UNIVERSITE CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR



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

(ED-PCSTUI)

FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Année : 2017

N° d'ordre : 36

THÈSE DE DOCTORAT UNIQUE

Spécialité : ÉNERGIE SOLAIRE, MATÉRIAUX ET SYSTÈMES

Présentée par

MOUHAMADOU MOUSLIOU DIALLO

Titre : « ÉTUDE, EN MODULATION DE FRÉQUENCE, DES PARAMÈTRES ÉLECTRIQUES ET DES VITESSES DE RECOMBINAISONS SURFACIQUES DANS LA PHOTOPILE BIFACIALE AU SILICIUM SOUS ÉCLAIREMENT MONOCHROMATIQUE ET SOUS IRRADIATION > >

Soutenue publiquement le 04 / 02 / 2017 devant le jury composé de :

Président	Grégoire SISSOKO	PROFESSEUR	FST/UCAD
		TITULAIRE	
	Issa DIAGNE	PROFESSEUR	FST/UCAD
Rapporteurs		ASSIMILÉ	
	Mamadou WADE	PROFESSEUR	EPT/Thiès
		ASSIMILÉ	
	Moustapha DIENG	PROFESSEUR	FST/UCAD
		TITULAIRE	
Membres	Mamadou Lamine	PROFESSEUR	Univ. /Thiès
	SAMB	ASSIMILÉ	
	NDEYE THIAM	MAITRE DE	EPT/Thiès
		CONFERENCES ASSIMILÉE	
	Ibrahima LY	PROFESSEUR	EPT/Thiès
		ASSIMILE	
Directeur de	Séni TAMBA	PROFESSEUR	EPT/Thiès
thèse		ASSIMILE	

DÉDICACES

Je dédie cet événement marquant de ma vie à la mémoire de, celui qui a su joué à la fois un rôle de père et oncle, mon oncle **Docteur Alpha Ousmane DIALLO** disparu trop tôt. J'espère que, du monde qui est sien maintenant, il apprécie cet humble geste comme preuve de reconnaissance de la part d'un fils qui a toujours prié pour le salut de son âme. Puisse Dieu, le Tout-Puissant, l'avoir en sa sainte miséricorde !

Une humble dédicace également à :

Ma très chère mère ; Mon très cher père ; Ma très chère et adorée grand-mère maternelle ; Mon très cher oncle Mamadou Moustapha ; Mes frères et sœurs ; Mes tantes et oncles ; Mes ami(es) et cousin(es) Mes membres du jury

Tous (tes) ceux (celles), de près ou de loin, m'ont soutenu tout au long de ce travail, notamment le professeur **Grégoire SISSOKO** qui m'a toujours encouragée et soutenu depuis le début de ma thèse et a toujours su trouver les mots pour me redonner la force de continuer et d'aller au bout de cette aventure qu'est la thèse ! !

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, membre fondateur et directeur du Groupe International de Recherche en Énergie renouvelable et Rédacteur en chef du Journal des Sciences (<u>www.cadjds.org</u>) au Département de Physique de la Faculté des Sciences et Techniques de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar (Sénégal)

Remerciements

REMERCIEMENTS

J'ai compris que, à l'issue de la rédaction de cette recherche, la thèse est loin d'être un travail solitaire. Alors je tiens vivement et très sincèrement à remercier un grand nombre de personnes sans qui ce travail de thèse n'aurait probablement jamais été mené à terme.

Je commencerai par remercier Monsieur **Grégoire SISSOKO**, Professeur titulaire de classe exceptionnelle à la Faculté des Sciences et Technique de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar et membre fondateur du Groupe International de Recherche en Énergies Renouvelables(GIRER) qui, malgré les prérogatives qui sont siennes, a accepté sans réserve, de superviser et de présider cette thèse. Il s'y est grandement impliqué par ses directives, ses remarques et suggestions, mais aussi par ses encouragements dans les moments clés de son élaboration. Je tiens à le remercier aussi pour cette liberté qu'il a permise, sans laquelle le chercheur ne saurait affirmer sa manière de penser et de procéder, sa manière d'être, bref toute sa personnalité. Merci d'avoir guidé mes premiers pas dans le chemin de la recherche en énergie renouvelable photovoltaïque.

Je tiens à faire part de toute ma reconnaissance envers Mr **Issa DIAGNE** et Mr **Mamadou WADE**, PROFESSEURS ASSIMILES respectivement à la FST/UCAD et EPT/Thiès qui ont accepté de lire attentivement cette thèse et d'en être les reporteurs. Je les remercie pour leurs remarques et critiques pertinentes et fructueuses qui ont mené à la version finale de ce mémoire.

