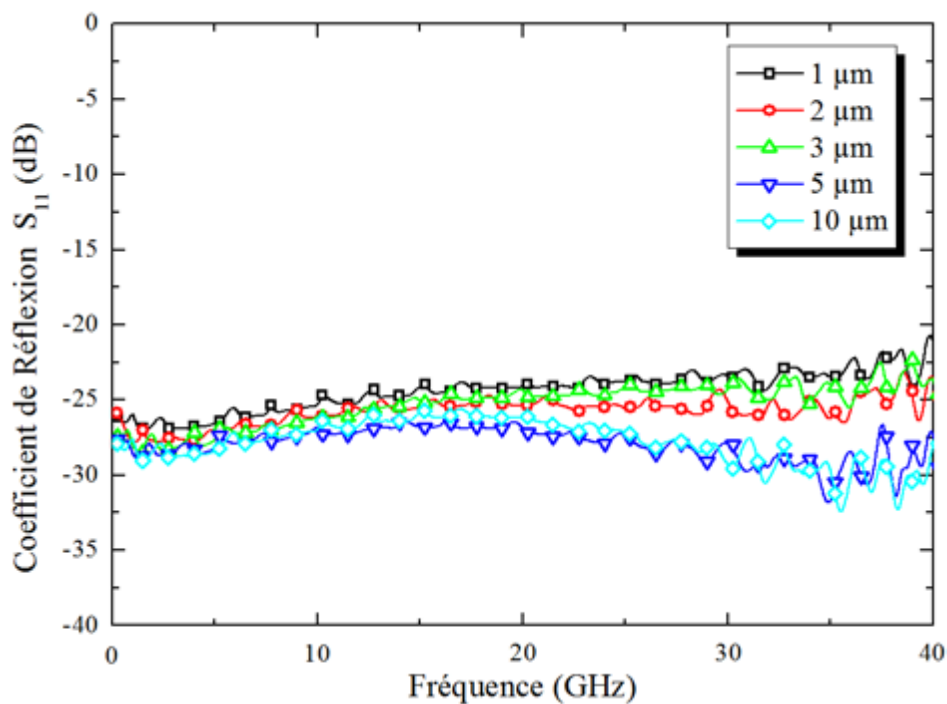
Fig. IV. 18. La réponse temporelle de MSM3028 à 2,8V pour différentes puissances optiques  $500\mu\text{W}$ ,  $1\text{mW}$  et  $3\text{mW}$ .

Les modèles théoriques ont en mis évidence que la saturation du signal avec la fluence optique est due à des effets d'écrantage du champ statique appliqué au photo-interrupteur [15, 16].

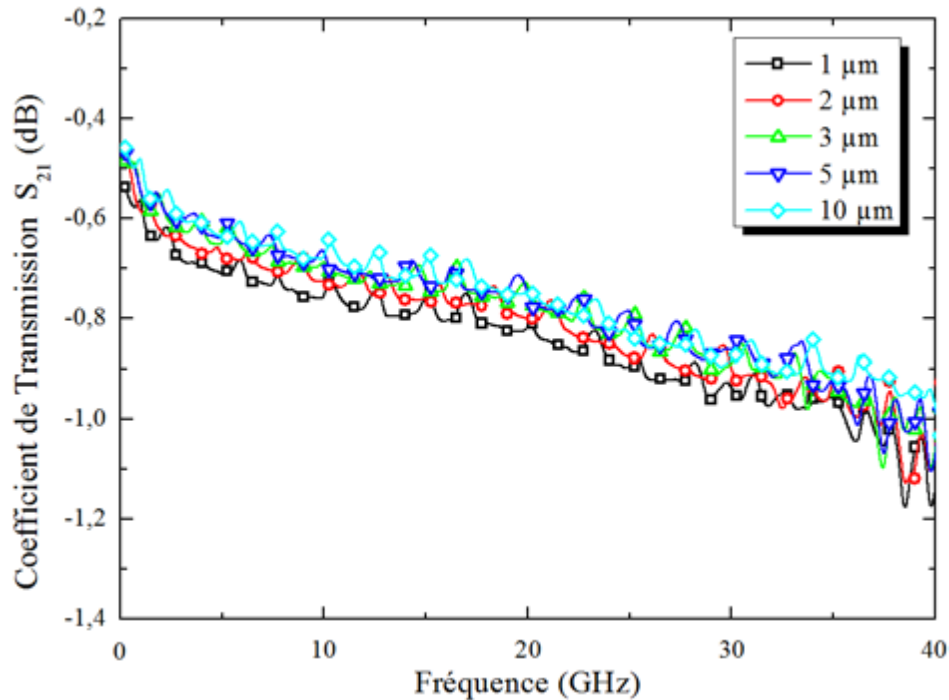
### III.3. Caractérisation des lignes coplanaires références

