

UNIVERSITE CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE



ECOLE DOCTORALE PHYSIQUE, CHIMIE, SCIENCES DE LA TERRE, DE L'UNIVERS
ET DE L'INGENIEUR

(ED-PCSTUI)

Année : 2017

THÈSE DE DOCTORAT UNIQUE

Spécialité : ENERGIE SOLAIRE

Présenté par

Mr. Massamba DIENG

Sujet :

**EXTENSION DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DANS L'EMETTEUR
D'UNE PHOTOPILE AU SILICIUM A JONCTION HORIZONTALE
ET MONOFACIALE SOUS ECLAIREMENT MONOCHROMATIQUE, PAR LA
METHODE DU THEOREME DE GAUSS.**

Soutenu le 8 juillet 2017 devant le jury composé de :

Jury	Nom et prénoms	Grade	Etablissement
Président	Grégoire SISSOKO	Professeur Titulaire	FST/ UCAD
Rapporteurs	Birame DIENG	Maître de Conférences	UADB
	Moustapha DIENG	Maître de Conférences	FST/ UCAD
Examineurs	Senghane Mbodji	Maître de Conférences	UADB
	Ibrahima Ly	Maître de Conférences	EPT / THIES
	Moustapha THIAME	Maître-Assistant	Univ. A SECK Zig
Directeur	Mamadou Wade	Maître de Conférences	EPT / THIES

Dédicaces

JE DÉDIE CE TRAVAIL À :

- **MON DÉFUNT PÈRE, QUE LA MISÉRICORDE D'ALLAH SOIT AVEC LUI.**

- **MA MÈRE, ELLE REPRÉSENTE TOUT POUR MOI, JE NE SAURAI LA
REMERCIER JAMAIS ASSEZ**

- **À MES FRÈRES ET SŒURS**

- **À MA FEMME ET ENFANTS**

- **À MES AMI(E)S**
- **MES CAMARADES DE PROMOTION ET À TOUS LES MEMBRES DU
LASES**

Remerciements

Je remercie :

Monsieur **Grégoire SISSOKO**, Professeur Titulaire de classe exceptionnelle à la Faculté des Sciences et Techniques de l'U.C.A. D pour avoir bien voulu ouvrir les portes de votre grande et merveilleuse équipe. Vous avez réveillé mes envies de persévérer encore et ravivé mon courage, grâce à votre générosité vivement sue de tous. Je vous remercie de l'honneur que vous me faites en m'acceptant dans votre équipe de recherche. Que DIEU, Le TOUT PUISSANT, puisse témoigner de vos bons actes et vous soutiennes dans toutes vos entreprises.

Merci Professeur pour vos conseils qui, au-delà des études nous assistent dans nos entreprises personnelles. L'honneur que vous me faites en présidant mon jury, exhibe ma fierté d'avoir travaillé avec vous et votre exemplaire équipe de recherche.

Monsieur **Mamadou wade** Maître de conférences, mes remerciements envers vous vont au-delà du fait que vous acceptiez d'être directeur de ma thèse. C'est votre modestie, votre considération envers vos étudiants, qui m'ont fortement marqué, et sachez que j'en suis hautement reconnaissant. Vous avez toujours répondu à toutes mes sollicitations avec une générosité affichée. Je vous souhaite du fond du cœur, le plus grand des succès.

Monsieur **Senghane MBODJI** Maître de conférence à l'UABD, Je vous remercie de m'avoir honoré en acceptant d'être un membre de mon jury. Vous êtes un modèle de persévérances et de l'amour du travail.

Monsieur **Moustapha DIENG** Maître de conférences à l'UCAD. Votre présence dans mon jury est une marque de fierté. Merci aussi des conseils que vous nous aviez toujours apporté tout au long des années précédentes. Vous avez énormément participé à notre formation Que Le Bon Dieu vous protège.

Monsieur **Moustapha THIAM**, Maître-Assistant à l'université Assane Seck de Ziguinchor. Mes sentiments à votre endroit sont ceux les plus sincères qui, puissent être. L'honneur que vous me faite en acceptant d'être membre de mon jury me va au fond du cœur. Merci pour tout.

Monsieur **Ibrahima LY** Maître de conférences, je vous exprime mes profonds remerciements. Merci de m'avoir gratifié de votre présence dans mon jury.

Monsieur **Birame DIENG**, Maître de conférence UABD, Je vous remercie de m'avoir honoré en acceptant d'être un membre de mon jury. Qu'Allah le tout puissant guide vos pas vers des lendemains meilleurs.

Mes remerciements vont aussi à l'endroit de :

De mes frères Modou Bamby, Ady, Aly, Ibrahima, Issa et khadim pour tous leurs soutiens matériels et moraux.

Monsieur **Moustapha THIAM**, professeur de sciences physiques au lycée de Tivaouane pour tous les soutiens qui se fondent sur l'affection et le souhait de réussite envers ma personne. Que DIEU vous honore.

Monsieur **THIERNO ALIOU SARR**, professeur de HG au lycée de Tivaouane, Vous êtes un homme de cœur d'une sociabilité immense, je ne peux que prier pour que Dieu vous assiste.



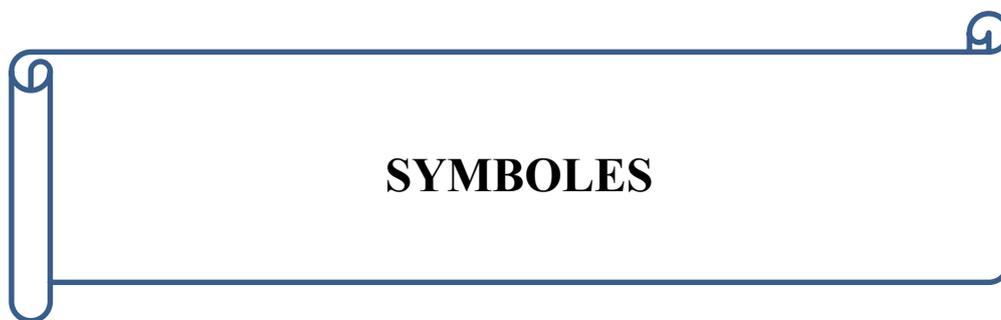
TABLE DES MATIERES

Table des matières

TABLE DES MATIERES	iii
SYMBOLES	vii
LISTE DES FIGURES	9
Liste des figures	10
LISTE DES TABLEAUX	13
INTRODUCTION GENERALE	1
INTRODUCTION GENERALE	2
Chapitre I: ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	5
I.1.La zone de charge d'espace d'une photopile au silicium monocristallin.	6
I.1.1. Etude de la jonction PN d'un semi-conducteur à l'équilibre thermodynamique	7
I-2 Détermination de la largeur de la zone de charge d'espace (ZCE) à l'absence d'éclairement [12].	10
I-3 Thickness of p/n junction space-charge layer [13]	11
I-4 Exercice d'application du théorème de Gauss sur un condensateur plan [14]	12
I-5 Exercice de PC1 sur la variation de l'épaisseur d'un condensateur plan [15]	13
I.6 Extension de la zone de charge en régime statique, d'une photopile sous éclairement monochromatique constant [16] :	15
I-7. Silicon solar cell space charge region width determination by a study in modelling [16]	17
I-8 Influence de la taille de grain, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain et de l'angle d'incidence de l'éclairement sur l'élargissement de la zone de charge d'espace d'une photopile monofaciale. [17]	19
I-9 Effet du champ magnétique sur le rendement de la capacité par le modèle de l'extension de la zone de charge d'espace [18].	23
Rendement de la capacité	27
I-10 Using Gauss's Law in Determinating the Width Emitter Extension Region of the Solar Cell Operating in Open Circuit Condition [19]	27
APPLICATION DE LA LOI DE GAUSS	28
I.11 Influence d'une onde électromagnétique sur une photopile au silicium sous éclairement multi spectrale en régime statique [20]	29
Conclusion	30
Chapitre II: ETUDE THEORIQUE	33
II-1. Présentation et description de la photopile monofaciale au silicium	34
II-2 Densité des porteurs minoritaires dans la base de la photopile éclairée par une lumière monochromatique en modulation de fréquence.	35
II-2.1 Equation de continuité	35
II-2.2. Solution de l'équation de continuité.	36
II-3. Etude de la densité de porteurs minoritaires en excès dans la base sous effet de la longueur d'onde.	37

II.3.1. Variation de la densité de porteurs d'une photopile sous excitation.	38
II-3.2. Effet de la longueur d'onde sur la densité de porteurs minoritaires en excès, en situation de court-circuit de la photopile.	40
II.3.3. Etude de l'évolution de la densité de porteurs en fonction de la profondeur de la base pour des intervalles de longueurs d'onde successifs.	43
Conclusion.....	51
II-3.4. Effet de la longueur d'onde sur la densité de porteurs minoritaires en excès, en situation de circuit-ouvert de la photopile.	51
II-4. Etude de la densité de porteurs minoritaires en excès dans la base sous effet de la fréquence de modulation.	54
Conclusion.....	57
II-5. Etude de la densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur de la base en excès dans la base : Effet de la vitesse de recombinaison.	57
II-5.1. Densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur de la base en excès dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison et pour grande valeur de la longueur d'onde et de la fréquence de modulation.....	57
II-5.2. Densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur de la base en excès dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison, pour petite valeur de la longueur d'onde et une grande fréquence de modulation.....	59
II-5.3. Densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur de la base en excès dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison, pour petite valeur de la longueur d'onde et une basse fréquence de modulation.....	60
II-6 Conclusion	62
Chapitre III : Détermination de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur par la méthode du théorème de Gauss.....	65
Introduction.....	66
III-1. Situation de court-circuit.....	66
III-1.1. Etude en régime des basses fréquences et pour les grandes valeurs de la longueur d'onde.	66
III-1.1.1. Détermination des abscisses des maxima de la densité des porteurs minoritaires....	66
III-1.1.2. Application du théorème de Gauss : Détermination de l'extension de la zone de charge dans l'émetteur.	67
III-1.1-3 Détermination de l'abscisse (X_{0b}) du maximum de la densité de porteurs minoritaires.	68
Application du théorème de Gauss.	69
III-1.3. Etude en régime des hautes fréquences.....	70
III-1.3.1. Détermination des abscisses des maxima de la densité des porteurs minoritaires.....	70
III-1.3.2. Détermination des valeurs maximales de la densité de porteurs minoritaires.	70
III-1.3.3. Application du théorème de Gauss : Détermination de l'extension de la zone de charge dans l'émetteur.	72

III-1.3.4. Détermination de l'abscisse (X_{0b}) du maximum de la densité de porteurs minoritaires.	73
III-1.4. Etude en régime des basses fréquences et pour les faibles valeurs de la longueur d'onde.	74
III-1.4.1. Détermination des abscisses des maxima de la densité des porteurs minoritaires....	74
III-1.4.3. Application du théorème de Gauss : Détermination de l'extension de la zone de charge dans l'émetteur.	75
III-1.4.4. Détermination de l'abscisse (X_{0b}) du maximum de la densité de porteurs minoritaires.	76
III-1.5. Etude en régime des hautes fréquences et pour les faibles valeurs de la longueur d'onde.	78
III-1.5.1. Détermination des abscisses des maxima de la densité des porteurs minoritaires....	78
III-1.6. Etude en régime des basses fréquences et pour de très grandes valeurs de la longueur d'onde.	81
III-1.7. Etude en régime des hautes fréquences et pour de très grandes valeurs de la longueur d'onde.	85
III-1.2. Etude en régime des basses fréquences et pour de très grandes valeurs de la longueur d'onde.	88
III-1.8. Etude en régime des hautes fréquences et pour de très grandes valeurs de la longueur d'onde.	89
III.1.9. Etude de la zone de charge d'espace dans l'émetteur sous effets de la fréquence de modulation.	91
III.1.10. Etude de la zone de charge d'espace dans l'émetteur sous effets de la fréquence de modulation.	95
III.1.11. Conclusion	99
Références bibliographiques du chapitre	100
CONCLUSION GENERALE	101
ANNEXES MATHÉMATIQUES	103
Annexes mathématiques	104



SYMBOLES

Symboles

Symboles	Désignations	Unités
Λ	Longueur d'onde	(μm)
$\alpha(\lambda)$	Coefficient d'absorption à la longueur d'onde λ	(cm^{-1})
n_i	Concentration intrinsèque du matériau Si	(cm^{-3})
N_b	Taux de dopage des impuretés dans la base	(cm^{-3})
Q	Charge élémentaire de l'électron	(C)
$R(\lambda)$	Coefficient de réflexion du matériau à la longueur d'onde λ	(cm^{-1})
S_f	Vitesse de recombinaison à la jonction	($\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$)
τ	Durée de vie moyenne des porteurs minoritaires dans la base	(s)
T	Temps	(s)
T	Température absolue	($^{\circ}\text{K}$)
$\delta(x,t)$	Densité des porteurs minoritaires photocréés dans la base en fonction de l'épaisseur x et du temps t	(cm^{-3})
$G(x,t)$	Taux de génération monochromatique en modulation de fréquence en fonction de la profondeur x et du temps t	($\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$)
$g(x)$	Taux de génération en fonction de la profondeur x	($\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$)
H	Epaisseur totale de la photopile monofaciale	(μm)
I_0	Flux incident lumière monochromatique	(W/cm^2)

D	Coefficient de diffusion des porteurs minoritaires dans la base	($\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$)
S _b	Vitesse de recombinaison à la face arrière	($\text{cm}.\text{s}^{-1}$)
S _f	Vitesse de recombinaison à la jonction	($\text{cm}.\text{s}^{-1}$)
C	Capacité	($\mu\text{F}.\text{cm}^{-2}$)
V	Phototension	(V)
V _{co}	Phototension de circuit ouvert	(V)
V _T	Tension thermique	(V)
ω	Fréquence angulaire	($\text{rad}.\text{s}^{-1}$)
K	Constante de Boltzmann	(J K^{-1})
L(ω)	Longueur de diffusion complexe des porteurs minoritaires dans la base	(cm)
x	Profondeur de la base de la photopile monofaciale	(μm)
S _{gb}	Vitesse de recombinaison aux joints de grains	($\text{cm}.\text{s}^{-1}$)
SF ₀	Vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction	($\text{cm}.\text{s}^{-1}$)
S	Surface en regard des armatures d'un condensateur plan	(cm^2)
X _{0,co}	Extension de la zone de charge d'espace en circuit ouvert	(cm)
X _{0,cc}	Extension de la zone de charge d'espace en court-circuit	(cm)
ϵ_0	Permittivité du vide	($\text{F}.\text{m}^{-1}$)

E	Champ électrique sur une armature	(V.m ⁻¹)
B	Champ magnétique	(T)



LISTE DES FIGURES

Liste des figures

Figure I- 1 : Description d'une cellule photovoltaïque6

Figure I- 2 : formation de la zone de charge d'espace7

Figure I- 3 : Représentation d'une jonction PN abrupte à l'équilibre 8

Figure I- 4 : Condensateur plan d'épaisseur X_0 10

Figure I- 5 : Schéma d'un condensateur plan..... 12

Figure I- 6 : schéma de l'extension de l'épaisseur d'un condensateur plan à potentiel constant.. 14

Figure I- 7 : Inverse de la capacité en fonction de l'épaisseur de la zone de charge d'espace 16

Figure I- 8 : Inverse de la capacité en fonction de l'épaisseur de la zone de charge d'espace.22

Figure I- 9 : Profil de la densité des porteurs minoritaires de charge en excès dans la base en fonction de la profondeur pour différentes valeurs du champ magnétiques ($H = 200\mu\text{m}$, $\tau = 1\mu\text{s}$)25

Figure I- 10 : Profil de la densité des porteurs minoritaires de charge en excès dans la base en court-circuit et en circuit ouvert pour un champ nul. ($H = 200\mu\text{m}$ et $\tau = 1\mu\text{s}$) 25

Figure I- 11 : Profil de l'inverse de la capacité de la zone de charge d'espace en fonction des maxima de densité. ($S_f(B)=3.10^3 + S_{f0}(B)$; $H = 200\mu\text{m}$; $\tau = 1\mu\text{s}$)......26

Figure I- 12 : Cellule solaire non idéale fonctionnant en état de circuit ouvert.....28

Figure II- 1 : Schéma d'une photopile monofaciale de type n+p-p+ 34

Figure II- 2 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour la valeur de la longueur d'onde38

Figure II- 3 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour la valeur de la longueur d'onde39

Figure II- 4 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$... 40

Figure II- 5 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$... 40

Figure II- 6 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$41

Figure II- 7 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^3 \text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$41

Figure II- 8 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^3 \text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$42

Figure II- 9 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$42

Figure II- 10 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{rad.s}^{-1}$,..... 52

Figure II- 11 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^3 \text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 2.10^2 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$. ..53

Figure II- 12 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^3 \text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 2.10^2 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$ 53

Figure II- 13 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la fréquence. $\lambda = 0,94\mu\text{m}$, $S_f = 6.10^6 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$ 54

Figure II- 14 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la fréquence. $\lambda_0 = 0,46\mu\text{m}$, $S_f = 2.10^2 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$ 54

Figure II- 15 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la fréquence, $\lambda_0 = 0,94\mu\text{m}$ $S_f = 2.10^2\text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3\text{cm.s}^{-1}$ 56

Figure II- 16 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la fréquence, $\lambda_0 = 0,46\mu\text{m}$ $S_f = 2.10^2\text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3\text{cm.s}^{-1}$ 56

Figure II- 17 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison ; 57

Figure II- 18 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison ; $\lambda_0 = 0,94\mu\text{m}$; $\omega = 10^3 \text{ Hz}$; $S_f = 2.10^2\text{cm.s}^{-1}$; $S_b = 3.10^3\text{cm.s}^{-1}$ 58

Figure II- 19 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison ; $\lambda_0 = 0,46\mu\text{m}$; $\omega = 10^5 \text{ Hz}$; $S_f = 2.10^2\text{cm.s}^{-1}$; $S_b = 3.10^3\text{cm.s}^{-1}$ 60

Figure II- 20 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison ; $\lambda_0 = 0,46\mu\text{m}$; $\omega = 10^3 \text{ Hz}$; $S_f = 2.10^2\text{cm.s}^{-1}$; $S_b = 3.10^3\text{cm.s}^{-1}$ 61

Figure III- 1 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^3\text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6\text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3\text{cm.s}^{-1}$ 66

Figure III- 2 : Photopile sous obscurité 67

Figure III- 3 : Extension de la zone de charge dans la base et dans l'émetteur pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^3 \text{ rad.s}^{-1}$, $S_f = 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b = 10^3\text{cm.s}^{-1}$ 68

Figure III- 4 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde..... 70

Figure III- 5 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5\text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6\text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3\text{cm.s}^{-1}$ 71

Figure III- 6 : Extension de la zone de charge dans la base et dans l'émetteur pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$, $S_f = 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b = 10^3\text{cm.s}^{-1}$ 72

Figure III- 7 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde..... 74

Figure III- 8 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^3\text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6\text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3\text{cm.s}^{-1}$ 75

Figure III- 9 : Extension de la zone de charge dans la base et dans l'émetteur pour différentes valeurs de la longueur d'onde..... 76

Figure III- 10 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde..... 77

Figure III- 11 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5\text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6\text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3\text{cm.s}^{-1}$ 79

Figure III- 12 : Extension de la zone de charge dans la base et dans l'émetteur pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$, $S_f = 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b = 10^3\text{cm.s}^{-1}$ 80

Figure III- 13 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde..... 81

Figure III- 14 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^3\text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6\text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3\text{cm.s}^{-1}$ 82

Figure III- 15 : Extension de la zone de charge dans la base et dans l'émetteur pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega = 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$, $S_f = 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b = 10^3\text{cm.s}^{-1}$ 83

Figure III- 16 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde.....	84
Figure III- 17 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$	85
Figure III- 18 : Extension de la zone de charge dans la base et dans l'émetteur pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 10^6 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 10^3 \text{cm.s}^{-1}$	86
Figure III- 19 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde.....	87
Figure III- 20 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega = 10^5 \text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 2.10^2 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$	88
Figure III- 21 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde.....	89
Figure III- 22 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde.....	90
Figure III- 23 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la fréquence. $\lambda = 0,94 \mu\text{m}$, $S_f = 6.10^6 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$	91
Figure III- 24 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction du logarithme de la pulsation.....	93
Figure III- 25 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la fréquence, $\lambda = 0,94 \mu\text{m}$ $S_f = 2.10^2 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$	93
Figure III- 26 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction du logarithme de la puissance.....	94
Figure III- 27 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison ; $\lambda = 0,46 \mu\text{m}$; $\omega_0 = 10^5 \text{Hz}$; $S_f = 2.10^2 \text{cm.s}^{-1}$; $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$	95
Figure III- 28 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction du logarithme de la vitesse de recombinaison.....	96
Figure III- 29 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison ; $\lambda = 0,94 \mu\text{m}$; $\omega_0 = 10^2 \text{rad.s}^{-1}$; $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$	97
Figure III- 30 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction du logarithme de la vitesse de recombinaison.....	98



LISTE DES TABLEAUX

LISTE DES TABLEAUX

Tableau III- 2 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité des porteurs minoritaires dans la base en situation de court-circuit et de la densité des porteurs correspondante, pour différentes valeurs de la longueur d'onde à la fréquence $\omega_0 = 10^3 \text{ rad/s}$.	69
Tableau 3 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour différentes valeurs de la longueur d'onde et à la fréquence ($\omega = 10^3 \text{ rad/s}$).	70
Tableau III- 4 : Maxima du module de la densité de porteurs minoritaires en fonction de la longueur d'onde en haute fréquence.	71
Tableau III- 5 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité des porteurs minoritaires dans la base en situation de court-circuit et de la densité des porteurs correspondante, pour différentes valeurs de la longueur d'onde à la fréquence $\omega_0 = 10^5 \text{ rad/s}$.	73
Tableau 6 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour différentes valeurs de la longueur d'onde et à la fréquence ($\omega_0 = 10^5 \text{ rad/s}$).	73
Tableau III-7 : Maxima du module de la densité de porteurs minoritaires en fonction de la longueur d'onde en basse fréquence.	75
Tableau III- 8 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité des porteurs minoritaires dans la base en situation de court-circuit et de la densité des porteurs correspondante, pour différentes valeurs de la longueur d'onde à la fréquence $\omega_0 = 10^3 \text{ rad/s}$.	76
Tableau III- 9 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour différentes valeurs de la longueur d'onde et à la fréquence ($\omega_0 = 10^3 \text{ rad/s}$).	77
Tableau III- 10 ; Maxima du module de la densité de porteurs minoritaires en fonction de la longueur d'onde en haute fréquence.	79
Tableau 11 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour différentes valeurs de la longueur d'onde.	80
Tableau 12 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité des porteurs minoritaires dans la base en situation de court-circuit et de la densité des porteurs correspondante, pour différentes valeurs de la longueur d'onde à la fréquence $\omega_0 = 10^3 \text{ rad/s}$.	83
Tableau 13 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour différentes valeurs de la longueur d'onde et à la fréquence ($\omega_0 = 10^3 \text{ rad/s}$).	84
Tableau 14 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité des porteurs minoritaires dans la base en situation de court-circuit et de la densité des porteurs correspondante, pour très grandes valeurs différentes de la longueur d'onde, à la fréquence $\omega_0 = 10^5 \text{ rad/s}$.	86
Tableau 15 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour de très grandes valeurs différentes de la longueur d'onde et à la fréquence ($\omega_0 = 10^5 \text{ rad/s}$).	87
Tableau 17 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour de très grandes valeurs différentes de la longueur d'onde et à la fréquence ($\omega = 10^5 \text{ rad/s}$).	89
Tableau 19 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour de très grandes valeurs différentes de la longueur d'onde et à la fréquence ($\omega_0 = 10^5 \text{ rad/s}$).	90
Tableau 20 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité des porteurs minoritaires dans la base pour des valeurs de la fréquence et une valeur fixe de la longueur d'onde $\lambda_0 = 0,94 \mu\text{m}$.	92

Tableau 21 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour de très grandes valeurs différentes de la longueur d'onde et à la fréquence ($\omega = 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$)..... 92

Tableau III- 22 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité des porteurs minoritaires dans la base pour des valeurs de la fréquence et une valeur fixe de la longueur d'onde $\lambda = 0,94\mu\text{m}$ 94

Tableau 23 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour de très grandes valeurs différentes de la longueur d'onde et à la fréquence ($\omega = 10^5 \text{ rad/s}$)..... 94

Tableau III- 24 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité de porteurs minoritaires dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison et une valeur fixe de la longueur d'onde et une grande valeur de la fréquence. 96

Tableau 25 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison et une valeur fixe de la longueur d'onde et une grande valeur de la fréquence..... 96

Tableau III- 26 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité de porteurs minoritaires dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison et une valeur fixe de la longueur d'onde et une faible valeur de la fréquence..... 97

Tableau III- 27 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison et une valeur fixe de la longueur d'onde et une faible valeur de la fréquence. 98



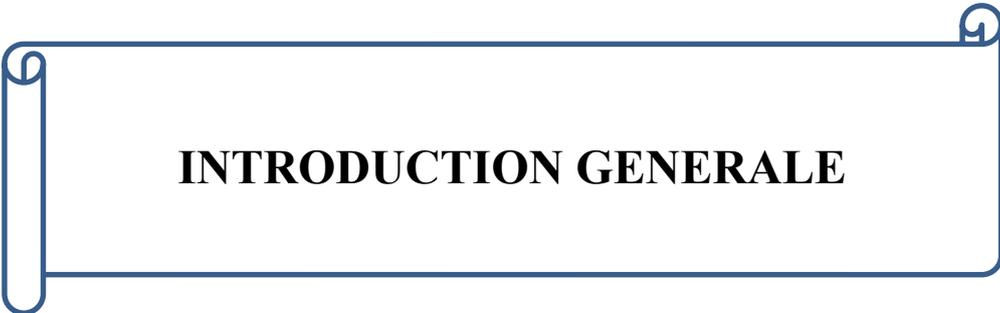
« Le 1er janvier 1801 Piazzi, astronome de Palerme, observe un objet inconnu qu'il pense admissible. Le 11 février, il en perd la trace. Son observation porte sur un arc de 9 degrés seulement. Comment espérer reconstituer la trajectoire à partir de données aussi fragmentaires ? C'est en novembre que Gauss entre en scène. Bien entendu, il développe des méthodes mathématiques (*loi des moindres carrés, distribution normale*) inédites, extrapole la courbe décrite par l'objet, qui sera baptisé Cérès, avec une précision implacable et, le 7 décembre, X. von Zach l'aperçoit le premier au bout de sa lunette.

Il écrira deux mois plus tard *sans les efforts et les calculs subtils du docteur Gauss, nous n'aurions peut-être jamais retrouvé Cérès, et c'est donc à lui que revient la plus grande et la plus belle part du mérite.*

Lalande s'exprimera en des termes encore plus élogieux.

Voici donc l'illustre docteur Gauss (25 ans !), déjà sacré comme mathématicien, maintenant au pinacle des astronomes. Honneurs, prix, médailles, nominations pleuvent sur lui, qui ne s'en trouble guère. »





INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

La crise énergétique qui secoue le monde actuellement, résulte d'une forte dépendance des énergies fossiles. Ces sources d'énergie se caractérisent à la fois par une instabilité des prix qui érode les efforts des pays en développement et par leur grande contribution aux émissions de gaz à effet de serre responsables du réchauffement global.

Le système énergétique actuel affecte de par son usage l'équilibre des écosystèmes en dégradant et désertifiant les sols notamment. Au niveau macroéconomique, le poids de la facture pétrolière pèse lourdement sur les budgets des Etats. Dans beaucoup de pays importateurs de pétrole, la facture pétrolière peut représenter jusqu'à 40 à 50 % des recettes d'exportation des pays.

Aujourd'hui, un changement de modèle énergétique s'impose, surtout pour les pays du sud dont beaucoup d'entre eux croupissent sur la pauvreté, d'abord pour des raisons de sécurité énergétique, d'équité dans l'accès aux services énergétiques, de lutte contre les changements climatiques mais aussi pour l'atteinte des Objectifs du Millénaire pour le Développement [1].

En Afrique de l'Ouest, les potentialités sont multiples qu'il s'agisse de l'hydroélectricité, du solaire thermique ou photovoltaïque, des bioénergies, ou encore de l'énergie éolienne. Toutes ces filières démontrent au quotidien la disponibilité en ressources énergétiques durables et inépuisables adaptées aux différents contextes locaux.

L'énergie solaire est une des trajectoires où sont orientés plusieurs recherches et travaux scientifiques pour une alternative énergétique durable et rassurante.

L'énergie photovoltaïque est basée sur une technologie utilisant l'énergie du soleil pour fournir de l'électricité alimentant appareils électriques et éclairage.

Les systèmes photovoltaïques utilisent des cellules pour convertir la radiation solaire en électricité.

La cellule photovoltaïque est constituée d'une ou deux couches de matériaux semi-conducteurs.

Quand la lumière éclaire la cellule, cela crée un champ électrique à travers les couches, créant aussi un flux électrique [2].

Le matériau semi-conducteur le plus usuel dans les cellules photovoltaïques ou photopiles est le silicium, un élément présent en grande partie dans le sable [3, 4, 5].

La transformation de l'énergie solaire en énergie électrique est basée sur les trois mécanismes suivants [6] :

- Absorption des photons (dont l'énergie est supérieure au gap) par le matériau semi-conducteur ;

- Conversion de l'énergie du photon en énergie électrique, ce qui correspond à la création de paires électron/trou photo générées dans la cellule solaire ;
- Collecte du courant photocréé au niveau d'un circuit extérieur à l'aide de grilles métalliques

Toutefois, l'énergie photovoltaïque a un rendement limité dû à plusieurs facteurs d'ordre technique et phénoménologique. La maîtrise des paramètres électroniques et électriques permet de renforcer la rentabilité de l'organe principal de conversion à savoir la photopile. [7, 8].

C'est dans la perspective de rendre le photovoltaïque plus performant que des études et recherches sont menées dans les techniques en régime statique [9, 10] et fréquentiel [11, 12].

Dans le chapitre I de cette étude nous présentons, d'abord, une bibliographie à travers laquelle nous passons en revue certains articles relatifs à la capacité de la zone d'espace et de son extension dans l'émetteur.

Le chapitre II de ce travail va s'appesantir sur une étude théorique de la photopile au silicium, monofaciale à jonction horizontale et sous éclairément monochromatique en régime dynamique fréquentiel.

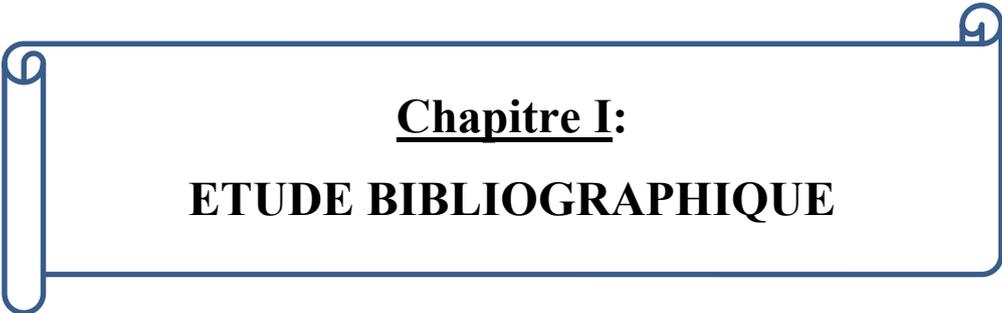
Ensuite dans le chapitre III, nous mettons en exergue les paramètres électriques de la photopile sous éclairément monochromatique en modulation de fréquence et sous effets de la longueur d'onde.

Le chapitre IV sera consacré à l'étude de la capacité de la photopile.

Enfin, une conclusion fera l'économie de notre travail avant que des perspectives ne soient dégagées.

Références bibliographiques

- [1] « L’Afrique de l’Ouest face aux enjeux de la transition énergétique », **S. SARR**, ENDA tiers monde, International Center for Trade and Sustainable Développement, juillet 2012
- [2] « Cellules photovoltaïques à contacts arrières interdigités », **O. Nichiporuk**, thèse de doctorat, l’institut national des sciences appliquées Lyon, soutenue le 03 mai 2005
- [3] **B. Ba, M. Kane**,
“Open-circuit voltage decay in polycrystalline silicon solar cells”,
Solar Energy Materials and Solar Cells, 37 (1995) 259-271.
- [4] **G. SISSOKO, A. CORRÉA, E. NANÉMA, M. N. DIARRA, A. L. NDIAYE, M. ADJ**,
“Recombination parameters measurement in silicon double sided surface field solar cell”,
Word Renewable Energy Congress (1998), pp.1856-1859.
- [5] **G. SISSOKO, B. DIENG, A. CORRÉA, M. ADJ, D. AZILINON**,
“Silicon Solar cell space charge region width determination by a study in modeling”,
Renewable Energy, vol-3, pp.1852-55
- [6] **A. GAMMAL, B. FONTAINE, D. FRAILE, M. LATOUR, S. LENOIR, D. THOMAS**,
« Energie photovoltaïque, l’énergie du soleil », European photovoltaic Industry Association,
Renewable Energy house,
- [7] **B. MAZHARI and H. Morkoç**,
“Surface recombination velocity by chemical treatment”,
App. Phys. 73(11), (1993), pp. 7509-7514.
- [8] **H. EL. GHITANI and S. MARTINUZZI**,
Development and application of...which showed that the ratio of the minority carrier trap in B2
and el indecd4...crystals, J. App. Phys. 66(4), (1989), pp. 1717-1726
- [9] « Caractérisation par phénomènes transitoires de photopiles au silicium polycristallin », **G. SISSOKO**, Thèse d’Etat, UCAD, Dakar, Sénégal, 08 janvier 1993
- [10] **G. SISSOKO, E. NANEMA, Y. L. B BOCANDE, A. L. NDIAYE, M. ADJ**,
“Minority Carrier Diffusion length Measurement in silicon Solar Cell under Constant White Bias
Light”, Word Renewable Energy Congress (1996) 1594-1597
- [11] **A. L. NDIAYE, Y. L. B BOCANDE, G. SISSOKO, D. LINCOT, J. VEDEL AND P. COWACHE**,
“Transient study in n-Cds/p-CIS Solar cell for Excess Minority Carrier Recombination
Parameters Determination”, Word Renewable Energy Congress (1996) 1590-1593
- [12] **A. CORREA, I. GAYE, B. BÂ, L. NDIAYE, AND G. SISSOKO**,
Solar cells parameters determination by constant illumination induced transient voltage decay
method, Renewable Energy, vol5, partI, pp166-168,(1994), Pergamon,



Chapitre I:
ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Introduction

Les recherches sur la photovoltaïque comme signalées dans l'introduction générale, sont sujets de plusieurs articles, mémoires, thèses, revues etc. En effet d'aucuns savent que le défi de toutes ces recherches, est l'amélioration du rendement de la photopile.

L'épaisseur de la zone de charge d'espace peut influencer sur ce rendement car son élargissement ou son rétrécissement modifie la capacité de la photopile à produire plus ou moins de courant. Dans ce chapitre nous allons mettre en ébauche certains de ces travaux qui ont trait à l'étude combinée ou imbriquée de l'extension de la zone de charge d'espace et de la capacité pour différents régimes : le régime statique [1, 2, 3] et le régime fréquentiel [4, 5, 6].

Mais il me paraît essentiel de prime abord faire un bref parcours théorique sur la formation de la zone de charge d'espace.

I.1. La zone de charge d'espace d'une photopile au silicium monocristallin.

Nous illustrons dans la figure I-1 ci-dessous une constitution de la cellule photovoltaïque basée sur le phénomène physique de l'effet photovoltaïque.

Nous étudierons ensuite la jonction PN de la photopile en nous basant sur un des articles parmi plusieurs travaux consacrés à cette zone de la photopile.