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

- Moustapha DIENG PROFESSEUR TITULAIRE à l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar d'avoir accepté, sans réserve aucune, d'évaluer ce travail à sa juste valeur, et de me faire part de leurs remarques surement pertinentes qui, avec un peu de recul, contribueront, sans nul doute, au perfectionnement du présent travail.
- Mamadou Lamine SAMB PROFESSEUR ASSIMILE à l'EPT/Thiès d'avoir accepté, sans réserve aucune, d'évaluer ce mémoire de thèse à sa juste valeur, et de me faire part de ses remarques surement pertinentes qui, avec un peu de recul, contribueront, sans nul doute, au perfectionnement du présent travail.
- Ndeye THIAM MAITRE DE CONFERENCES ASSIMULÉE à l'EPT/Thiès d'avoir accepté, sans réserve aucune, d'évaluer ce mémoire de thèse à sa juste valeur, et de me faire part de ses remarques surement pertinentes qui, avec un peu de recul, contribueront, sans nul doute, au perfectionnement du présent travail.

 Ibrahima LY PROFESSEUR ASSIMILE à l'EPT/Thiès d'avoir accepté, sans réserve aucune, d'évaluer ce mémoire de thèse à sa juste valeur, et de me faire part de ses remarques surement pertinentes qui, avec un peu de recul, contribueront, sans nul doute, au perfectionnement du présent travail.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à Mr. **Seni TAMBA** qui fut pour moi un Directeur de thèse attentif et disponible malgré ses nombreuses charges. Sa compétence, sa rigueur scientifique et sa clairvoyance m'ont beaucoup appris. Ils ont été et resteront des moteurs de mon travail de chercheur.

Je remercierai sans doute **Monsieur Bassirou BA** DIRECTEUR de l'école doctorale ED-PCSTUI pour l'honneur qui m'a été fait de me recevoir au sein de cette prestigieuse école.

Dr Mor Ndiaye, vous avez été toujours disponible à mes innombrables sollicitations. De par votre abnégation dans le travail, votre courage, votre volonté de faire toujours mieux, votre disponibilité chaque fois qu'elle a été sollicitée, j'ai pu bénéficier de votre apport inégalable dans la confection de ce travail. Je ne cesserai jamais de vous remercier. Grande est donc ma dette envers eux.

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. J'aimerais citer ici mon ami et collègue, durant tout mon cursus universitaire, **Moustapha THIAM** pour avoir été un ami au besoin, « thank you for being who you are ».

Enfin, les mots les plus simples étant les plus forts, j'adresse toute mon affection à ma famille, et en particulier à ma MAMAN qui m'a fait comprendre que la vie n'est pas faite que de problèmes qu'on pourrait résoudre grâce à des formules physiques et mathématiques, à mon PAPA pour son soutien moral et financier, à mon frère ALPHA OUMAR et à ma sœur DJEINABOU pour avoir assumé à ma place et à mon absence certaines responsabilités familiales. Malgré mon éloignement depuis de (trop) nombreuses années, leur intelligence, leur confianse, leur tendresse, leur amour me portent et me guident tous les jours. Merci d'avoir fait de moi ce que je suis aujourd'hui. Est-ce un bon endroit pour dire ce genre de choses ? Je n'en connais en tous cas pas de mauvais. Je vous aime.

Ces remerciements seraient incomplets sans mentionner :

Remerciements

- Mon oncle Moustapha qui a été une 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 à mon regretté **oncle Alpha Ousmane** qui n'a pas vu l'aboutissement de mon travail, mais je sais que tu en aurais été très fier de ton fils !!!

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 tout merci d'avoir été là à cet instant précis où je les ai rencontrées et où ils m'ont apporté cette aide qui a surement contribué à aller au bout de cette aventure : **mon mémoire de thèse !!!**

Je suis néanmoins seul et unique responsable des oublis, des lacunes et des faiblesses que puisse contenir la présente étude. Ceci étant, les propos contenus dans ce mémoire n'engagent que ma propre responsabilité.

Je remercie enfin toutes les personnes intéressées par mon travail, en espérant qu'elles puissent trouver dans mon rapport des explications utiles pour leurs propres travaux.

