

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne démocratique et populaire

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

جامعة سعد دحلب البليدة
Université SAAD DAHLAB de BLIDA

كلية التكنولوجيا
Faculté de Technologie

قسم الإلكترونيك
Département d'Électronique



Mémoire de Projet de Fin d'Études

présenté par

LARBI Abdelmalek

&

GHANAI Abou Oumama

pour l'obtention du diplôme de Master en Électronique spécialité Microélectronique
Microsystèmes Conception des Circuit

Thème

**Etude et simulation de l'influence des dioxydes de titane et de
Silicium TiO_2/SiO_2 sur le comportement électrique d'un
photocapteur à double jonction enterré (BDJ) pour
l'élaboration des conditions de fonctionnement optimales**

Proposé par : Dr NACEUR.D & Dr BOUGHERIRA.H

Année Universitaire 2013-2014

Table des matières

Introduction générale.....	1
-----------------------------------	----------

Chapitre 1

LUMIERE ET CAPTEURS OPTIQUES

1.1 Théories et propriétés fondamentales de la lumière.....	5
--	----------

1.1.1 Photométrie et radiométrie.....	5
--	----------

a) La radiométrie.....	6
------------------------	---

b) La photométrie.....	6
------------------------	---

1.1.2 Le spectre lumineux.....	7
---------------------------------------	----------

I.2. Généralités et principe technologique des capteurs

optiques.....	8
----------------------	----------

I.2.1 Généralités.....	8
-------------------------------	----------

I.2.2Principe technologique.....	9
---	----------

I.2.3Principaux semi-conducteurs utilisés en optoélectronique.	10
---	-----------

I.3 Généralités sur les capteurs optiques.....	11
---	-----------

I.3.1 La photodétection.....	11
-------------------------------------	-----------

I.3.2 Les détecteurs optiques intégrés sur silicium.....	13
---	-----------

I.3.3 Caractéristiques métrologiques d'intérêt.....	13
--	-----------

a Courant d'obscurité.....	13
----------------------------	----

b Sensibilité spectrale.....	14
------------------------------	----

c La détectivité.....	14
-----------------------	----

I.4 Principaux capteurs optique.....	15
I.4.1 Photodiode PIN.....	15
I.4.2 Photodiode à avalanche.....	16
I.4.3 Phototransistor.....	16
I.4.4 Le photo-condensateur ou photo MOS.....	16
I.4.5 Les Photodétecteurs à jonction PN	17
a) La photodiode.....	17
b) Les photodiodes à jonctions enterrées.....	19
I.4.6 Capteur CCD et CMOS.....	22
<i>a)Généralités.....</i>	<i>22</i>
<i>b) Avantages des capteurs CMOS.....</i>	<i>23</i>
<i>c) Le capteur CMOS BDJ.....</i>	<i>25</i>
1.5 Le dioxyde oxyde de titane (TiO₂).....	26
1.5.1 Les propriétés du dioxyde de titane.....	27
a) Propriétés optiques	28
b) Biocompatibilité de TiO ₂	29
c) Résistance à la corrosion	29
Conclusion	30

Chapitre 2

Etude du photodétecteur à double jonction BDJ

Introduction.....	3
	1
2.1 Généralités.....	31
2.1.1 Semi-Conducteurs.....	31
2.1.2 Structure du Photodétecteur.....	33
2.1.3 Le facteur de remplissage.....	35
2.2 Principe de fonctionnement.....	36
2.2.1 Photocourant.....	38
a) Courant de conduction ou transit.....	38
b) Coefficient d'absorption du silicium.....	40
c) La reflectance.....	41
2.2.2 Courant de diffusion.....	42
2.3 Courant globale.....	44
Conclusion.....	46

Chapitre 3

Simulation et Optimisation Du Capteur BDJ

Introduction.....	47
3.1 Présentation de la structure.....	47
3.2 La couche antireflet.....	47
3.2.1 Propriétés optiques.....	48
3.3 L'épaisseur de la couche antireflet.....	48
3.4 La largeur des zones de charge d'espace.....	52
3.4.1 Polarisation de la jonction en inverse.....	53
3.5 Coefficient d'absorption dans le silicium.....	59
3.6 La Réflectance.....	60
3.7 Le taux de génération photonique.....	63
3.8 Calcul des photocourants de BDJ.....	64
3.9 Optimisation du photocourant.....	69
Conclusion.....	70
Conclusion générale.....	71

Liste des figures

Figure 1.1. Les échelles de fréquences et de longueurs d'ondes à radiométrie et photométrie.

Figure 1.2. Domaine du visible.

Figure 1.3. Le processus de prise d'image par Appareil Photographique Numérique.

Figure 1.4. Modèle fonctionnel du processus de mesure d'un signal de type lumineux.

Figure 1.5. Les principaux semi-conducteurs utilisés en optoélectronique.

Figure 1.6. Illustration du processus de photodétection dans une jonction PN polarisée en inverse.

Figure 1.7. Principe de fonctionnement typique d'un photoconducteur, constitué d'un semi-conducteur

Figure 1.8. Illustration du principe d'accumulation de charges d'un photo-condensateur.

Figure 1.9. Coupe transversale et symbole d'une photodiode verticale P⁺/N.

Figure 1.10. Illustration d'une matrice APS classique, où des filtres optiques RGB sont adjoints.

Figure 1.11. Coupe transversale d'un capteur à double jonction.

Figure 1.12. Illustration du capteur à triple jonction enterrée BTJ.

Figure 1.13. Capteurs CCD et CMOS.

Figure 2.1 structure cristalline d'un semi- conducteur

Figure 2.2. La largeur d'une bande interdite E_g

Figure 2.3. La production de l'énergie dans une jonction

Figure 2.4. Coupe transversale d'un photodétecteur à double jonction enterrée.

Figure 2.5. Illustration simplifié du capteur étudié

Figure 2.6. Réponse spectrale des jonctions J1 et J2 en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente.

Figure 2.7. Rapport des photocourants I_3/I_1 des jonctions J1 et J2 en fonction de la longueur d'onde.

Figure 2.8. Illustration du principe de photodétection dans la double jonction: a) Sous une lumière incidente de longueur d'onde inférieur à $\lambda < 500$ nm, b) cas d'une longueur d'onde $\lambda > 500$ nm.

Figure 4.1. Présentation des deux structures à étudiées.

Figure 4.2. La variation du photocourant en fonction des épaisseurs des couches SiO_2 .

Figure 4.3. La variation du photocourant en fonction des épaisseurs des couches TiO_2 .

Figure 4.4. La variation du facteur de réflexion en fonction des épaisseurs des couches SiO_2 et la longueur.

Figure 4.5. La variation du facteur de réflexion en fonction des épaisseurs des couches TiO_2 et la longueur.

Figure 4.6. La variation des valeurs de tension des diffusions en fonction de différents dopages sur les trois zones P^+ , N.

Figure 4.7. La variation des valeurs de tension des diffusions en fonction de différents dopages sur les trois zones N, P.

Figure 4.8. La variation des limites des zones d'espace de charge coté P^+ en fonction de la tension inverse.

Figure 4.9. La variation des limites des zones d'espace de charge coté N en fonction de la tension inverse.

Figure 4.10. La variation des limites des zones d'espace de charge coté N en fonction de la tension inverse.

Figure 4.11. La variation des limites des zones d'espace de charge coté Pen fonction de la tension inverse

Figure 4.12. La variation des largeurs des zones des espaces de charges en fonction des largeurs des zones dépeuplées du silicium coté P⁺ et N.

Figure 4.13. La variation des largeurs des zones des espaces de charges en fonction des largeurs des zones dépeuplées du silicium coté N et P.

Figure 4.14. Illustration de l'absorption d'un flux lumineux dans un semi-conducteur.

Figure 4.15. La variation de l'absorption en fonction de longueur d'onde

Figure 4.16. La variation de la réflexion de la couche Sio2 en fonction de longueur d'onde

Figure 4.17. La variation de la réflexion de la couche Tio2 en fonction de longueur d'onde

Figure 4.18. La variation de la réflexion de la couche Sio2 en fonction de la longueur d'onde et son épaisseur

Figure 4.19. La variation de la réflexion de la couche Tio2 en fonction de la longueur d'onde et son épaisseur.

Figure 4.20. La variation du taux de génération photonique de la couche Sio2 en fonction de la longueur d'onde et de la profondeur.

Figure 4.21. La variation du taux de génération photonique de la couche Tio2 en fonction de la longueur d'onde et de la profondeur.

Figure 4.22. La variation du photocourant I_1 avec la couche Sio2 en fonction de la longueur d'onde.

Liste des tableaux

Tableau 1.1. Longueur d'onde, énergie de photon «couleur de lumière».

Tableau 1.2. Comparaison entre les caractéristiques métrologiques des capteurs CCD et les capteurs CMOS.

Tableau 1.3. Récapitulatif des principaux avantages et inconvénients de CMOS et CCD.

Tableau 3.1 épaisseurs optimales des couches antireflets

Introduction générale

Un capteur d'images est un instrument de détection et/ou d'observation destiné à produire, par un balayage bidimensionnel de l'espace observé, un signal électrique correspondant, point par point, à une scène observée. Les dispositifs à capteurs d'images sont de plus en plus présents dans l'activité humaine sous de multiples facettes. Parmi les applications diversifiées, on peut citer le domaine grand public (caméscopes, photographies numérique, multimédia, photocopieurs, fax, scanners, lecteurs de codes-barres, jouets, etc.), le secteur automobile (capteurs anticollision, guidage, etc.), le domaine industriel (contrôle industriel, tri et contrôle de production, etc.) et également le domaine scientifique et militaire (imagerie médicale, guidage de missile, etc.).

A l'heure actuelle, deux grandes familles de capteurs numériques se distinguent : les capteurs CCD (Charge-Coupled Device) et les capteurs CMOS (Complementary Metal Oxyde Semi-conducteur). Ils utilisent tous les deux le même matériau (le silicium), le même principe physique (l'effet photoélectrique), emploient des équipements optiques et électroniques comparables. Ces deux dispositifs ont en commun la génération, la collection et la mesure des charges électriques. Leurs différences se situent principalement au niveau de leur procédé de fabrication, de

leur architecture et de leur manière d'acheminer le signal utile des différents pixels de l'imageur jusqu'en sortie, ce qui entraîne des caractéristiques propres à chacun.

La technologie CCD, avec ses 35 années d'expérience, bénéficie aujourd'hui d'une maturité inégalée qui lui permet d'accéder à des hautes performances et d'obtenir une qualité d'image du niveau des appareils photographiques classiques sur film. Cependant, la spécialisation du procédé de conception qui en découle contraint fortement la mise en œuvre de ces produits et limite le développement d'applications nouvelles à moindre coût.

Les capteurs CMOS intègrent au sein même de chaque photosite, en plus d'une partie photosensible, une électronique de lecture/amplification. Des fonctions avancées peuvent aussi être intégrées soit localement (obturateur électronique, CAN, RAM, etc.), soit ailleurs sur la puce (générateur de synchronisation vidéo, DSP, réseau de neurones, etc.). Ils possèdent de réels avantages architecturaux, qui, associés à des technologies en constante évolution (miniaturisation, diminution de la consommation, etc.) tendent à concurrencer les imageurs CCD de moyenne gamme et dans bon nombre d'applications nécessitant une faible consommation de puissance et/ou un faible coût.

Des architectures originales ou empruntées aux CCD sont généralement employées. La convenance de ces structures s'établit en fonction de l'application. Elle est évaluée principalement en termes de facteur de remplissage, de vitesse de lecture, de plage dynamique, de non uniformité de la réponse, de niveau de bruit (ou

du rapport signal sur bruit) et de la puissance électrique consommée. Sachant que la plupart de ces critères sont antinomiques, des compromis sont nécessaires. Pour des applications de type imagerie, le premier des critères à considérer est la plage dynamique optique du système [1].

Conscient de l'intérêt croissant pour les capteurs CMOS, des détecteurs optiques originaux, réalisés en technologie standard CMOS et BiCMOS, ont alors été développés. Le principe innovateur de ces détecteurs à jonction enterrée vient d'une particularité du silicium qui n'était jusqu'alors pas exploitée dans les capteurs d'images usuels. Ce matériau absorbe majoritairement chaque couleur (chaque longueur d'onde λ du visible) à une profondeur donnée. Contrairement aux traditionnels photodétecteurs du visible qui utilisent des filtres optiques, par exemple RGB (Red, Green, Blue), pour récupérer l'information couleur, ces détecteurs autorisent naturellement des applications multi spectrales [2].

L'objectif principal de notre travail est de développer un modèle comportemental qui permet de décrire le comportement du capteur BDJ en fonction de ses paramètres géométriques et électriques afin de l'exploiter comme un bloc de détection dans une chaîne d'acquisition.

Une étude comparative des résultats de simulation des réponses en photo-courants générés, au niveau des jonctions enterrées de la structure BDJ, en fonction du flux lumineux appliqué (longueur d'onde), a été établie avec les couches antireflet SiO₂/TiO₂

Notre mémoire s'articule autour de quatre chapitres qui sont présentés comme suit:

- *Le premier chapitre* expose un rappel sur les notions générales de la lumière et les différents types des capteurs optiques,

- *Le deuxième chapitre* présente la structure et le fonctionnement du capteur BDJ ; Cette structure à jonctions enterrées dans un semi-conducteur permet la détection de la couleur d'un flux lumineux monochromatique (identification de couleur).

- *Le troisième chapitre* est consacré à la simulation du capteur BDJ sous «Matlab» dont le but est l'optimisation de ce dernier pour un meilleur rendement, voir une meilleure exploitation de l'information. La simulation des équations des photocourants tout en dressant une étude comparative entre les deux couches antireflets TiO_2/SiO_2 afin d'analyser les performances de ce capteur.

Chapitre 1

LUMIERE ET CAPTEURS OPTIQUES

1.1 Théorie et propriétés fondamentales de la lumière

La lumière est la portion visible du rayonnement électromagnétique qui couvre un domaine extrêmement large. Ces ondes électromagnétiques se déplacent dans le vide à la vitesse lumière: $c=299792 \text{ km/s}$. Elles diffèrent les unes des autres selon leurs longueurs d'onde et l'énergie qu'elles transportent. On sait que la lumière peut être considérée soit comme un phénomène ondulatoire, soit constituée de particules élémentaires de masse nulle, les photons. Pour le premier cas, on emploie la longueur d'onde pour caractériser les différents rayonnements visibles; celui-ci s'étend de 380nm à 780nm. En dessous c'est l'ultraviolet, au-dessus c'est l'infrarouge. Pour le second cas, les travaux de Planck et Einstein ont conduit à admettre que l'énergie transportée par la lumière est quantifiée. Chaque photon porte une énergie $E=h.v$ (équation 1), et le comportement de la lumière a été décrit par Newton, puis par les équations de Maxwell, aujourd'hui par les lois de l'électrodynamique quantique[3].

L'équation d'énergie de photon [3] :

$$E = h.v \quad (1)$$

Avec :

h : Constante de Planck

v :Fréquence de l'onde des photons
incidents

$$\lambda = \frac{V}{v} \quad , \quad v = \frac{C}{n}$$

$$\text{Dans le vide : } \lambda = \frac{C}{v}$$

λ : Longueur d'onde

C : vitesse de la lumière = 299 792 Km/s

V : Vitesse

n : Indice de réfraction du milieu

Les deux caractères corpusculaire et ondulatoire sont mis en évidence dans la région visible du spectre électromagnétique.

Il existe trois théories qui permettent de décrire les phénomènes lumineux [5]:

- L'optique géométrique: le comportement de la lumière est modélisé par des rayons lumineux.

- L'électromagnétisme: la lumière est considérée comme une onde polychromatique, c'est-à-dire une superposition d'ondes monochromatiques de différentes longueurs d'onde.

- La mécanique quantique: La lumière est décrite comme composée de quanta d'énergie; des photons (particules élémentaires de lumière incidente sur la surface du pixel).

Pour expliquer les phénomènes à l'origine de la réponse à la lumière des composés optoélectroniques, on utilise la théorie de mécanique quantique, c'est-à-dire l'aspect corpusculaire de la lumière. Le but d'un capteur optique est de créer un signal électrique lié par une relation entre le nombre de ses charges et le nombre de photons.

1.1.1 Photométrie et radiométrie

Les techniques exploitées par les capteurs optiques sont [5]:

a La radiométrie

C'est l'étude des rayonnements et de leurs propriétés à partir de critères énergétiques. Ces critères sont issus des propriétés énergétiques des ondes électromagnétiques et ce, sur la **totalité du spectre** disponible lors de l'émission ou de la réception en termes de longueurs d'ondes.

b La photométrie

C'est l'étude des rayonnements et de leurs propriétés à partir de critères énergétiques restreint sur la seule étendue du **spectre visible** conventionnellement restreint à l'intervalle allant de 400nm à 800nm (Figure 1.1).

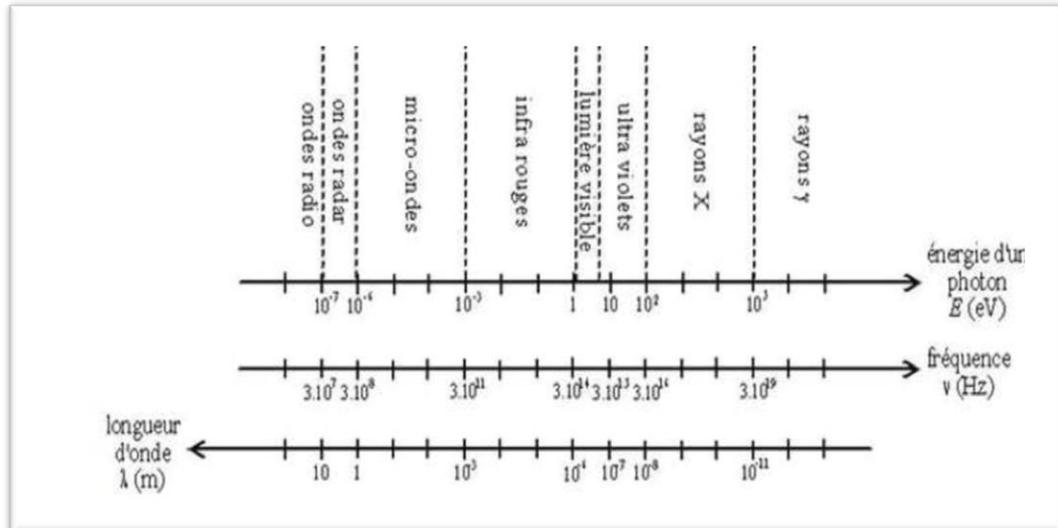


Figure 1.1. Les échelles de fréquences et de longueurs d'ondes à radiométrie et photométrie.

1.1.2 Le spectre lumineux

La lumière visible est la partie du spectre électromagnétique qui est visible pour l'œil humain. Il n'y a pas de limite exacte au spectre visible; l'œil humain adapté à la lumière possède généralement une sensibilité maximale à la lumière de longueur d'onde d'environ 550nm, ce qui correspond à une couleur jaune-verte (Figure1.2). Généralement, on considère que la réponse de l'œil couvre les longueurs d'ondes de 380 nm à 780 nm bien qu'une gamme de 400 nm à 700 nm soit plus commune (Tableau 1.1).

couleur	Longueur d'onde dans le vide (nm)	Fréquence (THz)	Énergie de photon (eV)
Infrarouge	> 780	< 405	< 1.6
rouge	~ 625-740	~ 480-405	~ 1.6 - 2.0
orange	~ 590-625	~ 510-480	~ 2.0 - 2.1
jaune	~ 565-590	~ 530-510	~ 2.1 - 2.2
vert	~ 520-565	~ 580-530	~ 2.2 - 2.4
bleu	~ 446-520	~ 690-580	~ 2.4 - 2.8
violet	~ 380-446	~ 790-690	~ 2.8 - 3.2
ultraviolet	< 380	> 790	> 3.3

Tableau 1.1. Longueur d'onde, énergie de photon «couleur de lumière».

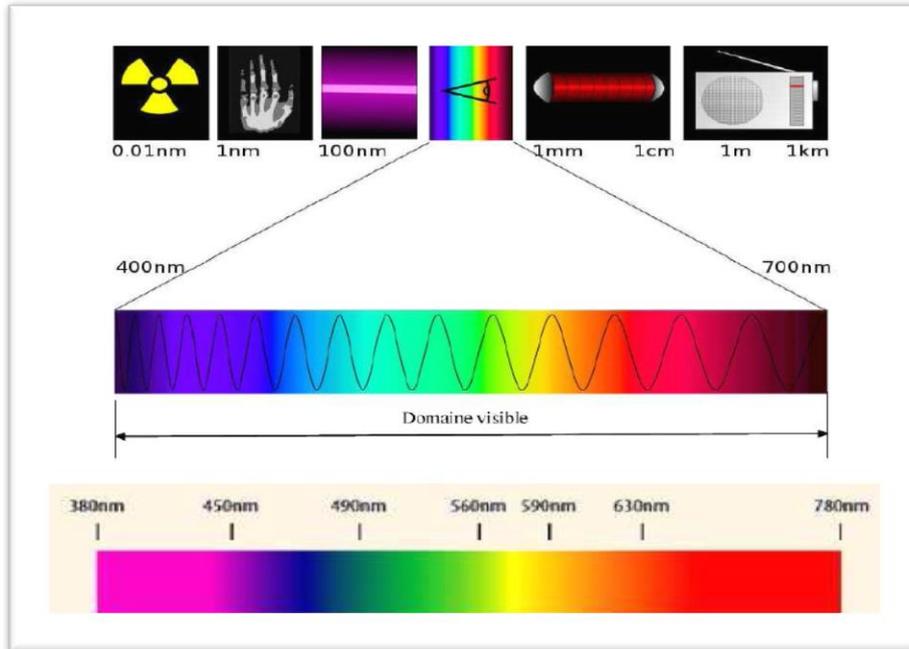


Figure 1.2. Domaine du visible.

1.2 Généralités et principe technologique des capteurs optiques

1.2.1 Généralités

Historiquement, on peut considérer que la pellicule argentique est l'ancêtre du capteur optique. En effet, elle permet de convertir le signal lumineux en fixant l'information transmise par les ondes lumineuses sur un support papier. Bien qu'actuellement «dépassée», cette technologie des appareils photographiques argentiques a permis de développer des méthodes techniques du traitement des signaux lumineux qui restent d'actualité avec les Appareils Photographiques Numériques (APN). Le processus de prise de vue (figure 1.3) d'un APN est fondamentalement le même que celui d'un appareil argentique.

La prise d'image se déroule en trois phases :

- La première phase consiste à filtrer le flux lumineux autour des longueurs d'ondes des couleurs élémentaires (Vert, Bleu, Rouge ou Jaune, Bleu, Rouge selon les cas).
- La seconde à capter le flux lumineux correspondant.

- La troisième et dernière étape est de coder cette information reçue en données numériques.

Ce principe fondamental est à la base de toute exploitation technique des capteurs optiques en tant que capteur d'image. Cependant, avec la miniaturisation des technologies, les techniques qui se sont développées bien que fidèle à ce principe se sont complexifiées et ce fait, la conception des capteurs optiques est devenu un domaine pluridisciplinaire où interviennent de nombreux domaines comme la Photométrie, la Physique des Semi-conducteurs, l'Optique Ondulatoire, la Mécanique Ondulatoire[5].

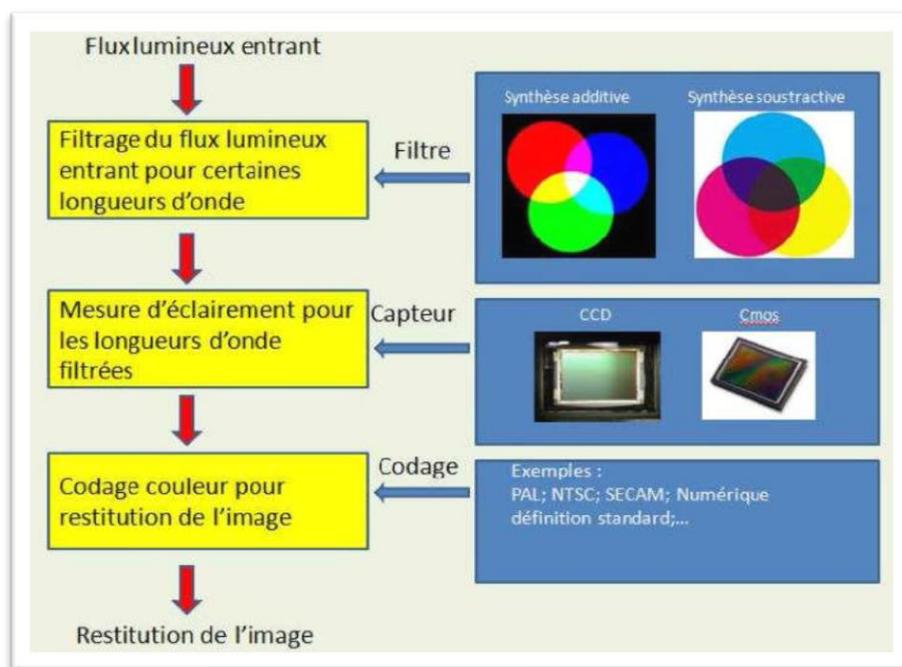


Figure 1.3. Le processus de prise d'image par Appareil Photographique Numérique.

1.2.2 Principe technologique

S'il faut retenir un principe sur le plan technique, c'est que le capteur traduit un signal lumineux en un signal électrique à partir des propriétés d'éléments chimiques spécifiques «semi-conducteurs photosensibles». Ces composés sont appelés transducteurs optoélectroniques. Suivant le type de capteur, les fonctions réalisées au niveau d'un pixel, c'est-à-dire au niveau d'une cellule élémentaire du capteur sont les suivantes (Figure 1.4):

- La conversion de la lumière incidente en une quantité de charges équivalente à l'intérieur du semi-conducteur.
- Le stockage des charges.
- Le transfert séquentiel des charges (qui correspond à l'information physique).
- L'amplification du signal électrique (charges) correspondant pour permettre la lecture et la transmission.