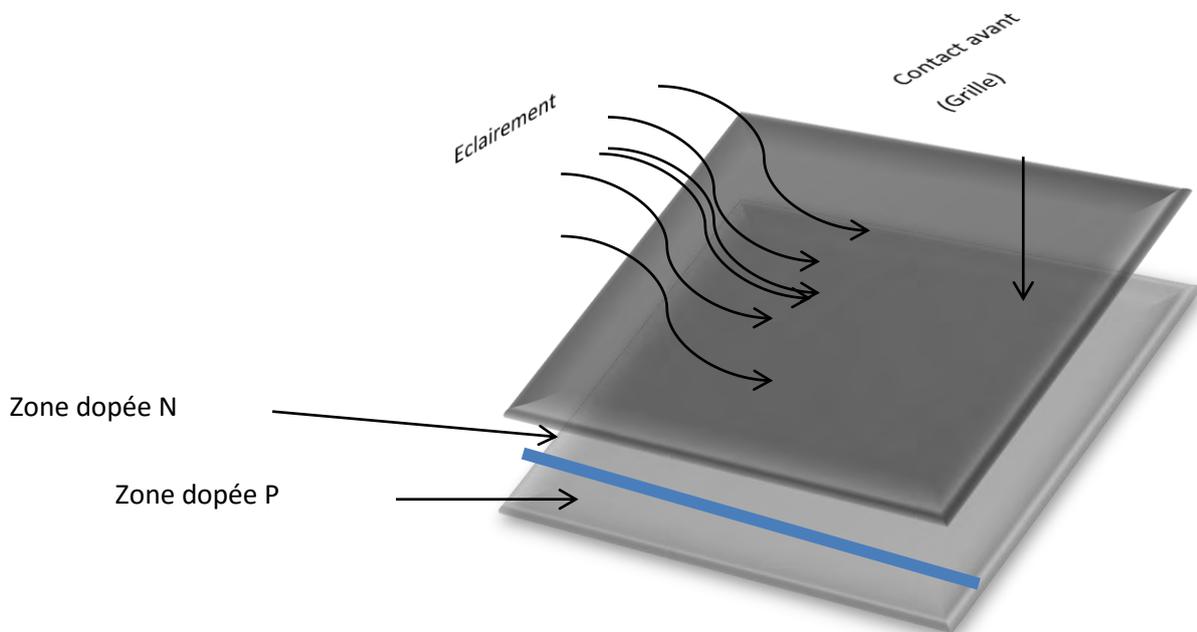


Figure I- 1 : Description d'une cellule photovoltaïque

I.1.1. Etude de la jonction PN d'un semi-conducteur à l'équilibre thermodynamique

La jonction PN est à la base de la photopile et de l'électronique c'est pourquoi elle fait l'objet d'étude plusieurs articles dont nous nous proposons d'en exposer celui de I. SARI-ALI et al.

Une cellule photovoltaïque au silicium monocristallin est une homojonction constituée par la juxtaposition de deux blocs de silicium formant deux zones dont l'une est du type N et l'autre P.

La mise en contact d'une zone dopée N (riche en électrons de conduction) avec une zone P (riche en trous) va entraîner un processus de diffusion.

La zone de charge d'espace découle de la formation autour de la jonction, d'une zone dépourvue de porteurs majoritaires et présentant des charges fixes (atomes dopant ionisés).

En effet lorsqu'on réalise la jonction, il existe un gradient de concentration des porteurs majoritaires de part et d'autre du plan $x = 0$. Sous l'effet de ce gradient de concentration, les trous, majoritaires dans la région de type P diffusent vers la région de type N, où ils se recombinent avec les électrons. Le phénomène inverse est observé dans l'autre sens.

Cette migration donne naissance à deux zones différentes :

- La zone de charge d'espace, désertée de porteurs à cause du champ électrique
- Une zone neutre disposée entre les deux zones de charge d'espace dans laquelle passe le courant.

Nous présentons dans la figure 1, une illustration de la formation de cette zone.

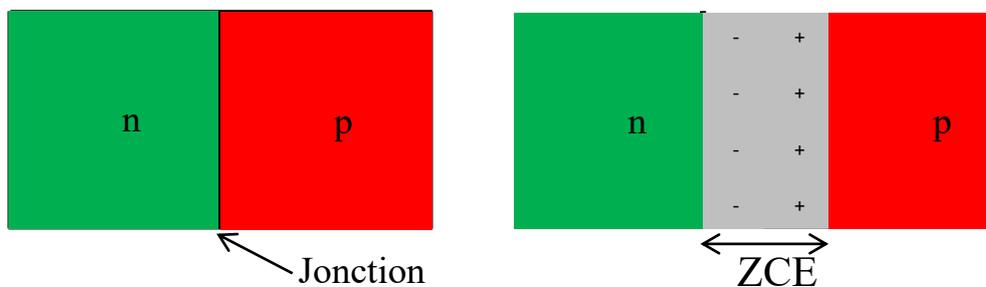


Figure I-2 : formation de la zone de charge d'espace

Cette zone de charge d'espace est caractérisée par une barrière de potentielle V_0 qui provoque l'apparition d'un champ électrique interne \vec{E}_0 .

Cette barrière de potentiel équilibre les phénomènes de conduction et de diffusion. Lorsque la jonction est en équilibre, du côté n, on a une zone de largeur X_{0d} uniformément chargée, avec une densité de charges $+e.N_d$. Du côté P, on a une zone uniformément chargée qui a pour largeur X_{0a} et pour densité de charge $-e.N_a$. Cette situation est illustrée dans la figure I-3 suivante.

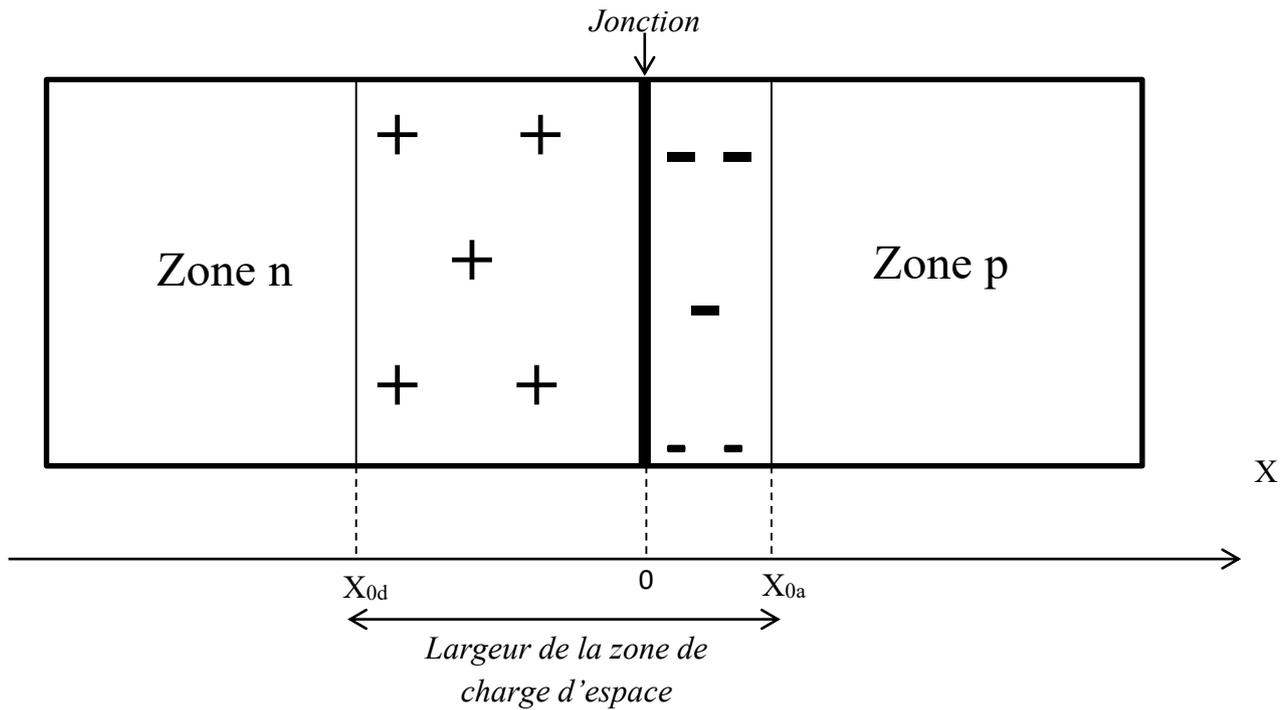


Figure I- 3 : Représentation d'une jonction PN abrupte à l'équilibre

La largeur de la zone de charge est donnée par : $X_0 = X_{0d} + X_{0a}$. (I-1)

Pour trouver une autre expression de la zone de charge d'espace, nous allons d'abord déterminer les expressions du champ et du potentiel dans chaque zone du semi-conducteur.

On définit les grandeurs suivantes :

e : charge élémentaire de l'électron ;

ϵ : permittivité du matériau ;

ρ : la densité volumique de charge.

En supposant la valeur du champ nulle à l'infini, on obtient :

- Du côté p ($-X_{0p} < X < 0$), avec $E(-X_{0p}) = 0$ (condition limite).

Équation de GAUSS :

$$\frac{dE_p(x)}{dx} = \frac{\rho_v(x)}{\epsilon} = -\frac{q \cdot N_A}{\epsilon} \quad (I-2)$$

En intégrant et en tenant compte de la condition limite il vient :

$$E_p(x) = -q \frac{N_A \cdot x_{0p}}{\epsilon} \left(1 + \frac{x}{x_{0p}}\right) \quad (I-3)$$

- Du côté n ($0 < x < x_{0n}$), avec $E(x_{0n}) = 0$ (condition limite).

Équation de GAUSS :

$$\frac{dE_p(x)}{dx} = \frac{\rho_v(x)}{\varepsilon} = -\frac{q \cdot N_D}{\varepsilon} \quad (\text{I-4})$$

En intégrant et en tenant compte de la condition limite il vient :

$$E_n(x) = -q \frac{N_D \cdot x_{0n}}{\varepsilon} \left(1 + \frac{x}{x_{0n}}\right) \quad (\text{I-5})$$

- Pour $x=0$, la continuité du champ électrique à l'homojonction permet d'écrire que :
 $E_p(0) = E_n(0)$. Cette relation conduit finalement à :

$$N_A \cdot x_{0p} = N_D \cdot x_{0n} \quad (\text{I-6})$$

De cette relation, on constate que la zone de charge d'espace s'étend plus du côté le moins dopé de la jonction. Rappelons que la largeur de la zone de charge d'espace est donnée par :

$$x_0 = x_{0n} + x_{0p} \quad (\text{I-7})$$

L'expression du potentiel de diffusion est obtenue en intégrant le champ électrique.

Le calcul intégral donne :

$$V_b = \frac{q}{2\varepsilon} (N_A \cdot x_{0p}^2 + N_D \cdot x_{0n}^2) \quad (\text{I-8})$$

En couplant cette relation avec (I-6) et (I-8), on peut alors écrire que :

$$x_{0n} = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_b}{q}} \sqrt{\frac{\frac{N_A}{N_D}}{N_A + N_D}} \quad (\text{I-9})$$

Et :

$$x_{0p} = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_b}{q}} \sqrt{\frac{\frac{N_D}{N_A}}{N_A + N_D}} \quad (\text{I-10})$$

En remplaçant dans (I-8) l'expression de la largeur de la zone de charge d'espace devient alors :

$$x_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_B} \right)} \quad (\text{I-11})$$

I-2 Détermination de la largeur de la zone de charge d'espace (ZCE) à l'absence d'éclairement [12].

Dans cet article, les auteurs considèrent que la zone de charge d'espace a la forme d'un condensateur plan dont la largeur x_0 s'exprime par :

$$C_0 = \frac{\epsilon \cdot S}{X_0} \quad (I-12)$$

Avec :

ϵ : La constante diélectrique, S : surface en regard des plaques.

C_0 : capacité de la zone de charge d'espace.

Nous illustrons à la figure (3) ci -après le schéma d'un condensateur plan :

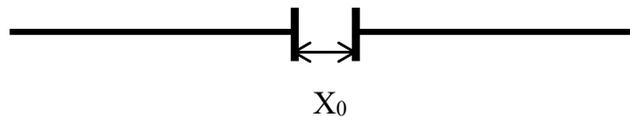


Figure I- 4 : Condensateur plan d'épaisseur X_0

Si on considère un déplacement infinitésimal de la largeur de cette zone, la capacité C devient :

$$C = C_0 + \frac{dQ}{dV} \quad (I-13)$$

où :

Q est la charge totale de la plaque positive, V la tension entre les plaques.

D'après la relation de Boltzmann :

$$Q = q \square n_0 \left[\exp\left(\frac{V}{V_T}\right) - 1 \right] \quad (I-14)$$

Avec :

n_0 , la concentration des porteurs minoritaires à l'équilibre thermique exprimée par :

$$n_0 = \frac{n_i^2}{N_B} \quad (I-15)$$

V_T , la tension thermique s'exprime par :

$$V_T = \frac{K \square T}{q} \quad (I-16)$$

D'où :

$$C = C_0 + \frac{Q \square n_0}{V_T} \exp\left(\frac{V}{V_T}\right) \quad (I-17)$$

L'expression de C montre qu'elle est une fonction affine de

. Le tracé de cette droite puis l'exploitation des valeurs sur les axes permettent de déterminer la capacité C_0 et par conséquent la valeur de X_0 par la relation (I-17).

I-3 Thickness of p/n junction space-charge layer [13].

Un modèle d'épaisseur de la zone de charge d'espace a été développé par les auteurs de cet article. Leur théorie s'était basée sur les porteurs de charges libres sur cette même région.

Pour des tensions moyennes et assez élevées, leur modèle a une forme analytique et pour les tensions négatives ou faibles, il est implicite.

L'exploitation de mécanismes physiques appropriés, associée à la relation entre l'épaisseur de la ZCE à la capacité ont abouti à la conceptualisation fondamentale permettant de régler la question de l'épaisseur de la zone de charge d'espace.

Les auteurs se fondent sur l'expression de la capacité de la zone de charge d'espace.

Ils écrivent :

$$C = \frac{\varepsilon}{x} + q \int_{-x_n}^{x_p} \left(\frac{n(\text{ou } p)}{V} \right) dx = C_D + C_F \quad (\text{I-18})$$

Où ε est la permittivité diélectrique

n est la concentration des électrons

p : la concentration des trous

V : le potentiel de Fermi

$-x_n$ et x_p sont les limites de la zone de charge d'espace.

C_D est la capacité résultant de la variation du nombre de porteurs de charges libres due à la variation de la tension appliquée dV aux extrémités de la zone de charge d'espace.

C_F est la capacité résultant de la variation du nombre de porteurs de charges libres dans le volume de la Z.C.E.

Un raisonnement basé sur des jonctions constantes à profil exponentiel conduit les auteurs de cet article à écrire l'expression du taux de dopage en fonction de sa position x dans la cellule solaire suivante :

$$N(x) = \left[1 - \exp\left(-\frac{\alpha \cdot x}{N_B}\right) \right] \quad (\text{I-19})$$

N_B est le taux de dopage de la base

x : gradient de la jonction

Deux cas extrêmes se distinguent suivant que la jonction se trouve dans la base pour le premier cas, ou qu'elle soit à gradient linéaire pour l'autre cas.

En utilisant la méthode de Simpson qui est une méthode numérique de calcul d'intégral, les auteurs déterminent l'expression de la capacité puis à partir de celle-ci déduisent $X(V)$ numériquement dans chaque cas.

Ils comparent leur modèle avec le modèle de déplétion et la technique itérative pour valider leurs résultats.

Pour des tensions faibles ($V \leq -0.1V$), le modèle développé par les auteurs de l'article est en accord avec le modèle de déplétion ; les modèles sont en désaccord pour des tensions élevées.

Le tracé des courbes X en fonction de la tension pour le modèle proposé par les auteurs et celui de la méthode itérative indique un écart pour des tensions faibles car dans la méthode itérative l'égalité $C_D = C_F$ est imposée alors que les auteurs eux ont négligés C_F ; par contre ces deux méthodes sont en accord pour des tensions élevées.

I-4 Exercice d'application du théorème de Gauss sur un condensateur plan [14]

Enoncé

Un condensateur plan est un ensemble de deux conducteurs plans infinis (épaisseurs négligeables) en vis à vis l'un de l'autre. Ce modèle fictif est retenu lorsque l'écartement d'armatures planes de dimension finie, est très inférieure aux dimensions du plan (voir figure).

1/Par application du théorème de GAUSS, déterminer les champs créés par les plaques de charges surfaciques $+\sigma$ et $-\sigma$

2/Calculer le champ résultant entre les deux plaques.

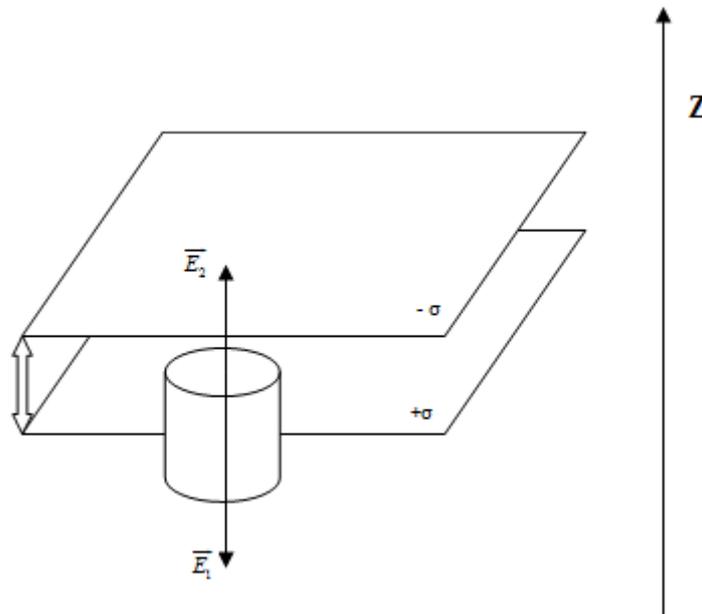


Figure I- 5 : Schéma d'un condensateur plan.

Solution

Appliquons le théorème de GAUSS à une petite surface dite surface de GAUSS.

$$\Phi_{E/S} = \iiint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \iint_{lat} \vec{E} \cdot d\vec{S} + \iint_{S_1} \vec{E} \cdot d\vec{S} + \iint_{S_2} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{\sigma \cdot S_{1/2}}{\epsilon_0} \quad (I-20)$$

Soit :

$$E \cdot S_1 + E \cdot S_2 = \frac{\sigma \cdot S_{1/2}}{\epsilon_0} \quad (I-21)$$

Le champ crée par la plaque de charge positive σ est :

$$\vec{E}_\sigma = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{e}_z \quad (I-22)$$

Le champ résultant entre les deux plaques est donc :

$$\vec{E} = \vec{E}_\sigma + \vec{E}_{-\sigma} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{e}_z \quad (I-23)$$

I-5 Exercice de PC1 sur la variation de l'épaisseur d'un condensateur plan [15]

Enoncé :

1°) Un condensateur plan AB d'épaisseur d , de surface S est chargé sous une ddp V .

Calculer la charge Q , la force F qui s'exerce sur chaque armature et l'énergie du Condensateur.

2°) les armatures sont écartés d'une distance d' . Cette opération peut s'effectuer à Q ou V Constant. Calculer dans chaque cas la nouvelle tension ou charge.

Calculer l'énergie du condensateur dans ce nouvel état ; faire le bilan énergétique

Solution

1°) calcul de la charge Q et de la force F .

La charge est définie par : $Q = CV$ (I-24)

C représente la capacité d'un condensateur plan : $C = \frac{\epsilon_0 \cdot S}{d}$ (I-25)

La force sur chaque armature dans un champ \vec{E} est définie par le principe de Coulomb :

$F = QE$. (I-26)

E est dans ce cas-ci le champ crée par un plan infini. Il s'exprime :

$$E_\sigma = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \quad (I-27)$$

La densité de charge surfacique est :

$$\sigma = \frac{Q}{S} \quad (I-28)$$

En combinant les cinq relations précédentes, il vient la nouvelle expression de F suivante :

$$F = \frac{Q \cdot \sigma}{2\varepsilon_0} = \frac{Q^2}{2S \cdot \varepsilon_0} = \frac{C^2 V^2}{2S \cdot \varepsilon_0} = \frac{\varepsilon_0^2 S^2 \cdot V^2}{2 \cdot d^2 \cdot S \cdot \varepsilon_0} \quad (I-29)$$

$$\text{Soit } F = \frac{\varepsilon_0 S \cdot V^2}{2 \cdot d^2} \quad (I-30)$$

Energie du système :

$$u = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{C} = \frac{1}{2} \cdot C \cdot V^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{\varepsilon_0 \cdot S \cdot V^2}{d} \quad (I-31)$$

$$\text{Ainsi : } u = \frac{1}{2} \cdot \frac{\varepsilon_0 \cdot S \cdot V^2}{d} \quad (I-32)$$

2) Ecartement des armatures :

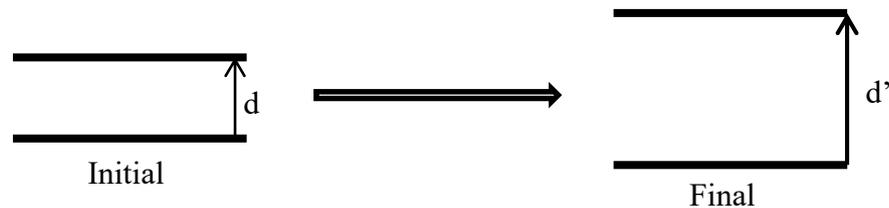


Figure I- 6 : schéma de l'extension de l'épaisseur d'un condensateur plan à potentiel constant.

A $Q = \text{constante}$: conservation des charges Q et Q' :

$Q' = C'V'$ (final) et $Q = CV$ (initial)

$$C' = \frac{\varepsilon_0 S}{d'} \quad (I-33)$$

En remplaçant dans l'équation de conservation des charges C et C' par leur expression, on obtient :

$$\frac{V'}{d'} = \frac{V}{d} \implies V' = \frac{V \cdot d'}{d} \quad (I-34)$$

$$\text{Ainsi : } u' = \frac{1}{2} \cdot \frac{\varepsilon_0 S}{d'} \cdot \frac{d'^2}{d^2} \cdot V^2 = \frac{1}{2} \cdot C \frac{d'}{d} \cdot V^2 = \frac{1}{2} \cdot CV^2 \frac{d'}{d} = \frac{d'}{d} \cdot u \quad (I-35)$$

A $V = \text{constante}$, $Q' = C'V'$ et $Q = CV$ on a alors $V = V' \Rightarrow \frac{Q'}{Q} = \frac{C'}{C}$ et par conséquent :

$$Q' = \frac{d}{d'} Q \quad (\text{I-36})$$

Energie de l'état final :

$$u' = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q'^2}{C'} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{d}{d'}\right)^2 \cdot \left(\frac{Q^2}{\frac{\epsilon_0 \cdot S}{d}}\right) = \frac{1}{2} \cdot \frac{d^2}{d'^2} \cdot \left(\frac{Q^2}{\frac{\epsilon_0 \cdot S}{d}}\right) = \frac{1}{2} \frac{d}{d'} \cdot \frac{Q^2}{C} = \frac{d}{d'} u$$

$$u' = \frac{d'}{d} \cdot u \quad (\text{I-37})$$

Bilan énergétique :

$$Q \text{ constante et } \Delta u = \frac{1}{2} C \left[\frac{d}{d'} - 1 \right] \cdot V^2 = \frac{1}{2} C V^2 \cdot \left[\frac{d'}{d} - 1 \right] \quad (\text{I-38})$$

$$V \text{ constant: } \Delta u = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} \cdot \left[\frac{d'}{d} - 1 \right] \quad (\text{I-39})$$

Remarque :

L'épaisseur d' est supérieure à l'épaisseur d . Ainsi :

A potentiel constant, $\left[\frac{d'}{d} - 1 \right] < 0$, d'où $\Delta u < 0$; le condensateur fournit de l'énergie à l'extérieur (effet joule).

A charge constante, $\left[\frac{d'}{d} - 1 \right] > 0$, d'où $\Delta u > 0$; le condensateur consomme de l'énergie.

Ce phénomène d'élargissement du condensateur peut être comparé à celui d'une photopile éclairée à potentiel constant. Retenons qu'il s'agit de l'élargissement de la zone de charge d'espace de la photopile qui est fait allusion. En effet, la jonction émetteur-base de la photopile est assimilée à un condensateur plan d'épaisseur Z_0 . Z_0 correspond à la cote du point maximum de la densité relative des porteurs de charges minoritaires en excès dans la base. Il se déplace en profondeur dans la base lorsque la photopile est éclairée par sa face avant.

I.6 Extension de la zone de charge en régime statique, d'une photopile sous éclairage monochromatique constant [16] :

Dans ce travail, les auteurs partent de la relation déjà établie entre la capacité et la largeur de la zone de charge, toutes, fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction (Sf) .

Cette relation, dans le cas d'une photopile monofaciale à une dimension s'exprime par :

$$C(S_f) = \frac{\varepsilon \cdot S}{x(S_f)} \quad (\text{I-40})$$

Avec :

$\delta(x)$: est la largeur réelle de la zone, elle est une fonction croissante de S_f .

Pour déterminer $x(S_f)$, ils résolvent l'équation mathématique :

$$\left(\frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \right)_{S_f} = 0 \quad (\text{I-41})$$

Avec :

$\delta(x)$: La densité des porteurs minoritaires dans la base.

Les valeurs de $x(S_f)$ obtenues permettent de calculer $C(S_f)$ et de tracer la courbe de C^{-1} en fonction de $x(S_f)$.

Notons d'abord que l'épaisseur totale de la zone de charge est égale à la somme de l'épaisseur de la zone de charge à l'obscurité et celle lorsque que la photopile est sous éclaircissement.

$$x(S_f) = x_{ZCE} + x_0(S_f) \quad (\text{I-42})$$

x_{ZCE} : épaisseur de la zone de charge à l'obscurité.

$x_0(S_f)$: augmentation de l'épaisseur de la zone après éclaircissement.

Ils représentent le profil de l'inverse de la capacité de la jonction de la largeur de la zone de charge d'espace.

Nous représentons dans la **figure I-7** le profil de l'inverse de cette capacité en fonction de l'extension de la zone de charge d'espace.

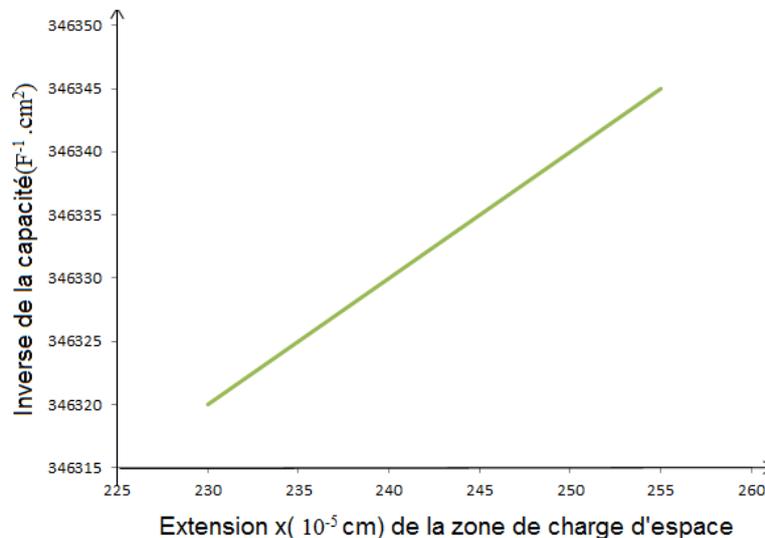


Figure I-7 : Inverse de la capacité en fonction de l'épaisseur de la zone de charge d'espace

La variation de C^{-1} en fonction $x(S_f)$ est une droite. Celle-ci était prévisible car on voit bien que dans la relation (I-40) l'inverse de la capacité peut s'écrire : $C^{-1}(S_f) = \frac{1}{\varepsilon S_f} \bullet x(S_f)$.

La valeur de C^{-1} correspondant à $x(S_f) = 0$ permet de calculer x_{ZCE} .

I-7. Silicon solar cell space charge region width determination by a study in modelling [16]

Les recherches sur les techniques de détermination de la capacité de diffusion ont été l'objet et le contenu de plusieurs articles. Celui que nous présentons développe une étude en modélisation de la capacité d'une photopile bifaciale au silicium monocristallin.

Les auteurs de cet article développent une étude en modélisation de la capacité d'une photopile bifaciale au silicium monocristallin sous éclairage multispectral constant en régime statique et à une dimension.

L'équation de diffusion relative à la densité de porteurs minoritaires de charges en excès photogénérés dans la base est donnée par :

$$\frac{\partial^2 \delta_n(x)}{\partial x^2} - \frac{\delta_n(x)}{L^2} = -\frac{G(x)}{D} \quad (\text{I-43})$$

où D et L représentent respectivement le coefficient et la longueur de diffusion des porteurs minoritaires en excès dans la base

$G(x)$: le taux de génération des paires électrons-trous dans la base de la photopile pour un éclairage incident multispectral par la face avant s'écrit :

$$G(x) = \sum_{i=1}^3 a_i e^{-b_i x} \quad (\text{I-44})$$

Les paramètres a_i et b_i sont définis par le modèle d'éclairage de S-N Mohammad.

La résolution de cette équation tenant compte des conditions aux limites à la jonction et à la face arrière, a permis de déterminer l'expression de la densité de porteurs minoritaires en excès dans la base et de dresser leurs profils en fonction de la profondeur x dans la base.

Ces courbes leurs ont révélés que le maximum de la densité de porteurs se déplace au fur et à mesure que la vitesse de recombinaison à la jonction augmente. Ce fait, ayant pour corollaire l'élargissement de la zone de charge d'espace de la photopile sous éclairage, pousse les auteurs de cet article à la déduction que la capacité de la photopile est fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction(S_f). La relation suivante est alors établie :

$$C(S_f) = \frac{\varepsilon \square S}{x(S_f)} \quad (\text{I-45})$$

Avec :

ε : La constante diélectrique ;

S : la surface commune en regard ;

$x(S_f)$: Abscisse du point maximum de la densité relative de porteurs.

Par ailleurs l'analyse et l'interprétation des profils de la densité de porteurs en fonction de la profondeur de la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison, apportent des informations essentielles. En effet ces profils comportent deux régions caractéristiques :

Une région à gradient positif correspondant aux porteurs qui ont traversé la jonction ;

Une région à gradient négatif qui traduit les pertes des porteurs qui se recombinent dans le volume de la base et ne participent pas finalement à la production de courant.

En outre, la jonction de ces deux régions à gradient nul, correspond au stockage des charges positives d'une part et négatives d'autre part de la zone de charge d'espace.

De l'expression de la densité des porteurs, celles du photocourant et de la phototension sont alors données par :

$$J_{PH} = q \cdot D \cdot \left. \frac{\partial \delta_n(x)}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (\text{I-46})$$

$$V_{PH} = V_T \cdot \text{Log} \left(N_B \cdot \frac{\delta_n(0)}{n_i^2} + 1 \right) \quad (\text{I-47})$$

Q étant la charge élémentaire, V_T représente la tension thermique, n_i la concentration intrinsèque des porteurs et N_B le taux de dopage dans la base.

La quantité de charge et la tension étant connues, l'expression de la capacité s'en déduit rapidement par la relation :

$$C = \frac{q \cdot \delta_n(0)}{V_{PH}} \quad (\text{I-48})$$

Même si plusieurs travaux comme, ont eu à profiler la capacité en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f sous l'effet de certains paramètres (taille de grain, longueur d'onde, angle d'incidence...), il demeure que ces courbes présentent toujours la même allure.

En effet les profils montrent que la capacité atteint sa valeur maximale lorsque S_f tend vers zéros c'est-à-dire en situation de circuit ouvert. Par contre pour les très grandes valeurs de cette vitesse autrement dit dans la situation de court-circuit ($S_f \rightarrow \infty$), la capacité tend vers zéros.

Dans cette situation tous les porteurs traversent pratiquement la jonction contrairement à la situation de circuit-ouvert ou ils sont bloqués.

En traçant la courbe de $\log(C)$ en fonction de V_{PH} , les auteurs de cet article ont pu tirer une expression de la capacité de la jonction assimilée à un condensateur plan. Cette expression est :

$$C = \frac{\varepsilon \cdot A}{x_0} \quad (\text{I-49})$$

ε est la constante diélectrique de la jonction, A la surface commune en regard x_0 et la position du maximum de la densité des porteurs minoritaires.

I-8 Influence de la taille de grain, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain et de l'angle d'incidence de l'éclairement sur l'élargissement de la zone de charge d'espace d'une photopile monofaciale. [17].

Plusieurs travaux comme ceux de S. MBODJI et al, M. M.Dione et al, M. M. Deme et al entre autres, ont en effet étudié la capacité de la zone de charge d'espace, la capacité de la zone de charge d'espace, sous influence de certains paramètres phénoménologiques comme élargir dans le titre.

Nous exposons dans la suite l'essentiel de l'article produit par M. M. Deme et al comme titré en 1-8.

Leur étude est faite en trois dimensions sur une photopile monofaciale au silicium polycristallin sous éclairage multispectral constant.

Après avoir présenté la photopile monofaciale au silicium polycristallin, schéma illustratif à l'appui, les auteurs donnent l'expression de la densité de charge en excès dans la base comme suit :

$$D \cdot \left[\frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \delta(x, y, z)}{\partial z^2} \right] - \frac{\partial \delta(x, y, z)}{\tau} + G(z) = 0 \quad (\text{I-50})$$

D et τ sont respectivement le coefficient de diffusion des porteurs de charges et la durée de vie moyenne des porteurs minoritaires de charge en excès dans la base ; G(z) le taux de génération des porteurs de charge sous éclairage multispectral constant à la profondeur z dans la base ;

G(z) est donné par l'expression : $G(z) = (n \cdot \cos \theta) \cdot \sum_{i=1}^3 a_i \cdot \exp(-b_i z)$ ou θ est l'angle d'incidence d'éclairement ; les paramètres a_i et b_i sont des coefficients tabulés constants définis à partir de la modélisation du spectre d'absorption de la photopile sous AM1.5 ; n est le nombre de soleil.

La solution générale de l'équation de continuité est :

$$\delta(x, y, z) = \sum_k \sum_j Z_{kj}(z) \cdot \cos(C_k \cdot x) \cdot \cos(C_j \cdot y) \quad (\text{I-51})$$

Les expressions () de C_j et C_k , valeurs propres obtenus à partir des conditions aux limites des joints de grain sont les suivantes :

$$D \cdot \left[\frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial x} \right]_{x=\pm \frac{g_x}{2}} = \pm Sgb \cdot \delta \left(\pm \frac{g_x}{2}, y, z \right) \quad (\text{I-52})$$

$$D \cdot \left[\frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial y} \right]_{y=\pm \frac{g_y}{2}} = \pm Sgb \cdot \delta \left(x, \pm \frac{g_y}{2}, z \right) \quad (\text{I-53})$$

Avec :

Sgb la vitesse de recombinaison aux joints de grains ;

g_x et g_y sont des tailles de grains.

En remplaçant $\delta(x, y, z)$ dans l'équation de continuité et en utilisant l'orthogonalité des fonctions cosinus et sinus, ils obtiennent les équations suivantes:

$$Z_{kj}(z) = A_{kj} \cdot \cosh \left(\frac{z}{L_{kj}} \right) + B_{kj} \cdot \sinh \left(\frac{z}{L_{kj}} \right) + \sum_{i=1}^3 C_i \cdot \exp(-b_i \cdot z) \quad (\text{I-54})$$

$$C_i = \frac{a_i \cdot L_{kj} \cdot n \cos \theta}{D_{kj} (1 - b_i^2 \cdot L_{kj}^2)} \quad (\text{I-55})$$

$$D_{kj} = \frac{D [C_k \cdot g_x + \sin(C_k \cdot g_x)] [C_j \cdot g_y + \sin(C_j \cdot g_y)]}{16 \cdot \sin \left(C_k \cdot \frac{g_x}{2} \right) \cdot \sin \left(C_j \cdot \frac{g_y}{2} \right)} \quad (\text{I-56})$$

Et:

$$L_{kj} = \sqrt{\frac{1}{\frac{1}{L^2} + C_k^2 + C_j^2}} \quad (\text{I-57})$$

A_{kj} et B_{kj} sont des constantes définies à partir des conditions aux limites :

➤ A la jonction ($z = 0$) :

$$D \left[\frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z} \right]_{z=0} = Sf \cdot \delta(x, y, 0) \quad (\text{I-58})$$

➤ A la face arrière ($z = H$) :

$$D \left[\frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z} \right]_{z=H} = -Sb \cdot \delta(x, y, H) \quad (\text{I-59})$$

Ils posent : $Sf = Sf_0 + Sf_j$. Sf_0 la vitesse de recombinaison intrinsèque, dépendant des paramètres intrinsèques de la photopile, et induite par la résistance Shunt. Sf_j corrobore le courant de fuite induite par la charge externe et définit le point de fonctionnement de la photopile.