DÉDICACESi
REMERCIEMENTS iii
Гаble des matièresvi
NOMENCLATURE ix
LISTE DES FIGURES et DES TABLEAUX xi
NTRODUCTION GÉNÉRALE1
CHAPITRE I : Étude bibliographique3
I-ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE SUR LE RÉGIME DYNAMIQUE FRÉQUENTIEL SOUS IRRADIATION4
Introduction4
I-1-L'ETAT DE L'ART SUR L'IRRADIATION DE PHOTOPILE4
I-1-1-Effects from large p solar proton events on performance of space solar arrays in geostationary orbit environment [29]4
I-1-2-Radiation damage in silicon detectors [30]5
I-1-3-Quantifying low energy proton damage in multi-Junction solarcells [31]5
I-1-4-Analysis and modelling of electron and proton irradiation effects in Cu(In,Ga)Se2 solar cells [32]6
I-1-5-Displacement damage dose analysis of proton irradiated CIGS solarcells on flexible substrates [33]6
I-1-6-Radiation effect test for single-crystalline and polycrystalline silicon solar cells [34]7
I-2-METHOD FOR MEASUREMENT OF ALL RECOMBINATION PARAMETERS IN THE BASE REGION OF SOLAR CELLS [35]
I-2-1-VITESSES DE RECOMBINAISON INTRINSEQUES D'UNE PHOTOPILE BIFACIALE A JONCTION HORIZONTALE ET A UNE DIMENSION [36,37]11
I-3- MEASUREMENT OF AC PARAMETERS OF GALLIUM ARSENIDE (GaAS/Ge) SOLAR CELL BY IMPEDANCE SPECTROSCOPY14
I-3-1- A NEW CHARACTERIZATION METHOD FOR SOLAR CELL DYNAMIC IMPEDANCE
I-3-2-PV MODULE DYNAMIC IMPEDANCE AND ITS VOLTAGE AND FREQUENCY DEPENDENCIES [40]17
I-3-3-MEASUREMENT OF SOLAR CELL AC PARAMETERS USING IMPEDANCE SPECTROSCOPY 17
I-4-ACCURATE ANALYTICAL EXPRESSIONS FOR THE PARAMETERS OF THE SIMPLE EXPONENTIAL MODEL OF THE SOLAR CELL [42]20
CONCLUSION :
CHAPITRE II : GÉNÉRALITÉ SUR LA PHOTOPILE BIFACIALE EN RÉGIME DYNAMIQUE FRÉQUENTIEL À ÉCLAIREMENT MONOCHROMATIQUE ET SOUS IRRADIATION

II : GÉNÉRALITÉ SUR LA PHOTOPILE BIFACIALE EN RÉGIME DYNAMIQUE FRÉQUENTIEL A
ÉCLAIREMENT MONOCHROMATIQUE ET SOUS IRRADIATION
Introduction
II-1 DESCRIPTION ET FONCTIONNEMENT D'UNE PHOTOPILE BIFACIALE AU SILICIUM
II-1-1 Description23
II-1-2 Principe de fonctionnement24
II-2 ÉQUATION DE CONTINUITÉ EN RÉGINE DYNAMIQUE FRÉQUENTIEL
II-3 SOLUTION DE L'ÉQUATION DE CONTINUITÉ27
II-4 CONDITIONS AUX LIMITES
CONCLUSION
CHAPITRE III : ETUDE THEORIQUE DE LA PHOTOPILE BIFACIALE ECLAIREE PAR LA FACE ARRIERE 29
III-ÉCLAIREMENT MONOCHROMATIQUE PAR LA FACE ARRIÈRE DE LA PHOTOPILE BIFACIALE EN
RÉGIME DYNAMIQUE FRÉQUENTIEL ET SOUS IRRADIATION
INTRODUCTION
III-1 PROFIL DU MODULE DE LA DENSITÉ DES PORTEURS DE CHARGE PHOTOCREES DANS LA BASE
III-1-1 MODULE DE LA DENSITÉ DE PORTEURS MINORITAIRES EN FONCTION DE L'ÉPAISSEUR DE LA BASE
III-1-2 MODULE DE LA DENSITÉ DE PORTEURS MINORITAIRES EN FONCTION DE L'ÉNERGIE DE L'IRRADIATION
III-2-ETUDE DES PARAMETRES ELECTRIQUES DE LA PHTOPILE BIFACIALE
III-2-1 ÉLUDE DE LA DENSITÉ DE PHOTOCOURANT
III-2-1-3 PROFIL DU MODULE DE DENSITE DE PHOTOCOURANT EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE
III-2-2 DIAGRAMME DE NYQUIST ET BODE DE VITESSE DE RECOMBINAISON SF ET Sb : MODELÉS ÉLECTRIQUES ÉQUIVALENTS
III-2-3 EUDES DE LA PHOTOTENSION
III-2-4 CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION pour un éclairement de la cellule par sa face arrière
III-2-5-DÉTERMINATION DES RESISTANCES SERIE ET SHUNT62
III-2-6 ÉTUDIE DE LA CAPACITÉ DE DIFFUSION68
III-2-6-4 MODULE DE LA CAPACITÉ DE DIFFUSION EN FONCTION DE L'IRRADIATION71
CONCLUSION
CHAPITRE IV : ÉTUDE THÉORIQUE DE LA PHOTOPILE BIFACIALE ÉCLAIRÉE SIMULTANÉMENT PAR LES DEUX FACES