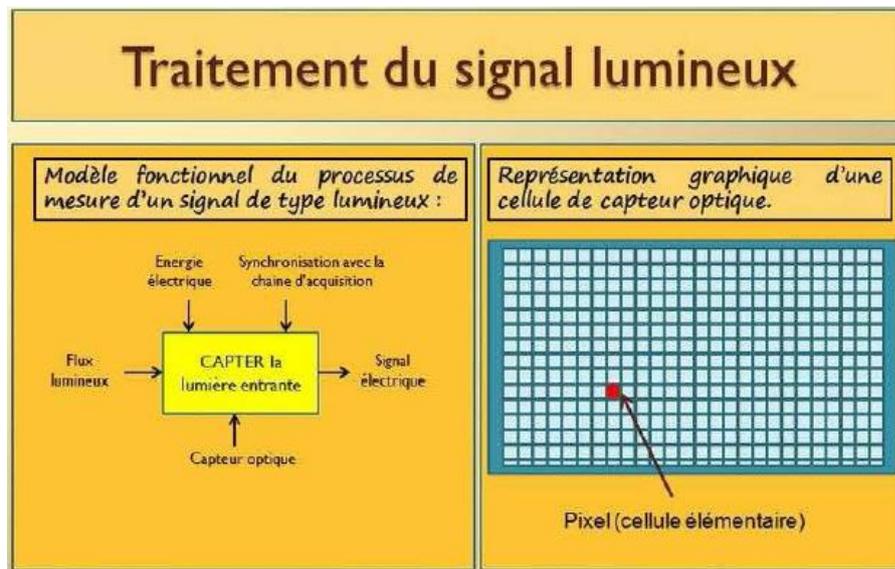


Figure 1.4. Modèle fonctionnel du processus de mesure d'un signal de type lumineux.

1.2.3 Principaux semi-conducteurs utilisés en optoélectronique

Les principaux semi-conducteurs utilisés en tant que transducteur optoélectronique sont données en Figure I.5. Parmi ceux-ci, on peut retenir les suivants :

- Le sulfure de cadmium (CdS) et le sélénure de cadmium (CdSe), pour une détection dans le spectre visible.
- Le sulfure de plomb (PbS), pour une détection allant de l'ultra-violet au proche infrarouge.
- Le silicium (Si) qui présente la meilleure sensibilité spectrale aux longueurs d'onde du proche infrarouge.

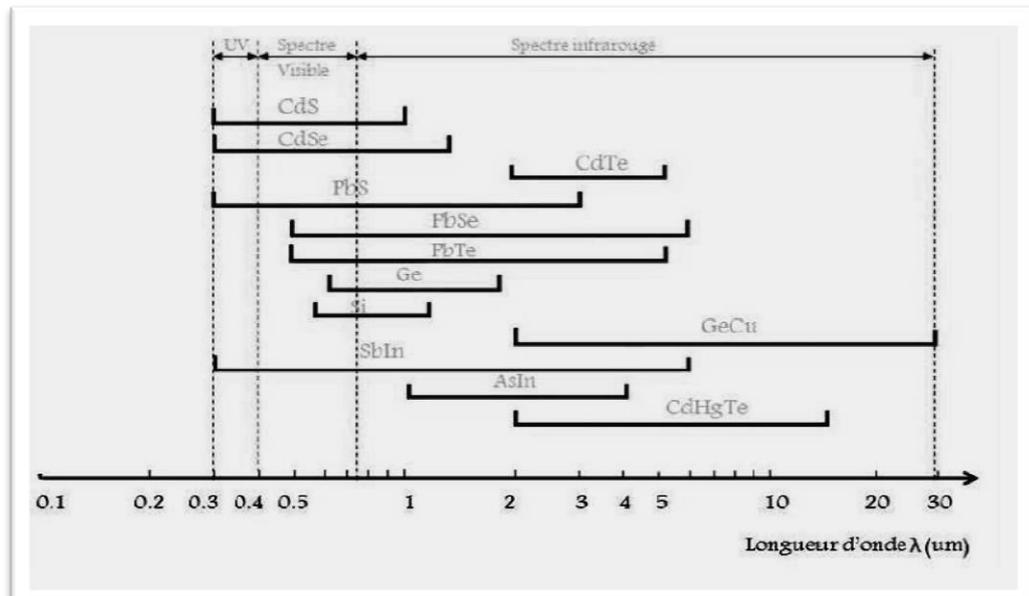


Figure 1.5. Les principaux semi-conducteurs utilisés en optoélectronique.

1.3 Généralités sur les capteurs optiques

Associant électronique et optique, la capture de l'image est un domaine qui suscite un vif intérêt tant au point de vue scientifique, militaire que pour le marché grand public. Tirée par les progrès constants de la microélectronique, la photodétection intégrée sur silicium connaît, depuis les années 70, une forte évolution qu'il nous est nécessaire de survoler.

1.3.1 La photodétection

Parmi les phénomènes physiques qui régissent l'interaction photons/ semi-conducteur, la photodétection (ou photoconduction ou photo transduction) se définit comme tout processus convertissant les variations d'un flux lumineux incident (photons) en signaux électriques (charges). Basée sur l'interaction des photons arrivant sur une structure sensible, la photo-détection est fondée sur l'effet photoélectrique, découvert par Hertz en 1887 et expliqué par Einstein en 1905[1].

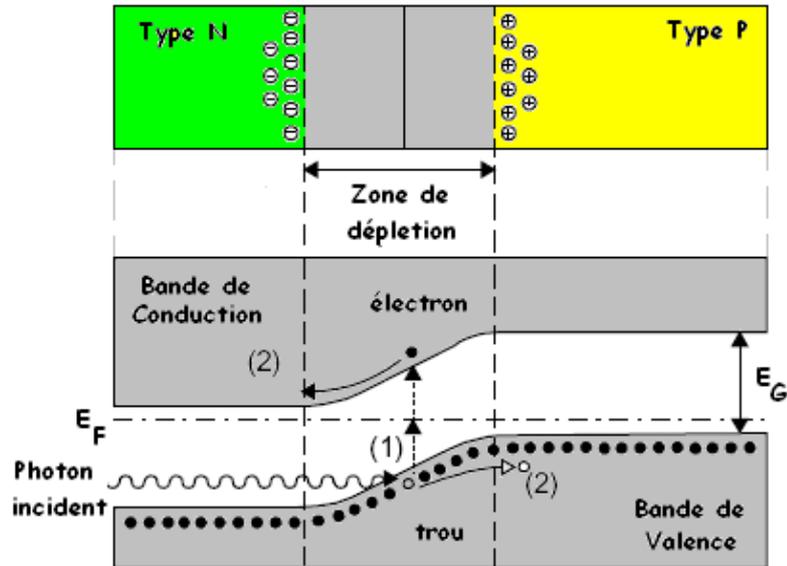


Figure 1.6. Illustration du processus de photodétection dans une jonction PN polarisée en inverse.

Le processus de photodétection est à la base de tous les micro-systèmes optiques. Lorsqu'un photon pénètre la surface d'un semi-conducteur, il existe une forte probabilité que son énergie soit absorbée par un électron. Si le niveau d'énergie de ce photon est supérieur ou égal à l'écart entre la bande de valence et la bande de conduction du matériau, nommé bande interdite E_g (gap), il y a alors modification des propriétés électriques du milieu. En effet, l'électron excité quitte la bande de valence pour la bande de conduction (comme illustré à la figure II.A.1). Il se crée alors une paire électron-trou. Pour ces porteurs (électrons dans la bande de conduction et trous dans la bande de valence), libres de circuler dans la structure, on parle de porteurs en excès. Ils conduisent à un accroissement de la conductivité électrique du matériau ou à un photocourant.

Dans le cas du silicium, l'énergie minimale nécessaire pour dégager les porteurs est de 1.12 eV à 300 K et de 1.17 eV à 0 K. La longueur d'onde maximale détectable λ_s est fixée par la valeur de la bande interdite du matériau. Soit, pour le silicium à température ambiante ($T = 300$ K) [2]:

$$\lambda_s = \frac{hc}{E_g(\text{eV})} \approx \frac{1.24}{E_g} \approx 1.1 \mu\text{m} \quad (2)$$

où : h la constante de Planck ($6.626 \cdot 10^{-34}$ J.s) ;

c la vitesse de la lumière dans le vide ($2.99 \cdot 10^8$ m.s⁻¹).

Ainsi, si la longueur d'onde λ d'une radiation monochromatique incidente est telle que, $\lambda > \lambda_s$, les photons de ce rayonnement traversent sans perte le corps (matériau transparent). Dans le cas contraire où $\lambda < \lambda_s$, les photons sont absorbés et conduisent au processus de photodétection. Dès lors, si on désire travailler dans l'infrarouge, il faut repousser la limite λ_s et donc employer des semi-conducteurs à bande interdite plus étroite tel que le germanium (Ge). Dans le cas inverse, l'arséniure de gallium, par exemple, présente un gap plus important.

1.3.2 Les détecteurs optiques intégrés sur silicium

Les photodétecteurs sont des composants susceptibles de convertir des signaux lumineux en grandeurs électriques. De nombreux dispositifs mettent à profit ce phénomène physique de photodétection. En optoélectronique intégrée sur silicium, les plus employés sont les photoconducteurs, les photo-condensateurs, les photodiodes et les photo-transistors. C'est en fonction de l'application que le choix du détecteur le plus approprié est fait.

1.3.3 Caractéristiques métrologiques d'intérêt

En plus des caractéristiques métrologiques générales du capteur, il en existe trois qui sont spécifiques aux capteurs optiques:

- Le courant d'obscurité.
- La sensibilité spectrale.
- La détectivité

a Courant d'obscurité

Le courant d'obscurité correspond au courant permanent délivré par le dispositif photosensible en l'absence de flux lumineux (obscurité) et lorsque le capteur est polarisé dans les conditions d'utilisation. Les sources peuvent être internes

(libération de porteurs de charge par excitation thermique) où externe (rayonnement thermique).

Le capteur doit être choisi de telle manière que le courant d'obscurité soit très inférieur au courant photoélectrique, correspondant au signal lumineux minimum que l'utilisateur veut mesurer.

b Sensibilité spectrale

La sensibilité spectrale correspond à la sensibilité du capteur lorsque le rayonnement reçu est monochromatique [6]:

$$S(\lambda) = \frac{\Delta I_p}{\Delta \phi(\lambda)} \quad (3)$$

Le courant dans le capteur est I: $I = I_0 + I_p$

Avec

I_0 : courant d'obscurité

I_p : courant photoélectrique

S : sensibilité du capteur (A/watt, A/lumen, A/lux)

c La détectivité

La détectivité permet de caractériser le capteur par rapport à son bruit de fond et de qualifier son aptitude à détecter des signaux faibles.

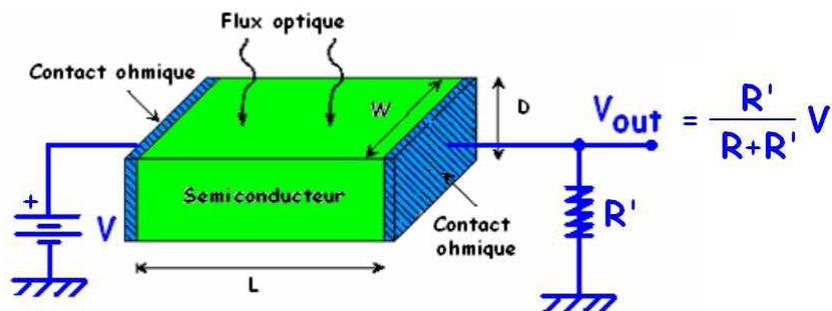


Figure 1.7. Principe de fonctionnement typique d'un photoconducteur, constitué d'un semi-conducteur

1.4 Principaux capteurs optiques

1.4.1 Photodiode PIN

Une photodiode PIN est une photodiode composée d'une superposition de 3 zones de semi-conducteurs:

- Une zone P de porteurs positifs (trous) majoritaires.
- Une zone I intrinsèque non chargées (trous et électrons en même nombre).
- Une zone N de porteurs négatifs (électrons) majoritaires.

Entre les zones P et N apparaît sous l'application d'un champ électrique une zone de transition, appelée aussi zone de charge d'espace, qui permet la création et la séparation des

paires électron-trou. Une photodiode peut être utilisée en mode photovoltaïque ou en mode photoconducteur.

Le photo-courant I traversant la photodiode vérifie la loi suivante [5]:

$$I = \frac{e}{h\nu} \cdot [1 - \exp(-\alpha \cdot W)] (1 - R_f) \cdot P \quad (4)$$

Avec

e : la charge électrique élémentaire.

h : la constante de Planck

ν : la fréquence de l'onde des photons incidents.

α : le coefficient d'absorption.

W : la largeur de la zone d'absorption.

R_f : le facteur de Réflexion de Fresnel du a l'interface air semi-conducteur.

P : la puissance optique.

I.4.2 Photodiode à avalanche

La photodiode à avalanche correspond à une diode polarisée en inverse avec une tension inférieure de quelques dixièmes de volt à sa tension de claquage. Les porteurs créés par effet de photoconduction possèdent alors une énergie suffisante pour ioniser par choc des atomes de la zone de transition et créer une nouvelle paire électron-trou. Le processus est répété et débouche sur une multiplication des porteurs de charges. On qualifie alors le phénomène d'avalanche.

La structure de la photodiode à avalanche est celle de la photodiode PIN mais utilisée dans la zone d'avalanche.

I.4.3 Phototransistor

Tous les transistors sont potentiellement des phototransistors. Pour éviter cet effet qui est généralement indésirable lorsque le transistor est utilisé en tant que composant électronique, il suffit de le recouvrir d'une paroi opaque. Dans le cas du phototransistor, la paroi est transparente. La base des transistors est le composant MOS (Metal Oxyde Semiconductor). Le MOS est constitué de 4 éléments : la source, le drain, la grille, le substrat.

La source et le drain sont constitués de semi-conducteurs très fortement dopés. La grille est constituée d'une couche isolante de très faible épaisseur surmontée d'une couche très conductrice. Le transistor MOS peut être assimilé à un interrupteur commandé en tension par sa grille, qui laisse passer un courant entre le drain et la source. Concrètement, ce courant est créé par les charges accumulées sous l'isolant de la grille[5].

Les grilles doivent être constituées de matériaux transparents comme par exemple du Silicium très fortement dope, le degré de transparence diminue dans le violet et l'ultraviolet pour des longueurs d'onde inférieures à 400nm.

I.4.4 Le photo-condensateur ou photoMOS

Constitué d'une plaque de conducteur transparent séparée d'un substrat semi-conducteur par une fine couche d'oxyde de silicium (figure1.7), le

photocondensateur correspond à une capacité MOS (Métal-Oxyde-Semiconductor) d'où son nom usuel de photoMOS. Parmi les applications, on le retrouve principalement dans les matrices CCD et certaines matrices APS. Le principe de ce type de capteur se base sur une capacité MOS dont la grille est polarisée à une tension V positive ou supérieure à une tension de seuil V_{th} qui crée une zone de déplétion profonde.

Similairement au transistor MOS à enrichissement, par le champ électrique induit, les trous sont refoulés dans le volume du substrat (ils partent alors à la masse) et les électrons sont alors attirés dans la région située sous la grille (interface Si/SiO₂). On parle de puit de potentiel[2].

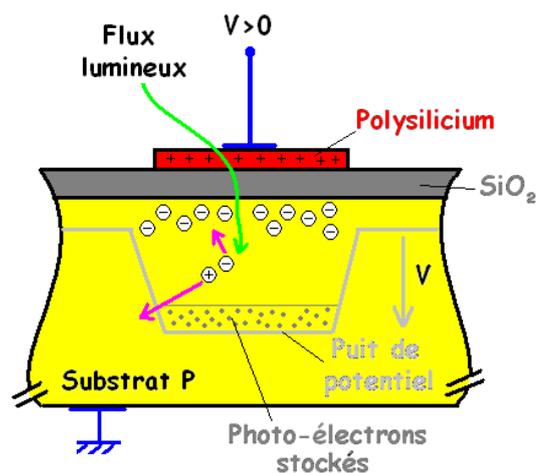


Figure 1.8. Illustration du principe d'accumulation de charges d'un photo-condensateur.

I.4.5 Les photodétecteurs à jonction PN

a La photodiode

Une photodiode est une simple jonction PN photoréceptive (homojonction ou hétérojonction). Quelle que soit la tension appliquée à ces bornes, elle se compose de trois zones principales comme le montre la figure 1.8 :

- _ deux zones quasi-neutres
- _ une zone de charge d'espace

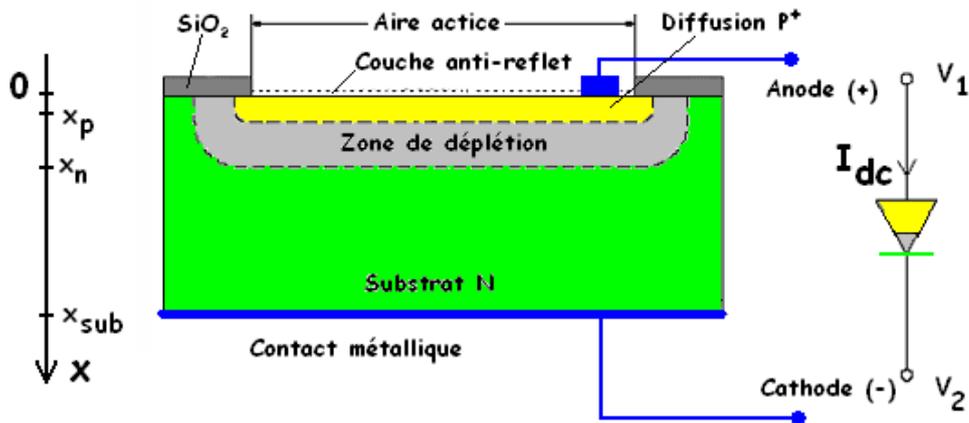


Figure 1.9. Coupe transversale et symbole d'une photodiode verticale P⁺/N.

Lorsque les photons pénètrent dans le semi-conducteur avec une énergie suffisante, ils peuvent créer là encore des photoporteurs. Chaque paire créée se traduit par la circulation dans le circuit extérieur d'un surplus de charges élémentaires. Mais, en raison de la forte quantité de porteurs majoritaires, seule l'augmentation du courant dû aux porteurs minoritaires est réellement observable. Dans la photodiode à jonction PN, les porteurs photo-générés à l'intérieur de la zone de déplétion située de part et d'autre de la jonction conduisent à un courant dit de transit (Drift). Dans les régions neutres, les porteurs minoritaires créés en excès se diffusent jusqu'à la limite de la zone de charge d'espace et s'ils atteignent cette limite (i.e., pas de recombinaison), ils contribuent au photocourant. Le courant photonique total sera la somme des deux courants de diffusion des zones N et P et d'un courant de transit. Ce courant photonique varie théoriquement linéairement avec la puissance incidente d'un flux monochromatique pour des surfaces sensibles relativement importantes. Cependant, pour des photodiodes réalisées en nanotechnologie, cette linéarité n'est plus totalement observée. En effet, outre des quantités d'impuretés (dopants) plus importantes, etc., certains effets (effets de bord et autres) deviennent non négligeables pour avoir la meilleure efficacité quantique, la majorité des photo-

porteurs devra être créée dans la zone de charge d'espace où le processus de recombinaison est négligeable. De plus, pour de grande largeur de cette région dépeuplée, la vitesse du processus de photodétection augmente et donc la fréquence de fonctionnement est aussi accrue. Avec des temps de réponse inférieurs à quelques dizaines de ns, les capteurs à photodiode couvrent un large spectre d'applications[2].

b Les photodiodes à jonctions enterrées

S'appuyant sur une propriété optique jusqu'alors inexploitée du silicium, les photodétecteurs à multi-jonction PN suscitent depuis presque une décennie l'intérêt du monde des capteurs couleurs et plus globalement de l'imagerie numérique. En effet, ce matériau absorbe majoritairement chaque couleur (chaque longueur d'onde λ) à une profondeur x bien établie.

Contrairement aux traditionnels photodétecteurs du visible qui utilisent des filtres optiques, pour récupérer l'information couleur (figure 1.9), ces détecteurs utilisent plusieurs jonctions à des profondeurs différentes. Comme l'illustrent les figures 1.10 et 1.11, ces capteurs multicouches présentent plusieurs niveaux superposés de photosites enterrés dans un substrat en silicium. Les différentes couches de photosites, constituées de jonctions PN en polarisation inverse (mode photoconducteur), sont positionnées verticalement de manière à enregistrer chacune une couleur différente. Connecté à une architecture de lecture, on récupère alors sur un même pixel plusieurs informations sur le flux lumineux incident avec des temps de réponse similaires à ceux des photodiodes classiques et une variation quasi-linéaire avec l'intensité d'un flux monochromatique arrivant sur la surface photo-sensible[4].

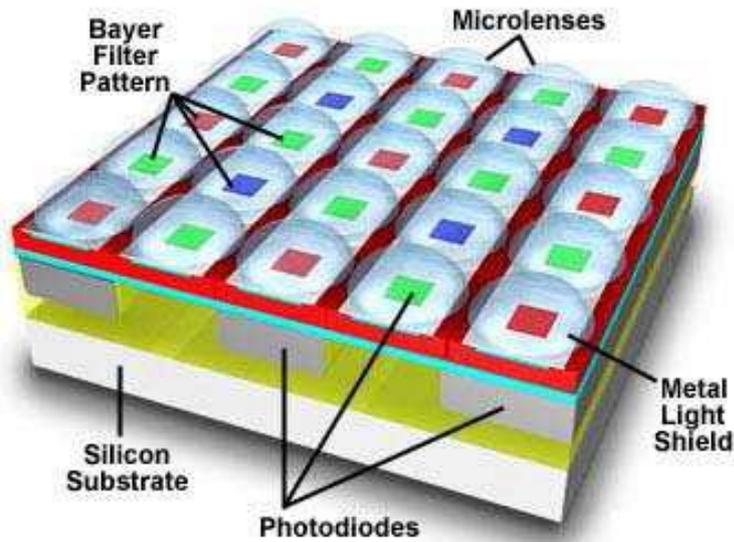


Figure 1.10. Illustration d'une matrice APS classique, où des filtres optiques RGB sont adjoints.

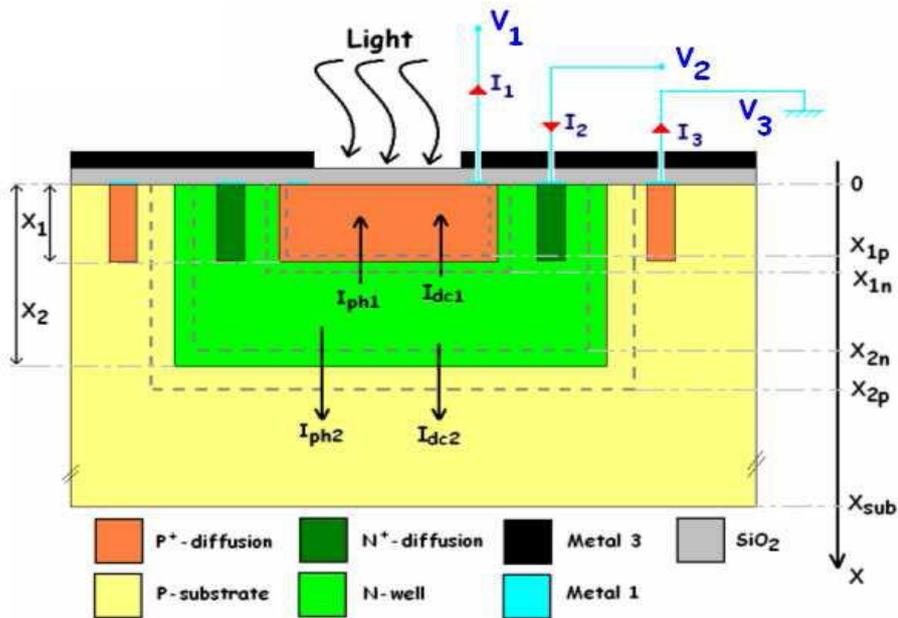


Figure 1.11. Coupe transversale d'un capteur à double jonction.

Avec les technologies CMOS et BiCMOS actuelles, l'implantation de deux à trois jonctions PN est possible.

Le premier détecteur (figure 1.11) est constitué d'une double jonction enterrée. Il permet de récupérer deux courants (ou tensions). Sa principale propriété est l'identification de la longueur d'onde d'un flux monochromatique (ou quasi-monochromatique) en plus de son intensité [2].

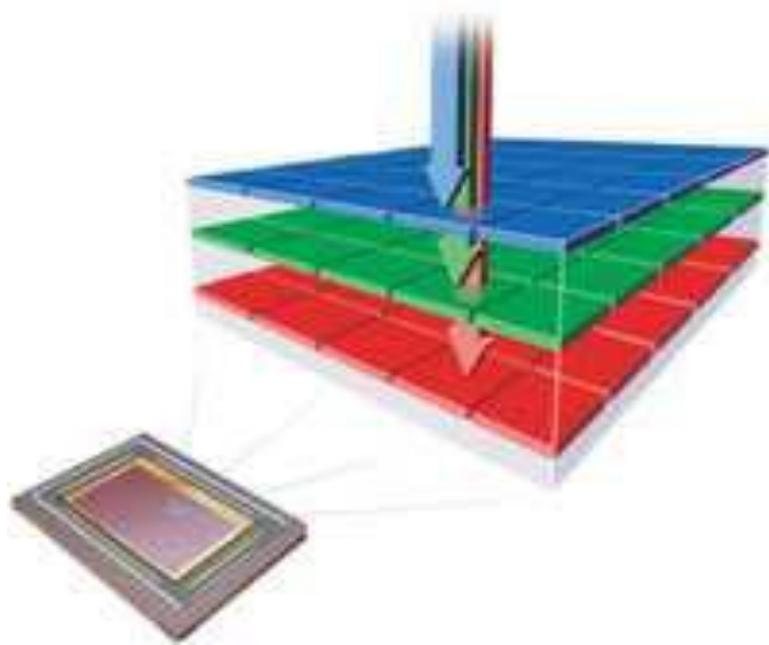


Figure 1.12. Illustration du capteur à triple jonction enterrée BTJ.

Le second détecteur est constitué d'une triple jonction enterrée (figure 1.12). Il est fabriqué en technologie BiCMOS. Il permet principalement de délivrer trois réponses spectrales différentes, permettant de déterminer les trois composantes trichromatiques de la lumière incidente.

I.4.6 Capteur CCD et CMOS

a Généralités

Depuis 1969, lorsque les premiers **CCD** (Charge Coupled Device) ont été inventés par Willard Boyle et George E. Smith (2009 Prix Nobel) dans AT & T Bell Labs, la technologie d'image numérique a aujourd'hui changé la vie humaine [6].

Dans l'histoire de la technologie d'image numérique moderne, CCD et CMOS (Complementary Metal Oxide Semi-conducteur) sont les deux moyens principaux; la plupart des appareils photo numériques utilisent actuellement soit un capteur d'image CCD ou un capteur CMOS; les deux types de capteurs accomplissent la même tâche de capter la lumière et la convertir en signaux électriques.