Quant à S_b , elle représente la vitesse de recombinaison à la face arrière de la photopile.

Au demeurant, l'expression de la capacité de la photopile s'exprime par :

$$C(Sf) = \frac{\varepsilon \cdot S}{Z_0(Sf)} \quad (I-60)$$

Toutes ces expressions étant déterminées, les auteurs de l'article, dressent les profils des densités de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur z dans la base.

Nous exposons l'économie des analyses et interprétations qu'ils ont faites en insistant le comportement de la zone de charge d'espace et éventuellement de la capacité.

Ils constatent, en dressant le profil de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base, que le point de densité maximum se déplace en profondeur dans la base lorsque la vitesse de recombinaison aux joints de grains. Ce qui laisse prédire un élargissement de la zone de charge d'espace lorsque cette vitesse augmente.

L'étude analogue en fonction de l'angle d'éclairement montre aussi que la densité de porteurs de charge augmente lorsque l'angle d'incidence de l'éclairement sur la photopile diminue. De plus une augmentation de l'angle d'éclairement à effet de décroître la valeur de z_0 qui est la position limite entre la région à gradient positif et celle à gradient négatif. Ils déduisent par conséquent une augmentation de la capacité de diffusion.

Cependant, les auteurs ont aussi donné une représentation en trois dimensions de la densité de porteurs minoritaires pour une meilleure appréhension de leurs analyses et interprétations.

La capacité est aussi étudiée dans leurs travaux. L'étude est faite d'abord sous obscurité. En dressant le profil de la densité relative des porteurs de charge en fonction de la profondeur de la base pour différents points de fonctionnement de la photopile, Ils ont assimilés les régions où la densité de porteurs de charge présente un gradient positif à une extension de la zone de charge d'espace dans le volume de la base.

Cette variation de la zone de charge d'espace sera ensuite déterminer par la résolution de l'équation :

$$\left[\frac{\partial \delta(x, y, z)}{\partial z} \right]_{z \approx z_0} \quad (I-61)$$

La résolution de cette équation leur permet d'obtenir différentes valeurs de $Z_0(Sf)$ d'en déduire celles de $C(Sf)$ correspondantes. Ils représentent ainsi, l'inverse de la capacité en fonction de la profondeur z_0 . Voici le profil qu'ils obtiennent !

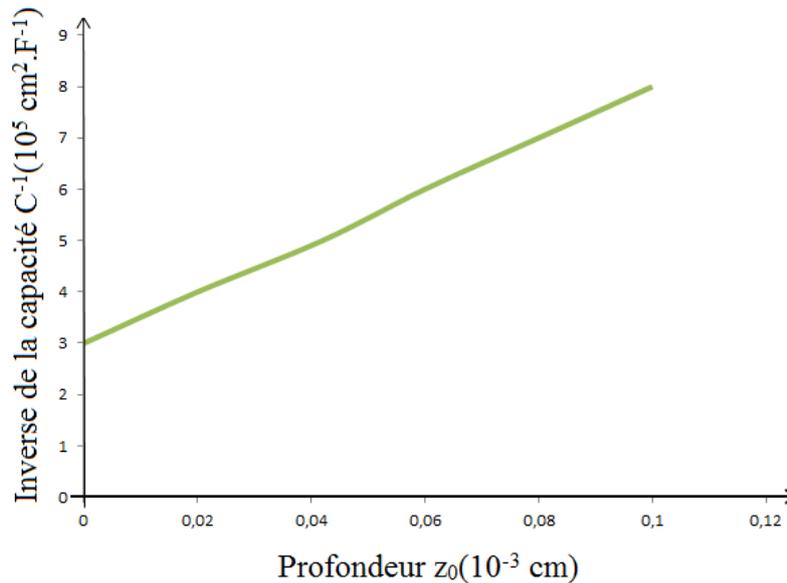


Figure I- 8 : Inverse de la capacité en fonction de l'épaisseur de la zone de charge d'espace.

Cette courbe est une droite et son ordonnée à l'origine permet de déterminer la capacité de la photopile sous obscurité de même que l'épaisseur propre de la zone de charge d'espace.

Sur celle que nous avons représentée, la capacité de la photopile sous obscurité vaut : $C_{01} = 3.33.10^{-6}$ F.cm 2 . Il s'y ajoute que, si C_{02} est la valeur de la capacité à l'éclairement, la valeur totale de la capacité de la photopile est alors égale à : $C(Sf) = C_{01} + C_{02}$.

Toutefois l'influence de l'angle d'éclairement sur l'élargissement de la zone de charge d'espace, timidement étudié un peu plus haut, est clairement explicitée en ce sens que les auteurs dressent dans cette partie de leur article le profil de l'extension de la zone de charge en fonction de l'angle d'éclairement pour différentes valeurs de la taille de grains. Ce profil ainsi que celui représentant le logarithme de l'épaisseur de la zone de charge d'espace en fonction du logarithme de la taille de grain pour différentes valeurs de l'angle d'éclairement leurs révèlent que l'élargissement de la zone de charge d'espace diminue lorsque la taille de grain augmente. En effet, ils disent qu'une augmentation de la taille de grains induit une densification des électrons de la zone de charge d'espace de la photopile ce qui conduit à une augmentation de la capacité. Et en outre, ils constatent une réduction légère de la zone de charge d'espace quand l'angle d'incidence diminue.

Tous ces paramètres étudiés concourent de près ou de loin à l'amélioration de ce qui fait aujourd'hui l'objet de plusieurs recherches en énergie solaire : le rendement.

Ainsi en assimilant la zone de charge d'espace à un condensateur plan, le rendement de la photopile s'écrit :

$$\eta = 1 - \frac{z_{oc}}{z_{cc}} \quad (I-62)$$

D'autre part en considérant l'expression de la capacité en court-circuit et en circuit ouvert et vu que l'épaisseur de la zone de charge d'espace en court-circuit Z_{cc} est inférieure à celle en circuit ouvert Z_{oc} , Il vient alors la nouvelle expression du rendement :

$$\eta = 1 - \frac{\delta_{cc} \left(\frac{g_x}{2}, \frac{g_y}{2}, z_{cc} \right)}{\delta_{co} \left(\frac{g_x}{2}, \frac{g_y}{2}, z_{co} \right)} \quad (I-63)$$

I-9 Effet du champ magnétique sur le rendement de la capacité par le modèle de l'extension de la zone de charge d'espace [18].

A l'instar de l'article cité précédemment ou les auteurs ont étudié le comportement de la photopile sous les effets de certains paramètres comme la vitesse de recombinaison aux joints de grains et de l'angle d'incidence de l'éclairement, les auteurs de cet article s'intéressent à l'effet du champ magnétique sur le rendement de la capacité déterminé par le modèle de l'élargissement de la zone de charge d'espace.

Leur étude est faite sur une photopile mono faciale n^+p-p^+ au silicium monocristallin et sous éclairement multi spectral constant. Dans leur théorie seule la contribution de la base à la photo conversion est considérée, celle de l'émetteur étant négligé.

Après une présentation de la photopile, ils donnent l'équation de la densité relative de porteurs minoritaires de charge en excès dans la base comme suit :

$$\frac{\partial^2 \delta(x)}{\partial x^2} - \frac{\delta(x)}{L(B)^2} = - \frac{G(x)}{D(B)} \quad (I-64)$$

Les expressions de $D(B)$ et $G(x)$ sont les suivantes :

$$D(B) = \frac{D}{(1 + \mu B)^2} ; \quad (I-65)$$

$$G(x) = n \sum_{i=1}^{i=3} a_i \cdot e^{-b_i x} \quad (I-66)$$

$D(B)$ est le coefficient de diffusion et $L(B)$ la longueur de diffusion des porteurs minoritaires de charge en excès dans la base ; $G(x)$ le taux de génération pour un éclairage multi spectral sur la face avant.

Les paramètres a_i et b_i sont des coefficients à valeurs tabulées de l'éclairage solaire sous AM1, 5 et n le nombre de soleil. Dans la suite, les auteurs ont pris n égale à 1.

L'équation est résolue en considérant les conditions aux limites :

-A la jonction émetteur-base ($x = 0$) :

$$D(B) \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \Big|_{x=0} = S_f(B) \cdot \delta(x=0) \quad (\text{I-67})$$

-A la face arrière de la base ($x=H$) :

$$D(B) \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \Big|_{x=H} = -S_b(B) \cdot \delta(x=H) \quad (\text{I-68})$$

Ou et S_f et S_b représentent respectivement les vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière; elles dépendent toutes du champ magnétique.

D'autres part, ils posent : $S_f(j, B) = S_{f_0}(B) + S_{f_j}$ avec $S_{f_j} = j10^j$, $j = 1, 2, 3, \dots, 6$

La solution générale de l'équation de continuité est donnée par :

$$\delta(x, B) = A \operatorname{ch}\left(\frac{x}{L^*}\right) + B \operatorname{sh}\left(\frac{x}{L^*}\right) + \sum_{i=1}^3 K^* a_i \cdot e^{-b_i x} \quad (\text{I-69})$$

$$K^* = K(i, B) = \frac{L(B)^2}{D(B) [1 - b_i^2 L(B)^2]} \quad (\text{I-70})$$

$$\text{Et } L^* = L(B) \quad (\text{I-71})$$

A et B des constantes sont obtenus à partir des équations (I-67) et (I-68).

Ils représentent ainsi le profil de la densité de porteurs minoritaires de charge en excès en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs du champ magnétique, de S_f et S_b .

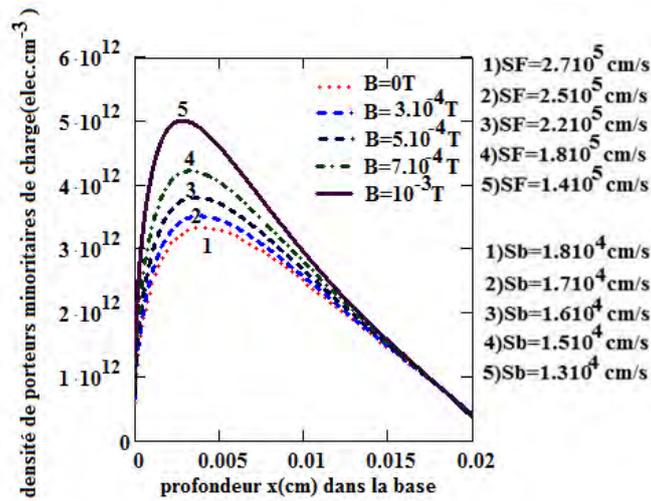


Figure I- 9 : Profil de la densité des porteurs minoritaires de charge en excès dans la base en fonction de la profondeur pour différentes valeurs du champ magnétique ($H = 200\mu\text{m}$, $\tau = 1\mu\text{s}$)

Ils observent que, lorsque l’intensité du champ magnétique augmente un déplacement des maximas vers la jonction ce qui équivaut à un rétrécissement de la zone de charge d’espace. Ce phénomène s’explique en effet par la déviation de charge, de la diminution de la longueur et du coefficient de diffusion.

Nous donnons entre autres profils, celui représentant la densité relative des porteurs de charge minoritaires en excès dans la base toujours en fonction de la profondeur dans la base, en situation de court-circuit et de circuit ouvert pour une valeur nulle du champ magnétique.

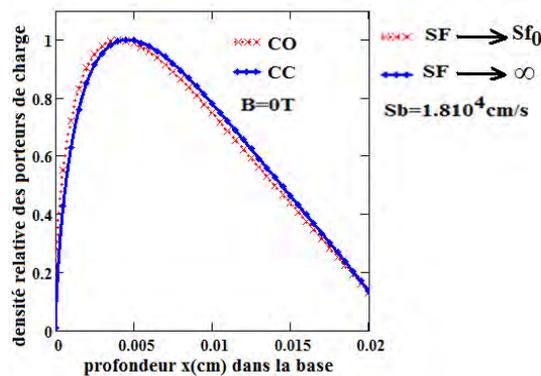


Figure I- 10 : Profil de la densité des porteurs minoritaires de charge en excès dans la base en court-circuit et en circuit ouvert pour un champ nul. ($H = 200\mu\text{m}$ et $\tau = 1\mu\text{s}$)

Dans les conditions de circuit ouvert ($Sf(B) \rightarrow Sf_0(B)$) la densité de porteurs minoritaires de charge en excès est plus importante en position de court-circuit qu’en celle de circuit ouvert. En outre, ils remarquent également que plus la vitesse de recombinaison à la jonction $Sf(j, B)$

est grande plus est important le nombre de porteurs de charges qui participent à la génération de photocourant. De ce fait l'extension de la zone de charge d'espace en court-circuit x_{cc} est plus grande que celle en circuit ouvert x_{co} .

En fin dans la dernière partie de leur travail, les auteurs l'ont consacré à l'étude de la capacité dont son expression en fonction du champ est donnée par :

$$C(j,B) = \frac{q \cdot \delta(0,j,B)}{V(j,B)} \quad (I-72)$$

Le tracé de la courbe de la capacité en fonction de l'intensité du champ magnétique pour différentes valeurs de Sf, leur a révélé que

- La capacité augmente avec le champ magnétique ;
- Un champ intense rétrécit la zone de charge d'espace et par conséquent la capacité augmente ;
- La capacité diminue lorsque la vitesse de recombinaison à la jonction augmente ;
- Plus le nombre de porteurs qui contribue à la génération de photocourant est important plus la zone de charge d'espace est élargie et plus la capacité diminue.

D'autre part, la courbe (figure I-11) représentant la variation de l'inverse de la capacité en fonction des maxima de la densité de porteurs est une droite ; ce qui pousse les auteurs à assimiler la zone de charge d'espace à un condensateur plan dont la constante diélectrique ϵ est égale à la pente de cette courbe.

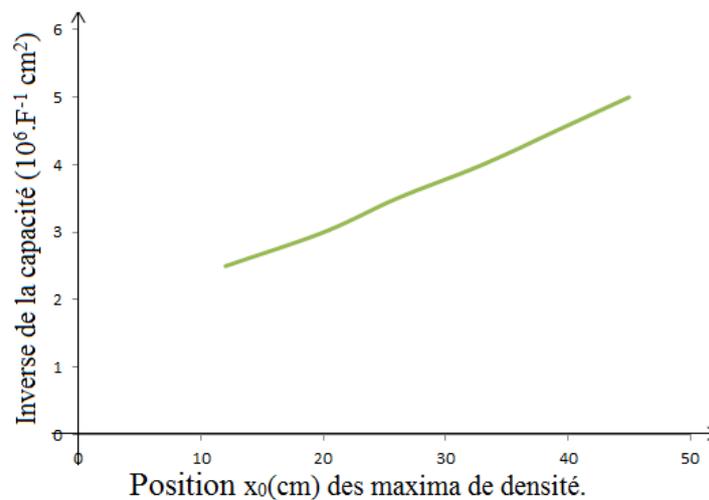


Figure I- 11 : Profil de l'inverse de la capacité de la zone de charge d'espace en fonction des maxima de densité. ($Sf(B)=3.103 + Sf_0(B)$; $H = 200\mu m$; $\tau = 1\mu s$).

Rendement de la capacité

Considérant le modèle d'extension de la zone de charge d'espace, le rendement de la capacité est donné par la relation :

$$\eta(B) = 1 - \frac{x_{co}(B)}{x_{cc}(B)} \quad (I-73)$$

$x_{cc}(B)$ est l'extension de la zone de charge d'espace en situation de court-circuit et

$x_{co}(B)$ celle en situation de circuit ouvert.

Les auteurs ont montré que le rendement augmente avec le champ magnétique. En effet lorsque la valeur du champ croit, la zone de charge d'espace se rétrécit et provoque une augmentation de la capacité et corrélativement celle du rendement. Cependant lorsque la valeur du champ magnétique avoisine environ 5mT, le rendement diminue alors légèrement.

I-10 Using Gauss's Law in Determinating the Width Emitter Extension Region of the Solar Cell Operating in Open Circuit Condition [19]

La contribution de l'émetteur à la production de photocourant étant négligeable et par conséquent l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur n'est pas souvent étudiée. Cet article est un des rares papiers qui s'intéresse à l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur.

Dans cet article, auteurs en tenant compte de la taille de grain, de la taille de grain (g), de la vitesse de recombinaison aux joints de grain (S_{gb}) et en faisant varier la densité de dopage dans l'émetteur, ils déterminent la largeur de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur, par utilisation de la loi de GAUSS.

Ils considèrent la cellule solaire comme un condensateur plan pour ainsi appliquer la loi de gauss. Leur étude est portée sur une cellule solaire non idéale fonctionnant en régime permanent, dans les conditions de circuit ouvert et schématisée dans la figure suivante.

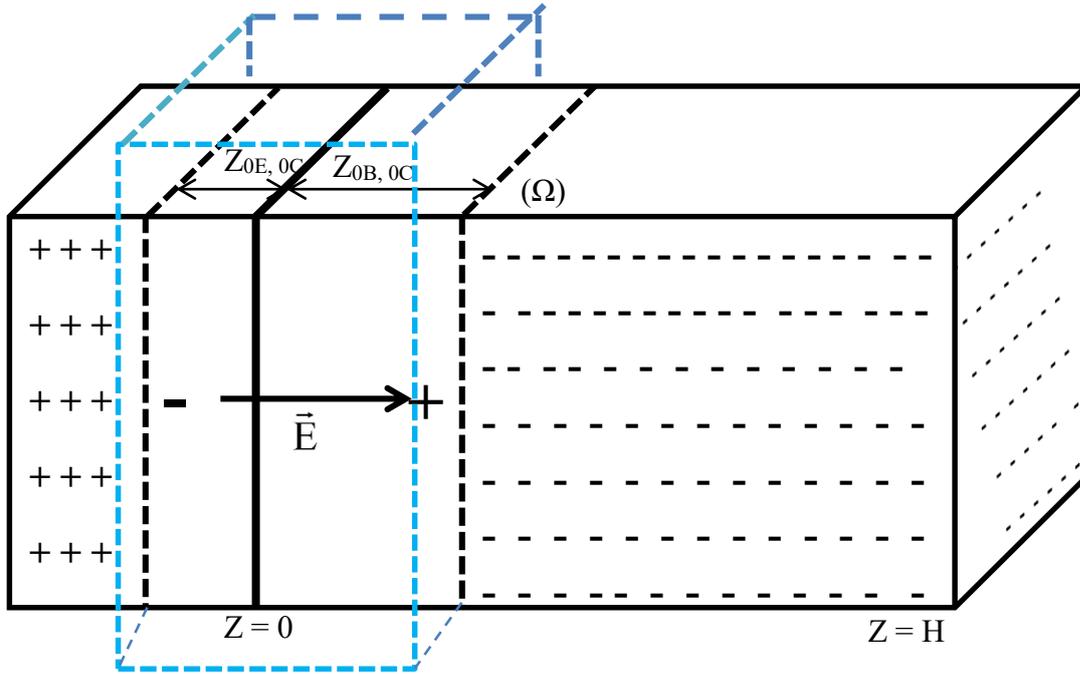


Figure I- 12 : Cellule solaire non idéale fonctionnant en état de circuit ouvert.

APPLICATION DE LA LOI DE GAUSS

L'expression de la loi de Gauss est donnée par la relation qui suit :

$$\oint_{(\Omega)} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q}{\epsilon} \quad (\text{I-74})$$

Ω est la surface de Gauss, Q la charge globale enlacée par cette surface de Gauss et ϵ est la permittivité du milieu. Où $\epsilon_0 = 8.85.10^{-12} Fcm^{-1}$ est la permittivité du vide et $\epsilon_r = 12$ est la constante diélectrique relative du semi-conducteur.

En utilisant l'hypothèse de la base quasi neutre, ils établissent que la valeur du champ \vec{E} entre la base et l'émetteur est nulle et l'équation I-6 devient alors :

$$\frac{(e \cdot N_E \cdot Z_E - e \cdot N_B \cdot Z_B)}{\epsilon} = 0 \quad (\text{I-75})$$

N_E : La densité de dopage de l'émetteur prenant des valeurs comprises entre 10^{17} et 10^{19} cm^{-3} .

N_B : La densité de dopage dans la base.

De l'équation (I-75), ils tirent :

$$Z_E = \frac{N_B}{N_E} \cdot Z_B \quad (\text{I-76})$$

Z_E et Z_B , sont respectivement l'épaisseur de la zone de charge d'espace dans l'émetteur et dans la base.

Les auteurs ont ensuite évalué les valeurs de l'extension dans l'émetteur de la zone de charge d'espace dans deux situations différentes :

- Lorsque la taille de grains varie pour différentes valeurs de la densité de dopage dans l'émetteur ;
- La vitesse de recombinaison aux joints de grains varie, la taille de grain étant fixé.

L'analyse des résultats obtenus leurs ont permis d'insinuer que l'extension dans la région de l'émetteur de la zone de charge d'espace diminue avec la taille de grain et augmente avec la vitesse de recombinaison aux joints de grains. Ce qui signifie en outre que les meilleures cellules solaires sont caractérisée par une granulométrie élevée et une faible vitesse de recombinaison aux joints de grains.

Par ailleurs l'étude du rapport de l'extension dans l'émetteur par celle dans la base leurs a permis de voir que pour des faibles valeurs de la densité de dopage dans l'émetteur (N_E intérieure à 10^{16} cm^{-3}), la contribution de l'émetteur au photocourant doit être prise en compte. Cette contribution sera par contre négligée pour des valeurs de la densité de dopage dans l'émetteur supérieures à 10^{17} cm^{-3} .

I.11 Influence d'une onde électromagnétique sur une photopile au silicium sous éclairage multi spectrale en régime statique [20]

Plusieurs travaux ont étudié les effets du champ électrique ou du champ magnétique sur la photopile au silicium sous éclairage mono ou multi spectral. Cependant cet article d'I. Zerbo et al étudie les influences cumulées de ces deux champs sur une photopile au silicium sous éclairage multi spectrale en régime statique.

Les auteurs considèrent une photopile au silicium polycristallin soumise à l'action d'une onde plane progressive monochromatique polarisée rectilignement, de direction de polarisation Ox et se propageant dans le sens des zz croissants. Le vecteur unitaire \vec{n} de la direction de propagation de l'onde électromagnétique est tel que le trièdre $(\vec{E}, \vec{B}, \vec{n})$ soit direct.

Conclusion

Nous voilà au terme de ce chapitre consacré à la bibliographie. Nous y avons passé en revue quelques travaux qui ont traité avec la zone de charge d'espace. Après l'avoir présenté et illustré, nous avons relevé les études qui ont traité les effets de certains paramètres électriques et électroniques de la photopile en régime statique et en régime dynamique fréquentiel. Dans chaque cas, l'étude de la capacité a été faite en parallèle ou de façon déductive.

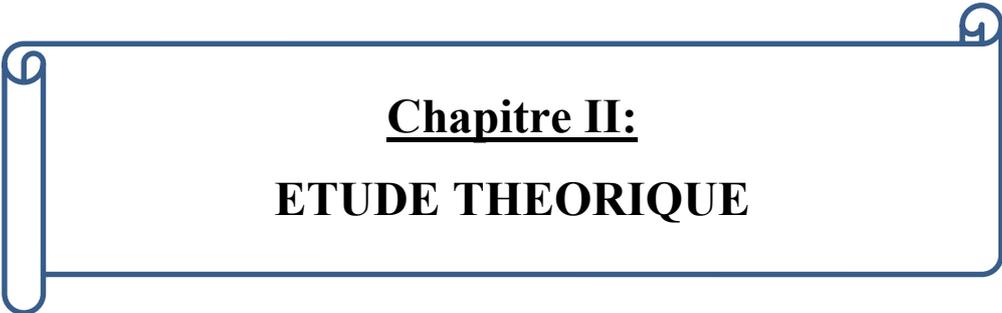
L'utilisation du théorème de Gauss a aussi permis de calculer l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur pour différentes valeurs du taux de dopage.

Nous allons dans ce sillage, à l'aide de la loi gaussienne étudier l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur d'une photopile monofaciale au silicium sous éclairage monochromatique pour différentes valeurs de la longueur d'onde et pour différentes valeurs de la fréquence, dans une situation de court-circuit et de circuit-ouvert. Nous discuterons ensuite des résultats obtenus après exploitation des différents profils que nous dresserons pour ensuite éventuellement tirer de cette étude les conclusions par rapport au rendement de la photopile.

Références bibliographiques du chapitre

- [1] **B. Ba, M. Kane, J. Sarr**, « Modeling recombination current in polysilicon solar cell grain boundaries », *Solar Energy Materials & Solar Cells* 80 pp: 143-154, 2003.
- [2] **J. Dugas**, « 3-D modeling of a reverse cell made with improved multicrystalline silicon Wafer », *Solar Energy Materials & Solar Cells* 32 pp:71-88, 1994,
- [3] **M. M. Dione, M. Thiame, Z. N. Bako, A. Samoura, F. I. Barro**, « Etude en régime statique d'une photopile au silicium à junction vertical parallèle sous éclairage monochromatique », *Journal des sciences*, Vol. 9, N° 1, pp: 43-50, 2009.
- [4] **G.Sissoko, A. Corrúa, E. Nanéma, M. N. Diarra, A. L. Ndiaye, M. Adj**, « Recombination parameters measurement in silicon double sided surface field solar cell », *World Renewable Energy Congress*, pp :1856-1859, 1998.
- [5] **I. Gaye, A. Corrúa, A. L. Ndiaye, E. Nanema, A. B. B. Ba, M. Adj and G. Sissoko**, « Impedance Parameters Determination of Silicon Solar Cell using the One Diode Model in Transient Study », *World Renewable Energy Congress* pp: 1598-1601, 1996.
- [6] **G. Sissoko, C.Museruka, A. Corrúa, I. Gaye, A. L. Ndiaye**, « Light Spectral Effect on Recombination Parameters of Silicon Solar Cell” », *World Renewable Energy Congress* pp. 1487-1490, 1996.
- [7] **R. R. Vardanyan, U. Kerst, P. Wawer, H. Wagemann**, « Method for measurement of all recombination parameters in the base region of solar cells », *2nd World conference and exhibition on photovoltaic solar energy conversion Vol. I*, pp:191-193, 1998.
- [8] **N. Bordin, L. Kreinin, N. Eisenberg**, « Determination of recombination parameters of bifacial silicon cells with a two layer step-like defect distribution in the base region », *Proc.17th European PVSEC*, pp : 1495-1498, Munich, 2001.
- [9] **S.Madougou, M. Kaka, G.Sissoko**, « Silicon solar cells : Recombinaison and Electrical parameters », *Vols. 18-19*, pp: 313-324, Août 2007.
- [10] **M. C. Tarplee, V. P. Madangarli, Q.Zhary et al**, *IEEE, transactions on Electron Devices*, Vol. 27, p : 435, 2001.
- [11] **R.Singh, J.A. Melloch et al**, « SiC power Schottky and pin Diodes », *IEEE transaction on electron Devices*, vol. 49, pp: 665-672, Avril 2002.
- [13] **J.J.Liou, F. A.Lindholm**, *J.Appl. Phys*, Vol.64.N⁰³, 1 August 1988.
- [14] Lycée polyvalent pointe des négres, section mathématiques supérieures TS11.
- [15] Fascicule d'exercice d'électricité MP-PC Première année. UCAD.
- [16] **G. Sissoko, B. Dieng, A. Correa, M. Adj, D. Azilidon**, *World Renewable Energy Congress (WREC)*, vol.3, pp:1852-1855, 1998.

- [17] **M.M. Deme, S. Sarr, R. Sam, S. Gueye, M. L. Samb, F. I. Barro, G. Sissoko,** « Influence de la taille de grain, de la vitesse de recombinaison aux joints de grain et de l'angle d'incidence de l'éclairement sur l'élargissement de la zone de charge d'espace d'une photopile monofaciale » J. Sci. Vol. 9, N⁰², 2009.
- [18] **F.Touré, M.Zoungrana, R. Sam, M. T. D. Diop, I. F. Barro, G. Sissoko,** « Effet du champ magnétique sur le rendement de la capacité par le modèle de l'extension de la zone de charge d'espace » J. Sci. Vol. 10, N⁰ 4, 2010.
- [19] **E. SOW, S. MBODJI, B. ZOUMA, M. ZOUNGRANA, I. ZERBO, A. SERE , G. SISSOKO,** « Using Gauss's Law in Determinating the Width Emitter Extension Region of the Solar Cell Operating in Open Circuit Condition », Global journal of sciences frontier Research physics and space sciences, Vol. 6, pp: 67-71, 2012.
- [20]**I.Zerbo, M.Zoungrana, A.D.SERE, F.Ouedraogo, R.SAM, B. Zouma et F.Zougmore** « Influence d'une onde électromagnétique sur une photopile au slicium sous éclairage multispectrale en régime statique », Revue des énergies renouvelables, vol 14,pp 517-532,2011.



Chapitre II:
ETUDE THEORIQUE

Introduction

L'étude bibliographique a révélé dans une large mesure l'intérêt des recherches portées sur l'étude de la zone de charge d'espace et de la capacité de cette zone. En effet les auteurs ont étudié l'influence de certains paramètres comme le champ électrique, le champ magnétique, le taux de dopage, la température, la taille de grain, la vitesse de recombinaison aux joints de grain et de l'angle d'incidence de l'éclairement sur l'élargissement de la zone de charge d'espace d'une photopile au silicium.

Cependant toutes ces études ont été restreintes à l'élargissement de la zone de charge d'espace au niveau de la base, celle dans l'émetteur n'a pas été faite. C'est ainsi que nous avons décidé dans ce vaste champ intarissable de la recherche, nous focaliser sur l'étude de l'extension de la zone de charge dans l'émetteur d'une photopile au silicium à jonction horizontale.

Notre travail consistera à :

- D'abord présenter la photopile monofaciale au silicium à jonction horizontale et sous éclairement monochromatique ;
- Ensuite donner l'équation de continuité pour ensuite dresser les profils des densités de porteurs minoritaires de charge sous effets de la longueur d'onde, de la fréquence de modulation (ou de la pulsation), de la vitesse de recombinaison à la jonction et pour différents points de fonctionnement de la photopile notamment en circuit ouvert et en court-circuit ;

II-1. Présentation et description de la photopile monofaciale au silicium.

Une photopile à jonction horizontale a les faces d'éclairement perpendiculaires à la jonction. Le schéma illustratif de cette photopile est représenté dans la figure II-1 ci-après

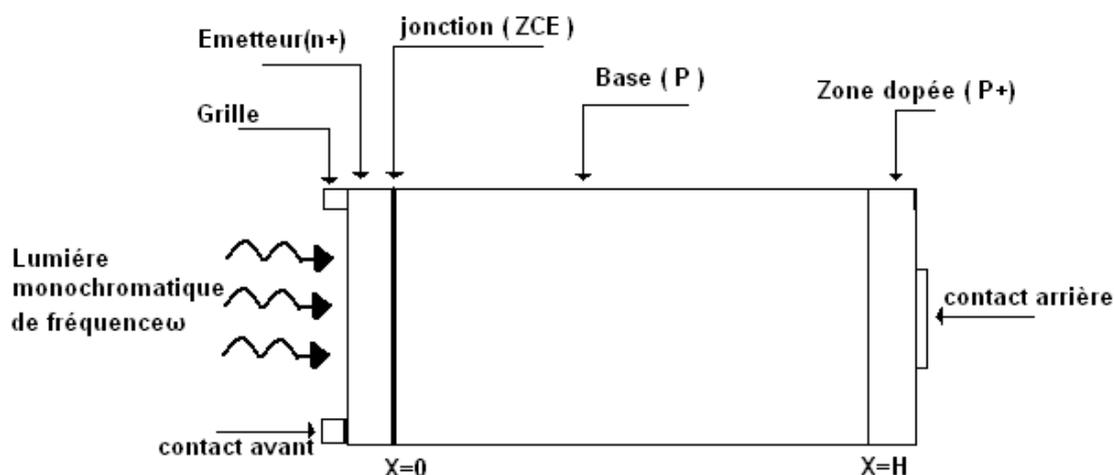


Figure II- 1 : Schéma d'une photopile monofaciale de type n+p-p+

Elle comprend essentiellement quatre parties :

- L'émetteur ou face avant fortement dopé de type n^+ en atomes donneurs de concentration volumique N_D entre 10^{17} et 10^{19} atomes par cm^3 , où les porteurs majoritaires sont les électrons. Cette zone est d'épaisseur négligeable d'environ $1\mu\text{m}$;
- La base dopée p en atomes accepteurs de densité volumique N_A variant entre 10^{15} cm^{-3} et 10^{16} cm^{-3} , d'épaisseur très grande allant jusqu'à $400\mu\text{m}$. Les électrons y sont les porteurs minoritaires ;
- La zone de charge d'espace ou jonction sépare l'émetteur de la base. Dans cette région règne un champ électrique intense ayant pour rôle de séparer les paires électrons- trous photogénérées ;
- La face arrière fortement dopée de type p^+ en atomes accepteurs où règne un champ électrique qui renvoie les porteurs photo générés à la jonction.

L'éclairement de la cellule solaire par la face avant, justifie la présence des grilles collectrices du côté de l'émetteur ayant pour rôle de recueillir le courant photo-généré.

Lorsque la photopile est éclairée par une énergie supérieure à l'énergie de gap du silicium, les photons incidents sont absorbés. Ceci entraîne une rupture des liaisons créant des paires électrons trous. Les porteurs de charge photogénérés au niveau de la base de la photopile subissent des phénomènes de diffusion et de recombinaison. La variation dans le temps et dans l'espace du nombre de porteurs de charges minoritaires en excès, photogénérés dans le volume de la base $\delta(x,t)$ est régie par l'équation de continuité.

La contribution de l'émetteur n'est pas prise en compte et l'hypothèse de la base quasi neutre est considérée.

L'éclairement de la photopile par une lumière provoque la génération de paires électron-trou au niveau de la base. Cette distribution d'électrons est régie par l'équation de continuité dont l'étude sera faite dans le paragraphe suivant.

II-2 Densité des porteurs minoritaires dans la base de la photopile éclairée par une lumière monochromatique en modulation de fréquence.

II-2.1 Equation de continuité.

Lorsque la photopile est excitée, des paires électron-trou sont générées dans la base, dans l'émetteur mais aussi au niveau de la jonction.

L'équation de continuité des porteurs minoritaires de charges, en tenant compte des phénomènes de génération, de recombinaison et de diffusion dans la photopile, s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial^2 \delta(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{D(\omega)} \cdot \frac{\partial \delta(x,t)}{\partial t} - \frac{\partial \delta(x,t)}{D(\omega) \cdot \tau} = \frac{G(x)}{D(\omega)} \quad (\text{II-1})$$

Où $\delta(x,t)$ est la densité des porteurs de charge minoritaires photogénérés,

$G(x,t)$ le taux de génération des porteurs de charge en fonction de la profondeur de la base ;

D : coefficient de diffusion, et L la longueur de diffusion des porteurs minoritaires.

L'expression du taux de génération est de la forme suivante :

$$G(x,t) = g(x) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{II-2})$$

$$\text{où : } g(x) = \alpha \cdot \Phi \cdot (1 - R) \cdot e^{-\alpha \cdot x} \quad (\text{II-3})$$

- α est le coefficient d'absorption du silicium cristallin en lumière monochromatique ;
- Φ est le flux de photons incidents
- R est le coefficient de réflexion
- ω est la pulsation de l'excitation ;

$$\text{Posons : } L^2 = \tau D \quad (\text{II-4})$$

- τ est la durée de vie moyenne des porteurs minoritaires de charge.

$$\frac{1}{L(\omega)^2} = \frac{1}{L^2} (i\omega\tau + 1) \quad (\text{II-5})$$

Où $L(\omega)$ est la longueur de diffusion complexe.

II-2.2. Solution de l'équation de continuité.

La solution générale de cette équation est donnée par la relation suivante :

La résolution de cette équation différentielle conduit à deux solutions :

$$\text{Une solution particulière de la forme : } \delta_1(x) = C \exp(-\alpha x) \quad (\text{II-6}).$$

La constante est déterminée en remplaçant $\delta_1(x)$ dans l'équation différentielle.