Cette caractérisation nous a permis de vérifier que la propagation du signal se fait correctement. Elle a été faite sous pointes hyperfréquences cascade avec l'analyseur de réseau vectoriel afin de déterminer les paramètres S des lignes coplanaires références, c'est-à-dire le conducteur central de ces composants n'introduit pas de photodétecteurs [13].

Les coefficients de réflexion ( $S_{11}$ ) et de transmission ( $S_{12}$ ) du signal hyperfréquence obtenus sont présentés sur la figure IV.10. Les mesures sont effectuées sur une plage de fréquence allant de 0 à 40 GHz et pour des largeurs des lignes caractérisées sont  $w = 1, 2, 3, 5$  et  $10 \mu\text{m}$ .



a)



b)

Fig.IV.19 : Evolution expérimentale des paramètres S de ligne coplanaire référence de différentes largeurs  $W$ . (a) Coefficient de réflexion ( $S_{11}$ ), (b) Coefficient de transmission ( $S_{12}$ ) [13].

On remarque que :

- La transmission se fait correctement lorsque les lignes ne possèdent pas d'interruption.
- L'isolation hyperfréquence à 20 GHz est sensiblement indépendante de la largeur des lignes coplanaire.
- Le signal est transmis avec des pertes d'insertion d'environ -0,75 dB quelle que soit la valeur des paramètres  $W$  [13].

#### III.4. Caractéristiques des lignes coplanaire en introduisant des MSM interdigités

Dans cette partie nous allons résumer les résultats obtenus par [13] sur des lignes coplanaire introduisant des photodétecteurs MSM interdigités. Les tableaux suivants présentent les rapports On-Off de lignes coplanaire introduisant des MSM interdigités :



- De zones actives  $S = 3 \times 3 \mu\text{m}^2$  de différentes distances interélectrodes égales à 0.2, 0.3, 0.5 et 1  $\mu\text{m}$ , et différentes surfaces.
- De distance interélectrode égale à 0.3  $\mu\text{m}$  et de différentes surfaces actives  $S = 1 \times 1, 2 \times 2, 3 \times 3, 5 \times 5$  et  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ .

Fréquence	Distances interélectrodes			
	0.2 $\mu\text{m}$	0.3 $\mu\text{m}$	0.5 $\mu\text{m}$	1 $\mu\text{m}$
<b>15GHz</b>	20,78dB	20,56dB	26,19dB	25,86dB
<b>20GHz</b>	20,24dB	20,43 dB	26,41 dB	25,98 dB
<b>25GHz</b>	19,32 dB	20,33 dB	27,23 dB	28,30 dB

Tableau IV. 6 : Rapport On-Off de lignes coplanaires introduisant des MSM de différentes distances interélectrodes ; ( $S = 3 \times 3 \mu\text{m}^2$ ) [13].

Fréquence	Surface des zones actives				
	1x1 $\mu\text{m}^2$	2x2 $\mu\text{m}^2$	3x3 $\mu\text{m}^2$	5x5 $\mu\text{m}^2$	10x10 $\mu\text{m}^2$
<b>15GHz</b>	23,60dB	23,55 dB	20,56 dB	18,20 dB	6,60 dB
<b>20GHz</b>	23,66 dB	23,89 dB	20,43 dB	17,29 dB	4,96 dB
<b>25GHz</b>	26,10 dB	25,19 dB	20,33 dB	16,02 dB	3,62 dB

Tableau IV. 7 : Rapport On-Off de lignes coplanaires introduisant des MSM de différentes surfaces actives et distance interélectrode égale à 0.3  $\mu\text{m}$  [13].

On remarque que pour les petites surfaces on a de meilleurs rapports On/Off et cela est dû à la meilleure isolation en obscurité, par contre les réflexions sont grandes à cause de la désadaptation d'impédance puisqu'on n'a pas utilisé de transition caractérisée par un resserrement des masses au niveau des photodétecteurs MSM pour conserver une impédance caractéristique de 50  $\Omega$  [13].