Au cours des deux dernières décennies, la technologie CMOS a été de plus en plus exploitée pour développer des capteurs optiques intégrés dans les domaines l'Ultra-violet (UV), visible et proche infrarouge (NIR).

Les capteurs CCD (Couple Charge Device) et CMOS (Complementary Metal Oxide Semi-conducteur) sont des capteurs d'images présents autant dans le domaine des caméras numériques que des appareils photo numériques (APN). Ils correspondent à une matrice de photodiodes miniatures qui permet de recomposer une image par pixellisation. La différence entre les capteurs CCD et CMOS réside dans l'agencement des photodiodes:

- Les capteurs CCD se composent d'une matrice de cellules photosensibles qui transfèrent la charge vers un **collecteur** qui transfère à son tour l'ensemble des charges vers le convertisseur
- Les capteurs CMOS se composent d'une matrice de cellules photosensibles qui conservent leur charge et la transfèrent **directement** au convertisseur analogique numérique. Comme on peut le constater sur la figure 1.12, les capteurs CCD et CMOS ne présentent pas de différence apparente à l'état de composants. Par contre au niveau de leur structure microscopique, la configuration est totalement différente comme le montre les microphotographies des composants. Alors que la surface de la cellule du capteur CCD est **totalemment** réceptive au flux photonique, celle du capteur

CMOS est en partie occupée par l'amplificateur et donc *partiellement* réceptive au flux photonique.

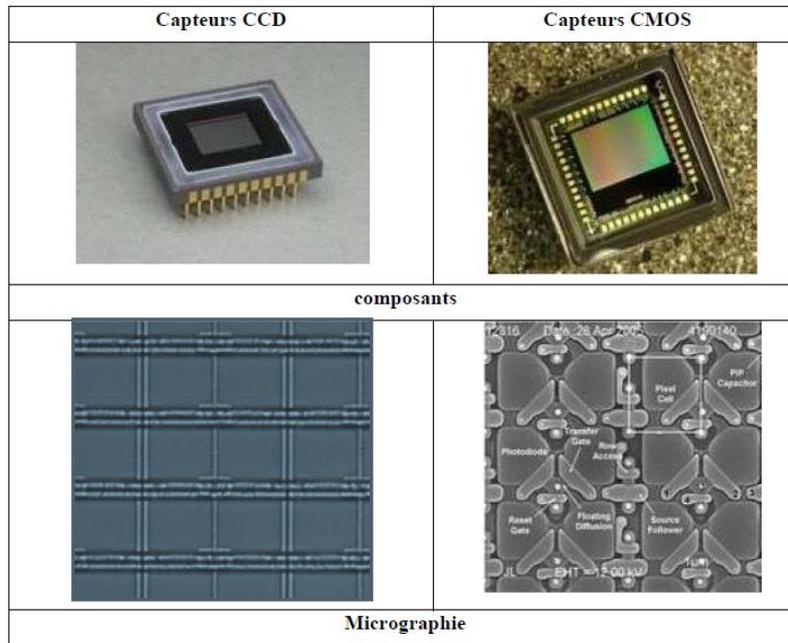


Figure 1.13. Capteurs CCD et CMOS.

b Avantages des capteurs CMOS

Le capteur d'image CMOS ne pouvait pas rivaliser dans le passé avec la technologie CCD, bien que les premiers capteurs d'image présentée dans les années 60 et début des années 70 utilisent des photodiodes MOS comme des éléments sensibles à la lumière; pendant les années 60 plusieurs œuvres ont été réalisées dans le champ du capteur d'image à semi-conducteurs, utilisant NMOS, PMOS et processus bipolaire. Cependant, ils n'ont pas été soutenus en raison de leur mauvais rendement et de la grande taille des pixels de par rapport aux capteurs CCD. Même si les capteurs d'image CMOS apparu en 1967, les CCD ont prévalu depuis leur invention en 1969[7].

Caractéristiques métrologiques	Capteurs CCD	Capteur CMOS
Résolution	Comparable	
Taille des pixels	Comparable	
Sensibilité	Elevée	Moyenne
Bruit	Faible	Elevée
Risques de saturation	Elevée	Faible
Rapidité	Grande	Très grande

Tableau 1.2. Comparaison entre les caractéristiques métrologiques des capteurs CCD et les capteurs CMOS.

		Critères	
		Principaux avantages	Principaux inconvénients
Capteurs	CMOS	<ul style="list-style-type: none"> - Possibilité d'adresser individuellement les pixels et de ne lire que certaines zones de la matrice - Compacité (électronique et capteur sur le même composant) - Faible consommation, autonomie - Coût (pour des applications courantes) 	<ul style="list-style-type: none"> - Bruit - Peu sensible à faible luminosité
	CCD	<ul style="list-style-type: none"> - Qualité d'images élevée - Bruit très faible - Haute sensibilité 	<ul style="list-style-type: none"> - Saturation du capteur aux fortes luminosités - Pas de possibilité de fenêtrage

Tableau 1.3. Récapitulatif des principaux avantages et inconvénients de CMOS et CCD.

Dans le début des années 1990, le CMOS est réapparu comme une alternative CCD à la merci de ses avantages:

- a) une faible puissance consommation.
- b) un Coût inférieure.
- c) des fonctionnalités sur puce et la compatibilité avec la technologie CMOS standard.
- d) la miniaturisation.
- e) l'accès aléatoire des données d'image.
- f) un mécanisme de lecture sélective.
- g) une imagerie à haute vitesse.

c Le capteur CMOS BDJ

Les capteurs d'image CMOS (CIS), qui ont émergés comme les autres dispositifs d'imagerie à semi-conducteurs à l'échéance les CCD, offrent des avantages tels que de faible puissance, faible coût et haute intégration de systèmes. Dans ce contexte, un détecteur a CMOS BDJ (Burried Double Junction) « double jonction enterré » été proposé; ce détecteur a une structure qui permet la détection de deux couleurs, le **bleu** « jonction peu profonde » et le **rouge** « jonction plus profonde »; et il a des caractéristiques intéressantes par rapport à la photodiode PN classique. La conception de la première PD **BDJ** (Photo Diode Buried Double Junction) a été présentée en 1996 par Guo-Neng LU [6]. La technique classique pour la détection de couleurs nécessite trois photo-détecteurs, et des dépôts des filtres optiques sur leur surface **rouge, vert** et **bleu** pour avoir une information sur la couleur d'un pixel de l'image. De cette façon, au moins trois détecteurs sont nécessaires pour obtenir des informations de couleur d'un pixel dans une image. Ceci conduit à une augmentation à la fois de la surface silicium et le prix du système de détection de couleur; en outre, le dépôt des teints des polymères nécessite des étapes supplémentaires de traitement non standard.

En général, les méthodes bien connues pour l'identification de couleur ou de mesure de longueur d'onde utilisent des **filtres** de couleur. En principe, trois photo-détecteurs sont couverts respectivement par les filtres **rouge, vert** et **bleu** qui

augmente à la fois **surface** de silicium et le **coût** de mise en œuvre en raison du dépôt de filtres optiques. Dans la structure à jonctions enterrées l'utilisation de filtres optiques déposés sur le détecteur **n'est plus** nécessaire pour déterminer la couleur, comme c'est le cas pour les dispositifs CCD.

À l'aide d'une structure double jonctions PN enterrées (BDJ), la dépendance des photocourants I_2 et I_3 de la longueur d'onde peut être mesurée, et la longueur d'onde de lumière incidente peut être identifiée du *ratio* I_3/I_2 [7].

Conclusion

Dans ce chapitre, une vue d'ensemble sur la lumière et les capteurs optiques a été présentée. Pour la nouvelle génération il y a deux grandes classes de capteurs, les capteurs CCD (Charge Coupled Device) et les capteurs CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconducteur); nous avons présenté une comparaison de leurs caractéristiques principales, les capteurs CMOS ont un faible coût de réalisation, faible consommation, intégration et miniaturisation (moins encombrant); dans ce mémoire on s'intéresse aux capteurs optiques CMOS de structure BDJ (Buried Double Junction)

Chapitre 2

Etude du photodétecteur à double jonction BDJ

INTRODUCTION

L'objectif de ce chapitre est de présenter le détecteur optique à double jonctions enterrés.

Le principe innovateur de cette famille de détecteurs vient d'une particularité du silicium qui n'était jusqu'alors pas exploitée dans les capteurs d'images usuels. En effet, ce matériau absorbe majoritairement chaque couleur (chaque longueur d'onde λ du visible) à une profondeur donnée. Ces détecteurs autorisent naturellement des applications multi spectrales.

Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord les Photodétecteurs à double jonctions enterrés puis nous définirons les différents Courants Photonique et d'obscurité tout en précisant à chaque fois la modélisation électrique du photodétecteur à double jonction et son optimisation.

2.1 Généralités

L'objectif de cette partie est de décrire la structure étudiée et son principe de fonctionnement. Le photodétecteur PD BDJ (Photo Detector Buried Double Junction), est un dispositif sensible à l'**intensité** des photons et à la **longueur** d'onde.

2.1.1 Semi-Conducteurs

Un semi-conducteur intrinsèque (Silicium, Germanium) est un solide cristallisé à liaisons de covalence, de structure ordonnée et périodique. Très faible à basse température, la conductivité augmente avec cette dernière. C'est une différence essentielle avec les métaux qui eux sont conducteurs dès le zéro absolu.

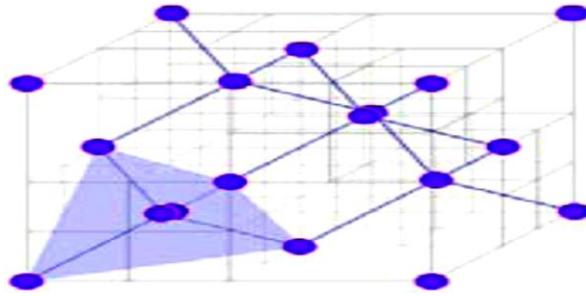


Figure 2.1. structure cristalline d'un semi- conducteur.

La structure cristalline d'un semi-conducteur implique que les niveaux d'énergie que peuvent occuper les électrons se répartissent en bandes. Une bande interdite de largeur E_g (énergie de gap) sépare ainsi deux bandes dites de conduction et de valence. La valeur de E_g dépend de la nature du matériau [1].

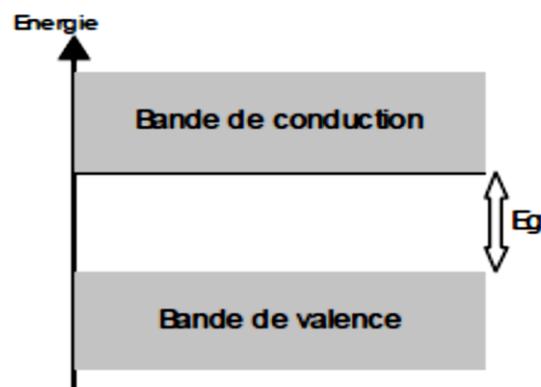


Figure 2.2. La largeur d'une bande interdite E_g .

Pour améliorer cette conductivité, des impuretés peuvent être introduites dans le réseau cristallin. Cette opération est appelée "dopage" et donne des semi-conducteurs dits extrinsèques. Un dopage de type N (impuretés donnatrices) augmente la densité de charges négatives alors qu'un dopage de type P (impuretés acceptrices) augmente la densité de charges positives.

Un photon permet à un électron de la bande de valence de passer dans la bande de conduction (laissant une place vacante appelée trou). Cette transition ne se produit que si l'énergie du photon est supérieure à l'énergie de gap, donc si sa longueur

d'onde est inférieure à une valeur de coupure (l'énergie d'un photon est inversement proportionnelle à sa longueur d'onde) [1].

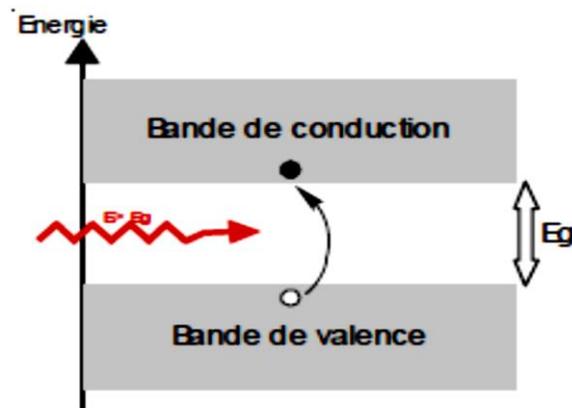


Figure 2.3. La production de l'énergie dans une jonction.

2.1.2 Structure du Photodétecteur

Le capteur CMOS ici présenté est un dispositif constitué de deux jonctions empilées verticalement, fonctionnant toutes les deux en mode photoconducteur. La structure étudiée est représentée à la figure 2.4. Elle est constituée de la superposition de trois couches différentes :

- Un substrat P ;
- Un caisson N ;
- Une diffusion P+.

Deux photodiodes PN (J_1 : diffusion P⁺ sur caisson N et J_2 : caisson N sur substrat P), connectées tête-bêche, sont ici formées à deux profondeurs distinctes. La première J_1 est surfacique, la seconde J_2 se situe en profondeur [8].

Comme le substrat est relié à la masse, deux courant I_1 et I_2 sont récupérés par l'intermédiaire de contacts ohmiques, placés sur la diffusion P⁺ et le caisson N. Ces contacts forment une couronne métallique. Servant à polariser uniformément chaque couche du dispositif et à diminuer la valeur des résistances séries, cette couronne présente l'inconvénient de réduire le facteur de remplissage. On

distinguera donc l'aire de chaque jonction J_1 et J_2 , respectivement $A_{i1}=X_{1n}-X_{1p}$ et $A_{i2}=X_{2p}-X_{2n}$ et la surface active A_i (surface exposée à la lumière).

Une couche de métal est aussi employée en surface en tant que masque optique afin de stopper toute pénétration de la radiation incidente en dehors de la surface active du capteur.

Le flux de photons incidents n'est alors supposé se propager que suivant un axe x
 $(\frac{d}{dx} \phi t \neq 0 \text{ et } \frac{d}{dy} \phi t = \frac{d}{dz} \phi t = 0$, où ϕt est le flux lumineux transmis au dispositif)[2].

Ce masque permet aussi de minimiser les effets de diaphonie, d'éblouissement entre des capteurs voisins et de réduire le calcul du photocourant à un problème à une dimension (effets de bord et courants photoniques latéraux négligés, en première approximation).

Si l'on observe les trois zones quasi-neutres (figure 2.4) séparées par deux zones de déplétion, situées autour des interfaces P/N, on note que la profondeur de ces différentes couches est fonction des paramètres technologiques propres à chaque fondeur. Par conséquent, il nous est impossible d'optimiser la distance pour une longueur d'onde. Mais, outre sa dépendance technologique (par les niveaux de dopage principalement), la largeur de chaque région est dépendante des tensions de polarisation appliquées. Pour une double jonction, on exprime la largeur des deux régions dépeuplées W_{ZCE1} et W_{ZCE2} sous la forme [8].

$$W_{ZCE1} = X_{n1} - X_{p1} = L_{n1} + L_{p1} \quad (2.1-a)$$

$$W_{ZCE2} = X_{n2} - X_{p2} = L_{n2} + L_{p2} \quad (2.1-b)$$

Où ; W_{n1} , W_{n2} largeurs des zones dépeuplées du côté où le silicium est dopé N [μm]

W_{p1} , W_{p2} largeurs des zones dépeuplées du côté où le silicium est dopé P [μm].

$$W_{n\theta} \approx W_{\theta} \frac{N_{a\theta}}{N_{a\theta} + N_d} \quad (2.2-a)$$

$$W_{p\theta} \approx W_{\theta} \frac{N_d}{N_{a\theta} + N_d} \quad (2.2-b)$$

$$W_{\theta} = \sqrt{2 \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{q} \left(\frac{1}{N_{a\theta}} + \frac{1}{N_d} \right) (v_{bi\theta} - v_{app\theta})} \quad (2.3)$$

Avec : $\theta = 1, 2$;

V_{app1} : polarisation inverse appliquée à la jonction surfacique [V] ;

V_{app2} : polarisation inverse appliquée à la jonction profonde [V] ;

N_{a1} : concentration en accepteurs dans la diffusion P⁺ [cm⁻³] ;

N_d : concentration en donneurs dans le caisson N [cm⁻³] ;

N_{a2} : concentration en accepteurs dans le substrat P [cm⁻³] ;

q : charge élémentaire [1.602 10⁻¹⁹ C] ;

$\epsilon_0 \epsilon_r$: permittivité du silicium [F.cm⁻¹] ;

V_{bi1}, V_{bi2} tension de diffusion de la jonction considérée, définie par :

$$V_{bi\theta} = KT \ln \left(\frac{N_d N_{a\theta}}{n_i^2} \right) \quad (2.4)$$

K : constante de Boltzmann [1.34 10⁻²³ J.K⁻¹] ;

T : Températures [K] ;

n_i : Concentration intrinsèque [cm⁻³].

2.1.3 Le facteur de remplissage

C'est le rapport entre la surface du pixel utilisée pour la détection de la lumière (la photodiode) et la taille du pixel. Ce facteur est de l'ordre de 30 à 70 %.

Il est défini comme le ratio de la puissance électrique maximal par le produit du courant de court-circuit et la tension en circuit ouvert de la jonction PN [10].

$$FR = \frac{P_{max}}{I_{sc} \cdot V}$$

2.2 Principe de fonctionnement

Afin d'être en mode photoconducteur, chaque jonction doit être polarisée en inverse. Ainsi, en considérant la figure 2.5, on a :

$$V_2 > V_1 > V_3 \approx 0 \quad (2.5)$$

Où : V_1 potentiel de la diffusion P+ [V] ;

V_2 potentiel du caisson N [V] ;

V_3 potentiel du substrat P [V] ;

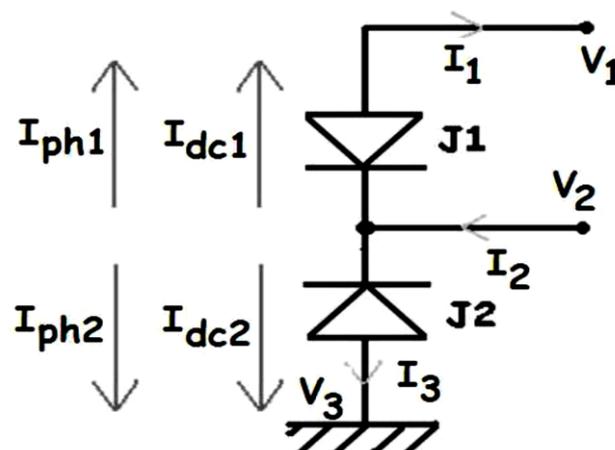


Figure 2.5. Illustration simplifié du capteur étudié.

Les deux jonctions se comportent comme deux photodiodes PN tête-bêche. Elles collectent séparément les porteurs photogénérés aux différentes profondeurs (fonctions du type de flux incident). Les deux courants traversant les jonctions sont alors tous les deux composés d'un courant photonique (I_{ph1} et I_{ph2}), dû au flux lumineux incident, auquel se superpose le courant d'obscurité (I_{dc1} et I_{dc2}), soient :

$$I_1 = I_{ph1} + I_{dc1} \quad (2.6-a)$$

$$I_2 = I_{ph1} + I_{dc1} + I_{ph2} + I_{dc2} = I_1 + I_3 \quad (2.6-b)$$

Où : I_{ph1} , I_{ph2} photocourant circulant dans chaque jonction [A] ;

I_{dc1} , I_{dc2} courant d'obscurité traversant chaque jonction [A].

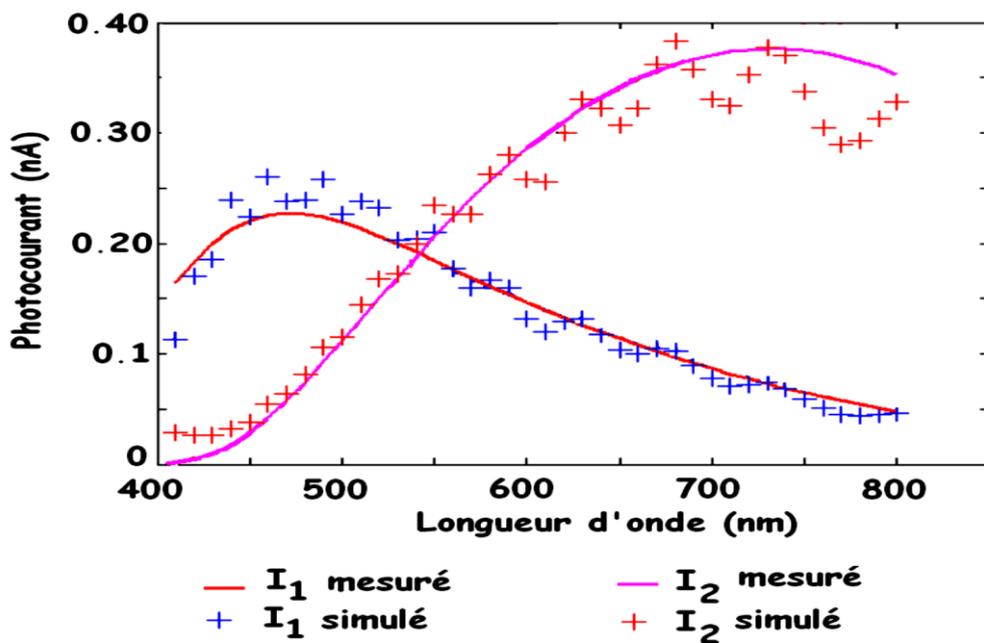


Figure 2.6. Réponse spectrale des jonctions J1 et J2 en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente[2].

Les courants photoniques sont fortement dépendants de la longueur d'onde λ de la radiation incidente, par le coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$. Comme on peut le voir à travers la figure 2.6.

Chaque réponse en courant se présente alors sous la forme d'un filtre passe-bande centré sur deux longueurs d'onde différentes du visible. Ainsi, les faibles longueurs d'onde, telle que le bleu, sont capturées près de la surface, tandis que les grandes

longueurs d'onde, comme le rouge, induisent un photocourant majoritairement en profondeur.

De plus, comme on peut le voir à travers la figure 2.7, pour des photocourants supérieurs aux courants d'obscurité, le rapport des courants I_2/I_1 se présente comme une fonction monotonicque croissante avec la longueur d'onde [8].

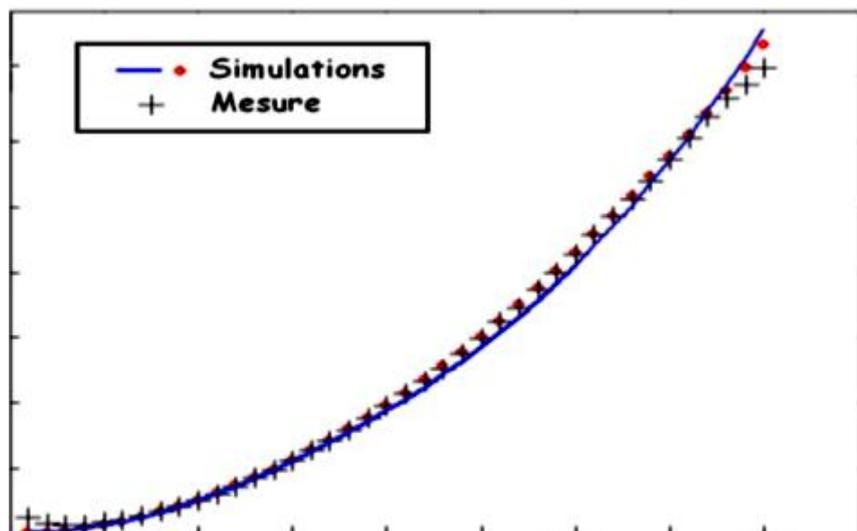


Figure 2.7. Rapport des photocourants I_3/I_1 des jonctions J1 et J2 en fonction de la longueur d'onde.

2.2.1 photocourant

Afin de mettre en équation les courants traversant la structure étudiée en régime établi. On sait, d'après la description précédente, que le photodétecteur est constitué de trois régions quasi-neutres et deux zones dépeuplées. Chacune de ces zones produit deux flux de particules. Ces courants n'ont pas la même origine, mais subissent des processus de transport quasi-similaires. L'un est un courant d'obscurité, l'autre est un photocourant [11].

a Courant de conduction ou de transit

Si l'on a un rayonnement monochromatique arrivant à la surface du détecteur une partie de celui-ci, notée Φ est transmise à la structure. Cette radiation se propage à l'intérieur du composant plus ou moins profondément suivant la longueur d'onde.

Quelques paires électron-trou sont alors statistiquement créées le long de son parcours mais la plupart des photoporteurs sont générés dans une région δX_θ centrée sur une profondeur X_θ , comme l'illustre la **Figure 2.8**. De ce fait, en fonction de la longueur d'onde du flux incident, les paires électron-trou sont créées dans l'une des cinq régions constituant la structure.

Dans les deux zones de charge d'espace, les champs électriques internes E_1 et E_2 , imposés par les polarisations inverses, séparent les porteurs photogénérés en empêchant leur recombinaison. Ils conduisent à un courant de transit I_{phTR1} pour la première jonction et I_{phTR2} pour la seconde définis par [2]:

$$I_{phTR\theta} = Aq \int_0^{W_{zCE\theta}} g(\lambda, x) \quad (2.7)$$

Avec : A est la surface active du capteur,

$W_{zCE\theta}$ La largeur de la zone de charge d'espace et

$g(\lambda, x)$ Le taux de génération des paires électrons trous.

$$g(\lambda, x) = \Phi_s(\lambda) \alpha(\lambda) e^{-\alpha(\lambda)x_d} \quad (2.8)$$

Où $\alpha(\lambda)$ est le coefficient d'absorption du silicium, $\Phi_s(\lambda)$ le flux de la lumière incidente à la surface de silicium. Donc

$$I_{phTR\theta} = Aq \int_0^{W_{zCE\theta}} \Phi_s(\lambda) \alpha(\lambda) e^{-\alpha(\lambda)x_d} \quad (2.9)$$

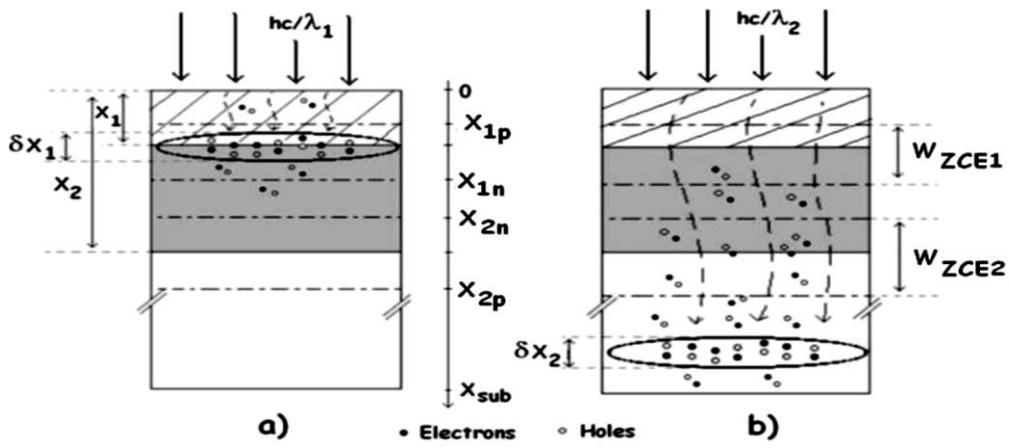


Figure 2.8. Illustration du principe de photodétection dans la double jonction:
a) Sous une lumière incidente de longueur d'onde inférieure à $\lambda < 500$ nm
b) cas d'une longueur d'onde $\lambda > 500$ nm.

