

UNIVERSITE CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR

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

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

**GROUPE INTERNATIONAL DE RECHERCHE EN ENERGIE
RENOUVELABLE (GIRER)**

Année : 2017 N° d'ordre :

THÈSE DE DOCTORAT UNIQUE

Spécialité : ENERGIE SOLAIRE, MATERIAUX ET SYSTEMES

Présentée par

EL HADJI NDIAYE

Maître ès sciences



SUJET DE RECHERCHE

**ETUDE A UNE DIMENSION DE LA PHOTOPILE MONOFACIALE
AU SILICIUM SOUS ECLAIREMENT MONOCHROMATIQUE EN
MODULATION DE FREQUENCE : EFFETS DE L'IRRADIATION ET
DU CHAMP MAGNETIQUE.**

Soutenue publiquement le 26/ 07 / 2017 devant le jury composé de:

Président	Grégoire Sissoko	Professeur titulaire	FST/UCAD
Rapporteurs	Moustapha Dieng	Maitre de conférences	FST/UCAD
	Issa Zerbo	Maitre de conférences	Univ.J.Kizerbo/Ouga
Examineurs	Issa Diagne	Maitre – Assistant	FST/UCAD
	Senghane Mbodji	Maitre de conférences	UAD/Bambey
	Mamadou Wade	Maitre de conférences	EPT/Thies
	Mor Ndiaye	Assistant	FST/UCAD
Directeur de thèse	Hawa Ly Diallo	Maitre de conférences	UFR-SET/Thies

DEDICACES

J'aurais bien voulu passer ce moment important et solennel de ma vie en présence de ma mère et de ma grand-mère, mais DIEU en a décidé autrement.

Je dédie donc ce travail à :

Feue MA MERE ARAME THIOUNE que je n'ai pas pu connaître. Que la terre de Touba vous soit légère et que le TOUT PUISSANT vous accueille dans son paradis.

Feue MA GRAND-MERE SOKHNA BDIANE, celle qui m'a éduqué ; celle qui m'a mis dans les rangs ; celle qui a fait de moi un homme ; celle qui a su me donner tout sans rien attendre en retour ; celle qui a toujours été là dans mes moments de détresse, **ma très chère grand-mère**. Qu'Allah te récompense par le bien. Que la terre de Touba vous soit légère et que le TOUT PUISSANT vous accueille dans son paradis.

Mon père MODOU NDIAYE celui qui m'a donné la force de résister pendant les moments difficiles ; celui qui a inculqué en moi l'amour de la quête du savoir. Que DIEU vous accorde une longue vie avec une santé de fer mon père.

Mes frères : OUSMANE NDIAYE ; MODOU NDIAYE ; MOR NDIAYE ; BADARA NDIAYE.

Mes sœurs : SOKHNA NDIAYE (Tu es pour moi plus qu'une grande sœur, que DIEU vous protège.) ; **THIORO NDIAYE ; NGAITA NDIAYE ; FATOU NDIAYE ; ADAMA NDIAYE ; MBENE NDIAYE.**

Mes cousins : DEMBA LO (Merci pour tout le soutien) ; **MOUSSA DJITE LO** (Mon professeur de sociologie, mon ami, mon conseiller..... merci pour tout)

Mes tantes : YAYE NDEYE KA ; MERE DIAMA SAMB

Mes neveux et nièces : DABA LO ; FATOU GUEYE ; ALY DIOUF

A tous (tes) et ceux (celles), de près ou de loin, m'ont soutenu tout au long de ce travail.

REMERCIEMENTS

Je voudrais particulièrement remercier Monsieur **Grégoire SISSOKO**, Professeur titulaire de classe exceptionnelle à la Faculté des Sciences et Techniques de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar, pour m'avoir associé à sa thématique de recherche par l'intermédiaire de cette thèse. Grâce à ses compétences dans la physique des semi-conducteurs, qui font de lui un des meilleurs spécialistes dans le domaine, j'ai acquis des connaissances qui m'ont aidé à réaliser ce travail. C'est un homme intuitif, plein d'innovations et de sens de créativité. Ses qualités humaines ne sont pas en reste ; sa présence, son humilité, sa simplicité, ses conseils, son humour et son soutien permanent sur tous les plans m'ont permis d'affronter d'innombrables difficultés. Je le remercie aussi pour sa disponibilité, son écoute et l'attention qu'il a portée tout au long de ce travail. J'ai aussi apprécié la confiance et la liberté qu'il m'a accordées pour avancer personnellement et de façon autonome dans la réalisation de cette tâche. Grâce à lui, j'ai donc acquis des aptitudes d'analyse et de synthèse nécessaires pour un travail de recherche. Je lui adresse ma profonde et indéfectible gratitude.

Je ne manquerais pas non plus de dire un grand merci aux membres du jury :

- **Mr MAMADOU WADE** maître de conférences à l'école polytechnique de Thiès. Vous avez toujours donné le meilleur de vous-même pour nous assurer une bonne formation scientifique. C'est tout un honneur pour moi de vous avoir comme membre du jury de ma thèse. Que Dieu vous protège ! AMEN !
- **Mr MOR NDIAYE** assistant à l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar pour avoir été toujours attentif et disponible aux sollicitations des étudiants en leur donnant des conseils et accompagnant dans leurs activités d'études. Vous êtes un homme de paix, un sociable et plein de qualités intellectuelles. Je vous remercie également de l'honneur que vous me faites en acceptant de participer à ce jury. Qu'ALLAH LE TOUT-UISSANT, LE MISERICORDIEUX VOUS bénisse

- **Mr ISSA DIAGNE** maître de conférences à l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar, j'ai beaucoup d'estime pour vous, merci pour votre aide, votre disponibilité et aussi votre générosité, qui nous ont accompagnés et qui j'espère continueront à nous accompagner. C'est un honneur pour moi de vous avoir comme membre du jury. Que DIEU LE TOUT MISERICORDIEUX vous garde et soit toujours avec vous dans tous vos projets ! AMEN
- **Mme HAWA LY DIALLO** maître de conférences à l'université de Thiès. Vous êtes un modèle pour toutes les jeunes filles qui ont l'ambition de faire des études scientifiques très avancées. Merci d'avoir bien voulu être le directeur de ma thèse. C'est tout un honneur pour moi. Puisse ALLAH LE TOUT PUISSANT vous bénir ! AMEN !
- **Mr MOUSTAPHA DIENG** professeur à l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar. Vous avez toujours donné le meilleur de vous-même pour nous assurer une bonne formation scientifique. C'est tout un honneur pour moi de vous avoir comme membre du jury de ma thèse. Que Dieu vous protège ! AMEN !
- **Mr SENGHANE MBODJI** maître de conférences à l'université Alioune Diop de Bambey. J'ai beaucoup d'estime pour vous, merci pour votre aide, votre disponibilité et aussi votre générosité.
- **Mr ISSA ZERBO** maître de conférences à l'université Joseph Kizerbo de Ouagadougou. C'est tout un honneur pour moi de vous avoir comme membre du jury de ma thèse. Que Dieu vous protège ! AMEN ! J'ai beaucoup d'estime pour vous, merci pour votre aide, votre disponibilité et aussi votre générosité.

Je remercierai sans doute **Mr Babacar Mbow** maître de conférences, responsable du Master SOLMATS (Energie Solaire Matériaux et Système) du Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Energie Solaire (L.A.S.E.S) pour l'honneur qui m'a été fait de me recevoir dans votre laboratoire.

Mes vifs remerciements s'adressent encore à **Dr MOR NDIAYE**, Assistant à l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar, qui a suivi ce travail en me prodiguant conseils et encouragements tout au long de sa réalisation. Son investissement et sa disponibilité m'ont permis d'évoluer dans les meilleures conditions ; ses nombreuses réflexions et interrogations ainsi que les discussions que nous avons échangées ont été des moteurs de ce travail. Je tiens à lui exprimer ma plus profonde gratitude.

Mes remerciements s'étendent également à tous **mes amis et collègues** membres du groupe de recherche en énergie renouvelable de la Faculté des Sciences et Technique au Laboratoire de Semi-conducteurs et d'Énergie solaire (LASES).

Je les remercie tous pour cette opportunité, cette atmosphère de recherche conviviale et surtout pour leur esprit d'équipe.

Et j'en viens à ma famille et mes proches, à mon **père** pour son soutien moral. Je ne remercierai jamais assez **mes frères et sœurs**, pour leur précieux soutien. Je remercie, sans doute pas assez, **mes oncles et mes cousins**. Vous étiez la bouffée d'oxygène qui me ressourçait dans les moments pénibles, de solitude et de souffrance, où l'on a terriblement besoin d'un petit mot, d'un petit geste, aussi humble soit-il, de soutien moral.

Et en fin, je saisirai aussi cette occasion pour prononcer un mot de gratitude à l'égard de ma sœur **SOKHNA NDIAYE**, pour m'avoir soutenu de tous les côtés. Ne pouvant malheureusement pas citer toutes les personnes que j'ai rencontrées durant mon parcours et qui ont contribué d'une façon ou d'une autre, de près ou de loin, à l'aboutissement de cette thèse, je leur dis à tous merci d'avoir été là à cet instant précis où je les ai rencontrées et où ils m'ont apporté cette aide qui a sûrement contribué à la motivation d'aller au bout de cette aventure : ma thèse !!!

Remerciements

Ce travail a été effectué à la Faculté des Sciences et Techniques (FST), de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar (Sénégal) sous la direction de Monsieur Grégoire Sissoko Professeur titulaire de classe exceptionnelle des Universités, Directeur du Groupe International de Recherche en Énergie renouvelable et Rédacteur en chef du Journal des Sciences (www.cadjds.org) au Département de Physique de la Faculté des Sciences et Techniques de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar (Sénégal)

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE..... 1

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE 6

Introduction 7

I.1 1D Modeling of bifacial silicon solar cell under frequency modulation monochromatic illumination: Determination of the equivalent electrical circuit related to the surface recombination velocity..... 7

I.2 Mathematical Model for Photovoltaic Cells. 10

I.3 Pv module dynamique impedance and its voltage and frequency dependencies..... 12

I.4 Reconstitution de la caractéristique I – V et détermination de la puissance d’un système photovoltaïque..... 14

I.5 Electric equivalent models of intrinsic recombination velocities of a bifacial silicon solar cell under frequency modulation and magnetic field effect. 17

I.6 Etude en modélisation à 3-d d’une photopile au silicium en régime statique placée dans un champ magnétique et sous éclairage multispectral : Détermination des paramètres électrique..... 18

I.7 Silicon solar cell under back side illumination: Effect of magnetic field..... 20

I.8 Effect of irradiation on the transient response of a silicon solar cell..... 26

I.9 Theoretical study of the influence of irradiation on a silicon solar cell under multispectral illumination 27

I-11 Radiation effect test for single-crystalline and polycrystalline silicon solar..... 34

Conclusion..... 35

CHAPITRE II : ETUDE THEORIQUE..... 36

Introduction 37

II.1 Présentation de la photopile monofaciale..... 37

II.1.1 Description de la photopile..... 37

II.1.2 Fonctionnement..... 39

II.2 Etude de la densité des porteurs minoritaires..... 39

II.2.1 L’équation de continuité..... 39

II.2.2 Solution de l’équation de continuité..... 40

II.2.2.1 Solution de l’équation de continuité avec second membre..... 41

II.2.2.2 Solution de l’équation de continuité sans second membre..... 41

II.3 Etude de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l’épaisseur x dans la base.42

II.3.1 Influence du flux d'irradiation sur la densité des porteurs minoritaires.....	42
II.3.2 Influence du champ magnétique sur la densité des porteurs minoritaires.....	43
II.3.3 Influence de la longueur d'onde sur le taux de génération.....	43
II.3.4 Influence de la vitesse de recombinaison sur la densité des porteurs minoritaires.	45
II.3.5 Influence de la fréquence sur la densité des porteurs minoritaires.....	46
II.4 Etude de la densité du photocourant.....	47
II.4.1 Influence du flux d'irradiation sur la densité de photocourant.....	48
II.4.2 Influence du champ magnétique sur la densité de photocourant.....	49
II.4.3 Profil de la densité de photocourant en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de la pulsation.....	50
II.4.4 Influence de la longueur d'onde sur la densité de photocourant.....	51
II.4.5 Influence de la fréquence sur la densité de photocourant.....	52
II.5 Etude de la phototension.....	54
II.5.1 Influence du flux d'irradiation sur la phototension.....	54
II.5.2 Influence du champ magnétique sur la phototension.....	55
II.5.3 Influence de la longueur d'onde sur la phototension.....	56
CONCLUSION.....	56
<i>CHAPITRE III : ETUDE DES PARAMETRES ELECTRIQUES</i>	58
Introduction.....	59
III.1 Etude de l'impédance dynamique.....	59
III.1.1 Diagrammes de Bode de l'impédance.....	59
III.1.2 Diagramme de Bode du module de l'impédance.....	59
III.1.3 Diagramme de Bode de la phase de l'impédance.....	63
III.1.4 Diagramme de Nyquist de l'impédance.....	66
III.1.5 Modèles électriques équivalents de l'impédance.....	69
III.2 Etude du courant de diode.....	77
III.2.1 Expression du courant de diode.....	77
III.2.2 Etude du courant de diode en fonction de la pulsation.....	77
III.2.3 Etude du courant de diode en fonction de la phototension.....	79
III.3 Etude de la puissance électrique de la photopile.....	81
III.3.1 Expression de la puissance.....	81
III.3.2 Etude de la puissance en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction.....	81
III.3.3 Etude de la puissance en fonction de la phototension.....	83
Conclusion.....	86

CHAPITRE IV: ETUDE DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON INTRINSEQUE A LA JONCTION EN PRESENCE DE CHAMP MAGNETIQUE ET SOUS IRRADIATION..... 87

Introduction..... 88

IV.1.1 Profil de la densité de photocourant en fonction de Sb..... 88

IV.1.2 Expression de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction en fonction de l'énergie d'irradiation..... 89

IV.2 Diagramme de Bode de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction Sf..... 90

IV.3.2 Caractéristique courant- tension..... 93

IV.3.3 Détermination de la résistance série de la photopile..... 96

IV.3.4 Détermination de la résistance shunt de la photopile..... 97

IV.3.5 Circuits électriques équivalents de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction..... 100

CONCLUSION..... 101

CONCLUSION GENERALE..... 103

ANNEXE MATHEMATIQUES..... 110

LISTES DES FIGURES

Figure 1:Phase de la vitesse de recombinaison arriere en fonction du logarithme de la pulsation. 9

Figure 2:Représentation de NYQUIST de la vitesse de recombinaison arriere pour différentes valeurs de la longueur d’onde. 9

Figure 3:Circuit électrique équivalent pour la vitesse de recombinaison arriere. 10

Figure 4:Modèle des circuits pour la cellule PV (a) Idéale, (b) avec résistance série R_s , (c) avec la résistance série et parallèle R_s et R_{sh} 11

Figure 5:Circuit électrique équivalent du module PV 12

Figure 6:Schéma équivalent de la cellule solaire 15

Figure 7:Caractéristique I- V en conditions standards 16

Figure 8: Caractéristiques I-V– paramétrées par I_L 16

Figure 9:Puissance en fonction du courant $P = f(I)$ pour diverses valeurs de I_L 17

Figure 10:Module du coefficient de diffusion en fonction de la modulation de fréquence f et de l’intensité du champ magnétique B 18

Figure 11:Coefficient de diffusion D^* en fonction du champ magnétique B 19

Figure 12:Longueur de diffusion L^* en fonction du champ magnétique B pour différentes valeurs de la durée de vie τ des porteurs photogénérés..... 20

Figure 13:Schéma d’une photopile bifaciale en présence de champ magnétique..... 21

Figure 14:Longueur de diffusion en fonction du logarithme du champ magnétique appliqué. ... 23

Figure 15:Densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs B 24

Figure 16:Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs du champ magnétique appliqué. 25

Figure 17:Profil de la variation de la longueur de diffusion en fonction de l’énergie d’irradiation. 26

Figure 18:Photopile monofaciale 28

Figure 19:Densité relative des porteurs en excès par rapport à la profondeur de la base de diverse énergie d’irradiation. 29

Figure 20:Photocourant par rapport à la densité des particules d’énergie de différents types de particules 30

Figure 21:La tension de circuit ouvert en fonction de l’énergie de particules de différents types de particules..... 31

Figure 22:Facteur de forme par rapport à la vitesse de recombinaison de la surface arriere de différents types de particules..... 32

Figure 23:Efficacité de conversion par rapport à la vitesse de recombinaison de la face arriere pour différents types de particules. 33

Figure 24:Structure d’une photopile monofaciale au silicium sous champ magnétique..... 37

Figure 25:Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l’épaisseur de la base pour différentes valeurs de l’énergie d’irradiation. 42

Figure 26:Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l’épaisseur de la base pour différentes valeurs du champ magnétique..... 43

Figure 27:Taux de génération en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de l'épaisseur de la base..... 44

Figure 28:Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde..... 45

Figure 29:Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur de la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction. 46

Figure 30:Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur de la base pour différentes valeurs de la pulsation..... 47

Figure 31:Module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation..... 48

Figure 32:Module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison pour différentes valeurs du champ magnétique..... 49

Figure 33:Module de la densité de photocourant en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de la pulsation..... 50

Figure 34:Module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison s_f pour différentes valeurs de la longueur d'onde..... 51

Figure 35:Module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison S_f pour différentes valeurs de la fréquence..... 52

Figure 36:Module de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation..... 54

Figure 37:Module de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs du champ magnétique..... 55

Figure 38:Module de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde..... 56

Figure 39:Module de l'impédance en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde..... 60

Figure 40:Module de l'impédance en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation..... 61

Figure 41:Module de l'impédance en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs du champ magnétique..... 62

Figure 42:Variation de la phase de l'impédance en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la longueur d'onde..... 63

Figure 43:Variation de la phase de l'impédance en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation..... 64

Figure 44:Variation de la phase de l'impédance en fonction de la fréquence pour différentes valeurs du champ magnétique..... 65

Figure 45:Partie imaginaire de l'impédance en fonction de la partie réelle..... 66

Figure 46:Partie imaginaire de l'impédance en fonction de la partie réelle pour différentes valeurs d'irradiation..... 67

Figure 47:Partie imaginaire de l'impédance en fonction de la partie réelle pour différentes valeurs du champ magnétique..... 68

Figure 48: Schéma électrique équivalent de l'impédance dynamique pour une valeur donnée de la longueur d'onde..... 69

Figure 49:Schéma électrique équivalent de l'impédance dynamique pour une valeur donnée de la longueur d'onde.	70
Figure 50:Schémas électriques équivalent de l'impédance pour une valeur	71
Figure 51:Schéma électrique équivalent de l'impédance dynamique pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.....	72
Figure 52:Schéma électrique équivalent de l'impédance dynamique à l'absence de champ magnétique.	74
Figure 53:Schéma électrique équivalent pour une valeur du champ magnétique.....	75
Figure 54: Schéma électrique équivalent de l'impédance pour une valeur donnée du champ magnétique.	76
Figure 55:Variation du module du courant de diode en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs du champ magnétique.....	77
Figure 56:Variation du module du courant de diode en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.	78
Figure 57:Variation du module du courant de diode en fonction de la phototension pour différentes valeurs du champ magnétique.	80
Figure 58: Module du courant de diode en fonction de la phototension pour différentes valeurs de l'irradiation.....	81
Figure 59:Variation de la puissance électrique en fonction de S_f pour différentes valeurs du champ magnétique.....	82
Figure 60:Variation de la puissance en fonction de S_f pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.	83
Figure 61:Variation de la puissance en fonction de la phototension pour différentes valeurs du champ magnétique.....	84
Figure 62:Variation de la puissance électrique en fonction de la phototension pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.	85
Figure 63: Module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière.	89
Figure 64: Phase de S_f en fonction du logarithme de la pulsation.....	90
Figure 65: Partie imaginaire de S_f0 en fonction de sa partie réelle pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.	91
Figure 66: Imaginaire de S_f0 en fonction de sa partie réelle.	92
Figure 67: Imaginaire de S_f0 en fonction du logarithme de la pulsation.	92
Figure 68: Module de la densité de photocourant en fonction de la phototension.....	93
Figure 69:Module de la densité de photocourant en fonction de la phototension pour différentes valeur de l'énergie d'irradiation.	94
Figure 70: Module de la densité de photocourant en fonction de la phototension pour différentes valeurs du champ magnétique.	95
Figure 71:Circuit électrique équivalent d'une photopile fonctionnant en circuit ouvert.....	96

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1:Vitesse de recombinaison initiant le court-circuit en fonction du champ magnétique.	49
Tableau 2:Fréquence cyclotronique en fonction de la longueur d'onde.	60
Tableau 3:Les valeurs de la capacité et des résistances en fonction de la longueur d'onde.	71
Tableau 4:Valeurs de la capacité et des résistances en fonction de l'énergie d'irradiation.	73
Tableau 5:Valeur de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction parallèle et série.	93
Tableau 6: Paramètres électriques et intrinsèques de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction.	101

NOMENCLATURE

Symboles	Désignations	Unités
D_ϕ	Coefficient de diffusion des porteurs minoritaires dans la base	$(\text{cm}^2.\text{s}^{-1})$
$D(\text{kl},\phi_p)$	Coefficient de diffusion des porteurs minoritaires dans la base en présence d'irradiation	$(\text{cm}^2.\text{s}^{-1})$
ϕ_p	Energie d'irradiation	(MeV)
$G(\text{z},\text{t})$	Taux de génération global	$(\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1})$
$g(\text{z})$	Taux de génération spatial	(cm^{-3})
$g(\text{t})$	Taux de génération temporaire	(s^{-1})
H	Épaisseur de la base	(cm)
J_{Ph}	Densité de photocourant	$(\text{A}.\text{cm}^{-2})$
J_{cc}	Densité de photocourant de court-circuit	$(\text{A}.\text{cm}^{-2})$
Kl	Coefficient de dommage	$\text{Mev}^{-1}.\text{s}^{-1}$
L_0	Longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans la base en l'absence de pulsation et d'irradiation.	(cm)
L_ϕ	Longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans la base	(cm)
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})
Nb	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})
Sf	Vitesse de recombinaison à la jonction	$(\text{cm}.\text{s}^{-1})$
τ	Durée de vie moyenne des porteurs minoritaires dans la base	(s)
T	Temps	(s)
T	Température absolue	(°K)
$\delta(\text{x},\text{t})$	Densité des porteurs minoritaires photocréés dans la base en fonction de l'épaisseur x et du temps t	(cm^{-3})
V	Phototension	(V)
V_{co}	Phototension de circuit ouvert	(V)
V_{T}	Tension thermique	(V)
ω	Fréquence angulaire	$(\text{rad}.\text{s}^{-1})$
Z	Profondeur dans la base de la photopile verticale	(cm)

Nomenclature

Sb	Vitesse de recombinaison à la face arrière	(cm.s^{-1})
Sf	Vitesse de recombinaison à la jonction	(cm.s^{-1})
Z	Impédance dynamique	($\Omega.\text{cm}^2$)
Rs	Résistance série	($\Omega.\text{cm}^2$)
Rsh	Résistance shunt	($\Omega.\text{cm}^2$)
Rch	Résistance de charge	($\Omega.\text{cm}^2$)

INTRODUCTION GENERALE

De nos jours, l'homme a de nombreuses sources d'énergie à sa disposition sur la terre. Les plus utilisées sont les énergies fossiles (charbon, pétrole, gaz) qui sont non renouvelables et issues d'un long processus de transformation de la matière organique. Cependant, pour différentes raisons, il s'avère que ces énergies ne peuvent plus être utilisées. Tout d'abord, les réserves d'énergie fossiles commencent à s'amoinrir. Ensuite en raison de la très forte demande en provenance des pays en voie de développement comme la Chine et l'Inde pour ne citer qu'eux, les prix de ces énergies ne cessent d'augmenter en les rendant inabordables pour certaines personnes. Et puis, lors de leur utilisation, ces énergies émettent une grande quantité de gaz à effet de serre qui participe au réchauffement planétaire, devenu un problème grandissant pour la terre et les êtres vivants. De nombreuses énergies non polluantes ou renouvelables, abondantes partout à la surface du globe pourraient pourtant être utilisées par l'homme. En effet, on distingue l'énergie éolienne, l'énergie nucléaire, l'énergie hydroélectrique et l'énergie solaire. Mais l'énergie éolienne n'est pas très rentable au sens qu'elle ne permet pas de produire beaucoup d'énergie par unité de surface. L'énergie nucléaire, même si elle a un fort rendement, produit des déchets très polluants et peu dégradables. De plus, elle fait peur en raison de graves accidents qu'elle peut produire. L'énergie solaire est disponible partout à la surface du globe et a un bon rendement grâce à la technologie actuelle. Elle est de plus facile à exploiter. Elle semble être l'énergie la plus prometteuse pour l'avenir. L'énergie solaire photovoltaïque est l'une de ces sources non polluantes et disponibles. C'est pour ces raisons qu'elle est l'une des principales sources d'énergies renouvelables actuellement utilisée dans le monde. Une pile photovoltaïque ou photopile est un dispositif optoélectronique à semi-conducteur qui transforme directement la lumière du soleil en énergie électrique. En effet, le fonctionnement photovoltaïque repose sur le principe de l'effet photoélectrique : sous l'effet de la lumière, un matériau semi-conducteur peut libérer des électrons et créer un courant électrique continu. Parmi les matériaux pouvant réaliser cette conversion énergétique, le silicium présente le meilleur rendement et une grande disponibilité sur terre. C'est pourquoi il constitue aujourd'hui

le matériau de base dans la fabrication des cellules. Il peut se présenter sous trois formes que sont le silicium monocristallin, le silicium poly cristallin et la forme amorphe avec des rendements respectifs de 13 à 15%, 11 à 13% et 4 à 6%.

À côté de ces nombreux avantages, le Soleil présente des propriétés qui ne sont pas très favorables au bon fonctionnement de la photopile. En effet, il émet en permanence des rayonnements électromagnétiques, ainsi que des particules ou des corpuscules constituant le vent solaire. Il s'agit essentiellement d'électrons et d'ions positifs (cations). Les radiations de ces particules chargées et hautement énergétiques sont capables de modifier les paramètres phénoménologiques et macroscopiques des cellules solaires, c'est pourquoi il est important de connaître l'environnement spatial dans lequel elles évoluent. Quand il y a absorption des particules ionisantes, la concentration en paire électron-trou au sein de la cellule est modifiée et le fonctionnement de la cellule solaire est fortement modifié. Ainsi, différentes techniques de caractérisation (J. W. Orton et al, 1990 ; Sissoko et al, 1996 ; D.L. Bätzner et al, 2001) ont été mises en œuvre pour évaluer les effets de différentes imperfections (impuretés non contrôlées, dislocations, joints de grain...) sur la photopile pour un contrôle de qualité ce qui permet d'améliorer certaines étapes de la fabrication pour conduire un meilleur rendement de la photopile.

En effet, la qualité de la photopile est étroitement liée à ses paramètres électroniques.

Les rendements modestes obtenus par ces photopiles ainsi que les coûts de productions élevés en limitent l'utilisation à grande échelle. Lorsque la photopile est éclairée, il y a création de paires électron-trous qui sont séparées par un champ électrique intense dans la zone de charge d'espace pour être collectés par un circuit extérieur [1]. Les photopiles solaires ont connu différents progrès technologiques. On est d'abord parti des photopiles conventionnelles, c'est-à-dire les photopiles monofaciales au silicium monocristallin et polycristallin [2]. Après cela, les photopiles bifaciales au silicium monocristallin et polycristallin ont été mises en œuvre [3,4]. On est parvenu finalement à avoir de nouvelles technologies de photopiles : ce sont les photopiles à champ arrière ou Back Surface Field (B.S.F.) [5, 6,7], les photopiles à jonction verticale, les photopiles à concentration, les multi jonctions, les organiques et les couches minces. L'effet B.S.F. est une technique utilisée d'abord sur les cellules

conventionnelles à une face avant d'être appliquée aux bifaciales. L'amélioration de la performance des photopiles passe par le contrôle de leur qualité au cours des différentes phases de fabrication. La qualité de la photopile étant étroitement liée à ses paramètres électroniques [8] et électriques [9], différentes techniques de caractérisation ont été élaborées dans le but d'améliorer les performances de la photopile. Ces techniques de caractérisation sont basées sur la mesure des effets optiques et électriques des imperfections contenues dans la photopile maintenue en régime statique ou en régime dynamique :

- Les techniques de caractérisation en régime statique [10,11, 12]

Le signal incident utilisé est suivant :

- une excitation optique monochromatique ou polychromatique
- un bombardement par faisceau d'électrons
- une excitation électrique

- les techniques de caractérisation en régime dynamique [13, 14,15]

Le régime dynamique se subdivise en dynamique fréquentielle et en dynamique transitoire.

- le régime dynamique fréquentiel [16, 17,18]

Les réponses enregistrées dépendent de la nature du signal incident. S'il est électrique et périodique de pulsation ω , on mesure dans ce cas l'impédance $Z(\omega)$, la capacitance $C(\omega)$ et la conductance (ω). Par contre, si le signal incident est optique et périodique de pulsation ω , on mesure la phototension alternative $V_{ph}(\omega)$ et le photocourant $I_{ph}(\omega)$.

- le régime dynamique transitoire [19]

On mesure le courant de court-circuit $I_{cc}(t)$, la tension $V_{co}(t)$, la photoconductivité et la photoluminescence selon le type d'excitation employé :

Le courant de court-circuit $I_{cc}(t)$ est mesuré lorsque l'excitation est :

- un faisceau d'électrons avec la méthode EBIC (Courant induit par faisceau d'électrons)
- un signal électrique avec la méthode ESCCD (Décroissance du courant électrique de court-circuit)

- un signal optique avec les méthodes OBIC (Courant induit par faisceau optique); ODLTS (Spectroscopie optique d'un niveau transitoire interne)
- un signal électromagnétique

La tension de circuit ouvert $V_{co}(t)$ est obtenue par :

- excitation électrique avec la méthode E-DLTS (Spectroscopie électrique d'un niveau transitoire interne)
- excitation optique avec les méthodes PVD (Décroissance de la phototension), SPV (Phototension surfacique).

La photoconductivité est obtenue par une excitation d'onde micrométrique de l'échantillon massif. La photoluminescence est observée sur des matériaux semi-conducteurs photoémetteurs.

Le travail de cette thèse présente au premier chapitre, une étude bibliographique sur les effets du champ magnétique et de l'irradiation sur les paramètres électriques et des vitesses de recombinaisons d'une photopile.

Au deuxième chapitre, une étude théorique de la base de la photopile monofaciale sous éclairage monochromatique en modulation de fréquence, sous l'effet d'un champ magnétique constant et en présence d'irradiation, est faite sur la densité des porteurs minoritaires de charges.

Au troisième chapitre, nous faisons une étude sur les paramètres électriques de la photopile monofaciale lorsqu'elle est sous éclairage monochromatique en modulation de fréquence et sous l'effet d'un champ magnétique constant en présence de l'énergie d'irradiation. La méthode de la spectroscopie d'impédance qui caractérise les propriétés électriques intrinsèques des matériaux et leurs interfaces est utilisée pour extraire certains paramètres électriques et pour décrire le caractère capacitif et/ou inductif de la photopile.

Au quatrième chapitre, nous faisons une étude sur la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction sous irradiation en modulation de fréquence de la photopile monofaciale lorsqu'elle est éclairée par une lumière monochromatique. Dans cette partie, une comparaison des différents modèles électriques proposés pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation est faite.

Et enfin de cette étude, nous présentons une conclusion puis dégageons quelques perspectives pouvant servir à la poursuite de la recherche.

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Introduction

La conversion photovoltaïque est assurée par une photopile solaire dont le rendement de conversion dépend de la nature et de la structure du semi-conducteur, de sa technique de fabrication et du fonctionnement. Vu le faible rendement de ces photopiles, les chercheurs se sont investis dans différents travaux de recherches en proposant plusieurs techniques de caractérisations du matériau semi-conducteur et en particulier sur la conception des cellules solaires. Parmi les paramètres les plus importants dans les différentes techniques de caractérisation, on peut en citer : le coefficient de diffusion D^* [20], le taux global de génération des porteurs G [21], la durée de vie des porteurs τ , la longueur de diffusion des porteurs L et les vitesses de recombinaison (à la jonction S_f , en face arrière S_b) [22]. En effet, dans ce chapitre nous présenterons tout d'abord quelques travaux importants relatifs aux méthodes de déterminations des vitesses de recombinaisons intrinsèques à la jonction et à la face arrière d'une cellule solaire. Ensuite, une étude sur les diagrammes de Bode et de Nyquist des vitesses de recombinaison et sur la caractéristique courant-tension sera présentée. Pour finir, les influences du champ magnétique et de l'irradiation sur les paramètres électriques ont été mises en exergue.

I.1 1D Modeling of bifacial silicon solar cell under frequency modulation monochromatic illumination: Determination of the equivalent electrical circuit related to the surface recombination velocity [23]

(Étude à une dimension d'une photopile bifaciale au silicium sous éclairage monochromatique en modulation de fréquence : Détermination de circuits électriques équivalents de la vitesse de recombinaison)

Dans cet article, les auteurs présentent la détermination des circuits électriques équivalents associés à la vitesse de recombinaison pour une photopile bifaciale au silicium qui est sous éclairage monochromatique et en modulation de fréquence. Cette détermination est basée sur les diagrammes de BODE et NYQUIST qui sont des variations de la phase, du module de la surface arrière et de la vitesse de

recombinaison intrinsèque à la jonction. Leurs dépendances sur l'éclairage et la longueur d'onde sont également indiquées.

Pour ce faire, les auteurs ont considéré une cellule solaire n + - p - p + au silicium poly cristallin avec le champ de surface arrière.

Dans l'étude de la cellule, ils négligent la contribution de l'émetteur et envisagent une base quasi - neutre. Lorsque la cellule solaire est éclairée en modulation de fréquence, l'excès des porteurs minoritaires générés à la base de la cellule solaire obéit à l'équation de continuité suivante :

$$\frac{\partial \delta_3(x)}{\partial x^2} - \frac{\delta_3(x)}{L_\omega^2} = -\frac{g_3(x)}{D} \quad (\text{I-1})$$

Où $\delta_3(x)$ représente la densité des porteurs minoritaires de charges et $g_3(x)$ le taux de génération des porteurs.

Le taux de génération est donné pour un éclairement simultané par la relation

$$g_3(x) = \alpha \cdot I_0 \cdot (1 - R) (e^{-\alpha \cdot x} + e^{-\alpha(H-x)}) \quad (\text{I-2})$$

Où α représente le coefficient d'absorption à la longueur d'onde λ , I_0 est le flux de la lumière incidente, R est le coefficient de réflexion et H est la profondeur dans la base.

La longueur de diffusion complexe est aussi définie par :

$$\frac{1}{L_\omega^2} = \frac{1+j\omega\tau}{L^2} \quad (\text{I-3})$$

En résolvant la relation (I-1) ils obtiennent :

$$\delta_3(x) = \left[A_3 \cdot \cosh\left(\frac{x}{L_\omega}\right) + B_3 \cdot \sinh\left(\frac{x}{L_\omega}\right) - \frac{\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L_\omega^2}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L_\omega^2 - 1)} \cdot (e^{-\alpha \cdot x} + e^{-\alpha(H-x)}) \right] \quad (\text{I-4})$$

Où les coefficients A_3 et B_3 sont déterminés à partir des conditions aux limites :

$$\text{A la jonction de la photopile : } \left. \frac{\partial \delta_3(x)}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{Sf_3}{D} \cdot \delta_3(x) \Big|_{x=0} \quad (\text{I-5})$$

$$\text{A la face arrière de la photopile : } \left. \frac{\partial \delta_3(x)}{\partial x} \right|_{x=H} = -\frac{Sb_3}{D} \cdot \delta_3(x) \Big|_{x=H} \quad (\text{I-6})$$

A partir de la densité des porteurs minoritaires, ils en déduisent la densité de photocourant selon la relation:

$$J_3(\omega, \lambda, Sf_3, Sb_3) = q \cdot D \cdot \left. \frac{\partial \delta_3(x, \omega, \lambda, Sf_3, Sb_3)}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (\text{I-7})$$

De cette expression de la densité de photocourant, ils en tirent la vitesse de recombinaison à la face arrière selon la relation :

$$\frac{\partial J_3(\omega, \lambda, S f_3, S b_3)}{\partial S f_3} \quad (\text{I-8})$$

Ils représentent enfin les diagrammes de BODE et de NYQUIST de la vitesse de recombinaison à la face arrière ainsi que le circuit électrique équivalent.