IV-ÉCLAIREMENT SIMULTANÉ DE LA PHOTOPILE BIFACIAL EN RÉGIME DYNAMIQUE FRÉQUENTIEL
A ÉCLAIREMENT MONOCHROMATIQUE ET SOUS IRRADIATION74
INTRODUCTION
IV-1 PROFILE DU MODULE DE LA DENSITÉ DE PORTEURS MINORITAIRES
IV-1-1 MODULE DE LA DENSITÉ DE PORTEURS MINORITAIRES EN FONCTION DE L'ÉPAISSEUR DE LA BASE
VI-1-2 MODULE DE LA DENSITÉ DE PORTEURS MINORITAIRES EN FONCTION DE L'ÉNERGIE D'IRRADIATION
IV-2-ÉTUDE DES PARAMÈTRES ÉLECTRIQUES
IV-2-1 PROFILE DU MODULE DE LA DENSITÉ DE PHOTOCOURANT
IV-2-2 DIAGRAMME DE NYQUIST ET BODE DE VITESSE DE RECOMBINAISON Sf ET Sb : MODELÉS ÉLECTRIQUES ÉQUIVALENTS
IV-2-3 EUDES DE LA PHOTOTENSION
IV-2-3-1 PROFILE DU MODULE DE LA PHOTOTENSION EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON À LA JONCTION93
IV-2-4 CARACTÉRISTIQUE COURANT-TENSION : Eclairement simultanée
IV-2-5 DÉTERMINATION DES RÉSISTANCES SÉRIE ET SHUNT
IV-2-6 ÉTUDIE DE LA CAPACITÉ DE DIFFUSION105
IV-2-6-1 MODULE DE LA CAPACITÉ DE DIFFUSION EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA JONCTON
IV-2-6-3 PROFILE DU MODULE DE LA CAPACITÉ DE DIFFUSION EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE DE MODULATION
CONCLUSION
REFFERENCES BIBLIOGRAPHIQUE
CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES119
ANNEXE MATHÉMATIQUE
A-EQUATION DE DIFFUSION DE PORTEURS DE CHARGES MINORITAIRES EN EXCES
B-ECLAIREMENT PAR LA FACE ARRIÈRE
B-1 calcule de la densité du photocourant122
B-2 calcule de la densité du photocourant de court-circuit123
B-3- phototension
B-4- phototension de circuit ouvert123
B-5- calcule de la capacité124
B-6- calcul de la vitesse de recombinaison Sf à la jonction124
B-7- calcul de la vitesse de recombinaison Sb à la face arrière
B-8-Calacule de résistance

C-	ECLAIREMENT SIMULTANÉ	. 126
	C-1 Calcule de la densité du photocourant	. 127
	C-2 Calcule de la densité du photocourant de court-circuit	. 127
	C-3- Phototension	. 127
	C-4- Phototension de circuit ouvert	. 128
	C-6- calcul de la vitesse de recombinaison Sf à la jonction	. 128
	C-7- calcul de la vitesse de recombinaison Sb à la face arrière	. 129
	C-8-Calacule de résistance	. 129

NOMENCLATURE

С	Capacité(µF	.cm ⁻²)
C_{T}	Capacité due à la variation de la zone de charge d'espace (F.	cm ⁻²)
CD	Capacité due au transfert de charge de la base a l'émetteur (F.c	m ⁻²)
q	Charge élémentaire de l'électron	(C)
D	Coefficient de diffusion des porteurs minoritaires dans la base(cn	$n^2.s^1$)
Κ	Constante de Boltzmann(J/	K)
K1	Coefficient de dommage(c	m ² /s)
α(λ)	Coefficient d'absorption à la longueur d'onde λ (cr	n^{-1})
$R(\lambda)$	Coefficient de réflexion du matériau à la longueur d'onde λ	
n_i	Concentration intrinsèque du matériau Si(cr	m ⁻³)
$\delta(x,t)$) Densité des porteurs minoritaires photocréés dans la base en fonction de la	a profondeur
	x et du temps t(ct	m ⁻³)
J	Densité de photocourant(A	A.cm ⁻²)
J_{phcc}	Densité de photocourant de court-circuit	$(A.cm^{-2})$
τ	Durée de vie moyenne des porteurs minoritaires dans la base(s	5)
φ	Énergie d'irradiation(N	MeV)
Н	Épaisseur totale de la photopile bifaciale(ucm)
ω	Fréquence angulaire(rad.s ⁻¹)
I ₀	Flux incident lumière monochromatique(W/cm ²)
Ζ	Impédance dynamique de la photopile	$(\Omega.cm^{-2})$
Léq	Inductance équivalente relative à Sf et à Sb de la photopile bifaciale	(H)
В	Intensité du champ magnétique	(T)
λ	Longueur d'onde	(µm)
L	Longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans la base	(cm)
Lω	Longueur de diffusion complexe des porteurs minoritaires dans la base	(cm)
Х	Profondeur de la base de la photopile bifaciale	(µcm)
R_s	Résistance série	$-(\Omega.cm^2)$
R_{sh}	Résistance shunt	$(\Omega.cm^2)$
Rséq	Résistance série équivalente relative à Sf et à Sb	(Ω .cm ²)
Rp _{éq}	Résistance shunt équivalente à Sf et Sb	$-(\Omega.cm^2)$