On trouve ainsi la valeur de la constante (cste notée C) :

$$C = - \frac{\alpha I_0 \cdot (1 - R) \cdot L^2(\omega)}{D \cdot (\alpha^2 L^2(\omega) - 1)} \quad (\text{II-7})$$

La solution particulière s'exprime finalement par :

$$\delta_1(x) = -\frac{\alpha I_0 \cdot (1-R) \cdot L^2(\omega)}{D \cdot (\alpha^2 L^2(\omega) - 1)} \exp(-\alpha x) \quad (\text{II-8}).$$

Une solution générale de l'équation différentielle sans second membre.

$$\delta_2(x) = A \cosh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) + B \sinh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) \quad (\text{II-9})$$

La solution de l'équation différentielle est égale à la somme des deux solutions précédemment calculées, son expression est :

$$\delta_2(x) = A \cosh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) + B \sinh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) - \frac{\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L(\omega)^2 \cdot \exp(-\alpha x)}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L(\omega)^2 - 1)} \quad (\text{II-10})$$

Les coefficients A et B sont donnés par les conditions aux limites.

À la jonction (en $x = 0$):

$$\left. \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{Sf}{D(\omega)} \delta(0) \quad (\text{II-11})$$

À la face arrière (en $x = H$) :

$$\left. \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \right|_{x=H} = -\frac{Sb}{D(\omega)} \delta(H) \quad (\text{II-12})$$

Où Sf et Sb représentent respectivement les vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière des porteurs minoritaires de charge en excès.

Cette résolution nous permet de tracer le profil de la densité de porteurs minoritaires de charge en excès dans la base de la photopile.

II-3. Etude de la densité de porteurs minoritaires en excès dans la base sous effet de la longueur d'onde.

Nous allons dans cette partie étudier les variations de la densité de porteurs minoritaires de charges, lorsque la photopile est sous éclaircissement suivant différentes valeurs de la longueur d'onde. Ensuite nous dresserons le profil de la densité de porteurs minoritaires en excès en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde, en court-circuit et en circuit-ouvert.

II.3.1. Variation de la densité de porteurs d'une photopile sous excitation.

Nous dressons ci-dessus les profils de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base d'une photopile monofaciale au silicium et à jonction horizontale et sous excitation et dans différentes situations de fonctionnement :

- **Situation de court-circuit :**

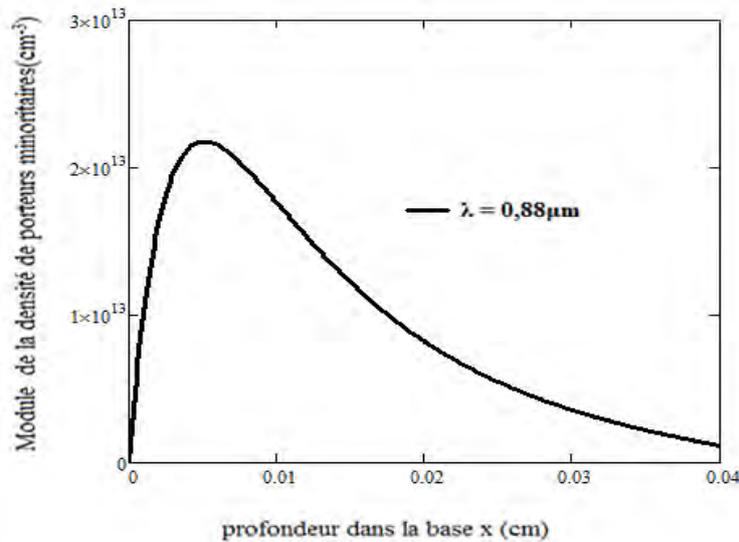


Figure II- 2 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour la valeur de la longueur d'onde

Le profil de la figure II-2 montre que la densité des porteurs augmente avec la profondeur x de la jonction jusqu'à atteindre une valeur maximale où elle commence à diminuer au fur et à mesure que x tend vers la limite de la profondeur dans la base ($x = H$).

Dans la partie de la courbe où le gradient des porteurs est positif, les porteurs minoritaires situés dans cette région peuvent traverser la jonction et générer un photocourant. Le maximum de densité correspond à un gradient des porteurs nul.

Par ailleurs le gradient de porteurs négatif traduit la diminution de la densité de porteurs minoritaires qui participent à la génération de photocourant. Ceci s'explique par le fait qu'en profondeur l'énergie créée par le flux lumineux diminue.

En somme le profil de la densité de porteurs se résume :

- Première région ($x < x_0$) : le gradient de la densité des porteurs, positif, traduit le passage d'un flux d'électrons générant un photocourant à travers la jonction émetteur-base ;

- Deuxième région ($x = x_0$) : le gradient de la densité des porteurs minoritaires correspond à un stockage des porteurs de charges négatives. Ce blocage des porteurs crée une capacité de la zone de charge d'espace s'établissant de la jonction ($x = 0$) à la valeur x_0 ;
 - Troisième région ($x_0 < x \leq H$) : le gradient de la densité des porteurs minoritaires de charges en excès dans la base, négatif, s'explique par une diminution progressive du flux lumineux incident dans la profondeur de la base, entraînant ainsi une réduction de la génération des porteurs de charges minoritaires qui contribuent au photocourant.
- **Situation de circuit ouvert :**

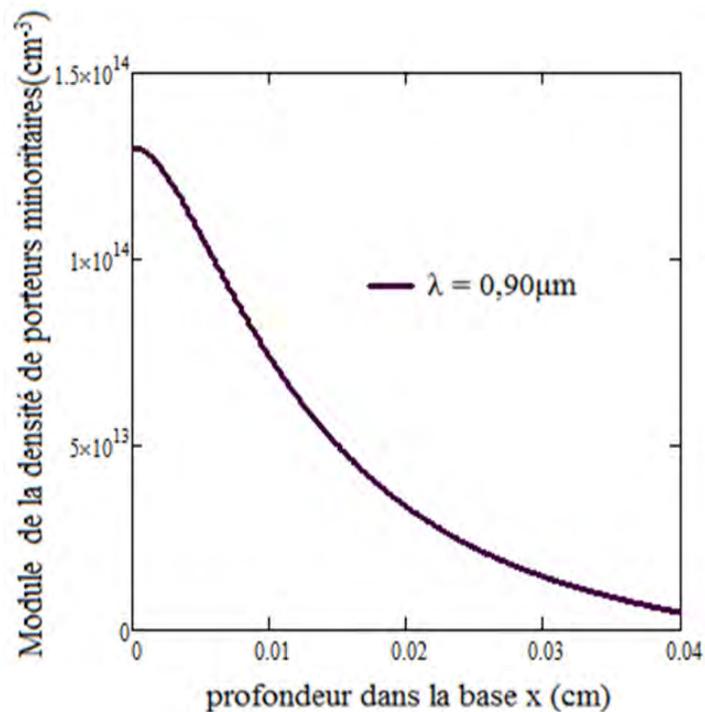


Figure II- 3 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour la valeur de la longueur d'onde

La densité de porteurs minoritaires est maximale à la jonction, elle diminue au fur et à mesure qu'on s'enfonce dans la base. En effet lorsque la vitesse de recombinaison est faible (situation de circuit ouvert), les électrons viennent s'accumuler au niveau de la jonction où la vitesse de recombinaison est très faible (situation de circuit ouvert) en fuyant les profondeurs de la base où la vitesse de recombinaison atteint de grandes valeurs.

II-3.2. Effet de la longueur d'onde sur la densité de porteurs minoritaires en excès, en situation de court-circuit de la photopile.

- *Cas des faibles valeurs de la longueur d'onde*

La variation de la densité de porteurs minoritaires en excès dans la base en fonction de la profondeur dans la base pour des valeurs fixes de S_b , S_f et ω_0 (fixée à une grande valeur de la fréquence), est donnée dans les **figures II-4 et II-5**.

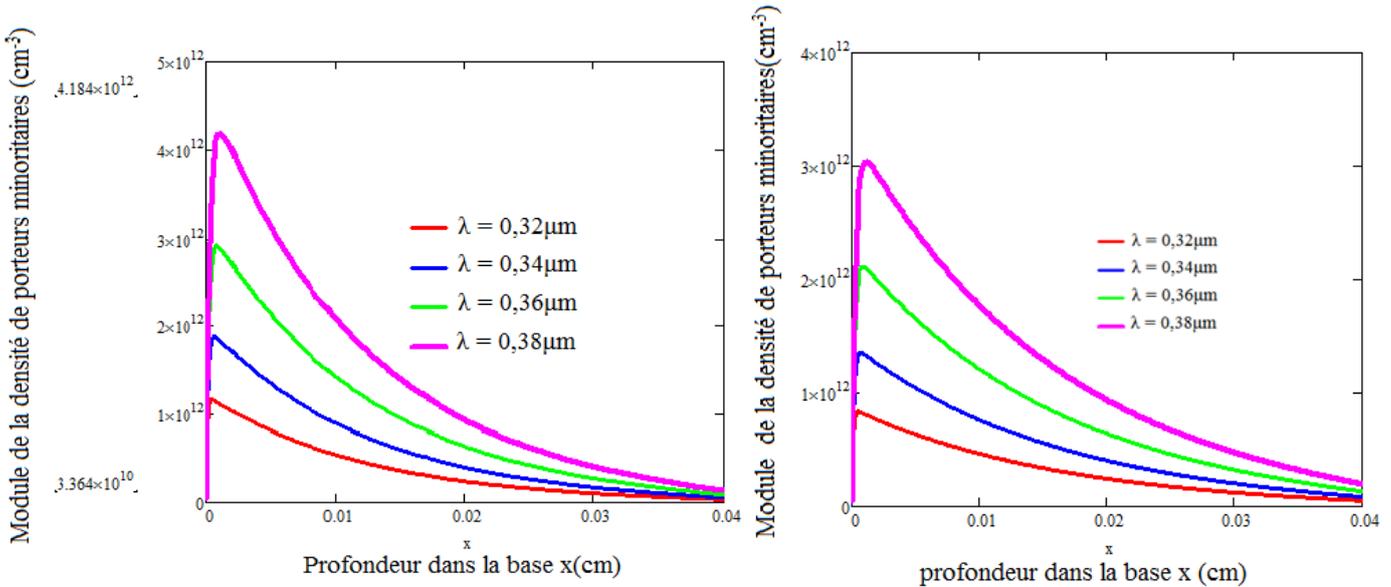


Figure II- 5 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

Figure II- 4 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

On note que la densité de porteurs minoritaires croît lorsque la profondeur dans la base augmente jusqu'à une valeur x_0 de x à partir de laquelle elle commence à régresser.

L'analyse de cette figure indique une évolution du module de la densité des porteurs minoritaires de charges en excès suivant trois régions :

- Une première région proche de la jonction où le gradient de la densité des porteurs est positif. Les porteurs situés dans cette région sont passibles d'un renvoi vers la jonction ; ils traversent celle-ci pour participer à la production de photocourant ;
Remarquons que dans cette zone les valeurs de la profondeur x dans la base sont faibles.
- Une deuxième partie correspondant aux maxima des courbes où le gradient de la densité de porteurs minoritaires est nul ;
- Une troisième zone correspondant au gradient négatif de la densité des porteurs minoritaires.

L'on remarque qu'à ce niveau la densité des porteurs diminuent avec la profondeur dans la base ; les porteurs n'ont pas toute l'énergie nécessaire pour accéder à la jonction et participer au photocourant ;

Nous constatons que lorsque la longueur d'onde diminue, l'amplitude de la densité de porteurs minoritaires diminue aux faibles comme aux grandes valeurs de la fréquence. Aussi, les pics s'éloignent de la jonction, au fur et à mesure que la longueur d'onde augmente.

Nous constatons aussi qu'au voisinage de la jonction les tangentes des différentes courbes correspondantes aux différentes longueurs d'ondes ont presque la même pente. Les variations de la densité de porteurs minoritaires en excès sont presque identiques.

- **Cas des grandes valeurs de la longueurs d'onde**

Les figures II-6 et II-7 dressent le profil de la densité de porteurs en fonction de la profondeur de la base pour des grandes valeurs de la longueurs d'onde.

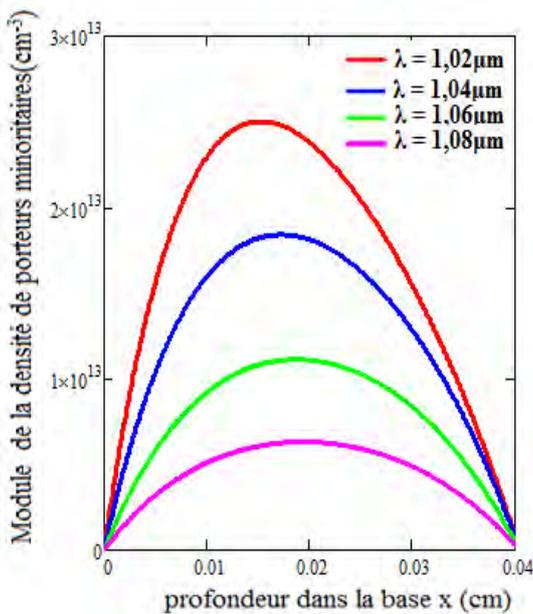


Figure II- 7 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$.

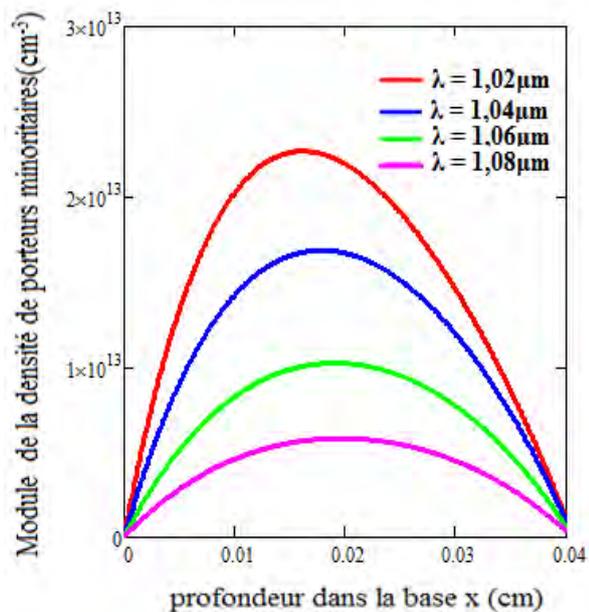


Figure II- 6 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde $\omega_0 = 13^5 \text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$.

Pour les grandes valeurs des longueurs d'onde, on remarque que les pics sont plus arrondis. D'autres part on constate que, l'allure reste la même qu'avec un éclairage avec des faibles valeurs de la longueur de la longueur d'onde. En effet on note que la densité de porteurs minoritaires augmente lorsque la profondeur dans la base augmente et atteint son maximum à une valeur x_0 de x à partir de laquelle elle commence à diminuer.

Par ailleurs la variation de la densité de porteurs montre que si la longueur d'onde augmente, l'amplitude de la densité de porteurs minoritaires diminue. Ce fait s'explique par la diminution d'absorption de photons incidents lorsque la longueur d'onde augmente. Or ces photons absorbés apportent l'énergie nécessaire pour la génération de porteurs minoritaires.

Il faut aussi noter que plus la longueur d'onde augmente, plus le maximum de la densité de porteurs s'éloignent de la jonction et par conséquent la zone de charge d'espace s'élargie.

Il faut aussi noter l'amplitude de la densité de porteurs pour une même longueur d'onde et à une position x dans la profondeur dans la base, est plus importante avec les plus faibles fréquences qu'avec les grandes fréquences. L'étude des effets de la fréquence sera faite dans la suite.

Nous étudions les effets des longueurs d'ondes intermédiaires et les profils des densités de porteurs, sont donnés dans les figures suivantes.

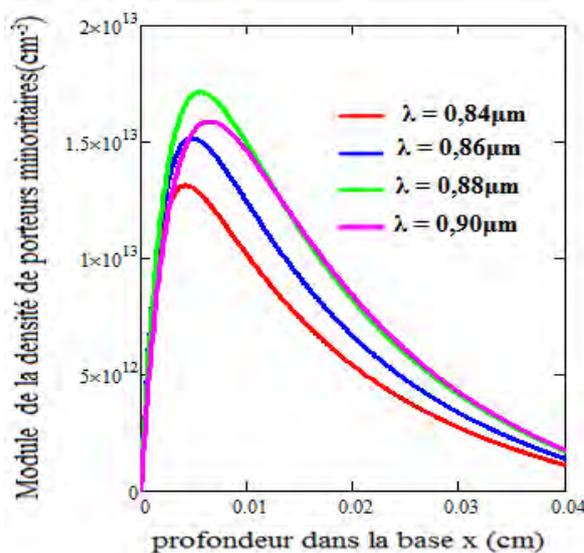


Figure II- 8 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. , $S_f = 6.10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b \omega_0 = 10^3 \text{ rad.s}^{-1} = 3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

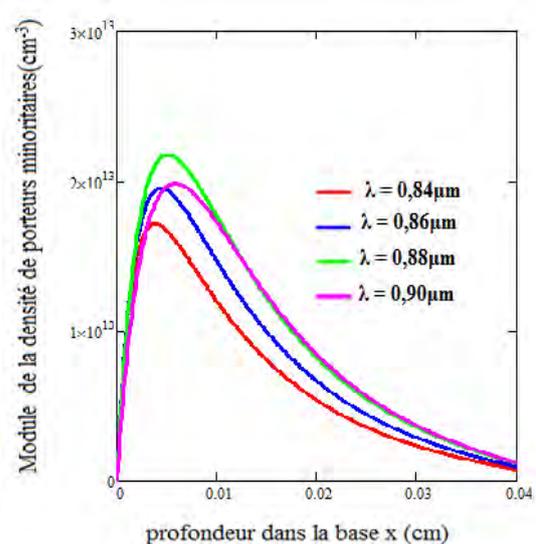


Figure II- 9 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde., $S_f = 6.10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $\omega_0 = 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$ $S_b = 3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

Le constat que nous avons fait ci précédemment à savoir que la densité de porteur de charge diminue lorsque la longueur d'onde augmente révèle dans ce cas-ci quelques anomalies. Pour mieux étudier cette anomalie par rapport aux variations de la densité de porteurs minoritaires

en excès en fonction de la profondeur dans la base dans la gamme des faibles et grandes longueurs d'onde, nous nous proposons d'étudier dans la partie suivante l'évolution de cette densité de porteurs minoritaires à l'aide de ce nous appelons « clichés » dont l'explication sera donnée en préambule.

II.3.3. Etude de l'évolution de la densité de porteurs en fonction de la profondeur de la base pour des intervalles de longueurs d'onde successifs.

Dans cette partie nous exposons les courbes de la densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur dans la base pour des valeurs de longueurs d'onde très voisines. Les courbes sont donnés dans un ordre ou les valeurs des longueurs d'ondes se succèdent c'est cette succession que nous avons appelée « clichés » dans le paragraphe précédent.

Les profils sont donnés pour des valeurs fixes de S_f , S_b et ω .

Il s'agit d'exposer les courbes représentatives de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour de différentes de valeurs de la longueur d'onde successive par unité de $0,02\mu\text{m}$. En outre nous représentons une série de courbes dont les longueurs d'onde se suivent à pas de $0,2\mu\text{m}$.

$$\omega_0 = 10^3 \text{ Hz}, S_b = 4.10^4 \text{ cm.s}^{-1}, S_f = 6.10^6 \text{ cm.s}^{-1}, D = 26 \text{ cm}^2, H = 0,04 \text{ cm}.$$