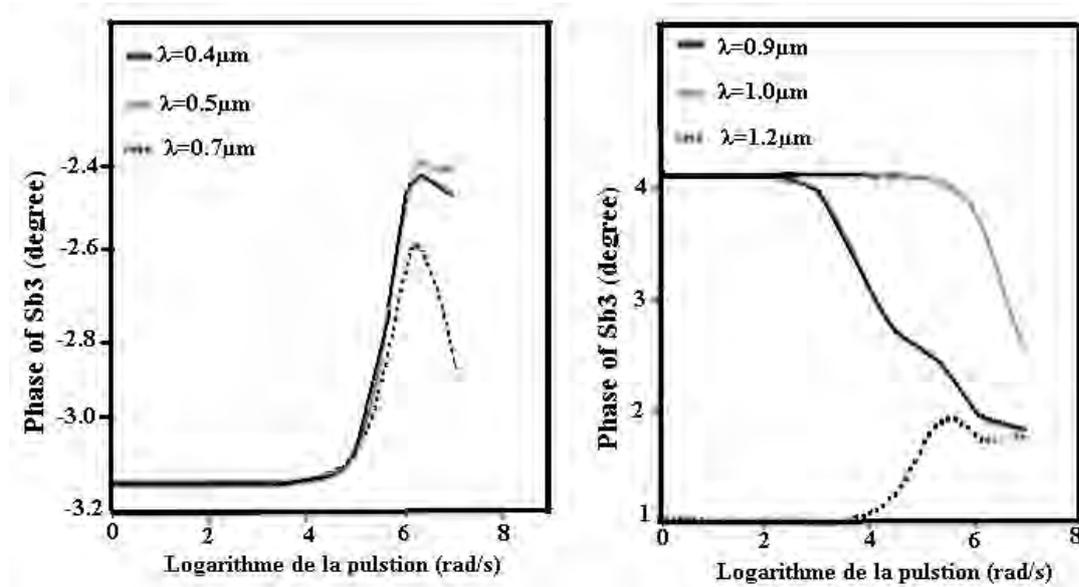


Figure 1: Phase de la vitesse de recombinaison arrière en fonction du logarithme de la pulsation.

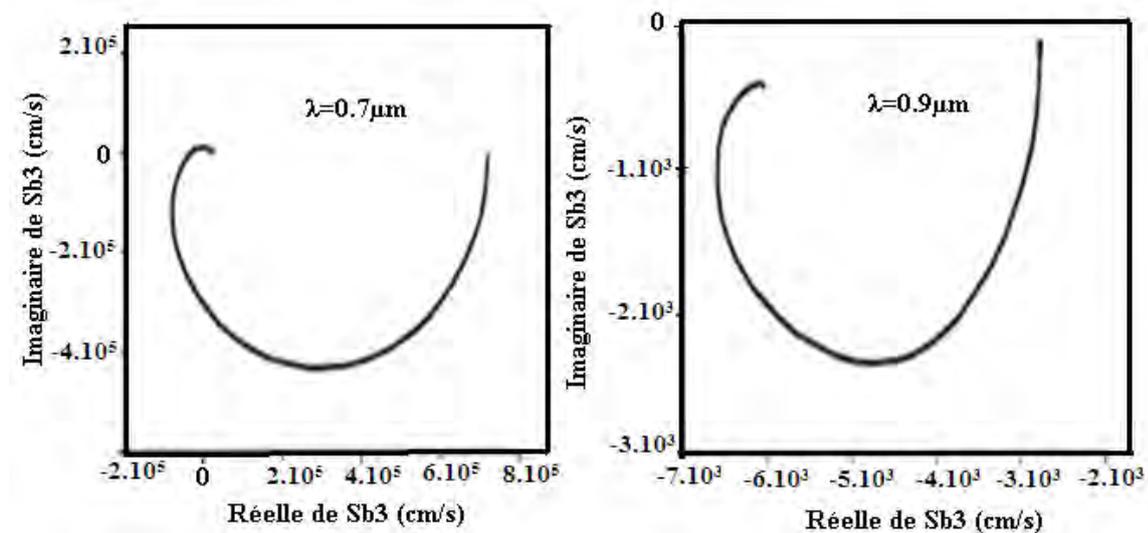


Figure 2: Représentation de NYQUIST de la vitesse de recombinaison arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

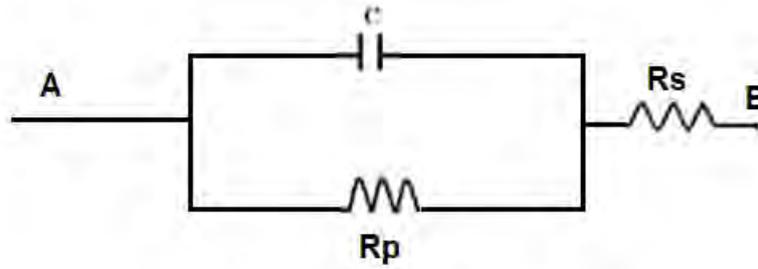


Figure 3: Circuit électrique équivalent pour la vitesse de recombinaison arrière.

I.2 Mathematical Model for Photovoltaic Cells. [24]

(Modèle mathématique d'une cellule solaire.)

Dans cet article, les auteurs ont fait une étude sur les caractéristiques (I-V) et (P-V) en fonction de différentes conditions de fonctionnement. C'est pourquoi un modèle mathématique d'une simple diode a été mis en œuvre en utilisant un script MATLAB. Les caractéristiques de sortie de la cellule PV dépendent des conditions environnementales. Dans le présent document, les valeurs numériques des paramètres du circuit équivalent sont générées par le programme. En outre, la dépendance des cellules aux paramètres électriques est analysée sous l'influence de différents niveaux d'éclairage et de température.

Pour cela, les auteurs ont considéré :

- Une cellule solaire idéale à une seule diode connectée en parallèle avec une source de courant de lumière générée (FigI-4a) : Son courant de sortie est donné par :

$$I = I_{ph} - I_s \cdot \left[\exp\left(\frac{V}{n \cdot V_T}\right) - 1 \right] \quad (\text{I-9})$$

- Une cellule solaire non idéale obtenue avec l'ajout d'une résistance série (figure I-4b):

$$I = I_{ph} - I_s \cdot \left[\exp\left(\frac{V + R_s \cdot I}{n \cdot V_T}\right) - 1 \right] \quad (\text{I-10})$$

Avec : I_s courant de saturation de la cellule à l'obscurité, tension thermique :

$V_T = KT_C / q$, constante de Boltzmann : $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J / K}$, T_c : température de la cellule de travail, charge de l'électron $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, facteur d'idéalité $n = 1,1$ et R_S est la résistance série.

- Une cellule solaire non idéale obtenue avec l'ajout d'une résistance série et d'une résistance parallèle (FigI-4.c) :

$$I = I_{ph} - I_s \cdot \left[\exp \left(\frac{V + R_S \cdot I}{n \cdot V_T} \right) - 1 \right] - \frac{V + R_S \cdot I}{R_{Sh}} \quad (\text{I-11})$$

Les circuits équivalents à ces trois modèles sont :

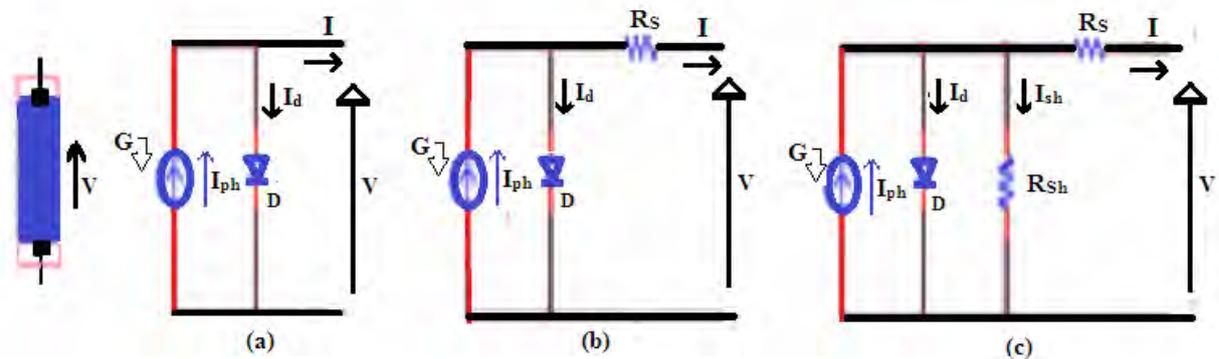


Figure 4: Modèle des circuits pour la cellule PV (a) Idéale, (b) avec résistance série R_s , (c) avec la résistance série et parallèle R_s et R_{sh} .

Le photocourant dépend principalement de l'ensoleillement et de la température de travail de la cellule, qui est décrite comme :

$$I_{ph} = [I_{cc} + K_l \cdot (T_c - T_{ref})] \cdot \frac{G}{G_{ref}} \quad (\text{I-12})$$

Où: I_{cc} est le courant de court-circuit, G_{ref} est l'insolation de référence (W/m^2), T_{ref} est la température de référence de la cellule, K_l est le coefficient de court-circuit à la température actuelle de la cellule et G est l'insolation en W/m^2 .

D'autre part, le courant de saturation de la cellule varie en fonction de la température de la cellule, qui est décrite comme suit:

$$I_s = I_{RS} \cdot \left(\frac{T_c}{T_{ref}} \right)^3 \cdot \exp \left[\frac{q \cdot E_g}{n \cdot K} \cdot \left(\frac{1}{T_{ref}} - \frac{1}{T_c} \right) \right] \quad (\text{I-13})$$

Avec
$$I_{RS} = \frac{I_{cc}}{\exp \left(\frac{q \cdot V_{cc0}}{n \cdot K \cdot T_c} \right) - 1} \quad (\text{I-14})$$

I_{RS} est le courant de saturation inverse de la cellule à une température de référence et un rayonnement solaire et E_g est l'énergie de gap.

L'autre paramètre important élucidé dans cet article est le facteur de forme (FF) qui est donné par la relation :

$$FF = \frac{P_{max}}{I_{cc} \cdot V_{co}} \quad (\text{I-15})$$

La réduction des taux de remplissage (FF) correspondant à la résistance série totale est donnée par:

$$\Delta FF = -\frac{I_{cc}}{V_{co}} \cdot R_s \cdot FF_{ideal} \quad (\text{I-16})$$

Où $FF_{ideal} = 0.824$

Avec ces données importantes ci-dessus les auteurs ont utilisé le logiciel MATLAB afin de représenter toutes les caractéristiques (I-V, P-V, Résistances série et shunt...etc) en fonction de l'illumination et de la température.

I.3 Pv module dynamique impedance and its voltage and frequency dependencies. [25]

(Détermination des paramètres électriques d'un module photovoltaïque par la méthode de la spectroscopie d'impédance)

L'étude de cet article est faite sur un module photovoltaïque (PV) pour la détermination des paramètres électriques que sont les résistances série, shunt et dynamique avec la méthode de la spectroscopie d'impédance. Pour ce faire, les auteurs utilisent des signaux sinusoïdaux ou carrés, en polarisation inverse ou directe, dans l'intervalle de fréquence de 1 à 60KHz. Le circuit électrique de base utilisé pour le module photovoltaïque est :

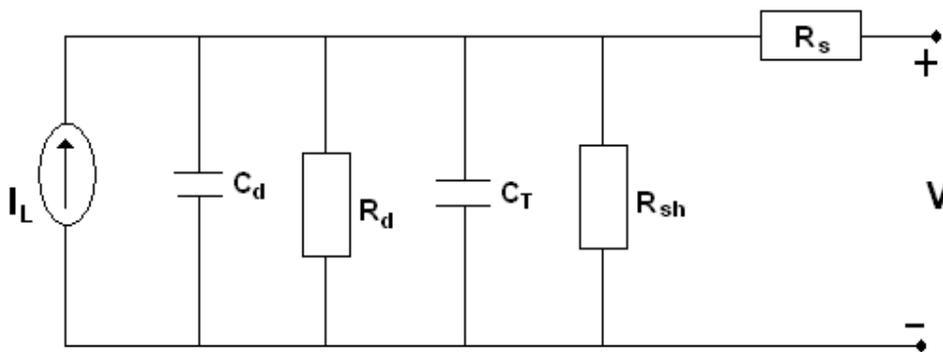


Figure 5: Circuit électrique équivalent du module PV

Où I_L est le photocourant ; R_s , R_{sh} et R_d sont les résistances série, shunt et dynamique respectivement ; C_D et C_T désignent respectivement les capacités de diffusion et de transition ; V est la tension de service.

La mesure de l'impédance dynamique, à l'obscurité pour différentes tensions appliquées, est représentée dans le plan complexe. Les courbes obtenues sont sous

forme de demi-cercles de diamètres variables en fonction de la tension (de faibles tensions donnent de larges diamètres). L'expression de l'impédance du module PV présente une composante résistive et une autre réactive de la forme $R_{pv} + jX_{pv}$. L'impédance est donnée par:

$$Z_{pv} = R_{pv} + jX_{pv} \quad (\text{I-17})$$

Avec

$$R_{pv} = R_s + \frac{R_p}{(1 + (\omega \cdot R_p \cdot C_p)^2)} \quad (\text{I-18})$$

$$X_{pv} = - \frac{R_p^2 \cdot \omega \cdot C_p}{(1 + (\omega \cdot R_p \cdot C_p)^2)} \quad (\text{I-19})$$

Où $R_p = \frac{R_d \cdot R_{sh}}{R_d + R_{sh}}$ est la résistance parallèle ; $C_p = C_D + C_T$ la capacité équivalente.

Deux conditions sont utilisées pour déterminer les différents paramètres électriques :

a°) Polarisation directe sous obscurité.

La résistance de la diode diminue lorsque la conduction (ou la tension) augmente ; la résistance parallèle R_p se réduit à la résistance R_d et la capacité C_D est plus grande que celle C_T . A basse fréquence ($\omega \rightarrow 0$), la réactance de l'impédance est nulle : ce qui correspond à la valeur $R_s + R_p$ et qu'à haute fréquence on trouve la résistance série.

b°) polarisation inverse sous obscurité.

La résistance dynamique est très élevée devant la résistance shunt d'où R_p est égale à R_{sh} et la capacité C_T plus grand que C_D . La partie imaginaire de l'impédance est nulle lorsque la fréquence est égale à zéro ; ce qui permet de trouver le diamètre du demi-cercle ($R_s + R_{sh}$) et quand la fréquence tend vers l'infini, la résistance série est trouvée. Ces résultats obtenus peuvent être vérifiés à partir de l'équation d'un cercle de la forme :

$$\left[R_{pv} - \frac{R_s + R_p}{2} \right]^2 + X_{pv}^2 = \left(\frac{R_p - R_s}{2} \right)^2 \quad (\text{I-20})$$

L'étude de l'impédance du module PV montre que celle-ci diminue lorsque la fréquence augmente et que sa phase est négative.

1.4 Reconstitution de la caractéristique I – V et détermination de la puissance d’un système photovoltaïque. [26]

Dans cet article, le modèle de la cellule solaire à une exponentielle est utilisé pour permettre la reconstitution de la caractéristique I -V et l’estimation de la puissance fournie par un générateur photovoltaïque constitué de cellules solaires au silicium monocristallin. La reconstruction de la caractéristique courant - tension est obtenue par la méthode des trois points (courant de court-circuit, tension en circuit ouvert, puissance maximale) qui sont fournis par le constructeur. L’estimation des paramètres (courant de saturation, résistance série, courant photonique) a été établie en négligeant la résistance parallèle et en considérant le facteur d’idéalité d’une diode idéale. Les expressions de la puissance en fonction du courant et en fonction de la tension ont été établies en négligeant la résistance parallèle. L’expression de la puissance en fonction de la tension a nécessité l’introduction de la fonction W de Lambert. Les courbes caractéristiques I -V et de puissance en fonction du courant et de la tension ont été déduites et graphiquement représentées permettant d’estimer la puissance délivrée par le générateur photovoltaïque dans les conditions de son fonctionnement.

Les courbes caractéristiques I-V et de puissance en fonction du courant et de la tension ont été reconstituées et graphiquement représentées.

Un programme a été établi pour permettre d’estimer la puissance délivrée par le panneau solaire en fonction de ses caractéristiques, de l’état de l’environnement et de son emplacement.

- Modèle de la cellule photovoltaïque

Il existe deux modèles de la cellule photovoltaïque qui sont communément utilisés: le modèle à une exponentielle et le modèle à deux exponentielles. Dans cette étude, on considèrera le modèle à une exponentielle.

La figure 6 présente le schéma électrique équivalent de la cellule solaire photovoltaïque conformément au modèle à une exponentielle. Ce modèle comporte:

- Un générateur de courant délivrant un photocourant généré par la lumière dans la cellule. Le photocourant qui est proportionnel à la quantité de lumière et à la surface de la cellule.

- Une diode, représentant la jonction P–N dans le silicium. Cette jonction induit une barrière de potentiel, laquelle absorbe un courant I_D

- Une résistance parallèle, et une résistance série qui représente les pertes ohmiques dans la cellule.

Le courant est celui qui est réellement fourni par la cellule solaire pour alimenter une charge sous la tension.

- Expression de la caractéristique I-V

En appliquant les lois de Kirchhoff au schéma équivalent de la figure .6, le courant I débité par la cellule est la somme algébrique de trois courants:

$$I = I_L - I_D - I_P \quad (I-52)$$

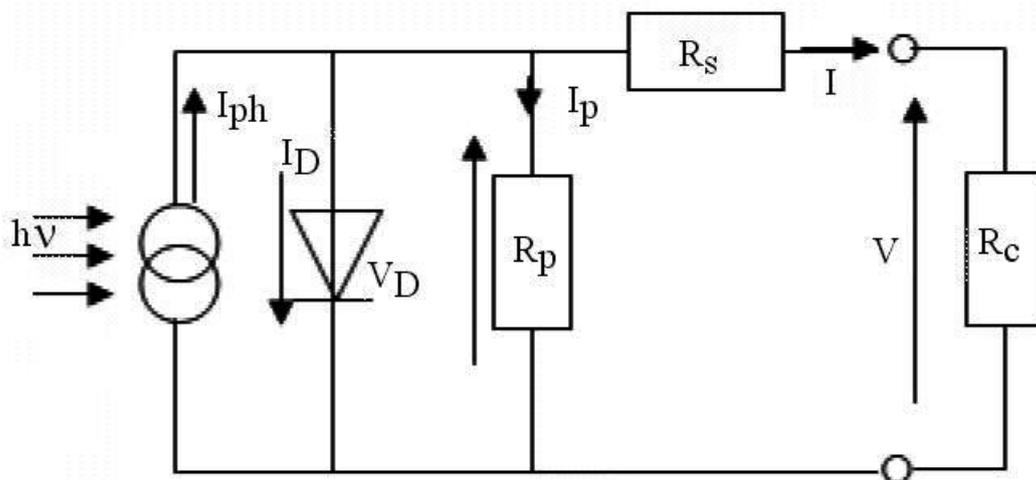


Figure 6: Schéma équivalent de la cellule solaire

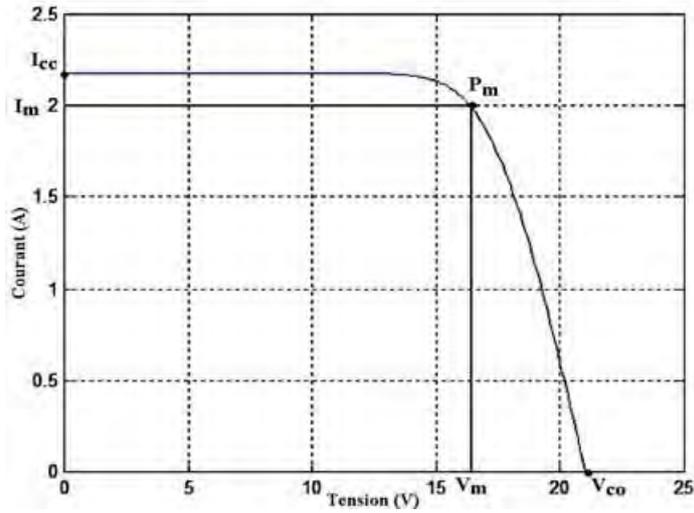


Figure 7: Caractéristique I- V en conditions standards

La figure 8 représente des courbes caractéristiques du panneau solaire utilisé en variant le courant I_L qui dépend directement de l'éclairement reçu par la cellule et de la température de la cellule.

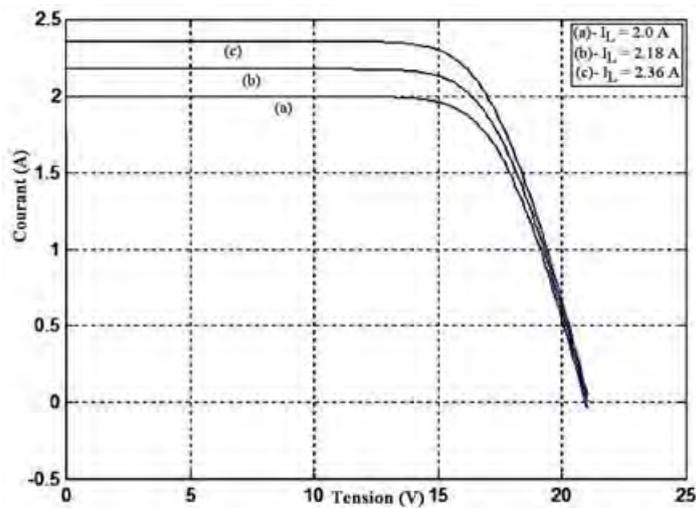


Figure 8: Caractéristiques I-V paramétrées par I_L

Une représentation graphique de la puissance P en fonction du courant I paramétré par le courant I_L photonique est donnée à la figure suivante.

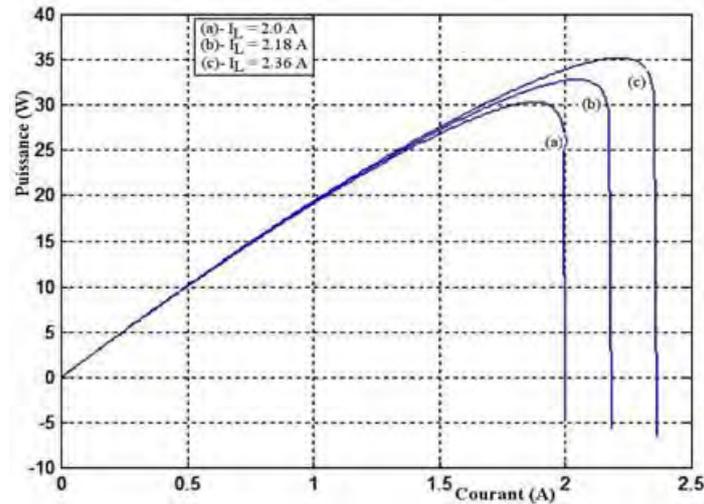


Figure 9: Puissance en fonction du courant $P = f(I)$ pour diverses valeurs de I_L

1.5 Electric equivalent models of intrinsic recombination velocities of a bifacial silicon solar cell under frequency modulation and magnetic field effect. [27]

(Modèles électriques équivalents des vitesses de recombinaison intrinsèques d'une photopile bifaciale au silicium en modulation de fréquence et en présence de champ magnétique)

Les auteurs présentent dans cet article une étude théorique des porteurs de charge photogénérés dans la base d'une photopile $n^+ - p - p^+$ au silicium cristallin d'une cellule solaire sous champs magnétiques externes et avec modulation de fréquence. En résolvant l'équation de la densité des porteurs de charge, la dépendance du coefficient de diffusion avec la modulation de fréquence et le champ magnétique est étudiée. Ainsi, les auteurs proposent l'expression donnant le coefficient de diffusion en fonction du champ magnétique et de la modulation de fréquence.

$$D_n^* = \frac{D_n \left[\left(1 + \tau_n^2 (\omega_c^2 + \omega^2) \right) + i \omega \tau_n \left(\tau_n^2 (\omega_c^2 - \omega^2) - 1 \right) \right]}{\left(1 + \tau_n^2 (\omega_c^2 + \omega^2) \right)^2 + 4 \omega^2 \tau_n^2} \quad \text{(I-53)}$$

Avec

$$\omega_c = q \frac{B}{m_n} \quad \text{(I-54)}$$

ω_c représente la fréquence de coupure, q la charge élémentaire d'un électron, B le champ magnétique et m_n la masse effective de l'électron supposé au repos.

Le coefficient de diffusion qui caractérise la diffusion des porteurs minoritaires dans base de la cellule solaire, est représentée à 3 dimensions avec la modulation de fréquence et l'intensité du champ magnétique sur la figure 10 :

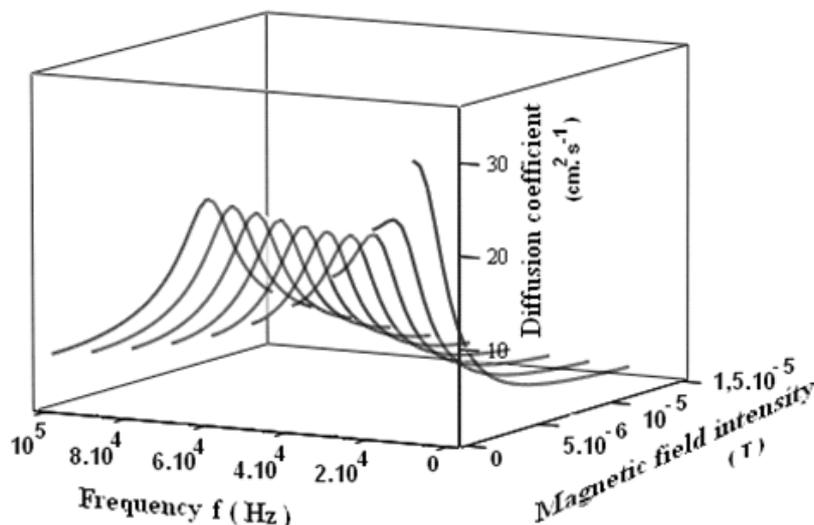


Figure 10: Module du coefficient de diffusion en fonction de la modulation de fréquence f et de l'intensité du champ magnétique B .

Ils observent sur cette figure que le module du coefficient de diffusion diminue à la fois avec les augmentations de la modulation de fréquence et de l'intensité du champ magnétique. Pour des valeurs données du champ magnétique et de la modulation de fréquence, ils observent que le coefficient de diffusion augmente légèrement et présente un pic de résonance. La modulation de fréquence qui correspond au pic du coefficient de diffusion est appelée fréquence de résonance. La réduction du coefficient de diffusion avec l'augmentation des valeurs du champ magnétique et de la modulation de fréquence, modifie les propriétés intrinsèques de la cellule solaire en les endommageant. Cette situation affectera par exemple la densité de photocourant, la vitesse de recombinaison intrinsèque aux interfaces de la cellule solaire.

1.6 Etude en modélisation à 3-d d'une photopile au silicium en régime statique placée dans un champ magnétique et sous éclairage multispectral : Détermination des paramètres électriques. [28]

Dans cet article, les auteurs ont présenté une étude en modélisation à trois dimensions d'une photopile au silicium en régime statique placée dans un champ magnétique et

sous éclairage multispectral. L'influence du champ magnétique sur les paramètres électroniques est analysée. Ainsi, ils proposent une expression du coefficient de diffusion et de la longueur de diffusion en fonction du champ magnétique B en traçant également leurs profils en fonction de B.

D^* représente le coefficient de diffusion, il est fonction du champ magnétique B et son expression est donnée par l'équation (I-55) et son profil est représenté sur la figure 11

$$D^* = \frac{D}{1 + (\mu B)^2} \quad (\text{I-55})$$

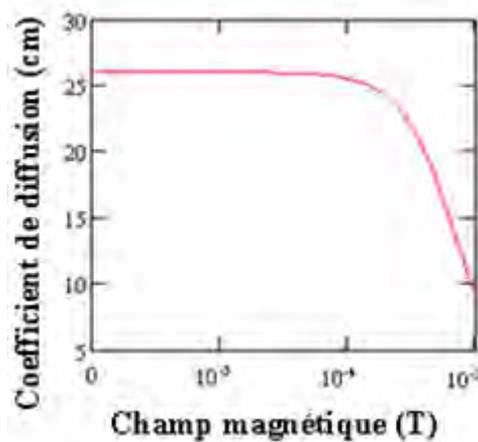


Figure 11: Coefficient de diffusion D^* en fonction du champ magnétique B
La relation entre L^* et D^* est donnée par l'équation suivante :

$$L^* = \sqrt{\tau D^*} \quad (\text{I-56})$$

L^* représente la longueur de diffusion. Elle dépend non seulement du champ magnétique B, mais aussi de la durée de vie τ des porteurs de charges photogénérés. À partir de son expression qui est donnée par l'équation de Boltzmann, les auteurs ont tracé son profil en fonction du champ magnétique B et pour différentes valeurs de la durée de vie τ des porteurs de charges sur la figure 12

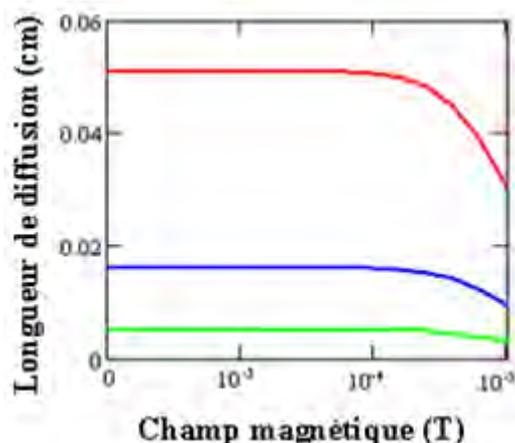


Figure 12: Longueur de diffusion L^* en fonction du champ magnétique B pour différentes valeurs de la durée de vie τ des porteurs photogénérés.

L'analyse des figures (11) et (12) montre que pour des valeurs du champ magnétique inférieures à 7.10^{-5} T les courbes sont peu sensibles à l'influence du champ magnétique B . Alors que lorsque le champ magnétique augmente ($> 10^{-4}$ T), le coefficient de diffusion décroît et la longueur de diffusion par conséquent décroît également quelle que soit la valeur de la durée de vie. Cependant, les auteurs remarquent que lorsque la durée de vie augmente, la longueur de diffusion aussi augmente.

I.7 Silicon solar cell under back side illumination: Effect of magnetic field [29]

(Etude théorique d'une photopile en régime statique sous éclairage latéral: Effet du champ magnétique)

Dans cet article, une étude théorique, en régime statique d'une cellule solaire bifaciale sous éclairage latéral et sous l'influence d'un champ magnétique, est présentée dans un modèle à une dimension. Une analyse des effets du champ magnétique de la densité des porteurs minoritaires, le photocourant, la tension photoélectrique, la capacité, la densité de photocourant de court-circuit, la tension photoélectrique en circuit ouvert, ont été mis en exergue.

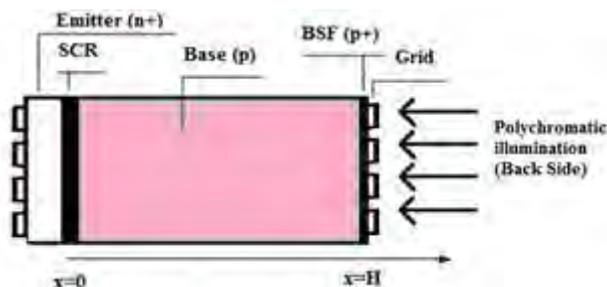


Figure 13: Schéma d'une photopile bifaciale en présence de champ magnétique.

Lorsque la cellule solaire est éclairée, différents phénomènes ont lieu dans la base. Il s'agit de la génération, la recombinaison et la diffusion des porteurs minoritaires en excès. Tous ces procédés peuvent être représentés par l'équation de continuité suivante.

$$\frac{\partial^2 \delta(x)}{\partial x^2} - \frac{\delta(x)}{L^{*2}} = -\frac{G(x)}{D^*} \quad (\text{I-61})$$

$\delta(x)$ désigne la densité des électrons générés dans la base à l'abscisse x et l'indice α permet de désigner la face par laquelle la photopile est éclairée:

Eclairement par la face avant: $\alpha = 1$

Eclairement par la face arrière: $\alpha = 2$

$D^* = D^*(B, Nb)$ désigne le coefficient de diffusion (qui traduit la plus ou moins bonne capacité du matériau à laisser diffuser les porteurs) des électrons générés dans la base ; il dépend du dopage Nb de la base et du champ magnétique. Il est donné par la relation.

$$D^*(B, Nb) = \frac{D_0}{(1 + \mu^2 \cdot B^2) \sqrt{1 + 81 \cdot \frac{Nb}{Nb + 3,2 \cdot 10^{18}}}} \quad (\text{I-62})$$

Où D_0 est le coefficient de diffusion en l'absence d'un champ magnétique appliqué et du taux de dopage de la base ; μ est la mobilité des porteurs minoritaires photogénérés.

L^* est la longueur de diffusion des porteurs minoritaires en excès (c'est la distance moyenne parcourue par un porteur minoritaire avant de subir une recombinaison). Elle dépend du champ magnétique et du taux de dopage par l'expression suivante :

$$L^*(B, Nb) = \sqrt{D^*(B, Nb) \cdot \tau(Nb)} \quad (\text{I-63})$$

$\tau(Nb)$ désigne la durée de vie moyenne des porteurs minoritaires en excès correspondant au temps moyen que met un porteur minoritaire avant de succomber à une recombinaison, il est donné par :

$$\tau(Nb) = \frac{12}{1 + \frac{Nb}{5 \times 10^{16}}} \quad (\text{I-64})$$

$G_a(x)$ est le taux de génération. Pour un éclairage par la face avant, il a pour expression :

$$G_1(x) = n \cdot \sum_{i=1}^3 a_i \cdot \exp(-b_i \cdot x) \quad (\text{I-65})$$

Avec a_i et b_i sont les valeurs tabulées du rayonnement solaire sous AM1, et n étant le nombre de soleil.

- Solution de l'équation de continuité

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

$$\delta_1(x) = A_1 \cdot \cosh\left(\frac{x}{L^*}\right) + B_1 \cdot \sinh\left(\frac{x}{L^*}\right) - \sum_{i=1}^3 \frac{n \cdot a_i \cdot L^{*2}}{D^* \cdot (b_i \cdot L^{*2} - 1)} \cdot \exp(-b_i \cdot x) \quad (\text{I-66})$$

Où les coefficients A_1 et B_1 sont déterminés à partir des conditions aux limites.

- Conditions aux limites

A la jonction :

$$D^* \cdot \left. \frac{\partial \delta_1(x)}{\partial x} \right|_{x=0} = S f_1 \cdot \delta_1(x) \Big|_{x=0} \quad (\text{I-67})$$

A la face arrière :

$$D^* \cdot \left. \frac{\partial \delta_1(x)}{\partial x} \right|_{x=H} = -S b_1 \cdot \delta_1(x) \Big|_{x=H} \quad (\text{I-68})$$

Où $S f_1$, $S b_1$ sont respectivement les vitesses de recombinaison à la jonction et la face arrière; H l'épaisseur totale de la photopile. La détermination des coefficients A_1 et B_1 permet de déterminer complètement la densité des porteurs minoritaires dans la base.

- Effet du champ magnétique sur le coefficient de diffusion et la longueur de diffusion.

Le profil de la longueur de diffusion en fonction du logarithme de l'intensité du champ magnétique appliqué, est représenté à la figure 14

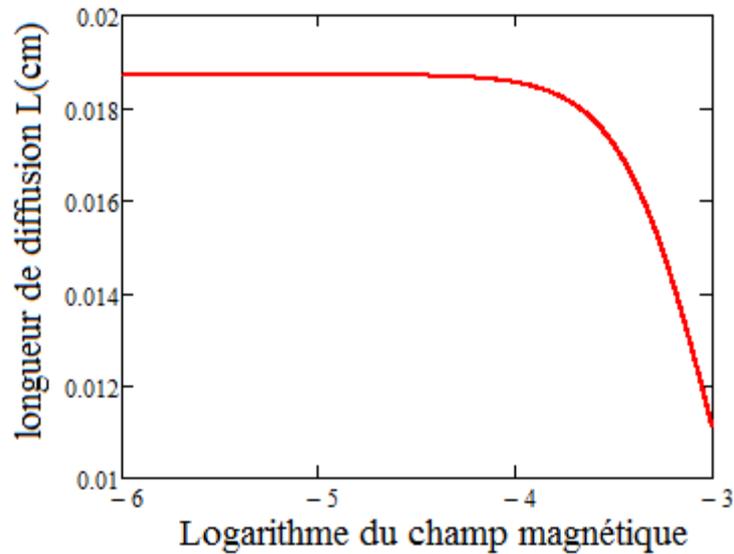


Figure 14: Longueur de diffusion en fonction du logarithme du champ magnétique appliqué.

$$(Nb = 10^{17} \text{ cm}^{-3}; \mu = 1350 \text{ cm}^2 \cdot \text{V} \cdot \text{S}^{-1}; H = 0,03 \text{ cm}; D_0 = 35 \text{ cm}^2 \cdot \text{S}^{-1})$$

Pour les faibles valeurs du champ magnétique, la longueur de diffusion reste constante. Mais quand le champ magnétique devient de plus en plus grand, la longueur de diffusion diminue progressivement. Cela peut être expliqué par l'effet du champ magnétique qui ralentit ou dévie les porteurs minoritaires.