Nomenclature

R _C	Résistance de charge(Ω)
R_d	Résistance dynamique(Ω.cm ²)
R _p	Résistance parallèle(Ω.cm ²)
V	Phototension(V)
V_{phco}	Phototension de circuit ouvert(V)
V_{T}	Tension thermique(V)
Т	Température absolue(K)
NB	Taux de dopage des impuretés dans la base(cm ⁻³)
t	Temps(s)
G(x,t)	Taux de génération monochromatique en modulation de fréquence en fonction de la
	profondeur x et du temps t(cm ⁻³ .s ⁻¹)
g(x)	Taux de génération en fonction de la profondeur x(cm ⁻³ .s ⁻¹)
Sf	Vitesse de recombinaison à la jonction(cm.s ⁻¹)
Sb	Vitesse de recombinaison à la face arrière(cm.s ⁻¹)

LISTE DES FIGURES et DES TABLEAUX

1Figure I-1 : Photopile solaire dans un champ magnétique B8
2Figure I.2 : Dispositif expérimental utilisé en spectroscopie d'impédance15
3Figure I.3 : Schéma électrique équivalent d'une cellule solaire
4Tableau I.1: Résistance dynamique16
5Figure I.4 schéma électrique équivalent d'une cellule solaire
6Figure I-4 Impédance d'une résistance pure (R)
7Figure I-5 Impédance d'une capacité pure (C)
8Figure I-6 Impedance d'une inductance pure (L)
9Figure I-7 Impédance d'un circuit R-C en série
10Figure I-8 : Impédance d'un circuit R-L en série
11Figure I-9 : Impédance d'un circuit R-C en parallèle
12Figure I-10 : Impédance d'un circuit R-C en parallèle
13Figure II-1 : structure d'une photopile bifaciale au silicium de type n+-p-p+
14Figure II-2 : Génération d'une paire électron-trou [53]
15 Figure II-3 : Structure de base d'une cellule solaire [54]
16Tableau II.1: Mode d'éclairement27
17FigIII-1-a : Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de la profondeur x dans la
base pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Eclairement par la face arrière
18Fig.III-1-b : Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de la profondeur x dans la
base pour différentes valeurs de la pulsation : Eclairement par la face arrière
19Fig.III-2 : Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'énergie d'irradiation pour
différentes valeurs du coefficient de dommage : Eclairement par la face arrière
20Fig. III -3 : Module de la densité du photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la
jonction Sf pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Éclairement par la face arrière35
21Fig.III-4 : Module de la densité du photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la
face arrière Sb : Éclairement par la face arrière36
22Fig.III-5 : Module de la densité de photocourant J en fonction de la fréquence de modulation pour
différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : Eclairement par la face arrière37
23Fig.III-6 : Module de la densité de photocourant J en fonction de l'énergie d'irradiation pour
différentes valeurs du coefficient de dommage : Eclairement par la face arrière38
24Figure III-7-a : Logarithme du module de la vitesse de recombinaison à la jonction en fonction de la
fréquence pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Eclairement par la face arrière40
25Figure III-7-b : Logarithme du module de la vitesse de recombinaison à la jonction en fonction de
la fréquence pour différentes valeurs de l'énergie : Eclairement par la face arrière40
26Figure III-8 : Phase de la phase de Sf en fonction de la pulsation pour différentes valeurs de
l'irradiation : éclairement par la face arrière41
27Figure.III-9-a : partie imaginaire de Sf en fonction de sa partie réelle pour différentes valeurs de
42
28Figure III-9-b : partie imaginaire de St en fonction de sa partie réelle pour différentes valeurs de
1'irradiation : eclairement par la face arriere
29 l'ableau III-1 : Schemas electriques equivalents de la vitesse de recombinaison a la jonction Sf 44
301 ableau III-2 : Methode graphique de determination des Rseq et Rsheq
31 Lableau 111-3 : tableau de valeurs des Kseq et Kpeq equivalents pour differentes valeurs de la
22E guro III 10 or L aggrithme du module de Sh en fonction de L e (cr) a cur différentes culture 1, 1
52r igure in-10-a: Logarinnine du module de 56 en ionculon de Log(w) pour differentes valeurs de la
Tongueur d'onde : éclairement par la lace arrière