On constate que plus la distance interélectrode est grande plus on a une bonne isolation en obscurité, mais sous éclaircissement les pertes d'insertion sont moindre lorsque la distance interélectrode est petite. On peut éventuellement supposer que cet effet serait dû à la résistance de l'interruption entre électrode [13].

Un photointerrupteur MSM introduit dans la ligne coplaire peut être modélisé en première approximation comme une impédance localisée équivalente à une capacité en parallèle avec une résistance  $R_{eq}$  qui est très élevée supérieure au  $M\Omega$  en régime d'obscurité et se réduit à quelques  $k\Omega$  voir une centaine d'Ohm sous éclaircissement (modèle d'Auston 1975) [16], ce qui est conforme à notre simulation.

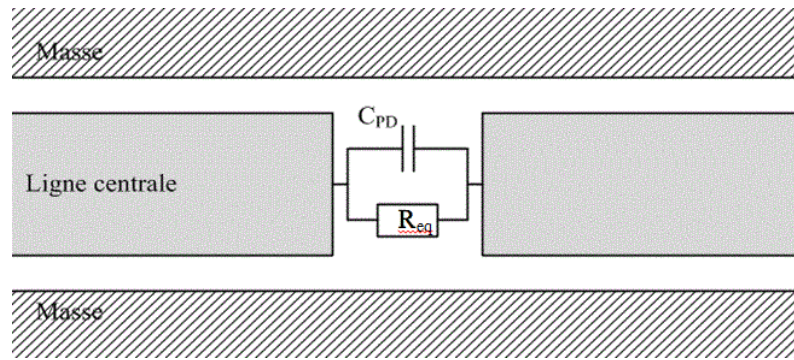


Fig.IV.20 : Modèle d'un photocommutateur présenté par Auston en 1975 [13, 16]

## Conclusion

En obscurité, le photointerrupteur se comporte essentiellement comme une capacité : l'isolation hyperfréquence est d'autant plus forte que la fréquence du signal est faible. Sous éclairage, le photointerrupteur se comporte comme une résistance : le niveau du signal ne dépend pas de sa fréquence. Le but étant d'augmenter l'isolation à l'état Off et de diminuer les pertes d'insertions à l'état On [16].

Le phénomène physique qui limite la réponse transitoire et donc le comportement hyperfréquence des MSM en GaAs a été mis en évidence. D'autres parts, des critères d'optimisation de ces photodétecteurs ont été mis en relief. Il convient de noter que la plus grande partie de l'accélération de la réponse transitoire s'effectue sur la queue de l'impulsion, indiquent un effet sensible sur la dynamique des trous.

**Bibliographie:**

- [1] A. D. Zebentout, GaAs metal-semiconductor-metal Schottky microwave optical switches, *Optics & Laser Technology Elsevier Journal* 47 (2013) 1-3.
- [2] S. Benzeghda, . A. D. Zebentout, D. Decoster, F. Hobar, Photo-Interrupteurs à base de structures Métal-Semiconducteur-Métal sur GaAs, Journée du Club IEMN Villeneuve d'Ascq, 14 Juin 2012.
- [3] A. D. Zebentout, 'Effect of dimensional parameters on the current of MSM photodetector, *Microelectronics Journal* 42(2011) 1006-1009.
- [4] Benzeghda, F. Hobar, D. Decoster, Jean-François Lampin, Microwave Optical Switches Metal-Semiconductor-Metal Schottky based on GaAs, International conference on renewable energies and power quality (icrepq 14).
- [5] S.M. SZE, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd Ed., John Wiley & Sons, New York, 1981.
- [6] Henry Mathieu, Hervé Fanet, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, Cours et exercices corrigés, 6 ème edition, Dunod, Paris, 2009
- [7] P. Bhattacharya, *Properties of lattice-matched and strained Indium Gallium Arsenide*. Datareviews series, No. 8, INSPEC publication, IEE.
- [8] I. Ashour, Cutoff frequency and responsivity limitation of AllnAs/GalnAs MSM PD using a two dimension bipolar physical model, *IEEE transaction on Electron Devices*, vol. 42, no. 2, app. 231-237, 1995.
- [9] Olivier Vendier, photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal inversés : application à l'interconnexion optique, thèse pour obtenir le grade Docteur, Toulouse, 2001.
- [10] D. DECOSTER, J. HARARI, *Détecteurs optoélectroniques*, Hermès Science Publications, Lavoisier, Paris, 2002.
- [11] Harzallah Gania, Etude et modélisation d'un MSM à ZnO, thèse pour obtenir le grade de docteur, Université de Constantine, 2012.
- [12] S. Brennan, Theoretical study of the response of InGaAs metal-semiconductor-metal photodetector, *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 31, no. 5, app.944-953,1995.
- [13] ZEBENTOUT Abdel Djawad Boumédiène, contribution à l'étude de photorécepteurs rapides. Cas du photodétecteur métal-semiconducteur-métal Sur matériau III-V, thèse pour obtenir le grade Docteur, université djillali liabes de sidi bel abbes, 2012.
- [14] F. Hobar, Etude et réalisation de structure photoresistances interdigitées pour la détection optique, PhD, Paris Sud (Orsay), (1984).