- **Etude de la densité de photocourant**

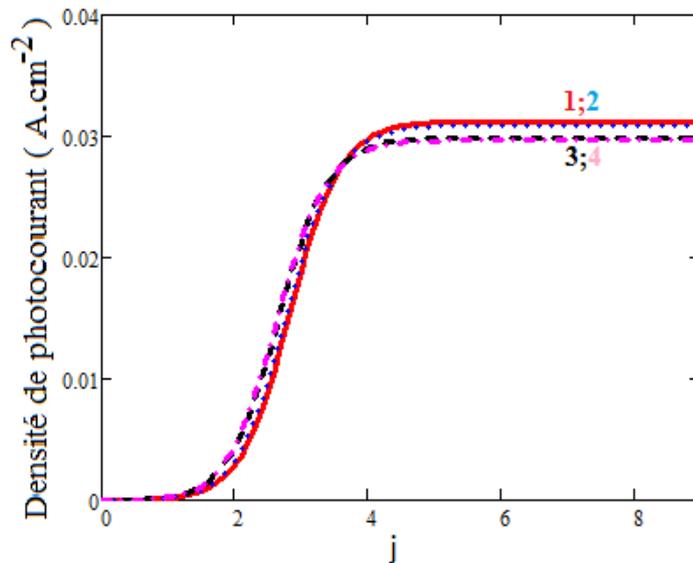
Le photocourant de la photopile, est obtenu par le gradient de porteurs minoritaires à la jonction et est donné par l'expression :

$$J_{ph1} = q \cdot D^* \cdot \left. \frac{\partial \delta_1(x)}{\partial x} \right|_{x=0} \tag{I-69}$$

Où q est la charge élémentaire de l'électron.

- **Profil de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf : Effet du champ magnétique appliqué.**

Le profil de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs du champ magnétique est représenté à la figure 15 :



Vitesse de recombinaison à la jonction $Sf = j \cdot 10^j (\text{cmS}^{-1})$

Figure 15: Densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs B

1°) $B = 0 \text{ T}$; 2°) $B = 4 \cdot 10^{-4} \text{ T}$; 3°) $B = 9 \cdot 10^{-4} \text{ T}$; 4°) $B = 10^{-3} \text{ T}$

Le photocourant croît avec la vitesse de recombinaison à la jonction Sf et présente deux paliers : l'un aux faibles valeurs de Sf et l'autre aux grandes valeurs de Sf. Le premier palier traduit une situation de circuit-ouvert tandis que le second correspond au court-circuit de la photopile.

Nous observons que la densité de photocourant diminue avec le champ magnétique, car il y'a peu de porteurs photogénérés qui arrivent à traverser la jonction à cause de la force magnétique qui les dévie ou les freine en volume et en surface.

- Etude de la phototension

La phototension de la photopile, créée par l'accumulation des porteurs minoritaires de charge photogénérés au voisinage de la jonction, est donnée par la relation de BOLTZMANN :

$$V_{phl} = V_T \cdot \ln\left(1 + \frac{N_b}{2n_i} \cdot \delta_1(x)\right) \Big|_{x=0} \quad (\text{I-70})$$

$$V_T = \frac{K_b \cdot T}{q} \quad (\text{I-71})$$

Où

V_T est la tension thermique ;

n_i est la concentration intrinsèque des porteurs minoritaires ($1,5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$)

K_b est la constante de BOLTZMANN ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{Kg} \cdot \text{S}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$) ; T est la température absolue.

- Profil de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf : Effet du champ magnétique appliqué.

L'allure de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs du champ magnétique, est représentée à la figure 16 :

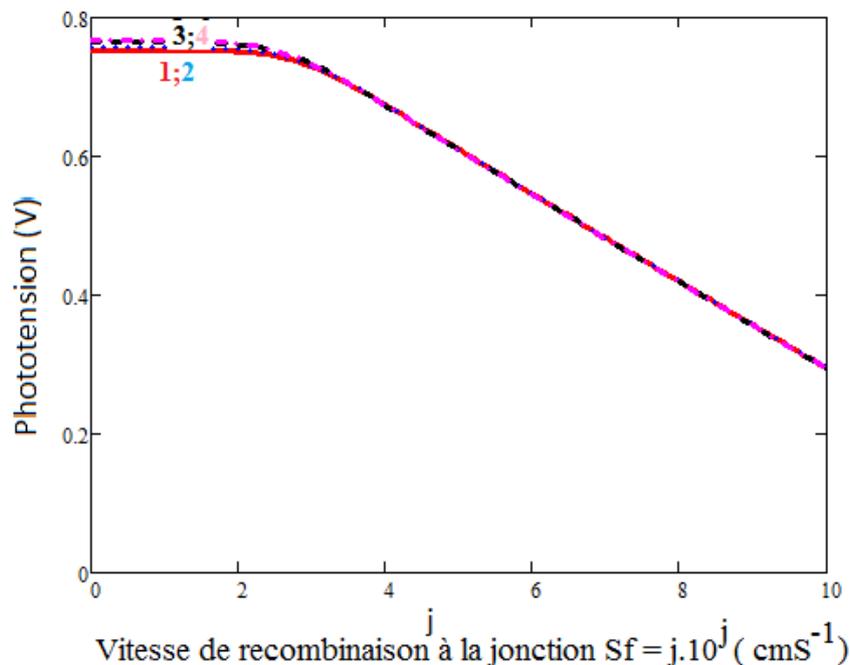


Figure 16: Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs du champ magnétique appliqué.

1°) $B = 0 \text{ T}$; 2°) $B = 4 \cdot 10^{-4} \text{ T}$; 3°) $B = 9 \cdot 10^{-4} \text{ T}$; 4°) $B = 10^{-3} \text{ T}$

Pour les faibles valeurs de Sf, la phototension est constante et maximale, ce qui correspond à une situation de circuit-ouvert : les porteurs minoritaires sont bloqués au voisinage de la jonction. Par contre pour les grandes valeurs de Sf, la phototension diminue parce que les porteurs minoritaires ne sont plus stockés, ils traversent la jonction. Nous notons une légère augmentation de la phototension en fonction du champ magnétique appliqué.

I.8 Effect of irradiation on the transient response of a silicon solar cell [30]

(Effet de l'irradiation sur la réponse d'une cellule solaire au silicium)

Dans cet article les auteurs font une étude théorique d'une cellule solaire sous éclairage multispectral et sous irradiation. Ils présentent la densité des porteurs minoritaires en régime transitoire et la dépendance de la longueur de diffusion avec l'énergie d'irradiation.

Ainsi, l'expression de la longueur de diffusion est donnée par :

$$L(kl, \phi) = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{L_0^2} + kl\phi}} \quad (\text{I-72})$$

et son profil en fonction de l'énergie d'irradiation pour différente valeur du coefficient de dommage est donné sur la figure 17

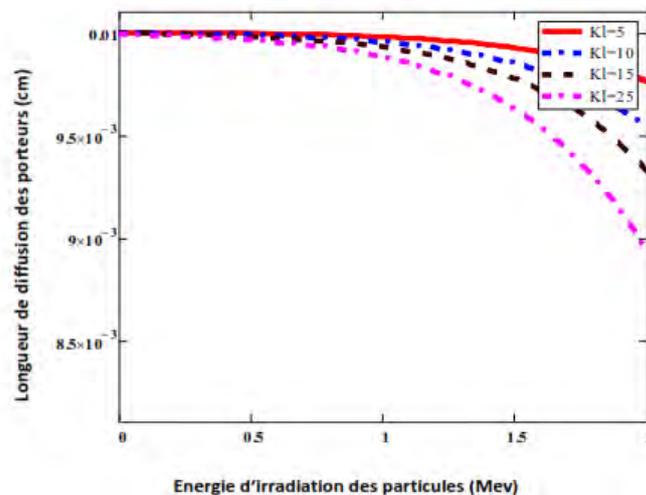


Figure 17: Profil de la variation de la longueur de diffusion en fonction de l'énergie d'irradiation.

La longueur de diffusion diminue avec l'augmentation de l'énergie d'irradiation. La longueur de diffusion diminue aussi avec le coefficient de dommage, mais cette baisse est plus marquée pour de hautes énergies d'irradiation. Puisque la longueur de diffusion est influencée fortement par l'irradiation, il est clair que le comportement de la cellule solaire est aussi influencé par l'irradiation.

Cette étude nous montre que la longueur de diffusion dépend fortement de l'énergie d'irradiation, mais également du coefficient de dommage. L'étude a également montré

que la densité des porteurs minoritaires, la densité de photocourant, la phototension et la capacité sont tous influencées par l'énergie d'irradiation et le coefficient de dommage.

I.9 Theoretical study of the influence of irradiation on a silicon solar cell under multispectral illumination [31]

(Étude théorique de l'influence de l'irradiation sur une cellule solaire au silicium sous l'illumination multi spectrale)

Dans ce document, l'auteur fait une étude théorique de l'influence de l'irradiation d'une photopile au silicium sous éclairage polychromatique. La densité des porteurs est présentée et nous montrons que la longueur de la zone de charge d'espace dépend des paramètres d'irradiation. Nous avons également souligné l'influence de l'irradiation sur les paramètres suivants : la densité de photocourant, la tension en circuit ouvert, le facteur de remplissage, le rendement de conversion, les résistances shunt et série et la capacité de diffusion de la photopile.

- Densité des porteurs minoritaires en excès

Cette étude est basée sur une photopile de type n + p + -p-structure (figure 18). Dans la base p, on a une grande contribution à la conversion des photons, les analyses suivantes seront menées seulement sur cette région. Lorsque la photopile est éclairée avec une lumière multi spectrale, l'équation de continuité par rapport aux excès de porteurs minoritaires (électrons) dans la région de base peut être écrite comme suit:

$$\frac{\partial^2 \delta(x)}{\partial x^2} - \frac{\delta(x)}{L^2} + \frac{G(x)}{D} = 0 \quad (\text{I-73})$$

D étant la constante de diffusion L la longueur de diffusion ;

G (x) est le taux de génération de porteurs et s'écrit sous la forme

$$G(x) = n \sum_{m=1}^3 a_m e^{-b_m x} \quad (\text{I-74})$$

n est lié au niveau de l'illumination: il est le rapport entre la puissance de fonctionnement réelle et la puissance de référence pour AM1.5 (100 mW / cm²), H est

l'épaisseur de la base; a_m et b_m sont des coefficients obtenus à partir de la modélisation des taux de production de radiations ensemble dans le spectre solaire.

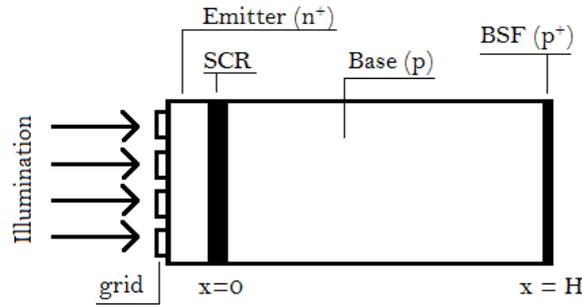


Figure 18: Photopile monofaciale

La longueur de diffusion L est liée à l'énergie des particules Φ et le type de particules (à savoir la nature de l'irradiation) Kl par la relation suivante:

$$L(Kl, \phi) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{L_0^2} + Kl \cdot \phi\right)}} \quad (\text{I-75})$$

L_0 est le porteur de la longueur de diffusion des particules sans irradiation. L'équation (I-52) est résolue par les conditions aux limites de la jonction émetteur-base et à la surface arrière de la photopile:

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

$$D \cdot \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \Big|_{x=0} = S_f \cdot \delta(0) \quad (\text{I-76})$$

- A la surface arrière ($x = H$):

$$D \cdot \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \Big|_{x=H} = -S_b \cdot \delta(H) \quad (\text{I-77})$$

S_f et S_b sont respectivement les vitesses de recombinaison à la face avant et arrière.

L'excès de densité de porteurs minoritaires est défini comme étant le rapport entre la densité de porteurs minoritaires et le maximum de la densité même en excès de porteurs minoritaires pour une énergie d'irradiation donnée. Nous présentons dans la figure ci-dessous l'excès de densité relative des porteurs minoritaires en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

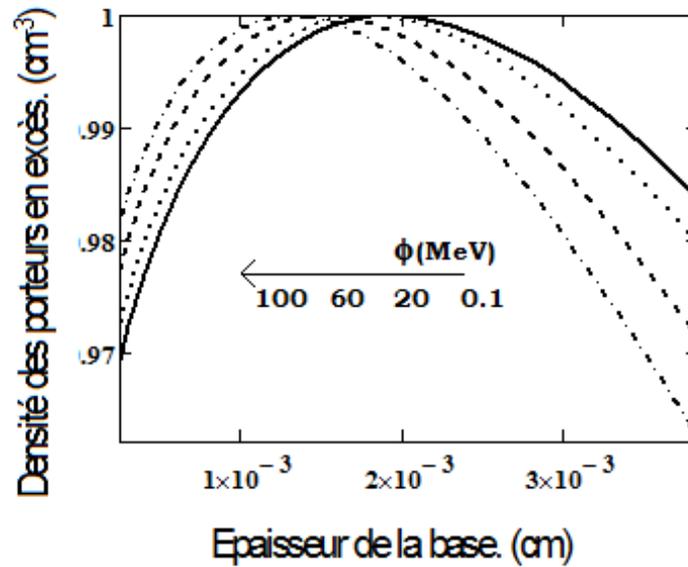


Figure 19: Densité relative des porteurs en excès par rapport à la profondeur de la base de diverse énergie d'irradiation.

$$S_f = 4000 \text{ cm/s de KI} = 15 \text{ cm}^2 / \text{s}, S_b = 1000 \text{ cm/s}, n = 1$$

Cette figure montre que la densité de porteurs en excès augmente avec la profondeur de la base jusqu'à un maximum situé à une certaine profondeur dans la base; au-dessus de cette profondeur, la densité de porteurs en excès diminue. Etant donné que la photopile est éclairée par la face avant, ce comportement peut être expliqué par la forme du taux de génération de cet éclairage par la face avant, étant donné que le maximum est à proximité de la face avant. Il existe une réduction du débit du gaz vecteur à travers la jonction avec l'augmentation de l'énergie d'irradiation pour le même point de fonctionnement.

La densité de photocourant de l'excès de porteurs minoritaires est donné par:

$$J_{ph} = qD \left. \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (\text{I-78})$$

q est la charge élémentaire.

Une partie de la densité de photocourant, en fonction de l'énergie des particules, est présentée sur la figure 20 pour différents types de particules.

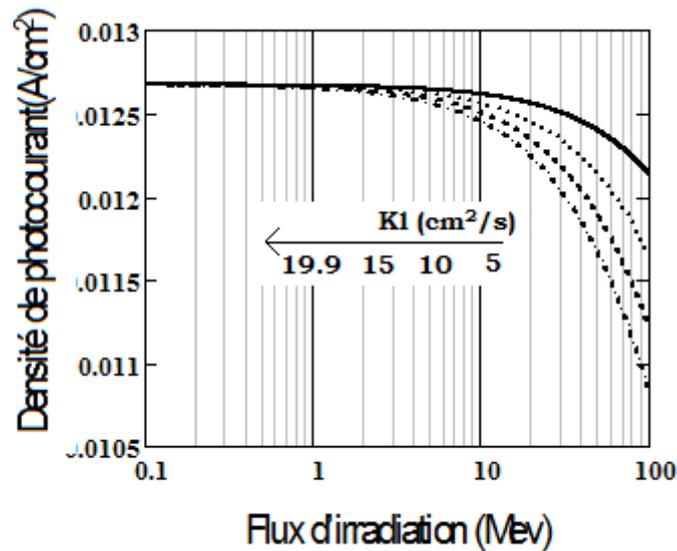


Figure 20: Photocourant par rapport à la densité des particules d'énergie de différents types de particules

$$n = 1sun, Sf = 1000cm.s^{-1}, Sb = 3000cm.s^{-1}$$

La densité de photocourant n'est pas très dépendante de l'énergie d'irradiation. Si on augmente l'énergie d'irradiation, on remarque que le photocourant diminue. Comme on peut le voir sur la figure, cette baisse est plus marquée quand le coefficient de dégât Kl augmente.

- Tension en circuit ouvert

La phototension, à travers la jonction, est exprimée par moyen de la relation de Boltzmann; nous avons:

$$V_{ph} = V_t \cdot \ln\left(\frac{Nb \cdot \delta(0)}{n_i^2} + 1\right) \quad (I-79)$$

V_t est la tension thermique, n_i la densité intrinsèque de porteurs à l'équilibre thermique et Nb le taux de dopage de la base.

Pour les faibles valeurs de Sf , il n'y a pas assez de porteurs qui traversent la jonction; elle est la condition de circuit ouvert. La tension en circuit ouvert peut être obtenu par:

$$\lim_{Sf \rightarrow 0} V_{ph} = V_{ph_{oc}} \quad (I-80)$$

La tension de circuit ouvert par rapport à l'énergie des particules est représentée sur la figure 21 pour différents types de particules.

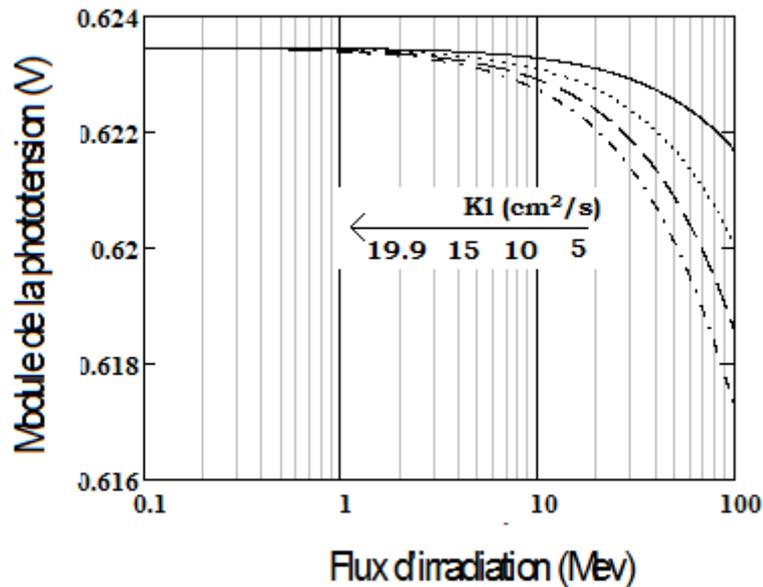


Figure 21: La tension de circuit ouvert en fonction de l'énergie de particules de différents types de particules
 $n = 1sun, Sb = 3.000cm/s.$

On note une diminution de la tension de circuit ouvert avec une énergie croissante de particules; cette diminution dépend du type de particules. Comme pour le photocourant, la diminution de la tension photocourant, en circuit ouvert, est plus marquée pour l'énergie d'irradiation importante.

- Facteur de forme et l'efficacité de conversion.

Le facteur de forme et le rendement de conversion sont deux paramètres importants de la photopile. Le facteur de forme indique la qualité de la jonction tandis que le rendement de conversion indique le rendement de la cellule entière.

L'expression pour le facteur de forme est donnée par :

$$FF = \frac{P_{max}}{V_{co} \cdot J_{sc}} \tag{I-81}$$

P_{max} est la puissance maximum, V_{co} la tension en circuit ouvert et J_{sc} le courant de court-circuit.

Pour l'efficacité de la conversion, on a:

$$\eta = \frac{P_{max}}{P_{reference}} \tag{I-82}$$

La référence est la puissance d'éclairage correspondant à un soleil pour AM1.5

Nous avons tracé, ci-après, le facteur de forme par rapport à l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs du coefficient de dommages.

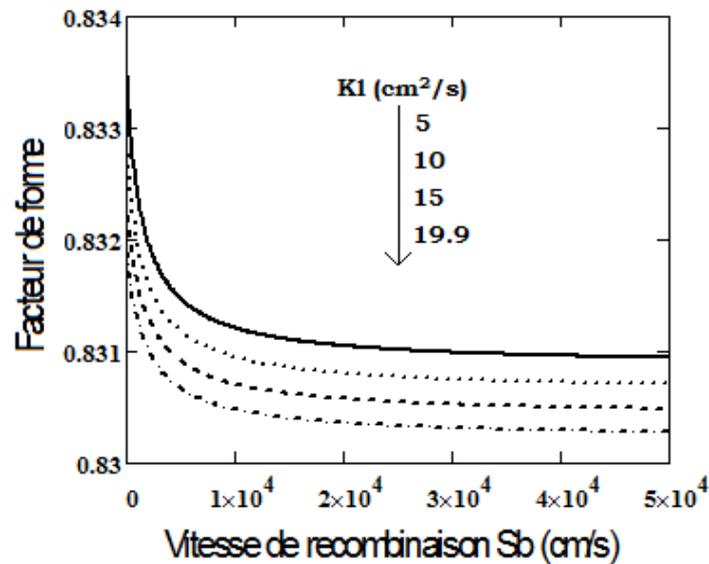


Figure 22: Facteur de forme par rapport à la vitesse de recombinaison de la surface arrière de différents types de particules
 $n = 1sun, \Phi = 100 MeV$.

On note la diminution du facteur de forme avec la vitesse de recombinaison à la face arrière et cette diminution est plus marquée quand le coefficient de dégât augmente. Mais cette diminution est également liée au type de particules à travers le coefficient de dommage. On trace maintenant le rendement de conversion par rapport à l'énergie d'irradiation pour les différents coefficients de dommages.

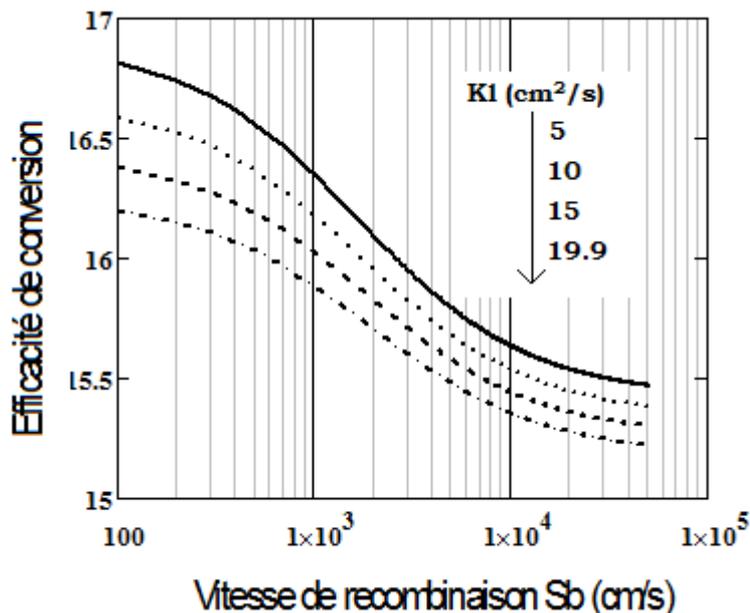


Figure 23: Efficacité de conversion par rapport à la vitesse de recombinaison de la face arrière pour différents types de particules.

$$n = 1 \text{ sun}, \Phi = 100 \text{ MeV.}$$

Le rendement de conversion diminue avec la vitesse de recombinaison de la face arrière; lorsque le coefficient de dommages augmente. Le rendement de conversion décroît également avec l'énergie d'irradiation, mais cette diminution est inférieure à la diminution observée avec le coefficient de dommage.

I.10 Radiation damage in silicon detectors. (H.W.Kraner et al, 1983)

(Effets de l'irradiation sur les détecteurs au silicium)

Les auteurs de ce travail présentent les effets de l'irradiation sur des détecteurs au silicium. Ils montrent les principaux types d'effets observés;

- augmentation de courant de fuite.
- réduction de la mobilité des porteurs.
- augmentation de la durée de collecte de charge.
- augmentation du temps de montée du signal de sortie.
- diminution de la sensibilité à l'éclairement.

Les auteurs, partant de la relation empirique entre le coefficient de dommage donné ci-dessous et le type de radiation, proposent un résumé de valeurs de coefficients de dommage pour des particules données et des énergies particulières.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + k l \phi \quad (\text{I-83})$$

Dans cette équation, Kl désigne le coefficient de dommage, ϕ l'énergie d'irradiation, τ_0 la durée de vie des porteurs avant irradiation et τ celle après irradiation. Les auteurs terminent en montrant l'effet des recuits thermiques sur l'énergie de gap.

I-11 Radiation effect test for single-crystalline and polycrystalline silicon solar.

(Effet de l'irradiation sur des photopiles mono et poly cristallins) (gh.Shin et al.2008)

Ce travail présente les résultats de l'irradiation de photopiles mono et poly cristallins par des protons d'un accélérateur des protons. Les photopiles sont soumises à deux énergies différentes avec deux flux différents (20,3 MeV et $3,24 \cdot 10^{11}$ particules/cm², puis 10,7 MeV et $2,28 \cdot 10^{11}$ particules/cm²). Les auteurs comparent ensuite les performances des photopiles avant et après irradiation pour un lot de 16 photopiles et montrent que ces dégradations pour les photopiles poly cristalline sont 5 % inférieures à celles des monocristallines. De plus, les dégradations sur les polycristalline vont jusqu'à 30 % et celles des monocristallines à 35 %. La dégradation de performance peut dans les cas être présentée par la relation :

$$D = D_0 - C \cdot \log\left(1 + \frac{\phi}{\phi_0}\right) \quad (\text{I-84})$$

Où D désigne la performance après irradiation et D_0 celle avant irradiation ; ϕ_0 est un coefficient d'ajustement et ϕ l'énergie d'irradiation.

I-12 Displacement damage dose analysis of proton irradiated CIGS solar cells on flexible substrates. (R.J. Walters et al, 2001) **(Analyse de l'irradiation d'une photopile de type CIGS CuIn(Ga)Se₂)**

L'analyse de l'irradiation par des protons de photopile de type CIGS CuIn(Ga)Se₂ est présenté. L'étude montre que les cellules sur substrats flexibles présentent des

résultats semblables à celles sur verre en termes de dose de dommage (Dd). Les caractéristiques I-V sous obscurité ont été présentées avant et après irradiation ; elles ont montré que le comportement de la photopile dépendait alors de la tension de polarisation, car pour des faibles tensions de polarisation, le courant d'obscurité est réduit (après irradiation) tandis que pour les tensions de polarisation plus grandes, c'est le contraire : le courant d'obscurité augmente après irradiation.

La caractéristique P-V montre que la puissance maximale diminue avec le flux de protons incidents pour cinq types différents de photopile CIGS.

Le tracé des points de puissance maximale en fonction de la dose de dommage Dd permet de trouver une relation empirique :

$$\frac{P}{P_0} = 1 - C \cdot \log \left\{ 1 + \frac{D_d}{D_x} \right\} \quad (\text{I-85})$$

Avec P_0 : puissance maximale avant irradiation, P celle après irradiation, C et D_x des coefficients obtenus par ajustement logarithmique.

Cette étude montre que la dégradation primaire causée par l'irradiation par les protons est la réduction de la tension de circuit ouvert due à l'augmentation du courant d'obscurité.

Conclusion

Cette étude bibliographique a montré d'une part quelques techniques de caractérisation de certains paramètres de la photopile. Ainsi, les influences des vitesses de recombinaison intrinsèques à la jonction et à la face arrière de la photopile ont été mises en exergue. D'autre part, l'étude a montré quelques effets du champ magnétique et de l'irradiation sur la photopile. Notre contribution dans ce travail est d'étudier tout d'abord l'influence de l'énergie d'irradiation et ensuite les effets du champ magnétique sur la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur dans la base, sur le photocourant, sur la phototension et sur les paramètres électriques. Cela va nous permettre dans la suite de pouvoir étudier l'influence de l'irradiation sur la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction enfin de proposer un modèle de circuit électrique équivalent aux phénomènes observés.

CHAPITRE II : ETUDE THEORIQUE

Introduction

Dans ce chapitre, nous allons faire une étude théorique sur une photopile monofaciale au silicium à une dimension en présence de champ magnétique et de l'énergie d'irradiation en régime dynamique fréquentiel et sous éclairage monochromatique. Dans un premier temps, nous allons étudier d'abord quelques techniques de détermination des paramètres d'une cellule solaire monofaciale au silicium polycristallin [32,33, 34, 35,36] de type $n^+ - p - p^+$ en régime dynamique fréquentiel sous éclairage monochromatique. Ensuite, nous établirons les équations régissant la diffusion des porteurs en excès générés dans la base lorsque la cellule solaire est éclairée par une lumière monochromatique en régime dynamique fréquentiel. La seconde partie sera consacrée à l'étude de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur dans la base, du photocourant et de la phototension pour différentes valeurs du champ magnétique et du flux d'irradiation.

II.1 Présentation de la photopile monofaciale.

II.1.1 Description de la photopile.

La photopile considérée est de type $n^+ pp^+$ [37-38] et sa structure est présentée à la figure 24.

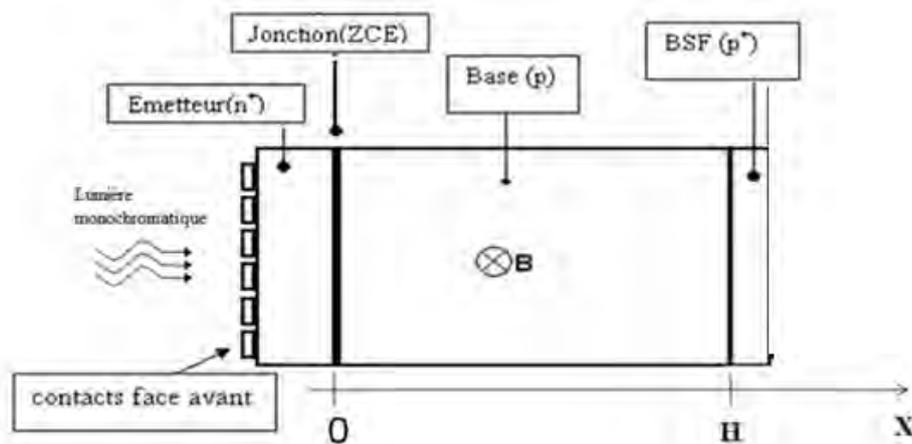


Figure 24: Structure d'une photopile monofaciale au silicium sous champ magnétique.

La photopile monofaciale au silicium représentée à la figure 24 est composée principalement de quatre parties dopées différemment: l'émetteur, la base, la jonction (ou zone de charge d'espace) et la zone arrière de la base.

- **L'émetteur de type n^+** : l'épaisseur e est faible (0.5 à $1\mu\text{m}$), elle est fortement dopée en atomes donneurs (10^{17} à 10^{19} atomes par cm^3) et recouverte d'une grille métallique qui permet de collecter les charges électriques photocréés. Cette partie de la cellule est aussi appelée face avant de la photopile et peut recevoir de la lumière incidente.

- **La base de type p** : Cette partie est relativement peu dopée (10^{15} à 10^{17} atomes par cm^3) en atomes accepteurs. Mais son épaisseur est beaucoup plus importante que celle de l'émetteur. Elle peut s'élever jusqu'à $400\mu\text{m}$. Etant de type p , cette partie de la structure présente un défaut d'électrons (porteurs minoritaires).

L'étude caractéristique de la cellule portera essentiellement sur cette partie qui est la zone de prédominance des phénomènes d'absorption, de génération, de recombinaison et de diffusion.

- **La jonction émetteur-base (ou zone de charge d'espace):**

Lorsqu'on met en contact les deux semi-conducteurs dopés différemment (émetteur de type n et base de type p) alors on obtient une jonction où règne un champ électrique très intense. Ce champ permet la séparation des paires électron-trou qui arrivent à la jonction.

Ainsi un rayon lumineux qui frappe la cellule peut pénétrer dans le cristal à travers la grille collectrice et provoquer l'apparition d'une tension électrique autour de la jonction, si le rayon possède une énergie suffisante.

- **Le BSF (back surface Field) de type P^+** : c'est la zone située en face arrière de la base, elle est surdopée en atomes accepteurs (10^{17} à 10^{19} atomes par cm^3) par rapport à la base. Cela induit l'existence d'un champ électrique arrière qui permet de renvoyer vers l'interface émetteur-base les porteurs minoritaires générés près de la face arrière [39-40].

Pour relier la cellule à une charge extérieure c'est-à-dire pour la collecte du courant résultant de l'absorption de la lumière (des photons), des électrodes sous forme de grilles métalliques sont déposées par sérigraphie sur la face avant servant de contacts électriques. Pour améliorer les performances de la cellule solaire ces grilles doivent laisser passer le maximum de flux lumineux incident. C'est la cause pour laquelle une couche d'antireflet est déposée sur ces deux électrodes pour augmenter la quantité de lumière absorbée par la cellule.

Dans le cadre de notre étude, nous ferons les approximations suivantes :

- la contribution de l'émetteur au photocourant sera négligée par rapport à celle de la base [41]
- le champ cristallin sera négligé au niveau de la base de la photopile, seul le champ électrique à la jonction sera pris en compte.
- On va utiliser un modèle mathématique unidimensionnel, la jonction de la photopile sera prise comme origine ($x = 0$).

Lorsque la photopile est éclairée, il y a création de paires électron-trou dans la base. La distribution des porteurs minoritaires photocréés (électrons) dans la base est régie par l'équation de continuité.

II.1.2 Fonctionnement.

Sous l'effet d'une excitation (optique ou électrique) des porteurs de charges sont générés dans la base de la photopile. Les porteurs ainsi générés peuvent soit traverser la zone de charge d'espace où ils participent au courant externe, soit subir des recombinaisons. Ces dernières étant dues à des défauts (joints de grains, impuretés d'atomes...) liés à la fabrication de la photopile.

II.2 Etude de la densité des porteurs minoritaires.

II.2.1 L'équation de continuité.

Sous l'effet de l'excitation, des paires électron-trou sont générés aussi bien dans la jonction, l'émetteur et la base de la photopile. Compte tenu des phénomènes de génération, de recombinaison et de diffusion au sein de la photopile, l'équation de continuité des porteurs minoritaires de charge dans la base à l'abscisse x en régime dynamique fréquentiel sous champ magnétique et sous irradiation est de la forme :

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

Où τ Est la durée de vie moyenne des porteurs minoritaires de charge.

D Est le coefficient de diffusion.

Pour la résolution de l'équation de continuité, le taux global de génération et la densité des porteurs minoritaires [42, 43, 44, 45,46] peuvent se mettre respectivement sous la forme suivante :

$$\delta(x, t) = \delta(x) \exp(j\omega t) \quad (\text{II-2})$$

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

$$g(x) = \phi_t \alpha_t (1 - R_t) \exp(-\alpha_t x) \quad (\text{II-4})$$

$g(x)$ Étant le taux de génération dépendant de l'épaisseur dans la base.

$\delta(x, t)$ Étant la densité de porteurs minoritaires de charge photo générés.

ω Est la fréquence angulaire de l'onde incidente.

t Est le temps.

ϕ_t Est le flux de la lumière du soleil.

Posons :

$$D(kl, \phi_p, B) = \frac{L(kl, \phi_p)^2}{\tau} \quad (\text{II-5})$$

En régime dynamique fréquentiel l'expression de la longueur de diffusion est donné

$$\text{par : } L_\phi = L(kl, \phi_p) \sqrt{\frac{1 - j\omega\tau}{1 + (\tau\omega)^2}}$$

(II-6)

En introduisant les équations (II-2), (II-3), (II-4) et (II-5) dans (II-1) nous obtenons l'équation (II-7):

$$\frac{\partial^2 \delta(x)}{\partial x^2} - \frac{1}{L(\omega)^2} \delta(x) = -\frac{g(x)}{D^*} \quad (\text{II-7})$$

D^* Est le coefficient de diffusion en régime dynamique fréquentiel sous champ magnétique et en présence d'irradiation. Il est donné par la relation : [47]

$$D^*(\omega, Kl, \phi_p, B) = D(Kl, \phi_p) \frac{[1 + \tau^2(\omega_c^2 + \omega^2) + j\omega\tau[\tau^2(\omega_c^2 - \omega^2) - 1]]}{4\tau^2\omega^2 + [1 + \tau^2(\omega_c^2 - \omega^2)]^2} \quad (\text{II-8})$$

II.2.2 Solution de l'équation de continuité.

La solution générale de l'équation (II-8) s'écrit sous la forme :

$$\delta(x) = \delta_1(x) + \delta_2(x) \quad (\text{II-9})$$

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

II.2.2.1 Solution de l'équation de continuité avec second membre.

La solution particulière s'écrit sous la forme :

$$\delta_1(x) = A^* \cdot \exp(e^{-\alpha x}) \quad (\text{II-10})$$

En remplaçant (II-10) dans (II-8) on obtient une équation qui permet de calculer A^* .

On trouve:

$$A^* = \frac{-\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^2}{D^* \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1)} \quad (\text{II-11})$$

Ainsi la solution particulière de l'équation peut s'écrire sous la forme :

$$\delta_1(x) = \frac{-\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^2}{D^* \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1)} \cdot \exp e^{-\alpha x} \quad (\text{II-12})$$

II.2.2.2 Solution de l'équation de continuité sans second membre.