Pour les deux jonctions on déduit les équations des courants de transits suivantes :

$$I_{phTR1} = qA_i\phi_t \exp[-\alpha(X_{n1} - X_{p1})] = qA_i\phi_t \exp[-\alpha W_{ZCE1}] \quad (2.10.a)$$

$$I_{phTR2} = qA_i\phi_t \exp[-\alpha(X_{n2} - X_{p2})] = qA_i\phi_t \exp[-\alpha W_{ZCE2}] \quad (2.10.b)$$

b Coefficient d'absorption du silicium

Le coefficient d'absorption est un paramètre clé, Il dépend fortement de la longueur d'onde et de la température. Il existe plusieurs modèles analytiques ou empiriques pour le coefficient d'absorption, parmi elles, le modèle de Geist qui semble offrir un meilleur accord avec les résultats expérimentaux à 298 K (25°C).

Selon ce modèle, le coefficient d'absorption, exprimée en cm^{-1} , peut être calculée comme suit :

$$\alpha = \frac{\sum_{i=1}^2 \sum_{j=-1}^1 \{c_{ji} [L(E - E_k + jdE_i)]^2\} + C_3 [2L(E - E_3)]^{N+dNE}}{E} \quad (2.11)$$

$$\text{Avec } j \neq 0 \text{ et } L(E) = \begin{cases} \frac{E}{1\text{ev}} & \text{for } E > 0 \\ 0 & \text{for } E \leq 0 \end{cases}$$

L'expression (2.11) comprend onze paramètres ajustés, sur la base de [10] :

$C_{-11} = 5030,02 \text{ cm}^{-1}$; $C_{11} = 483,916 \text{ cm}^{-1}$, $C_{-12} = 1634,30 \text{ cm}^{-1}$; $C_{21} = 79,4079 \text{ cm}^{-1}$;

$C_3 = 1046,08 \text{ cm}^{-1}$; $E_3 = 1,40985 \text{ eV}$; $n = 0,394122$; $dN = 1,23084 \text{ eV}^{-1}$.

$E_k = 1,09969 \text{ eV}$; $dE_1 = 0,0583148 \text{ eV}$; $dE_2 = 0,0220161 \text{ eV}$.

Cette équation est une approximation de l'analyse théorique de McLean [16]. La double somme dans l'équation (2.11) décrit la transition indirecte de la région parabolique près du maximum de la bande de valence vers la région parabolique proche du minimum de la bande de conduction [2].

Pour tenir compte de l'effet de la température, on peut calculer le coefficient d'absorption par :

$$\alpha(T) = \alpha(T_2) \left[\frac{\alpha(T_1)}{\alpha(T_2)} \right]^{\frac{T_2 - T}{T_2 - T_1}} \quad (2.13)$$

Avec $T_1 = 76 \text{ °K}$ et $T_2 = 298 \text{ °K}$

Une partie de la lumière incidente est réfléchiée sur la surface de la structure de silicium; alors que la partie transmise d'un flux de photons peut être exprimée comme suit:

$$\Phi_s(\lambda) = (1 - R(\lambda))\Phi(\lambda) \quad (2.14)$$

Avec $\Phi_s(\lambda)$: la partie du flux de photons transmis à la surface,

$\Phi(\lambda)$: le flux de photons incident (photon/s/cm²)

$R(\lambda)$: le coefficient de réflexion

Ou $R(\lambda)$ le coefficient de réflexion et $\Phi(\lambda)$ le flux de la lumière incidente.

c La réflectance

Comme on constate dans l'équation 2.15, La réflectance dépende de la longueur d'onde incidente, ainsi son expression théorique est donnée par :

$$R(\lambda) = \frac{n_{\text{SiO}_2}^2 (n_{\text{air}} - n_{\text{Si}})^2 \cos^2\left(\frac{2\pi p}{\lambda}\right) + (n_{\text{air}} n_{\text{Si}} - n_{\text{SiO}_2}^2)^2 \sin^2\left(\frac{2\pi p}{\lambda}\right)}{n_{\text{SiO}_2}^2 (n_{\text{air}} + n_{\text{Si}})^2 \cos^2\left(\frac{2\pi p}{\lambda}\right) + (n_{\text{air}} n_{\text{Si}} + n_{\text{SiO}_2}^2)^2 \sin^2\left(\frac{2\pi p}{\lambda}\right)} \quad (2.15)$$

Où n_{air} , n_{Si} et n_{SiO_2} sont les indices de réfraction de l'air, le cristal de silicium et du dioxyde de silicium[11].

P =trajet optique (Optical path) = indice de réflectance * épaisseur de la réflectance
* cosinus de l'angle solide

Avec : $n_{\text{Si}} = 3.49713$ et $n_{\text{SiO}_2} = 1.53022$ [5].

2.2.2 Courant de diffusion

Dans les régions quasi-neutres, les photoporteurs, nouvellement créés, vont modifier les densités existantes d'électrons et de trous. Pour les porteurs majoritaires de chaque zone, cette variation est négligeable par rapport aux fortes concentrations en dopants. Mais, pour les porteurs minoritaires, cet apport de photoporteurs engendre un gradient de concentration substantiel. Celui-ci se manifeste sous la forme d'un courant de diffusion de porteurs minoritaires dans le cristal, résultant du déplacement de ces charges de leur point de création jusqu'à une des deux zones de déplétion. Atteignant la région dépeuplée, ils sont alors propulsés par le champ électrique (E_1 ou E_2) dans la région P (pour les trous) et dans la région N (pour les électrons) où ils sont majoritaires. Dès lors, la diffusion P+ et le substrat P sont parcourus chacun par un courant de diffusion d'électrons, notés I_{phN1} et I_{phN2} . Le caisson N est le siège de deux courants de diffusion de trous I_{phP1} et I_{phP2} . En effet, comme cette couche est commune aux deux jonctions, les porteurs minoritaires photogénérés se dirigent vers la zone dépeuplée la plus proche, ce qui conduit à l'obtention de ces deux courants de sens opposés.

Afin de déterminer les courants de diffusion à l'intérieur du détecteur BDJ, la concentration des porteurs minoritaires excédents devrait d'abord être calculée en résolvant l'équation de continuité avec les conditions aux limites appropriées [8].

$$D_i \frac{\partial^2 \Delta_i}{\partial x^2} - \frac{\Delta_i}{\tau_i} + g(\lambda, x) = 0 \quad (2.16)$$

Où Δ_i est la distribution des porteurs minoritaires, D_i coefficient de diffusion $i=p, n$.

Et dont la solution constitue cette distribution des photoporteurs dans la région i

$$\Delta_i = A \exp(-x/L_i) + B \exp(x/L_i) + [\Phi \alpha \tau_i / (1 + \alpha^2 L_i^2)] \exp(-\alpha x)$$

Les conditions aux limites déterminent les constantes A et B, pour la première jonction, voir C et D pour la jonction suivante.

Avec les conditions aux limites, les courants de diffusions sont décrits comme :

$$I_{phP0} = A q D_p \frac{\partial \Delta_p}{\partial x} \quad (2.17.a)$$

$$I_{phN0} = -A q D_n \frac{\partial \Delta_n}{\partial x} \quad (2.17.b)$$

Où D_p et D_n sont les coefficients de diffusion pour les trous et les électrons respectivement et Δ_p et Δ_n sont la concentration des porteurs minoritaires en excès dans la région quasi-neutre [2].

$$I_{phN1} = q A_i \frac{\Phi_t \alpha L_{n1}}{1 - \alpha^2 L_{n1}^2} \left[\frac{-\alpha L_{n1} \exp(-\alpha X_{1p})}{\left[1 + \frac{\alpha D_{n1}}{s_{r1}} \right] - \exp(\alpha X_{1p}) \left(\operatorname{ch}\left(\frac{X_{1p}}{L_{n1}}\right) + \frac{D_{n1}}{s_{r1} L_{n1}} \operatorname{sh}\left(\frac{X_{1p}}{L_{n1}}\right) \right)} + \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{X_{1p}}{L_{n1}}\right) + \frac{D_{n1}}{s_{r1} L_{n1}} \operatorname{ch}\left(\frac{X_{1p}}{L_{n1}}\right)}{\left[1 + \frac{\alpha D_{n1}}{s_{r1}} \right] - \exp(\alpha X_{1p}) \left(\operatorname{ch}\left(\frac{X_{1p}}{L_{n1}}\right) + \frac{D_{n1}}{s_{r1} L_{n1}} \operatorname{sh}\left(\frac{X_{1p}}{L_{n1}}\right) \right)} \right] \quad (2.18.a)$$

$$I_{phP1} = q A_i \frac{\Phi_t \alpha L_p}{1 - \alpha^2 L_p^2} \exp(-\alpha X_{1n}) \left[\frac{\operatorname{ch}\left(\frac{X_{2n} - X_{1n}}{L_p}\right) - \exp(-\alpha(X_{2n} - X_{1n}))}{\operatorname{sh}\left(\frac{X_{2n} - X_{1n}}{L_p}\right)} + \alpha L_p \right] \quad (2.18.b)$$

$$I_{phP2} = q A_i \frac{\Phi_t \alpha L_p}{1 - \alpha^2 L_p^2} \exp(-\alpha X_{2n}) \left[\frac{\exp(-\alpha(X_{2n} - X_{1n})) - \operatorname{ch}\left(\frac{X_{2n} - X_{1n}}{L_p}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{X_{2n} - X_{1n}}{L_p}\right)} + \alpha L_p \right] \quad (2.19.a)$$

$$I_{phN2} = qA_i \frac{\phi_t \alpha L_{n2}}{1 - \alpha^2 L_{n2}^2} \exp(-\alpha X_{2p}) \quad (2.19.b)$$

α : Coefficient d'absorption [cm^{-1}];

A_j : Aire active du photocomposant [cm^2];

S_{r1} : vitesse de recombinaison surfacique à l'interface entre la diffusion P+ et l'oxyde de silicium [cm.s^{-1}].

2.3 Courant global

Chaque photocourant I_{ph1} et I_{ph2} est donc la somme de trois composantes : deux composantes de diffusion (I_{phN1} , I_{phP1} pour J_1 et I_{phN2} , I_{phP2} pour J_2) et une composante de transit (I_{phTR1} pour J_1 et I_{phTR2} pour J_2) Soient :

$$I_{ph1} = I_{phN1} + I_{phP1} + I_{phTR1} \quad (2.20.a)$$

$$I_{ph2} = I_{phN2} + I_{phP2} + I_{phTR2} \quad (2.20.b)$$

$$I_{ph1} = qA_i \frac{\phi_t \alpha L_p}{1 - \alpha^2 L_p^2} \exp(-\alpha X_{1n}) \left[\frac{ch\left(\frac{X_{2n} - X_{1n}}{L_p}\right) - \exp(-\alpha(X_{2n} - X_{1n}))}{sh\left(\frac{X_{2n} - X_{1n}}{L_p}\right)} + \alpha L_p \right] +$$

$$qA_i \frac{\phi_t \alpha L_{n1}}{1 - \alpha^2 L_{n1}^2} \left[\frac{-\alpha L_{n1} \exp(-\alpha X_{1p})}{\left[1 + \frac{\alpha D_{n1}}{S_{r1}}\right] - \exp(\alpha X_{1p}) \left(ch\left(\frac{X_{1p}}{L_{n1}}\right) + \frac{D_{n1}}{S_{r1} L_{n1}} sh\left(\frac{X_{1p}}{L_{n1}}\right) \right)}{sh\left(\frac{X_{1p}}{L_{n1}}\right) + \frac{D_{n1}}{S_{r1} L_{n1}} ch\left(\frac{X_{1p}}{L_{n1}}\right)} \right] + qA_i \phi_t \exp[-\alpha W_{ZCE1}] \quad (2.21.a)$$

$$I_{ph2} = qA_i \frac{\Phi_t \alpha L_p}{1 - \alpha^2 L_p^2} \exp(-\alpha X_{2n}) \left[\frac{\exp(-\alpha(X_{2n} - X_{1n})) - \operatorname{ch}\left(\frac{X_{2n} - X_{1n}}{L_p}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{X_{2n} - X_{1n}}{L_p}\right)} + \alpha L_p \right]$$

$$+ qA_i \frac{\Phi_t \alpha L_{n2}}{1 - \alpha^2 L_{n2}^2} \exp(-\alpha X_{2p}) + qA_i \Phi_t \exp[-\alpha W_{ZCE2}]$$

(2.21.b)

Dans un cas général, où l'aire $A_i = 1$ on déduit :

$$I_{ph\theta} = qD_p \left(dp_{n-} \frac{(x)_{photo}}{dx} \right) \Big|_{x=x_1} + qD_{n-sub} \left(dn_{p-sub} \frac{(x)_{photo}}{dx} \right) \Big|_{x=x_1}$$

$$+ q \int_{x_1}^{x_2} G_x dx$$

$$= \frac{qD_p \tau_p G_0}{L_p^2 \alpha^2 - 1} \left(\frac{\left(\frac{e^{-\alpha x_1}}{L_p} \left(\frac{D_p}{L_p} \operatorname{sh}\left(\frac{x_1}{L_p}\right) + S_p \operatorname{ch}\left(\frac{x_1}{L_p}\right) \right) - \frac{(\alpha D_p + S_p)}{L_p} \right)}{\left(S_p \operatorname{sh}\left(\frac{x_1}{L_p}\right) + \frac{D_p}{L_p} \operatorname{ch}\left(\frac{x_1}{L_p}\right) \right)} \right)$$

$$+ \frac{qL_{n-sub} G_0 e^{-\alpha(2x_2 + x_3)} \left(e^{\alpha(x_2 + x_3)} \left(\alpha L_{n-sub} + \operatorname{Coth}\left(\frac{x_2 - x_3}{L_{n-sub}}\right) \right) - e^{2\alpha x_2} \operatorname{Csch}\left(\frac{x_2 - x_3}{L_{n-sub}}\right) \right)}{(L_{n-sub}^2 \alpha^2 - 1)}$$

$$+ q\Phi_0 (e^{-\alpha x_2} - e^{-\alpha x_1}) \quad (2.22)$$

Avec :

$\theta = 1, 2.$

Csch : cosécante hyperbolique

q : charge d'électron

L_p, L_n : Longueurs de diffusion des porteurs minoritaires

D_p : Constante de diffusion

X_1, X_2 et X_3 : Les profondeurs

S_p : Vitesse de recombinaison de surface

τ_p : Durée de vie des trous

G_0 : Taux de génération de surface

α : Coefficient d'absorption

ϕ_0 : Flux incident

Et le taux de génération de surface est donné par l'équation suivante :

$$G_0 = \frac{\alpha P_{in} \lambda}{A h c} = \frac{f(\lambda) P_{in} \lambda}{A h c} \quad (2.23)$$

Conclusion

Le photodétecteur à double jonction enterrée fait partie d'une nouvelle famille de capteurs aux perspectives prometteuses. Toutefois, comme la plupart des systèmes optiques CMOS, ce transducteur souffre de la présence du bruit, qui réduit ses performances mais la structure à double jonction enterrée dans un semi-conducteur permet la détection de la couleur d'un flux lumineux monochromatique (identification de la longueur d'onde); chaque jonction, à une profondeur dans le volume du silicium, a une absorption maximale pour une longueur d'onde de la lumière incidente; par conséquent chaque couleur est détectée à une jonction d'une profondeur appropriée.).

Chapitre 3

Simulation et Optimisation

Du Capteur BDJ

Introduction

L'objectif de notre travail porte sur la modélisation et la simulation d'un capteur BDJ sous « Matlab » dont le but est l'optimisation de ce dernier pour un meilleur rendement, voire une meilleure exploitation de l'information.

Dans ce chapitre, nous allons simuler les deux modèles de capteurs, l'un utilisant l'oxyde de silicium, l'autre l'oxyde de titane afin d'analyser leurs performances.

3.1 Présentation de la structure

Il s'agit de deux structures d'un capteur à double jonction BDJ de type silicium cristallin revêtues d'une couche antireflet de Silice et de dioxyde de Titane respectivement, dans le but de protéger notre capteur.

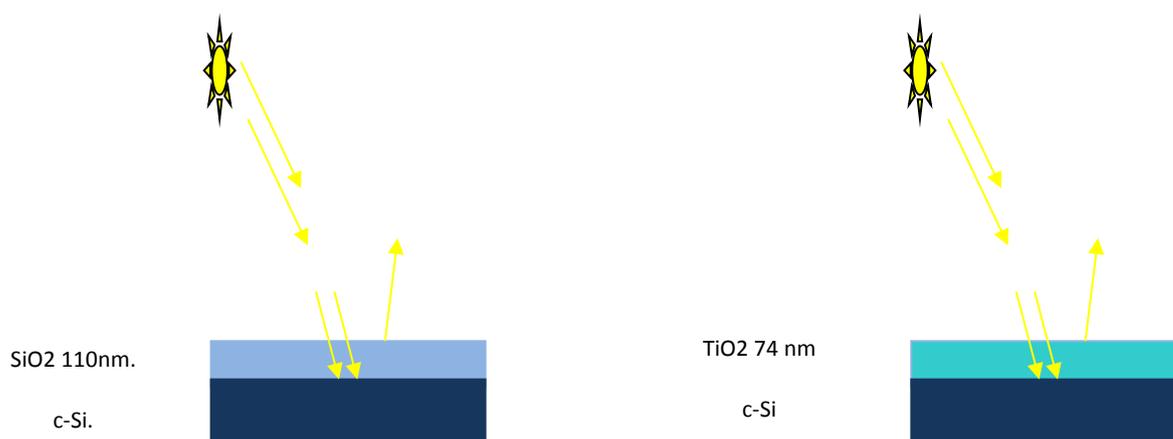


Figure 3.1.Présentation des deux structures à étudier.

3.2 La couche antireflet

Dans cette partie, nous nous sommes intéressés aux matériaux pour revêtements antireflets. Les matériaux destinés à la fabrication de revêtements antireflets doivent posséder des propriétés optiques intéressantes :

- Un indice de réfraction relativement élevé
- Un coefficient d'absorption négligeable
- Une bonne stabilité chimique
- Une fabrication peu coûteuse.

Il existe aussi une variété de matériaux répondant à ces caractéristiques, parmi eux on peut citer : SiO_2 , Si_3N_4 , TiO_2 , SiO_xN_y , Ta_2O_5 , ZnO , Al_2O_3 ...

3.2.1 Propriétés optiques

La silice (SiO_2) est transparente dans une gamme de longueur d'onde couvrant le visible et le proche infrarouge. C'est un matériau très utilisé dans le domaine de l'optique et de la microélectronique.

L'oxyde de Titane (TiO_2) possède quant à lui un indice de réfraction élevé, très stable chimiquement, il peut être déposé à pression atmosphérique et à basse température.

Ces matériaux possèdent un potentiel passivant pour surface des cellules solaire. Pour ces avantages et d'autres, nous avons choisi de mettre ces matériaux dans notre travail [26].

3.3 Le dioxyde de titane (TiO_2)

L'oxyde de titane est le pigment blanc le plus utilisé. Il n'est pas toxique et remplace le blanc de plomb. Il est obtenu à partir du minerai du titane. Environ 95% de la quantité de minerai extraite est utilisée pour la production du pigment et seulement 5% pour la préparation du métal. L'oxyde de titane est largement produit dans le monde, avec un volume de vente annuel supérieur à 3,5 millions de tonnes et une

consommation mondiale augmentant d'environ 2% par an. Les secteurs d'utilisation sont très variés : peinture, plastique et papier, il est utilisé aussi dans une large gamme d'applications technologiques. C'est un matériau bon marché, chimiquement stable non toxique et biodégradable. Cet engouement est expliqué par ses propriétés exceptionnelles [11].

Les monocristaux transparents ou les films minces de TiO_2 possèdent des indices de réfraction élevés, d'où son intérêt pour des applications optiques [12]. Les multicouches composées de TiO_2 et SiO_2 sont très utilisées comme revêtements antireflet dans le visible [13].

. Le dioxyde de titane (TiO_2) se présente sous différentes formes cristallines à conditions ambiantes : l'anatase, le rutile et la brookite, dont les plus courantes sont l'anatase, et le rutile ; la brookite est très rare.

3.3.1 Les propriétés du dioxyde de titane

Le TiO_2 comme pigment est extrêmement stable chimiquement et n'est pas affecté par la chaleur ni par la lumière ou le sulfure d'hydrogène. De même, il ne réagit pas avec les solvants organiques ni avec les liants.

Dans la nature on rencontre le TiO_2 essentiellement sous forme de minerai de rutile. Or comme les propriétés du dioxyde de titane dépendent de sa structure cristallographique, de sa microstructure, de sa stœchiométrie ainsi que d'autres paramètres, il paraît évident que l'importance de TiO_2 ne peut provenir que des matériaux de synthèse. En fait, 95% de la production mondiale de TiO_2 est de synthèse.

Ayant une faible conductivité, il est utilisé comme isolant électrique à température ambiante. La résistance électrique du dioxyde de titane est sensible à l'environnement gazeux, si bien qu'il peut être utilisé comme détecteur d'oxygène.

a Propriétés optiques

Le TiO_2 possède un indice de réfraction relativement élevé ($n = 2.61$ à 2.90 pour la variété rutile). Il reflète 96 % de la lumière incidente Les principales propriétés du

TiO₂ utilisé dans les polymères (par exemple les plastiques) sont la couleur mais aussi la dispersion, la durabilité et le pouvoir opacifiant. La surface de TiO₂ présente des propriétés de photocatalyse quand elle est irradiée par la lumière UV. Sous forme de couches minces, l'oxyde TiO₂ est, en raison de son indice optique, et de sa transparence dans le visible et le proche IR, appliqué dans les verres ophtalmiques (antireflets) ou dans les filtres optiques (télécommunication).

Le dioxyde de titane (TiO₂) représente le semiconducteur de prédilection pour la production de films nanostructurés. Il est lui-même insensible à la lumière visible en raison de la largeur de sa bande interdite, et ne commence à absorber que dans le proche ultraviolet. Il peut être sensibilisé par un grand nombre de colorants dont certains permettent un taux de conversion photon-électron approchant de l'unité [11].

b Biocompatibilité de TiO₂

La découverte de la biocompatibilité du titane a mené certains auteurs à étudier ses propriétés de surface comme la composition chimique, la micro et macrostructure, l'asepsie ainsi que l'interaction du titane avec les biomolécules.

La biocompatibilité du titane est due principalement à deux propriétés :

- Son excellente résistance à la corrosion, limitant la quantité d'ions titane relargués dans les tissus.
- Son innocuité biologique, ou l'absence d'influence du titane sur les tissus biologiques.

Le titane pur est le biomatériau qui présente les meilleures propriétés de biocompatibilité et de résistance à la corrosion. Il est de ce fait le matériau le plus utilisé pour la fabrication des implants.

La forte biocompatibilité du titane est due en partie à la couche stable et protectrice d'oxyde, qui aide à la connexion entre la matrice extracellulaire et la surface implantaire.

Dans la plupart des implants, la couche de TiO₂ varie de 10 à 100nm et peut atteindre quelques micromètres chez les implants anodisés.

Les effets biologiques à la surface du titane sont principalement liés à l'architecture de la couche de TiO_2 . Les implants avec une couche épaisse de TiO_2 comme les implants anodisés, présentent une forte réponse osseuse ; ils augmentent la précipitation de matrice minérale sur la surface de l'implant. Cependant les modifications chimiques réalisées actuellement sur les implants peuvent aussi induire une forte réponse osseuse [22].

3.4 L'épaisseur de la couche antireflet

En vue d'optimiser les paramètres de la couche, nous faisons varier son épaisseur sur un intervalle convenablement choisi [20,200] μm pour constater l'influence de l'épaisseur sur le photocourant I_{ph} . Ainsi que sur le facteur moyen de réflexion R.

Les figures suivantes montrent la variation du photocourant en fonction des épaisseurs des couches antireflets :

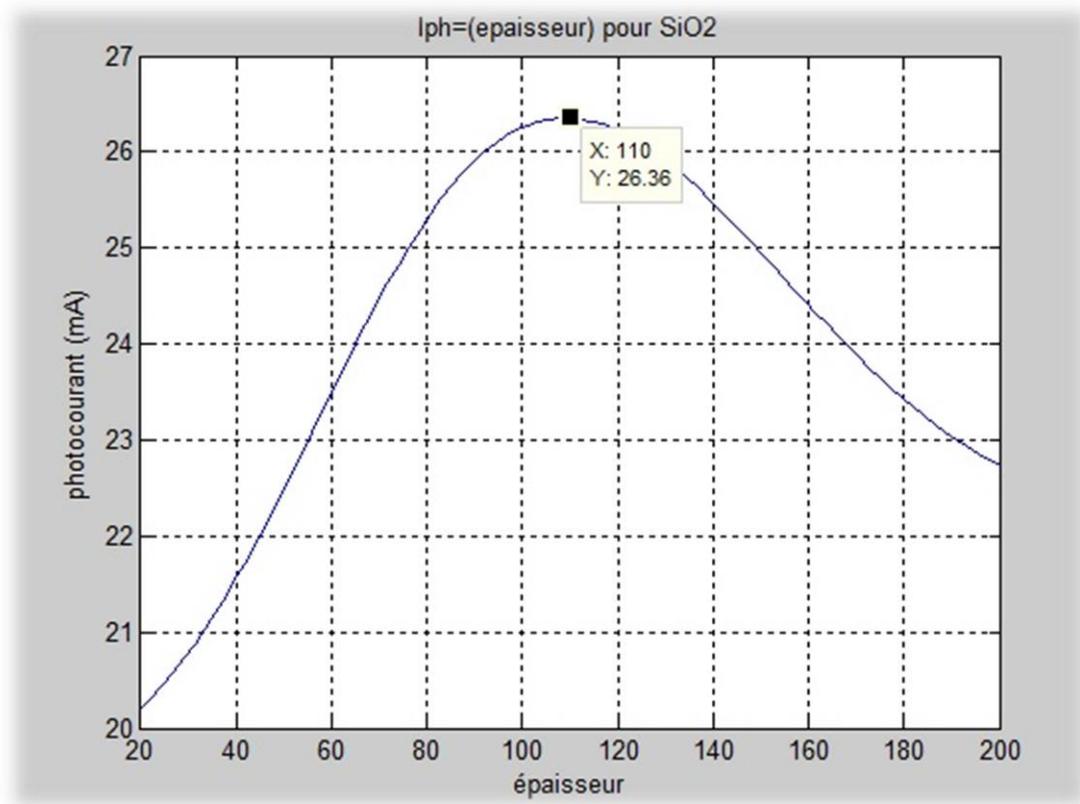


Figure 3.2. La variation du photocourant en fonction des épaisseurs des couches SiO₂.