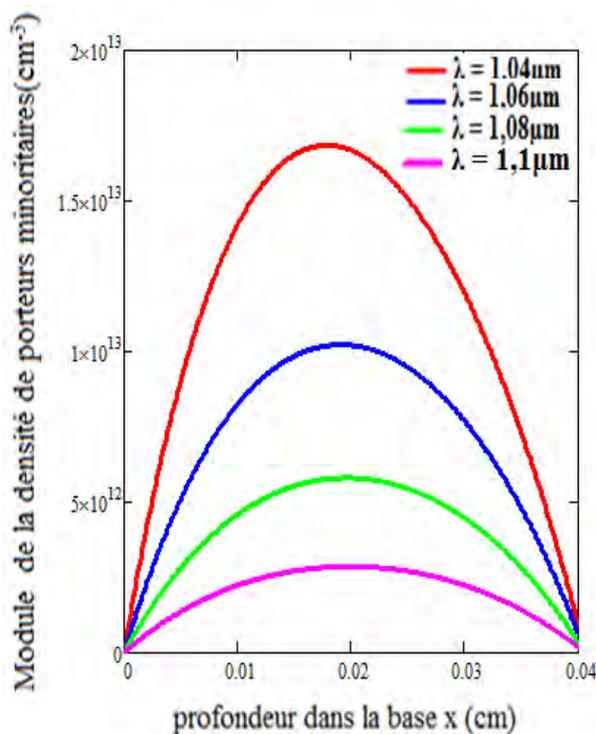


Figure II-a

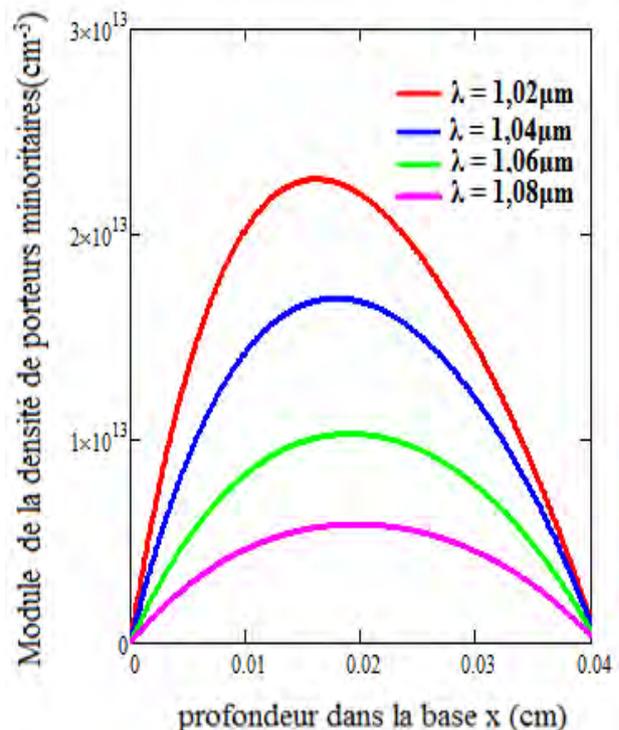


Figure II-b

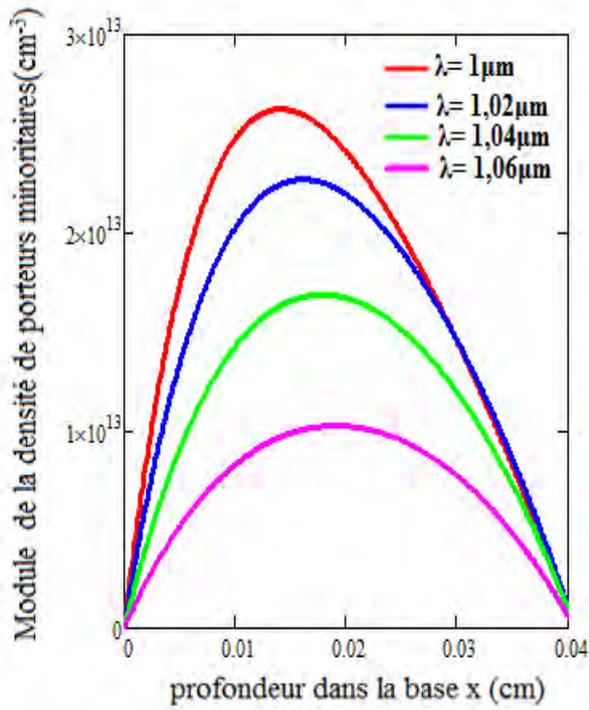


Figure II-c

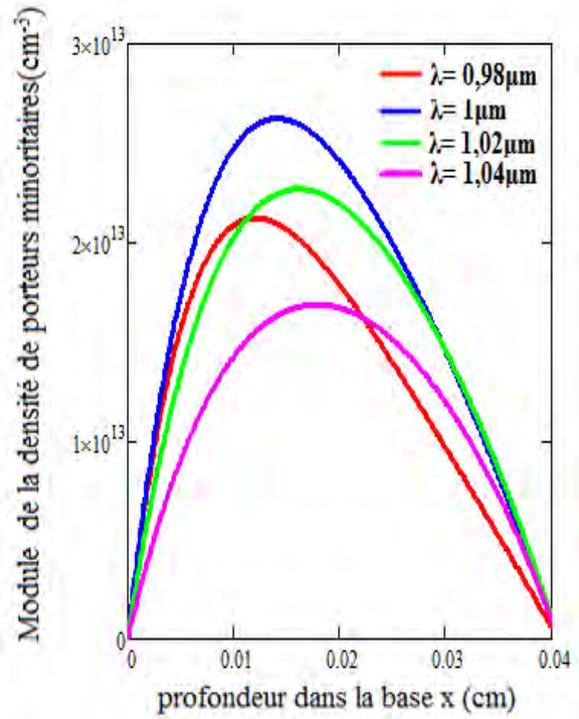


Figure II-d

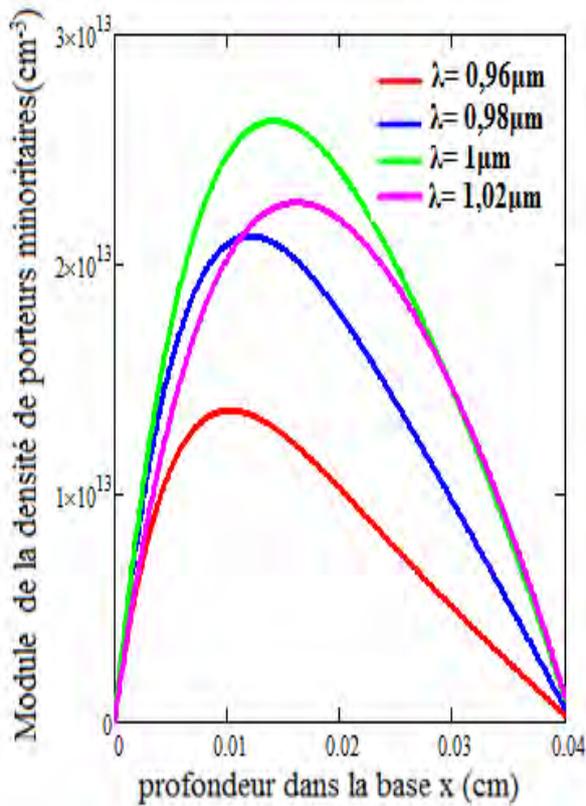


Figure II-e

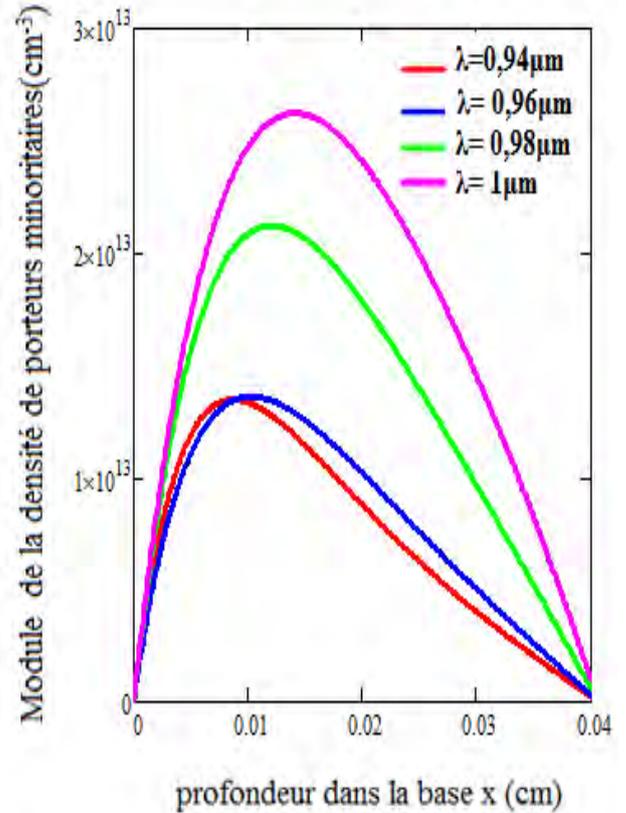


Figure II-f

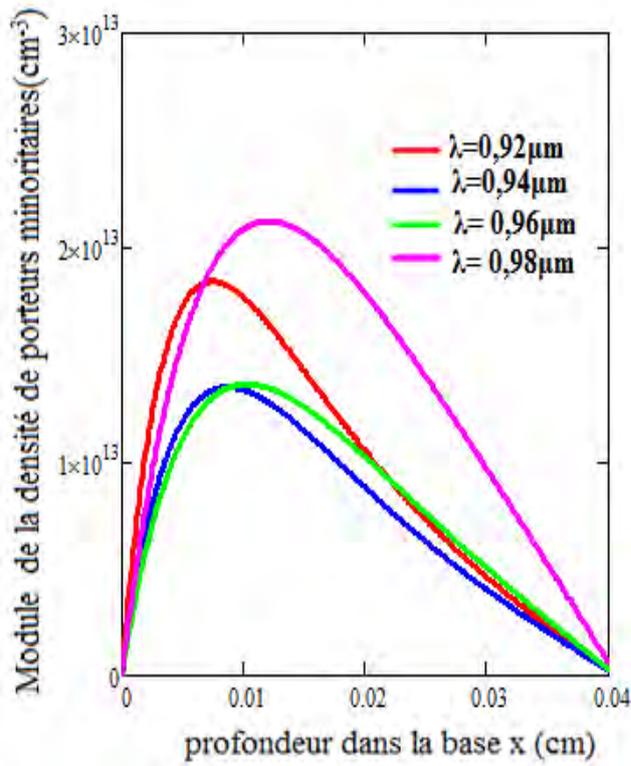


Figure II-g

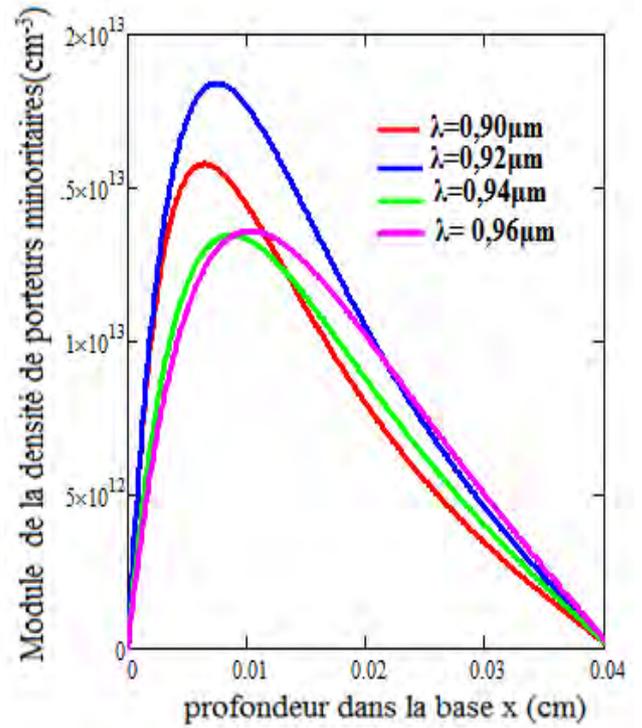


Figure II-h

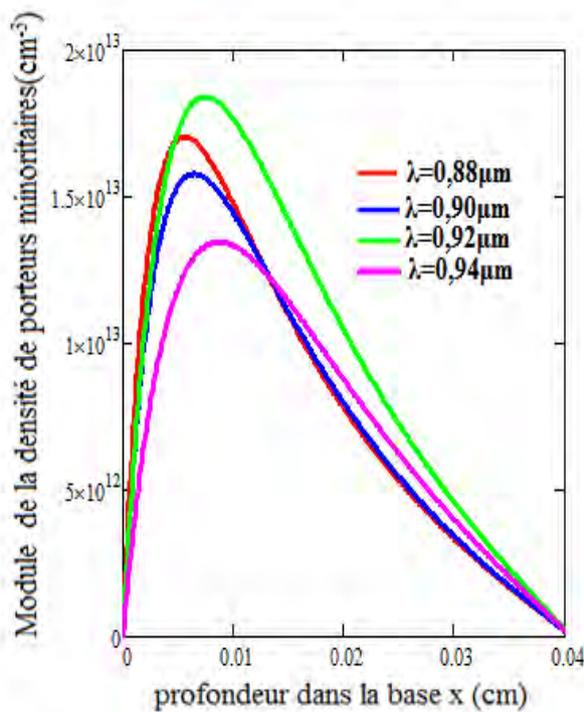


Figure II-i

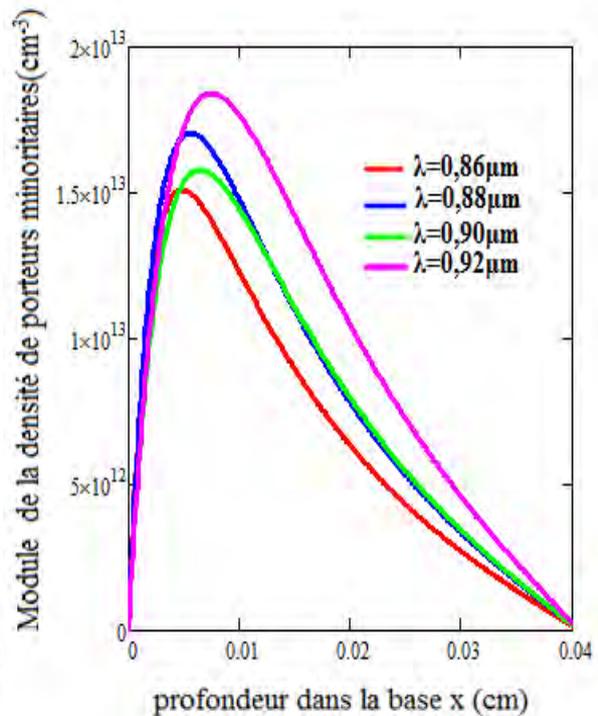


Figure II-j

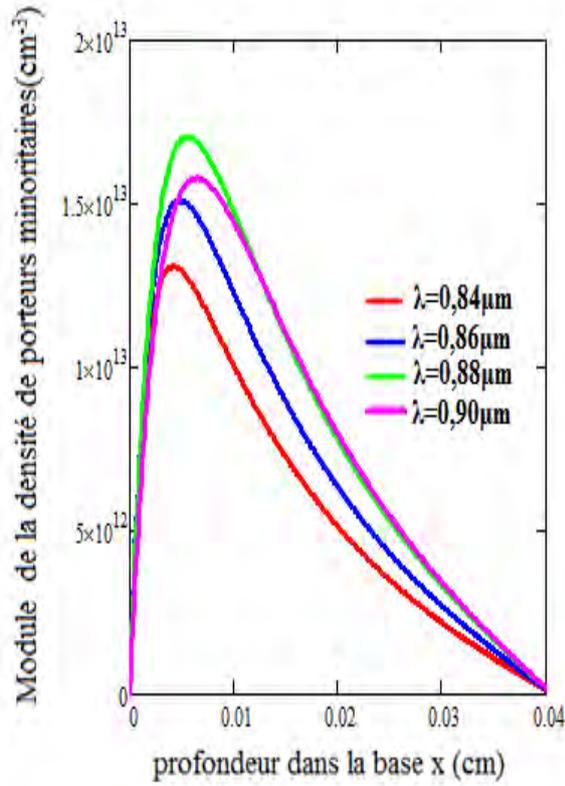


Figure II-k

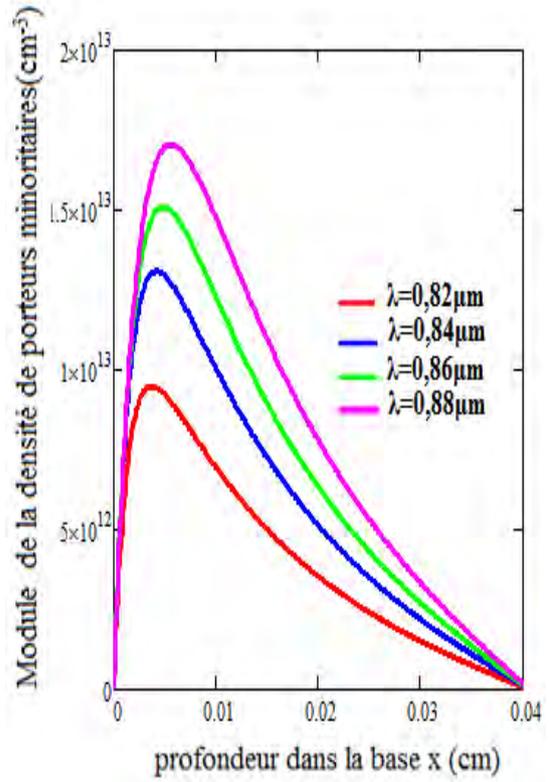


Figure II-l

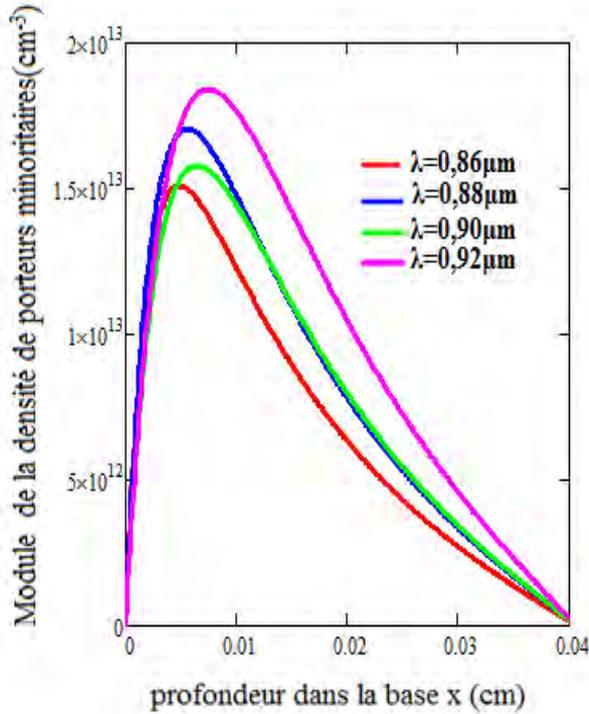


Figure II-m

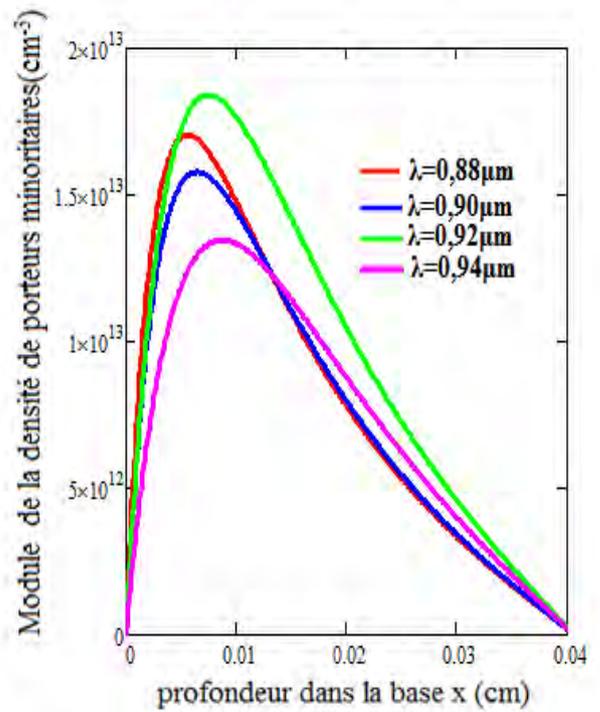


Figure II-n

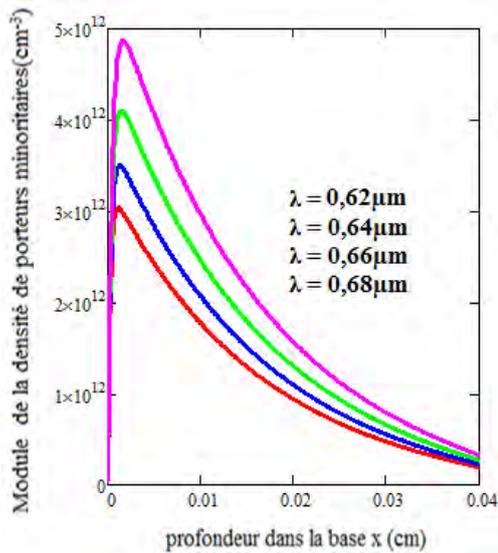


Figure II-O

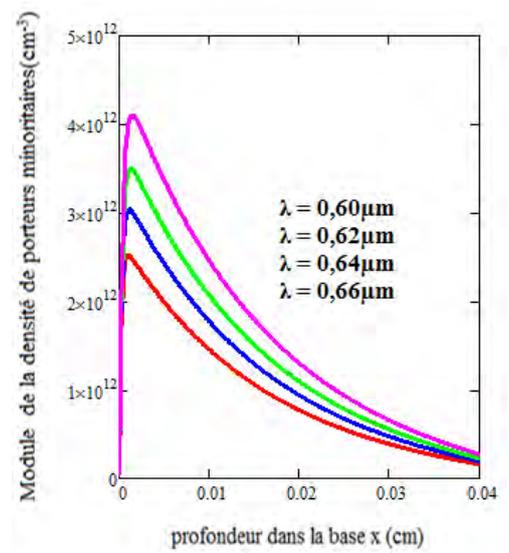


Figure II-p

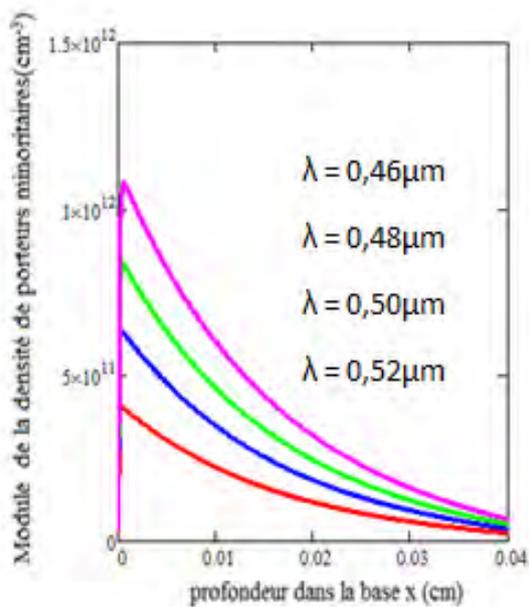


Figure II-q

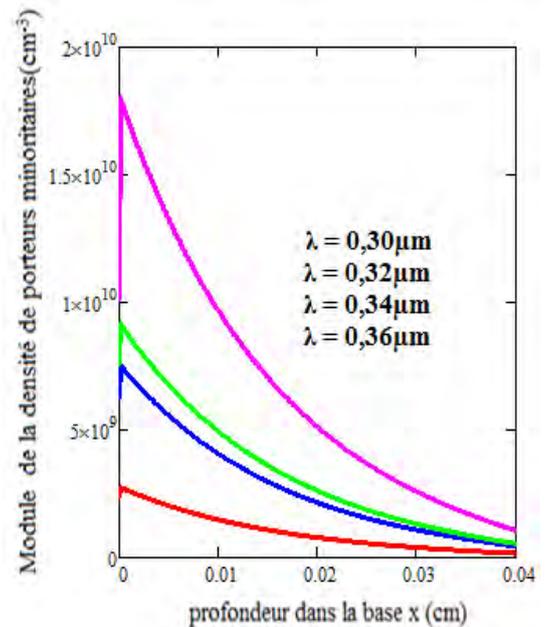


Figure II-r

Les figures I-a et I-b montrent aisément que pour les grandes valeurs de la longueur d'onde, la densité de porteurs minoritaires augmente quand la longueur d'onde diminue et que les maximas des densités de porteurs se rapprochent de la jonction au fur et à mesure que la longueur augmente. Ces effets demeurent si on opère dans une gamme de longueur d'onde supérieure.

Par exemple les profils de la densité de porteurs auront les allures de celle de la courbe I-b (courbe limite) pour les longueurs d'onde suivante :

$(\lambda = 1,06\mu\text{m} ; \lambda = 1,08\mu\text{m} ; \lambda = 1,1\mu\text{m} ; \lambda = 1,12\mu\text{m})$

$(\lambda = 1,08\mu\text{m} ; \lambda = 1,1\mu\text{m} ; \lambda = 1,12\mu\text{m} ; \lambda = 1,14\mu\text{m})$

$(\lambda = 1,1\mu\text{m} ; \lambda = 1,12\mu\text{m} ; \lambda = 1,14\mu\text{m} ; \lambda = 1,16\mu\text{m})$

$(\lambda = 1,12\mu\text{m} ; \lambda = 1,14\mu\text{m} ; \lambda = 1,18\mu\text{m} ; \lambda = 1,2\mu\text{m})$

Par contre avec les faibles valeurs de la longueur d'onde (cas des figures : **II-o**, **II-p**, **II-q** et **II-r**), on constate que la densité de porteurs minoritaires en excès en fonction de la profondeur de la base augmente quand la valeur de la longueur d'onde augmente et que les maximas s'éloignent de la jonction.

De même les effets demeurent si on opère dans une gamme de longueur d'onde inférieure.

Par ailleurs pour des valeurs de la longueur d'onde comprises entre la valeur de la longueur d'onde $\lambda = 0,94\mu\text{m}$ et celle $\lambda = 0,90\mu\text{m}$, nous constatons ce que nous appelons « anomalies » sur l'effet de la longueur d'onde sur la variation de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base.

Notons par ailleurs que pour des longueurs d'onde comprises entre $\lambda = 0,82\mu\text{m}$ et $0,64\mu\text{m}$, les figures représentant les variations de la densité de porteurs sous effets de la longueur d'onde prise par fraction de quatre se succédant à 0,02 unité près, présentent à nouveaux des distorsions. En outre comme on peut le constater dans les figures I-m et I-n, l'amplitude de la densité de porteurs ne diminue plus avec la longueur d'onde.

Par contre dès qu'on opère avec les longueurs d'ondes prises entre $\lambda = 0,64\mu\text{m}$ et $\lambda = 0,30\mu\text{m}$, les figures obtenues présentent les mêmes allures que celles de la figure I-l. Les figures **I-o**, **I-p**, **I-q** et **I-r** sont données à titre d'exemple.

Nous avons utilisé le terme anomalie en référence avec les variations de la densité de porteurs en fonction de la longueur d'onde sous effet des très grandes longueurs d'onde d'une part et celui des faibles valeurs de la longueur d'onde d'autre part.

Ce terme n'a aucune valeur physique, il est seulement explicatif.

Pour étudier ces variations de la densité de porteurs en fonction de la profondeur de la base et sous effet des longueurs d'onde dont les valeurs sont intermédiaires nous allons donner dans le

tableau suivant les valeurs du coefficient d'absorption et de réflexion correspondant aux différentes valeurs de la longueur d'onde que nous avons choisies pour les différentes courbes ci-dessous.

Tableau II-1 : Valeurs des coefficients d'absorption et de réflexion pour les valeurs de la longueur d'onde, données dans le tableau

λ	0,8 2	0,8 4	0,8 6	0,8 8	0,9 0	0,9 2	0,9 4	0,9 6	0,9 8	1	1,0 2	1,0 4	1,0 6	1,0 8	1,1
α	707	59 1	480	38 3	306	24	183	13 4	95, 9	64	39, 9	22, 6	11, 1	6,2	3,5
R	0,3 27	0,3 25	0,3 24	0,3 23	0,3 22	0,3 2	0,3 19	0,3 18	0,3 17	0,3 16	0,3 15	0,3 15	0,2 9	0,3 14	0,3 13

Rappelons que lorsqu'on opère dans la gamme des grandes valeurs de la longueur d'onde, la densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur dans la base augmente quand la longueur d'onde diminue.

Cette variation commence à subir une légère modification au niveau de la figure **I-c**. En effet, on constate qu'à partir de la valeur $x = 0,0281 \text{ cm}$, pour les valeurs de la longueur d'onde ($\lambda = 1\mu\text{m}$ et $\lambda = 1,02\mu\text{m}$), la densité de porteurs minoritaires devient plus grande avec la plus grande longueur d'onde. Ce qui présage une inversion de la variation de la densité de porteurs en fonction de la longueur d'onde pour les valeurs de la longueur d'onde qui suivent. Cependant pour les deux autres longueurs d'onde qui sont les plus grandes ($\lambda = 1,04\mu\text{m}$ et $\lambda = 1,06\mu\text{m}$), la variation de la densité de porteurs subie les mêmes effets que ceux observés pour les très grandes valeurs de la longueur d'onde à savoir que celle-ci diminue si la longueur d'onde augmente. On observe belle bien qu'elle est plus grande pour la longueur d'onde $\lambda = 1,04\mu\text{m}$ que pour $\lambda = 1,06\mu\text{m}$). Ce fait s'explique par le fait que pour les longueurs d'onde $\lambda = 1,04\mu\text{m}$ et $\lambda = 1,06\mu\text{m}$, les coefficients d'absorption respectivement correspondant sont $\alpha = 22,6$ et $\alpha = 11,1$ et ceux de réflexion $R = 0,315$ et $0,29$. Les photons absorbés pour la longueur d'onde $\lambda = 1,04\mu\text{m}$ sont donc supérieures à ceux absorbés sous l'effet de la longueur d'onde $\lambda = 1,06\mu\text{m}$.

En poursuivant la série, on observe nettement pour la première fois au niveau de la courbe **I-d** que la densité de porteurs minoritaires en excès en fonction de la profondeur dans la base diminue lorsque la longueur d'onde diminue. En effet la courbe qui correspond à la longueur d'onde $\lambda = 1\mu\text{m}$ est au-dessus de celle qui correspond à la longueur d'onde $\lambda = 0,98\mu\text{m}$, de la jonction à la limite de la profondeur dans la base. Ceci s'explique par le fait que lorsqu'on passe de la longueur d'onde $\lambda = 0,98\mu\text{m}$ à $\lambda = 1\mu\text{m}$, le coefficient d'absorption augmente mais sa variation est légère ($\Delta\alpha = 31,54$). Ainsi avec un coefficient de réflexion inférieure (**pour $\lambda = 1\mu\text{m}$**), le gap est comblé voir même dépasser et alors la densité de porteurs pour la plus grande longueur d'onde $\lambda = 1\mu\text{m}$ devient supérieure à celle qui correspond à l'effet de la longueur d'onde $\lambda = 0,98\mu\text{m}$.

Une analyse analogue s'inspirant des valeurs du tableau justifie les différentes variations de la densité de porteurs minoritaires en excès dans la base de la Figure **I-c** à la figure de la série (figure **I-l**).

Une observation de la figure **I-e** montre que pour les deux petites longueurs d'onde ($\lambda = 0,96\mu\text{m}$; $\lambda = 0,96\mu\text{m}$) de la gamme, la densité de porteurs reste toujours plus grandes pour la plus grande longueur d'onde $\lambda = 0,98\mu\text{m}$ que pour celle $\lambda = 0,96\mu\text{m}$ alors que pour les plus grandes longueurs d'onde ($\lambda = 1\mu\text{m}$ et $\lambda = 1,02\mu\text{m}$), les effets de la longueur d'onde reste identique à celles des très grandes valeurs d'ondes à savoir que la densité de porteurs diminue si la valeur de la longueur d'onde diminue mais jusqu'à valeur $x = 0,0292\text{ cm}$ de la profondeur de la base à partir de la laquelle la courbe représentant la densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur de la base sous l'effet de la grande longueur d'onde $\lambda = 1,02\mu\text{m}$ soit au-dessus de celle qui correspond à la longueur d'onde $\lambda = 1\mu\text{m}$. En effet en profondeur dans la base l'énergie diminue et les effets de la réflexion sont moindre pour la plus grande longueur d'onde $\lambda = 1,02\mu\text{m}$.

Au niveau de la figure **I-h**, la courbe représentant la variation de la densité de porteurs minoritaires pour la plus grande longueur d'onde ($\lambda = 1,04\mu\text{m}$) de la gamme est maintenant largement au-dessus de celle correspondante à la longueur d'onde immédiatement inférieure ($\lambda = 0,96\mu\text{m}$).

A partir de la figure **I-k**, on constate que le module de la densité de porteurs minoritaires augmente avec la longueur d'onde mais seulement à partir de la valeur $x = 0,012\text{ cm}$. A la figure **I-l**, aucune entorse n'est plus observée : la densité de porteurs minoritaires en excès dans la base en fonction de la profondeur dans la base augmente lorsque la longueur d'onde augmente

et cette situation change lorsqu'on passe de la figure **I-l**, à la figure **I-o**. Mais à partir de la figure **I-o**, on remarque à nouveau que la densité de porteurs augmente avec lorsque la longueur d'onde augmente et que les maxima s'éloignent de la jonction au fur que la valeur de la longueur d'onde diminue. Cette situation est étayée par les courbes des figures **I-p**, **I-q** et **I-r**. Néanmoins il faut noter que pour les plus petites longueurs d'onde, les maxima des densités de porteurs sont en forme de pics.

Cependant, il faut souligner un bémol. En effet lorsqu'on augmente en nombre les différentes longueurs d'ondes avec lesquelles on excite la photopile, les variations de la densité de porteurs peuvent changer mais l'évolution d'ensemble restera identique.

Conclusion

Dans la gamme des très grandes valeurs de la longueur d'onde, l'amplitude de la densité des porteurs minoritaires en excès en fonction de la profondeur dans la base augmente si la longueur d'onde diminue. Par contre on constate l'effet contraire de la longueur d'onde sur la densité de porteurs pour les faibles valeurs de la longueur d'onde.

Mais pour des valeurs intermédiaires, on remarque que cette variation subie quelques entorses dont les raisons ont été situées au niveau des coefficients d'absorption et de réflexion.

Nous avons d'autre part remarqué qu'en générale que plus le maximum de la densité de porteur est grand plus il s'éloigne de la jonction et que dans le cas contraire il est proche de la jonction.

En fin une étude au cliché de la variation de la densité de porteurs minoritaires, nous a permis d'étudier de près l'évolution de la densité de porteurs minoritaires en faisant varier la valeur de la longueur d'onde par unité de $0,02\mu\text{m}$ de la plus petite à la plus grande valeur d'onde, intégrée par notre logiciel.

Toutes ces études ont été faites en situation de court-circuit, nous allons étudier les effets de la longueur d'onde sur la densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur dans la base en situation de circuit-ouvert.

II-3.4. Effet de la longueur d'onde sur la densité de porteurs minoritaires en excès, en situation de circuit-ouvert de la photopile.

- *Cas des faibles valeurs de la longueur d'onde et pour une haute valeur de la fréquence.*

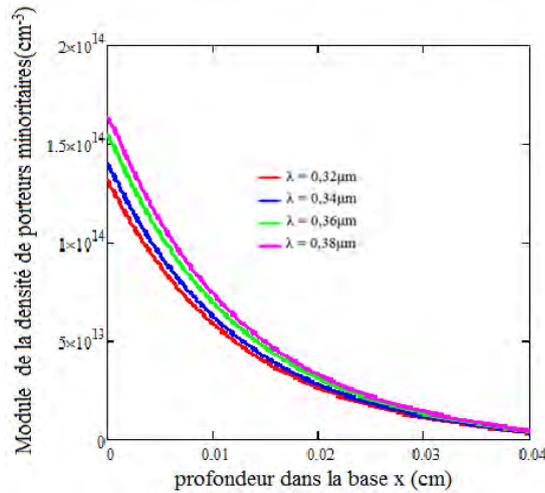


Figure II- 10 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde.
 $S_f = 2.10^2 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b \omega_0 = 10^5 \text{ rad.s}^{-1} = 3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

On remarque la densité de porteurs minoritaires est maximale au niveau de la jonction, elle diminue ensuite lorsque la profondeur augmente.

En plus la densité de porteur comme en situation de court-circuit diminue lorsque la longueur d'onde diminue.

- *Pour les grandes valeurs de la longueur d'onde et pour une haute valeur de la fréquence.*

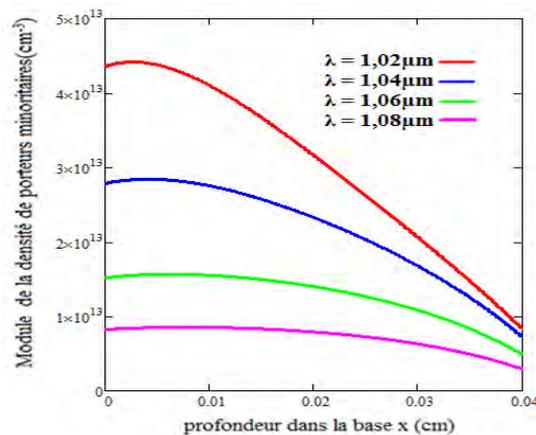


Figure II- 11 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$,

L'amplitude de la densité de porteurs diminue lorsque la longueur d'onde augmente et que le maximum se déplace en profondeur lorsque la valeur longueur d'onde diminue. L'explication

qui avait été donnée en situation de court-circuit à savoir que lorsque la longueur d'onde augmente l'absorption de photons diminue.

- *Pour les faibles valeurs de la longueur d'onde et pour une basse valeur de la fréquence.*

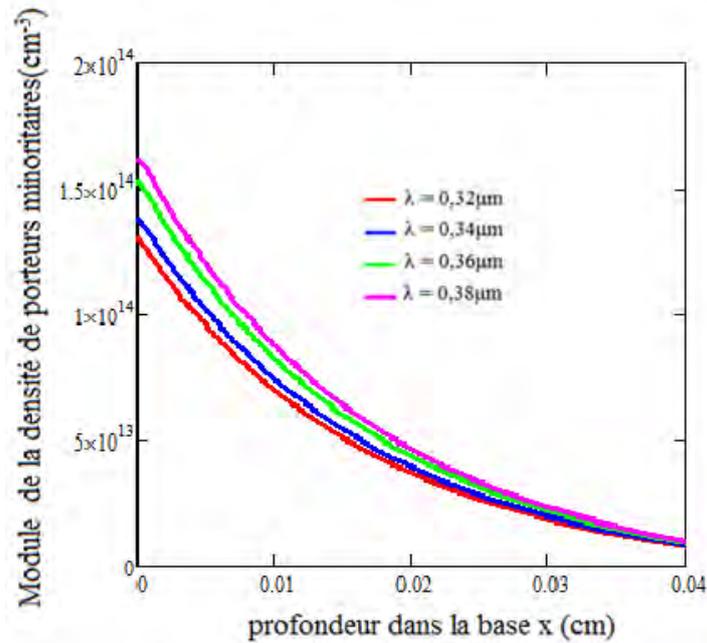


Figure II- 12 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^3 \text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 2.10^2 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$.

Pour les grandes valeurs de la longueur d'onde et pour une basse valeur de la fréquence.

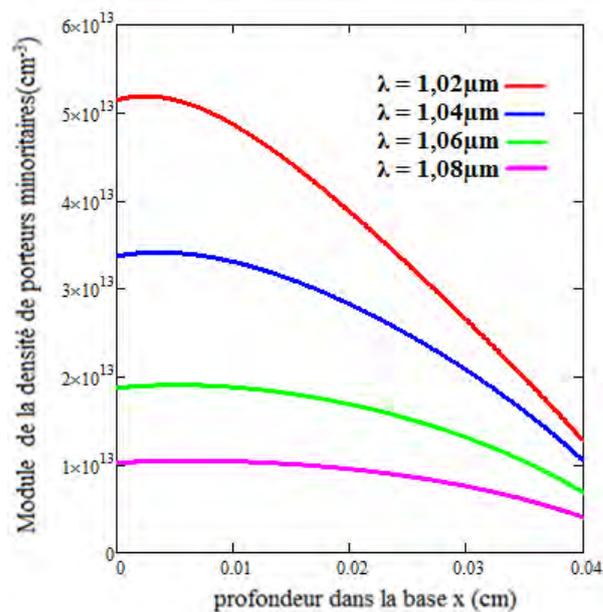


Figure II- 13 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^3 \text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 2.10^2 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$.

Le constat, resurgit encore ; la variation de la densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur dans la base diminue avec lorsque la longueur d'onde augmente si on opère dans la gamme des très grandes valeurs de la longueur d'onde. Et dans la gamme des valeurs très faibles de la longueur d'onde, la densité de porteurs diminue avec la longueur d'onde.

Cependant pour les mêmes valeurs de longueur d'onde, la densité de porteurs minoritaires est plus grande en basses qu'en hautes fréquences.

Nous allons dans la partie suivante étudier les effets de la fréquence sur l'évolution de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base

II-4. Etude de la densité de porteurs minoritaires en excès dans la base sous effet de la fréquence de modulation.

Nous mettons en exergue l'effet de la fréquence à travers la représentation du profil de la densité de porteurs en fonction de la profondeur de la base pour une grande valeur et une faible valeur de la longueur d'onde respectivement au niveau des figures II-14 et II-15.

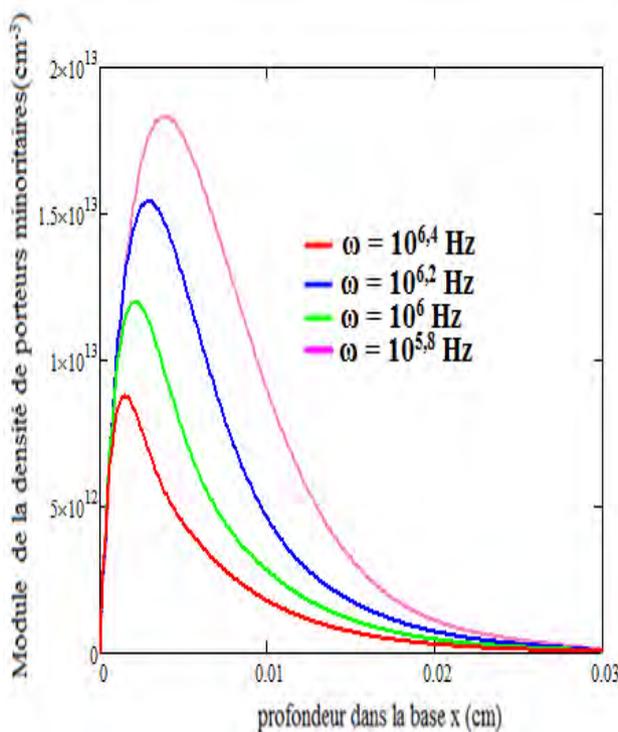


Figure II- 14 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la fréquence. $\lambda_0 = 0,94\mu\text{m}$, $S_f = 6.10^6\text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3\text{cm.s}^{-1}$.

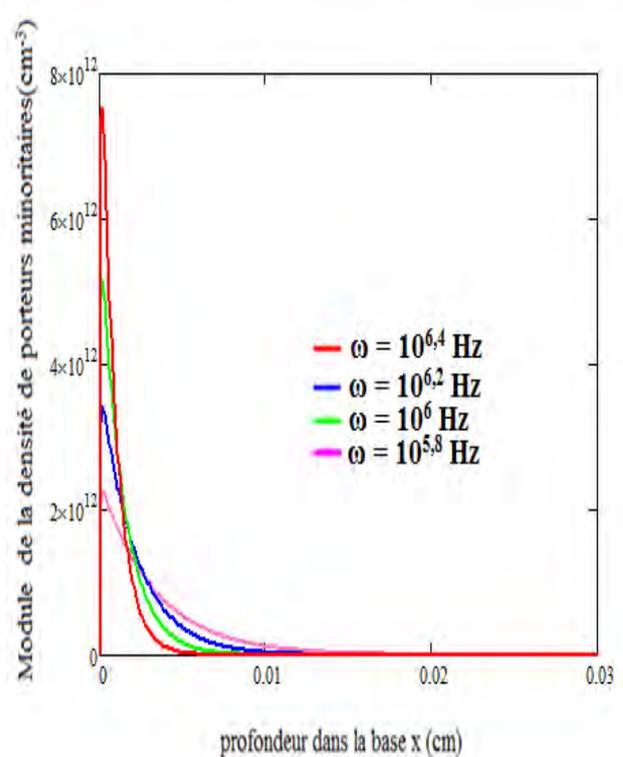


Figure II- 15 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la fréquence. $\lambda_0 = 0,46\mu\text{m}$, $S_f = 2.10^2\text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3\text{cm.s}^{-1}$.

La figure **II-14** ci-dessus représente les profils de la densité des porteurs minoritaires de charge en fonction de la profondeur x de la base, pour différentes valeurs de la fréquence. La photopile est placée en situation de court-circuit c'est-à-dire avec une vitesse de recombinaison S_f très grande.

De la jonction $x = 0$ jusqu'à une valeur x_0 dépendant de la fréquence, la densité de porteurs minoritaires est croissante ; elle atteint une valeur maximale à la valeur x_0 et enfin elle décroît en fonction de la profondeur de la base x jusqu' à la valeur limite $x = H$ de l'arrière de la photopile.

On remarque en situation de court-circuit les porteurs de charge générés près de la jonction la traversent et donc participent au photocourant. Au-delà du maximum, les porteurs de charge sont bloqués.

Il faut aussi remarquer que plus la fréquence de l'éclairement augmente, le module de la densité de porteurs diminue : les porteurs minoritaires photogénérés dans la base sont bloqués. Cette situation s'explique par le fait que plus la fréquence augmente plus le temps de relaxation de la photopile diminue et moins de porteurs de charge traverseront la jonction pour participer au photocourant.

Enfin qu'il faut noter que lorsque la fréquence diminue, le maximum de la densité de porteurs se déplace en profondeur et par conséquent la largeur de la zone de charge d'espace augmente. Cette situation aura donc des effets sur la capacité de la photopile qui sera l'objet d'étude du dernier chapitre.

Par ailleurs pour une faible valeur de longueur d'onde, on remarque la densité de porteurs est maximale à la jonction. Et contrairement aux grandes longueurs d'onde, la densité de porteurs augmente lorsque la longueur d'onde augmente, au niveau de la jonction. Ceci est dû au fait que au niveau de la jonction, l'effet de la fréquence n'a pas encore un réel impact sur la densité de porteurs générés. Mais au fur et à mesure qu'on se situe en profondeur dans la base, les effets de la fréquence dont nous avons soulignés un peu plus haut se font ressentir. On remarque bien sur la figure **II-14** que l'amplitude de la densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur dans la base est plus grande pour les plus petites valeurs de la fréquence.

Les figures **II-16** et **II-17** représentent les profils de la densité des porteurs minoritaires de charge en fonction de la profondeur x de la base, pour différentes valeurs de la fréquence. La photopile est placée en situation de circuit-ouvert c'est-à-dire avec une vitesse de recombinaison S_f petite.

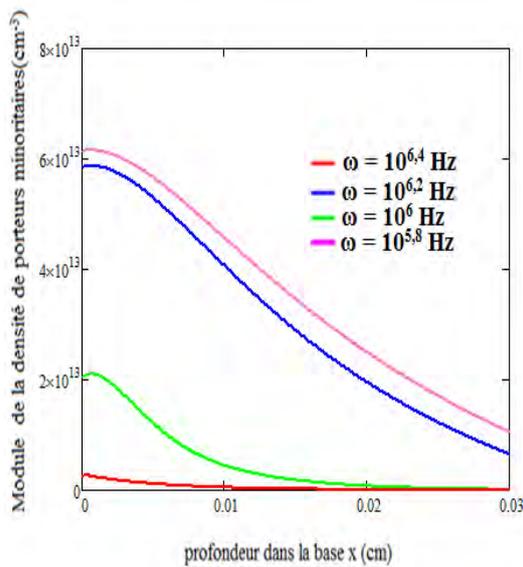


Figure II-16 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la fréquence, $\lambda_0 = 094\mu\text{m}$ $S_f = 2.10^2\text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3\text{cm.s}^{-1}$.

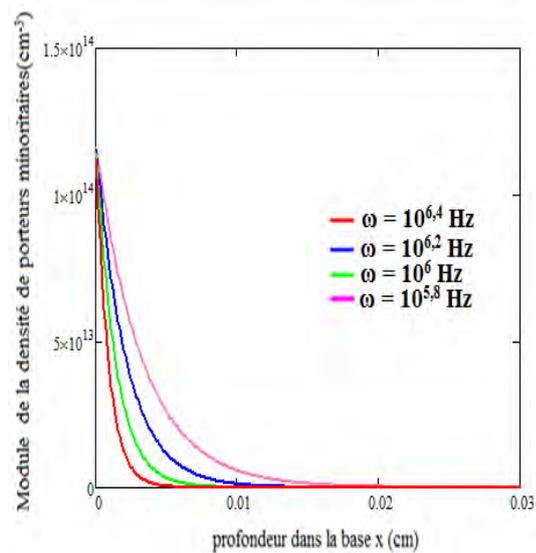


Figure II- 17 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la fréquence, $\lambda_0 = 0,46\mu\text{m}$ $S_f = 2.10^2\text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3\text{cm.s}^{-1}$.

On remarque ainsi au niveau de la figure II-16 que pour les grandes valeurs de la fréquence, S_b et λ_0 fixés, la densité de porteurs minoritaires est minimale au niveau de la jonction. Ensuite elle diminue lorsque la profondeur dans la base augmente.

Cependant, il faut noter que tous les maxima de la densité de porteurs minoritaires sont proches de la jonction. Mais néanmoins on constate que plus la fréquence est grande, plus le maximum de la densité de porteurs est plus proche de la jonction.

En somme on remarque pour les faibles valeurs de la fréquence et pour une grande valeur de la longueur d'onde, S_b et S_f (circuit-ouvert) fixes, le profil de la densité de porteurs minoritaires présente trois zones :

- Le gradient de la densité de porteurs minoritaires est positif pour $x < x_0$: il y'a donc un passage de flux à travers la jonction entraînant la naissance d'un photocourant ;
- Le gradient de la densité de porteurs minoritaires est négatif pour $x > x_0$: les porteurs de charges minoritaires se recombinaient en profondeur ;
- Le gradient de la densité de porteurs minoritaires est nul pour $x = x_0$: les porteurs de charges minoritaires en excès sont alors stockés créant ainsi une capacité de la zone de charge d'espace entre la jonction et l'abscisse du maximum x_0 ;

Pour une faible de la longueur d'onde (Figure II-17), on remarque les courbes jaillissent au niveau de la jonction, puis décroissent exponentiellement lorsque la profondeur dans la base augmente.

Les phénomènes de recombinaisons sont plus importants avec les plus grandes valeurs de la fréquence.

Conclusion

L'étude des effets de la fréquence sur la densité de porteurs minoritaires à montrer que lorsque la photopile est sous éclairément à grande fréquence, il y' a moins de collecte d'électrons. Ce fait est tout simplement du qu'avec une grande valeur de la fréquence, la photopile s'étouffe et alors les porteurs générés diminuent.

II-5. Etude de la densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur de la base en excès dans la base : Effet de la vitesse de recombinaison.

II-5.1. Densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur de la base en excès dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison et pour grande valeur de la longueur d'onde et de la fréquence de modulation

La figure II-18, dresse le profil de la densité de porteurs minoritaires de charge en fonction de la profondeur de la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison S_f à la jonction pour une grande d'onde et une grande valeur de la fréquence, fixes.

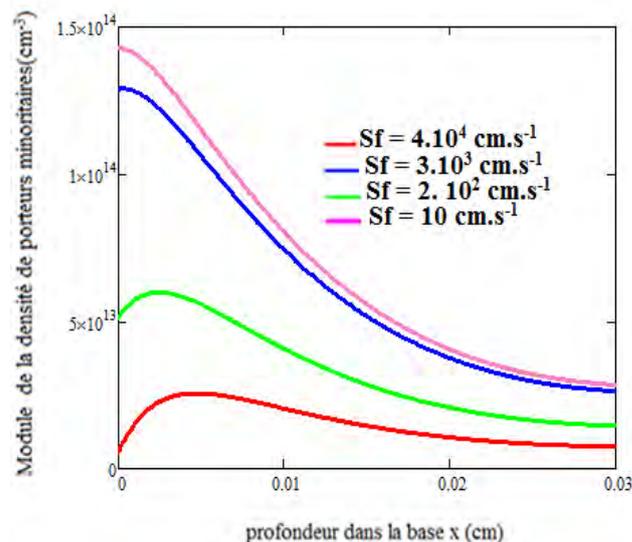


Figure II- 18 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison ;

On remarque que les courbes correspondantes aux grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f , le profil de la densité de porteurs minoritaires de charge présente trois régions. Une région dans laquelle le gradient du module de la densité de porteurs minoritaires est positif et les porteurs situés dans cette région peuvent traverser la jonction et participer à la génération de courant. A partir de la région située à la position x_0 (avec x_0 abscisse du maximum de la densité de porteurs minoritaires), la densité de porteurs décroît au fur et à mesure que la profondeur dans la base augmente. Dans cette dernière région, les porteurs ne pouvant pas traverser vont ainsi se recombinés.

On observe aussi que plus la vitesse de recombinaison est grande plus le maximum de la densité de porteurs s'éloigne de la jonction.