La solution générale de l'équation de continuité sans second membre s'écrit sous la forme :

$$\delta(x) = A \cosh\left(\frac{x}{L}\right) + B \sinh\left(\frac{x}{L}\right) \quad (\text{II-13})$$

En fin l'expression de la densité des porteurs minoritaires de charges est donnée par la relation (II-14)

$$\delta(x) = A \cosh\left(\frac{x}{L}\right) + B \sinh\left(\frac{x}{L}\right) - \frac{\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^2 \cdot \exp e^{-\alpha x}}{D^* \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1)} \quad (\text{II-14})$$

II.2.2.3 Conditions aux limites.

Pour déterminer les expressions des coefficients A et B on utilise les conditions aux limites suivantes [48] :

$$\text{A la jonction (x = 0)} \quad \frac{\partial \delta(0)}{\partial x} = \frac{Sf}{D^*} \delta(0) \quad (\text{II-15})$$

$$A \text{ la face arri\`ere (x = H)} \quad \frac{\partial \delta(H)}{\partial x} = -\frac{Sb}{D^*} \delta(H) \quad (\text{II-16})$$

Où, S_f et S_b sont respectivement les vitesses de recombinaison des porteurs minoritaires de charge à la jonction et à la face arri\`ere; H l'épaisseur totale de la base. La détermination des coefficients A et B permet de déterminer complètement la densité des porteurs minoritaires dans la base.

II.3 Etude de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base.

II.3.1 Influence du flux d'irradiation sur la densité des porteurs minoritaires.

Nous représentons à la figure 25 le profil de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur dans la base pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

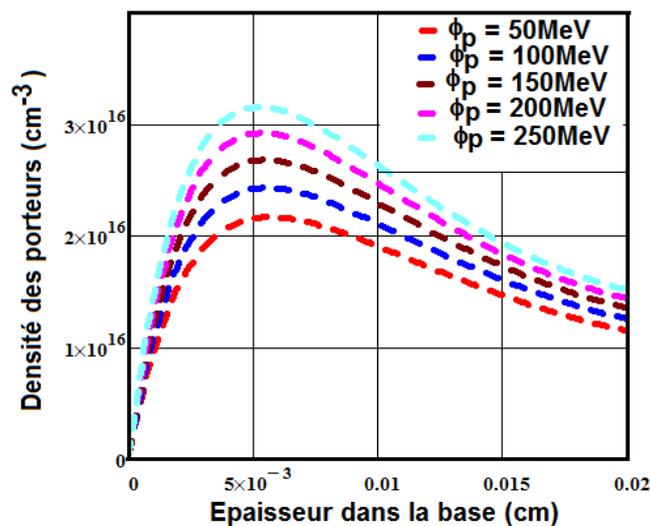


Figure 25: Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur de la base pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

$$K_I = 10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \quad B = 10^{-5} \text{ T}; \quad \lambda = 0,6 \mu\text{m}; \quad \omega = 10^5 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$$

La figure 25 montre que la densité des porteurs minoritaires dans la base de la photopile augmente avec l'épaisseur lorsque celle-ci est faible, jusqu'à atteindre son maximum. Elle diminue avec l'épaisseur pour des valeurs supérieures à 0,004 cm. L'éclairement entraîne une forte génération d'électrons qui participent au photocourant jusqu'à un maximum où ces derniers sont bloqués puis diminués à cause des recombinaisons en surface. Nous remarquons aussi une augmentation de la densité des porteurs

minoritaires de charges lorsque l'énergie d'irradiation augmente. Cela est dû à une augmentation de la concentration des porteurs au niveau de la jonction, car l'énergie d'irradiation bloque la mobilité des porteurs.

II.3.2 Influence du champ magnétique sur la densité des porteurs minoritaires.

La densité des porteurs minoritaires est représentée à la figure 26 en fonction de l'épaisseur dans la base pour différentes valeurs du champ magnétique.

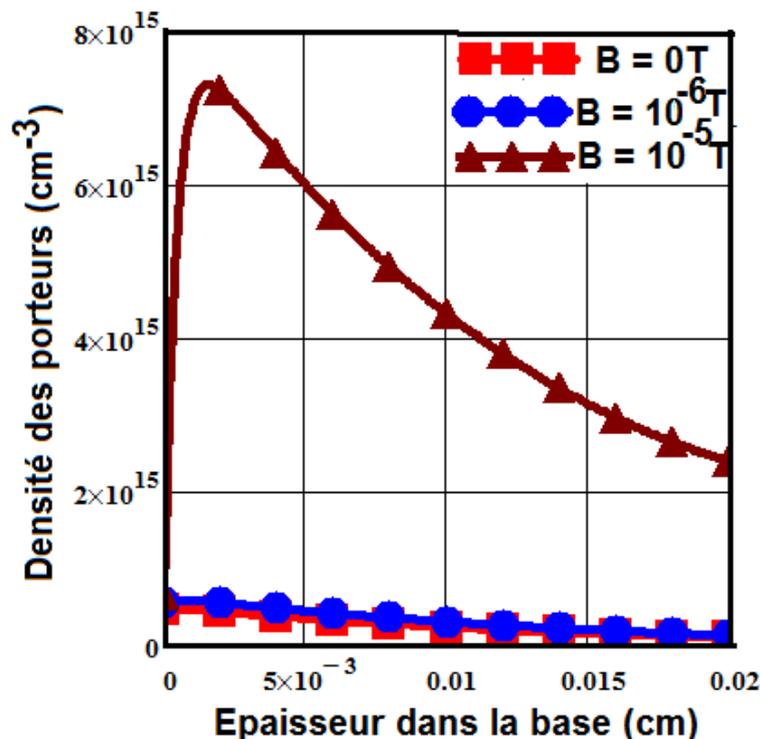


Figure 26: Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur de la base pour différentes valeurs du champ magnétique.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \varphi = 100 \text{ MeV}; \lambda=0,6 \mu\text{m}; \omega=10^5 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$$

La densité des porteurs minoritaires diminue avec la profondeur x dans la base, par contre elle augmente avec le champ magnétique. Cette augmentation est due à la déviation des porteurs minoritaires par la force de Lorentz en volume et à l'interface émetteur-base : cela a pour conséquence le rétrécissement de la zone de charge d'espace.

II.3.3 Influence de la longueur d'onde sur le taux de génération.

Le taux de génération des porteurs minoritaires est représenté à la figure 27 en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de l'épaisseur de la base.

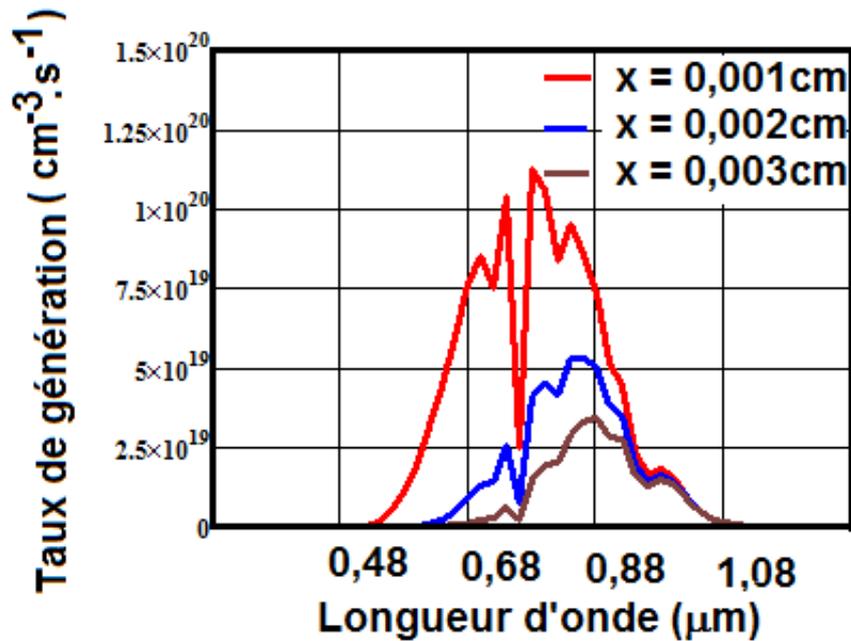


Figure 27: Taux de génération en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de l'épaisseur de la base.

Sur ces courbes, nous remarquons que le taux de génération augmente avec les petites longueurs d'onde et diminue progressivement dans le cas des grandes longueurs d'onde. En effet, avec les petites longueurs d'onde, on a une grande absorption contrairement aux grandes longueurs d'onde. De plus, on observe qu'une augmentation de la profondeur de la base entraîne une diminution du taux de génération. En outre, les porteurs minoritaires perdent progressivement leur énergie en fonction de la profondeur de la base d'où on note une diminution du taux de génération.

La densité des porteurs minoritaires est représentée à la figure 28 en fonction de l'épaisseur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'ondes.

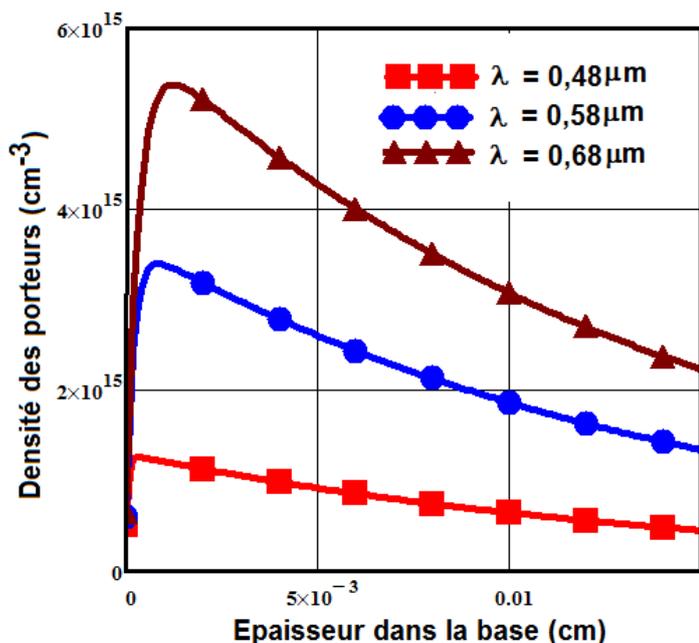


Figure II.5.a

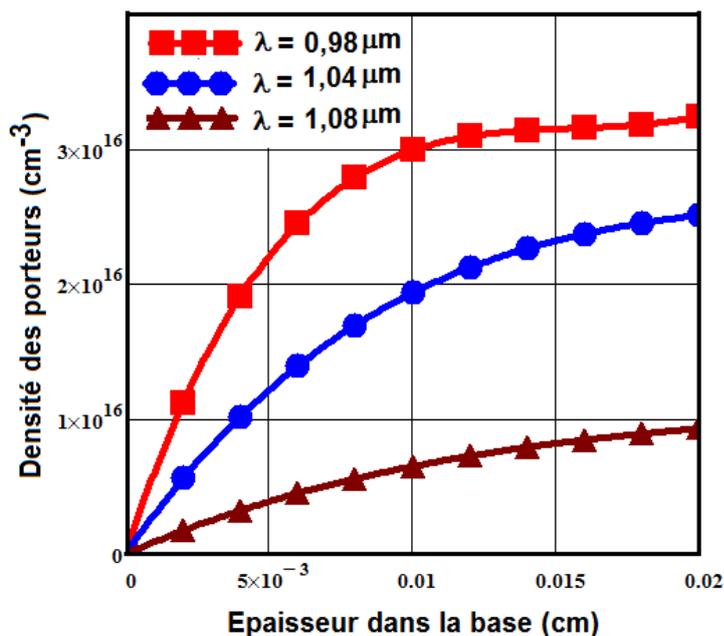


Figure II.5.b

Figure 28: Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} ; \varphi = 100 \text{ MeV} ; B= 10^{-5} \text{ T} ; \omega = 10^5 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$$

Pour des faibles longueurs d'ondes, on observe une augmentation de la densité de porteurs avec l'épaisseur x dans la base jusqu'à atteindre un niveau maximal. Au-delà de cette valeur, la densité diminue en fonction de la profondeur de la base. Le gradient de porteurs est positif donc beaucoup de porteurs de charge traversent la jonction, mais à une certaine profondeur x de la base, ces porteurs vont se recombiner. Par compte, pour les grandes longueurs d'ondes, on observe une diminution de la densité des porteurs à cause de la diminution du taux de génération. De plus, l'analyse montre que pour les faibles longueurs d'ondes, l'absorption se fait près de la jonction alors que pour les grandes longueurs d'ondes l'absorption se fait en profondeur.

II.3.4 Influence de la vitesse de recombinaison sur la densité des porteurs minoritaires.

Le profil de la densité relative des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur x dans la base, pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction, est représenté à la figure 29:

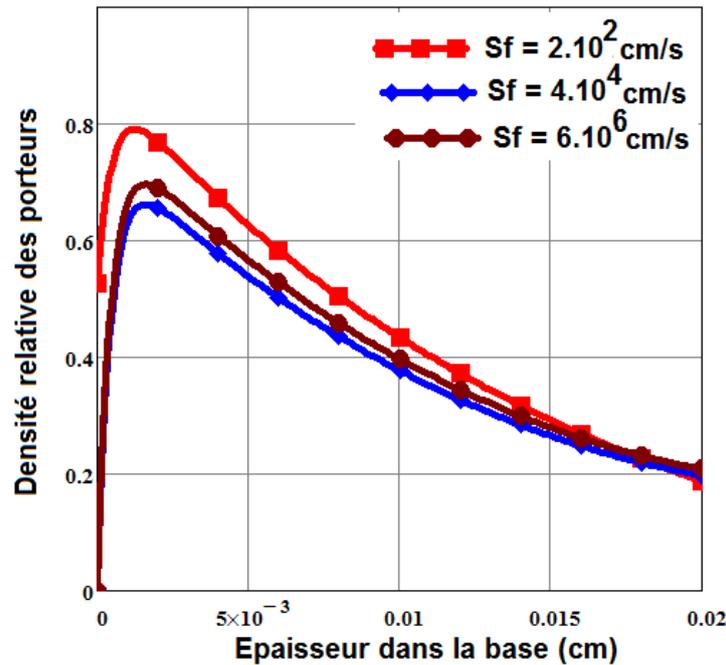


Figure 29: Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur de la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} ; \lambda=0,6\mu\text{m} ; \varphi = 100\text{MeV} ; B= 10^{-5} \text{ T} ; \omega = 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$$

La figure montre que plus la vitesse de recombinaison à la jonction augmente plus la densité des porteurs minoritaires dans la base diminue. Puisque S_f traduit le flux de porteurs à travers la jonction, si le flux de porteurs à travers la jonction augmente, cela va entraîner une diminution de la concentration de porteurs dans la base étant donné qu'une grande quantité s'écoule à travers la jonction. On constate aussi que la position correspondant au maximum de la densité des porteurs minoritaires, se déplace en profondeur de la base, ce qui implique un élargissement de la zone de charge d'espace (ZCE).

II.3.5 Influence de la fréquence sur la densité des porteurs minoritaires.

La densité des porteurs est représentée à la figure 30 en fonction de l'épaisseur dans la base pour différentes valeurs de la pulsation.

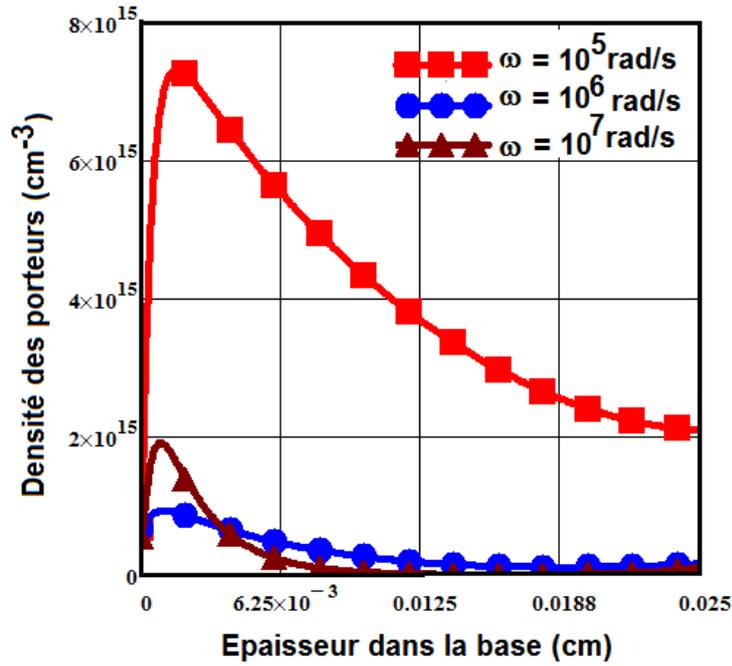


Figure 30: Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur de la base pour différentes valeurs de la pulsation.

$$kl=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \varphi = 100 \text{ MeV}; \lambda=0,6\mu\text{m}; B= 10^{-5} \text{ T};$$

On note une diminution de la densité des porteurs minoritaires lorsque la fréquence augmente. Cette augmentation de la fréquence de l'éclairement constitue un blocage pour les porteurs minoritaires photogénérés dans la base car la photopile n'aura pas le temps de se relaxer et il y a peu de porteurs de charge qui vont franchir la jonction pour participer au photocourant.

II.4 Etude de la densité du photocourant.

La densité de photocourant est le photocourant rapporté à la surface de la cellule solaire. Elle est due à la diffusion des porteurs minoritaires de charge à travers la jonction. Connaissant l'expression de la densité des porteurs minoritaires, nous pouvons déterminer l'expression de la densité du photocourant en utilisant la loi de Fick. Elle est donnée par la relation suivante.

$$J(Sf, Sb, \lambda, \omega, kl, \varphi, B) = q \cdot D \cdot \left. \frac{\partial \delta(x, Sf, Sb, \lambda, \omega, kl, \varphi, B)}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (\text{II-17})$$

II.4.1 Influence du flux d'irradiation sur la densité de photocourant.

Nous représentons à la figure 31 le profil de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison Sf_j pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

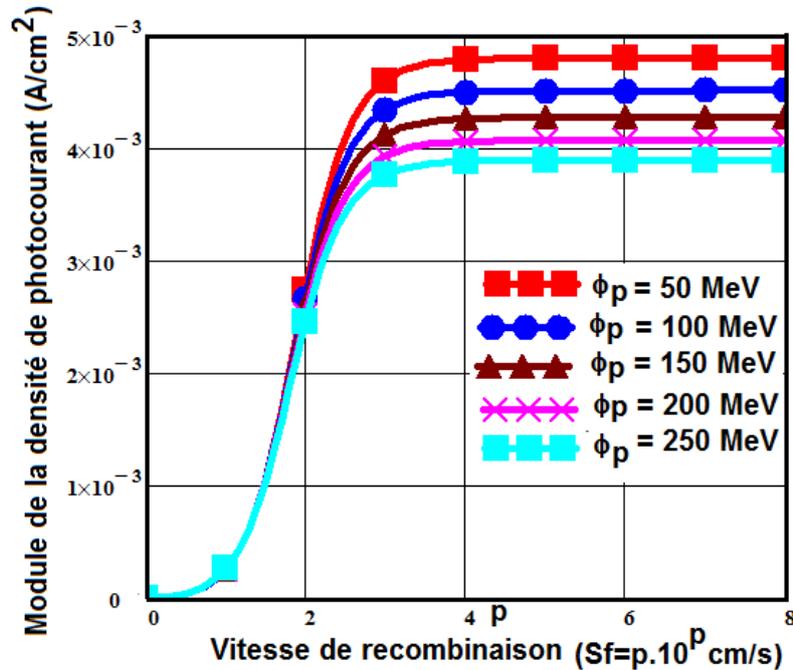


Figure 31: Module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,9\mu\text{m}; B=10^{-5} \text{ T}; \omega=10^5 \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$$

On remarque que le photocourant croît avec la vitesse de recombinaison Sf et présente deux paliers : l'un aux faibles valeurs de Sf et l'autre aux grandes valeurs de Sf . Le premier palier traduit une situation de circuit-ouvert tandis que le second correspond au court-circuit de la photopile. L'augmentation de la vitesse de recombinaison à la jonction permet au maximum de porteurs minoritaires de charges de traverser la jonction et de participer au photocourant.

On note une diminution de la densité de photocourant en court-circuit lorsque l'énergie d'irradiation augmente. Cela est dû à l'effet bloquant de l'énergie d'irradiation. Ainsi, il y'aura de moins à moins de charges dans la base pour participer au photocourant.

II.4.2 Influence du champ magnétique sur la densité de photocourant.

Le profil de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison Sf_j pour différentes valeurs du champ magnétique, est représenté à la figure 32.

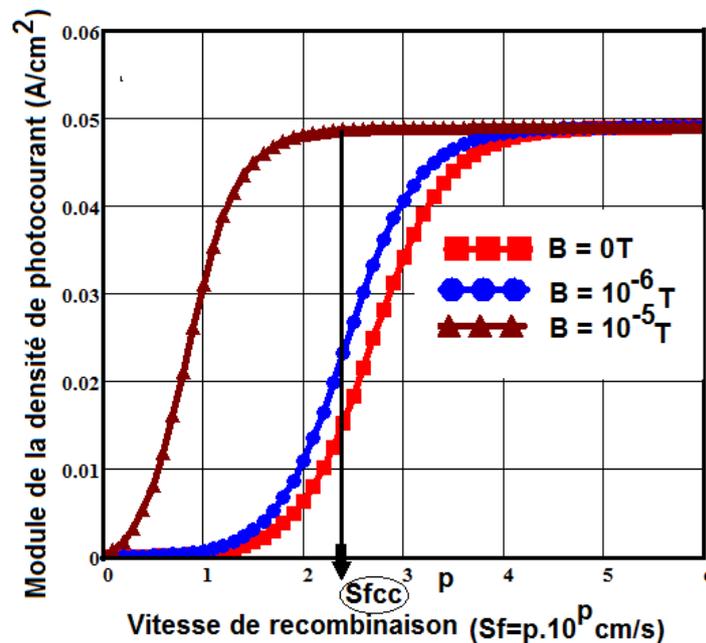


Figure 32: Module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison pour différentes valeurs du champ magnétique.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} ; \lambda=0,6\mu\text{m} ; \varphi = 100 \text{ MeV} ; \omega = 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$$

Le module du photocourant augmente avec la vitesse de recombinaison à la jonction. Nous remarquons que pour de faibles valeurs de la vitesse de recombinaison, c'est-à-dire lorsque la photopile fonctionne en situation de circuit ouvert correspondant à une résistance de charge très élevée, le photocourant est presque nul. Mais en situation de court-circuit de la photopile correspondant à une faible valeur de la résistance de charge, lorsque la vitesse de recombinaison augmente, nous obtenons le photocourant de court-circuit. L'application du champ magnétique sur la base de la photopile a comme effet la diminution de l'amplitude du photocourant car il y'a peu de porteurs minoritaires de charge photocréés qui arrivent à la jonction.

Le tableau ci-dessous II.1 donne les valeurs de la vitesse de recombinaison initiant le court-circuit (Sf_{cc}) pour différentes valeurs du champ magnétique.

Tableau 1: Vitesse de recombinaison initiant le court-circuit en fonction du champ magnétique.

B (T)	0	10^{-6}	10^{-5}
Sfcc (cm/s)	$2,4 \cdot 10^{2,4}$	$4,2 \cdot 10^{4,2}$	$4,3 \cdot 10^{4,3}$

On remarque qu'une augmentation du champ magnétique entraîne une augmentation de la vitesse de recombinaison initiant le court-circuit. En effet, la déviation des porteurs minoritaires par la force de Lorentz entraîne un éloignement des porteurs du circuit ouvert.

II.4.3 Profil de la densité de photocourant en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de la pulsation

Le profil de la densité de photocourant en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de la pulsation, est représenté à la figure 33.

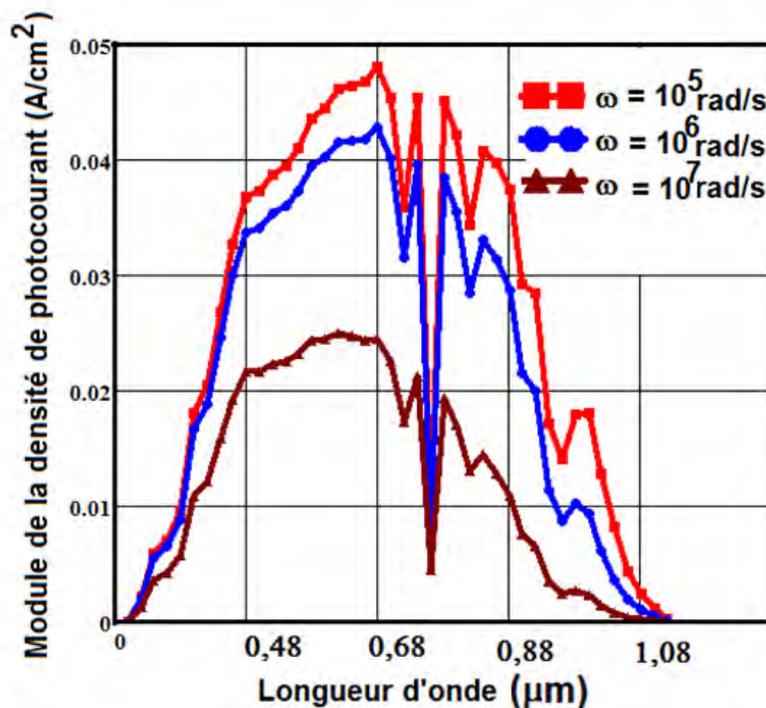


Figure 33: Module de la densité de photocourant en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de la pulsation.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; B= 10^{-5} \text{ T}; \varphi = 100 \text{ MeV}$$

L'analyse montre que pour les grandes longueurs d'ondes, on note une diminution du module de la densité de photocourant quand la pulsation augmente. Cela est dû à la faible absorption de la photopile lorsque le flux incident est très important. Nous remarquons l'effet contraire quand on se trouve dans la gamme des petites longueurs d'onde c'est-à-

dire une augmentation de la densité de photocourant dû à la grande valeur du taux de génération.

II.4.4 Influence de la longueur d'onde sur la densité de photocourant.

A la figure 34, nous donnons l'évolution du module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison Sf_j pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

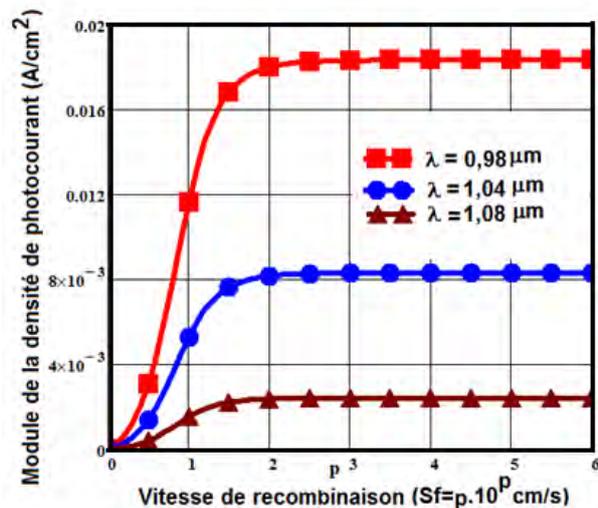
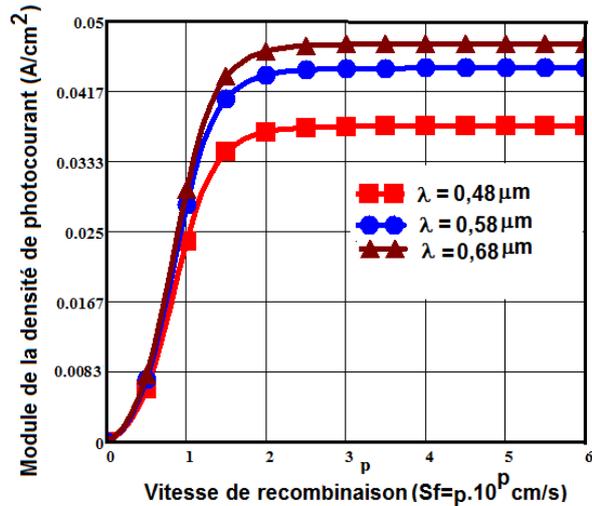


Figure 34.a

Figure 34.b

Figure 34: Module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison s_{f_j} pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

$$Kl=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; B= 10^{-5} \text{ T}; \varphi = 100 \text{ MeV}; \omega = 10^5 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$$

L'allure de la courbe 34 montre que pour les faibles valeurs de la vitesse de recombinaison, la densité de photocourant est presque nulle. Ensuite, elle augmente avec la vitesse de recombinaison jusqu'à atteindre un palier donnant la valeur du

courant de court-circuit. Ce graphe met en exergue également l'influence de la longueur d'onde sur la densité de photocourant. On voit que quand la longueur d'onde augmente, la densité de photocourant diminue pour les grandes longueurs d'onde et inversement pour les petites longueurs d'onde. En effet, ceux-ci dépendent de la valeur du taux de génération qui varie en fonction des différentes gammes de longueurs d'onde.

II.4.5 Influence de la fréquence sur la densité de photocourant.

A la figure 35 est représenté le module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison pour différentes valeurs de la fréquence.

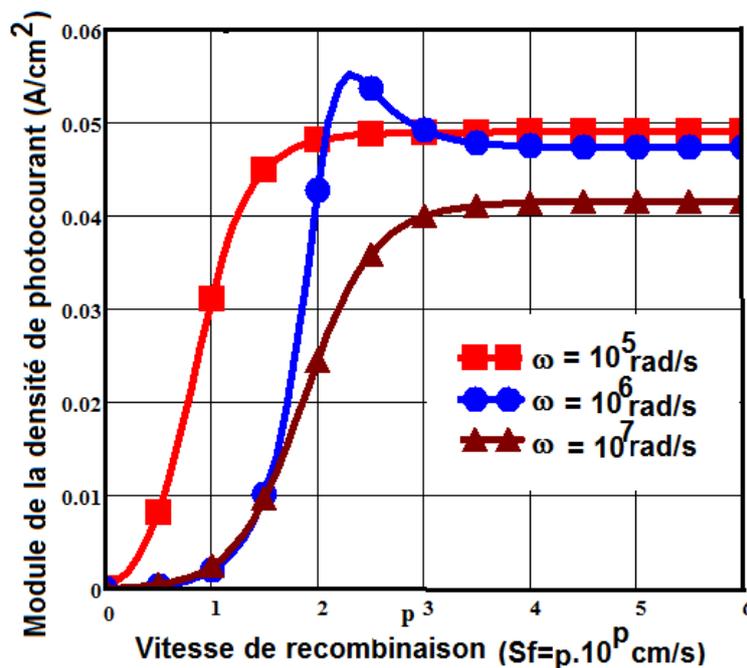


Figure 35: Module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison Sf_j pour différentes valeurs de la fréquence.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}; B= 10^{-5} \text{ T}; \varphi = 100 \text{ MeV}$$

Ces profils de densité de photocourant présentent trois parties, dont deux paliers : l'un des paliers correspond à de faibles valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction où la densité de courant est presque nulle et la deuxième partie où la densité augmente jusqu'à une valeur constante qui correspond au deuxième palier avec les grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction. Cette valeur constante de la densité de photocourant correspond à la valeur du courant de court-circuit. L'augmentation de la fréquence de l'éclairement diminue considérablement la densité de photocourant de la photopile car la cellule n'aura pas le temps de se relaxer pour

absorber le maximum de porteurs minoritaires. De plus, on observe un pic aux environs de 2.10^2 m/s quand la fréquence angulaire est égale à 10^6 rad/s. Cela est du fait que cette fréquence est sensiblement égale à la fréquence cyclotronique.

II.5 Etude de la phototension.

Lorsque la photopile est éclairée, il apparaît aux bornes de celle-ci une phototension V dont l'expression est donnée par la relation de Boltzmann :

$$V = V_T \ln \left(\frac{N_b}{n_i^2} \delta(0) + 1 \right) \quad (\text{II-18})$$

Où N_b est le taux de dopage de la base ($N_b=5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$) n_i est la densité intrinsèque des porteurs minoritaires $n_i=10^{10} \text{ cm}^{-3}$. V_T la tension thermique définie par la relation suivante :

$$V_T = \frac{K.T}{q} \quad (\text{II-19})$$

Sachant que : K la constante de Boltzmann, q la charge de l'électron, T la température absolue à l'équilibre thermique ($T=300\text{K}$).

II.5.1 Influence du flux d'irradiation sur la phototension.

Le profil de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation, est représenté à la figure 36.

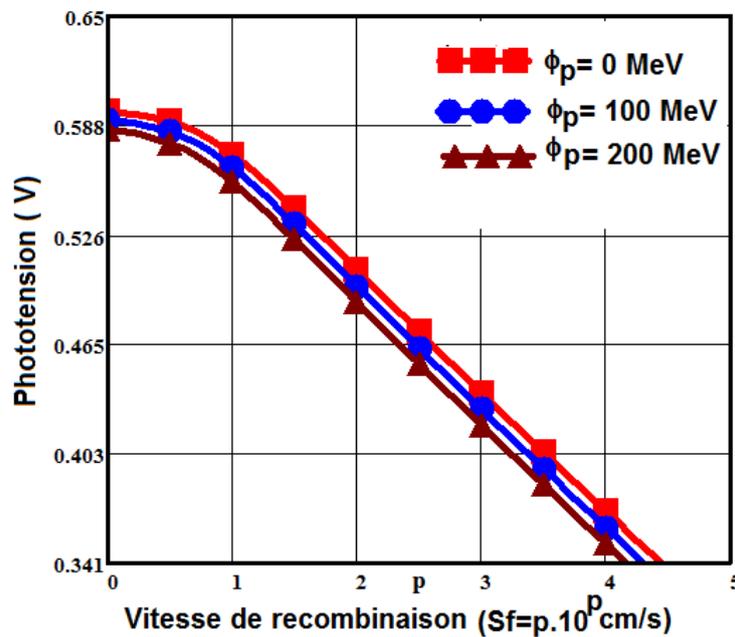


Figure 36: Module de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

$$Kl=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}; B=10^{-5} \text{ T}; \omega=10^5 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$$

La phototension est maximale aux faibles valeurs de la vitesse de recombinaison. C'est une situation de circuit ouvert. Par contre pour les valeurs élevées de la vitesse de recombinaison, la phototension diminue et tend vers zéro. L'augmentation de S_f permet au maximum de porteurs minoritaires de traverser les jonctions et de participer au photocourant. Ce qui vide la base de ses porteurs, entraînant ainsi la baisse de la phototension. On note aussi que l'augmentation de l'énergie d'irradiation entraîne une légère diminution de la phototension dû à l'effet dégradant de l'irradiation.

II.5.2 Influence du champ magnétique sur la phototension.

A la figure 37, nous avons représenté le module de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs du champ magnétique.

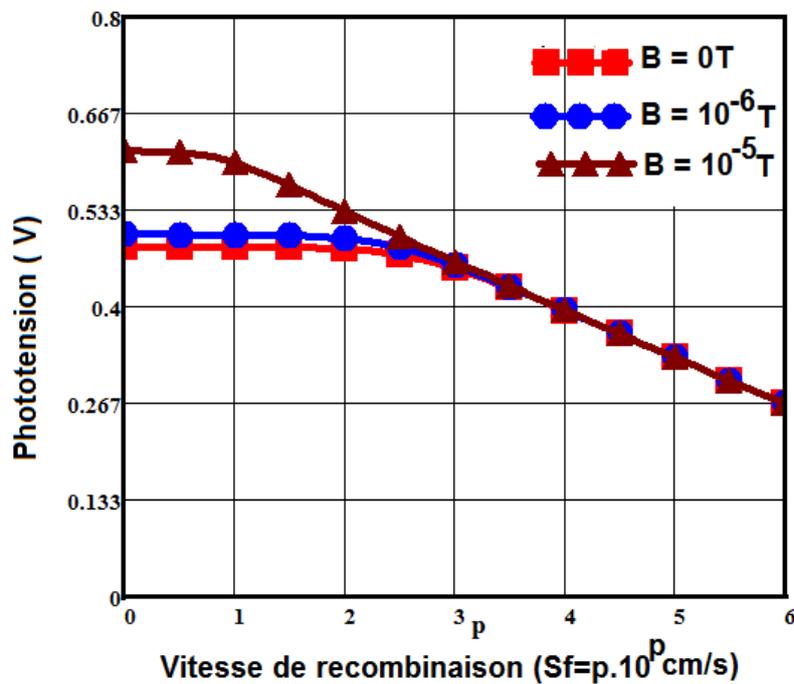


Figure 37: Module de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs du champ magnétique.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}; \omega=10^5 \text{ rad.s}^{-1}; \varphi = 100 \text{ MeV}$$

Pour les faibles valeurs de S_f , la phototension est constante et maximale, ce qui correspond à une situation de circuit-ouvert : les porteurs minoritaires sont bloqués au voisinage de la jonction. Par contre pour les grandes valeurs de S_f , la phototension diminue parce que les porteurs minoritaires ne sont plus stockés, ils traversent la jonction. Nous notons une légère augmentation de la phototension en fonction du

champ magnétique appliqué, car les porteurs vont s'accumuler au niveau de la jonction.