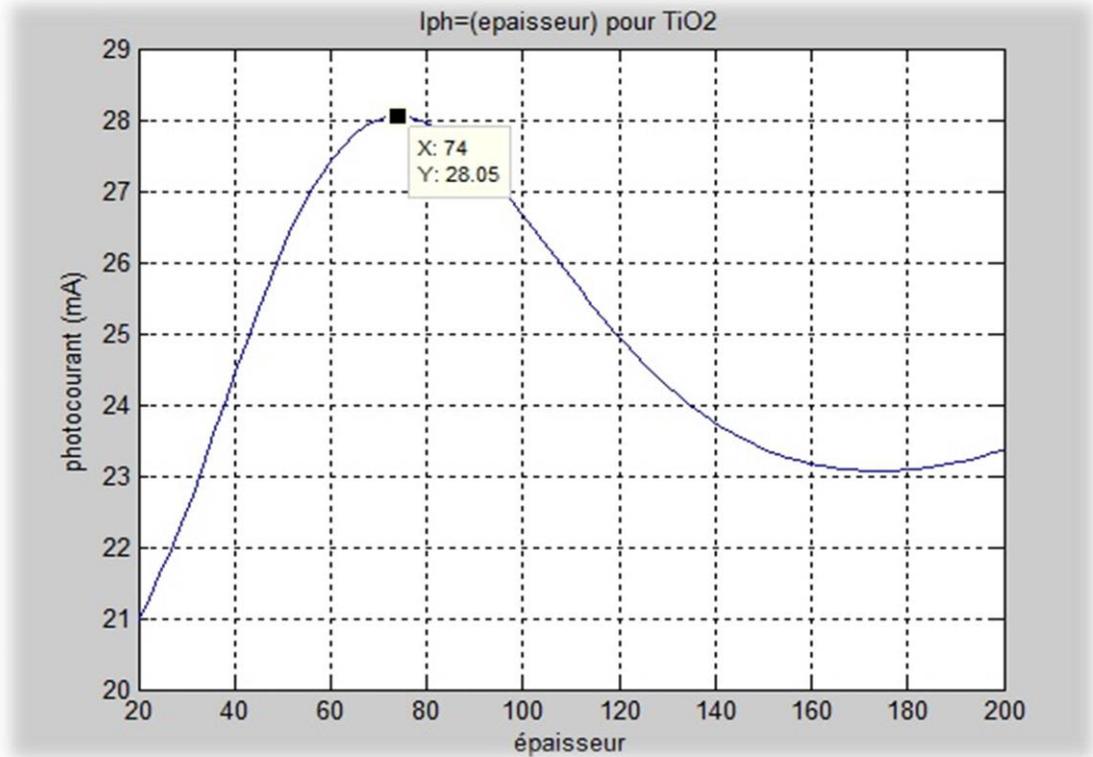


Figure 3.3. La variation du photocourant en fonction des épaisseurs des couches TiO₂.

D'après les résultats des Figures 3.2, et 3.3 les photocourants sont maximaux pour des épaisseurs de la couche SiO₂ de 110 nm alors que celle du TiO₂ est de 74nm. Les figures ci-dessous représentent la variation du facteur de réflexion en fonction de l'épaisseur et de la longueur d'onde :

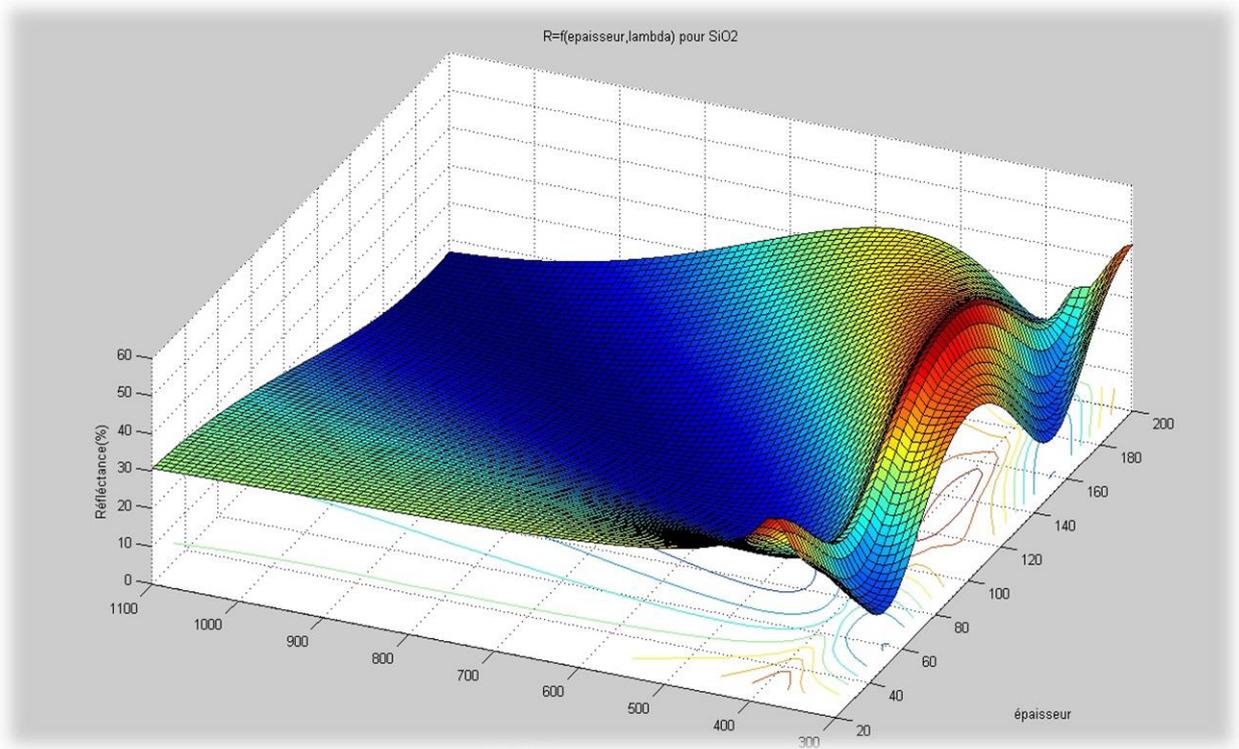


Figure 3.4. Variation du facteur de réflexion en fonction des épaisseurs de la couche SiO₂ et de la longueur d'onde.

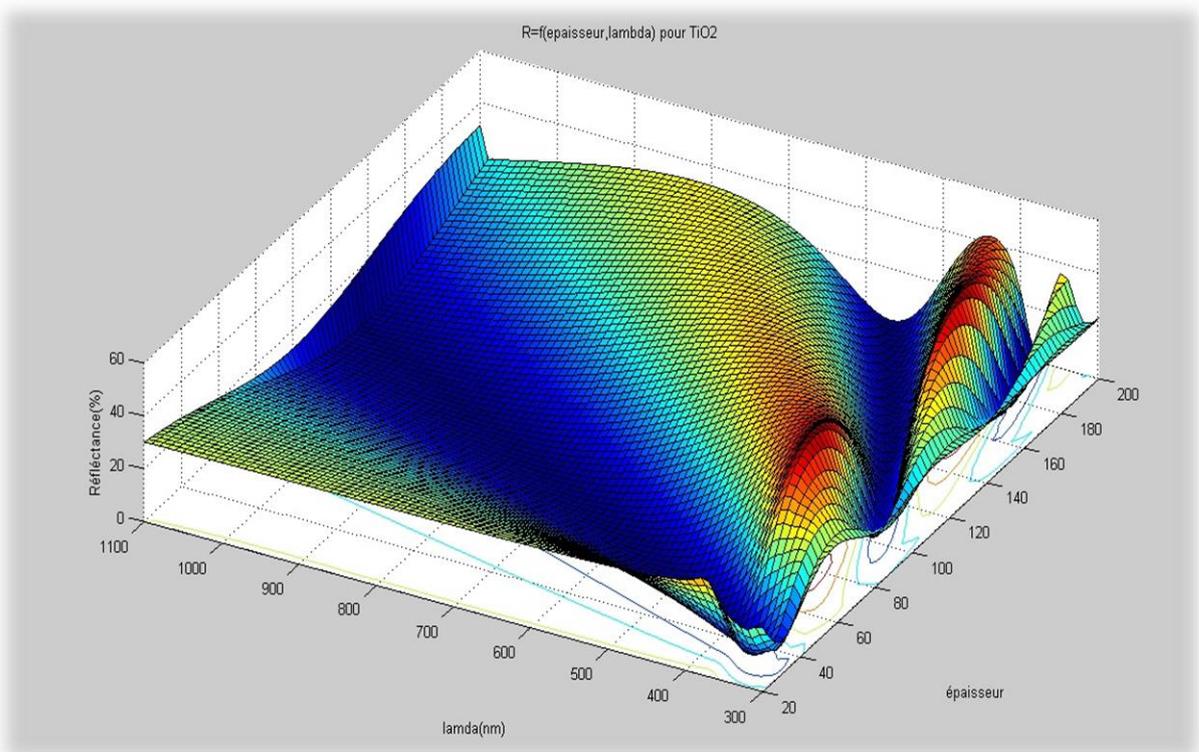


Figure 3.5. Variation du facteur de réflexion en fonction des épaisseurs de la couche TiO₂ et de la longueur d'onde.

A partir des courbes représentées en figures précédentes, nous avons déterminé les épaisseurs optimales des couches antireflets homogènes et qui sont représentés dans le tableau ci-dessous :

matériaux	Paramètres	Epaisseur d_0 (nm)
	SiO_2	110
	TiO_2	74

Tableau 3.1. Epaisseurs optimales des couches antireflets.

3.5 La largeur des zones de charge d'espace

D'après les équations de 2.1, 2.2 et 2.3 on trouve :

$$V_{bi1} = \left(KT \ln \left(\frac{N_d N_{a1}}{n_i^2} \right) \right) / e^- \quad (3.1)$$

$$V_{bi2} = \left(KT \ln \left(\frac{N_d N_{a2}}{n_i^2} \right) \right) / e^- \quad (3.2)$$

V_{bi1} , V_{bi2} tensions de diffusion de la jonction considérée [V] ;

Pour trouver les valeurs de tension de diffusion, on va appliquer différents dopages sur les trois zones P^+ , N, et P.

Les figures ci-dessous montrent les valeurs $V_{bi1} = f(N_d, N_{a1})$ et $V_{bi2} = f(N_{a2}, N_d)$:

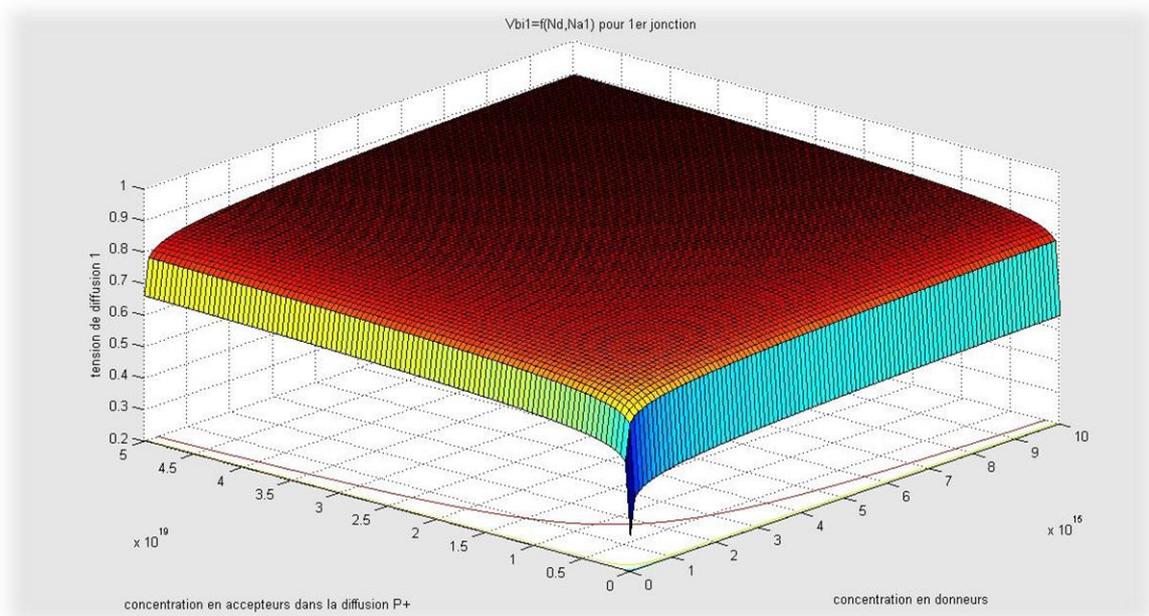


Figure 3.6. La variation des valeurs de tension de diffusion en fonction de différents dopages sur les deux zones P⁺, N.

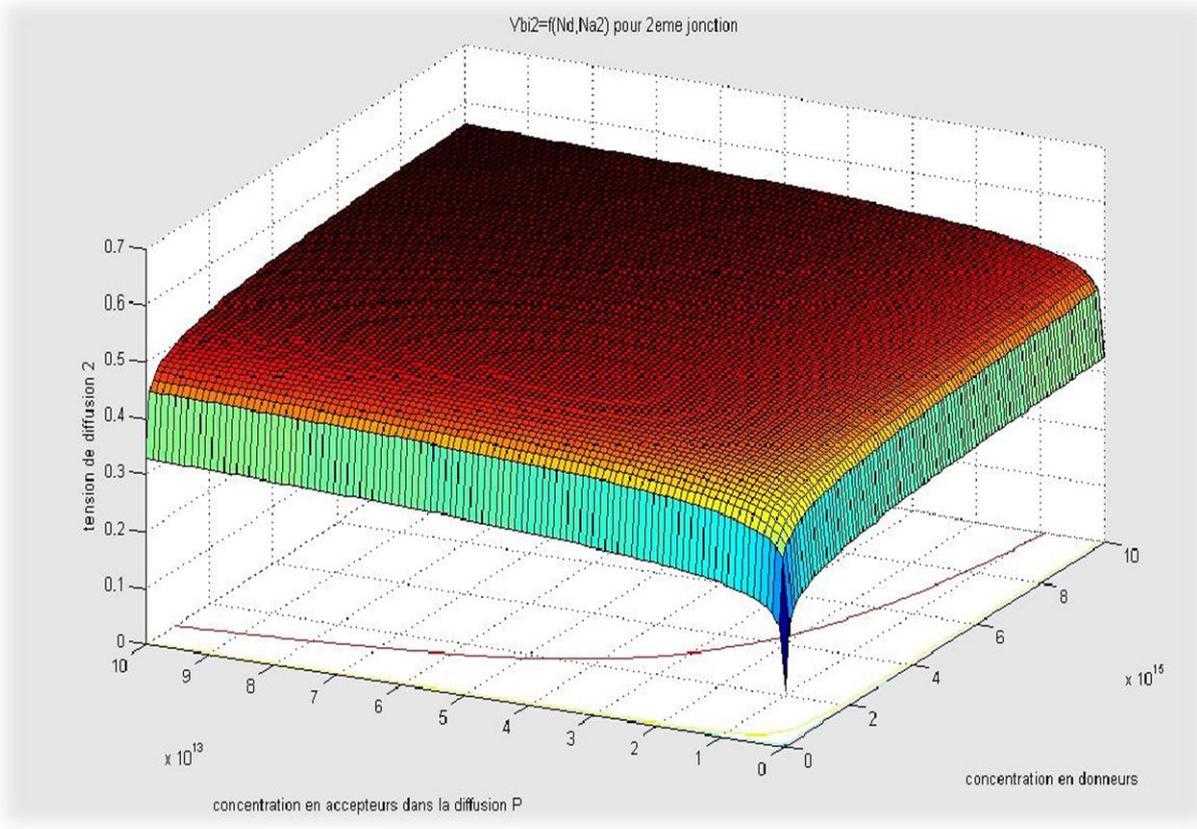


Figure 3.7. La variation des valeurs de tension de diffusion en fonction de différents dopages sur les deux zones N, P.

Les tensions des diffusions de la structure (P+, N, P) des figures (3.6) (3.7) V_{bi1} et V_{bi2} des jonctions respectives J_1 et J_2 sont données en fonction des dopages des couches P⁺, N, P.

Ces courbes montrent que la tension de diffusion se stabilise à partir d'un certain dosage par conséquent il ne faut pas augmenter ce dernier i.e. dosage en impuretés.

3.4.1 Polarisation de la jonction en inverse

Si on polarise la jonction en sens inverse la hauteur de barrière de potentiel entre les régions P et N est renforcée par la tension extérieure appliquée et devient $V_{bi} + V_{app}$. Le champ électrique dans la zone de charge d'espace augmente (équations (4.3) et (4.4) V_{bi} devient $V_{bi} + V_{app}$).

Les valeurs de dopage N_{a1} , N_{a2} et N_d pour les trois couches de notre BDJ sont :

$$N_{a1}=1e20[\text{trous} / \text{cm}^{-3}]$$

$$N_{a2}=1e19[\text{trous} / \text{cm}^{-3}]$$

$$N_d=1e18[\text{électrons} / \text{cm}^{-3}]$$

$$W_1 = \sqrt{2 \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{q} \left(\frac{1}{N_{a1}} + \frac{1}{N_d} \right) (V_{bi1} - V_{app1})} =$$

$$\sqrt{2 \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{q} \left(\frac{1}{N_{a1}} + \frac{1}{N_d} \right) \left(KT \ln \left(\frac{N_d N_{a1}}{n_i^2} \right) - V_{app1} \right)} \quad (3.3)$$

$$W_2 = \sqrt{2 \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{q} \left(\frac{1}{N_{a2}} + \frac{1}{N_d} \right) (V_{bi2} - V_{app2})} =$$

$$\sqrt{2 \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{q} \left(\frac{1}{N_{a2}} + \frac{1}{N_d} \right) \left(KT \ln \left(\frac{N_d N_{a2}}{n_i^2} \right) - V_{app2} \right)} \quad (3.4)$$

Où V_{app1} : polarisation inverse appliquée à la jonction surfacique [V] ;

V_{app2} : polarisation inverse appliquée à la jonction profonde [V] ;

N_{a1} : concentration en accepteurs dans la diffusion P⁺ [cm⁻³];

N_d : concentration en donneurs dans le caisson N [cm⁻³];

N_{a2} : concentration en accepteurs dans le substrat P [cm⁻³];

q : charge élémentaire [1.602 10⁻¹⁹ C];

$\epsilon_0\epsilon_r$: permittivité du silicium [F.cm⁻¹].

Un dopage N_D constant entraîne une variation linéaire du champ $E_n(x)$. Pour une jonction graduelle, la variation linéaire du dopage en fonction de x entraîne une évolution du champ électrique proportionnelle à x^2

Un dopage N_A constant entraîne une variation linéaire du champ $E_p(x)$. Pour une jonction graduelle, la variation linéaire du dopage en fonction de x entraîne une évolution du champ électrique proportionnelle à x^2

$$X_{n1} = W_1 \frac{N_{a1}}{N_{a1} + N_d} \quad (3.5.a) \quad \text{Et} \quad X_{n2} = W_2 \frac{N_{a2}}{N_{a2} + N_d} \quad (3.6.a)$$

$$X_{p1} = W_1 \frac{N_d}{N_{a1} + N_d} \quad (3.5.b) \quad \text{Et} \quad X_{p2} = W_2 \frac{N_d}{N_{a2} + N_d} \quad (3.6.b)$$

Si, on applique plusieurs tensions de polarisation inverse sur les équations (3.5.a), (3.5.b), (3.6.a) et (3.6.b); on trouve des différentes variations des limites des zones de charges d'espaces :

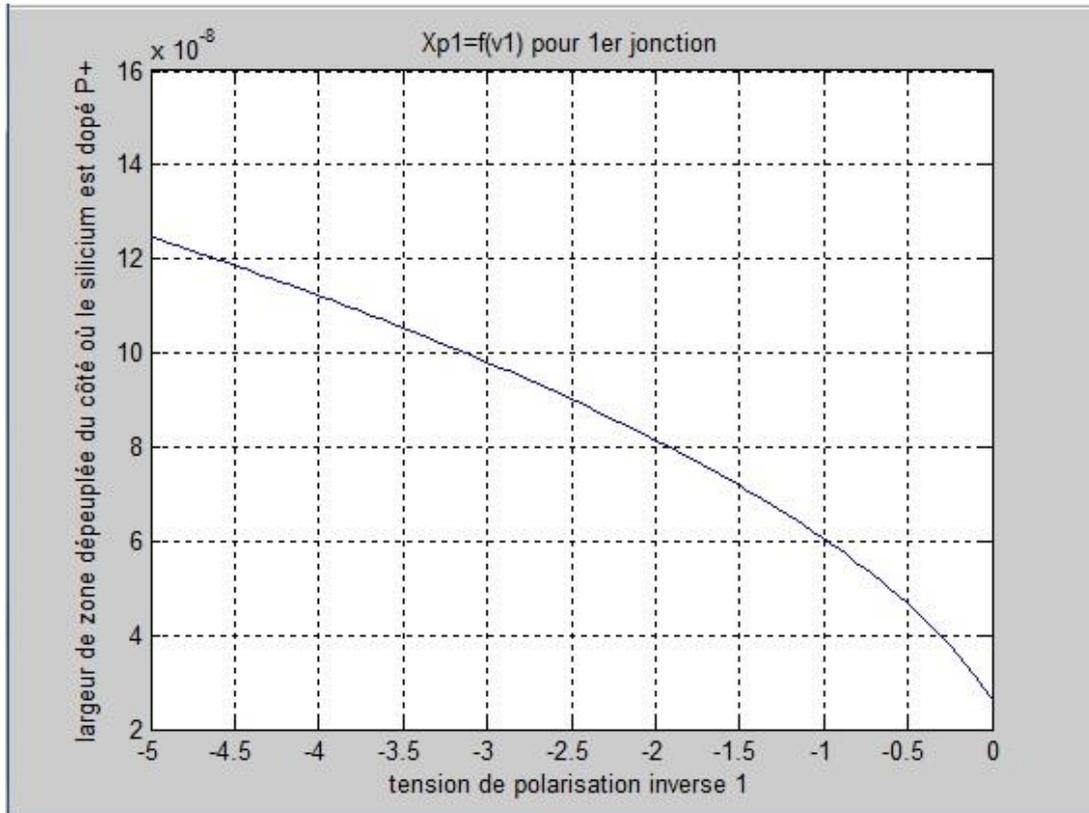


Figure 3.8. La variation des limites des zones d'espace de charge coté P⁺ en fonction de la tension inverse.

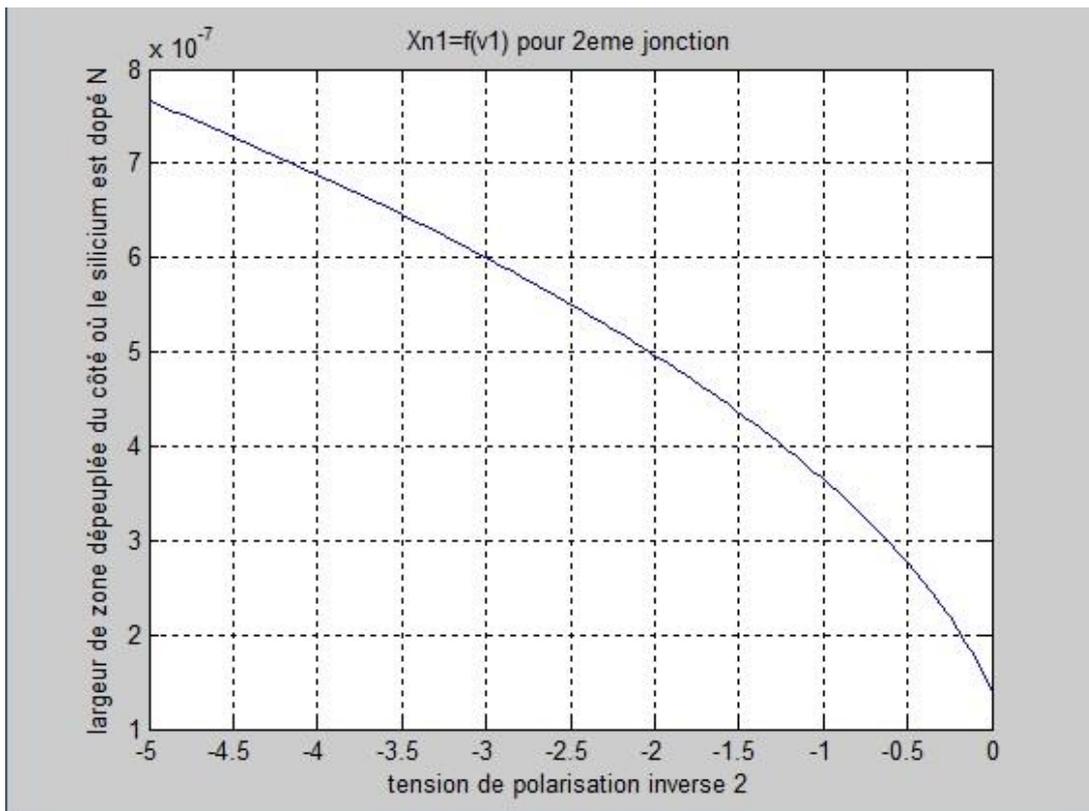


Figure 3.9. La variation des limites des zones d'espace de charge coté N en fonction de la tension inverse.