Les effets de la vitesse de recombinaison à la jonction sur la densité de porteurs minoritaires s'expliquent par le fait que cette vitesse augmente, les électrons sont chassés de la base vers la jonction, par conséquent la densité de porteurs dans la base diminue.

Nous allons à présent étudier l'influence de la vitesse de recombinaison à la jonction sur la densité de porteurs minoritaires en excès dans la base en fonction de la profondeur de la base pour une grande valeur de la longueur d'onde mais avec faible valeur de la fréquence de modulation, fixes. Contenu de de ces valeurs nous avons tracé les courbes de la figure II-19.

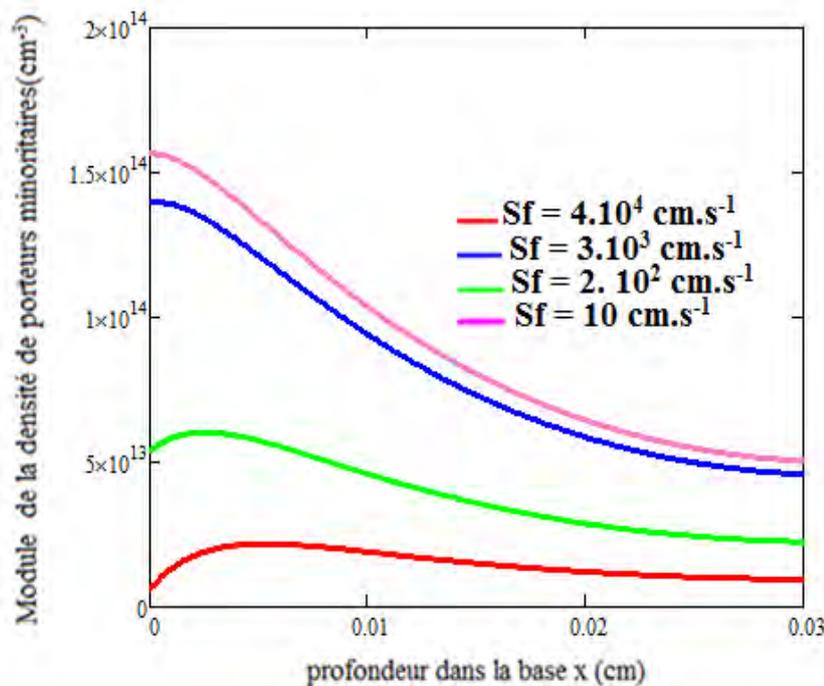


Figure II- 19 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison ; $\lambda = 0,94\mu\text{m}$; $\omega_0 = 10^3 \text{ Hz}$; $S_f = 2.10^2 \text{ cm.s}^{-1}$; $S_b = 3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

On remarque les allures ont semblables à celles de la figure II-18.

Pour autant les interprétations que nous avons ci-dessus demeurent.

Cependant pour étudier les effets combinés de la fréquence et de la vitesse de recombinaison, nous allons donner le tableau suivant où sont notées les valeurs de la densité de porteurs pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la haute et à la basse fréquence, la longueur d'onde étant fixée. Les valeurs de la densité de porteurs sont relevées sur les courbes à l'aide du logiciel mathcad.

Tableau II- 2 : Densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison S_f , à la basse ($\omega_0 = 10^3 \text{ rad}$) et à la grande fréquence ($\omega_0 = 10^5 \text{ rad}$), $\lambda = 0,94\mu\text{m}$.

	$\omega_0 = 10^3 \text{ rad/s}$				$\omega_0 = 10^5 \text{ rad/s}$			
Sf (cm.s ⁻¹)	10	10 ²	10 ³	10 ⁴	10	10 ²	10 ³	10 ⁴
δ (cm ⁻³)	1,42.10 ¹⁴	1,28.10 ¹⁴	5,97.10 ¹³	2,48.10 ¹³	1,56.10 ¹⁴	1,39.10 ¹⁴	6,01.10 ¹³	2,08.10 ¹³

Une lecture du tableau montre que l'amplitude de la densité de porteurs minoritaires pour les grandes fréquences est plus petite que celle pour les faibles fréquences. Ce fait plus marquant avec les plus petites vitesses de recombinaison à la jonction, s'explique par les effets combinés de la vitesse de recombinaison S_f et de la fréquence sur la densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur dans la base. En effet nous avons montré que la densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur dans la base augmente si la fréquence diminue de même elle varie aussi dans le même sens si la vitesse de recombinaison à la jonction diminue.

II-5.2. Densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur de la base en excès dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison, pour petite valeur de la longueur d'onde et une grande fréquence de modulation.

L'étude avec une faible valeur de la longueur d'onde pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison sera faite dans la suite, avec une grande fréquence d'une part et ensuite avec une basse fréquence.

La figure II-20 ci-après représente la variation de la densité des porteurs minoritaires dans la base en fonction de la profondeur x de la base pour différentes valeurs de S_f à la jonction, les autres paramètres fixés.

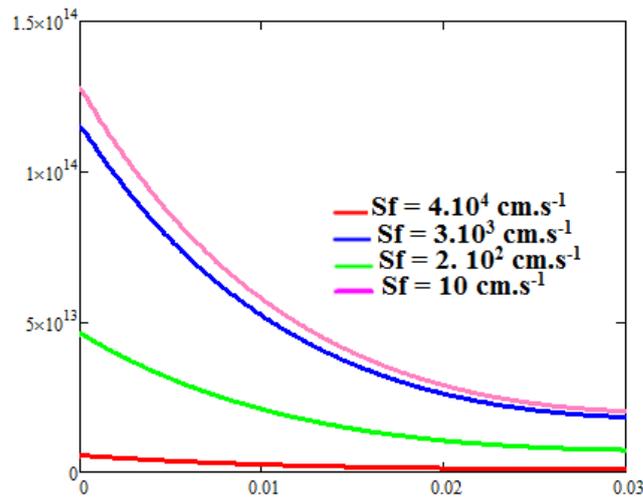


Figure II- 20 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison ; $\lambda = 0,46\mu\text{m}$; $\omega_0 = 10^5 \text{ Hz}$; $S_f = 2.10^2 \text{ cm.s}^{-1}$; $S_b = 3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

On constate une absence de gradient positif, les maxima de la densité de porteurs sont situés à la jonction. De la jonction à la face arrière, la densité de porteurs diminue en fonction de la profondeur dans la base.

On constate de plus que plus la vitesse de recombinaison à la jonction augmente, la densité de porteurs minoritaires diminue.

Cette décroissance en fonction de la profondeur x s'explique par la diminution des générations de porteurs. Cette diminution s'accroît lorsque la vitesse S_f à la jonction augmente.

II-5.3. Densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur de la base en excès dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison, pour petite valeur de la longueur d'onde et une basse fréquence de modulation.

La figure II-21 représente la variation de la densité des porteurs minoritaires dans la base en fonction de la profondeur x de la base pour différentes valeurs de S_f à la jonction, les autres paramètres fixés.

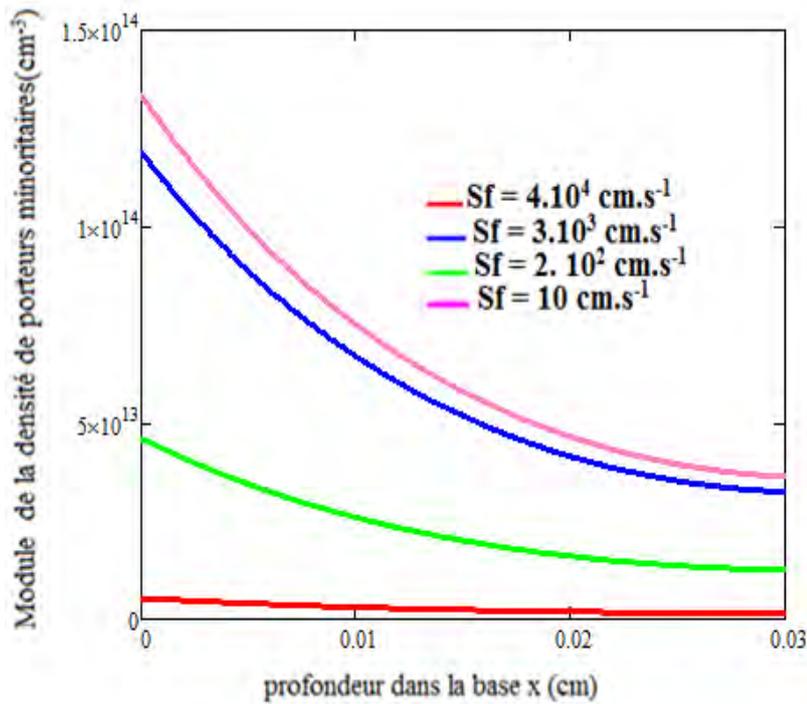


Figure II- 21 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison ; $\lambda = 0,46\mu\text{m}$; $\omega = 10^3$ Hz ; $S_f = 2.10^2 \text{cm.s}^{-1}$; $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$.

On constate comme dans le cas précédent que plus que plus la vitesse de recombinaison à la jonction augmente, la densité de porteurs minoritaires diminue.

Cette décroissance en fonction de la profondeur x s'explique par la diminution des générations de porteurs.

Donc on peut en conclure que quel que soit la fréquence de l'éclairement, les allures de la densité de porteurs en fonction de la profondeur de la base reste identique. Cependant nous allons voir quel est l'impact de la fréquence sur la densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur dans la base et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison S_f . Pour cela nous allons comparer les valeurs de la densité de porteurs pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction, pour une grande et une basse valeur de la fréquence. Les valeurs de la densité de porteurs minoritaires en excès sont relevées à partir de ces courbes précédentes ou les deux cas sont élucidés puis elles sont placées dans le tableau **II-3**.

Tableau II- 3 : Densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison S_f , à la basse ($\omega_0 = 10^3 \text{ rad}$) et à la grande fréquence ($\omega_0 = 10^5 \text{ rad}$), $\lambda = 0,46\mu\text{m}$.

	$\omega_0 = 10^3 \text{ rad/s}$				$\omega_0 = 10^5 \text{ rad/s}$			
Sf(cm.s⁻¹)	10	10^2	10^3	10^4	10	10^2	10^3	10^4
$\delta \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	5.10^{12}	$4,58.10^{13}$	$1,15.10^{14}$	$1,27.10^{14}$	5.10^{12}	$4,56.10^{13}$	$1,18.10^{14}$	$1,33.10^{14}$

On constate que pour les plus petites valeurs de la vitesse de recombinaison, la densité de porteurs minoritaires est plus grande en haute qu'en basse fréquence. Par contre pour les grandes valeurs de la vitesse de recombinaison, l'effet de la fréquence s'ajoute à celui de S_f .

II-6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons mis en exergue les effets de la longueur d'onde, de la modulation de fréquence et de la vitesse de recombinaison dans la base sur la densité de porteurs de minoritaires d'une part. D'autre part nous avons aussi mesuré les effets cumulés soit de la longueur d'onde et de la fréquence, soit de la longueur d'onde et de la vitesse de recombinaison ou de la fréquence avec la vitesse de recombinaison.

Mais pour l'étude plus approfondie intégrant les extensions de la zone de charge d'espace notamment dans l'émetteur, nous allons utiliser le théorème de Gauss dans le chapitre suivant.

Références bibliographiques du chapitre

- [1] **S. R. Wenham, M. A. Green, M. E. Watt, et R. Corkish**, « applied photovoltaics », 2nd edition, ARC centre for advanced silicon photovoltaics and photonics, 2007.
- [2] **R. A. Kumar**, « Measurement of solar cell AC parameters using Impedance Spectroscopy »
- [3] **I. Ly, I. Zerbo, M. Wade, M. Ndiaye, A. Dieng, A. Diao, N. Thiam, A. Thiam, M. M. Dione, F. I. Barro, A. S. Maiga, G. Sissoko**, « Bifacial silicon Solar Cell under Frequency Modulation and Monochromatic illumination : Recombinaison Velocities and Associated Equivalent Electrical Circuits », Proceedings of the 26th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition, pp. 298-301, 2011.
- [4] **S. Ndoye, M. Ndiaye, A. Diao, M. M. Dione, D. Diarisso, A. O. N. Bama, I. Ly, G. Sow, A. S. Maiga, A. Foulani, F. I. Barro, G. Sissoko**, « Modeling and Simulating the powering System of a base Transmitter Station with a Standalone photovoltaic Generator », proceedings of the 25th European photovoltaic Energy, pp, 5208-5211, 2010.
- [5] **M. M. Dione, H. Ly Diallo, M. Thiame, F. Toure, A. Gueye Camara, N. Dieme, Z. Nouhou Bako, S. Mbodji, F. I. Barro, G. Sissoko**, « Determination of the Shunt and Series Resistances of a vertical Multijunction Solar Cell under Constant Multispectral Light proceedings of the 26th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition, pp, 250-254, 2011.
- [6] **A. Ricaud**, photopiles solaires, presses polytechniques et Universitaires Romandes, 1997.
- [7] **H. Mathieu**, « physics des semi-conducteurs et des composants électronique » Masson, Paris, 1987.
- [8] **S. Mbodji, I. Ly, HAWA. L. Diallo, M. M. Dione, O. Diasse et G. Sissoko**, « Modeling study of n^+/p solar cell resistances from single I-V characteristic curve considering the junction recombinaison velocity (Sf), Semicond. Sci. Technol, I-7, 2012.
- [9] **C. C. Hu**, « modern semiconducteur Devices for integrated circuits », United states Edition, New jersey 2010.
- [10] **H. Mathieux et H. Fanet**, « physiques des semi-conducteurs et des composantes électroniques », 6^{ème} Edition, Dunot, 2009.
- [11] **J. P. Colinge et C. A. Colinge**, « physics of semiconducteur devices », Kluwer Academic publishers, 2002.
- [12] **J. Lbalenzategui et F. Chenlot**, « Measurement of analysis of angular réponse of bare and encapsulated silicon solar cells » Sol Energy Mater Sol, 86, pp, 53, 83, 2005.

[13] **I. Ly, O. H. Lemrabott, B. Dieng, I. Gaye, S. Gueye, M. S. Diouf and G. Sissoko**, Revue des Energies Renouvelables Vol 15 N⁰2, pp, 187-206,2012.

[14] **G. Cissoko, C. Musuruka, A. Correa, I. Gaye et A. L. Ndiaye**, « light spectraleffect on recombinaison parameters of silicon solar cell », pmc, World renewable energy Congress 15-21 june-Denver USA, part III , pp1487, 1490-1996

Chapitre III :
**Détermination de l'extension de la zone
de charge d'espace dans l'émetteur par la
méthode du théorème de Gauss.**

Introduction.

Dans ce chapitre nous faisons une application du théorème de Gauss pour calculer l'extension de la zone de charge dans l'émetteur et étudier par conséquent les limites de sa contribution.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que suivant les valeurs de la longueur d'onde, de la fréquence ou de la vitesse de recombinaison, le maximum de la densité de porteurs se déplace en profondeur soit vers la jonction ou vers l'arrière de la photopile. La zone de charge d'espace stockant des porteurs de charges minoritaires en excès sera alors assimilée à un condensateur plan. Notre travail consiste à considérer la surface délimitant ces charges, dans les différentes situations d'éclairement de la photopile et d'appliquer le théorème de Gauss pour évaluer l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur. Enfin nous discuterons des résultats obtenus avant de tirer des conclusions.

III-1. Situation de court-circuit.

III-1.1. Etude en régime des basses fréquences et pour les grandes valeurs de la longueur d'onde.

III-1.1.1. Détermination des abscisses des maxima de la densité des porteurs minoritaires.

A partir du profil de la densité de porteurs minoritaires, nous allons relever à l'aide du logiciel mathcad, les valeurs des maxima de la densité de porteurs minoritaires dans la base.

Le profil de la densité de porteurs minoritaires est donné dans la figure **III-1**.

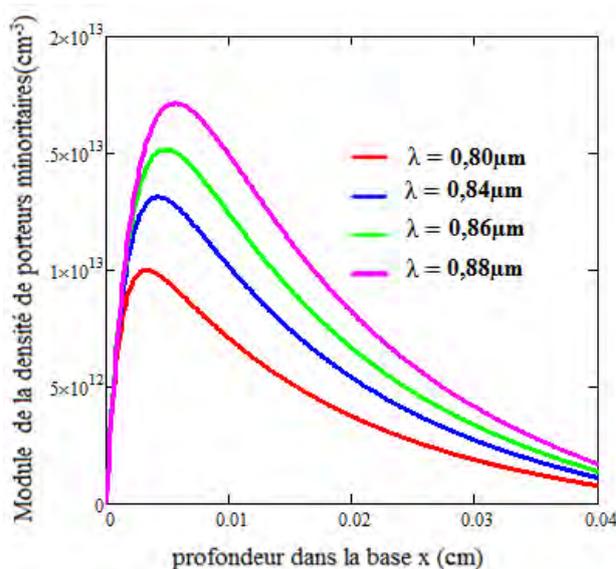


Figure III- 1 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^3 \text{ rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

Les valeurs des abscisses de ces maxima relevées de la courbe, sont notées dans le tableau suivant.

Tableau III-1 : Maxima du module de la densité de porteurs minoritaires en fonction de la longueur d'onde en basse fréquence.

$\omega_0 = 10^3 \text{ rad}$	
$\lambda \text{ (}\mu\text{m)}$	$N_b \text{ (cm}^{-3}\text{)} * 10^{13}$
0.80	0,99478
0.84	1,3115
0.86	1,513
0.88	1,7115

III-1.1.2. Application du théorème de Gauss : Détermination de l'extension de la zone de charge dans l'émetteur.

La photopile est assimilée à un condensateur plan dont les faces en regards sont situées l'une dans la base et l'autre dans l'émetteur

Nous modélisons cette situation par les courbes qui suivent :

Photopile sous obscurité

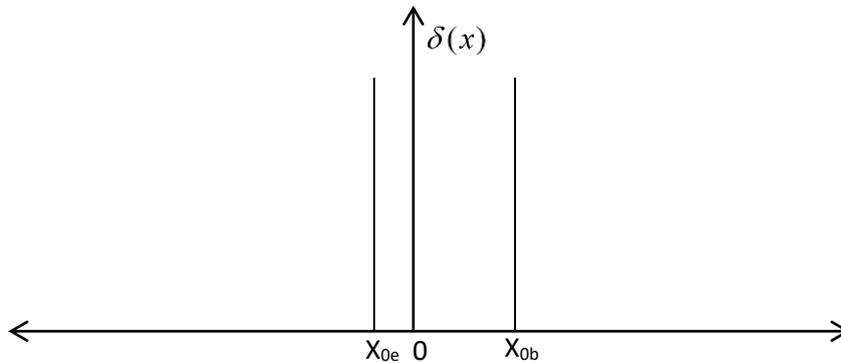


Figure III- 2 : Photopile sous obscurité

Photopile sous éclairage.

Pour différentes valeurs de la longueur d'onde et à de basses fréquence, nous dressons le profil de la densité de porteurs minoritaires dans la base. Ensuite considérant l'abscisse du maximum de la densité de porteurs comme la position de l'une des faces d'un condensateur plan et l'abscisse correspondant dans l'émetteur comme celle de la position de celle dans l'émetteur, nous présentons le modèle dans la figure ci-dessus.

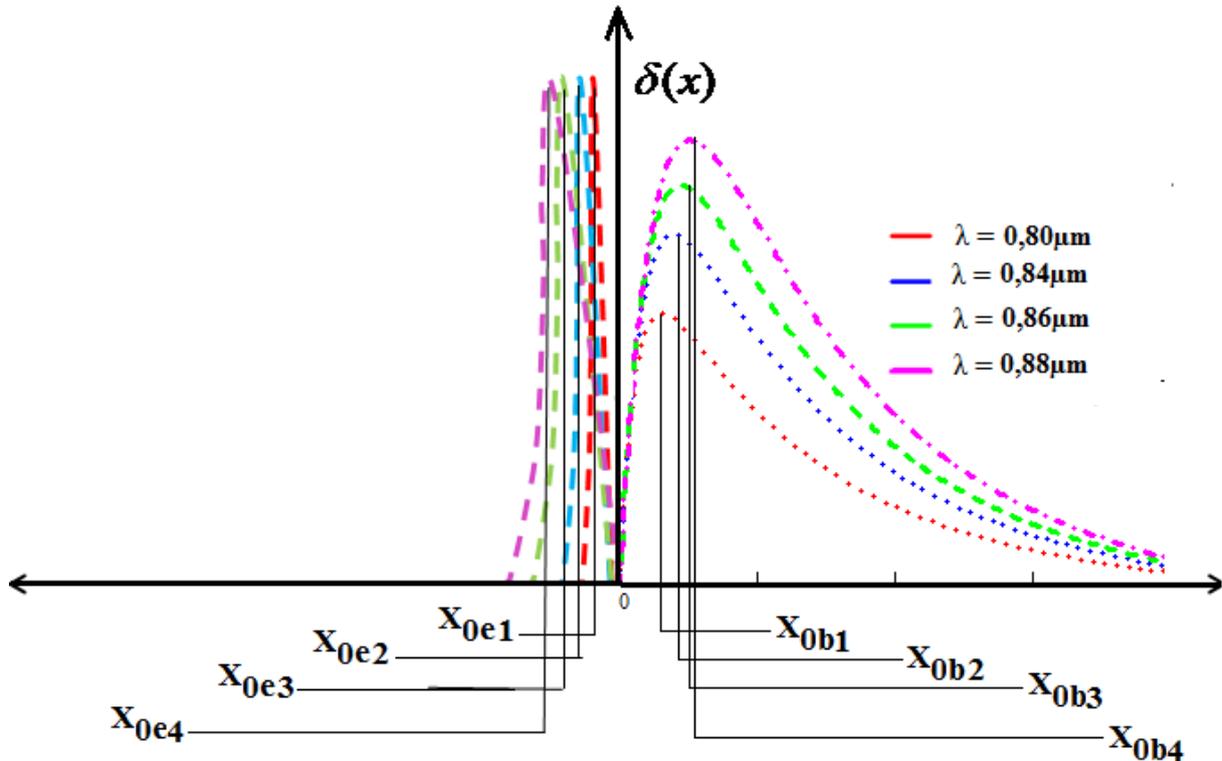


Figure III- 3 : Extension de la zone de charge dans la base et dans l'émetteur pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^3 \text{ rad.s}^{-1}$, $S_f = 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b = 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

X_{0e1} , X_{0e2} , X_{0e3} et X_{0e4} , représentent respectivement l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur pour les différentes longueurs d'onde correspondantes.

De même X_{0b1} , X_{0b2} , X_{0b3} et X_{0b4} représentent respectivement l'extension de la zone de charge d'espace dans la base pour les différentes longueurs d'onde correspondantes

II-1-1-3 Détermination de l'abscisse (X_{0b}) du maximum de la densité de porteurs minoritaires.

Les valeurs des abscisses de la densité maximale de porteurs dans la base sont relevées dans les tableaux ci-dessous. Nous avons toujours utilisé le logiciel Mathcad pour relever ces valeurs.

Tableau III- 1 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité des porteurs minoritaires dans la base en situation de court-circuit et de la densité des porteurs correspondante, pour différentes valeurs de la longueur d'onde à la fréquence $\omega_0 = 10^3 \text{ rad/s}$.

λ (μm)	X_{0b} (cm)	N_b (cm^{-3})* 10^{13}
0.80	0.0033	0,99478
0.84	0.0040	1,3115
0.86	0.0045	1,513
0.88	0.0053	1,7115

Application du théorème de Gauss.

La zone de charge d'espace est assimilable à un condensateur plan.

Le théorème de Gauss établit une relation entre le flux du champ électrique à travers une surface fermée et la charge à l'intérieur de cette surface. Cette relation, est identique à la première équation de Maxwell.

Au maximum de la densité des porteurs, on a :

$$\sum_i q_i = 0 \quad \text{(III-1)}$$

$$\phi = 0 \quad \text{(III-2)}$$

$$S \cdot X_{0b} \cdot N_b - S \cdot X_{0e} \cdot N_e = 0 \quad \text{(III-3)}$$

$$X_{0e} = \frac{N_b}{N_e} \cdot X_{0b} \quad \text{(III-4)}$$

Φ est le flux de charges aux abscisses X_{0b} et X_{0e}

q_i est la charge élémentaire de la surface de Gauss.

Ainsi par application de l'équation (III-4) nous donnons pour chaque valeur de la longueur d'onde l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur respectivement pour $\omega_0 = 10^3 \text{ rads}^{-1}$. Ce qui nous a permis de dresser le tableau suivant.

Tableau 2 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour différentes valeurs de la longueur d'onde et à la fréquence ($\omega = 10^3$ rad/s).

λ (μm)	N_b (cm^3)* 10^{13}	N_e (cm^3)* 10^{17}	X_{0b} (μm)	X_{0e} (nm)
0.80	0,99478	1,5	33	2
0.84	1,3115	1,5	40	3
0.86	1,513	1,5	45	4
0.88	1,7115	1,5	53	6

A partir du tableau nous traçons la courbe : $X_{0e} = f(\lambda)$

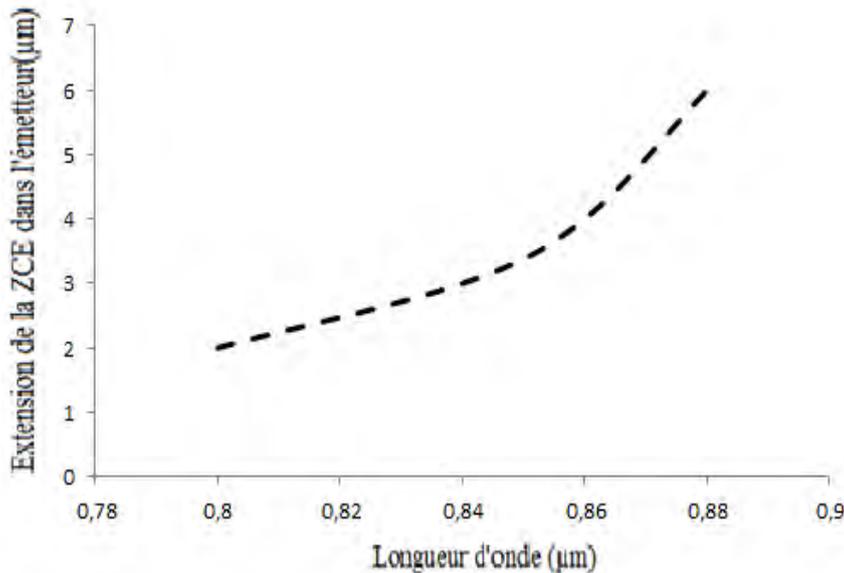


Figure III- 4 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde.

L'extension de la zone de charge dans l'émetteur augmente avec la longueur d'onde. Ceci s'explique par le fait que l'extension dans la base ainsi que la densité de porteurs aussi augmentent (rappelons la relation qui les lie : $X_{0e} = \frac{N_b}{N_e} \cdot X_{0b}$)

III-1.3. Etude en régime des hautes fréquences.

III-1.3.1. Détermination des abscisses des maxima de la densité des porteurs minoritaires.

III-1.3.2. Détermination des valeurs maximales de la densité de porteurs minoritaires.

A partir du profil de la densité de porteurs minoritaires, nous allons relever à l'aide du logiciel mathcad, les valeurs des maximas de la densité de porteurs minoritaires dans la base lorsque la photopile est excitée à grandes fréquences.

Le profil de la densité de porteurs minoritaires est donné dans la figure suivante :

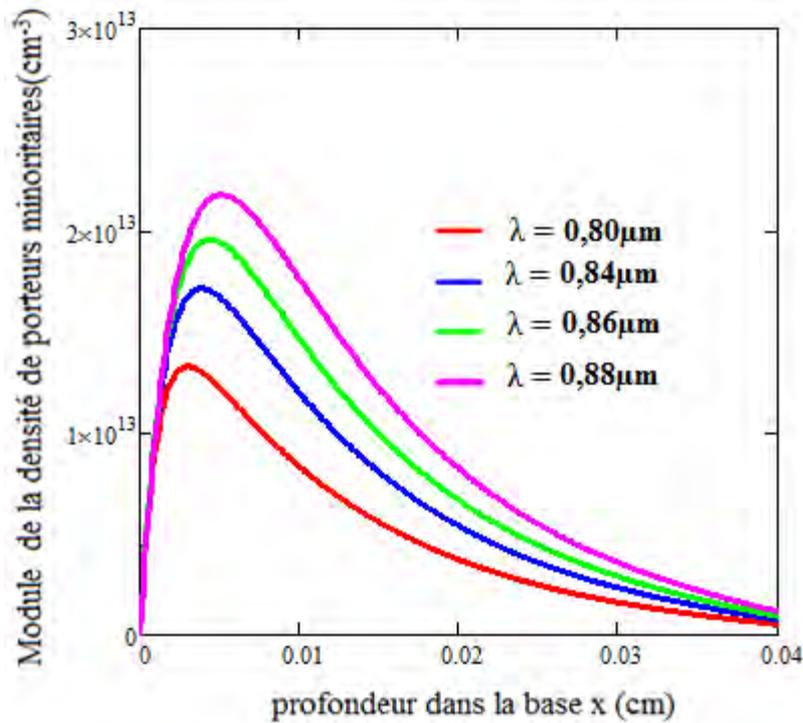


Figure III- 5 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

Les valeurs des abscisses de ces maximas relevés de la courbe, sont notées dans le tableau ci-dessus.

Tableau III- 3 : Maxima du module de la densité de porteurs minoritaires en fonction de la longueur d'onde en haute fréquence.

$\omega = 10^5 \text{ rad/s}$	
$\lambda \text{ (}\mu\text{m)}$	$N_b \text{ (cm}^{-3}\text{)} * 10^{13}$
0.80	1,3278
0.84	1,7132
0.86	1,9538
0.88	2,1766

III-1.3.3. Application du théorème de Gauss : Détermination de l'extension de la zone de charge dans l'émetteur.

Comme dans le cas du régime en basse fréquence, nous considérons l'abscisse du maximum de la densité de porteurs comme la position de l'une des faces d'un condensateur plan et l'abscisse correspondant dans l'émetteur comme celle de la position de celle dans l'émetteur, nous présentons le modèle dans la figure ci-après.

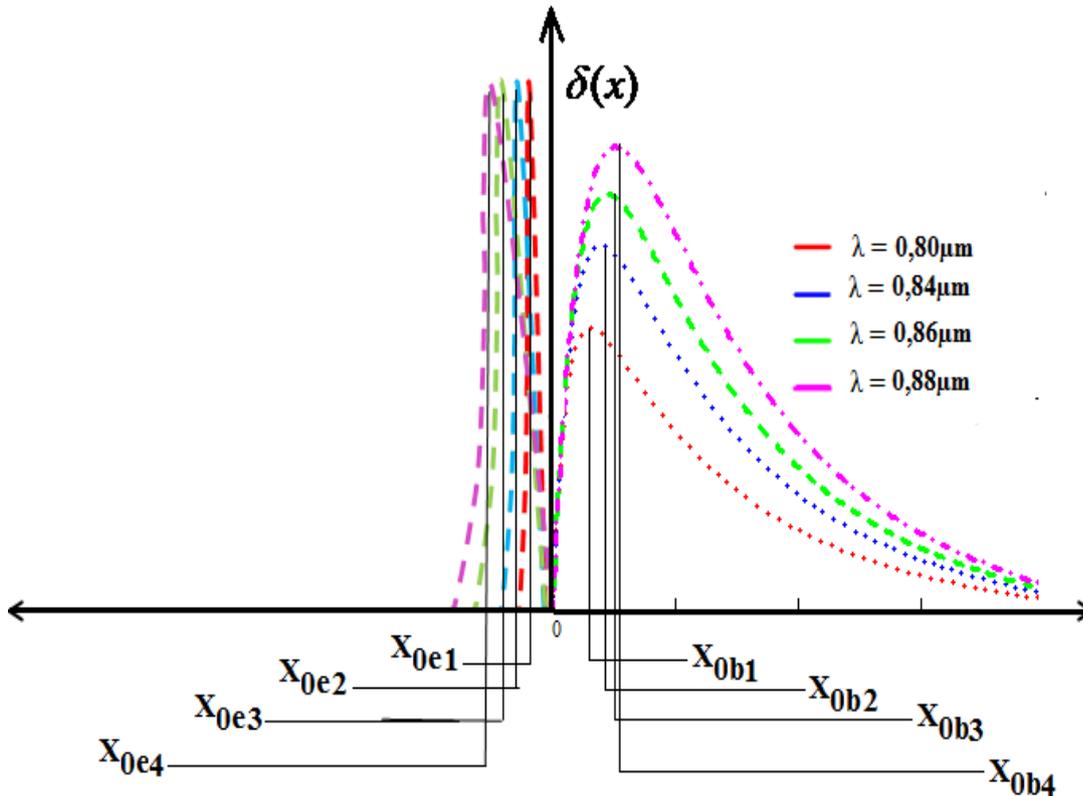


Figure III- 6 : Extension de la zone de charge dans la base et dans l'émetteur pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$, $S_f = 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b = 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

On est en régime des hautes fréquences et, X_{0e1} , X_{0e2} , X_{0e3} et X_{0e4} , représentent respectivement l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur pour les différentes longueurs d'onde correspondantes.

De même X_{0b1} , X_{0b2} , X_{0b3} et X_{0b4} représentent respectivement l'extension de la zone de charge d'espace dans la base pour les différentes longueurs d'onde correspondantes.

Ces valeurs de l'extension dans l'émetteur seront aussi calculées à partir de l'équation de Gauss ; il s'agit de considérer pour chaque valeur de la longueur d'onde, les abscisses des deux faces dans l'émetteur et dans la base comme celles d'un condensateur plan d'épaisseur $X = X_{0b} + X_{0e}$.

III-1.3.4. Détermination de l'abscisse (X_{0b}) du maximum de la densité de porteurs minoritaires.

Les valeurs des abscisses de la densité maximale de porteurs dans la base sont relevées dans les tableaux ci-dessous. Nous avons toujours utilisé le logiciel Mathcad pour relever ces valeurs.

Tableau III- 4 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité des porteurs minoritaires dans la base en situation de court-circuit et de la densité des porteurs correspondante, pour différentes valeurs de la longueur d'onde à la fréquence $\omega_0 = 10^5 \text{ rad/s}$.

λ (μm)	X_{0b} (cm)	N_b (cm^{-3})* 10^{13}
0.80	0.0033	1,3278
0.84	0.0039	1,7132
0.86	0.0043	1,9538
0.88	0.0051	2,1766

Par application de l'équation (III-4) dans les mêmes conditions que pour les basses fréquences nous donnons pour chaque valeur de la longueur d'onde l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur pour $\omega_0 = 10^5 \text{ rads}^{-1}$.

Les résultats sont notés dans le tableau suivant.

Tableau 5 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour différentes valeurs de la longueur d'onde et à la fréquence ($\omega_0 = 10^5 \text{ rad/s}$).

λ (μm)	N_b (cm^{-3})* 10^{13}	N_e (cm^{-3})* 10^{17}	X_{0b} (μm)	X_{0e} (nm)
0.80	1,3278	1,5	33	2
0.84	1,7132	1,5	39	4
0.86	1,9538	1,5	43	5
0.88	2,1766	1,5	51	7

De même la courbe : $X_{0e} = f(\lambda)$, est représentée ci-dessus.

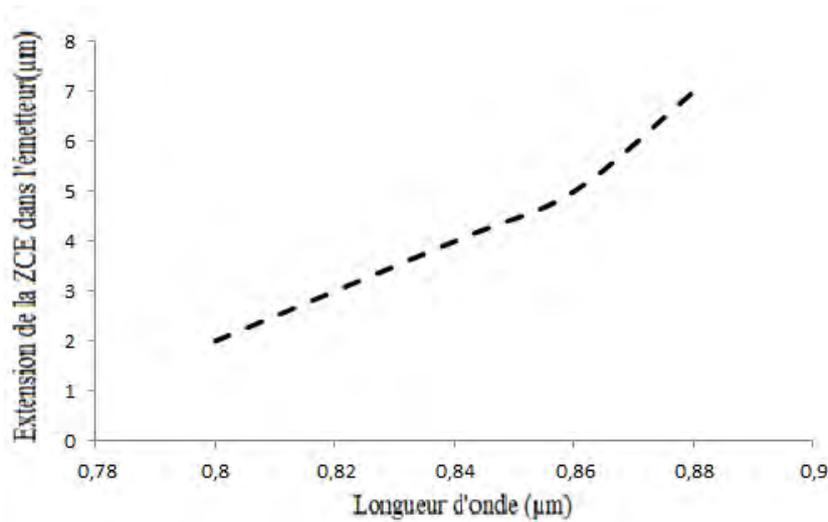


Figure III- 7 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde.