II.5.3 Influence de la longueur d'onde sur la phototension.

A la figure 38, nous avons représenté le module de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

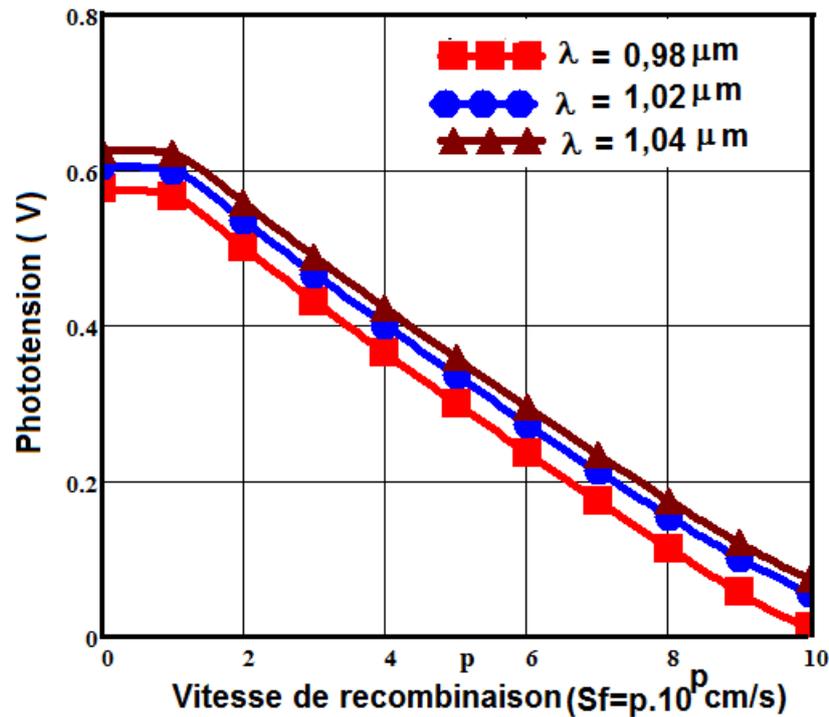


Figure 38: Module de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; B= 10^{-5} \text{ T}; \omega =10^5 \text{ rad.s}^{-1}; \varphi = 100 \text{ MeV}$$

Le module de la phototension diminue en fonction de la vitesse de recombinaison. Aux faibles valeurs de la vitesse de recombinaison Sf la phototension est maximale. C'est une situation du circuit ouvert. Puis lorsque les valeurs de la vitesse augmentent, la phototension tend vers la tension de court-circuit auquel elle débite un courant maximum. Ces figures montrent également que la phototension de circuit ouvert diminue avec la longueur d'onde.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons fait d'abord une présentation de la photopile monofaciale au silicium en régime dynamique fréquentiel et sous éclairage monochromatique.

Partant de l'équation de continuité, nous avons déterminé les expressions de la densité des porteurs minoritaires en excès dans la base, du photocourant et de la phototension. Ensuite, nous avons analysé l'influence de la fréquence, de la longueur d'onde, du champ magnétique et de l'énergie d'irradiation sur ces différents paramètres. De cette étude, on a pu montrer que ces paramètres tels que la densité des porteurs minoritaires en excès dans la base, le photocourant et la phototension dépendent de manière significative du champ magnétique et de l'énergie d'irradiation. Pour avoir une analyse plus approfondie et plus nette des effets du champ magnétique et de l'énergie d'irradiation sur la photopile, nous allons étudier dans ce qui suit les influences de ces derniers sur quelques paramètres électriques.

CHAPITRE III : ETUDE DES PARAMETRES ELECTRIQUES

Introduction

Dans ce chapitre, nous allons faire une détermination des paramètres électriques de la photopile monofaciale éclairée par une lumière monochromatique en modulation de fréquence par la méthode de la spectroscopie d'impédance. Les diagrammes de Nyquist et Bode de l'impédance ont été mis en exergue enfin de proposer des circuits électriques équivalents aux phénomènes observés sous l'influence de la longueur d'onde, du champ magnétique et de l'énergie d'irradiation. En fin, nous y proposerons aussi une méthode de détermination du courant de diode et de la puissance électrique de la photopile dans différentes configurations.

III.1 Etude de l'impédance dynamique.

L'impédance dynamique [49] est donnée par la relation suivante :

$$Z(Sf, Sb, \lambda, \omega, Kl, \varphi p, B) = \frac{V(Sf, Sb, \lambda, \omega, Kl, \varphi p, B)}{J(Sf, Sb, \lambda, \omega, Kl, \varphi p, B)} \quad \text{(III-01)}$$

Dans les paragraphes qui vont suivre, nous nous intéresserons aux méthodes de détermination des paramètres électriques, en utilisant la représentation de Nyquist et les diagrammes de Bode [50-51] de l'impédance dynamique.

III.1.1 Diagrammes de Bode de l'impédance.

Le diagramme de Bode est une méthode mise au point pour simplifier l'obtention des tracés de réponse en fréquence. Dans le cadre de notre travail, nous allons tracer les diagrammes de Bode du module et de la phase de l'impédance en fonction du logarithme de la fréquence angulaire.

III.1.2 Diagramme de Bode du module de l'impédance.

Sur la figure 39 nous représentons les variations du module de l'impédance en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

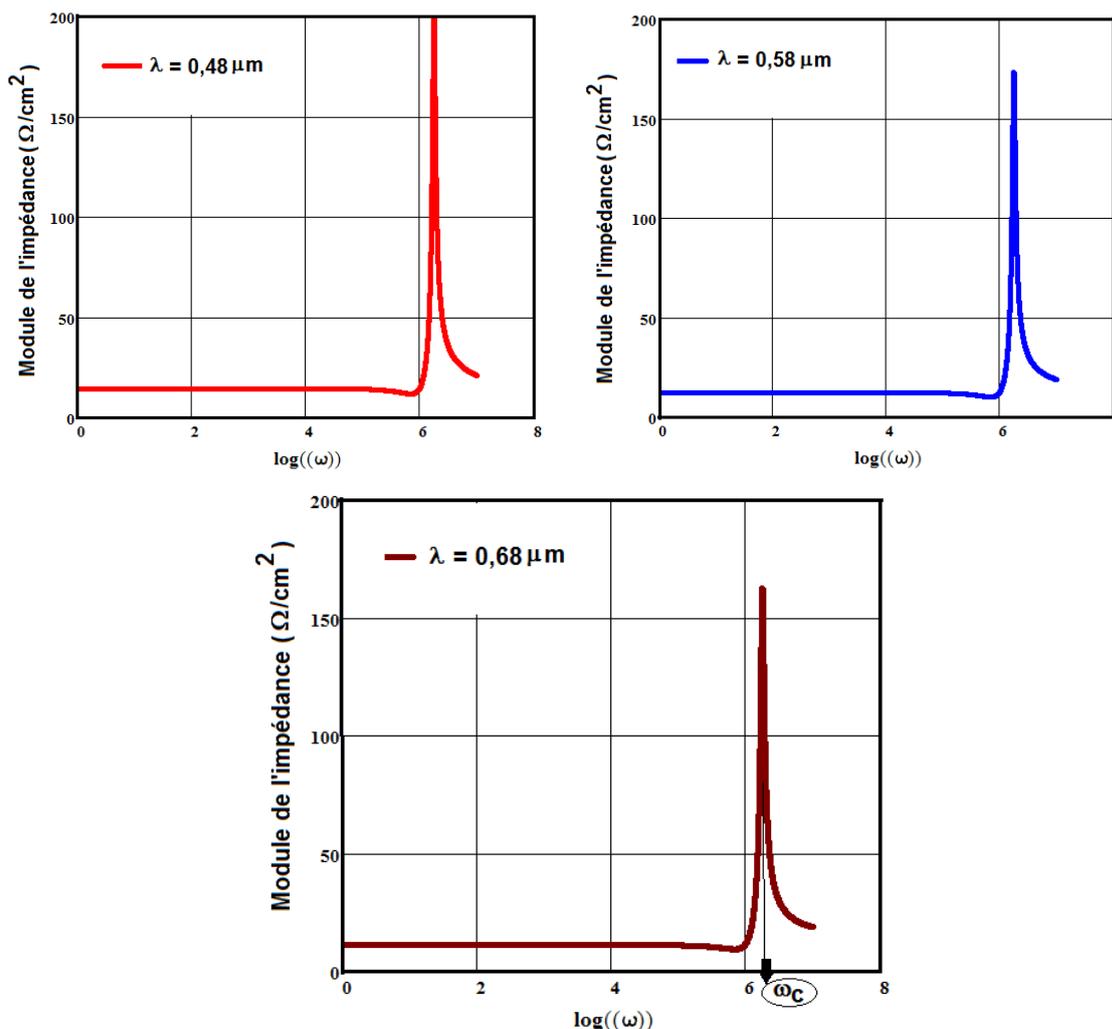


Figure 39: Module de l'impédance en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

$$Kl=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; B=10^{-5} \text{ T}; \varphi = 100 \text{ MeV}$$

L'analyse de ces figures nous amène à distinguer deux domaines :

Pour les fréquences angulaires comprises dans l'intervalle $0 < \omega < \omega_c$, le module de l'impédance est indépendant de la pulsation. Et pour les valeurs de la pulsation telle que $\omega > \omega_c$ le module de l'impédance décroît avec la pulsation. Ainsi, nous pouvons déterminer graphiquement la fréquence cyclotronique ω_c .

Le tableau ci-dessous donne les valeurs de la pulsation cyclotronique en fonction de la longueur d'onde.

Tableau 2: Fréquence cyclotronique en fonction de la longueur d'onde.

λ (μm)	0,96	0,98	1,02
-----------------------------	------	------	------

Fréquence cyclotronique (rad/s)	10^6	$10^{5,8}$	$10^{5,6}$
---------------------------------	--------	------------	------------

Nous remarquons qu’une augmentation de la longueur d’onde, entraîne une diminution de la fréquence cyclotronique.

Nous présentons à la figure 40 les variations du module de l’impédance en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de l’énergie d’irradiation.

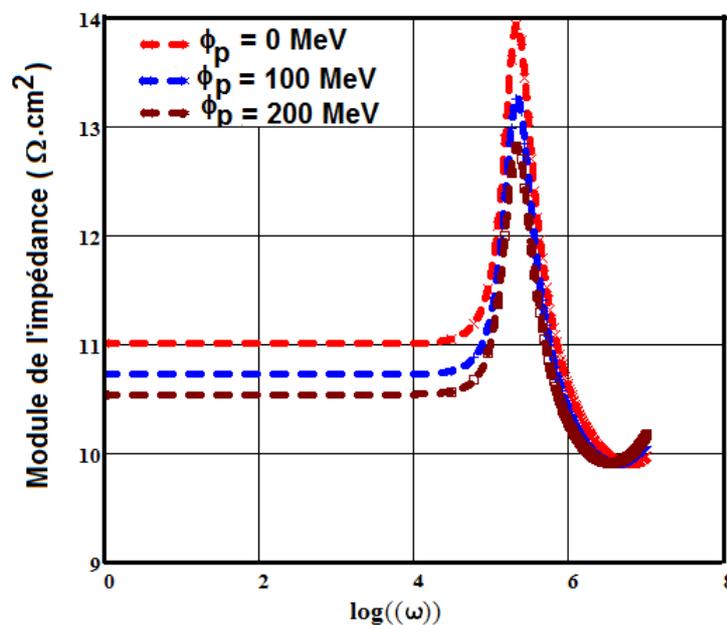


Figure 40: Module de l’impédance en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de l’énergie d’irradiation.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} ; \lambda=0,6\mu\text{m}; B= 10^{-5} \text{ T}$$

Nous observons une diminution du module de l’impédance quand l’énergie d’irradiation augmente en régime statique tandis que dès qu’on est en régime dynamique fréquentiel, on remarque que la photopile commence à répondre d’où on observe des pics de résonances du module de l’impédance.

Sur la figure 41, nous représentons les variations du module de l’impédance en fonction de la fréquence pour différentes valeurs du champ magnétique.

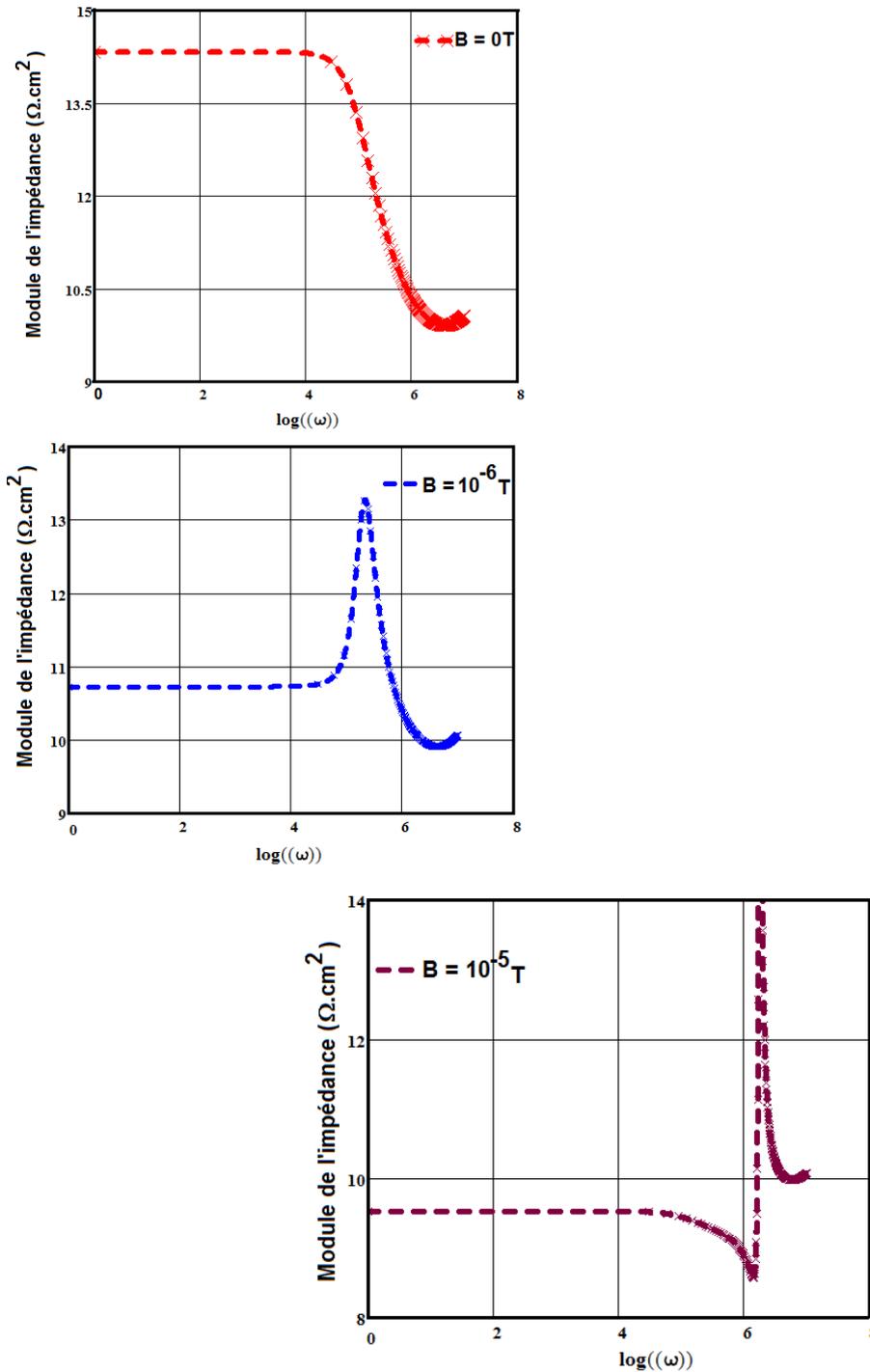


Figure 41: Module de l'impédance en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs du champ magnétique.

$$Kl=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}; \varphi = 100\text{MeV}$$

En l'absence de champ magnétique appliqué, le module de l'impédance reste constant lorsqu'on se trouve en régime statique. Quand la pulsation augmente, on remarque une diminution du module de l'impédance correspondant au régime dynamique fréquentiel. Avec le champ magnétique appliqué, on note une diminution de l'amplitude du module de l'impédance. Mais si la fréquence de modulation augmente,

le phénomène de résonance observé crée une forte recombinaison des porteurs minoritaires à l'interface émetteur-base d'où l'importance de travailler avec des fréquences inférieures aux fréquences de résonance.

III.1.3 Diagramme de Bode de la phase de l'impédance.

La phase de l'impédance en fonction du logarithme de la fréquence pour différentes valeurs de la longueur d'onde est représentée à la figure 42.

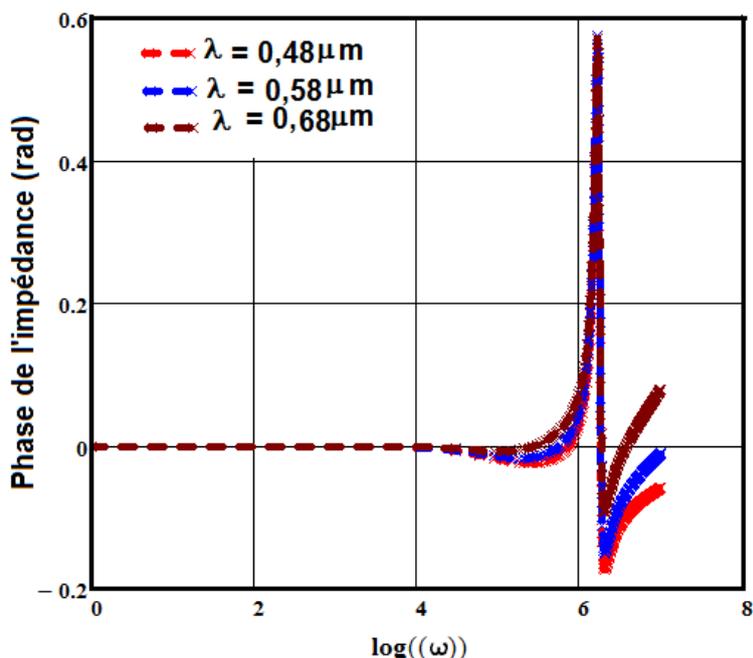


Figure 42: Variation de la phase de l'impédance en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; B=10^{-5} \text{ T}; \varphi = 100 \text{ MeV}$$

La représentation de Bode de la phase de l'impédance en fonction du logarithme de la fréquence, montre qu'il existe une fréquence en dessous de laquelle la phase est nulle quelle que soit la longueur d'onde. Dans cette zone, la photopile n'a pas encore répondu aux excitations. Si la fréquence est supérieure à cette valeur, l'un de ces phénomènes est prédominant selon la longueur d'onde.

L'allure de la figure 42 nous montre également que :

La phase de l'impédance est négative d'une part, ce qui confirme la présence du condensateur dans notre modèle électrique.

D'autre part, elle est également positive, nous pouvons dire que dans ce domaine les phénomènes inductifs sont prédominants d'où la présence de la bobine dans le modèle proposé.

La figure 43 représente le profil de la phase de l'impédance en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

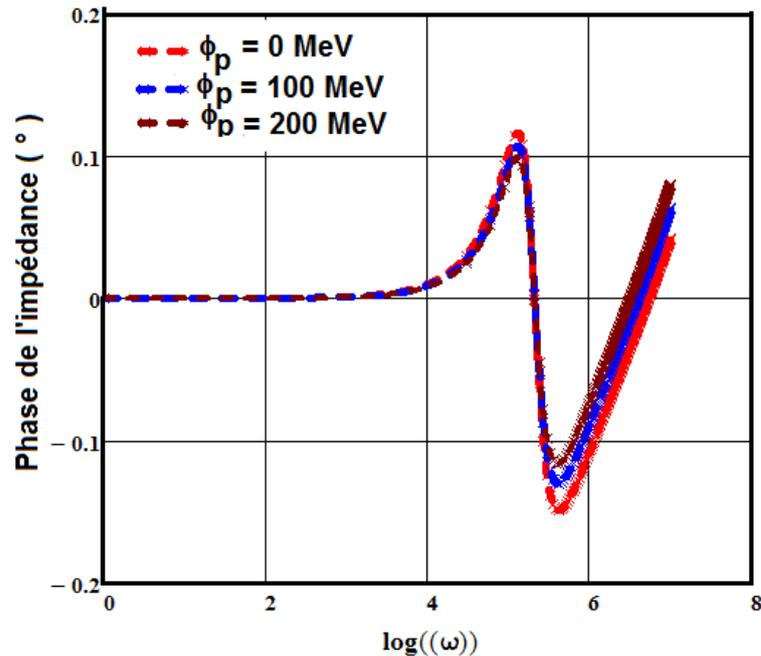


Figure 43: Variation de la phase de l'impédance en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}; B= 10^{-5} \text{ T};$$

La représentation de Bode de la phase de l'impédance en fonction du logarithme de la fréquence montre qu'il existe une fréquence en dessous de laquelle la phase est nulle quelle que soit l'énergie d'irradiation. Dans cette zone, on n'a pas encore de réponse de la photopile. Si la fréquence est supérieure à cette valeur, l'un de ces phénomènes est prédominant selon l'énergie d'irradiation.

Dans la figure 44, nous représentons les profils de la phase de l'impédance en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs du champ magnétique.

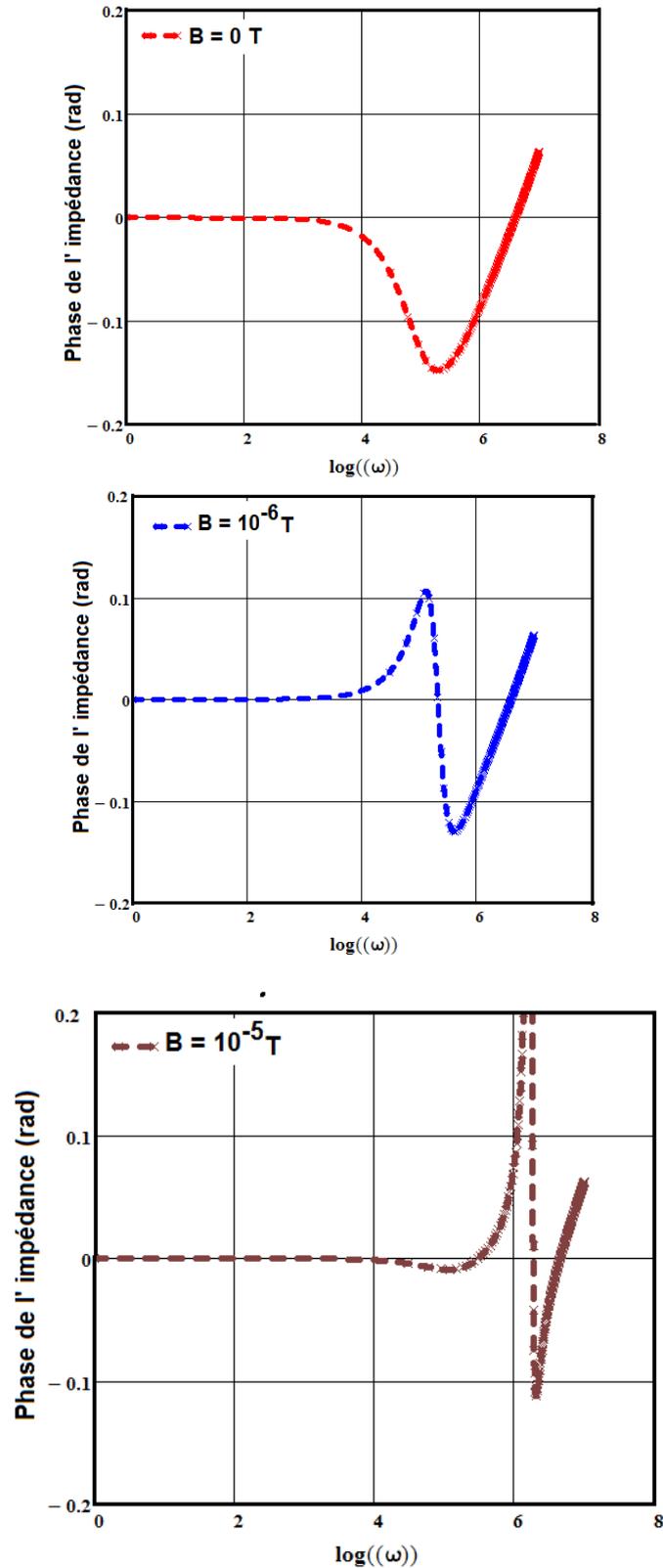


Figure 44: Variation de la phase de l'impédance en fonction de la fréquence pour différentes valeurs du champ magnétique.

$$Kl=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}; \varphi = 100 \text{ MeV}$$

Nous remarquons que la phase de l'impédance est à la fois négative et positive avec ou sans champ magnétique appliqué. Ceci décrit à la fois les deux phénomènes inductifs et capacitifs de l'impédance dynamique.

III.1.4 Diagramme de Nyquist de l'impédance.

Le diagramme de Nyquist est la représentation de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de la fonction complexe $Z(Sf, Sb, \lambda, \omega, Kl, \varphi p, B)$.

$$\text{Im}(Z(Sf, Sb, \lambda, \omega, Kl, \varphi p, B)) = f(\text{Re}(Z(Sf, Sb, \lambda, \omega, Kl, \varphi p, B))) \quad \text{(III-02)}$$

Sur la figure 45, nous représentons le profil de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance dynamique pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

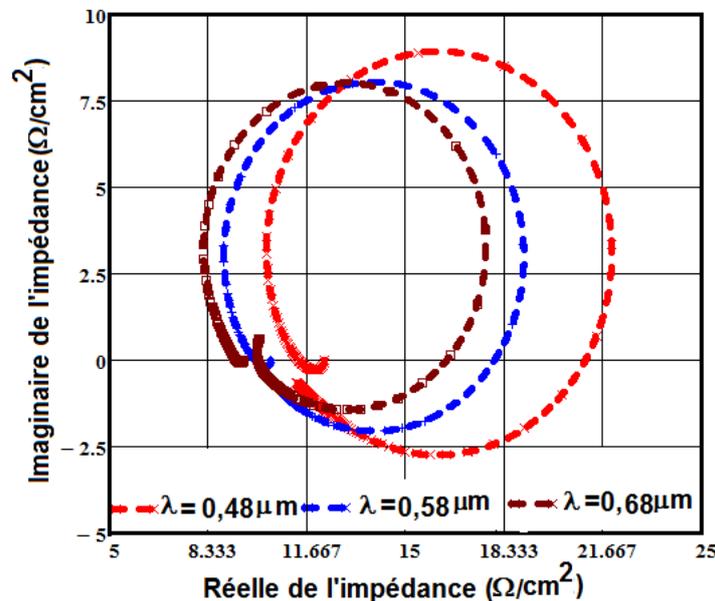


Figure 45: Partie imaginaire de l'impédance en fonction de la partie réelle
 $Kl=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$; $B= 10^{-5} \text{ T}$; $\varphi = 100 \text{ MeV}$

Le diagramme de Nyquist, utilisé dans l'étude de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance, nous permet de proposer des modèles de circuits électriques équivalents. Nous remarquons quelques soit la valeur de la longueur, nous obtenons des courbes circulaires avec des valeurs positive et négative. De plus, on observe qu'une augmentation de la longueur d'onde entraîne une fermeture des boucles.

A la figure 46, nous représentons le profil de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance dynamique pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

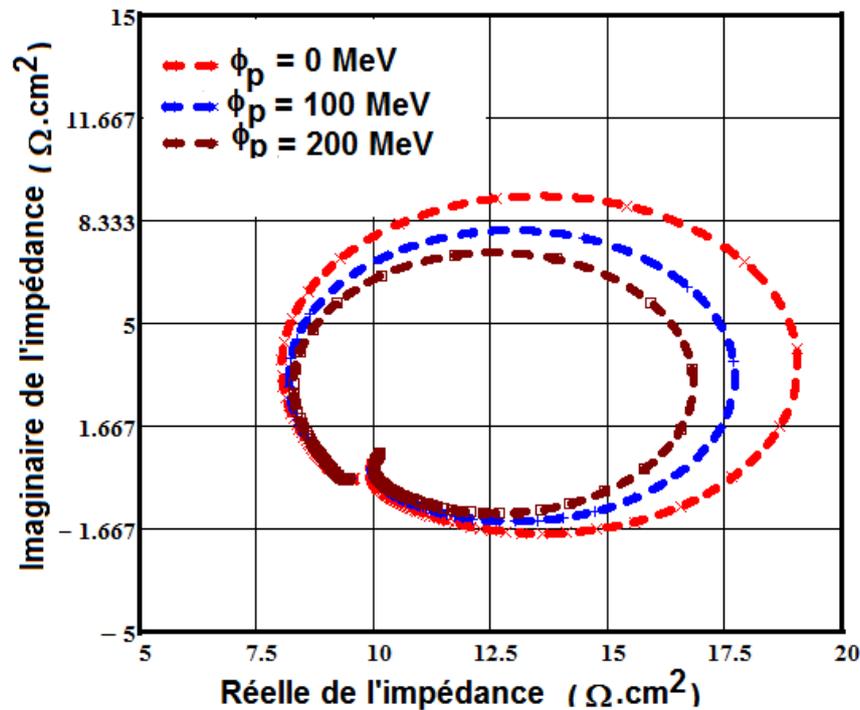


Figure 46:Partie imaginaire de l'impédance en fonction de la partie réelle pour différentes valeurs d'irradiation.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}; B= 10^{-5} \text{ T}$$

Le diagramme de Nyquist de l'impédance dynamique pour différentes valeurs d'énergie d'irradiation est présenté sur la figure 46. Cette courbe circulaire avec des valeurs positive et négative de la partie imaginaire de l'impédance qui est confirmée par son diagramme de Bode. On peut remarquer qu'à l'absence de l'énergie d'irradiation, le diamètre du cercle est plus important que si on ait en présence de l'énergie d'irradiation. Autrement dit, on aura une diminution de la résistance parallèle si on est en présence de l'énergie d'irradiation.

Dans la figure 47, nous représentons les diagrammes de Nyquist de l'impédance pour différentes valeurs du champ magnétique.

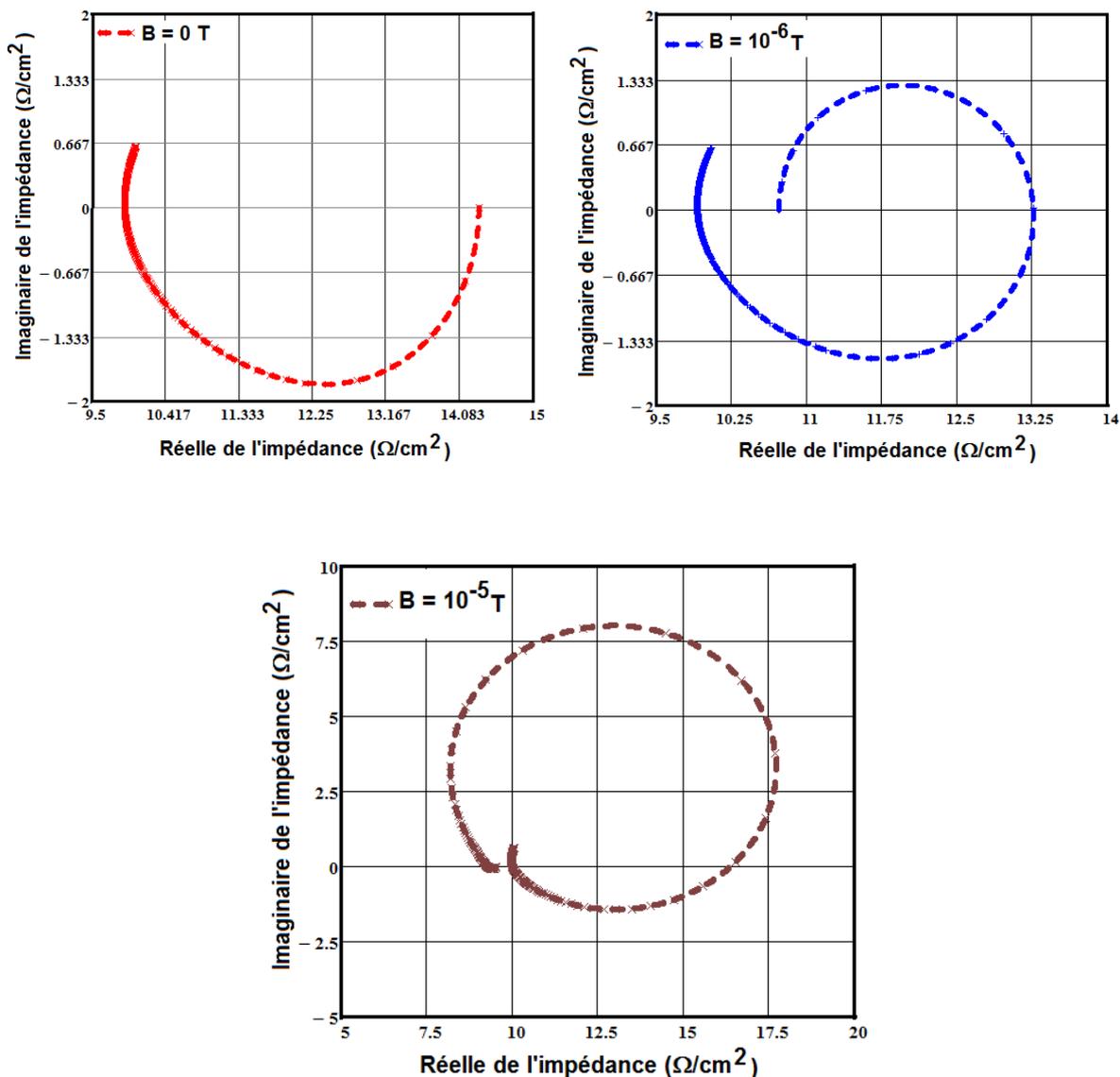


Figure 47:Partie imaginaire de l'impédance en fonction de la partie réelle pour différentes valeurs du champ magnétique.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}; \varphi = 100 \text{ MeV}$$

On remarque qu'avec ou sans champ magnétique appliqué, la partie imaginaire prend des valeurs positives et négatives lorsque la partie réelle est positive. On note donc la présence simultanée des effets capacitifs et inductifs.

Le diagramme de Nyquist de l'impédance et la représentation de sa phase en fonction du logarithme de la puissance nous permet de proposer des modèles de circuits électriques équivalents.

III.1.5 Modèles électriques équivalents de l'impédance.

III.1.5.1 Modèles électriques équivalents de l'impédance pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

Le schéma électrique équivalent de l'impédance électrique pour une valeur de la longueur d'onde est représenté à la figure 48.

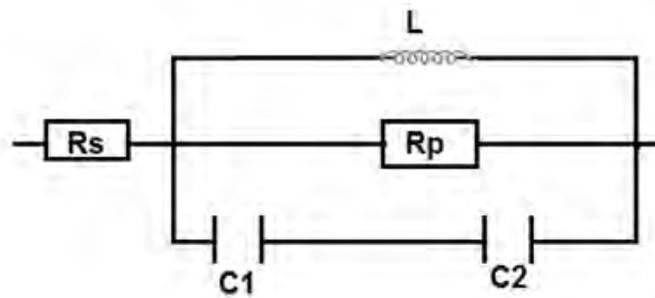
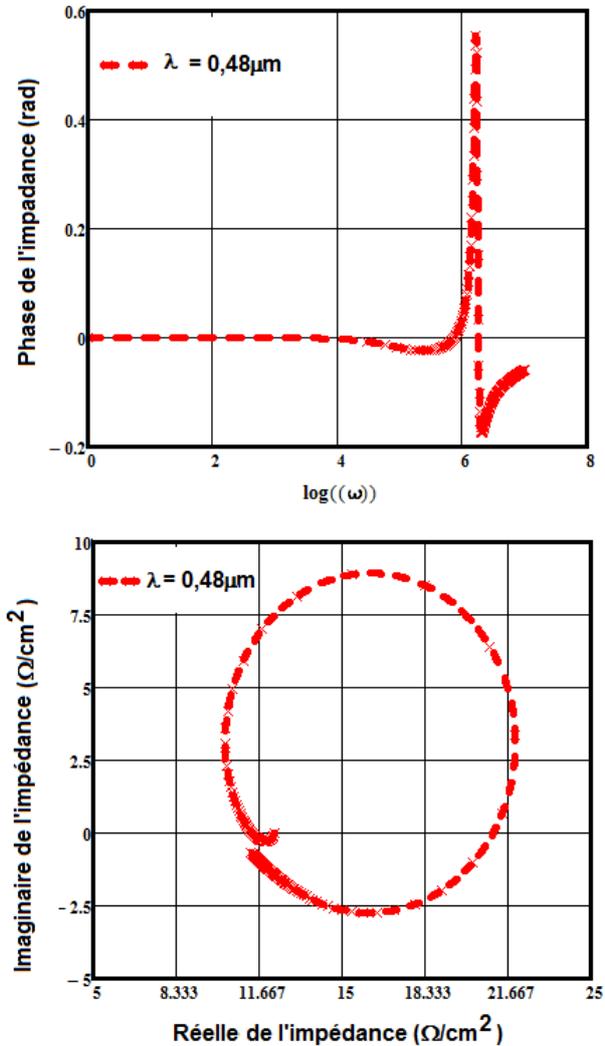


Figure 48: Schéma électrique équivalent de l'impédance dynamique pour une valeur donnée de la longueur d'onde.