33Figure III-10-b: Logarithme du module de Sb en fonction de Log(w) pour différentes valeurs de
l'irradiation : éclairement par la face arrière
34Figure III-11-a : Argument de Sb en fonction de log(w) pour différentes valeurs de la longueur
d'onde : éclairement par la face arrière
35Figure III-11-b : Argument de Sb en fonction de log(w) pour différentes valeurs de l'irradiation :
éclairement par la face arrière
36Figure III-12-a : Représentation de Nyquist de la vitesse de recombinaison Sb à la face arrière pour
différentes valeurs de la longueur d'onde : Éclairement par la face arrière54
37Figure III-12-b : Représentation de Nyquist de la vitesse de recombinaison Sb à la face arrière pour
différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : Éclairement par la face arrière
38Tableau III-4 : Circuit électrique équivalent de Sb pour :
39Tableau III-5 : Méthode graphique de détermination des paramètres électriques équivalents (Rséq
et Rpéq) pour
40Tableau III-6 : Circuit électrique équivalent de Sb pour
41 Tableau III-7 : Circuit électrique équivalent de Sb pour
42Fig. III-13 : Module de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj
pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Eclairement par la face arrière56
43Fig.III-14 : Module de la phototension en fonction de la fréquence de modulation : Eclairement par
la face arrière
44Fig.III-15 : Module de la phototension en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes
valeurs du coefficient de dommage : Eclairement par la face arrière
45Figure III-16 : Caractéristique courant-tension :
46Figure III-17-a : Caractéristique courant-tension pour différentes valeurs de la longueur d'onde :
éclairement par la face arrière
47Figure III-17-b : Caractéristique courant-tension pour différentes valeurs de la pulsation :
éclairement par la face arrière
48Figure III-17-c : Caractéristique courant-tension pour différentes valeurs de l'irradiation :
éclairement par la face arrière
49Figure : III-18 : Circuit électrique équivalent d'une photopile fonctionnant en circuit ouvert62
50Figure III 19-a : Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour
différentes valeurs de la longueur d'onde : Éclairement par la face arrière63
51Figure III-19-b : Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour
différentes valeurs de la pulsation : Éclairement par la face arrière
52Figure III-19-c : Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour
différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : Éclairement par la face arrière
53Figure III-20 : Circuit électrique équivalent d'une photopile fonctionnant en court-circuit
54Figure III 21-a : Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour
différentes valeurs de la longueur d'onde : Éclairement par la face arrière
55Figure III 21-b : Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour
différentes valeurs de la pulsation : Éclairement par la face arrière
56Figure III 21-c : Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour
différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : Éclairement par la face arrière
57Fig.III-22 : Module de la capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la
jonction Sf pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Eclairement par la face arrière
58Fig.III-23 : Module de la capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la face
arrière Sb : Éclairement par la face arrière
59Fig.III-24 : Module de la capacité de diffusion en fonction de la pulsation : Eclairement par la face
arrière 71

60Fig.III-25 : Module de la capacité de diffusion en fonction de l'énergie d'irradiation pour
différentes valeurs du coefficient de dommage : Eclairement par la face arrière
61Figure IV-1-a : Module de la densité de porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur x de la base
pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Éclairement simultané
62Figure IV-1-b : Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur x de la
base pour différentes valeurs de la pulsation : Éclairement simultané
63Figure IV-2 : Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'énergie d'irradiation
pour différentes valeurs du coefficient de dommage : Éclairement simultané
64Figure IV-3 : Module de la densité du photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la
jonction Sf pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Éclairement simultané
65Fig.IV-4 : Module de la densité du photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la
face arrière Sb _m : Eclairement simultanée
66Figure Iv-5 : Module de la densité de photocourant en fonction de la fréquence de modulation :
Éclairement simultané
67Figure IV-6 : Module de la densité du photocourant en fonction de l'énergie d'irradiation pour
différentes valeurs du coefficient de dommage : Éclairement simultané 81
68Figure IV-7-a · Logarithme du module de la vitesse de recombinaison à la ionction en fonction du
logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde : double éclairement
69Figure IV-7-b : Logarithme du module de la vitesse de recombinaison à la jonction en fonction du
logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : double éclairement 83
70Figure IV-8 : Phase de la phase de Sf en fonction de la pulsation pour différentes valeurs de
l'irradiation : double éclairement
71 Figure IV-9-a : partie imaginaire de Sf en fonction de sa partie réelle pour différentes valeurs de la
longueur d'onde : double éclairement
72Figure IV-9-b : partie imaginaire de Sf en fonction de sa partie réelle pour différentes valeurs de
l'irradiation : double éclairement
73Tableau IV-1 : Schémas électriques équivalents de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf 86
75 rableau IV-7 : tableau de valeurs des paramètres électriques équivalents pour différentes valeurs de
l'irradiation
75 Figure IV 10 a : Logarithme du module de la vitesse de recombinaison à la face arrière Sh en
fonction de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde : éclairement simultané
76Figure IV-10-b : Logarithme du module de la vitesse de recombinaison à la face arrière Sh en
fonction de la pulsation pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : éclairement simultané 80
77Figure IV 11 : Phase de la phase de Sh en fonction de la pulsation pour différentes valeurs de
1/irradiation : éalairament simultané
70 Figure IV 12 a : partie imaginaire de Sh en fonction de se partie réalle pour différentes valours de
/origue iv-12-a : partie inaginarie de 50 en fonction de sa partie reene pour differences valeurs de
70Eigure IV 12 h : partie imaginaire de Sh en fonction de co partie réalle neur différentes velours de
/9Figure 1v-12-0: partie imaginaire de So en fonction de sa partie reene pour differentes valeurs de
20 Tableau IV 2 : Sabémas électriques équivalents de la vitasse de recombination à la face arrière Sh
so l'ableau IV-5 : Schemas electriques equivalents de la vitesse de recombinaison à la face arrière So :
91 91 Tableau IV A stableau de valeurs des generalites flactaieurs é quivelente generalité frantes valeurs de
81 Tableau IV-4 : tableau de valeurs des parametres electriques equivalents pour différences valeurs de
92 92 92 92 92 92 92 92 92 92
82Fig. IV -15 : Module de la phototension en lonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sij
22Eig IV 14 : Modulo de la phototomica en fonction de la fréquence de modulation : Estatement
osrig.rv-14: Module de la photolension en lonction de la frequence de modulation : Eclairement
94 94Eig IV 15 : Modulo do la phototomica en fonction de l'énergie d'implicition de l'énergie d'implicition de l'énergie d'implicition de la second
our 19:1 v-10: Nouve de la provoiension en lonction de l'energie d'irradiation pour différentes
valeurs du coefficient de dommage : Éclairement simultanée