Plus la longueur d'onde augmente plus l'extension de la zone de charge dans l'émetteur augmente. Notons aussi que l'extension dans l'émetteur est très faible devant celle dans la base de la photopile.

III-1.4. Etude en régime des basses fréquences et pour les faibles valeurs de la longueur d'onde.

III-1.4.1. Détermination des abscisses des maxima de la densité des porteurs minoritaires.

Notre étude sera basée sur le profil de la densité de porteurs minoritaires pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

Le profil de la densité des porteurs est donnée au niveau de la figure III-8.

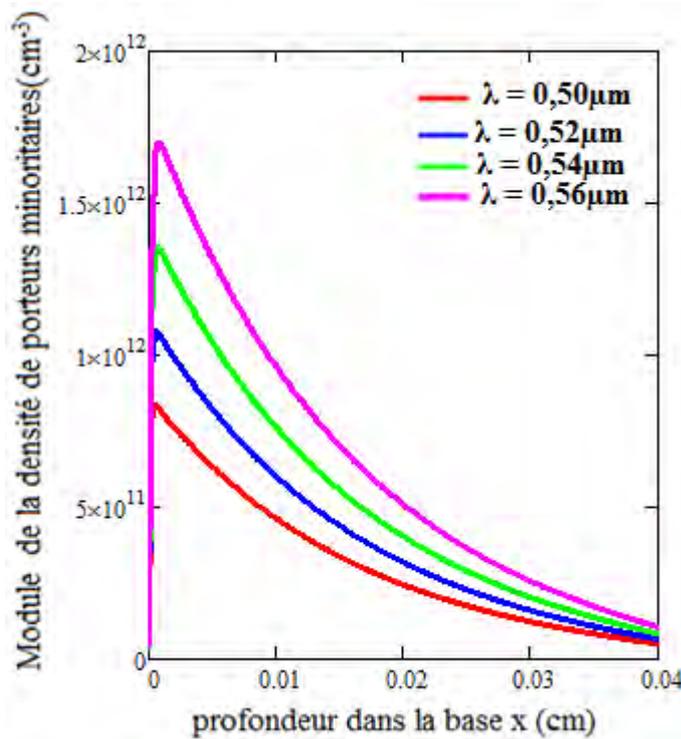


Figure III- 8 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^3 \text{ rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

Les valeurs des abscisses de ces maxima relevés de la courbe, sont notées dans le tableau ci-dessus.

Tableau III-6 : Maxima du module de la densité de porteurs minoritaires en fonction de la longueur d'onde en basse fréquence

$\omega_0 = 10^3 \text{ rad/s}$	
$\lambda \text{ (}\mu\text{m)}$	$N_b \text{ (cm}^{-3}\text{)} * 10^{12}$
0,50	0,8367
0,52	1,0789
0,54	1,3555
0,56	1,6963

Une lecture du tableau confirme que la densité de porteurs minoritaires en excès augmente avec la valeur d'onde comme dans le cas d'un éclaircissement à grande valeur de la fréquence.

III-1.4.3. Application du théorème de Gauss : Détermination de l'extension de la zone de charge dans l'émetteur.

En régime des basses fréquences et pour de faibles valeurs de la longueur d'onde nous obtenons le modèle suivant :

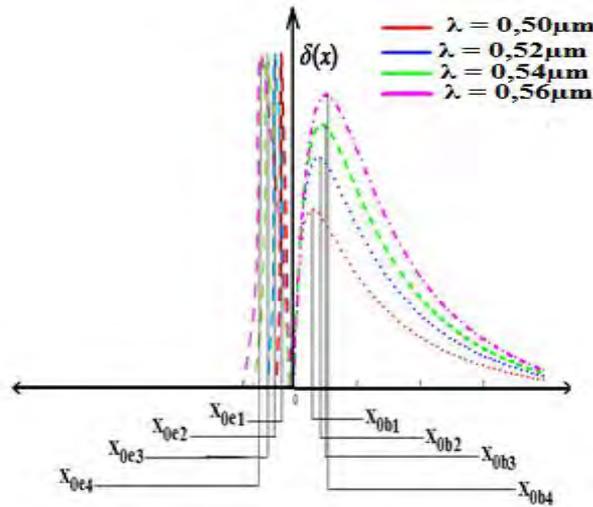


Figure III- 9 : Extension de la zone de charge dans la base et dans l'émetteur pour différentes valeurs de la longueur d'onde.
 $\omega_0 = 10^3 \text{ rad.s}^{-1}$, $S_f = 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b = 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

III-1.4.4. Détermination de l'abscisse (X_{0b}) du maximum de la densité de porteurs minoritaires.

Les valeurs des abscisses de la densité maximale de porteurs dans la base sont relevées dans les tableaux ci-dessous.

Les valeurs de l'extension dans la base correspondant aux abscisses des maxima sont obtenues à partir de la figure III-10 grâce au logiciel mathcad.

Tableau III- 7 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité des porteurs minoritaires dans la base en situation de court-circuit et de la densité des porteurs correspondante, pour différentes valeurs de la longueur d'onde à la fréquence $\omega_0 = 10^3 \text{ rad/s}$.

λ (μm)	X_{0b} (cm)	N_b (cm^{-3})* 10^{12}
0,50	0.0005	0,8367
0,52	0.0006	1,0789
0,54	0.0007	1,3555
0,56	0.0008	1,6963

Par application de l'équation (III-4), nous donnons les résultats dans le tableau qui suit.

Tableau III- 8 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour différentes valeurs de la longueur d'onde et à la fréquence ($\omega_0 = 10^3$ rad/s).

λ (μm)	N_b (cm^3)* 10^{12}	N_e (cm^3)* 10^{17}	X_{0b} (μm)	X_{0e} (nm)
0,50	0,8367	1,5	5	0,0027
0,52	1,0789	1,5	6	0,0043
0,54	1,3555	1,5	7	0,0063
0,56	1,6963	1,5	8	0,0090

Ces résultats ont permis de tracer la courbe de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde (**Figure III-10**).

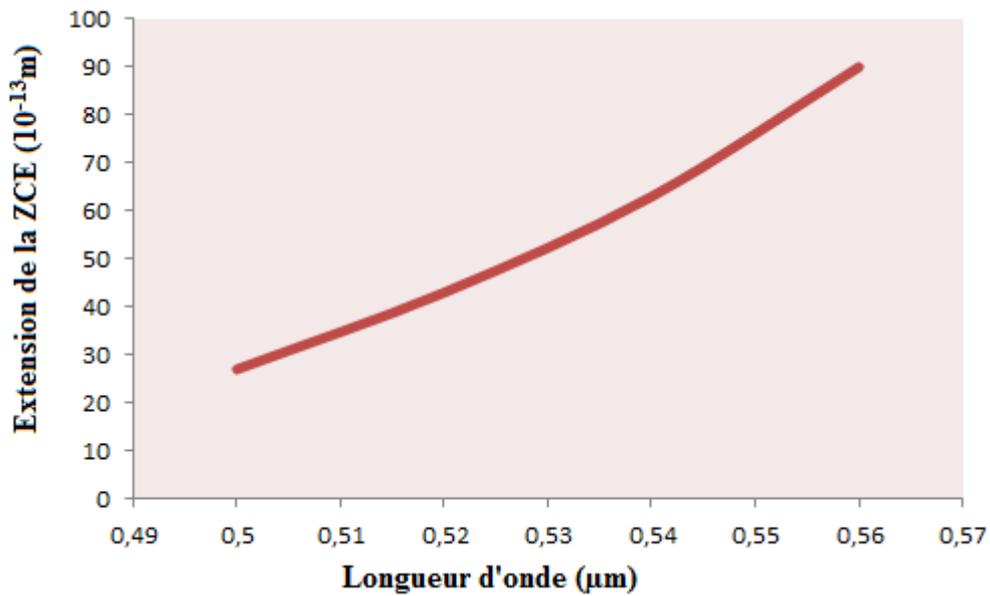


Figure III- 10 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde.

Plus la longueur d'onde augmente plus l'extension de la zone de charge dans l'émetteur augmente. Notons aussi que l'extension dans l'émetteur est très faible devant celle dans la base de la photopile.

Une approximation linéaire de cette courbe comparée à celle de la figure III-9 montre une pente légèrement plus relevée de la courbe représentant l'extension de la zone de charge dans l'émetteur pour les grandes valeurs de la longueur que celles des petites longueurs d'onde. En effet tant que la valeur est la gamme inférieure des très grandes longueurs d'onde, la variation de la densité de porteurs minoritaires augmente avec elle.

On remarque que l'extension de la zone de charge dans l'espace augmente avec la longueur d'onde. Cette variation vient corroborer, les observations que nous avons faites précédemment. En effet nous avons vu que plus la longueur d'onde était grande, Plus le maximum de la densité de porteurs minoritaires en excès se déplace en profondeurs et par conséquent, il y'a extension de la zone de charge d'espace.

III-1.5. Etude en régime des hautes fréquences et pour les faibles valeurs de la longueur d'onde.

Il s'agit d'étudier ici les effets cumulés de la fréquence et de la longueur d'onde sur l'évolution de la densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur dans la base. Pour ce faire, nous allons d'abord déterminer les abscisses des maximas de la densité de porteurs correspondant à un éclairement donné.

III-1.5.1. Détermination des abscisses des maximas de la densité des porteurs minoritaires.

A partir du profil de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base représenté dans la figure III-11, nous allons utiliser le logiciel Mathcad pour déterminer les valeurs de ces maximas et de leur abscisse pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

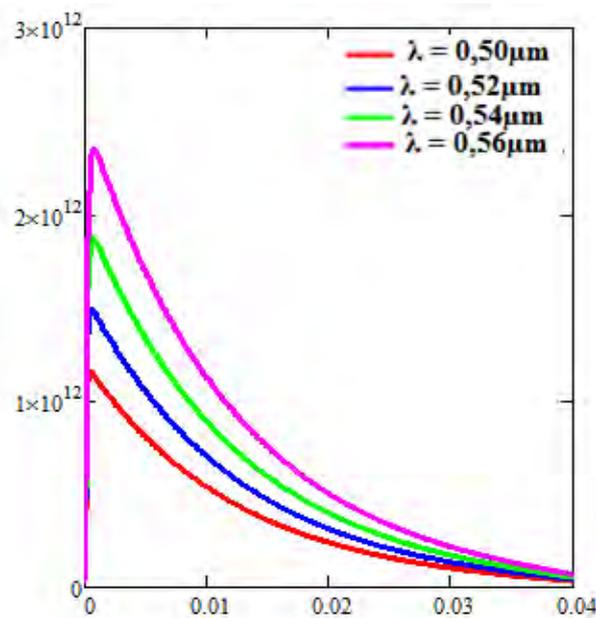


Figure III- 11 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

Les courbes présentent les mêmes profils. Ces profils ont été étudié dans la partie précédentes ; Ces courbes, nous servent alors comme objet d'étude, dans lesquelles nous avons relevé les valeurs des maxima de la densité porteurs minoritaires dans le tableau suivant.

Tableau III- 9 ; Maxima du module de la densité de porteurs minoritaires en fonction de la longueur d'onde en haute fréquence.

$\omega_0 = 10^5 \text{ rad/s}$	
$\lambda (\mu\text{m})$	$N_b (\text{cm}^{-3}) * 10^{12}$
0,50	1,1565
0,52	1,495
0,54	1,8786
0,56	2,3501

Ce tableau montre aussi que si les longueurs d'onde ne sont pas très grandes, le module de la densité de porteurs minoritaires diminue avec la longueur d'onde.

Après avoir présenté à nouveau le modèle à la figure III.12 de la photopile, nous allons déterminer l'extension dans l'émetteur.

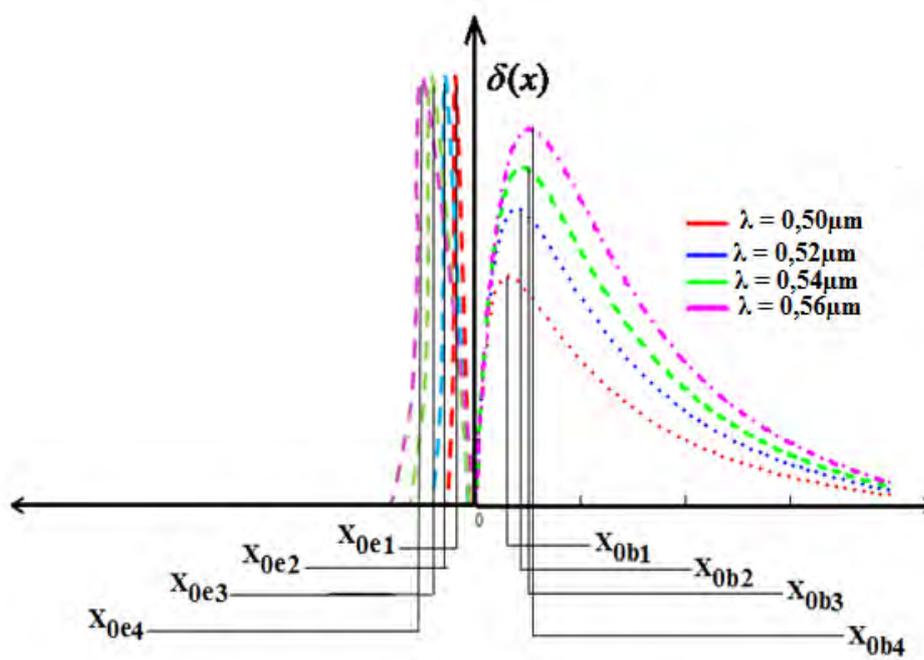


Figure III- 12 : Extension de la zone de charge dans la base et dans l'émetteur pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$, $S_f = 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b = 10^{3c} \text{ m.s}^{-1}$.

Tableau 10 : Valeurs X0e de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

λ (μm)	$N_b (\text{cm}^3) * 10^{12}$	$N_e (\text{cm}^3) * 10^{17}$	X_{0b} (μm)	X_{0e} (nm)
0,50	1,1565	1,5	5	0,0038
0,52	1,495	1,5	5	0,0057
0,54	1,8786	1,5	6	0,0075
0,56	2,3501	1,5	7	0,0109

De ces résultats nous traçons alors la courbe de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde.

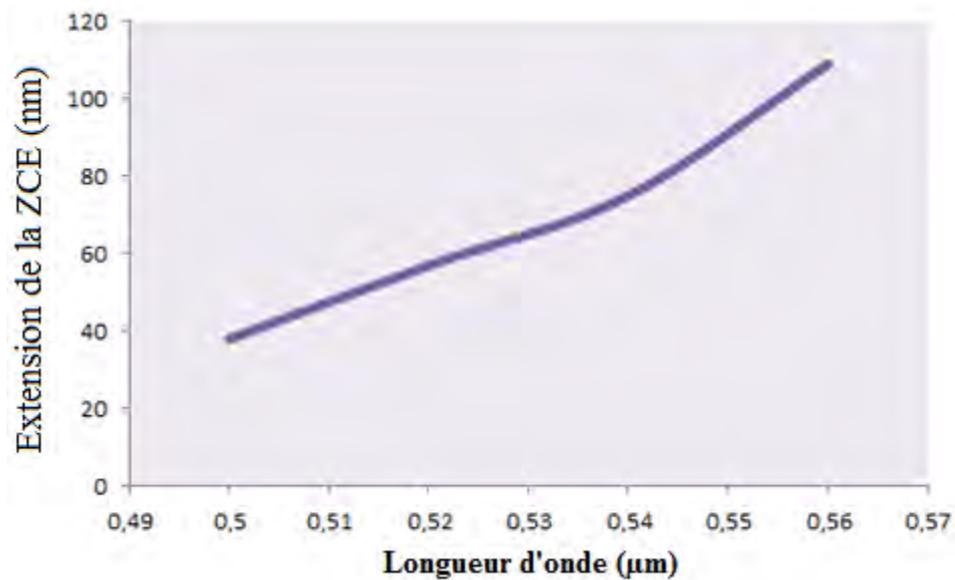


Figure III- 13 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde.

On remarque que l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur augmente à mesure que la longueur d'onde augmente.

III-1.6. Etude en régime des basses fréquences et pour de très grandes valeurs de la longueur d'onde.

Nous avons constaté dans l'étude précédente et des explications y ont été données que la densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur dans la base augmente diminue inversement avec la longueur d'onde.

C'est pourquoi dans cette partie étudier l'extension de la zone de charge dans l'émetteur pour les très grandes valeurs de la longueur d'onde. Cette étude sera en basse et en haute fréquence. Nous présentons dans la figure III-14 le profil du module de la densité de porteur minoritaire en fonction de la profondeur dans la base.

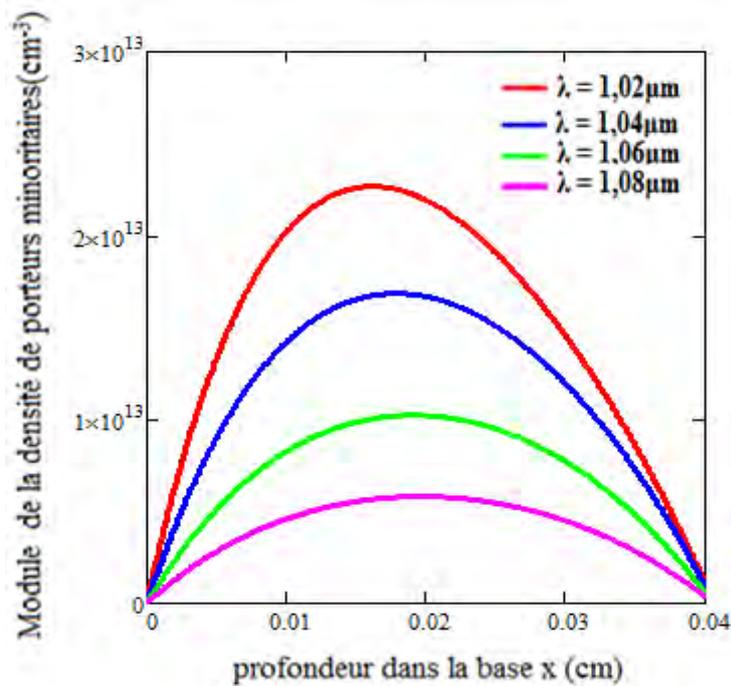


Figure III- 14 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^3 \text{ rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

On note que la densité de porteurs minoritaires croît lorsque la profondeur dans la base augmente jusqu'à une valeur x_0 de x à partir de laquelle elle commence à régresser.

L'analyse de cette figure indique une évolution du module de la densité des porteurs minoritaires de charges en excès suivant trois régions :

- Une première région proche de la jonction où le gradient de la densité des porteurs est positif. Les porteurs situés dans cette région sont passibles d'un renvoi vers la jonction ; ils traversent celle-ci pour participer à la production de photocourant ;
Remarquons que dans cette zone les valeurs de la profondeur x dans la base sont faibles.
- Une deuxième partie correspondant aux maxima des courbes où le gradient de la densité de porteurs minoritaires est nul ;
- Une troisième zone correspondant au gradient négatif de la densité des porteurs minoritaires.

L'on remarque qu'à ce niveau la densité des porteurs diminue avec la profondeur dans la base ; les porteurs n'ont pas toute l'énergie nécessaire pour accéder à la jonction et participer au photocourant

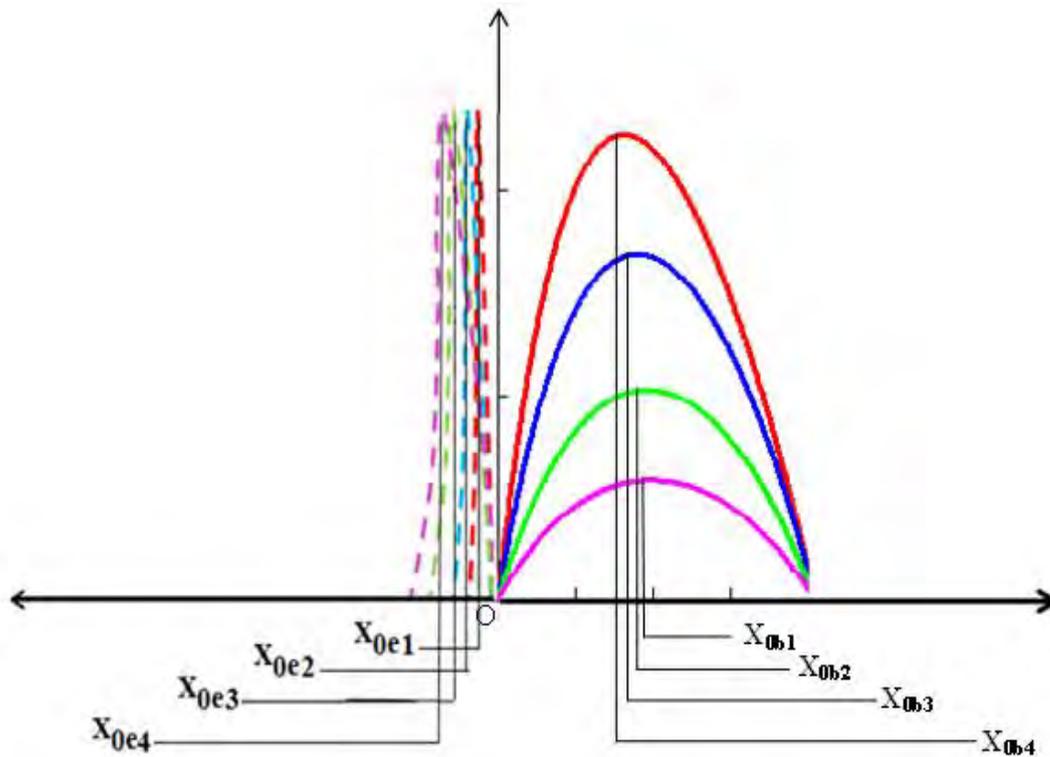


Figure III- 15 : Extension de la zone de charge dans la base et dans l'émetteur pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$, $S_f = 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b = 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

Les valeurs de l'extension dans la base suivant la densité de porteurs pour différentes longueurs d'onde sont notées dans le tableau III-11 et l'extension dans l'émetteur en est déduite (tableau III-12)

Tableau 11 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité des porteurs minoritaires dans la base en situation de court-circuit et de la densité des porteurs correspondante, pour différentes valeurs de la longueur d'onde à la fréquence $\omega_0 = 10^3 \text{ rad/s}$.

λ (μm)	X_{0b} (cm)	N_b (cm^{-3})* 10^{13}
1,02	0.0149	2,5003
1,04	0.017	1,8405
1,06	0.0151	1,1115
1,08	0.0185	0,6298

Tableau 12 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour différentes valeurs de la longueur d'onde et à la fréquence ($\omega_0 = 10^3$ rad/s).

λ (μm)	N_b (cm^3)* 10^{13}	N_e (cm^3)* 10^{17}	X_{0b} (cm)	X_{0e} (nm)
1,02	2,5003	1,5	0,0149	24,83
1,04	1,8405	1,5	0,017	20,85
1,06	1,1115	1,5	0,0151	11,18
1,08	0,6298	1,5	0,0185	7,67

Les résultats nous a permis de tracer la courbe de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde figure III-16.

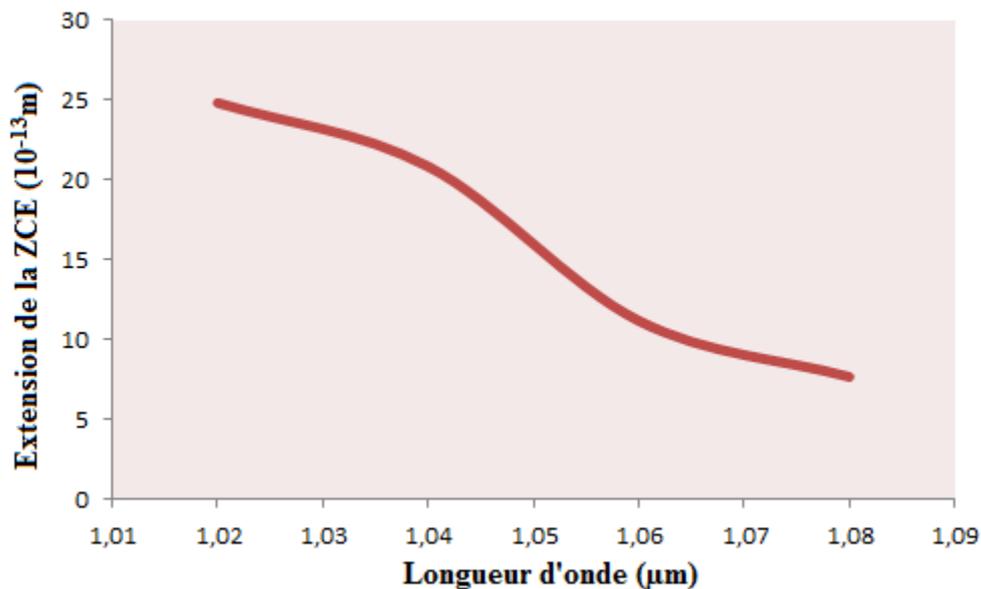


Figure III- 16 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde.

On remarque que l'extension de la zone de charge dans l'émetteur diminue lorsque la longueur d'onde augmente. Cela est dû au fait que lorsque la longueur d'onde augmente, dans la gamme des très grandes valeurs de la longueur d'onde, le module de la densité de porteurs minoritaires diminue. Or l'extension dans l'émetteur de la zone de charge dans l'émetteur est liée à la densité de porteurs par la relation (III-4) ; ce qui explique cette variation de la zone de charge d'espace dans l'émetteur. Mais il faut noter en fait que la courbe présente deux « points d'inflexion »,

cela s'explique par les valeurs de l'extension de zone de charge d'espace dans la base. En réalité cette variation dépend du produit de la valeur de l'extension dans base et de celle de la densité de porteurs minoritaires correspondant.

III-1.7. Etude en régime des hautes fréquences et pour de très grandes valeurs de la longueur d'onde.

Nous présentons dans la figure III-18 le profil du module de la densité de porteur minoritaire en fonction de la profondeur dans la base pour une grande valeur de la fréquence angulaire $\omega = 10^5 \text{ rad. s}^{-1}$.

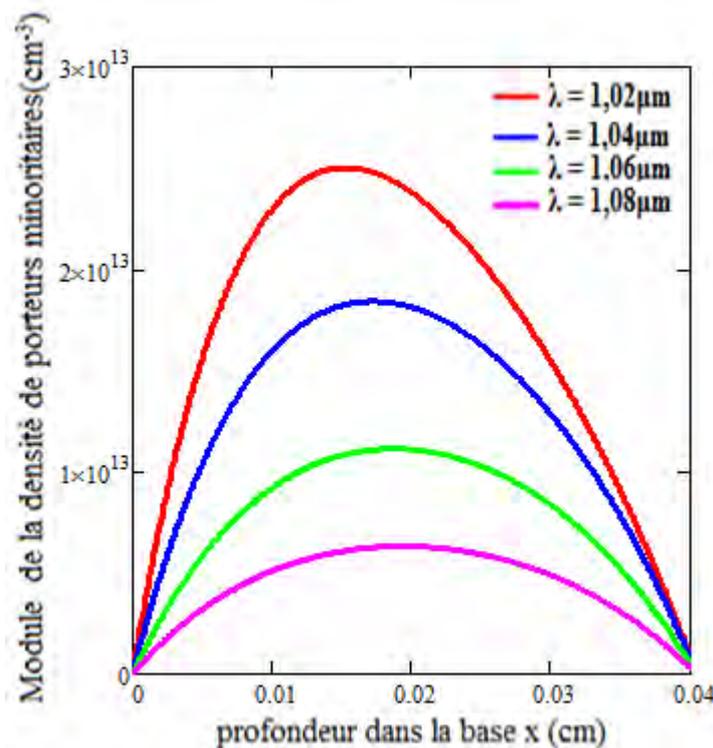


Figure III- 17 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$, $S_f = 6.10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

Les courbes présentent des profils similaires. Ces profils se subdivisent en trois régions dont nous avons exposé dans le chapitre précédent les phénomènes électrodynamiques qui les expliquent.

A tout égard ces courbes nous ont permis de trouver les valeurs des maximas des densités de porteurs minoritaires notées dans le tableau suivant.

Tableau 13 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité des porteurs minoritaires dans la base en situation de court-circuit et de la densité des porteurs correspondante, pour très grandes valeurs différentes de la longueur d'onde, à la fréquence $\omega_0 = 10^5 \text{ rad/s}$.

λ (μm)	X_{0b} (cm)	N_b (cm^{-3})* 10^{13}
1,02	0.0152	2,5013
1,04	0.0168	1,8399
1,06	0.0178	1,1104
1,08	0.0182	0,6290

Les variations dans la base et dans l'émetteur sont données dans la modèle de la figure ci-après

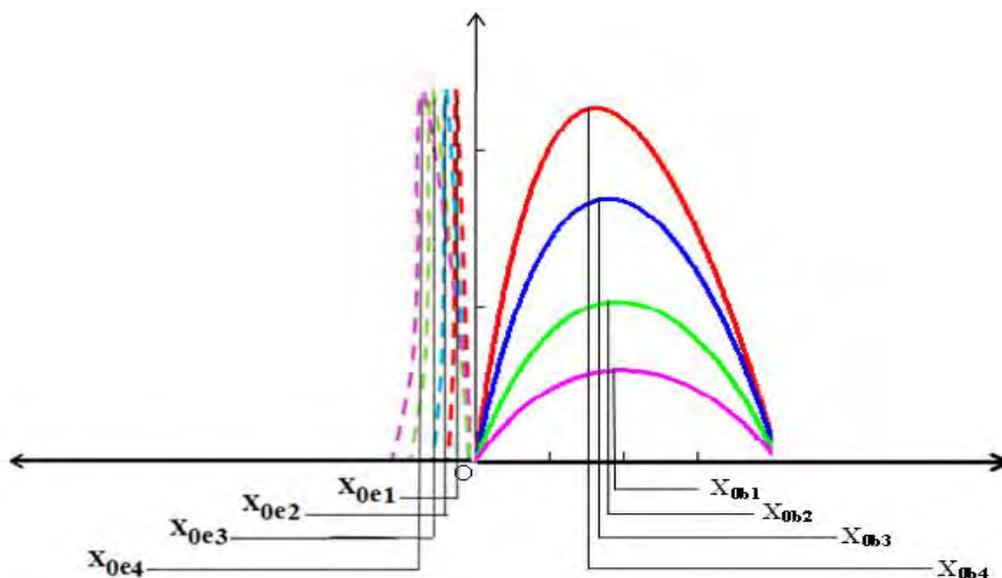


Figure III- 18 : Extension de la zone de charge dans la base et dans l'émetteur pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega_0 = 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$, $S_f = 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$, $S_b = 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

Celle-ci a permis d'avoir les valeurs de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur, obtenues par application du théorème de Gauss.

Tableau 14 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour de très grandes valeurs différentes de la longueur d'onde et à la fréquence ($\omega_0 = 10^5$ rad/s).

λ (μm)	N_b (cm^3)* 10^{13}	N_e (cm^3)* 10^{17}	X_{0b} (cm)	X_{0e} (nm)
1,02	2,5013	1,5	0.0152	25,34
1,04	1,8399	1,5	0.0168	20,6
1,06	1,1104	1,5	0.0178	13,17
1,08	0,6290	1,5	0.0182	7,63

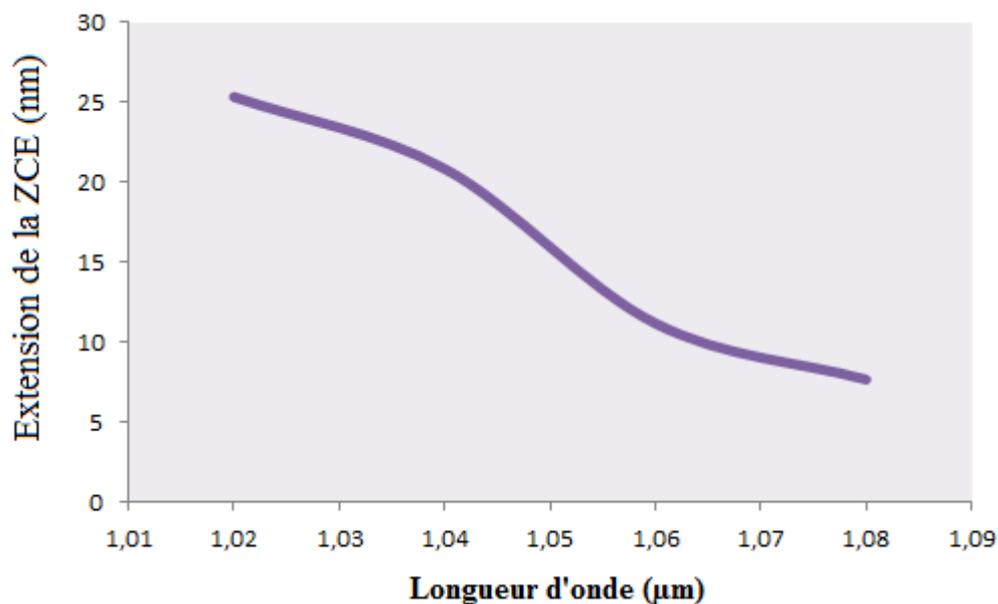


Figure III- 19 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde.

On remarque aussi que l'extension de la zone de charge d'espace diminue lorsque la longueur d'onde augmente.

Situation de circuit ouvert

III-1.2. Etude en régime des basses fréquences et pour de très grandes valeurs de la longueur d'onde.

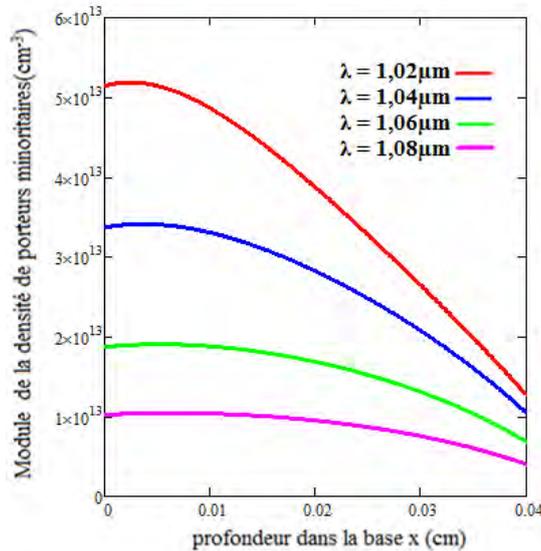


Figure III- 20 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega=10^5 \text{rad.s}^{-1}$, $S_f = 2.10^2 \text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3 \text{cm.s}^{-1}$.

Les valeurs de l'extension dans la base suivant la densité de porteurs pour différentes longueurs d'onde sont notées dans le tableau III-16 et l'extension dans l'émetteur en est déduite (tableau III-17)

Tableau 16 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité des porteurs minoritaires dans la base en situation de court-circuit et de la densité des porteurs correspondante, pour très grandes valeurs différentes de la longueur d'onde, à la fréquence $\omega_0 = 10^5 \text{rad/s}$.

λ (μm)	X_{0b} (cm)	N_b (cm^{-3})* 10^{13}
1,02	0.0025	5,1879
1,04	0.0035	3,4126
1,06	0.0051	1,9051
1,08	0.0069	1,044

Tableau 15 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour de très grandes valeurs différentes de la longueur d'onde et à la fréquence ($\omega = 10^5$ rad/s).

λ (μm)	N_b (cm^3)* 10^{13}	N_e (cm^3)* 10^{17}	X_{0b} (cm)	X_{0e} (nm)
1,02	5,1879	1,5	0.0025	8,64
1,04	3,4126	1,5	0.0035	7,96
1,06	1,9051	1,5	0.0051	6,47
1,08	1,044	1,5	0.0069	4,80

A partir de ce tableau nous dressons la courbe de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur figure (III-21).