La figure 48 illustre le circuit électrique équivalent de l'impédance dynamique pour décrire le phénomène capacitif qui s'y manifeste où C_1 et C_2 sont des capacités, R_p résistance parallèle qui représente le diamètre du demi-cercle obtenu en utilisant la représentation de Nyquist et L l'inductance décrit les phénomènes inductifs qui sont observés à la figure 45.

Dans la figure 49, nous avons modélisé le circuit électrique équivalent de l'impédance dynamique pour une valeur donnée de la longueur d'onde.

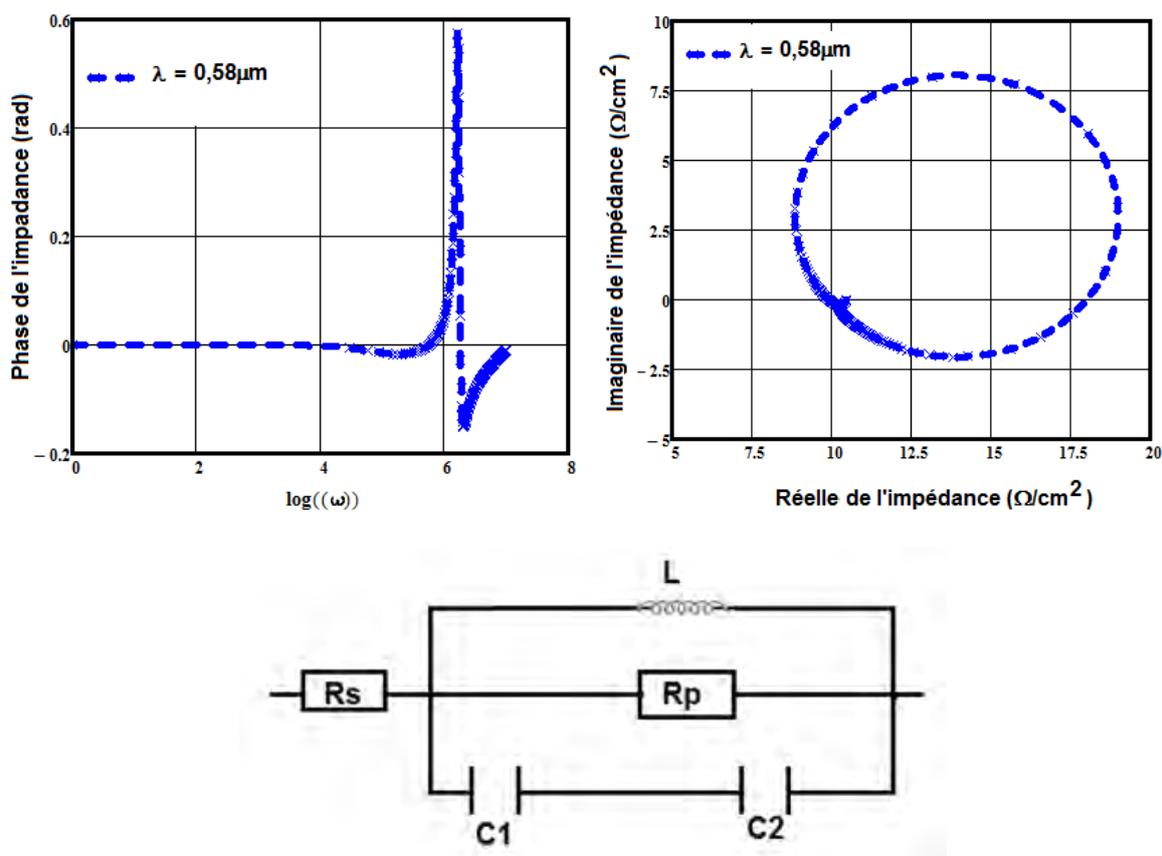


Figure 49: Schéma électrique équivalent de l'impédance dynamique pour une valeur donnée de la longueur d'onde.

Ce schéma électrique équivalent décrit les deux phénomènes capacitif et inductif qui sont observés à la figure 48 où C_i est la capacité ; R_p résistance parallèle obtenue ; L l'inductance qui caractérise le phénomène inductif et R_s la résistance série qui modélise la résistance d'accès du matériau.

Le schéma électrique équivalent de l'impédance électrique pour une valeur de la longueur d'onde est représenté à la figure 50.

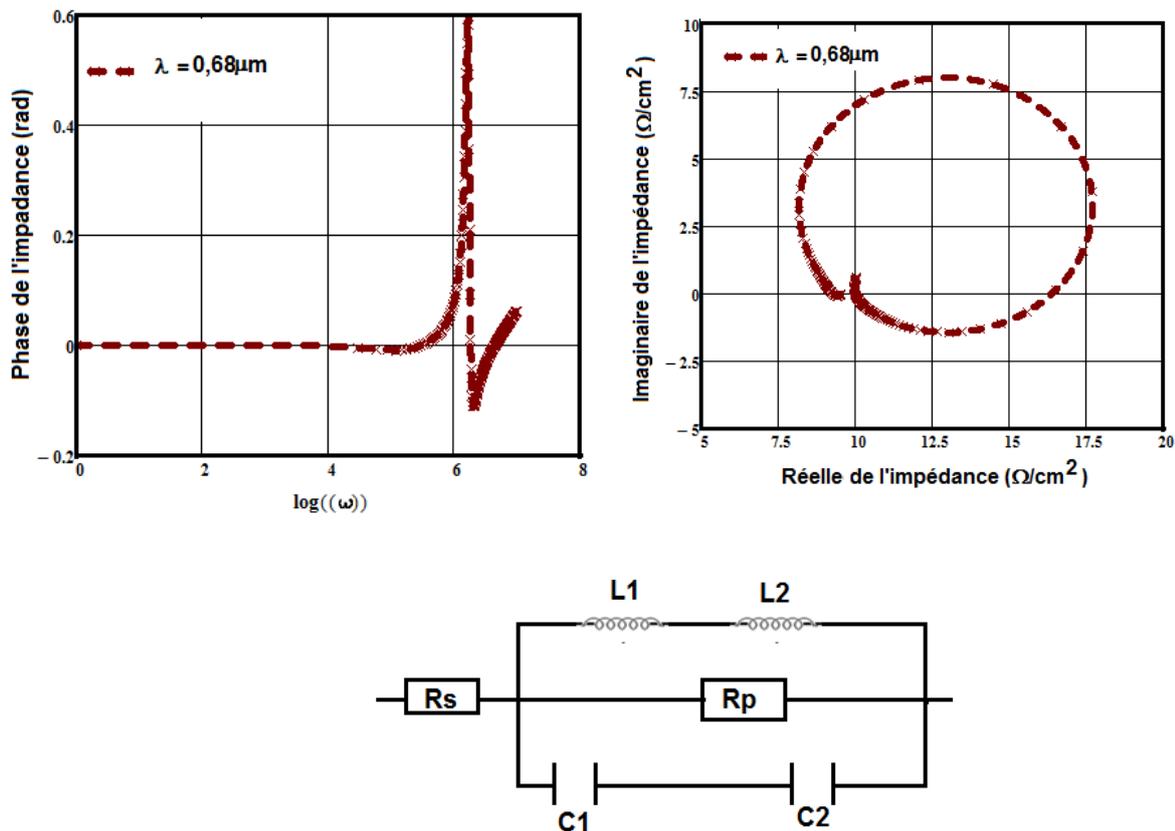


Figure 50: Schémas électriques équivalent de l'impédance pour une valeur de la longueur d'onde

La figure 50 est la représentation du circuit électrique équivalent de l'impédance électrique qui caractérise les effets inductifs et capacitifs observés aux figures précédentes. **C** est la capacité, **R_p** est la résistance parallèle qui modélise les courants de fuite existant au bord de la structure et l'ensemble des défauts au voisinage de la zone de charge d'espace et **L** modélise les effets inductifs. Connaissant la valeur de la fréquence de coupure [52] nous pouvons en déduire la capacité à partir de la relation suivante.

$$R_p \cdot C = \frac{2\pi}{\omega_C} \tag{III-03}$$

Le tableau ci-dessous donne les valeurs de la capacité et de la résistance en fonction de la longueur d'onde.

Tableau 3: Les valeurs de la capacité et des résistances en fonction de la longueur d'onde.

λ (μm)	ω_c (rad/s)	R_p ($\Omega \cdot \text{cm}^2$)	C (μF)
0,96	10^6	12	0,5
0,98	$10^{5,8}$	11	0,9

III.1.5.2 Modèles électriques équivalents de l'impédance pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

A la figure 51 est représenté le circuit électrique équivalent du module de l'impédance pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

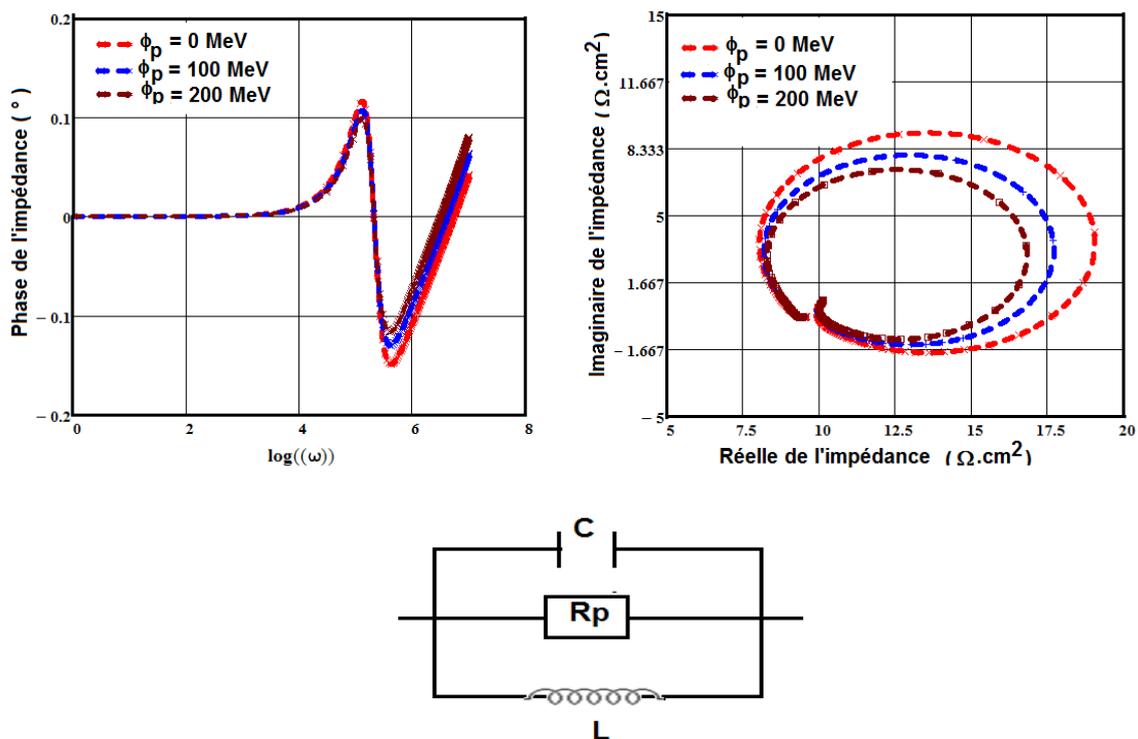


Figure 51: Schéma électrique équivalent de l'impédance dynamique pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation

La figure 51 représente le circuit électrique équivalent de l'impédance dynamique pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation. Il caractérise les effets inductifs et capacitifs observés aux figures précédentes, **C**'est la capacité, **R_p** est la résistance parallèle qui modélise les courants de fuite existant au bord de la structure et l'ensemble des défauts au voisinage de la zone de charge d'espace et **L** modélise les effets inductifs.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs de la capacité et des résistances en fonction de l'énergie d'irradiation.

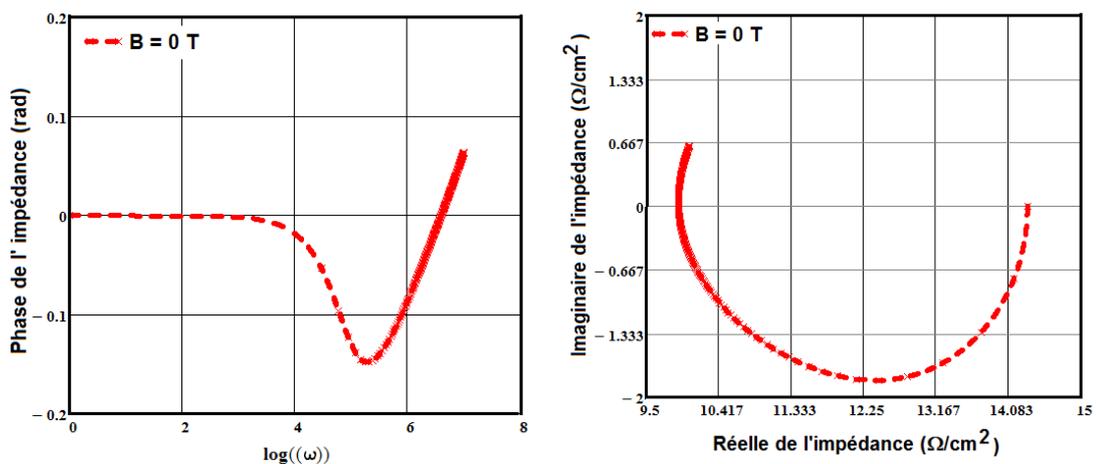
Tableau 4: Valeurs de la capacité et des résistances en fonction de l'énergie d'irradiation.

$\phi_p(\text{MeV})$	$R_p (\Omega \cdot \text{cm}^2)$	$R_s (\Omega \cdot \text{cm}^2)$	$C (\mu\text{F})$
0	10	08	0,6
100	08	8,5	0,7
200	07	09	0,8

Dans ce tableau, nous remarquons qu'une augmentation de l'énergie d'irradiation entraîne une diminution de la résistance parallèle et d'une augmentation de la résistance série. En effet, nous observons que les rayons de cercles que nous obtenons diminuent si on augmente l'énergie d'irradiation, c'est ce qui explique la baisse de la résistance parallèle et l'augmentation de la résistance série.

III.1.5.3 Modèles électriques équivalents de l'impédance pour différentes valeurs du champ magnétique.

Le circuit électrique équivalent de l'impédance dynamique à l'absence de champ magnétique est représenté à la figure 52. Tout d'abord, pour faire une étude comparative, nous allons représenter les diagrammes de Nyquist et de Bode de la phase à l'absence de champ magnétique avant de proposer un circuit électrique équivalent.



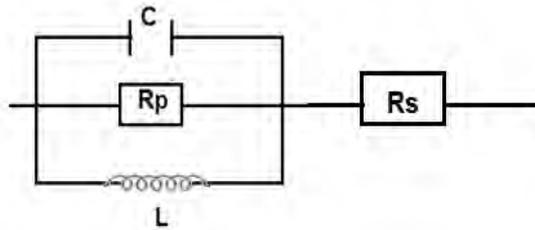


Figure 52: Schéma électrique équivalent de l'impédance dynamique à l'absence de champ magnétique.

La figure 52 représente le circuit électrique équivalent de l'impédance dynamique à l'absence du champ magnétique. Il caractérise les effets inductifs et capacitifs observés à la figure 45. **R_p** est la résistance parallèle obtenue lorsque la fréquence f tend vers zéro, L est l'inductance qui caractérise les phénomènes inductifs, **R_s** la résistance série et **C** est la capacité.

Le circuit électrique équivalent de l'impédance dynamique pour une valeur du champ magnétique donné est représenté à la figure 53. Pour faire une étude comparative, nous allons représenter les diagrammes de Nyquist et de Bode pour cette valeur du champ magnétique avant de donner le circuit électrique équivalent aux phénomènes observés.

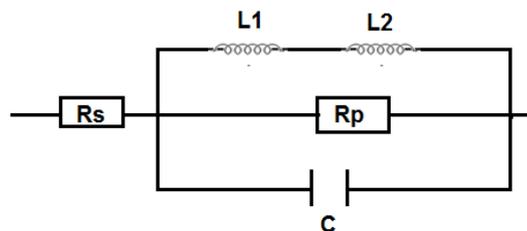
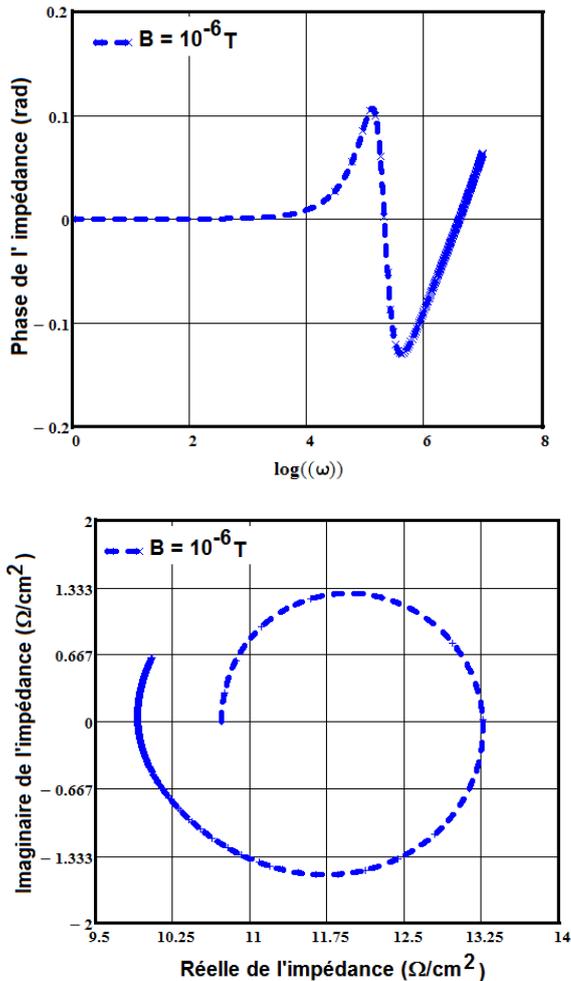


Figure 53: Schéma électrique équivalent pour une valeur du champ magnétique.

La figure 53 représente le circuit électrique équivalent de l'impédance dynamique pour une valeur donnée du champ magnétique. Il caractérise l'effet inductif de l'impédance observé aux figures précédentes où R_s est la résistance série qu'on détermine lorsque la fréquence tend vers zéro et L_1 , L_2 les inductances qui peuvent être déduites lorsque la fréquence tend vers l'infini et C est la capacité.

A la figure 54 est représenté le circuit électrique équivalent de l'impédance dynamique pour une valeur donnée du champ magnétique. En effet, nous présenterons d'abord les

diagrammes de Nyquist et de Bode pour cette valeur du champ magnétique qui nous permettra de pouvoir proposer un modèle de circuit électrique équivalent aux phénomènes observés.

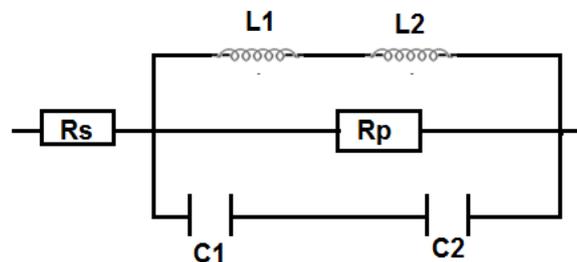
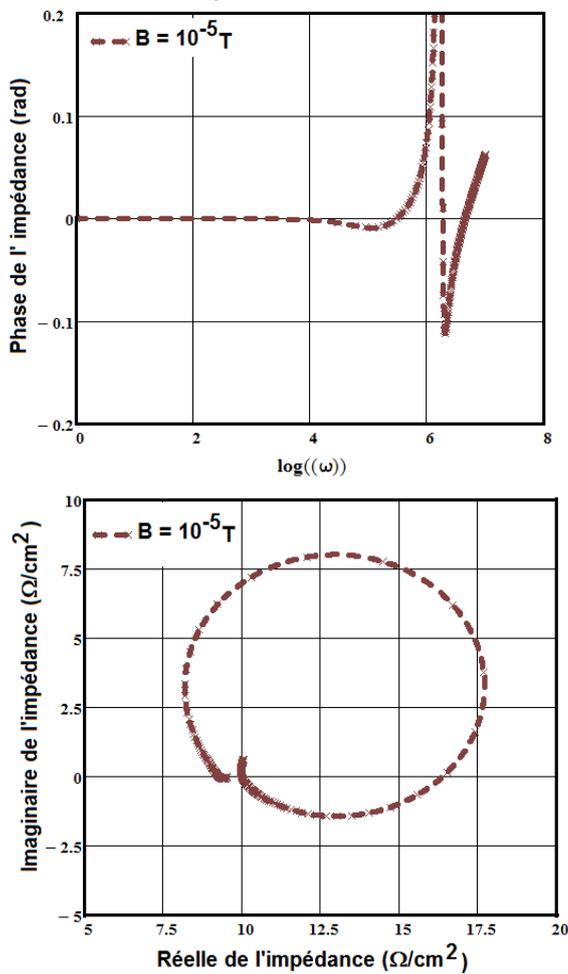


Figure 54: Schéma électrique équivalent de l'impédance pour une valeur donnée du champ magnétique.

La figure 54 représente le circuit électrique équivalent de l'impédance dynamique pour une valeur du champ magnétique. Il caractérise les effets inductifs et capacitifs observés aux figures précédentes où **Rs** est la résistance série qu'on détermine lorsque

la fréquence tend vers zéro, L_1 et L_2 les inductances qui peuvent être déduite lorsque la fréquence tend vers l'infini, C_1 et C_2 sont les capacités.

III.2 Etude du courant de diode.

III.2.1 Expression du courant de diode.

Le courant de diode est un courant de fuite, il s'établit lorsque les porteurs de charge sont injectés ou photo-générés dans la photopile. Ainsi, pour une photopile éclairée, ce courant caractérise les pertes de porteurs générés et dépend de la tension, du coefficient d'absorption et des vitesses de recombinaison.

Il est donné par l'expression suivante :

$$I_{d_n} = q \cdot S f_0 \cdot \delta_n(0) \tag{III-04}$$

Où $S f_0$ est la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction.

III.2.2 Etude du courant de diode en fonction de la pulsation.

Nous présentons à la figure 55 les variations du module du courant de diode en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs du champ magnétique.

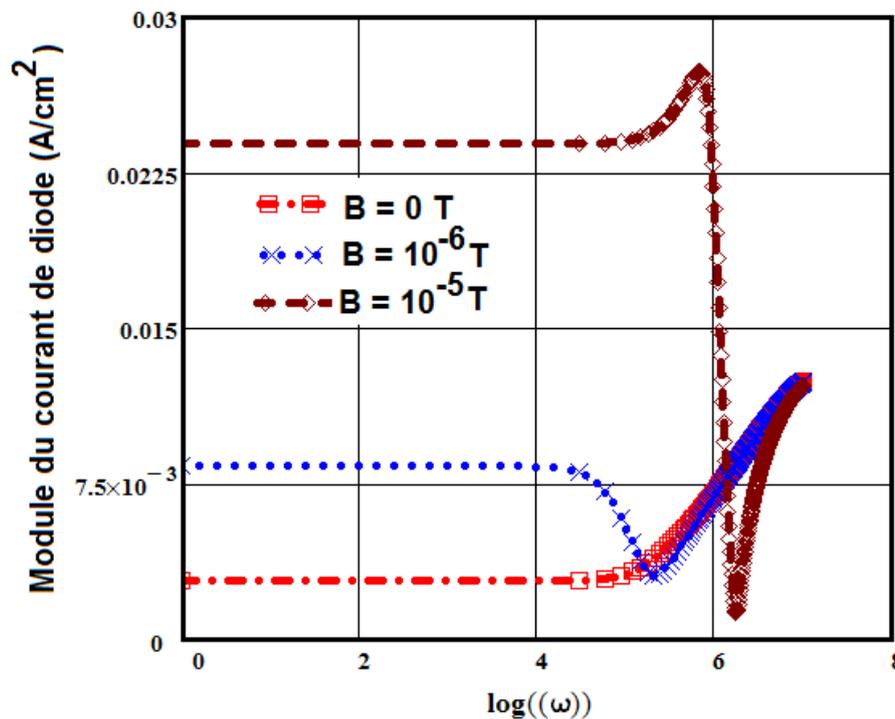


Figure 55: Variation du module du courant de diode en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs du champ magnétique.

$$K_I = 10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda = 0,6 \mu\text{m}; \varphi = 100 \text{ MeV}$$

Nous remarquons que le module du courant de diode est constant lorsqu'on se trouve aux faibles valeurs de la pulsation. En effet, les faibles valeurs de la pulsation correspondent au régime statique, ce qui justifie la constance du module du courant de diode dans cette partie. En outre, dès qu'on est en régime dynamique fréquentiel, l'influence de la fréquence se fait ressentir par l'apparition des pics de résonances avec l'application du champ magnétique. De plus, on constate que le module du courant de diode est minimal à l'absence de champ magnétique. Cela peut s'expliquer du fait qu'une augmentation du champ magnétique entraîne une accumulation de porteurs au niveau de la jonction, ce qui augmenterait le courant de fuite lorsqu'on augmente le champ magnétique.

Dans la figure 56, nous représentons les profils du module du courant de diode en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

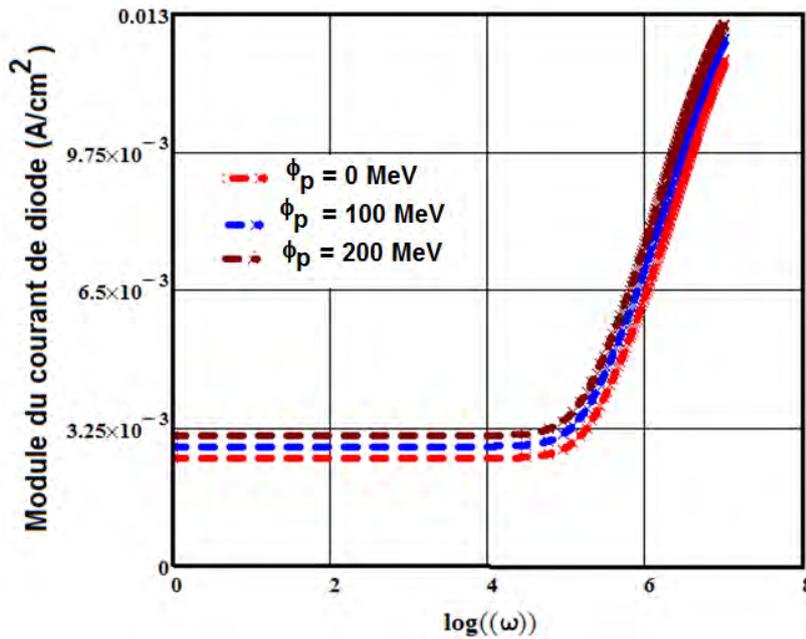


Figure 56: Variation du module du courant de diode en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

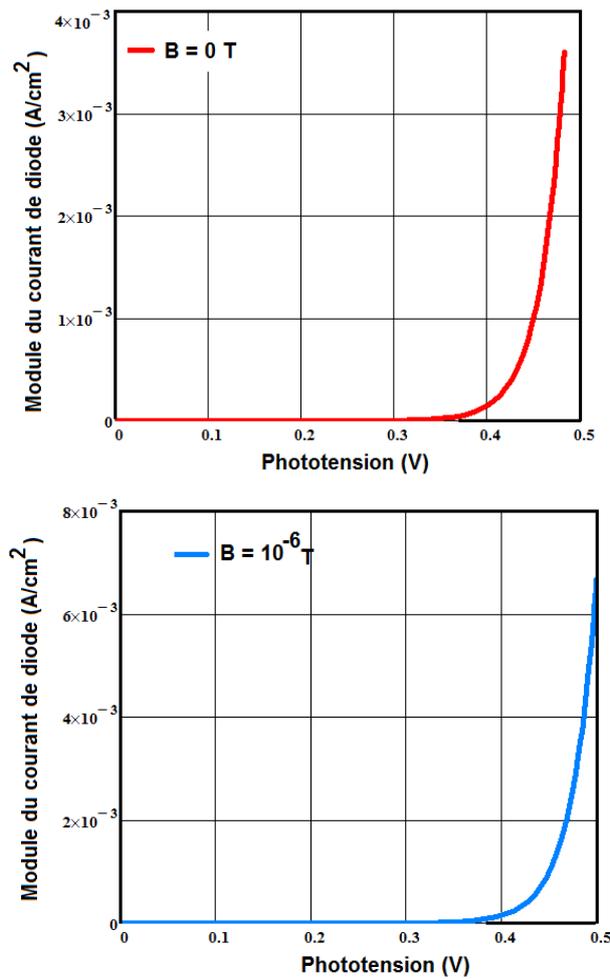
$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}; B = 10^{-5}; T$$

Pour les pulsations inférieures ou égales à 10^4 rad/s, le module du courant de fuite reste constant, nous sommes en régime quasi-statique. Cette valeur du courant de diode augmente quand l'énergie d'irradiation augmente. A partir de 10^5 rad/s, on note une nette augmentation du courant de diode en fonction du logarithme de la pulsation

jusqu'à une valeur maximale au voisinage de la résonance. De plus, on observe que l'énergie d'irradiation augmente le module du courant de diode. En effet, l'augmentation de l'énergie d'irradiation augmente les pertes de porteurs générées.

III.2.3 Etude du courant de diode en fonction de la phototension.

Dans la figure 57, nous représentons les profils du module du courant de diode en fonction de la phototension pour différentes valeurs du champ magnétique.



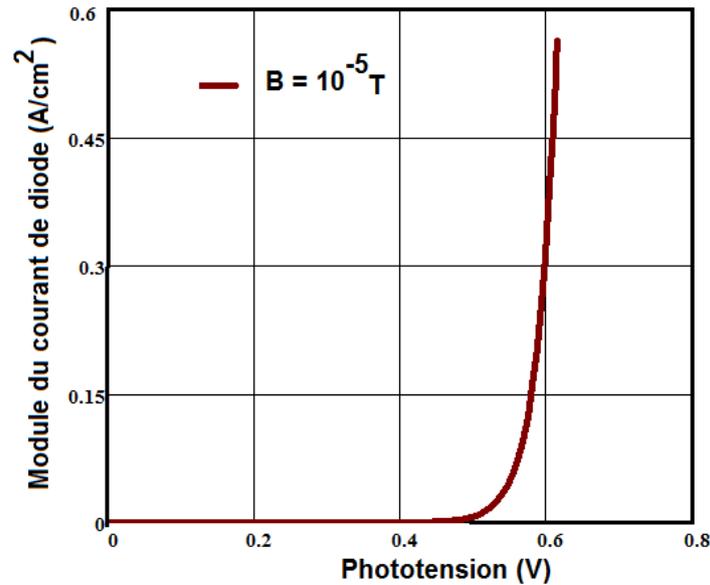


Figure 57: Variation du module du courant de diode en fonction de la phototension pour différentes valeurs du champ magnétique.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}; \varphi = 100\text{MeV}$$

Dès que l'influence de la zone de charge d'espace perd son importance, c'est-à-dire dès que la tension est supérieure ou égale à 0,4 volts, le courant de diode augmente avec la tension de façon exponentielle. Ainsi le courant de fuite se manifeste dès qu'il y a accumulation des porteurs de charge à la jonction (S_f faible ou gradient des porteurs faible) correspondant à des valeurs croissantes de la tension.

Dans la figure 58, nous représentons les profils du module du courant de diode en fonction de la phototension pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

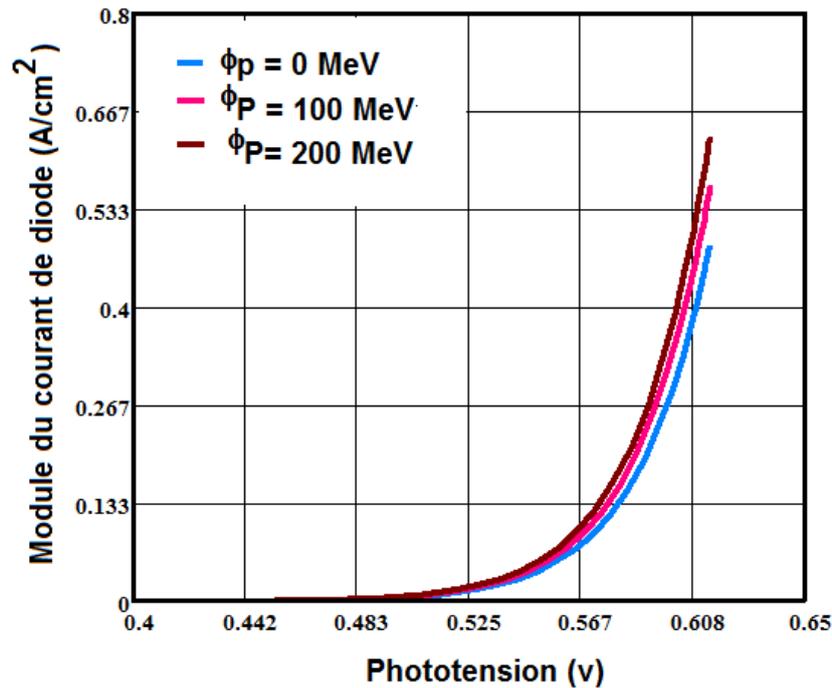


Figure 58: Module du courant de diode en fonction de la phototension pour différentes valeurs de l'irradiation.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}; B = 10^{-5}; T$$

Dans cette figure, nous observons que le courant de diode est presque nul aux faibles valeurs de la phototension. Pratiquement, nous avons les mêmes allures que les figures précédentes. Donc, les explications resteront les mêmes quant à l'influence de la phototension sur le module du courant de diode. Par rapport à l'énergie d'irradiation, nous notons une augmentation du module de courant de diode car l'énergie d'irradiation réduit la mobilité des porteurs d'où une augmentation de l'accumulation de porteurs minoritaires.

III.3 Etude de la puissance électrique de la photopile.

III.3.1 Expression de la puissance.

La puissance fournie par la photopile sous illumination monochromatique de longueur d'onde (λ_i) et pour un point de fonctionnement à Sf donné, s'exprime par le produit :

$$P = I \cdot V_{ph} \tag{III-05}$$

III.3.2 Etude de la puissance en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction.

Nous représentons à la figure 59 les variations de la puissance en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs du champ magnétique.

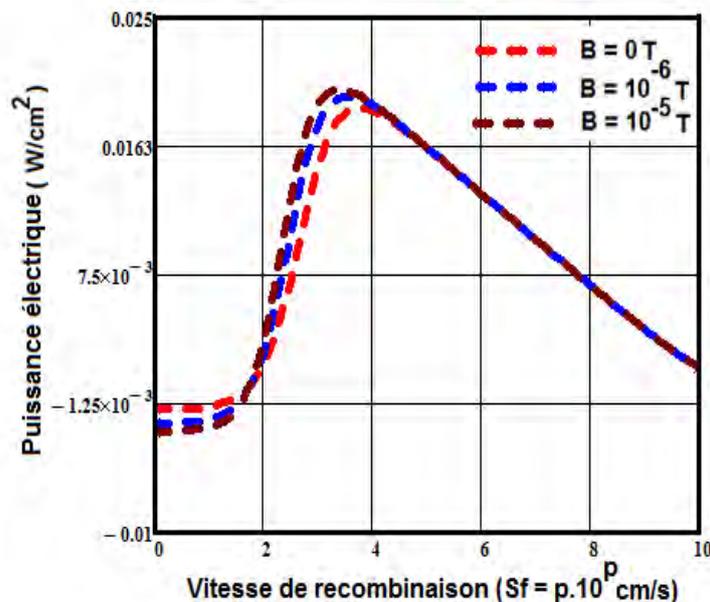


Figure 59: Variation de la puissance électrique en fonction de Sf pour différentes valeurs du champ magnétique.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot s^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}; \omega=10^5 \text{ rad}\cdot s^{-1}; \varphi = 100 \text{ MeV}$$

Les courbes de la figure 59 montrent que pour des faibles vitesses de recombinaison à la jonction (au voisinage du circuit ouvert), la puissance est faible car le photocourant est faible. Lorsque la vitesse de recombinaison à la jonction augmente, le photocourant augmente lentement, entraînant ainsi une augmentation de la puissance jusqu'au maximum qui correspond à la puissance maximale. Avec les grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction (fonctionnement de la photopile en court-circuit), la phototension tend à s'annuler, cela provoque simultanément une diminution de la puissance. En outre, l'application du champ magnétique rapproche le point de fonctionnement de la photopile vers celui de circuit ouvert.