85Figure IV-16 : Caractéristique courant-tension : Éclairement simultané
86Figure Iv 17-a : Caractéristique courant-tension pour différentes valeurs de la longueur d'onde :
éclairement simultané
87Figure Iv 17-b : Caractéristique courant-tension pour différentes valeurs de la pulsation :
éclairement simultané
88Figure IV 17-c : Caractéristique courant-tension pour différentes valeurs de l'irradiation :
éclairement simultané
89Figure : IV-18 : Circuit électrique équivalent d'une photopile fonctionnant en circuit ouvert99
90Figure IV-19-a : Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour
différentes valeurs de la longueur d'onde : Éclairement simultané
91Figure IV-19-b : Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour
différentes valeurs de la pulsation : Éclairement simultané100
92Figure IV-19-c : Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour
différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : Éclairement simultané
93Figure IV-20 : Circuit électrique équivalent d'une photopile fonctionnant en court-circuit102
94Figure IV-21-a : Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour
différentes valeurs de la longueur d'onde : Éclairement simultané
95Figure IV-21-b : Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour
différentes valeurs de la pulsation : Éclairement simultané103
96Figure IV-21-c : Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour
différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : Éclairement simultané
97Figure IV-22 : Module de la capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la
jonction Sf pour différentes valeurs de longueur d'onde : Éclairement simultané
98Fig.IV-23 : Module de la capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la face
arrière Sb : Éclairement simultané
99Figure IV-24 : Module de la capacité de diffusion en fonction de la pulsation pour différentes
valeurs de la longueur d'onde : Éclairement simultané
100Figure IV-25 : Module de la capacité de diffusion en fonction de l'énergie d'irradiation pour
différentes valeurs du coefficient de dommage : Éclairement simultané108

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Aujourd'hui les énergies renouvelables sont connues non seulement comme un moyen pour fournir de l'électricité et une meilleure qualité de vie à ceux qui ne disposent pas d'accès au réseau, mais elles sont aussi un moyen de diminuer considérablement l'impact de dommages environnementaux causés par la production d'énergie conventionnelle dans les pays industrialisés. Et parmi ces énergies renouvelables, le photovoltaïque est une source d'énergie la plus élégante. La lumière brille sur un cristal et produit de l'électricité grâce à l'effet photovoltaïque qui est à l'origine de ce phénomène. C'est aussi simple que ça. Il n'y a pas de pièces mobiles. En plus cette énergie présente des avantages tels que : l'abondance, l'absence de toutes pollutions et la disponibilité intermittente. Cependant, il a fallu la révolution et les progrès dans la fabrication des semi-conducteurs avant que le photovoltaïque puisse commencer à révéler son plein potentiel. En effet, c'est avec la crise des années 1973-1974 que la fabrication des cellules solaires a connu un progrès significatif **[1, 2].**

Par la suite, le développement des techniques de fabrication [3] des semi-conducteurs (redresseurs, transistors et thyristors, etc.) a permis d'améliorer la qualité des matériaux utilisés et l'architecture des photopiles. Des premières photopiles monofaciales (monocristallin, polycristallin, multicristallin et nanocristallin) où le rendement énergétique est faible, on assiste à la mise au point de nouvelles photopiles bifaciales [4, 5] (monocristallin, polycristallin et multicristallin) dont le rendement de conversion est supérieur ou égal à 20% [6]. Dans l'élaboration de ces photopiles, la technologie de fabrication et les défauts des paramètres de réseau engendrés occasionnent une présence des centres de recombinaisons des porteurs de charges photocréés. À côté de ces défauts de paramètres de réseau, le soleil possède de propriétés énergétiques (particules chargées très énergétiques) capables de modifier les paramètres phénoménologiques et macroscopiques des cellules solaires en créant des défauts interstitiels à nature surfaciques ou volumiques, occasionnant également des centres de recombinaisons de porteurs minoritaires de charges photogénérés. Parmi ces recombinaisons des porteurs de charges qui sont essentiellement les causes principales des faibles rendements observés des photopiles, on peut citer : les recombinaisons en volume de Schrockley-Read-Hall [2, 7], les recombinaisons d'Auger, radiatives et surfaciques [7, 8]. Ces différentes recombinaisons citées ci-dessus, influent sur les paramètres fondamentaux des photopiles tels que la durée de vie, la longueur et le coefficient de diffusion, les vitesses de recombinaison aux interfaces et à la face arrière, mais surtout sur les paramètres électriques de la photopile, et par conséquent le rendement de la cellule solaire est réduit. Ainsi, différentes techniques de