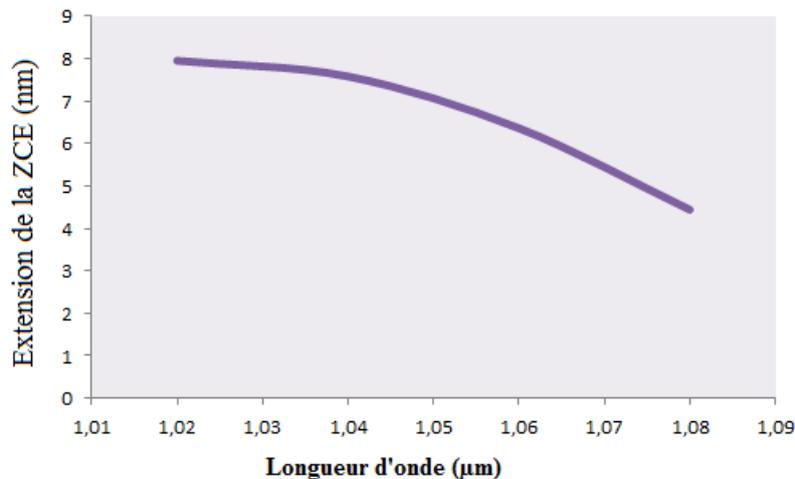


Figure III- 21 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde.

III-1.8. Etude en régime des hautes fréquences et pour de très grandes valeurs de la longueur d'onde.

Nous donnons directement les valeurs de l'extension de la zone de charge d'espace dans la base puis dans l'émetteur dans les tableaux III-19 et III-20 suivants.

Tableau III-18: Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité des porteurs minoritaires dans la base en situation de circuit-ouvert et de la densité des porteurs correspondante, pour très grandes valeurs différentes de la longueur d'onde, à la fréquence $\omega_0 = 10^5 \text{ rad/s}$.

λ (μm)	X_{0b} (cm)	N_b (cm^{-3})* 10^{13}
1,02	0.0027	4,4167
1,04	0.004	2,8435
1,06	0.0061	1,5654
1,08	0.0078	0,8539

Tableau 16 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour de très grandes valeurs différentes de la longueur d'onde et à la fréquence ($\omega_0 = 10^5 \text{ rad/s}$).

λ (μm)	N_b (cm^{-3})* 10^{13}	N_e (cm^{-3})* 10^{17}	X_{0b} (cm)	X_{0e} (nm)
1,02	4,4167	1,5	0.0027	7,95
1,04	2,8435	1,5	0.004	7,58
1,06	1,5654	1,5	0.0061	6,36
1,08	0,8539	1,5	0.0078	4,44

A partir de ces valeurs nous dressons la courbe de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde.

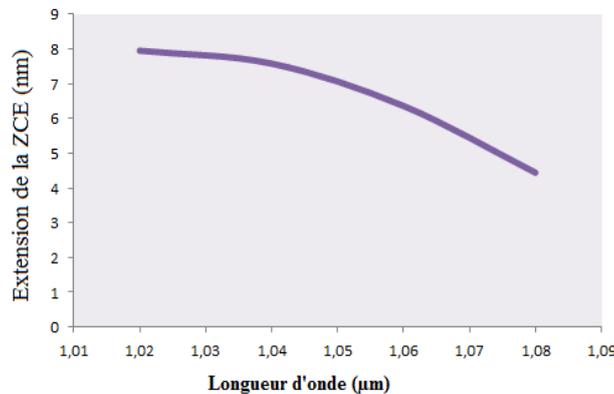


Figure III- 22 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction de la longueur d'onde

L'on remarque que plus la longueur d'onde augmente l'extension dans l'émetteur diminue. En effet pour ces grandes valeurs de la longueur d'onde, la densité de porteur minoritaire diminue si la longueur d'onde augmente c'est ce qui implique d'après les résultats obtenus avec le théorème de Gauss cette diminution de l'extension dans l'émetteur.

III.1.9. Etude de la zone de charge d'espace dans l'émetteur sous effets de la fréquence de modulation.

Situation de court circuit

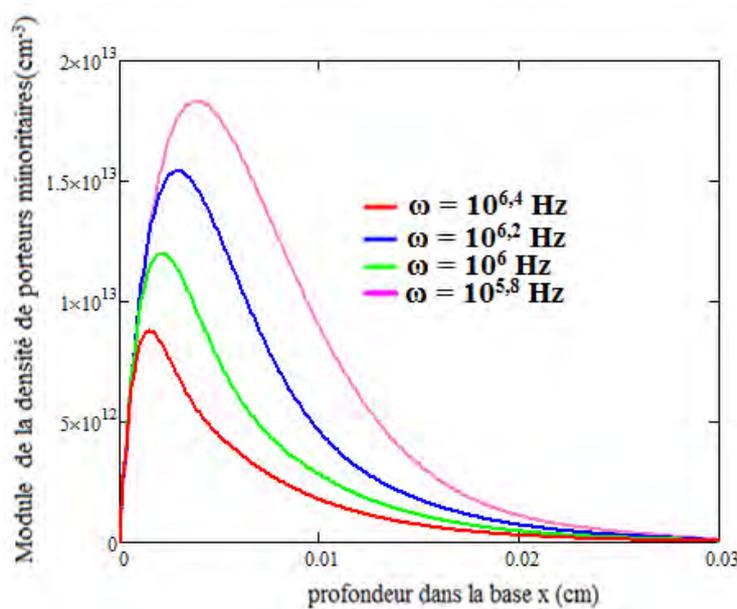


Figure III- 23 :Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la fréquence. $\lambda = 0,94\mu\text{m}$, $S_f = 6.10^6\text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3\text{cm.s}^{-1}$.

La variation de la densité de porteurs minoritaires de charges d'espace en fonction de la profondeur de la base admet deux gradients :

Un gradient positif, zone réduite de forte densité, situé près de la jonction. Dans cette zone, les porteurs de charges photocréés possèdent une énergie suffisante leur permettant de traverser la jonction et de participer à la production de courant électrique. La très forte collecte des porteurs à travers la jonction est due à leur abondance à proximité de la jonction.

Une deuxième zone de faible densité relativement plus étendue que la première avec une certaine concavité dont la position se déplace suivant la valeur de la longueur d'onde.

Les porteurs de charge situés dans cette zone n'ont pas assez d'énergie leur permettant de traverser la jonction et de participer à la production de courant électrique. Ces derniers disparaissent dans la base par recombinaison en volume et à la surface arrière.

Afin d'étudier la variation de l'extension dans l'émetteur sous effet de la fréquence, nous avons comme précédemment grâce au logiciel mathcad relever et noter les valeurs de l'extension de la zone de charge dans la base ainsi que les maximas de la densité de porteurs, dans le tableau suivant.

Tableau 17 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité des porteurs minoritaires dans la base pour des valeurs de la fréquence et une valeur fixe de la longueur d'onde $\lambda_0 = 0,94\mu\text{m}$.

$\omega(\text{Hz})$	$X_{0b} \text{ (cm)}$	$N_b \text{ (cm}^{-3}\text{)} * 10^{12}$
$10^{5.8}$	0,0039	1,8315
10^6	0.0029	1,5421
$10^{6.2}$	0.0021	1,1993
$10^{6.4}$	0.0015	8,7685

En utilisant ces valeurs dans l'équation découlant du théorème de Gauss, nous donnons les valeurs de l'extension dans l'émetteur.

Tableau 18 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour de très grandes valeurs différentes de la longueur d'onde et à la fréquence ($\omega = 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$).

$\omega \text{ (rad.s}^{-1}\text{)}$	$N_b \text{ (cm}^3\text{)} * 10^{12}$	$N_e \text{ (cm}^3\text{)} * 10^{17}$	$X_{0b} \text{ (cm)}$	$X_{0e} \text{ (nm)}$
$10^{5.8}$	1,8315	1,5	0,0039	4,76
10^6	1,5421	1,5	0.0029	2,98
$10^{6.2}$	1,1975	1,5	0.0021	1,67
$10^{6.4}$	0,8748	1,5	0.0015	0,87

Ces valeurs ont permis de tracer la courbe de la figure III-24.

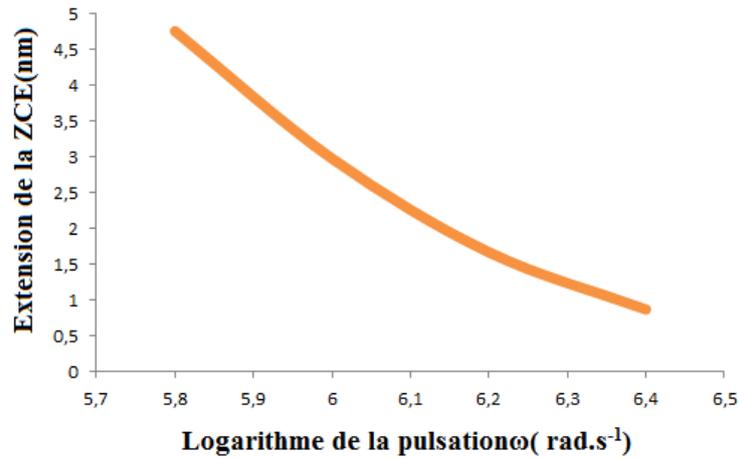


Figure III- 24 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction du logarithme de la pulsation.

Situation de circuit ouvert

La figure représente la variation de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la fréquence ou de la pulsation).

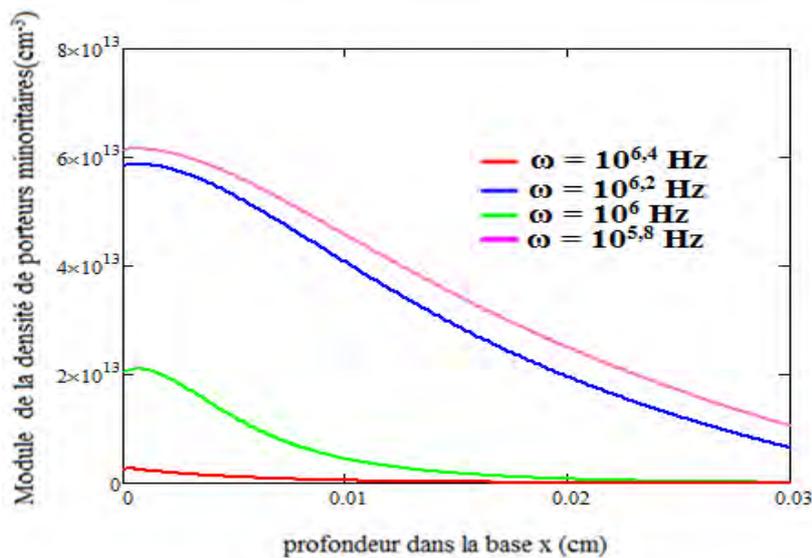


Figure III- 25 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la fréquence, $\lambda = 0,94\mu\text{m}$ $S_f = 2.10^2\text{cm.s}^{-1}$, $S_b = 3.10^3\text{cm.s}^{-1}$.

Tableau III- 19 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité des porteurs minoritaires dans la base pour des valeurs de la fréquence et une valeur fixe de la longueur d'onde $\lambda = 0,94\mu\text{m}$.

ω (rad.s ⁻¹)	X_{0b} (cm)	N_b (cm ⁻³)*10 ¹³
10 ^{5.8}	0,0007	2,9174
10 ⁶	0.0006	2,1001
10 ^{6.2}	0.0006	1,4501
10 ^{6.4}	0.0005	0,9733

Tableau 20 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en circuit ouvert pour de très grandes valeurs différentes de la longueur d'onde et à la fréquence ($\omega = 105$ rad/s).

ω (rad.s ⁻¹)	N_b (cm ³)*10 ¹²	N_e (cm ³)*10 ¹⁷	X_{0b} (cm)	X_{0e} (nm)
10 ^{5.8}	2,9174	1,5	0,0007	3,97
10 ⁶	2,1001	1,5	0.0006	0,83
10 ^{6.2}	1,4501	1,5	0.0006	0,58
10 ^{6.4}	0,9733	1,5	0.0005	0,32

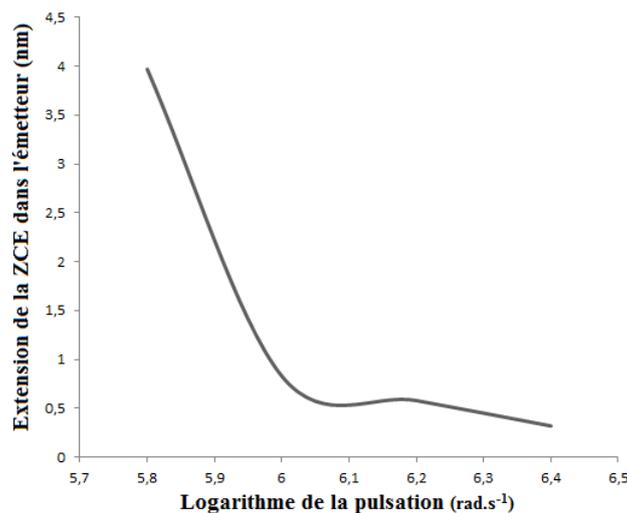


Figure III- 26 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction du logarithme de la puissance.

L'extension de la zone de charge d'espace diminue lorsque le logarithme de la pulsation augmente jusqu'à une certaine valeur où la variation devient assez légère. Cela peut s'expliquer par le fait que lorsque la fréquence augmente la densité de porteurs minoritaires diminue car la photopile s'étouffe.

III.1.10. Etude de la zone de charge d'espace dans l'émetteur sous effets de la fréquence de modulation.

Cas des grandes valeurs de la fréquence

Nous représentons sur la figure III-28 suivante la densité des porteurs de charge minoritaires en excès en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction, les autres paramètres étant fixes.

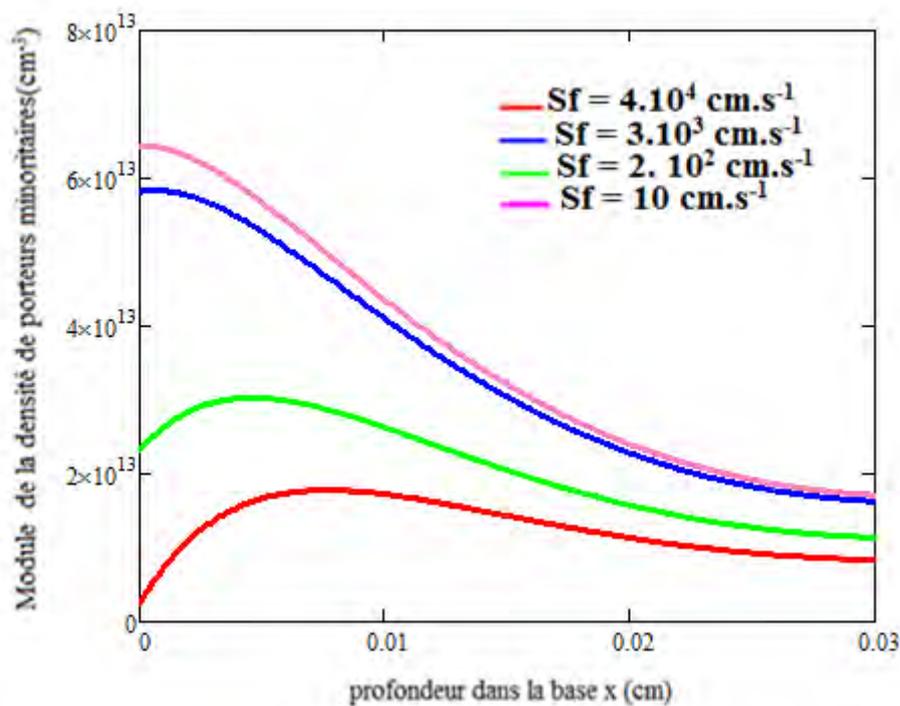


Figure III- 27 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison ; $\lambda = 0,46\mu\text{m}$; $\omega_0 = 10^5 \text{ Hz}$; $S_f = 2 \cdot 10^2 \text{ cm.s}^{-1}$; $S_b = 3 \cdot 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

Les valeurs de l'extension dans la base suivant la densité de porteurs pour différentes longueurs d'onde sont notées dans le tableau III-24 et l'extension dans l'émetteur en est déduite (tableau III-25)

Tableau III- 21 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité de porteurs minoritaires dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison et une valeur fixe de la longueur d'onde et une grande valeur de la fréquence.

Sf (cm.s ⁻¹)	X_{0b} (cm)	N_b (cm ⁻³)*10 ¹³
10	0,0001	6,4444
10 ²	0.0007	5,8347
10 ³	0.0056	3,0283
10 ⁴	0.0077	1,779

Tableau 22 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison et une valeur fixe de la longueur d'onde et une grande valeur de la fréquence.

Sf (cm.s ⁻¹)	N_b (cm ³)*10 ¹³	N_e (cm ³)*10 ¹⁷	X_{0b} (cm)	X_{0e} (nm)
10	6,4444	1,5	0,0001	0,43
10 ²	5,8347	1,5	0.0007	2,7
10 ³	3,0283	1,5	0.0056	11,3
10 ⁴	1,779	1,5	0.0077	9,1

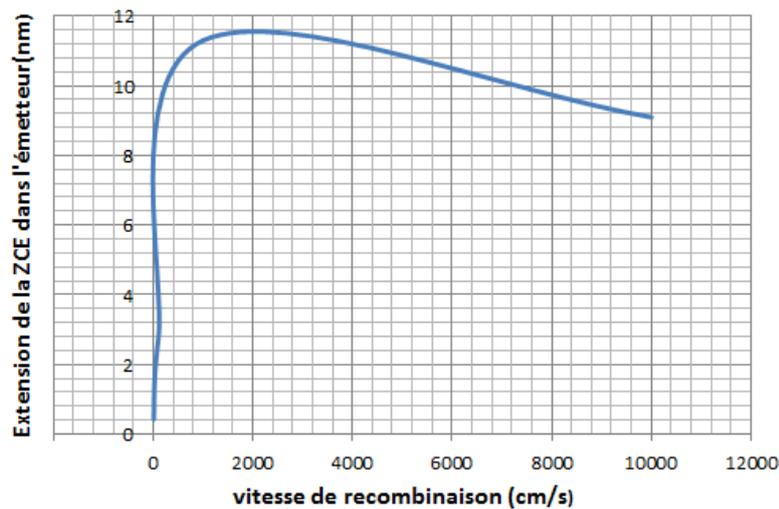


Figure III- 28 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction du logarithme de la vitesse de recombinaison.

L'extension de la zone de charge d'espace est très faible, de même sa variation est aussi très faible aux environs du circuit ouvert.

Cas des faibles valeurs de la fréquence

Nous dressons dans la figure qui suit le profil du module de la densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur dans la base.

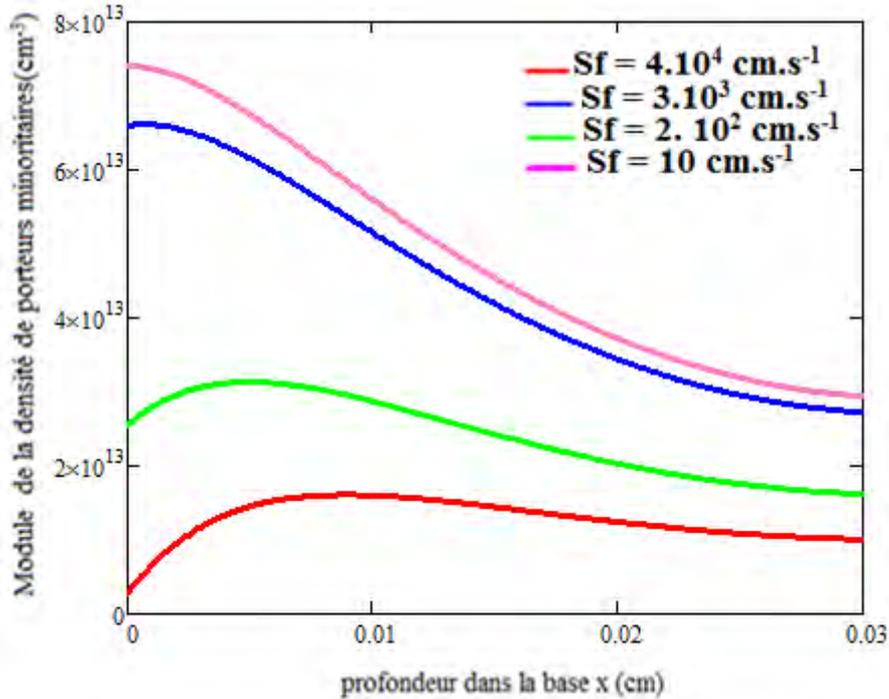


Figure III- 29 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison ; $\lambda = 0,94\mu\text{m}$; $\omega_0 = 10^2 \text{ rad.s}^{-1}$; $S_b = 3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$.

Ce profil nous a permis de donner les tableaux III- 26 et III-27 suivant :

Tableau III- 23 : Valeurs des X_{0b} des maxima de la densité de porteurs minoritaires dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison et une valeur fixe de la longueur d'onde et une faible valeur de la fréquence.

$S_f \text{ (cm.s}^{-1}\text{)}$	$X_{0b} \text{ (cm)}$	$N_b \text{ (cm}^{-3}\text{)} * 10^{13}$
10	0,0001	7,4002
10^2	0.0007	6,6147
10^3	0.0049	3,134
10^4	0.0089	1,6092

Tableau 24 : Valeurs X_{0e} de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison et une valeur fixe de la longueur d'onde et une faible valeur de la fréquence.

S_f (cm.s ⁻¹)	N_b (cm ³)*10 ¹³	N_e (cm ³)*10 ¹⁷	X_{0b} (cm)	X_{0e} (nm)
10	7,4002	1,5	0,0001	0,49
10 ²	6,6147	1,5	0.0007	3,08
10 ³	3,134	1,5	0.0049	10,23
10 ⁴	1,6092	1,5	0.0089	9,5

Le profil de l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction du logarithme de la vitesse de recombinaison.

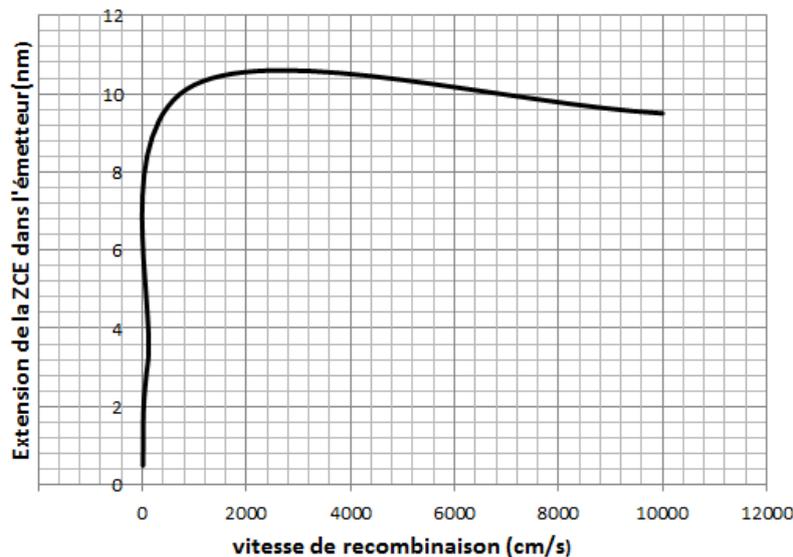


Figure III- 30 : Extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en fonction du logarithme de la vitesse de recombinaison.

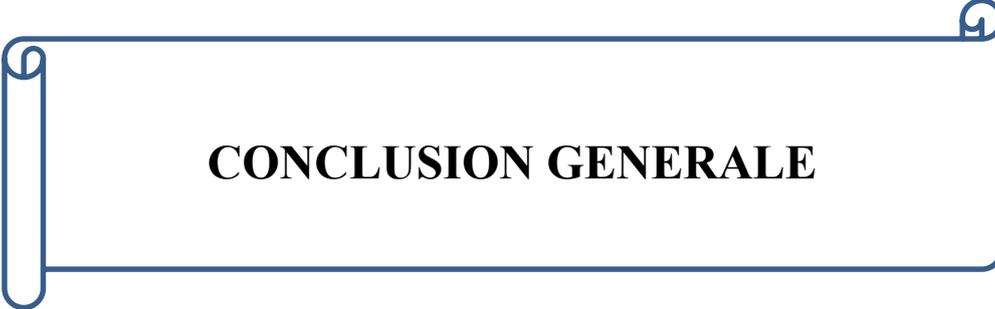
L'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur varie peu aux environs du circuit ouvert (S_f est environ égale à 300cm.s⁻¹), elle atteint une valeur maximale vers la valeur de 2000 cm.s⁻¹, avant de diminuer légèrement à mesure que S_f augmente.

III.1.11. Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'évaluer l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur lorsque la photopile est soit en situation de circuit ouvert ou de court-circuit. Ainsi nous avons estimé les valeurs de cette extension en nous basant sur la variation du module de la densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur dans la base sous différentes situations (effets de la longueur d'onde ou de la fréquence). Une étude similaire se basant sur l'évolution du module de la densité de porteurs en fonction de la fréquence d'une part et de la vitesse de recombinaison à la jonction d'autre part a été faite. L'utilisation du théorème de Gauss nous a permis corrélativement d'évaluer l'extension dans l'émetteur sous l'effet de la fréquence m de la longueur d'onde, de la vitesse de recombinaison à la jonction. Avec cette même démarche on pourrait aussi étudier l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur les effets du champ magnétique du champ électrique ou électromagnétique entre autres.

Références bibliographiques du chapitre

- [1] **I. LY, O.H Lemrabott, B. Dieng , S. Gueye, M.S. Diouf and G Sissoko**, « Techniques de détermination des paramètres de recombinaison et le domaine de leur validité d'une photopile bifaciale au silicium polycristallin sous éclairement multi spectral constant en régime statique. », Revue des énergies Renouvelables Vol. 15 N°2 187-206, 2012
- [2] **M.M.Déme, S. Sarr, R. Sam, S. Gueye, M.L.Samb, F. I. Barro, A.Sere et G. Sissoko** « influence de la taille de grain, de la vitesse de recombinaison aux joints de grains et de l'angle d'incidencede l'éclairement sur l'élargissement de la zone de charge d'espace d'une photopile monofaciale »
- [3] **E . Sow, S. Mbodji, B. Zouma, M. Zoungrana, I. Zerbo, A. Sere et G. Sissoko**, « Using Gauss's Law in Determinting the width Emitter Extension Region of the solar Cell Operating in Open circuit Condition », Global journal of sciences frontier Resarch physics and space sciences,pp 67-71 »
- [4]**G.Sissoko, B. Dieng, A. Corréa, M. Adj, D.Azilinon**, « Silicon Solar cell charge region width determination by a study in modeling » Renewable Energy, vol-3, pp.1852-55



CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Dans notre étude, nous avons traité de l'extension de la zone de charge d'espace de la photopile monofaciale au silicium maintenue en régime dynamique fréquentiel sous éclairage monochromatique. Nous avons de prime abord au niveau du chapitre I consacré à la bibliographie, passer en revue certains travaux et articles traitant de l'extension de la zone de charge d'espace d'une photopile horizontale ou verticale ainsi que la capacité de cette zone.

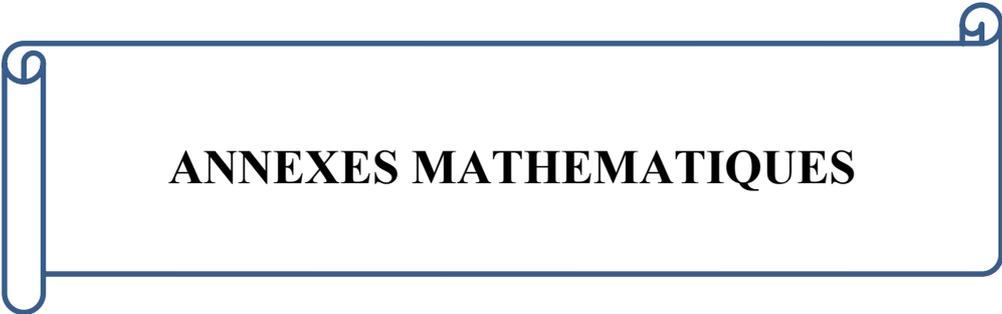
Ensuite dans le chapitre II de notre travail réservé à l'étude théorique, nous avons entre autres étudié : La variation de la densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur dans la base ainsi que les effets de la longueur d'onde et de la fréquence sur la production de courant par une photopile mono faciale à jonction horizontale. Les courbes de densité de porteurs ont montré un élargissement de la zone de charge d'espace aussi bien avec la fréquence de modulation qu'avec la longueur d'onde. Cette variation de la densité de porteurs a été aussi étudié en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction (S_f) mais aussi en fonction du logarithme de la fréquence de modulation. L'épaisseur de la zone de charge d'espace est alors donnée par l'abscisse du maximum de densité de porteurs.

Nous avons enfin dans le dernier chapitre étudié l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur. Le chapitre II n'est que le support du travail dans le chapitre III. En effet c'est à partir des courbes représentant l'évolution de la densité de porteurs minoritaires soit en fonction de la profondeur dans la base, soit de la fréquence ou soit de la vitesse de recombinaison à la jonction et sous effets des autres paramètres que nous avons pu relever les abscisses des maxima des densités de porteurs minoritaires en excès dans la base et utilisant le théorème de Gauss nous avons alors déterminé l'extension dans l'émetteur de la zone de charge d'espace. Dans cette même veine, nous avons exposé la méthode utilisant le théorème de Gauss pour calculer l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur.

Il est clair que dans notre étude nous avons choisi un certain nombre de paramètres limités mais elle pourrait aussi s'étendre à d'autres comme le champ magnétique, le champ électrique, la température, le niveau d'éclairage, nombre de soleil etc.

Nous proposons de poursuivre la recherche dans ce sens. Et en perspective d'étude dans la même veine on pourrait étudier :

- La capacité de la zone de charge d'espace intégrant l'extension dans l'émetteur ;
- L'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur en régime statique et ou en régime transitoire
- A trois dimension, l'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur.



ANNEXES MATHÉMATIQUES

Annexes mathématiques

I.1- Equation de diffusion des porteurs de charges minoritaires en excès :

$$D \cdot \frac{\partial^2 \delta(x,t)}{\partial x^2} - \frac{\delta(x,t)}{\tau} = -G(x,t) + \frac{\partial \delta(x,t)}{\partial t} \quad (\text{A-1})$$

Où

- $\delta(x,t)$ est la densité des porteurs minoritaires dans la base qui peut s'écrire sous la forme : $\delta(x,t) = \delta(x) \exp(i\omega t)$ (A-2)

Avec $\delta(x)$ la composante spatiale et $e^{i\omega t}$ la composante temporelle.

- $G(x,t)$ est le taux de génération donné par l'expression :

$$G(x,t) = g(x) \exp(i\omega t) \quad (\text{A-3})$$

Avec $g(x)$ la composante spatiale et $e^{i\omega t}$ la composante temporelle

$$\text{Où on a pour un éclairage par la face avant } g(x) = \alpha I_0 (1 - R) \exp(-\alpha x) \quad (\text{A-4})$$

$\alpha(\lambda)$ est le coefficient d'absorption à la longueur d'onde λ ; $R(\lambda)$ est le coefficient de réflexion du matériau à la longueur d'onde λ ; H l'épaisseur de la photopile.

- D est le coefficient de diffusion
- τ est la durée de vie moyenne des porteurs minoritaires de charge.

Posons :

$$L^2 = \tau D \quad (\text{A-5})$$

$$\text{et } \frac{1}{L(\omega)^2} = \frac{1}{L^2} \times (i\omega\tau + 1) \quad (\text{A-6})$$

où L_ω est la longueur de diffusion complexe

En introduisant les équations (2), (3) et (4) dans (1) nous obtenons l'équation :

$$\frac{\partial^2 \delta(x)}{\partial x^2} - \frac{1}{L(\omega)^2} \cdot \delta(x) = -\frac{g(x)}{D}$$

I.2- Solution de l'équation différentielle

La solution générale de l'équation s'écrit sous la forme $\delta(x) = \delta_1(x) + \delta_2(x)$

$\delta_1(x)$ est la solution particulière de l'équation avec second membre et $\delta_2(x)$ la solution générale de l'équation sans second membre.

Solution particulière de l'équation avec second membre

$$\delta_1(x) = A \cdot \exp(-\alpha \cdot x) \quad (\text{A-7})$$

7)

En remplaçant (7) dans (1) on obtient une équation qui permet de calculer A.

On trouve $A = \frac{-\alpha.I_0(1-R).L^2}{D.(\alpha^2.L^2 - 1)}$

$$\delta_1(x) = \frac{-\alpha.I_0(1-R).L^2}{D.(\alpha^2.L^2 - 1)} \cdot \exp(-\alpha x) \quad (\text{A-8})$$

- **Solution générale de l'équation sans second membre :**

$$\delta_2(x) = A_1 \cosh\left(\frac{x}{L}\right) + B_1 \sinh\left(\frac{x}{L}\right) \quad (\text{A-9})$$

- **Expression de la densité des porteurs de charges.**

$$\delta(x) = A \cosh\left(\frac{x}{L}\right) + B \sinh\left(\frac{x}{L}\right) - \frac{\alpha.I_0(1-R).L^2}{D.(\alpha^2.L^2 - 1)} \cdot \exp(-\alpha x) \quad (\text{A-10})$$

Pour déterminer A₁ et B₁ on utilise les conditions aux limites :

A la jonction de la photopile : $\frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{S_F}{D} \delta(x) \Big|_{x=0}$ (A-11)

A la face arrière de la photopile : $\frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \Big|_{x=H} = \frac{-S_B}{D} \delta(x) \Big|_{x=H}$ (A-12)

Pour tout calcul fait on trouve :

$$A = \frac{\alpha.I_0(1-R).L^3 \left\{ D.(S_B - \alpha.D). \exp(-\alpha.H) + (S_F + \alpha.D) \left[D.\cosh\left(\frac{H}{L}\right) + L.S_B.\sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right] \right\}}{D.(\alpha^2.L^2 - 1) \left[L.D(S_B + S_F).\cosh\left(\frac{H}{L}\right) + (D^2 + S_F.S_B.L^2)\sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right]} \quad (\text{A-13})$$

13)

$$B = \frac{\alpha.I_0(1-R).L^3 \left\{ L.S_F(S_B - \alpha.D). \exp(-\alpha.H) - (S_F + \alpha.D) \left[D.\sinh\left(\frac{H}{L}\right) + L.S_B.\cosh\left(\frac{H}{L}\right) \right] \right\}}{D.(\alpha^2.L^2 - 1) \left[L.D(S_B + S_F).\cosh\left(\frac{H}{L}\right) + (D^2 + S_F.S_B.L^2)\sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right]}$$

UNIVERSITE CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR
FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE



ECOLE DOCTORALE PHYSIQUE, CHIMIE, SCIENCES DE LA TERRE, DE
L'UNIVERS ET DE L'INGENIEUR
(ED-PCSTUI)

Année : 2017 N° d'ordre :
THÈSE DE DOCTORAT UNIQUE
Spécialité : ENERGIE SOLAIRE

Présenté par
Mr. Massamba DIENG

Sujet :

Titre « EXTENSION DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DANS L'EMETTEUR
D'UNE PHOTOPILE AU SILICIUM A JONCTION HORIZONTALE ET MONOFACIALE
SOUS ECLAIREMENT MONOCHROMATIQUE, PAR LA METHODE DU THEOREME
DE GAUSS. »

Soutenu publiquement le 08 juillet 2017 devant le jury composé de :

PRESIDENT	Mr. Gregoire SISSOKO	Professeur Titulaire	FST/UCAD
MEMBRES	Mr. Birame DIENG	Maître de Conférences	UADB
	Mr. Moustapha DIENG	Maître de conférences	FST/UCAD
	Mr. Moustapha THIAME	Maître-Assistant	Univ. A. SECK
	Mr. Ibrahima LY	Maître de Conférences	EP Thiès
	Mr. Senghane MBODJI	Maître de Conférences	U A D. Bambey
Directeur :	Mr. Mamadou WADE	Maître de conférences	EPT/THIES

Résumé : Une étude bibliographique sur l'extension de la zone de charge d'espace dans la photopile au silicium est proposée. L'étude théorique de la photopile au silicium monofaciale à jonction horizontale sous éclairement monochromatique, en régime fréquentiel dans un modèle à une dimension est réalisée. Les effets de la fréquence et de la longueur d'onde sur la densité de porteurs sont mis en exergue.

L'extension de la zone de charge d'espace dans l'émetteur est déduite de celle dans la base par la méthode du théorème de Gauss, dans le dernier chapitre.

Mots clés : Photopile au silicium – régime fréquentiel – éclairement monochromatique - vitesse de recombinaison – extension de la zone de charge d'espace-théorème de GAUSS.