Nous représentons à la figure 60 les variations de la puissance en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

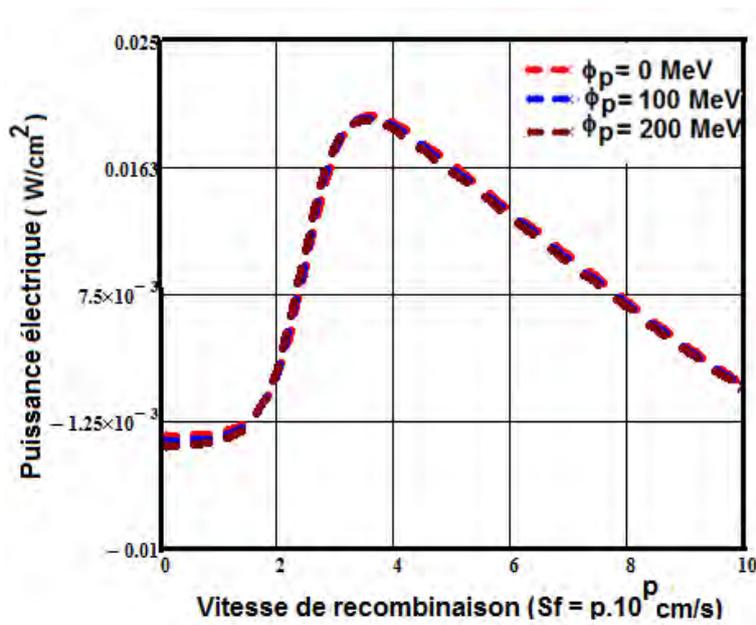


Figure 60: Variation de la puissance en fonction de Sf pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} ; B= 10^{-5} \text{ T} ; \lambda=0,6\mu\text{m}; \omega =10^5 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$$

Ces courbes montrent essentiellement deux parties. Dans la première partie, la puissance augmente avec la vitesse de recombinaison à la jonction jusqu'à un certain maximum, où la puissance décroît avec la vitesse de recombinaison à la jonction mais il faut noter que cette décroissance est moins marquée que la croissance. Cette puissance maximale est la puissance optimale que peut fournir la photopile ; elle correspond à un point de fonctionnement particulier (défini par une vitesse de recombinaison Sf) pour lequel il y a adaptation d'impédance entre l'impédance dynamique de la photopile en ce point et la charge externe connectée à la photopile. Toute différence entre ces deux impédances (dynamique et externe) entraîne une perte dans le transfert de puissance. Si l'on regarde maintenant la dépendance à l'énergie, on observe que la puissance diminue avec l'énergie d'irradiation; en effet, si l'énergie d'irradiation augmente, les dégradations vont augmenter dans une certaine mesure entraînant une diminution (faible ici) de la puissance disponible.

III.3.3 Etude de la puissance en fonction de la phototension.

Nous représentons à la figure 61, les variations de la puissance en fonction de la tension pour différentes valeurs du champ magnétique.

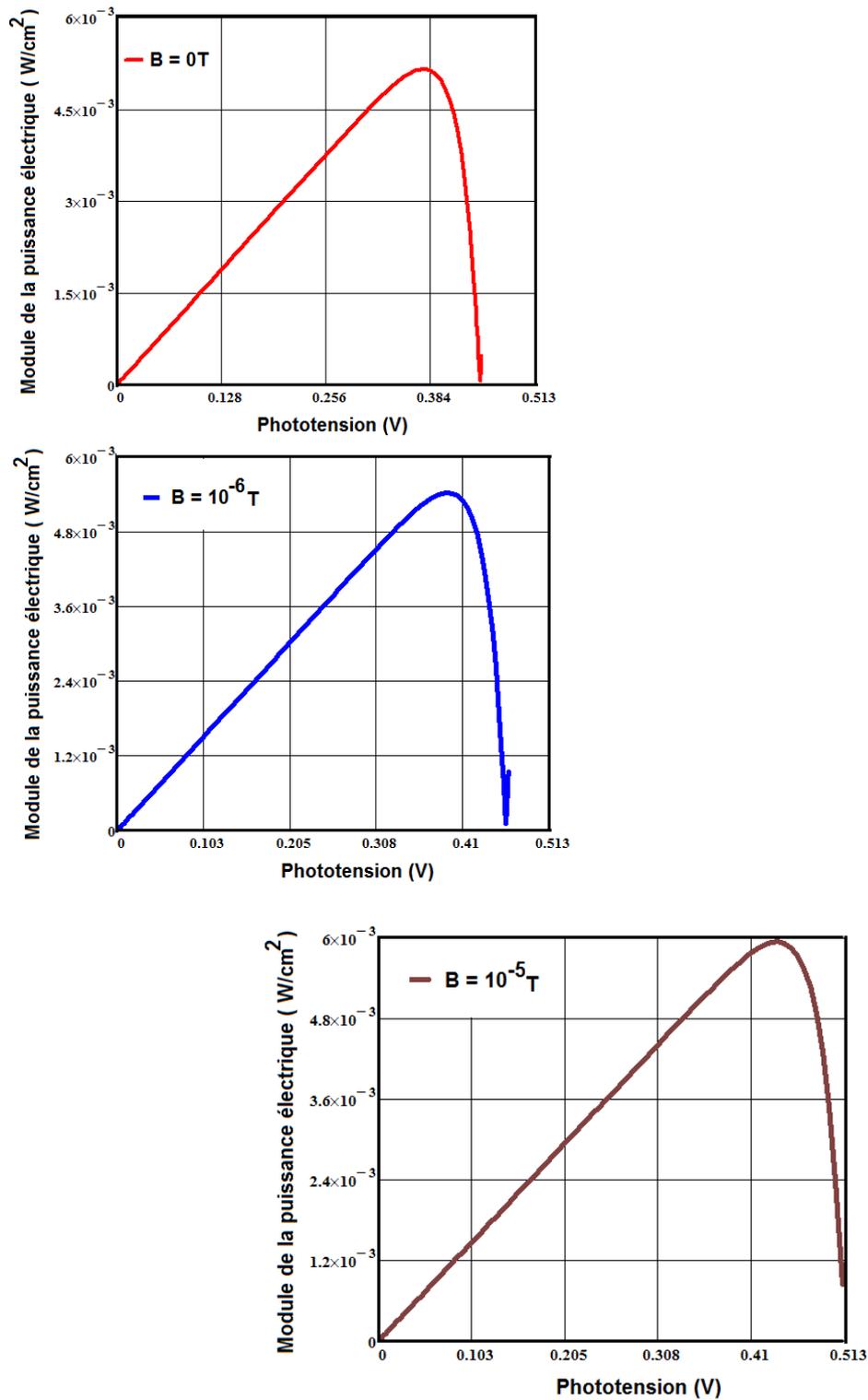


Figure 61: Variation de la puissance en fonction de la phototension pour différentes valeurs du champ magnétique.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}; \varphi = 100\text{MeV}$$

La puissance électrique augmente avec la phototension pour atteindre sa valeur maximale correspondant au point de fonctionnement de la photopile. A partir de cette

valeur, la puissance diminue nettement et tend vers la valeur 0 quand la tension tend vers la valeur de la phototension de circuit ouvert. En outre, le module de la puissance diminue quand on augmente la valeur du champ magnétique, mettant en exergue les effets néfastes du champ magnétique sur ce paramètre électrique de la photopile. Nous représentons à la figure 62, les variations de la puissance en fonction de la tension pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

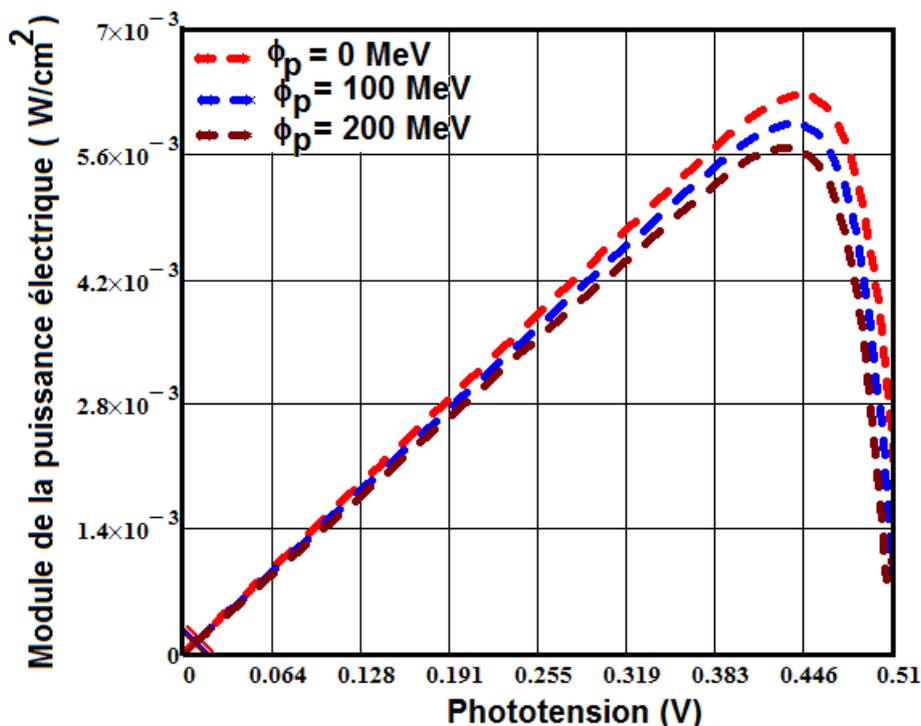


Figure 62: Variation de la puissance électrique en fonction de la phototension pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; B= 10^{-5} \text{ T}; \lambda=0,6\mu\text{m}$$

La puissance électrique augmente avec la phototension pour atteindre sa valeur maximale correspondant au point de fonctionnement maximal de la photopile. A partir de cette valeur, la puissance diminue nettement et tend vers la valeur zéro quand la tension tend vers la valeur de la phototension de circuit ouvert. En outre, le module de la puissance diminue quand on augmente l'énergie d'irradiation, mettant en exergue les effets néfastes de l'irradiation sur ce paramètre électrique de la photopile.

Conclusion

La résolution de l'équation de continuité des porteurs minoritaires dans la base de la photopile, nous a permis d'étudier certains paramètres phénoménologiques et électriques en fonction de la fréquence de modulation et de la vitesse de recombinaison. Les influences de l'énergie d'irradiation et du champ magnétique sur ces paramètres ont été mises en exergues. Une dégradation des propriétés intrinsèque de la photopile, à travers ces différents paramètres, a été notée. Les diagrammes de Bode et de Nyquist de l'impédance de la photopile, nous ont aidés à montrer les effets capacitifs et inductifs puis au-delà, des circuits électriques ont été proposés en tenant compte des résultats obtenus. Nous nous proposons pour la suite, d'étudier la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction de la photopile sous éclairage monochromatique en présence d'irradiation et sous champ magnétique.

***CHAPITRE IV: ETUDE DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON
INTRINSEQUE A LA JONCTION EN PRESENCE DE CHAMP
MAGNETIQUE ET SOUS IRRADIATION.***

Introduction

Dans cette quatrième partie, l'étude de la photopile sera portée sur la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction des porteurs minoritaires de charge qui pose une problématique assez préoccupante à la théorie et à la technologie d'élaboration des photopiles. La passivation par méthodes optique et chimique, par un Back Surface Field (BSF) est toujours d'actualité pour réduire davantage les phénomènes de recombinaisons afin d'optimiser le rendement de conversion énergétique. Lorsqu'on éclaire la photopile monofaciale par une lumière monochromatique en modulation de fréquence et en présence d'un champ magnétique appliqué, la densité de porteurs minoritaires photocréés obéit à l'équation de continuité. A partir d'une étude théorique, nous proposons dans ce chapitre, une méthode de détermination de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction d'une photopile monofaciale au silicium sous éclairage monochromatique en régime dynamique fréquentiel et sous irradiation et pour finir un modèle de circuit électrique équivalent a été présenté. [53-54].

IV.1 Expression de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction.

IV.1.1 Profil de la densité de photocourant en fonction de S_b .

Le profil de la densité de photocourant est représenté à la figure 63 en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière S_b .

L'allure de ce courbe ci-dessous montre que pour les photopiles de type BSF (S_b faible), la densité de photocourant est maximale pour enfin décroître jusqu'à atteindre une valeur constante pour les grandes valeurs de S_b modélisant une photopile de type ohmique.

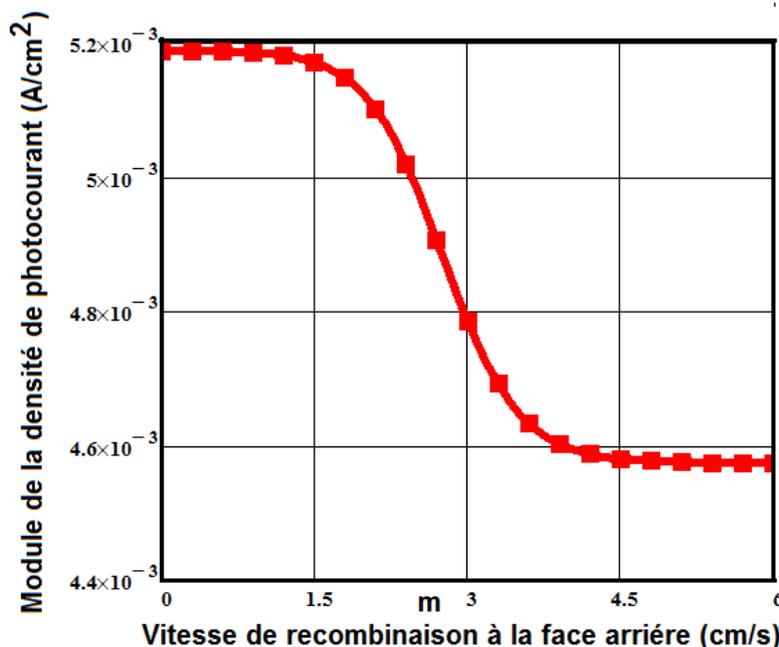


Figure 63: Module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}; \omega=10^5 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}; B=10^{-5} \text{ T } \varphi = 100 \text{ MeV}$$

IV.1.2 Expression de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction en fonction de l'énergie d'irradiation.

La vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction caractérisant certains phénomènes recombinatoires des porteurs minoritaires en excès au niveau des surfaces des photopiles, fait l'objet de recherches afin de contrôler leurs qualités. C'est ainsi que des études ont été menées sur la détermination des expressions des vitesses de recombinaisons intrinsèques à la jonction en régimes statique, dynamique transitoire et dynamique fréquentielle en éclairage monochromatique ou polychromatique. En effet, l'allure de la courbe de variation du module de la densité du photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb montre qu'aux grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb, ces courbes présentent chacune un palier horizontal. Le gradient du photocourant par rapport à Sb tend alors vers zéro. Ainsi, la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction s'obtient par dérivation de la densité du photocourant (J_{ph}) par rapport à la vitesse de recombinaison à la face arrière de la base Sb.

Ainsi l'expression de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction d'une photopile monofaciale en régime dynamique fréquentiel sous éclairage monochromatique en présence de champ magnétique et sous irradiation est donnée par l'expression suivante :

$$Sf_{0_1} = \frac{D^*(\omega, Kl, \varphi_p, B)}{L} \left[\frac{L \alpha_i - \left[L \alpha_i \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right] e^{-\alpha_i H}}{e^{-\alpha_i H} \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + L \alpha_i \sinh\left(\frac{H}{L}\right) e^{-\alpha_i H} - 1} \right] \quad (IV-01)$$

Dans les paragraphes suivants, nous allons étudier les diagrammes de Bode et de Nyquist de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation et du champ magnétique.

IV.2 Diagramme de Bode de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction Sf.

La phase de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction Sf_0 en fonction du logarithme de la fréquence pour différentes valeurs du flux d'irradiation est représentée à la figure 64.

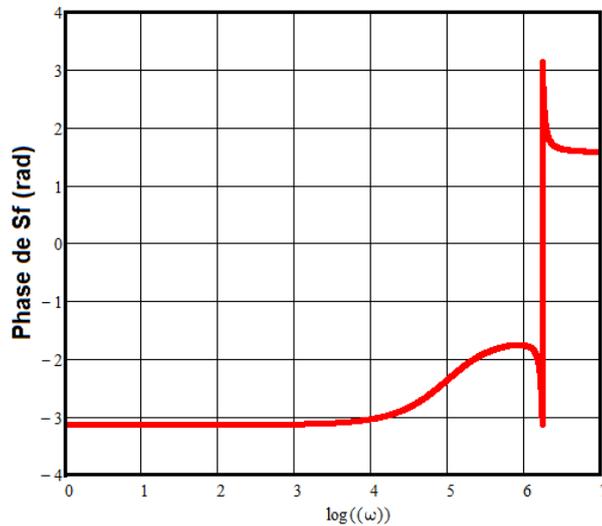


Figure 64: Phase de Sf en fonction du logarithme de la pulsation

$$B = 10^{-5} \text{ T}; Kl=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}; \varphi = 50 \text{ MeV}$$

On remarque qu'en régime quasi statique la phase de Sf_0 est négative, donc les effets capacitifs prédominent, par compte en régime dynamique fréquentiel, la phase de Sf

est à la fois négative et positive. Dans ce cas, on a simultanément les effets inductifs et les effets capacitifs.

IV.3 Diagramme de Nyquist de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction et modèle de circuit électrique équivalent.

IV.3.1 Diagramme de Nyquist de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction.

Sur la figure 65 nous représentons le diagramme de Nyquist de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

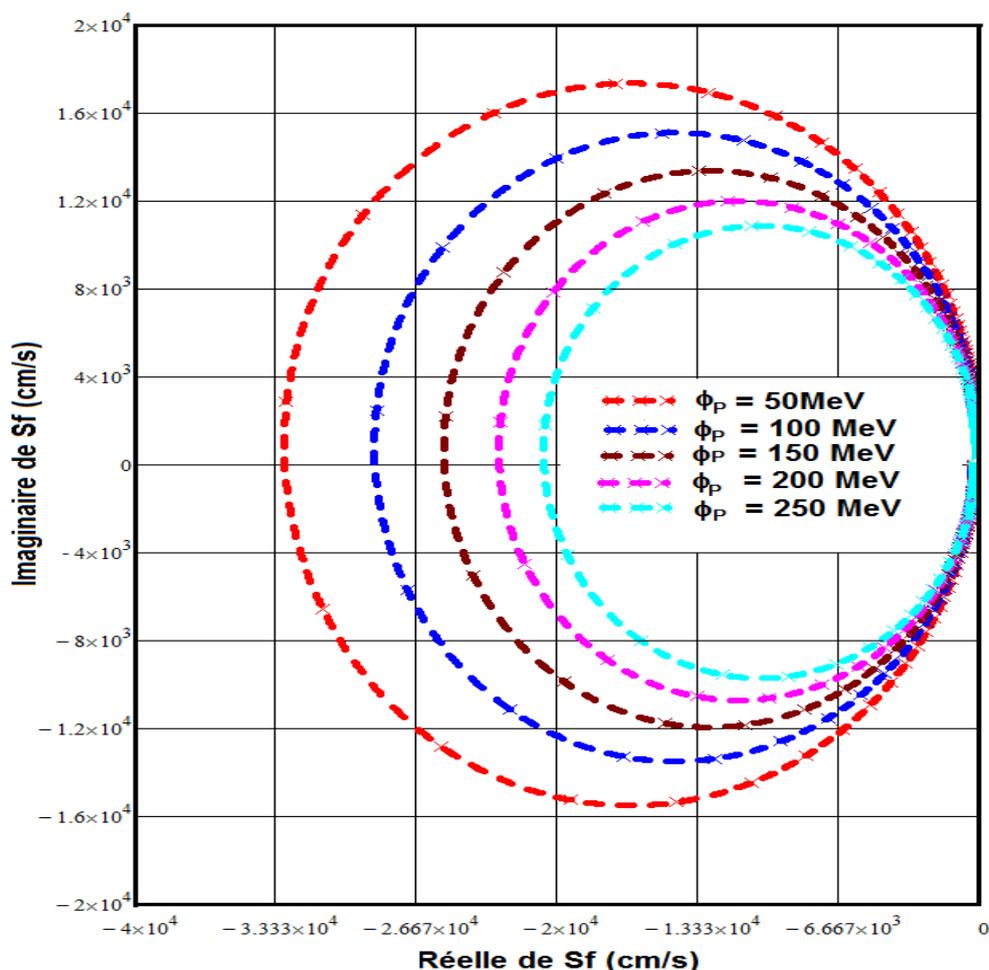


Figure 65: Partie imaginaire de Sf_0 en fonction de sa partie réelle pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

$$B = 10^{-5} \text{ T}; KI = 10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda = 0,6 \mu\text{m}$$

Pour mieux interpréter la figure 65, on a représenté à la figure 66 la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction pour une valeur du flux d'irradiation. Ensuite la partie imaginaire de la vitesse de

recombinaison intrinsèque à la jonction Sf_0 est représentée en fonction du logarithme de la fréquence de modulation à la figure 67

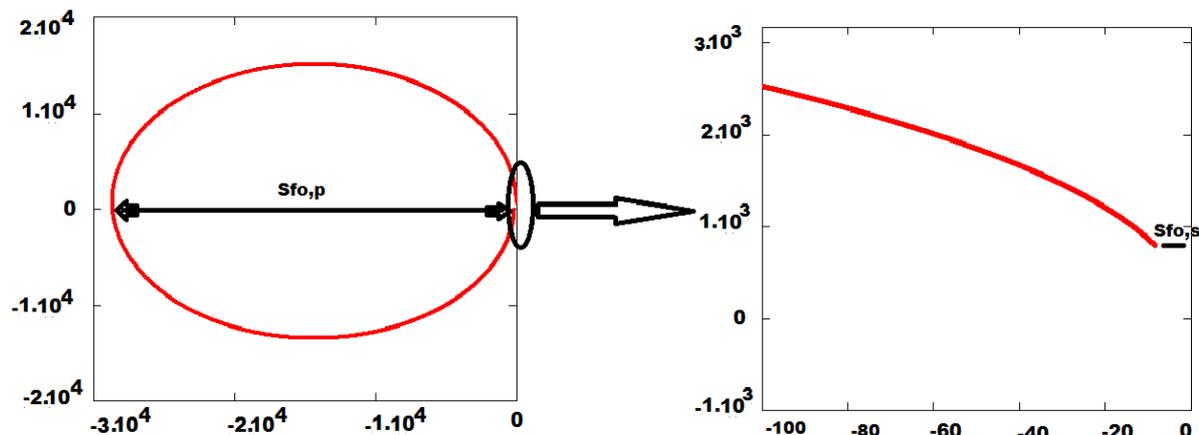


Figure 66: Imaginaire de Sf_0 en fonction de sa partie réelle.

$B = 10^{-5} \text{ T}; KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}.$

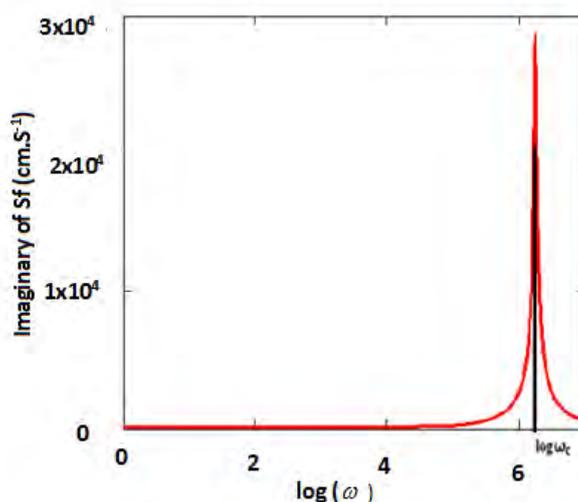


Figure 67: Imaginaire de Sf_0 en fonction du logarithme de la pulsation.

$B = 10^{-5} \text{ T}; KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}$

Graphiquement, nous trouvons que $\omega_c = 10^{6,2} \text{ rad.s}^{-1}$

On observe que ces courbes ont une forme elliptique avec des valeurs négatives et positives de la partie imaginaire de Sf_0 ce qui justifierait les effets capacitifs et inductifs cités précédemment. On en déduit que l'énergie perdue par effet capacitif est entièrement restituée par effet inductif, ce qui justifie la stabilité de notre modèle. Quand on augmente l'énergie d'irradiation, le diamètre des cercles diminue ce qui correspond à une diminution de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction parallèle Sf_0 . De plus, dans ces mêmes conditions, on peut aussi déterminer la vitesse

de recombinaison intrinsèque à la jonction série Sfos. Dans le tableau5, nous avons relevé les valeurs de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction parallèle et série.

Tableau 5: Valeur de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction parallèle et série.

ϕ_p (MeV)	Sfo _p ($\Omega \cdot \text{cm}^2$)	Sfo _s ($\Omega \cdot \text{cm}^2$)
0	$3,86 \cdot 10^4$	8,49
50	$3,26 \cdot 10^4$	7,23
100	$2,86 \cdot 10^4$	6,61
150	$2,53 \cdot 10^4$	5,56
200	$2,27 \cdot 10^4$	4,99
250	$0,24 \cdot 10^4$	4,52

En effet, ceux-ci va nous pousser à étudier la caractéristique courant-tension pour en déduire le comportement de la résistance série et shunt en fonction de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction en fin de trouver la valeur numérique de la résistance parallèle Rp et de la résistance série Rs. [55-56].

IV.3.2 Caractéristique courant- tension.

Nous représentons à la figure 68 la variation de la densité de photocourant en fonction de la phototension.

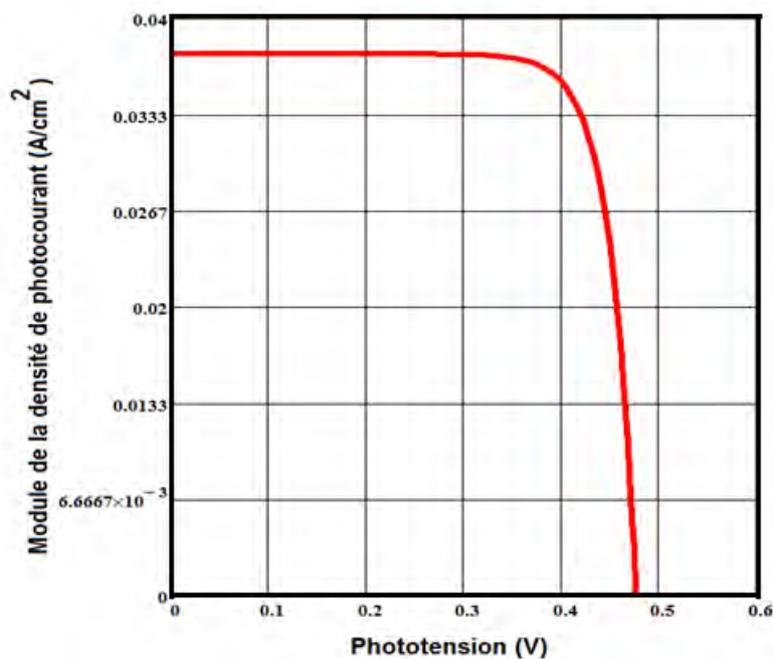


Figure 68: Module de la densité de photocourant en fonction de la phototension.

$B = 10^{-5} \text{ T}$; $KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$; $\lambda=0,6\mu\text{m}$; $\varphi = 50\text{MeV}$

Lorsque la photopile fonctionne en situation de court-circuit, le photocourant correspond au courant de court-circuit qui est une constante, mais en situation de circuit ouvert, ce photocourant tend vers zéro pendant que la phototension est égale à la tension de circuit ouvert. En considérant le fonctionnement de la photopile soit en situation de court-circuit soit en situation de circuit ouvert, des paramètres électriques tels que la résistance série et la résistance shunt peuvent être déduits.

Sur la figure 69 nous représentons le profil du module de la densité de photocourant en fonction de la phototension pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

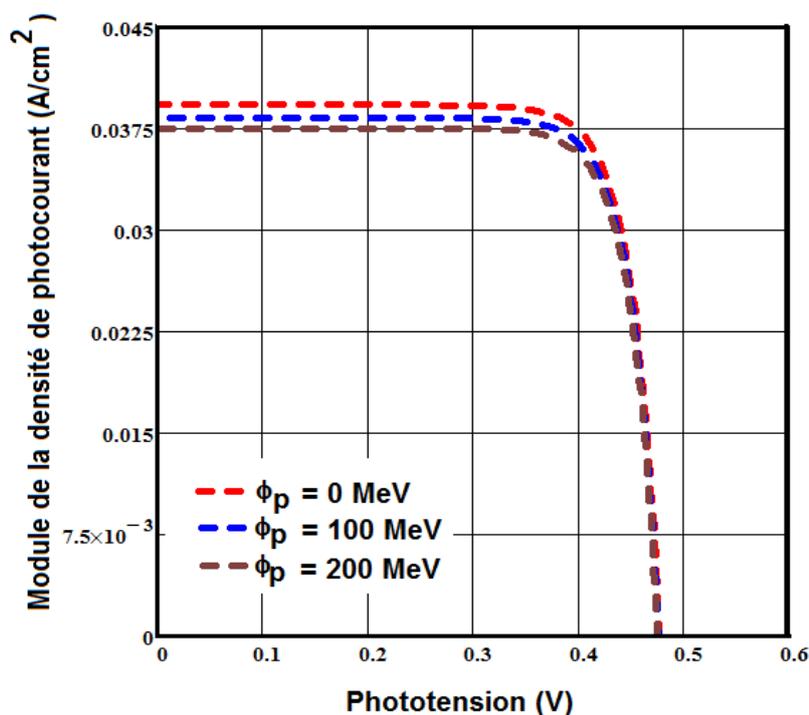


Figure 69: Module de la densité de photocourant en fonction de la phototension pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

$$B = 10^{-5} \text{ T}; KI = 10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda = 0,6 \mu\text{m}$$

La figure 69 représente la caractéristique I-V d'une photopile monofaciale illuminée par une lumière monochromatique. L'effet de l'énergie d'irradiation est visualisé à travers cette figure. Ce schéma montre l'effet de l'énergie d'irradiation sur le court-circuit et le circuit ouvert. En effet, l'influence de l'irradiation est beaucoup plus marquée en court-circuit qu'en circuit ouvert où certes V_{co} augmente mais lentement. En court-circuit, la diminution d' I_{cc} avec l'irradiation est très visible. Les allures des

courbes sur la figure 69 confirment l'effet de l'énergie d'irradiation constaté sur la densité, la phototension et le photocourant.

Sur la figure 70 nous représentons le profil du module de la densité de photocourant en fonction de la phototension pour différentes valeurs du champ magnétique.

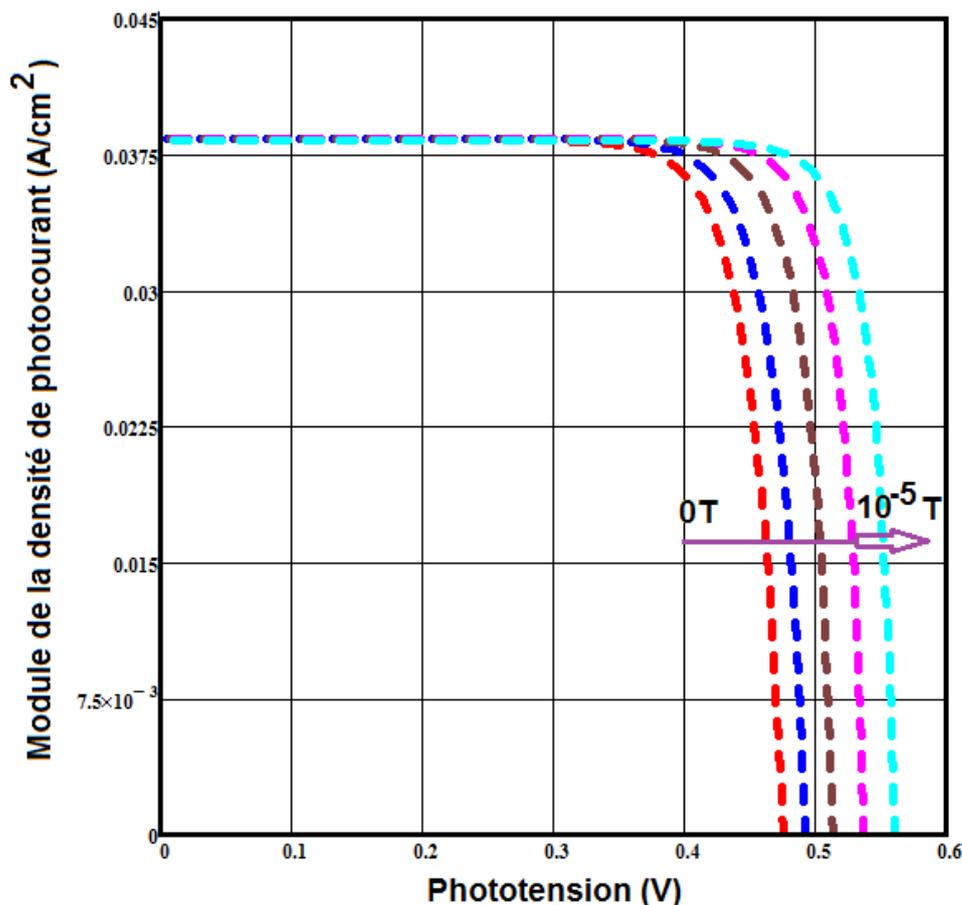


Figure 70: Module de la densité de photocourant en fonction de la phototension pour différentes valeurs du champ magnétique.

$$B = 10^{-5} \text{ T}; KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}; \varphi = 50 \text{ MeV}$$

Cette figure représente la caractéristique courant-tension d'une cellule solaire en régime dynamique fréquentiel sous éclairage monochromatique. Dans ce schéma, l'influence du champ magnétique a été mise en exergue. En effet, l'influence du champ magnétique est beaucoup plus marquée en circuit ouvert qu'en court-circuit.

IV.3.3 Détermination de la résistance série de la photopile.

L'étude de la caractéristique courant-tension présente un palier presque vertical. Cela correspond à une source de tension constante assimilable à la phototension de circuit ouvert. Comme la photopile n'est pas idéale, elle présente des pertes ohmiques. Ces dernières sont caractérisées par la présence dans le circuit équivalent d'une résistance série (R_s), montée en série avec la source de tension. Nous proposons à la figure 71 un circuit électrique équivalent d'une photopile qui fonctionne en situation de circuit ouvert.

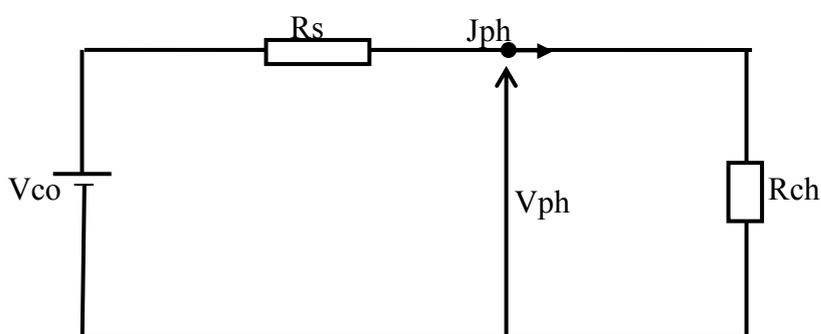


Figure 71: Circuit électrique équivalent d'une photopile fonctionnant en circuit ouvert.

V_{co} : phototension assimilable à la phototension de circuit ouvert,

R_s : résistance série,

J_{ph} : densité de photocourant,

V_{ph} : phototension,

R_{ch} : résistance de charge,

En appliquant la loi à la maille (V_{co} , R_s , V_{ph} , V_{co}) on obtient la relation suivante :

$$V_{ph} = V_{co} - R_s \cdot J_{ph} \quad (IV-02)$$

De cette expression, on tire la résistance série, qui s'écrit :

$$R_s = \frac{V_{co} - V_{ph}}{J_{ph}} \quad (IV-03)$$

Nous représentons à la figure 72 le module de la résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction.