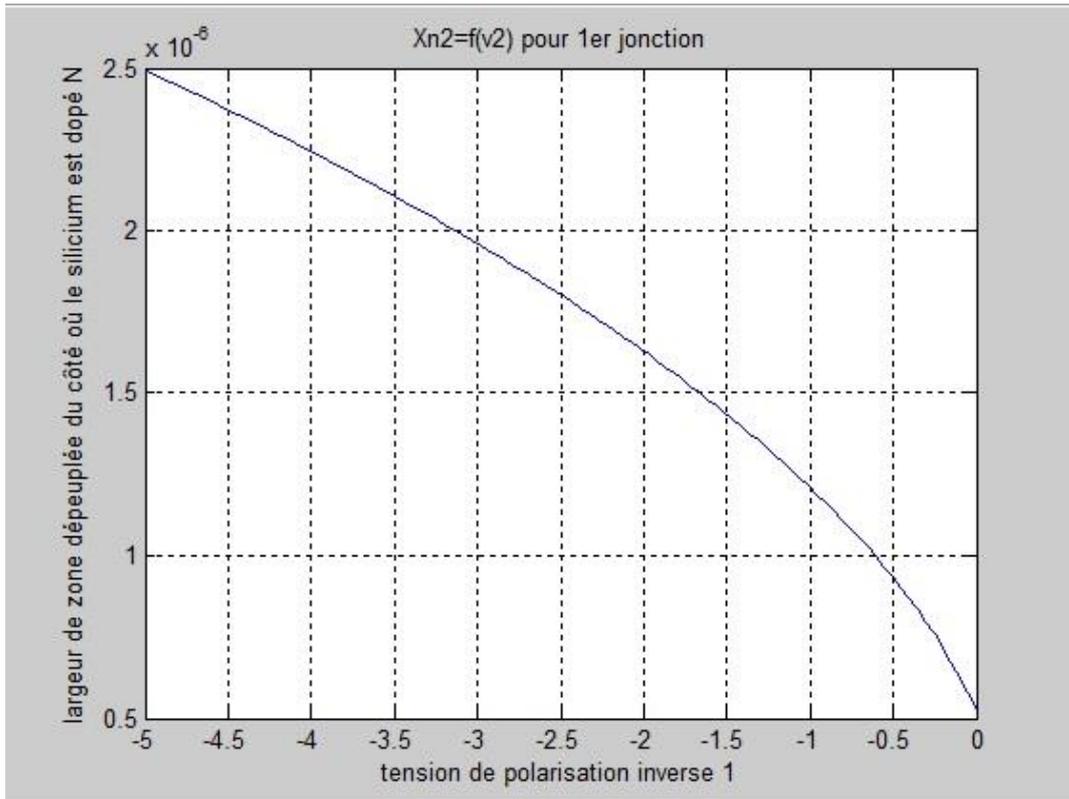


Figure 3.10. La variation des limites des zones d'espace de charge coté N en fonction de la tension inverse.

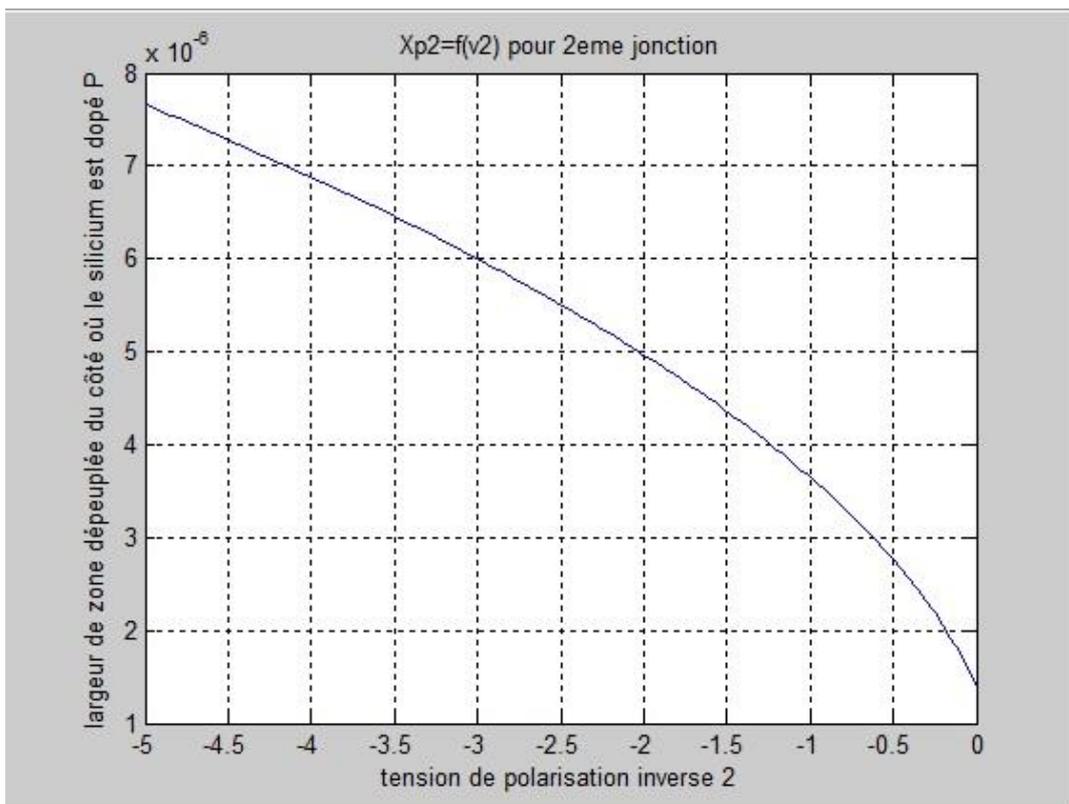


Figure 3.11. La variation des limites des zones d'espace de charge coté P en fonction de la tension inverse.

donc, les équations suivantes donnent les largeurs des zones de charges d'espace en fonction des largeurs des zones dépeuplées du silicium côté p, n et p⁺ pour les deux jonctions

$$WZCE1 = X_{n1} + X_{p1}$$

$$WZCE2 = X_{n2} + X_{p2}$$

Où ; X_{n1} , X_{n2} largeurs des zones dépeuplées du côté où le silicium est dopé N [μm].

X_{p1} , X_{p2} largeurs des zones dépeuplées du côté où le silicium est dopé P [μm].

Les figures ci-dessous donnent les représentations graphiques pour chaque zone de charge d'espace

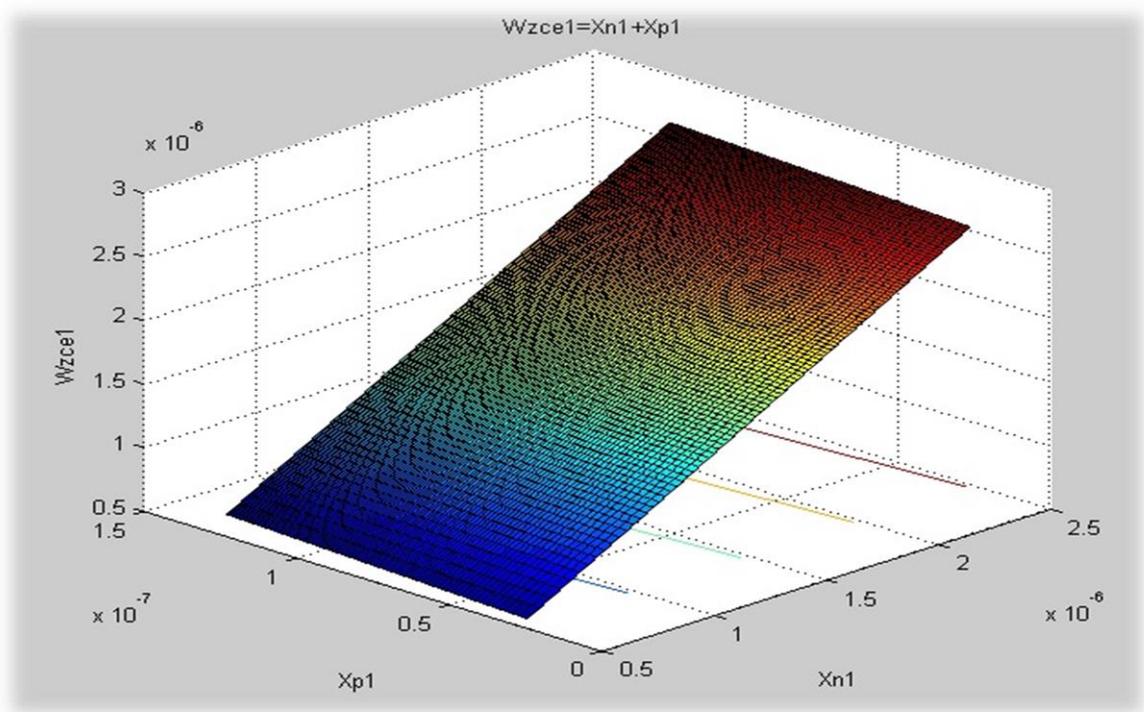


Figure 3.12. La variation des largeurs des zones de charges d'espace en fonction des largeurs des zones dépeuplées du silicium coté P⁺ et N.

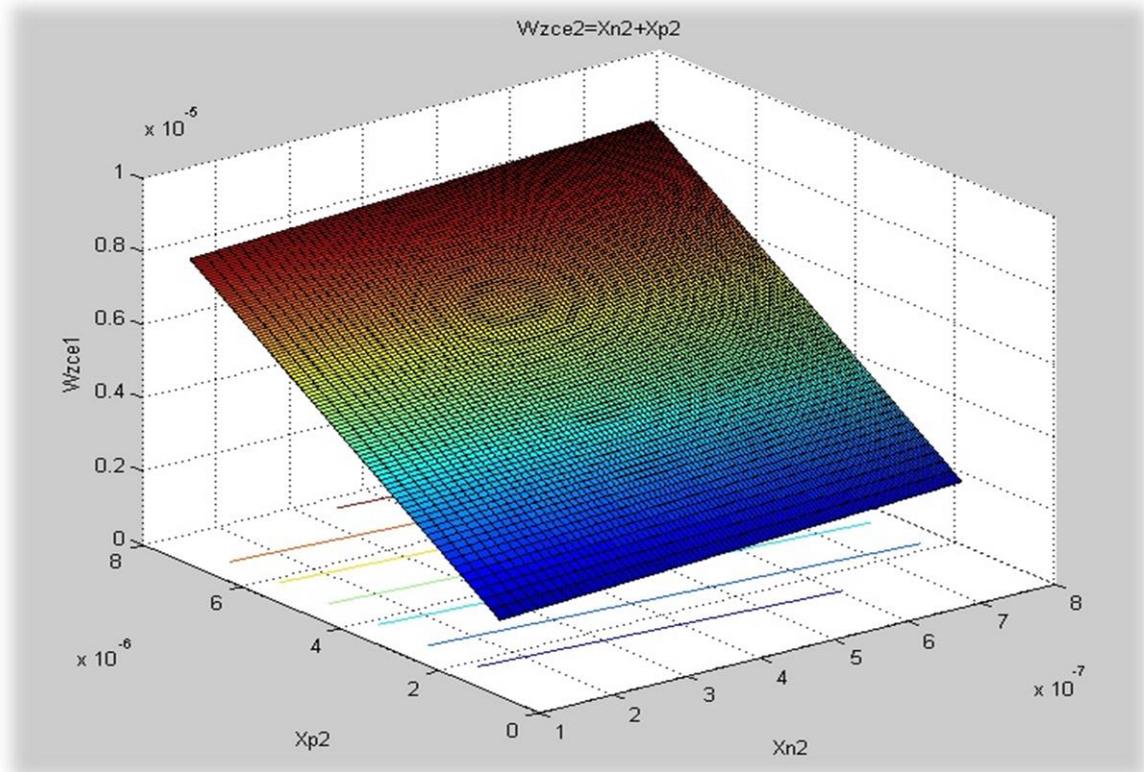


Figure 3.13. La variation des largeurs des zones de charges d'espace en fonction des largeurs des zones dépeuplées du silicium coté N et P.

D'après la figure (3.12), plus la tension de la polarisation inverse augmente, on observe un élargissement de la zone de la charge d'espace.

La figure (3.13) présente le même phénomène, mais l'élargissement de la zone de charge d'espace se produit du côté de P alors que pour la précédente figure l'élargissement de la zone de la charge d'espace se dirige vers le côté N pour éviter les interactions entre les deux zones de charge d'espaces.

3.6 Coefficient d'absorption dans le silicium

Le coefficient d'absorption α (ou taux de décroissance de la lumière le long de son parcours) représente la fraction du flux lumineux ϕ qui sera absorbée par un matériau quelconque par unité de profondeur x . Soit : $\alpha = \frac{\text{flux incident}}{\text{flux absorbé}}$. Exprimé usuellement en cm^{-1} , on le définit couramment à partir de la densité du rayonnement par unité de longueur.

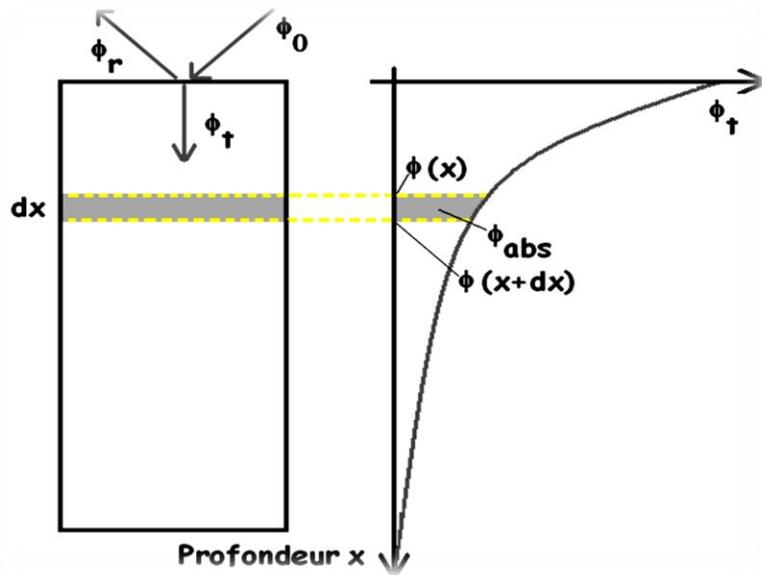


Figure 3.14. Illustration de l'absorption d'un flux lumineux dans un semi-conducteur.

Une expression analytique (2.11) du coefficient d'absorption α a été proposée dans le chapitre 2. Cette équation paramétrique présente une erreur relative inférieure à 10% à 298 K, pour des niveaux d'énergie compris entre 1.05 eV et 2.7 eV.

D'autre part, l'absorption varie en fonction de la longueur d'onde, la figure ci-après montre cette variation.

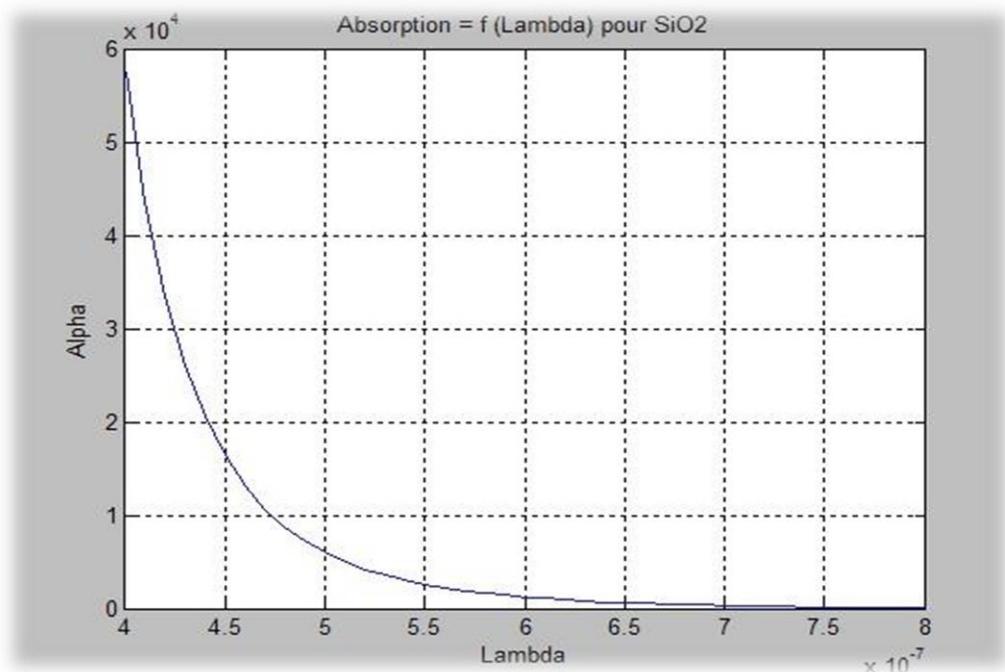


Figure 3.15. La variation de l'absorption en fonction de la longueur d'onde

3.7 La Réflectance

La réflectance dépend de la longueur d'onde incidente, ainsi son expression expérimentale est modélisée pour les deux polarisations par l'expression suivante[23]:

$$R_p = \left| \frac{E_r}{E_i} \right|_p^2 \quad R_s = \left| \frac{E_r}{E_i} \right|_s^2 \quad (3.4)$$

$$R(\lambda) = \frac{R_s(\lambda) + R_p(\lambda)}{2} \quad (3.5)$$

En effet, les technologies standard CMOS imposent la formation d'une couche d'oxyde de silicium en surface qui sert à la fois d'isolant pour le dépôt des couches métalliques et à la protection contre le milieu extérieur. Cette couche de passivation influence la répartition spectrale due à la radiation incidente [24] [25].

Pour les épaisseurs $d_{\text{SiO}_2} = 110$ nm et $d_{\text{TiO}_2} = 74$ nm, la variation de la réflectance en fonction de la longueur d'onde pour les des modes théoriques (équation 2.11) et pratique (équation 3.5) sont :

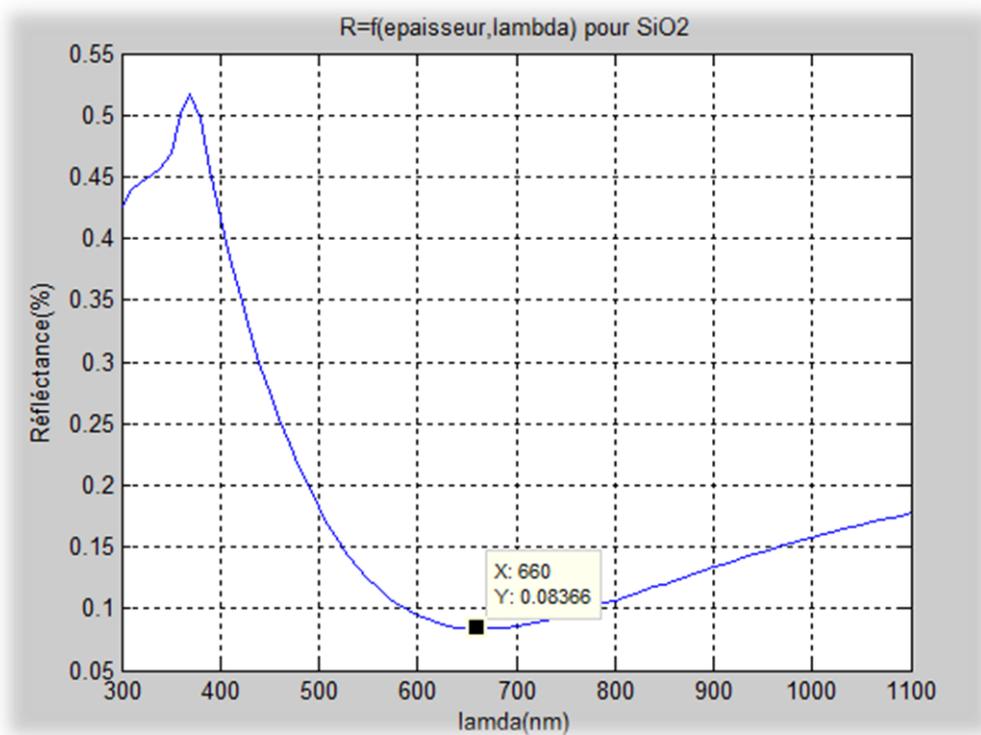


Figure 3.16. La variation de la réflexion de la couche SiO2 en fonction de la longueur d'onde

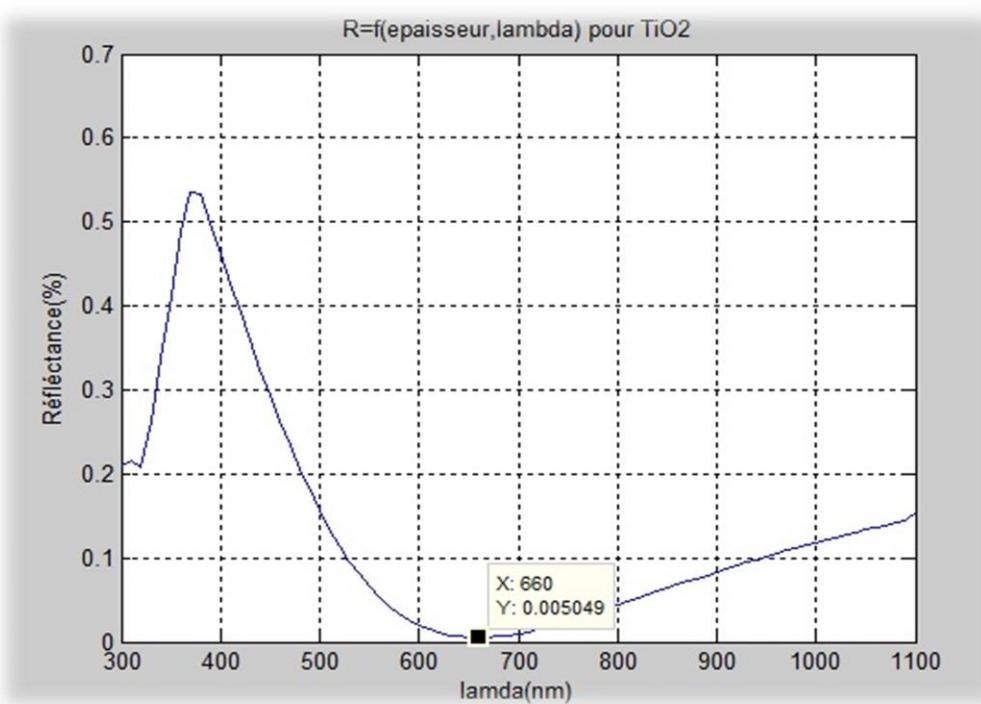


Figure 3.17. La variation de la réflexion de la couche TiO2 en fonction de la longueur d'onde.

Par contre la variation de la réflexion est représentée par l'épaisseur et la longueur d'onde comme suit :

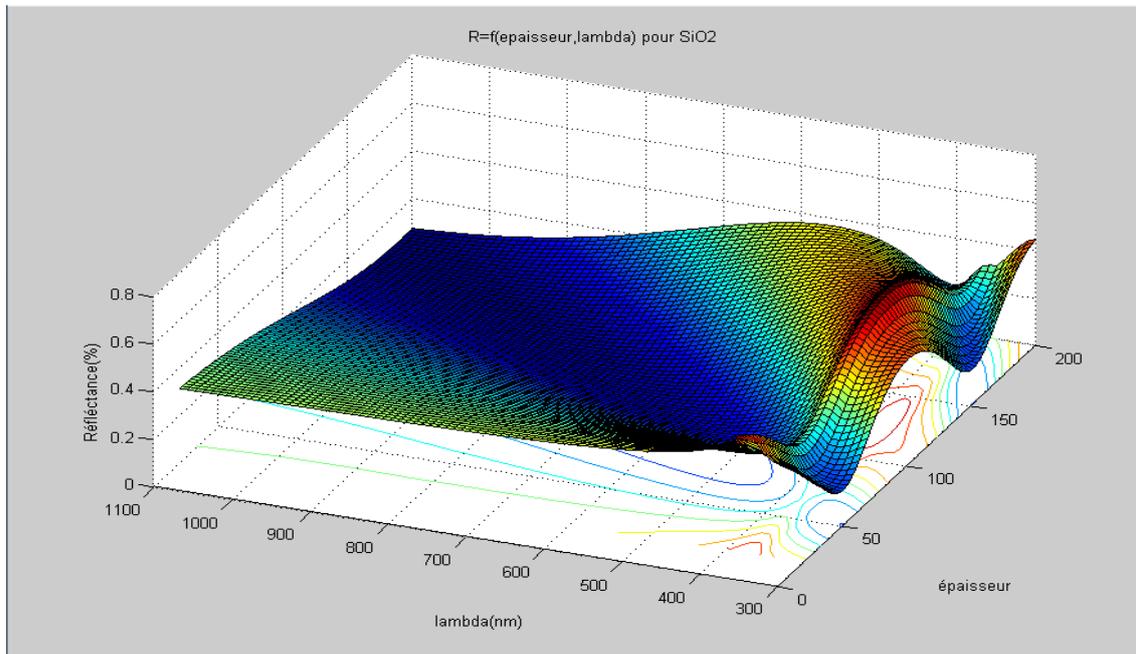


Figure 3.18. La variation de la réflexion de la couche SiO2 en fonction de la longueur d'onde et de son épaisseur.