[15] Jean-Louis Coutaz, Optoélectronique térahertz, EDP Sciences, 2008.

[16] Detlef Kuhl, Frank Hieronymi, Influence of Space Charges on the Impulse Response of InGaAs Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors, Journal Of Lightwave. Technology, Vol. 10, No. 6, June 1992.

[16] Antoine PAGIES, Nanophotointerrupteur avec optique intégrée pour échantillonnage hyperfréquence, Thèse pour l'obtention du grade de Docteur, Université Lille1, 2011.

# *Conclusion générale*

## CONCLUSION GENERALE

Avec l'évolution des télécommunications optiques, de nombreux chercheurs se sont intéressés ces dernières années vers la conception de nouveaux composants opto-électroniques. Pour des applications micro-ondes, la photodiode Métal-Semiconducteur-Métal (MSM) tient une place à part. C'est une photodiode planaire, dont la technologie est simple, elle est facile à intégrer, mais elle n'a pas, jusqu'à présent, séduit les grandes firmes qui travaillent dans le domaine des télécommunications. C'est pourquoi dans ce travail, nous avons étudié plus particulièrement ce type de composants.

Nous avons donc modélisé et caractérisé des structures Métal-Semiconducteur-Métal sur GaAs. Elles sont constituées de deux contacts Schottky interdigités de surface active  $3 \times 3 \mu\text{m}^2$  et de distances interélectrodes égales à 0.2, 0.3, 0.5 et 1  $\mu\text{m}$ . Les MSMs sont éclairés verticalement par la surface. Ils ont été fabriqués par lithographie électronique et par dépôt de Ti/Pt/Au sur une épitaxie de GaAs Non Intentionnellement Dopée (N.I.D) dont la croissance est effectuée par jets moléculaires sur substrat Semi-Isolant. La photodiode MSM est insérée dans un conducteur central d'une ligne hyperfréquence coplanaire à l'aide d'une transition adiabatique.

La modélisation bidimensionnelle des MSMs est effectuée à l'aide du logiciel TCAD-SILVACO. Les paramètres introduits dans la modélisation sont : la mobilité et durée de vie des électrons et des trous, leur vitesse de saturation, le dopage, l'épaisseur de la couche active, la permittivité du matériau, la largeur de bande interdite, la densité effective d'état des électrons et des trous à 300°K, l'affinité électronique du métal, le coefficient d'absorption et l'indice optique à 800nm.... D'une manière générale, l'ensemble des paramètres physiques de différents matériaux utilisés sont introduits dans le modèle.

Nous avons calculé et caractérisé les photodétecteurs MSM en régime d'obscurité pour différents distance inter-électrodes et largeur du doigt. Nous avons également calculé

et mesuré la réponse impulsionnelle du photocourant pour différentes puissances lumineuses à la longueur d'onde de 800 nm. La comparaison de nos valeurs calculées avec nos résultats expérimentaux démontrent l'aptitude de notre modèle à prévoir le comportement de cette structure sous éclairage. Dans les deux cas, on a obtenu des réponses transitoires similaires suite à l'éclairage par une impulsion lumineuse la réaction est identique. Elle atteint un maximum après un temps de montée rapide en raison de la vitesse des électrons, ce qui permet de récolter ces porteurs rapidement, par contre la décroissance présente une descente rapide suivie d'une queue due aux pièges présents dans le matériau et à la faible vitesse de déplacement des trous.