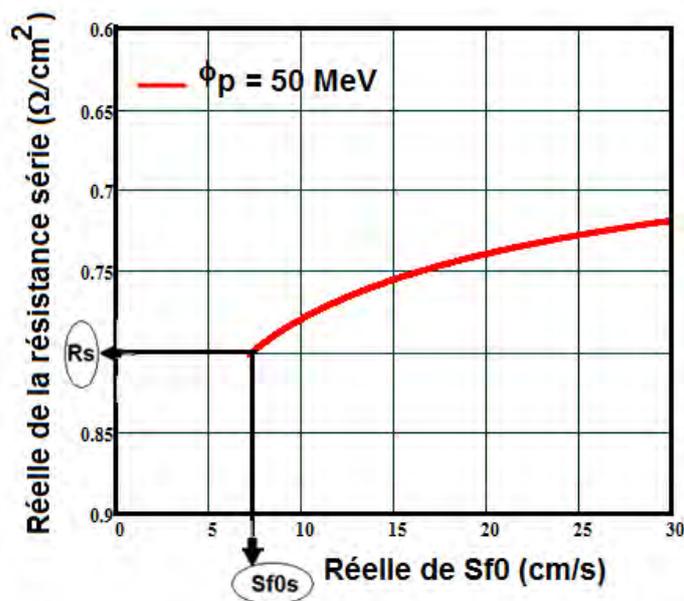


Figure72: Module de la résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction.

$$B = 10^{-5} T; KI = 10 \text{ MeV}^1 \cdot \text{s}^{-1}; \lambda = 0,6 \mu\text{m}.$$

Le profil de la résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction va nous permettre de trouver la résistance série en projetant la valeur Sf_{0s} suivant la courbe. Cette technique va nous permettre de remplir le tableau ci-dessous.

IV.3.4 Détermination de la résistance shunt de la photopile.

L'étude de la caractéristique courant-tension présente un palier presque horizontal. Cela correspond à une source de courant constante assimilable au photocourant de court-circuit. Comme la photopile n'est pas idéale, elle présente des fuites de courant. Ces dernières sont caractérisées par la présence dans le circuit équivalent d'une résistance shunt (R_{sh}), montée en parallèle avec la source de courant.

Nous proposons à la figure 73 un circuit électrique équivalent d'une photopile qui fonctionne en court-circuit.

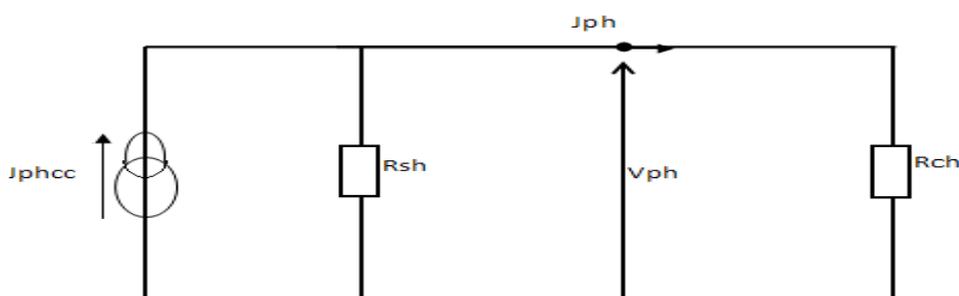


Figure 73 : Circuit électrique équivalent d'une photopile en court-circuit

J_{phcc} : densité de photocourant de court-circuit,

R_{sh} : résistance shunt,

J_{ph} : densité de photocourant,

V_{ph} : phototension,

R_{ch} : résistance de charge

La loi à la maille (R_{sh} , V_{ph} , R_{ch}) appliquée à ce circuit permet d'écrire :

$$V_{ph} = R_{Sh} \cdot (J_{cc} - J_{ph}) \quad (IV-04)$$

De cette expression, on tire la résistance shunt, qui s'écrit :

$$R_{Sh} = \frac{V_{ph}}{J_{cc} - J_{ph}} \quad (IV-05)$$

Le module de la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison pour différentes valeurs du champ magnétique est représenté à la figure 74.

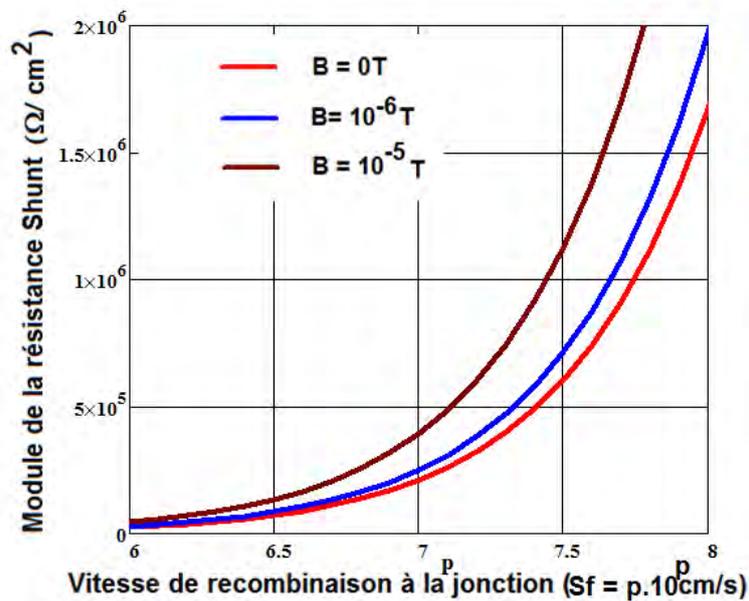


Figure 74: Module de la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison pour différentes valeurs du champ magnétique.

$$Kl = 10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda = 0,6 \mu\text{m}; \varphi = 100 \text{ MeV}$$

Nous pouvons également remarquer sur cette figure une augmentation de la résistance shunt avec l'intensité du champ magnétique. Cela signifie une baisse sensible du courant qui traverse celle-ci, donc une amélioration du courant délivré par la photopile.

Le module de la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison pour différentes valeurs du flux d'irradiation est représenté à la figure 75.

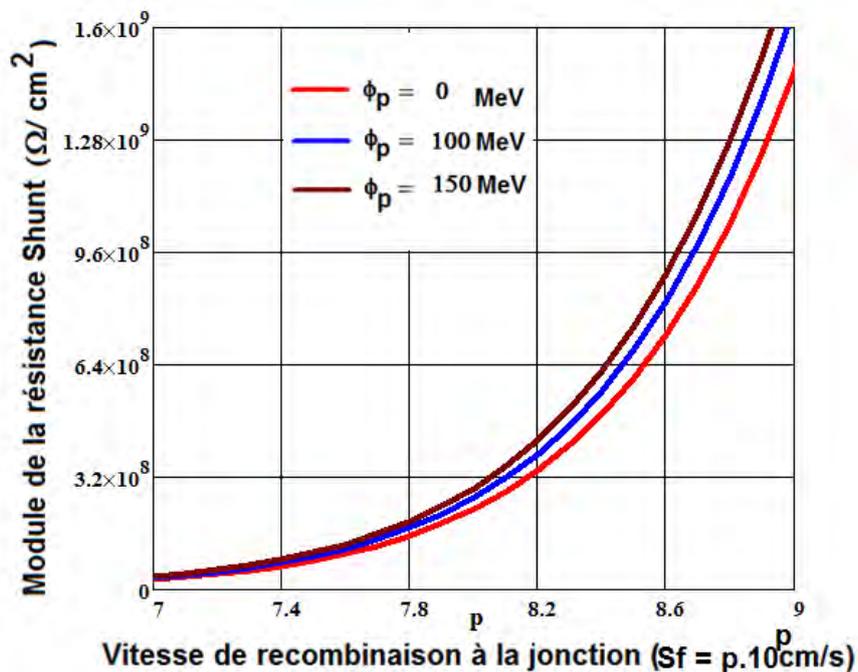


Figure 75: Module de la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison pour différentes valeurs de l'irradiation.

$$KI=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}; B = 10^{-5} \text{ T}$$

Nous obtenons les mêmes résultats que la figure 76 lorsque la vitesse de recombinaison augmente. Nous notons que l'énergie d'irradiation augmente la valeur de la résistance shunt comme nous l'avons également remarqué sur la résistance série. Pour des vitesses de recombinaison à la jonction à partir de $7 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ la résistance shunt croît exponentiellement pour atteindre des valeurs maximales. Cette augmentation traduit une forte recombinaison des porteurs au niveau de la jonction. L'augmentation de l'énergie d'irradiation augmente la résistance shunt permettant ainsi une plus grande recombinaison des porteurs à la jonction.

Nous représentons à la figure 76 le module de la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction.

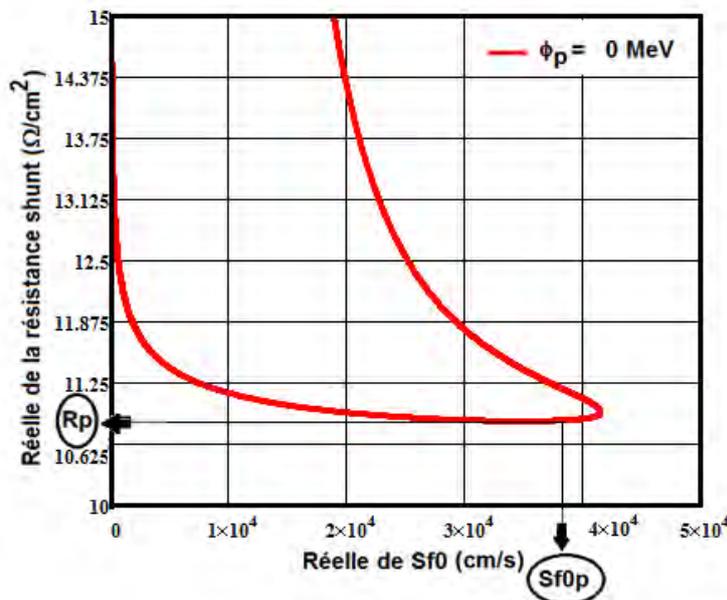


Figure76: Module de la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction.

$$B = 10^{-5} \text{ T}; K1=10 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}; \lambda=0,6\mu\text{m}$$

De même, le profil de la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction va nous permettre de trouver la résistance parallèle en projetant la valeur Sf_{0p} suivant la courbe. Cette technique nous a permis de remplir le tableau ci-dessous.

IV.3.5 Circuits électriques équivalents de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction.

La figure 77 représente le circuit électrique équivalent de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction lorsqu'on utilise le diagramme de Nyquist, il caractérise les phénomènes capacitifs et inductifs observés dans la représentation de la phase en fonction de la fréquence où C est la capacité ; L est l'inductance et R_p la résistance parallèle qui caractérise l'effet résistif en procédé de diffusion.

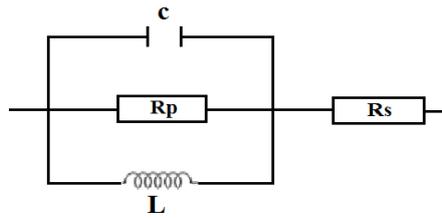


Figure77: Circuit électrique équivalent

En traçant le diagramme de Nyquist pour une valeur de l'énergie d'irradiation, le diamètre du cercle obtenu est égal à \$R_p\$ qui est une résistance associée au procédé de recombinaison. Connaissant la valeur de la fréquence de coupure [57] nous pouvons en déduire la capacité à partir de la relation suivante.

$$R_p \cdot C = \frac{2\pi}{\omega_c} \tag{IV-06}$$

Tableau 6: Paramètres électriques et intrinsèques de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction.

ϕ_p (MeV)	R_p ($\Omega \cdot \text{cm}^2$)	R_s ($\Omega \cdot \text{cm}^2$)
0	10,85	0,77
50	10,99	0,80
100	11,11	0,81
150	11,23	0,84
200	11,36	0,85
250	12,15	0,87

A partir de ce tableau, nous constatons que quand la valeur de l'énergie d'irradiation augmente, la résistance \$R_p\$ diminue ce qui est dû au ralentissement de la diffusion des porteurs minoritaires causée par l'irradiation. Par conséquent, les propriétés intrinsèques de la photopile sont endommagées ; ceci implique une qualité inférieure des cellules.

CONCLUSION

Une étude théorique a été effectuée sur la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction \$Sf_0\$ d'une photopile monofaciale au silicium et sous éclairage monochromatique, en modulation de fréquence et sous irradiation. En effet, cette étude

nous a permis aussi de montrer qu'en régime dynamique fréquentiel, le modèle de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_0 est idéal. De plus avec une énergie d'irradiation appliquée, la recombinaison des porteurs minoritaires est ralentie. En tenant compte de tous ces résultats, un modèle électrique équivalent de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction a été proposé.

CONCLUSION GENERALE

La production mondiale d'énergie photovoltaïque augmente de façon très importante depuis plusieurs années, mais son développement reste lié au coût élevé par rapport aux énergies fossiles et nucléaires. Cependant, l'utilisation des substrats minces afin de réduire le coût de fabrication avec de nouvelles technologies bien adaptées, peut être largement bénéfique surtout pour les pays en développement tels que ceux de l'hémisphère sud du globe terrestre. Une étude théorique, en régime de modulation de la fréquence, d'une photopile placée dans un champ magnétique constant en présence d'irradiation sous éclairage monochromatique, a été présentée. Dans l'étude bibliographique sur les différentes méthodes de détermination des paramètres électriques et de recombinaisons, du photocourant, des vitesses de recombinaisons intrinsèques, de la phototension, en fonction de la fréquence de modulation, de l'énergie d'irradiation et du champ magnétique appliqué, ont été établies. L'effet de la fréquence, de l'irradiation et du champ magnétique appliqué sur ces paramètres électriques ci-dessus cités, est mis en exergue. On note une dégradation des propriétés intrinsèques de la photopile avec l'application du champ magnétique et des phénomènes de résonance sont observés à travers l'impédance dynamique des porteurs minoritaires photocréés. L'impédance de la photopile, obtenue par le rapport du photocourant et de la phototension, a été tracée pour quelques intensités du champ magnétique avec la méthode de la spectroscopie d'impédance. De cette méthode, des modèles de circuits électriques équivalents caractérisant le fonctionnement de la photopile dans cette étude, ont été proposés. La représentation de Bode et de Nyquist de l'impédance, a montré, l'existence des effets capacitifs et inductifs de la photopile. Dans la dernière partie, une étude sur la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction a été présentée sous l'impact de l'irradiation et du champ magnétique. A partir de cette étude, on a présenté un modèle électrique équivalent de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction d'une cellule solaire sous éclairage monochromatique en modulation de fréquence sous l'influence de l'énergie d'irradiation.

Conclusion générale

Cette étude pourra s'étendre à la photopile bifaciale, en éclairage polychromatique sous l'effet du champ magnétique, avec la face arrière et les deux faces simultanément, en régime dynamique transitoire (excitations optiques ou électriques) ou fréquentiel (modulation de tension ou de la fréquence) ensuite sur le rendement et le facteur de forme. Elle pourra aussi se poursuivre dans l'étude à trois dimensions en tenant compte des recombinaisons aux joints de grains et de la taille des grains.

BIBLIOGRAPHIES

- [1] **A. Ricaud**, (1997) Photopiles solaires », Presses polytechniques et universitaires romandes.
- [2] **R. R. Vardanyan, U. Kerst, P. Wawer, H. Wagemann**, (1998) 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.
- [3] **N. Bordin, L. Kreinin, N. Eisenberg**, (Munich, 2001), 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.
- [4] **A. Hübner, A.G. Aberle, and R. Hezel**, (Barcelona, 1997), 20% efficient Bifacial Silicon Solar Cells, 14th European Photovoltaic Solar Energy Conference, pp. 92-95.
- [5] **B. Equer**, (1993). Energie solaire photovoltaïque, Volume 1, Collection Ellipses,
- [6] **R.M. Lago-Aurrekoetxea, C. del Cañizo, I. Pou, and A. Luque**, (Munich, 2001), Fabrication process for thin silicon solar cells, Proc. 17th European PVSEC , pp. 1519-1522.
- [7] **S. Bau, T. Kieliba, D. Oswald, A. Hurrle**, (Munich, 2001), Chemical vapor deposition of silicon on ceramic substrates for crystalline silicon thin-film solar cells, Proc. 17th European PVSEC, pp. 1575-1577.
- [8] **B. Mazhari and H. Morkoç**, (1993) Surface recombination in GaAs PN junction diode, J. App. Phys. 73(11), pp. 7509-7514
- [9] **H. El. Ghitani and S. Martinuzzi**, (1989), Influence of dislocations on electrical properties of large grained polycrystalline silicon cells », J. App. Phys. 66(4), pp. 1717-1726
- [10] **B. Ba, M. Kane, J. Sarr**, (2003), Modeling recombination current in polysilicon solar cell grain boundaries, Solar Energy Materials & Solar Cells 80 pp. 143-154.
- [11] **J. Dugas**, (1994), 3-D modeling of a reverse cell made with improved multicrystalline silicon Wafer, Solar Energy Materials & Solar Cells 32 pp. 71-88.
- [12] **J. Farah, B. Azar, A. Khoury, P. Mialhe, P. Blaise**, (1996), Dynamic interface velocity for junction characterization, Solar Energy Materials and Solar Cells 44 pp. 191-197.
- [13] **B. Ba, M. Kane**, (1995), Open-circuit voltage decay in polycrystalline silicon solar cell, Solar Energy Materials and Solar Cells 37, pp. 259-271
- [14] **G.Sissoko, E.Nanéma, A.Corréa, P.M. Biteye, M. Adj, A.L. Ndiaye**, (1998), Silicon solar cell recombination parameters determination using the illuminated I-V characteristic ,World Renewable Energy Congress pp.1848-1851.

- [15] **I. F. Barro, I. Zerbo, O. H. Lemrabott, F. Zougmore, G. Sissoko**, (Munich, 2001), Bulk and Surface Recombination Parameters Measurement in Silicon Double Sided Surface Field Solar Cell under Constant White Bias Light, Proc. 17th European PVSEC, pp. 368-371.
- [16] **I. Gaye, A. Corr ea, A. L. Ndiaye, E. Nanema, A. B. B. Ba, M. Adj and G. Sissoko**, (1996), Impedance Parameters Determination of Silicon Solar Cell using the One Diode Model in Transient Study , World Renewable Energy Congress pp. 1598-1601.
- [17] **G. Sissoko, C.Museruka, A. Corr ea, I. Gaye, A. L. Ndiaye**, (1996), Light Spectral Effect on Recombination Parameters of Silicon Solar Cell” World Renewable Energy Congress pp. 1487-1490.
- [18] **G.Sissoko, A. Corr ea, E. Nan ma, M. N. Diarra, A. L. Ndiaye, M. Adj**, (1998) Recombination parameters measurement in silicon double sided surface field solar cell , World Renewable Energy Congress, pp.1856-1859.
- [19] **G. Sissoko, E. Nanema, Y. L. B Bocande, A. L. Ndiaye, M. Adj**, (1996) « Minority Carrier Diffusion Length Measurement in Silicon Solar Cell under Constant White Bias Light, World Renewable Energy Congress, pp. 1594-1597.
- [20] **Sontag, D., Hahn, G., Geiger, P., Fath, P. and Bucher, E.** (2002) Two-Dimensional Resolution of Minority Carrier. Diffusion Constant in Different Silicon Materials. *Solar Energy Materials & Solar Cells*, **72**, pp 533-539.
- [21] **Zoungrana, M., Zerbo, I., Sere, A., Zouma, B. and Zougmore, F.** (2009) 3D Bifacial Study of Silicon Solar Cell under Intense Light Concentration and under External Magnetic Field Constant. *Global Journal of Engineering Research*, **10**,113-124.
- [22] **Ly Diallo, H., Wade, M., Ly, I., Ndiaye, M., Dieng, B., O. H Lemrabott, A.S. and Maiga Sissoko, G.** (2012) 1D Modeling of a Bifacial Solar Cell Silicon under Monochromatic Illumination Frequency Modulation: Determination of the Equivalent Electrical Circuit Related to the Recombination Area Velocity. *Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology*, **4**, 1672-1676.
- [23] **Nfally Dieme, Martial Zoungrana, Senghane Mbodji, Hawa Ly Diallo, Mor Ndiaye, Fab  Idrissa Barro and Gr goire Sissoko.** (2012) 1D modeling of bifacial silicon solar cell under frequency modulation monochromatic illumination: Determination of the equivalent electrical circuit related to the surface recombination velocity, *Research Journal of Applied Sciences, and Technology*, pp.1-5.
- [24] **Wafaa Abd BD EL-BASIT, Ashraf Mosleh ABD EI-MAKSOOD and Fouad Abd EI-Moniem Saad Soliman.** (2013). Mathematical model for photovoltaic cells. *Leonardo Journal of Sciences* **23**. 13-28.

- [25] **D.Chenvidhya, Kirtikara, C. Jivacate.** (2005) *Solar Energy Materials and Solar Cells* **86**, 243-251.
- [26] **A. Zaatr et S. Belhour.** (2009) Reconstitution de la caractéristique I – V et détermination de la puissance d’un système photovoltaïque, *Revue des Energies Renouvelables Vol. 12 N°4* 563 – 574
- [27] **Thiam, N., Diao, A., Ndiaye, M., Dieng, A., Thiam, A., Sarr, M., Maiga, A.S. and Sissoko, G.** (2012). Electric Equivalent Models of Intrinsic Recombination Velocities of a Bifacial Silicon Solar Cell under Frequency Modulation and Magnetic Field Effect. *Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology*, **4**, 4646-4655.
- [28] **M. L. SAMB, M. ZOUNGRANA, R. SAM, M. M. DIONE, M. M. DEME, G. SISSOKO**(2010) ; Etude en modélisation à 3-D d’une photopile au silicium en régime statique placée dans un champ magnétique et sous éclairage multispectral : détermination des paramètres électriques ; *Journal des Sciences* Vol. **10**, N° **4**, 23 – 38
- [29] **K.FAYE, I. GAYE, S. GUEYE, M. WADE, G.SISSOKO** (2014) Silicon Solar Cell under Back Side Illumination: Effect of Magnetic Field a *Publisher for Research motivation* **2**, 1-9.
- [30] **I. Gaye, R. Sam, A.D. Seré, I.F. Barro, M.A. Ould El Moujtaba, R. Mané, G. Sissoko;**(2014). Effect of irradiation on the transient response of a silicon solar cell; *International journal of emerging trends and technologies in computer science (IJETTCS)* Issue **3**, **2**, 98 –104.
- [31] **M.A. Ould El Moujtaba, M. Ndiaye, A. Diao, M. Thiame, I.F. Barro and G. Sissoko** (2012) Theoretical Study of the Influence of Irradiation on a Silicon Solar Cell Under Multispectral Illumination, *Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology* ISSN: 2040-7467, **4(23)**, 5068-5073.
- [32] **N.Bordin, L.Kreinin, N.Eisenberg.** (2001), 17th.European Photovoltaic Conference and Exhibition.1495-1498.
- [33] **Théodore Fogelman/Régis Montloin.** (1983). “Installations photovoltaïques dans l’habitat isolé”.C.Y. Chaudoreille-Edisud, Aix-en-Provence, pp.264.
- [34] **Wiley and Sons.** (1994). Solar Electricity. John University of Gouthampon UK.pp.228,
- [35] **Keith R.McIntosh,Christiana B.Honsberg,** (1998) Stuart R.Wenham. 2nd World Conference on photovoltaic Solar Energy Conversion .1515-1518.
- [36] **K. Misiakos, C. H. Wang, A. Neugroschel, and F. A. Lindholm,** (1990) *J.Appl. Phys.* **67** (1), 321-333.

- [37] **D. Chenvidhya, K. Kirtikara, C. JivacateSolar** (2005) *Energy Materials and Solar Cells*, 86. 243-251
- [38] **A. Hübner, A.G.Aberle, and R. Hezel, (Munich, 2001) 20% EfficientBifacial Silicon Solar Cells,14th European PVSEC,1796 – 1798.**
- [39] **Linda M.Koschier, Stuart R.Wenham, Mark Gross, Tom Puzzer,Alistair B.** (1998).Sproul.2nd Word Conference and exhibition on photovoltaic Solar Energy Conversion .1539-1542,
- [40] **I. Zerbo, Z. Koalaga, F. Zougmore, A.L.Ndiaye, A. Diao, G. Sissoko** (2004), Silicon solar cell recombination parameters determination under frequency modulated white light using the short circuit current phase..*Journal des Sciences*, Vol.4,N^o2, pp.39-44.
- [41] **J.DUGAS** (1994), *Solar Energy materials and Solar Cells*, 32 ,71-88
- [42] **J.N. Hollenhorst, and G. Hasnain.** (1995) Frequency dependent hole diffusion in $I_nG_aA_s$ double heterostructures,*Appl. Phys. Lett* .67 (15),2203 – 2205.
- [43] **L. Bousse et al.** (1994) Investigation of carrier transport through silicon wafers by photocurrent measurements,*J. Appl. Phys.* Vol.75 (8), 4000 – 4008.
- [44] **F. Ahmed ad S. Garg.** (1986). International centre for theoretical physics, Trieste, Italy Internal Report,
- [45] **Th. Flohr and R. Helbig.** (1989) Determination of minority-carrier lifetime and surface recombination velocity, Optical-Beam-Induced-Current measurements at different light wavelengths..*J. Appl. Phys.* Vol.66 (7), 3060 – 3065.
- [46] **José Furlan and SlavkoAmon.** (1985) Approximation of the carrier generation rate in illuminated silicon.*Solid State Electronics*, Vol. 28 (12), 1241 – 1243.
- [47] **Thiam, N., Diao, A., Ndiaye, M., Dieng, A., Thiam, A., Sarr, M., Maiga, A.S. and Sissoko, G.** (2012). Electric Equivalent Models of Intrinsic Recombination Velocities of a Bifacial Silicon Solar Cell under Frequency Modulation and Magnetic Field Effect. *Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology*, 4, 4646-4655.
- [48] **G. Sissoko, C. Museruka, A. Correa, I. Gaye, A.L. Ndiaye:** (1996). “Light spectral effect on recombination parameters of silicon solar cell”. Proc World Renewable Energy Congress part 3, 15-21 June, Denver USA, 1487-1490.
- [49] **A.J. Steckl and S.P. Sheu** (1979)*Solid. State Electronics* Vol.23, 21, 715 – 720
- [50] **Lathi, Bhagwandas Pannalal:** Signals, Systems And Controls.
- [51] **Alfred Dieng, Ndeye Thiam, Mamadou Lamine Samb, Amadou Seïdou Maiga, Fabé Idrissa Barro, Grégoire Sissoko** (2009) Etude à 3D d'une photopile polycrystalline au

silicium: influence de la taille des grains et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain sur les paramètres électriques J. Sci. **Vol. 9**, N°1,51-63.

[52] **A Dieng, I Zerbo, M Wade, A S Maiga AND G Sissoko**, (2011)., "Three-dimensional study of a polycrystalline silicon solar cell: the influence of the applied magnetic field on the electrical parameters", *Semicond. Sci. Technol.* 095023 (9pp), **26**.

[53] **Mbodji, S., Ly, H., Dioum, A., Ly Diallo, H., Barro, F.I. and Sissoko, G.** (2006) Equivalent Electric Circuit of Bifacial Solar Cell in a Transient State Under Constant Magnetic Field. *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*, Dresden, 447-450.

[54] **Diallo, M.M., Seibou, B., Yoro BA, H., Zerbo, I. and Sissoko, G.** (2014) One-Dimensional Study of a Bifacial Silicon Solar Cell Illuminated from the Front area by a Monochromatic Light Frequency Modulation under Influence of Irradiation Damage and Coefficient. *Current Trends in Technology and Science*, **3**, 416-421.

[55] **Mora-Sero, I., Garcia-Belmonte, G., Boix, P.P., Vazquez, M.A. and Bisquert, J.** (2009) Impedance Spectroscopy Characterization of Highly Efficient Silicon Solar Cells under Different Illumination Intensities Light. *Energy and Environmental Science*, **2**, 678-686.

[56] **Suresh, S.** (1996) Measurement of Solar Cell Parameters Using Impedance Spectroscopy. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **43**, 21-28.

[57] **Dieng, A., Zerbo, I., Wade, M., Maiga, A.S. and Sissoko, G.** (2011) Three-Dimensional Study of a Polycrystalline Silicon Solar Cell: The Effect of the Magnetic Field on the Applied Electrical Parameters. *Semiconductor Science and Technology*, , Article ID: 095023.

ANNEXE MATHÉMATIQUES

ÉCLAIREMENT FACE AVANT

A-Equation de diffusion de porteurs de charges minoritaires en excès :

$$\frac{\partial \delta(x,t)}{\partial x} - \frac{1}{D} \frac{\partial \delta(x,t)}{\partial t} - \frac{\delta(x,t)}{D\tau} = -\frac{G(x,t)}{D} \quad (1)$$

La forme de $G(x, t)$ et (x, t) , $G(x, t) = g(x)e^{i\omega t}$ et $\delta(x, t) = \delta(x)e^{i\omega t}$ conduit à l'équation sous la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 \delta(x)}{\partial x^2} - \frac{\delta(x)}{L_\omega^2} = -\frac{g(x)}{D} \quad (2)$$

Avec

$$g(x) = \alpha I_0 (1 - R) (\eta e^{-\alpha x} + \varepsilon e^{-\alpha(H-x)}) \quad (3)$$

La solution de l'équation de continuité est donnée par la relation suivante :

$$\delta(x) = A \operatorname{ch}\left(\frac{x}{L_\omega}\right) + B \operatorname{sh}\left(\frac{x}{L_\omega}\right) - \frac{\alpha I_0 (1-R) L_\omega}{D(\alpha L_\omega - 1)} [\eta \cdot e^{-\alpha x} + \varepsilon \cdot e^{-\alpha(H-x)}] \quad (4)$$

La solution de l'équation de continuité pour un éclairage par la face avant est donnée par la relation (5).

$$\delta(x) = A \cosh\left(\frac{x}{L_\omega}\right) + B \sinh\left(\frac{x}{L_\omega}\right) - \frac{\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L_\omega^2}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L_\omega^2 - 1)} \cdot \exp(-\alpha x) \quad (5)$$

A l'aide des conditions aux limites, on détermine les coefficients A et B

Conditions aux limites

✓ à la jonction ($x=0$)

$$\left(\frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \right)_{x=0} = S_f \cdot \frac{\delta(0)}{D} \quad (6)$$

✓ à la face arrière ($x=H$)

$$\left(\frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \right)_{x=H} = -S_B \cdot \frac{\delta(H)}{D} \quad (7)$$

Pour tout calcul fait, on trouve :

$$A = \frac{\alpha I_0 (1-R) L_\omega^3 \left\{ D(S_B - \alpha D) e^{-\alpha H} + (S_F + \alpha D) \left[D \cosh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + L_\omega S_B \sinh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right] \right\}}{D(\alpha^2 L^2 - 1) \left[L_\omega D(S_B + S_F) \cosh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + S_F S_B L_\omega^2) \sinh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right]} \quad (8)$$

$$B = \frac{\alpha I_0 (1-R) L_\omega^3 \left\{ L_\omega S_F (S_B - \alpha D) e^{-\alpha H} - (S_F + \alpha D) \left[D \sinh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + L_\omega S_B \cosh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right] \right\}}{D(\alpha^2 L_\omega^2 - 1) \left[L_\omega D(S_B + S_F) \cosh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) + (D^2 + S_F S_B L_\omega^2) \sinh\left(\frac{H}{L_\omega}\right) \right]} \quad (9)$$

B-CALCUL DE LA DENSITÉ DU PHOTOCOURANT

$$J = q D \left. \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (10)$$

$$J = \frac{q \alpha I_0 (1-R) L^2}{(\alpha^2 L^2 - 1)} \left\{ \frac{\begin{aligned} &L S_F (S_B - \alpha D) \exp(-\alpha H) + [L \alpha D (S_B + S_F) - L S_B (\alpha D + S_F)] \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + \\ &[\alpha (D^2 + S_F S_B L^2) - D(\alpha D + S_F)] \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \end{aligned}}{L D (S_F + S_B) \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + (D^2 + S_F S_B L^2) \sinh\left(\frac{H}{L}\right)} \right\} \quad (11)$$

C-CALCUL DE LA PHOTOTENSION

$$V(j, m, t, \omega, kl, \phi) = V_T \cdot \ln \left[\frac{N_B}{n_0^2} \cdot \delta(0, j, m, t, \omega, kl, \phi) + 1 \right] \quad (12)$$

$$V_T = \frac{kT}{q} \quad (13)$$

$$V = V_T \cdot \ln \left\{ \frac{N_B \cdot E}{n_0^2} \left[L(\omega) \frac{(D S_F + \alpha D^2) \operatorname{ch}\left(\frac{H}{L(\omega)}\right) + (S_B D - \alpha D^2) e^{-\alpha H} + S_B L(\omega) (S_F + \alpha D) \operatorname{sh}\left(\frac{H}{L(\omega)}\right)}{(D^2 + S_B S_F L^2(\omega)) \operatorname{sh}\left(\frac{H}{L(\omega)}\right) + D L(\omega) (S_B + S_F) \operatorname{ch}\left(\frac{H}{L(\omega)}\right)} - 1 \right] + 1 \right\} \quad (14)$$

$$E = \frac{\alpha I_0 (1-R) L^2(\omega)}{D(\alpha^2 L^2 - 1)} \quad (15)$$

D- CALCUL DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON Sf A LA JONCTION

Aux grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la face arrière $S_b > 10^5$ cm/s la densité de photocourant tend vers le courant de circuit-ouvert. Ainsi, on a la relation suivante :

$$Sf(t, \omega, kl, \phi) := \frac{D(\omega, kl, \phi)}{Ll(\omega, kl, \phi)} \left[\frac{Ll(\omega, kl, \phi) \cdot \alpha_t - \left(Ll(\omega, kl, \phi) \cdot \alpha_t \cdot \cosh\left(\frac{H}{Ll(\omega, kl, \phi)}\right) + \sinh\left(\frac{H}{Ll(\omega, kl, \phi)}\right) \right) \cdot e^{-\alpha_t \cdot H}}{e^{-\alpha_t \cdot H} \cdot \cosh\left(\frac{H}{Ll(\omega, kl, \phi)}\right) + \alpha_t \cdot Ll(\omega, kl, \phi) \cdot \sinh\left(\frac{H}{Ll(\omega, kl, \phi)}\right) \cdot e^{-\alpha_t \cdot H} - 1} \right] \quad (16)$$

F- CALCUL DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON S_b A LA FACE ARRIERE

Aux grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction $S_f > 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ le photocourant tend vers le courant de court-circuit ainsi on a la relation suivante.

$$S_b(t, \omega, kl, \phi) := \frac{D(\omega, kl, \phi)}{Ll(\omega, kl, \phi)} \left[\frac{Ll(\omega, kl, \phi) \cdot \alpha_t \cdot \left(e^{-\alpha_t \cdot H} - \cosh\left(\frac{H}{Ll(\omega, kl, \phi)}\right) \right) + \sinh\left(\frac{H}{Ll(\omega, kl, \phi)}\right)}{e^{-\alpha_t \cdot H} - \cosh\left(\frac{H}{Ll(\omega, kl, \phi)}\right) + \alpha_t \cdot Ll(\omega, kl, \phi) \cdot \sinh\left(\frac{H}{Ll(\omega, kl, \phi)}\right)} \right] \quad (17)$$

ETUDE A UNE DIMENSION DE LA PHOTOPILE MONOFACIALE AU SILICIUM SOUS ECLAIREMENT MONOCHROMATIQUE EN MODULATION DE FREQUENCE : EFFETS DE L'IRRADIATION ET DU CHAMP MAGNETIQUE

THÈSE DE DOCTORAT UNIQUE

**Présentée par
EL HADJI NDIAYE**

Maître ès sciences

Option : Energie solaire, Matériaux et système (SOLMATS)

Soutenue publiquement 15/ 07/ 2017 devant le jury composé de :

Président	Grégoire Sissoko	Professeur titulaire	FST/UCAD
Rapporteurs	Moustapha Dieng	Maitre de conférences	FST/UCAD
	Issa Zerbo	Maitre de conférences	Univ.J.Kizerbo/Ouga
Examineurs	Issa Diagne	Maitre - Assistant	FST/UCAD
	Senghane Mbodji	Maitre de conférences	UAD/Bambey
	Mamadou Wade	Maitre de conférences	EPT/Thies
	Mor Ndiaye	Assistant	FST/UCAD
Directeur de thèse	Hawa Ly Diallo	Maitre de conférences	UFR-SET/Thies

RESUME :

Une étude bibliographique sur la détermination et les effets des vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière d'une photopile bifaciale a été présentée dans le premier chapitre. De plus, l'état des travaux sur les influences du champ magnétique et de l'énergie d'irradiation sur les paramètres électriques a été mis en exergue.

Dans le chapitre II, l'étude théorique de la photopile, en régime dynamique fréquentiel, sous éclairage monochromatique est faite en présence de champ magnétique et de l'énergie d'irradiation. Cette étude a permis d'établir, en fonction du champ magnétique, du flux d'irradiation, de la fréquence et de la longueur d'onde, les expressions de la densité des porteurs minoritaires et des paramètres électriques.

La caractéristique densité de photocourant-phototension a permis de déterminer les résistances shunt et série. Les diagrammes de Nyquist et de Bode de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction nous ont permis de proposer un modèle électrique équivalent aux phénomènes observés en présence de l'énergie d'irradiation.

Mots clés : Photopile monofaciale – Régime dynamique fréquentiel – Photocourant – Phototension - Vitesse de recombinaison – Impédance – Résistances série et shunt – Champ magnétique – Energie d'irradiation – longueur d'onde.