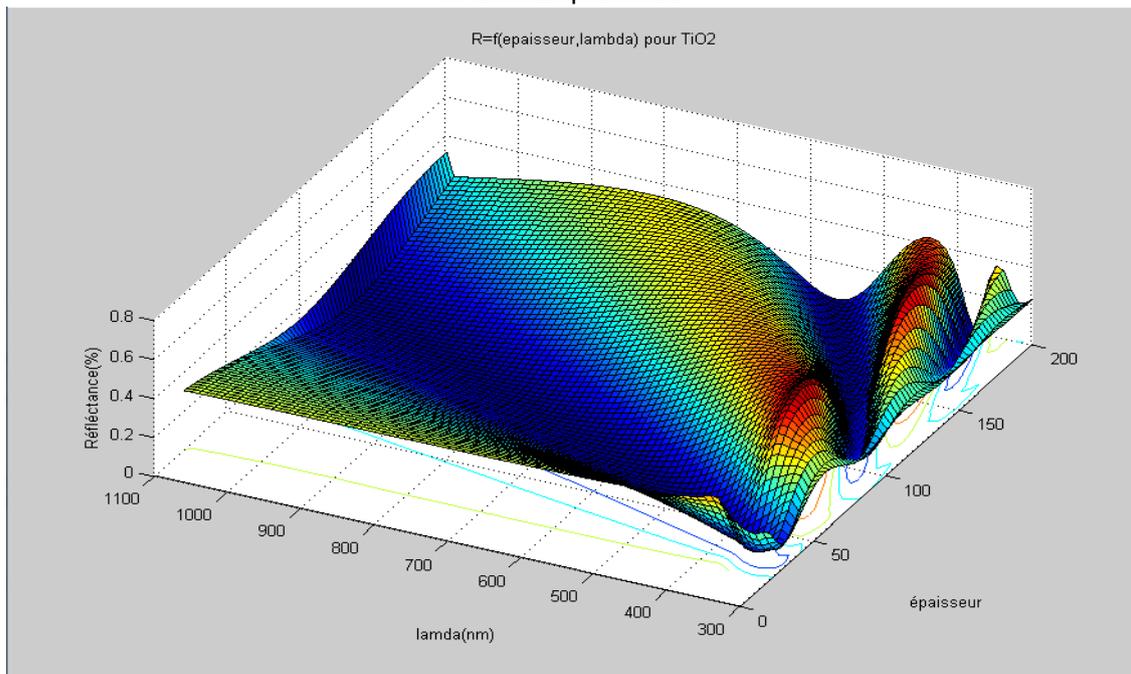


Figure 3.19. La variation de la réflexion de la couche TiO2 en fonction de la longueur d'onde et de son épaisseur.

D'après les figures précédentes on déduit que la réflexion de la couche de Titane est inférieure à celle de la Silice pour une plus faible épaisseur (Zone bleue sur les figures). Un autre avantage pour la couche antireflet d'oxyde de Titane.

3.8 Le taux de génération photonique

La génération photonique est l'un des seuls phénomènes auquel n'est pas directement associé le processus de recombinaison. Physiquement, on peut le définir comme suit : si l'on considère un flux lumineux monochromatique appliqué à la surface du morceau de silicium intrinsèque, la partie de la radiation

$(\phi_t = (1 - R) * \phi)$ se propage dans le matériau et va alors générer des paires électron-trou. Dans le cas idéal, en n'importe quel point du semi-conducteur, le nombre de paires créées est égal au nombre de photons absorbés.

A la vue de l'équation 2.8, on remarque bien que le taux de génération des photoporteurs est dépendant de la profondeur (de l'épaisseur) de la tranche (wafer) en silicium, mais aussi de la longueur d'onde incidente.

Comme la profondeur et le coefficient d'absorption sont des paramètres pouvant évoluer d'une technologie à une autre, il est intéressant de déterminer l'influence de ces deux variables. Aussi, si on les considère indépendamment, Les figures ci-dessous montrent la variation du taux de photo-génération par rapport à λ et à x :

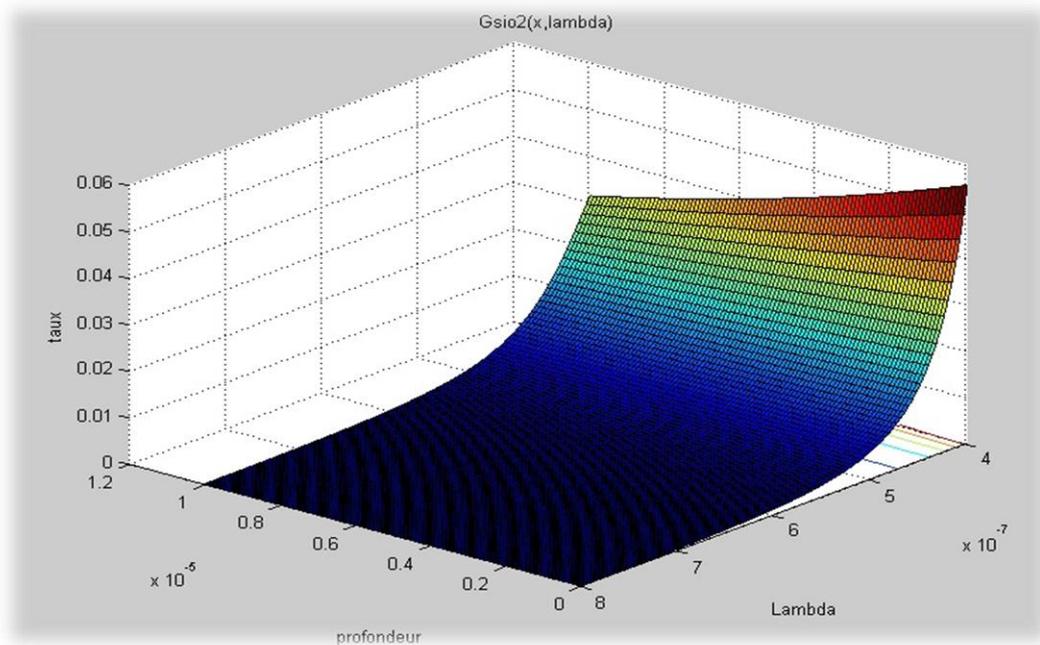


Figure 3.20. Variation du taux de génération photonique en fonction de la longueur d'onde et de la profondeur (couche Sio2).

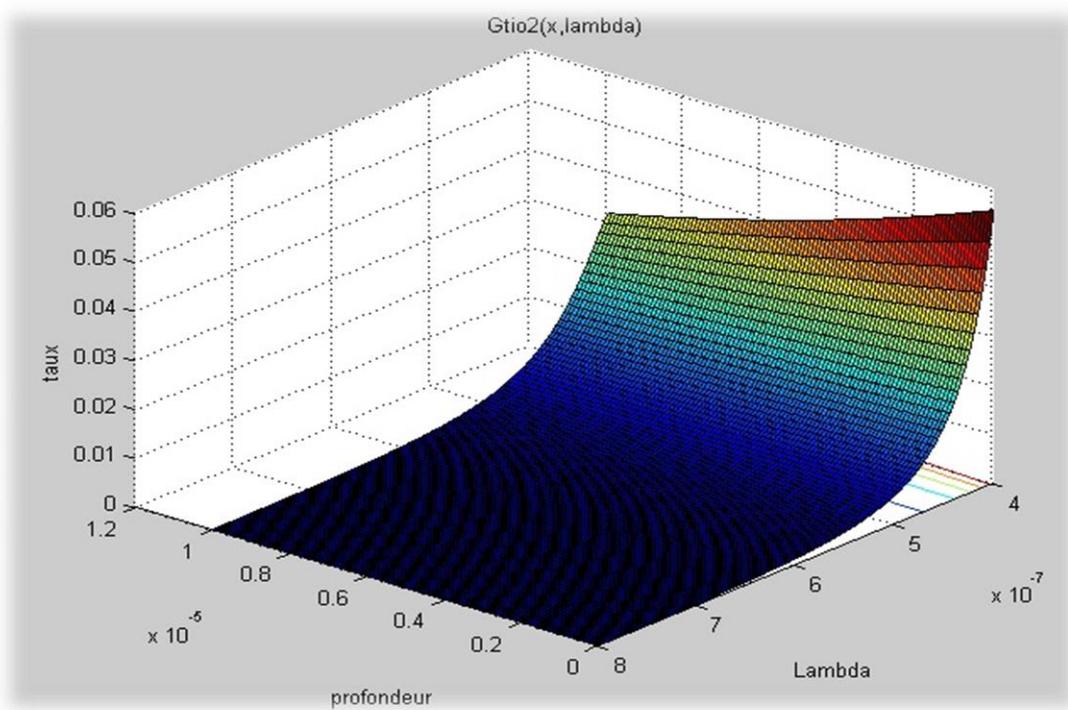


Figure 4.21. Variation du taux de génération photonique en fonction de la longueur d'onde et de la profondeur (couche Tio2).

3.9 Calcul des photocourants de BDJ

Le fonctionnement du dispositif est basé sur la propriété du silicium d'absorber chaque longueur d'onde de rayonnement à une profondeur différente, il est basé sur la dépendance du coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$ de la longueur d'onde. La lumière bleue est absorbée près de la surface de silicium tandis que la lumière rouge a une pénétration plus profonde; par conséquent, la jonction peu profonde a une réponse sensible à la lumière bleue, car elle ne recueille que les porteurs photo-générés près de la surface de silicium; d'autre part, la jonction profonde est sensible à la lumière rouge et proche de l'infrarouge grâce aux porteurs générés dans une région plus profonde.

Sous les conditions de polarisation inverse, chaque jonction recueille des charges photogénérés à l'intérieur et autour de la zone de déplétion; le photocourant résultant (d'après les équations 2.21.a et 2.21.b) à travers la jonction a donc deux composantes : un courant de conduction et un courant de diffusion. Le courant de conduction correspond à des charges collectées dans la zone de déplétion, et le courant de diffusion correspond à des charges collectées par les deux régions quasi neutres [2].

A partir de ces équations, on a tracé les figures suivantes, la réponse spectrale des jonctions J_1 et J_2 en fonction de la polarisation inverse appliquée et de la longueur d'onde du flux monochromatique source. L'aire active est ici de $20 \times 20 \mu\text{m}^2$, la puissance optique est de $1 \mu\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$; $Sr_1 = 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ [2]. On note ici un maximum pour J_1 à $\lambda_1 = 400 \text{ nm}$ et pour J_2 , on note $\lambda_2 = 700 \text{ nm}$.

Les limites de zones dépeuplées sont : $Xp_1 = 8.1430 \times 10^{-2} \mu\text{m}$, $Xn_1 = 6.8808 \times 10^{-1} \mu\text{m}$, $Xn_2 = 1.6286 \mu\text{m}$, $Xp_2 = 6.8808 \mu\text{m}$ et les largeurs des zones des espaces de charges sont :

$$Wzce_1 = 1.5472 \mu\text{m}, Wzce_2 = 6.1927 \mu\text{m}$$

Les résultats des deux jonctions enterrées donnent deux photocourants passant par les deux jonctions. Leurs réponses spectrales montrent deux courbes spectrales, chacune ayant un maximum à une longueur d'onde donnée et à une profondeur donnée, Figure 3.21, Figure 3.22, Figure 3.23, Figure 3.24, Figure 3.25, Figure 3.26.

le maximum des deux courbes se situe aux longueurs d'onde des zones du **bleu** et du **rouge**; donc le dispositif est bien adapté pour la détection de couleur.

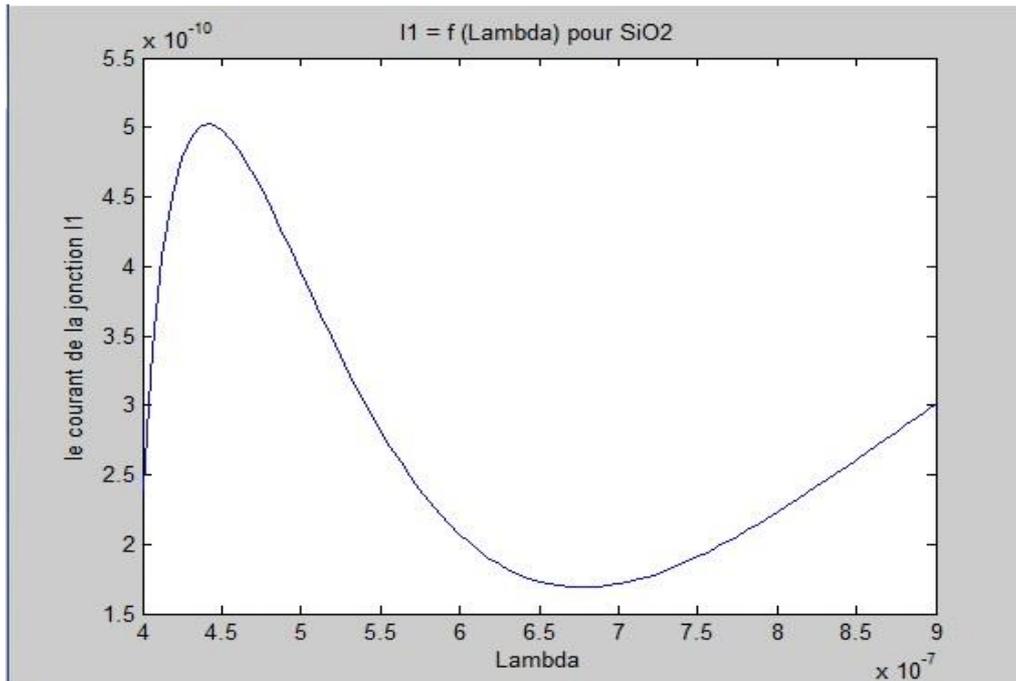


Figure 3.22. La variation du photocourant I_1 avec la couche SiO_2 en fonction de la longueur d'onde.

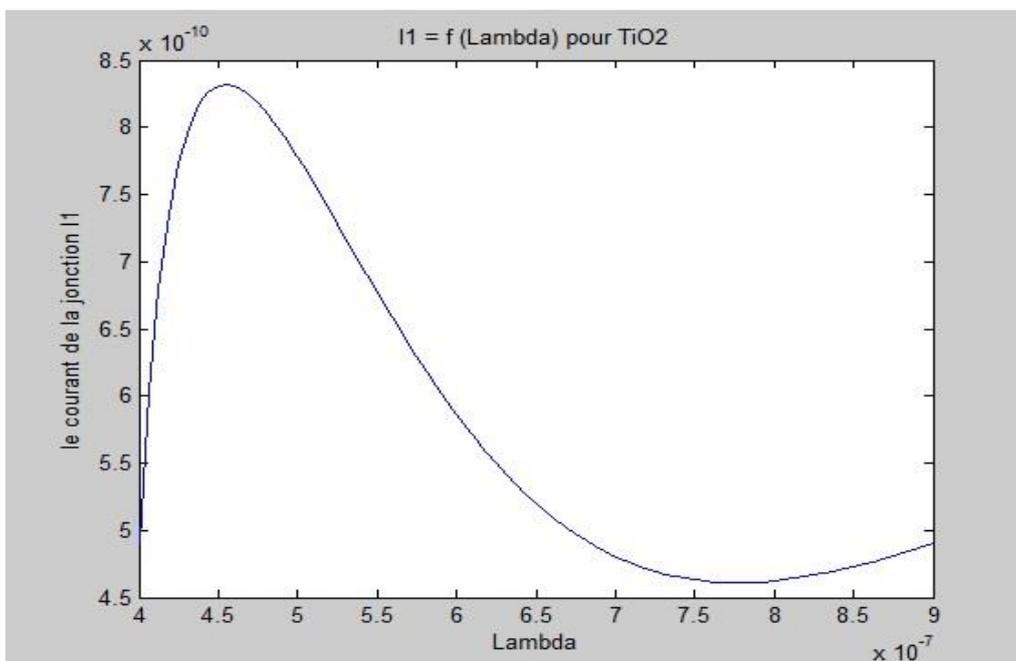


Figure 3.23. La variation du photocourant I_1 avec la couche TiO_2 en fonction de la longueur d'onde.

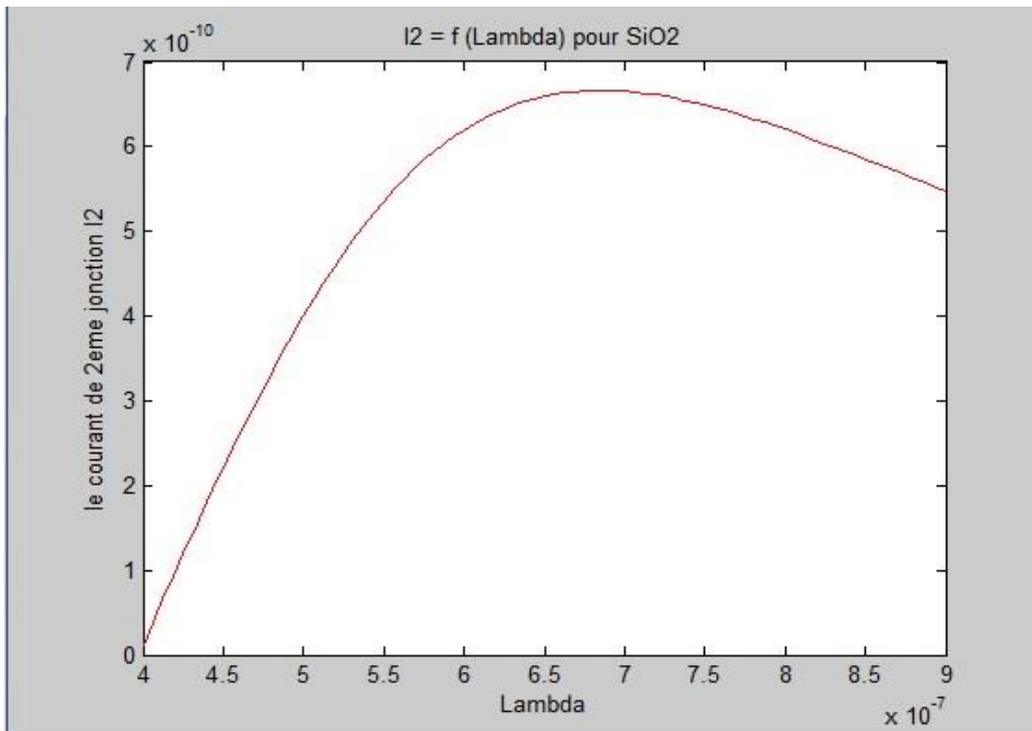


Figure 3.24. La variation du photocourant I_2 avec la couche SiO_2 en fonction de la longueur d'onde.

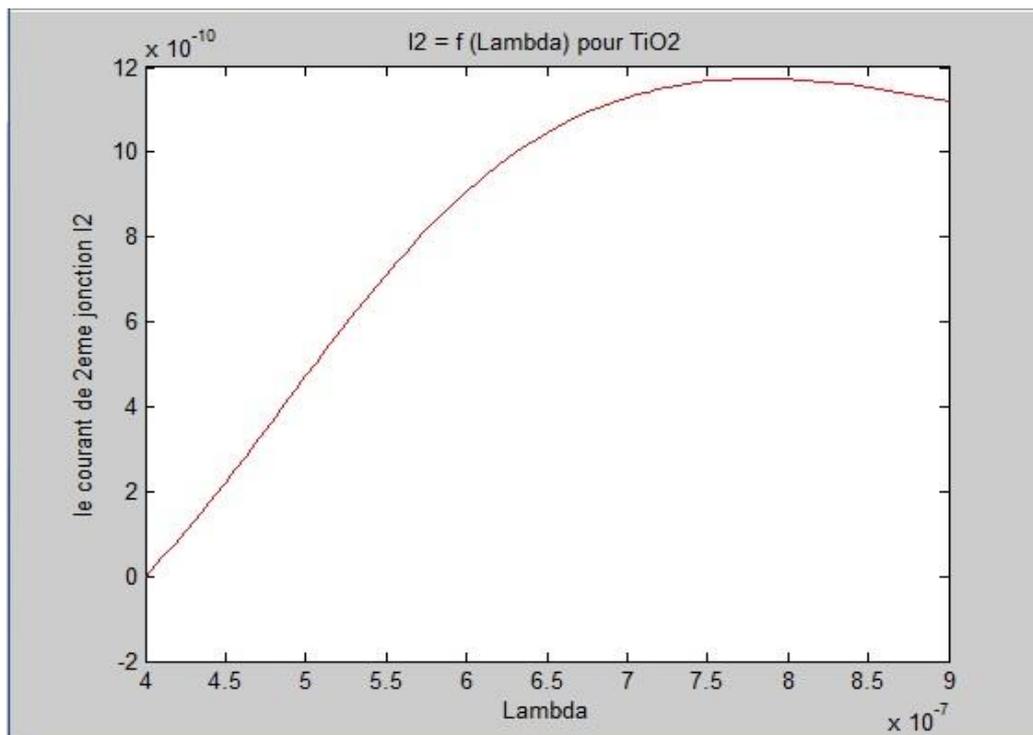


Figure 3.25. La variation du photocourant I_2 avec la couche TiO_2 en fonction de la longueur d'onde.

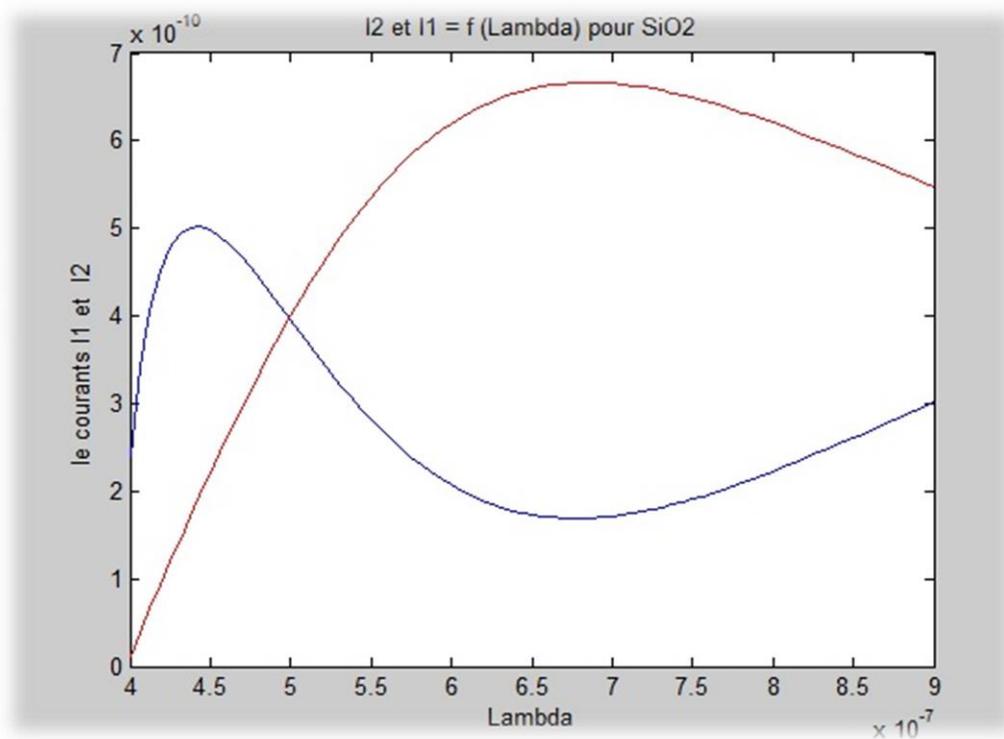


Figure 3.26. La variation du photocourant I_1 et I_2 avec la couche SiO_2 en fonction de la longueur d'onde.

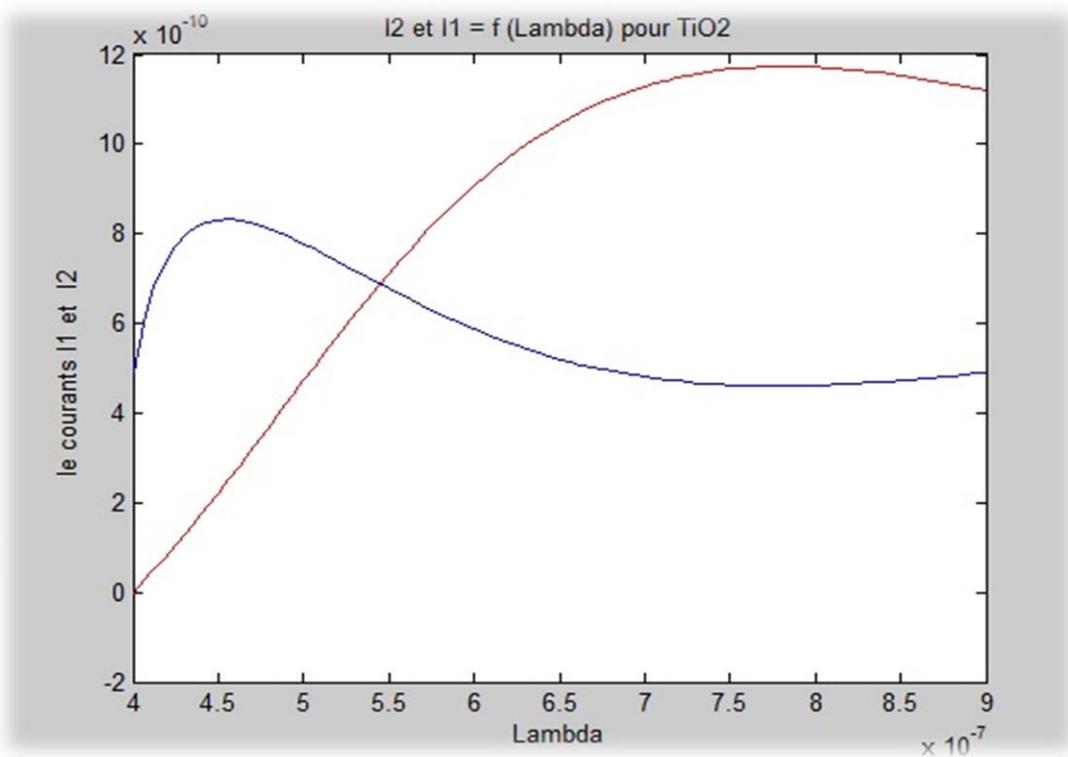


Figure 3.27. La variation du photocourant I_1 et I_2 avec la couche TiO_2 en fonction de la longueur d'onde.

3.10 Optimisation du photocourant

Au vue de cette étude et afin d'optimiser les performances de ce photodétecteur, il est nécessaire de tenter de diminuer autant que possible les courants d'obscurité et la réflexion de couche antireflet, tout en gardant un rendement quantique optimum. Plusieurs possibilités sont alors à envisager.

Concernant les courants d'obscurité, la première composante à réduire est le courant dû à l'effet tunnel. En effet, l'effet tunnel, par sa dépendance exponentielle en tension conduit à des valeurs de courant d'obscurité assez importantes. Sa contribution est typiquement 10 fois supérieure à celle des courants de diffusion et de génération - recombinaison. Pour éviter ce processus, plusieurs solutions sont possibles :

- Une solution simple consiste à réduire la différence de potentiel aux bornes de J1. Si on prend $V_1 = 1.5$ V, le processus d'effet tunnel est inactif. Cependant, un léger abaissement du rendement quantique par la diminution de la largeur de la zone de charge d'espace de J1 est inévitable [2]
- Un abaissement des niveaux de dopage (principalement, celui de la diffusion P+). Cela aura aussi pour avantage de permettre d'accroître la largeur de la première zone de charge d'espace et, par conséquent, d'augmenter le rendement quantique du photodétecteur. Mais cela s'oppose à l'évolution naturelle de la microélectronique et des technologies CMOS standard qui tend à augmenter les niveaux de dopages [2].