Dans une photodiode MSM, l'absorption d'un flux optique intense dans une région active de faibles dimensions peut, par des effets de charge d'espace dus aux porteurs photocréés, modifier le champ électrique régissant l'entraînement des porteurs et engendrer ainsi une réponse électrique non-linéaire. L'effet d'accumulation des porteurs et l'écrantage du champ électrique empêche de récolter les charges mobiles.

Ces résultats laissent envisager la possibilité d'utiliser ce composant en photo-interrupteur avec des temps de réponse déterminés essentiellement par le temps de transit des photoporteurs, donc par la géométrie du composant. Il serait aussi intéressant de réaliser ces composants sur du GaInAs/AlInAs absorbant à 1.55  $\mu\text{m}$  aux longueurs d'onde des télécommunications, sachant qu'un matériau photosensible à 1.55  $\mu\text{m}$  et ayant des propriétés équivalentes à celle du GaAs BT n'existe pas.

## Résumé

Etant données les caractéristiques  $I(V)$  symétriques du photodétecteur MSM, nous nous sommes demandés dans quelle mesure ce dispositif peut être utilisé comme photo-interrupteur au même titre que les photoconducteurs sur GaAs basse température employés généralement à cet usage.

Nous avons modélisé et caractérisé des structures Métal-Semiconduteur-Métal. Ils ont été fabriqués par lithographie électronique et par dépôt de Ti/Pt/Au sur une épitaxie de GaAs Non Intentionnellement Dopée (N.I.D) dont la croissance est effectuée par jets moléculaires sur substrat Semi-Isolant. Ce MSM est inséré dans le conducteur central d'une ligne hyperfréquence coplanaire à l'aide d'une transition adiabatique.

La modélisation des MSMs est effectuée à l'aide du logiciel TCAD-SILVACO. Nous avons calculé les caractéristiques  $I(V)$  en régime d'obscurité et les réponses temporels sous éclaircissement pour différentes puissances lumineuses à la longueur d'onde de 800 nm et pour différentes distances interélectrodes et largeurs des doigts. Nous avons également calculé la réponse impulsionnelle du photocourant. La comparaison de nos valeurs calculées avec nos résultats expérimentaux démontrent l'aptitude de notre modèle à prévoir le comportement de cette structure sous éclaircissement. L'effet de charge d'espace dus aux porteurs photocrées, modifie le champ électrique régissant l'entraînement des porteurs.



## Abstract

As symmetrical data characteristics  $I(V)$  of the Metal-Semiconductor-Metal (MSM) photodetector, we wondered how this device can be used as a photoswitch as well as the low temperature on GaAs photoconductive generally used for this purpose. The impulse response of interdigitated metal-semiconductor-metal photoswitch fabricated on GaAs non-intentional doped (NID) absorbing layer is investigated. The impulse response of GaAs MSM photoswitch for different bias voltage and optical power and gap between fingers, for  $\lambda=780\text{nm}$  was studied experimentally. The pulse shape of the impulse response is similar, it achieves maximum after fast rise time due to fast electron drift velocity, followed by fairly fast decay corresponding to the fast escape of electrons and holes to the interdigitated contacts, small Schottky contact spacing permitting rapid carrier extraction after photoexcitation, however, it followed by long tail. High electric field reaches a threshold level, the mobility of electrons decrease as the electric field is increased, due to the screening of internal field; thereby producing negative resistance (NDR). The trapping effect is another feasible way to reduce the carrier transit time. It is advantageous to use thin active layers to reduce the transient response.

## ملخص

نظرا للخصائص المتناظرة لمكشاف الضوئي ناقل نصف ناقل المصنوع من زرنيخ القاليوم تساءلنا كيف أن الجهاز يمكن أن تستخدم صورة تحول فضلا عن القاليوم ذو درجات حرارة منخفضة و لقد قمنا بتوصيف هذا الجهاز و محاكاته باستخدام برنامج سيلفاكوا في الظلام و تحت الضوء لاستخراج الاستجابات الزمنية تحت شعاع إضاءة ذو طول موجي 800 نانو متر .

يتم إدخال هذا المكون في الموصل المركزي من خط متحد المستوى. يتم محاكاة هذا المكون مع تغير أبعاده الهندسية و الاستطاع الضوئية. تظهر النتائج التجريبية قدرة للتنبؤ بسلوك الهيكل بعد الإضاءة.

شحنات السطح و حركية الشحنات الموجبة لها تأثير سلبي على الاستجابة الزمنية لهذا المكون .