Plus directement, pour optimiser le photocourant avec les couches antireflets, les valeurs des photocourants obtenues par le capteur BDJ avec la couche de TiO_2 sont plus grandes que celles du capteur avec une couche de SiO_2 comme il est montré dans les figures (3.26, 3.27) qui sont Basées sur le développement des expressions analytiques des courants photoniques.

L'utilisation du dioxyde de titane donne plusieurs avantages à notre capteur :

- Une diminution de l'épaisseur de la couche antireflet donne une minimisation de notre capteur et une réduction en termes de temps et de coût.
- Une réflexion minimale par rapport à celle du dioxyde de silicium dû à ses propriétés optiques, d'où une augmentation du photocourant.
- Le photocourant obtenu mène à une bonne absorption qui exprime le rôle de la couche TiO_2 d'enterrer le maximum de flux lumineux d'où une bonne sensibilité.

Conclusion

Les performances du capteur BDJ sont fortement influencées par le flux lumineux. Dans ce chapitre, nous avons simulé les différentes équations de ce capteur avec la nouvelle couche antireflet TiO_2 et la comparer avec celle de SiO_2 .

Nous avons présenté les propriétés générales du dioxyde de titane Nous avons montré que le dioxyde de titane en raison de ses propriétés variées; présente une forte biocompatibilité et une bonne résistance à la corrosion, et avait une multitude d'applications.

La structure à double-jonction enterrée dans un semi-conducteur permet la détection de la couleur d'un flux lumineux monochromatique (identification de la longueur d'onde); chaque jonction, à une profondeur dans le volume du silicium, a une absorption maximale pour une longueur d'onde de la lumière incidente; par conséquent chaque couleur est détectée à une jonction d'une profondeur appropriée.

Nos résultats de simulation montrent que l'emploi de la couche antireflet TiO_2 donne un meilleur gain du photocourant généré. Cette couche de dioxyde peut être déposée sur le Silicium par la technique Dip-coating à faible température.

Conclusion générale

Les travaux de ce mémoire portent sur l'étude généralisée du capteur à double jonction, et plus particulièrement des couches antireflets qui offrent des performances étonnamment efficaces. Le capteur optique est illustré dans un premier temps, puis le photodétecteur à double jonction enterrée est présenté et analysé.

Ensuite, deux axes d'étude ont été développés, respectivement, les propriétés générales de l'oxyde de Titane TiO_2 et sa forte biocompatibilité, puis la simulation du capteur BDJ avec la couche antireflet TiO_2 et la couche antireflet SiO_2 .

Avant de conclure sur les résultats de l'ensemble de nos travaux, nous proposons de dresser un rapide bilan.

Une vue d'ensemble sur la lumière et les capteurs optiques a été passée en revue. Les capteurs en général et les capteurs CMOS ont été présentés avec une comparaison de leurs caractéristiques principales, leur coût de réalisation, leur faible consommation, et leur intégration et miniaturisation (moins encombrant).

Nous avons illustré un photodétecteur à double jonction enterrée. Ce transducteur souffre de la présence du bruit, qui réduit ses performances mais la structure à double jonction enterrée dans un semi-conducteur permet la détection de la couleur d'un flux lumineux monochromatique (identification de la longueur d'onde).

Une description des propriétés générales de la couche de dioxyde de titane tels que les propriétés cristallographiques, optiques, sa forte biocompatibilité et une bonne résistance à la corrosion a été également définie.

Enfin, une étude comparative a été mise en évidence entre la couche antireflet TiO_2 et celle de SiO_2 .

Nos résultats de simulation ont donné de meilleures performances gain en photocourant et optimisation de la structure) dans le cas d'utilisation de la couche antireflet TiO_2 .

Annexe

2 Interface ambient / substrat :

2.1 . Polarisation S :

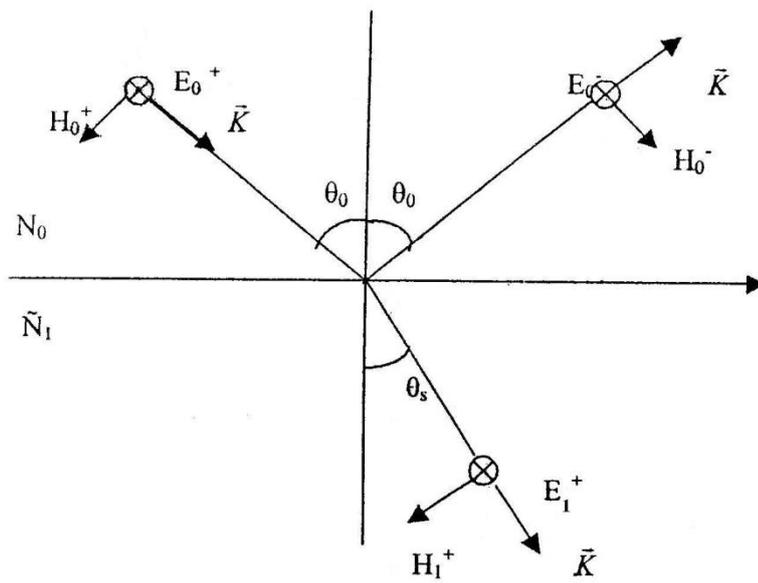


Figure 3.1 : Interface ambient / substrat (polarisation S)

$\tilde{N}_0 = N_0$: le milieu ambiant est transparent (non absorbant). Le substrat est considéré comme étant un milieu semi-infini et qui a pour indice optique \tilde{N}_s défini au paragraphe(1-1) par la formule (3.1).

La continuité à la surface de séparation (l'interface) des composantes tangentielles des champs électriques et magnétiques permet d'écrire [27]:

$$\begin{cases} E_0^+ + E_0^- = E_1^+ \\ N_0 \cos \theta_0 (E_0^+ - E_0^-) = E_1^+ \cos \theta_s \end{cases} \quad (3.14)$$

Calcul des coefficients de réflexion et de transmission :

Le coefficient de réflexion en mode S est défini par:

$$r_s = \frac{E_0^-}{E_0^+} \quad (3.15)$$

Le coefficient de transmission est défini par :

$$t_s = \frac{E_1^+}{E_0^+} \quad (3.16)$$

Des équations de continuité (3.14) nous pouvons mettre r_s et t_s sous la forme :

$$r_s = \frac{N_0 \cos \theta_0 - \tilde{N}_s \cos \theta_s}{N_0 \cos \theta_0 + \tilde{N}_s \cos \theta_s} \quad (3.17)$$

$$t_s = \frac{2N_0 \cos \theta_0}{N_0 \cos \theta_0 + \tilde{N}_s \cos \theta_s} \quad (3.18)$$

Le facteur de réflexion est donné par :

$$R = r_s r_s^* \quad (3.19)$$

Le système d'équation (3.14) peut s'écrire sous la forme matricielle suivante :

$$tp = \frac{2N_0 \cos \theta_s}{N_0 \cos \theta_0 + \tilde{N}_s \cos \theta_s} \quad (3.23)$$

les équations (3.21) peuvent s'écrire sous la forme matricielle suivante:

$$\begin{pmatrix} E_0^- \\ E_0^+ \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -\frac{\cos \theta_0}{N_0} \\ 1 & \frac{\cos \theta_0}{N_0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\tilde{N}_s}{\cos \theta_s} \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

Remarque : d'après les écritures matricielles précédentes, on remarque que le deuxième membre de l'égalité est composé d'une matrice et d'un vecteur, la matrice caractérise le milieu ambiant d'indice \tilde{N}_0 , le vecteur caractérise le substrat d'indice \tilde{N}_s .

2.3 Cas particulier (incidence normale) :

Lorsque la lumière incidente est normale au plan d'incidence les angles θ_0 et θ_s deviennent nuls ce qui conduit aux expressions simplifiées des facteurs de réflexions et de transmissions :

$$rs = rp = \frac{N_0 - \tilde{N}_s}{N_0 + \tilde{N}_s} \quad (3.25)$$

$$ts = tp = \frac{2N_0}{N_0 + \tilde{N}_s} \quad (3.26)$$

Et les expressions matricielles s'écrivent pour les deux modes de polarisation de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} E_0^- \\ E_0^+ \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -\frac{1}{N_0} \\ 1 & \frac{1}{N_0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \tilde{N}_s \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

3-Couche intermédiaire d'indice \tilde{N}_1 (incidence normale) :

Insérons une couche intermédiaire, entre l'ambient et le substrat, elle sera caractérisée par ses paramètres optiques, \tilde{N}_1 et d_1 , qui sont respectivement l'indice optique qui sera complexe ou réel selon que le milieu est absorbant ou transparent, et l'épaisseur d_1 de la couche [27].

Déterminons ainsi le coefficient de réflexion pour les deux modes de polarisation et représentons l'écriture matricielle. Pour alléger les notations et simplifier les représentations des champs électriques et magnétiques, au niveau de chaque milieu, nous allons nous contenter du cas particulier, où la lumière incidente est normale au plan d'incidence.

3.1. Polarisation S :

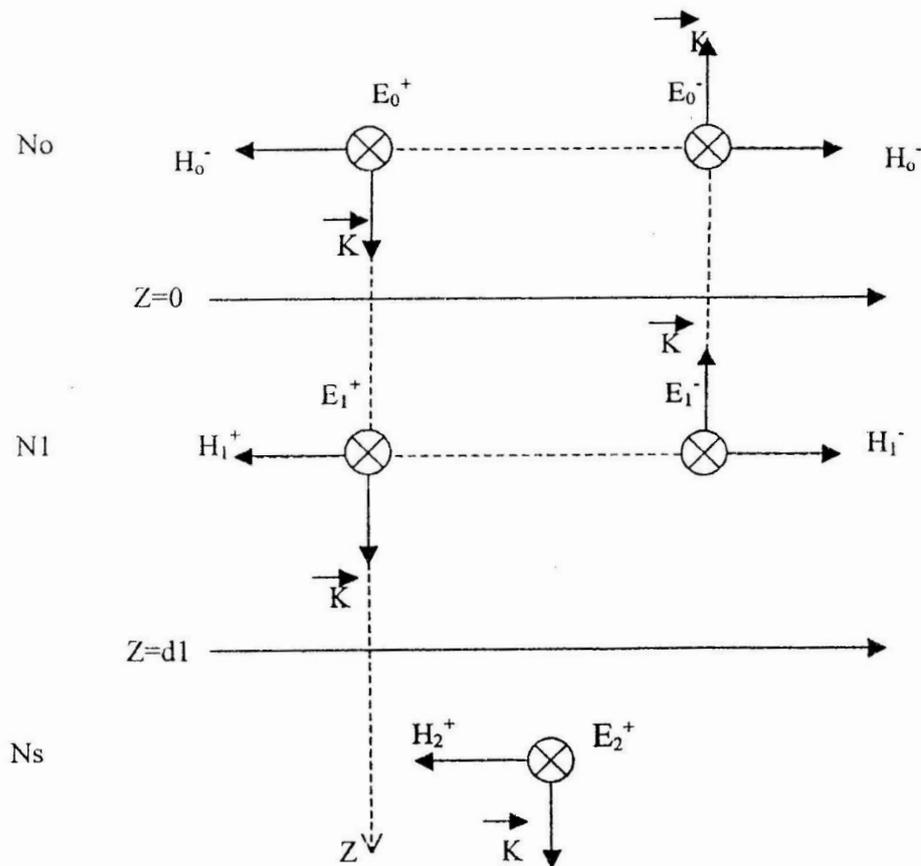


Figure 3.3 : couche intermédiaire d'indice \tilde{N}_1 (Polarisation S)

Equations de continuité aux interfaces :

Il est évident que dans ce cas, nous avons deux interfaces[27], la première au point $z=0$, entre le milieu ambiant et la couche, la seconde au point $z=d_l$ entre la couche et le substrat.

A l'interface $z=0$ nous écrivons :

$$\begin{cases} E_0^+ + E_0^- = E_1^+ + E_1^- \\ H_0^+ - H_0^- = \tilde{N}_1(E_1^+ - E_1^-) \end{cases} \quad (3.28)$$

Et à l'interface $z=d_l$ nous avons :

$$\begin{cases} E_1^+ \exp(-iN_1kd_l) + E_1^- \exp(iN_1kd_l) = E_2^+ \\ N_1(E_1^+ \exp(-iN_1kd_l) - E_1^- \exp(iN_1kd_l)) = H_2^+ \end{cases} \quad (3.29)$$

Posons, le système d'équations (3.29) s'écrit :

$$\begin{cases} E_1^+ \exp(-i\beta) + E_1^- \exp(i\beta) = E_2^+ \\ N_1(E_1^+ \exp(-i\beta) - E_1^- \exp(i\beta)) = H_2^+ \end{cases} \quad (3.30)$$

En utilisant les systèmes d'équations (3.28), (3.29) et (3.30) nous aurons :

$$\begin{cases} E_0 = \cos \beta E_2^+ + \frac{i}{N_1} \sin \beta H_2^+ \\ H_0 = i\tilde{N}_1 \sin \beta E_2^+ + \cos \beta H_2^+ \end{cases} \quad (3.31)$$

Il sera plus commode dans ce cas d'adopter la représentation matricielle, puisqu'elle est plus adaptée pour ce genre de système.

En se servant des équations (3.28), (3.29), (3.30) et (3.31) nous aboutissons à l'écriture matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} E_0^- \\ E_0^+ \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -\frac{1}{N_0} \\ 1 & \frac{1}{N_0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \beta & \frac{i \sin \beta}{\tilde{N}_1} \\ i\tilde{N}_1 \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \tilde{N}_s \end{pmatrix} \quad (3.32)$$

β étant le déphasage entre les ondes réfléchies et elle est donnée par l'expression :

$$\beta = \frac{2\pi N_1 d_1}{\lambda} \quad (3.33)$$

3.2. Polarisation P :

A l'interface $z=0$, nous écrivons :

$$\begin{cases} E_0^+ - E_0^- = E_1^+ - E_1^- \\ H_0^+ + H_0^- = N_1(E_1^+ + E_1^-) \end{cases} \quad (3.34)$$

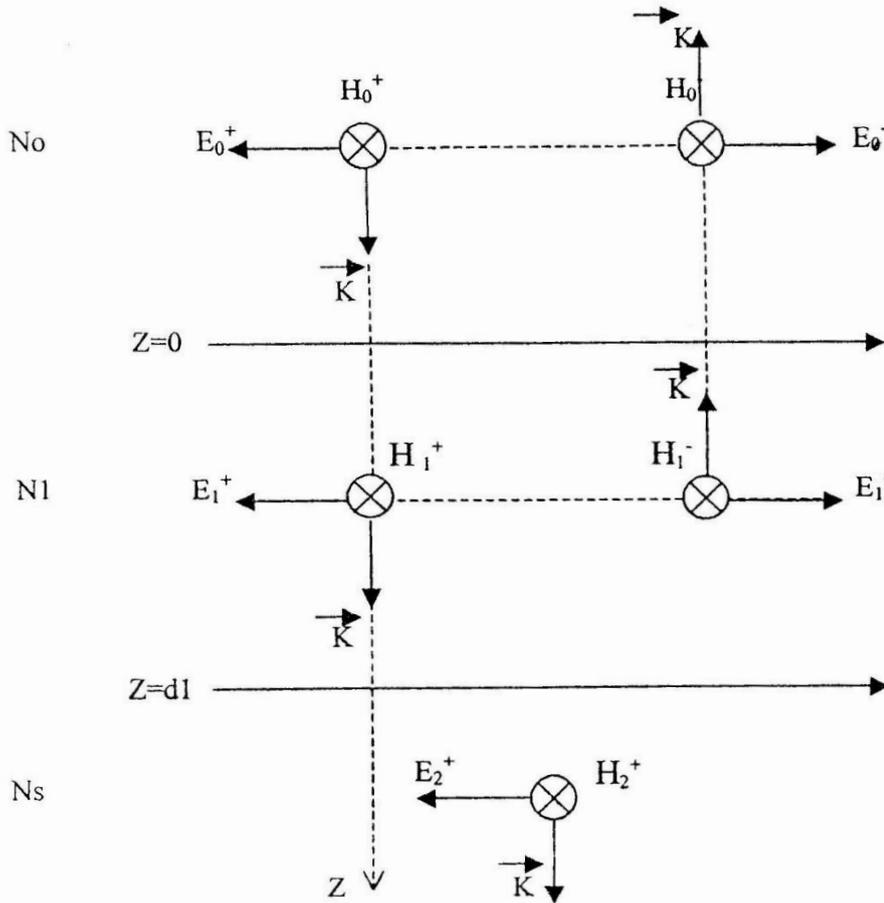


Figure 3.4 : Couche intermédiaire d'indice \tilde{N}_1 (Polarisation P)

A l'interface $z=d_1$, nous écrivons :

$$\begin{cases} E_1^+ \exp(-iN_1 k d_1) + E_1^- \exp(iN_1 k d_1) = E_2^+ \\ N_1(E_1^+ \exp(-iN_1 k d_1) - E_1^- \exp(iN_1 k d_1)) = H_2^+ \end{cases} \quad (3.35)$$

Ecriture matricielle:

Des équations (3.34) et (3.35), et en procédant de la même manière que pour le mode s, nous aboutissons à l'écriture matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} E_0^- \\ E_0^+ \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -\frac{1}{N_0} \\ 1 & \frac{1}{N_0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\beta & \frac{i\sin\beta}{\tilde{N}_1} \\ i\tilde{N}_1\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \tilde{N}_s \end{pmatrix} \quad (3.36)$$

3.3 Cas de l'incidence oblique :

Dans le cas général où la lumière incidente n'est pas normale au plan d'incidence nous avons deux composantes pour les deux champs électriques et magnétiques [27], l'une est tangentielle, l'autre est normale. Les termes en $\cos\theta_i$ et $\cos\theta_s$ (θ_i étant l'angle d'incidence à la surface) apparaissent dans l'expression de ces composantes, selon la polarisation étudiée.

Dans tous les cas, nous aboutissons aux expressions suivantes :

Polarisation S :

$$\begin{pmatrix} E_0^- \\ E_0^+ \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -\frac{1}{N_0\cos\theta_i} \\ 1 & \frac{1}{N_0\cos\theta_s} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\beta & \frac{i\sin\beta}{\tilde{N}_1\cos\theta_i} \\ i\tilde{N}_1\cos\theta_s\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \tilde{N}_s\cos\theta_s \end{pmatrix} \quad (3.37)$$

Polarisation P :

$$\begin{pmatrix} E_0^- \\ E_0^+ \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -\frac{\cos\theta_i}{N_0} \\ 1 & \frac{\cos\theta_s}{N_0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\beta & \frac{i\sin\beta\cos\theta_i}{\tilde{N}_1} \\ \frac{i\tilde{N}_1\sin\beta}{\cos\theta_i} & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\tilde{N}_s}{\cos\theta_s} \end{pmatrix} \quad (3.38)$$

$$\beta = \frac{2\pi N_1 d_1}{\lambda} \cdot \cos\theta \quad (3.39)$$

θ : étant l'angle de réflexion de l'onde dans le milieu d'indice N_1 .

4 . Système multicouche :

Les systèmes multicouches sont des empilements à faces planes et parallèles de couches homogènes ou mélanges ,et qui peuvent présenter des propriétés optiques très différentes selon le type d'empilement [19] .

L'importance de ces structures est considérable car elles permettent de réaliser des fonctions optique très variées , telle que le revêtement antireflet ,miroirs, filtres, ...[19]

L'étude des système multicouches consiste à calculer les propriétés optiques d'une structure donnée puis de déterminer l'influence de ces propriétés sur le phénomène de réflexion de la lumière à la surface de la structure.

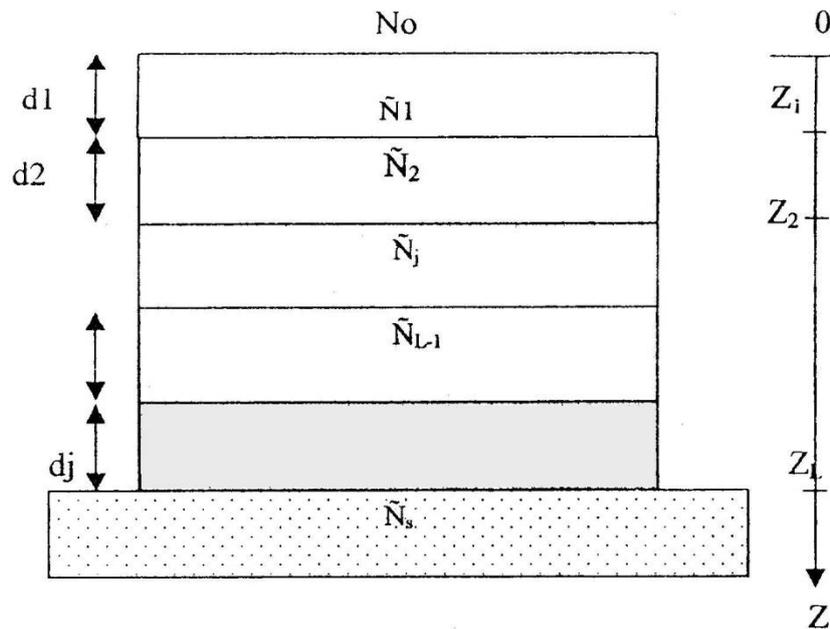


Figure3.5 : Représentation d'une structure multicouche

4.1 Définition de la structure :

Considérons une structure stratifiée, formée d'une succession d'interface planes et parallèles, correspondant à un empilement de couches 1,2, ...,j.....m, d'épaisseur d_j comprise entre le milieu ambiant et le substrat [19,28].

L'axe de la propagation est défini par oz , l'origine des coordonnées $z = 0$, est à la surface de la structure et chaque interface entre la couche j et $j+1$ est repérée par l'abscisse z_j .

Chaque couche peut être représentée par une matrice $M_j(d_j)$ et la relation entre les champs à la surface de la structure ($z=0$) et les champs à l'interface : structure / substrat $z = z_L$ est la suivante :

$$\begin{pmatrix} E(0) \\ H(0) \end{pmatrix} = \prod_{j=1}^L \begin{pmatrix} \cos\beta_j & \frac{i\sin\beta_j}{\tilde{N}_j \cos\theta_j} \\ i\tilde{N}_j \cos\theta_j \sin\beta_j & \cos\beta_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E(z_L) \\ H(z_L) \end{pmatrix} \quad (3.40)$$

$$\text{Avec } \beta_j = \frac{2\pi\tilde{N}_j d_j}{\lambda} \cos\theta_j \quad (3.41)$$

4.2 Equations globales en mode S et P :

A partir de l'équation (3.40), il est possible de calculer le facteur de réflexion de l'empilement. Le calcul fait intervenir le rapport des amplitudes du champ incident sur les champs réfléchis. Chaque champ $E(z_j)$ et $H(z_j)$ peut être interprété comme la superposition dans le J^{eme} milieu d'un champ incident note E_j^+ et des champs réfléchis note E_j^- .

En appliquant les conditions de continuités des champs tangents aux interfaces, on obtient :

$$\begin{cases} E_j^+ + E_j^- = E(z_j) \\ N_0 \cos\theta_0 (E_j^+ - E_j^-) = \frac{1}{N_j \cos\theta_j} H(z_j) \end{cases} \quad (3.42)$$

La formulation matricielle de l'équation (3.40) peut s'écrire :

$$\begin{pmatrix} E_j^- \\ E_j^+ \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{\tilde{N}_j \cos \theta_0} \\ 1 & \frac{1}{\tilde{N}_j \cos \theta_0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E(z_j) \\ H(z_j) \end{pmatrix} \quad (3.43)$$

En particulier le champ incident et le champs réfléchi à la surface $z=0$ vérifie la relation :

$$\begin{pmatrix} E_0^- \\ E_0^+ \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -\frac{1}{N_0 \cos \theta_0} \\ 1 & \frac{1}{N_0 \cos \theta_0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E(0) \\ H(0) \end{pmatrix} \quad (3.44)$$

On rappelle que le coefficient de réflexion rs en amplitude est égal au rapport du champ électrique sur le champ incident :

$$rs = \frac{E_0^-}{E_0^+} \quad (3.45)$$

Ce rapport peut être calculé en combinant les équations (3.40) et (3.44) :

Mode S :

$$\begin{pmatrix} E_0^- \\ E_0^+ \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{N_0 \cos \theta_0} \\ 1 & \frac{1}{N_0 \cos \theta_0} \end{pmatrix} \prod_{j=1}^l \begin{pmatrix} \cos \beta_j & \frac{i \sin \beta_j}{\tilde{N}_j \cos \theta_j} \\ i \tilde{N}_j \cos \theta_j \sin \beta_j & \cos \beta_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \tilde{N}_s \cos \theta_s \end{pmatrix} \quad (3.46)$$

Par analogie, on obtient la matrice globale en mode P :

Mode P :

$$\begin{pmatrix} E_0^- \\ E_0^+ \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -\frac{\cos\theta_0}{N_0} \\ 1 & \frac{\cos\theta_0}{N_0} \end{pmatrix} \prod_{j=1}^L \begin{pmatrix} \cos\beta_j & \frac{i\sin\beta_j \cos\theta_j}{\tilde{N}_j} \\ \frac{i\tilde{N}_j \sin\beta_j}{\cos\theta_j} & \cos\beta_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\tilde{N}_s}{\cos\theta_s} \end{pmatrix} \quad (3.47)$$

Avec $\beta_j = \frac{2\pi\tilde{N}_j d_j}{\lambda} \cos\theta_j$

Pour la J^{me} couche on défini :

θ_j : l'angle d'incidence

\tilde{N}_j : l'indice optique

$\tilde{\beta}_j$: déphasage entre deux couches adjacentes.

d_j : épaisseur de la couche

θ_j : est l'angle déterminé à partir des lois de Snell - Descartes

$$\tilde{N}_0 \sin\theta_0 = \tilde{N}_1 \sin\theta_1 = \dots \tilde{N}_j \sin\theta_j = \dots \tilde{N}_s \sin\theta_s \quad (3.48)$$

les facteurs de réflexion s'écrivent alors pour les deux types de polarisation :

$$R_s = r_s \cdot r_s^* \qquad R_p = r_p \cdot r_p^* \quad (3.49)$$

Sachant que la lumière n'est pas polarisée :

$$R(\lambda) = \frac{R_s(\lambda) + R_p(\lambda)}{2} \quad (3.50)$$