Introduction générale

caractérisation en régime statique ou dynamique, basées sur les mesures des effets optiques [9] ou électriques [10,11], ont été mises en œuvre pour évaluer les effets des 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 à un meilleur rendement de la photopile.

Selon l'excitation et la réponse de la photopile, les techniques de caractérisation utilisées se subdivisent en deux groupes :

- A. Techniques en régime statique [12-18]
- B. Techniques en régime dynamique fréquentiel [19-24] ou transitoire [25-28]

Dans ce travail, nous nous proposons de faire une étude en modélisation de fréquence d'une photopile bifaciale éclairée par une lumière monochromatique et sous irradiation.

Le premier chapitre est consacré à une étude bibliographique dans laquelle l'état de l'art sur l'irradiation de photopiles ainsi que quelques méthodes de détermination des paramètres de recombinaison et des paramètres électriques sont présentés.

Dans le deuxième chapitre, une généralité sur la photopile bifaciale est proposée.

Le troisième chapitre fait l'objet, en simulation, des effets de l'irradiation, de la longueur d'onde et de la pulsation sur les paramètres de recombinaisons et électriques de la photopile bifaciale éclairée par sa face arrière. Des modèles électriques équivalents relatifs aux vitesses de recombinaisons Sf et Sb sont également proposés.

Le quatrième et dernier chapitre fait l'objet d'une étude de la photopile bifaciale éclairée simultanément par les deux faces, dans les mêmes conditions qu'au chapitre précédent.

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

CHAPITRE I : Étude bibliographique

I-ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE SUR LE RÉGIME DYNAMIQUE FRÉQUENTIEL SOUS IRRADIATION

Introduction

Les photopiles solaires sont soumises à différents rayonnements ionisants qui interagissent avec elles en y créant des dommages simples (lacune et site interstitiel) ou plus complexes (dislocation) qui modifient leurs propriétés physico-chimiques et mécaniques. Dans cette partie, est d'abord présenté l'état de l'art sur l'irradiation de photopiles ; ensuite, nous présentons quelques travaux importants relatifs aux méthodes de détermination des paramètres de recombinaison des porteurs minoritaires de charge dans la base des photopiles au silicium polycristallin en régime dynamique fréquentiel. Et enfin certaines méthodes de détermination des partir de la spectroscopie d'impédance.

I-1-L'ETAT DE L'ART SUR L'IRRADIATION DE PHOTOPILE

Nous présentons dans ce paragraphe quelques études importantes sur la caractérisation de Photopiles solaires sous irradiation.

I-1-1-Effects from large p solar proton events on performance of space solar arrays in geostationary orbit environment [29]

Les auteurs de cet article présentent une analyse des dégradations des panneaux solaires montés sur deux satellites en orbite géostationnaire suite à des événements solaires importants. En effet, une comparaison entre les prévisions et les courants réels mesurés (c'est-à-dire les performances des différents panneaux solaires) a montré l'influence qu'ont eue les éruptions solaires des 14-15juillet 2000 et 8-9 novembre 2000.

Les auteurs ont d'abord analysé le rayonnement solaire correspondant à ces deux événements et montré qu'ils transportaient à eux seuls un flux équivalent supérieur au flux annuel normal de protons soit environ $3,5.10^{13}$ cm⁻²

Ils ont alors montré que les dégradations occasionnées étaient telles que l'on pouvait conclure ainsi :

-pour le premier satellite (SESAT), les variations causées sur une période d'une année et cinq mois seraient équivalentes à celles prévues pour une période normale de trois ans soit un écart de 9% par rapport aux prévisions.

-Pour le deuxième satellite, les variations causées sur une période de deux ans sont équivalentes à celles prévues pour une durée de 3,5ans soit un écart de 12,5 %.

Les auteurs démontrent ainsi l'importance des événements solaires majeurs sur les performances des panneaux solaires à bord des satellites en orbite géostationnaire.

I-1-2-Radiation damage in silicon detectors [30]

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.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + Kl\phi \tag{I-1}$$

Dans cette équation, Kl désigne le coefficient de dommage, Φ l'énergie d'irradiation, τ_0 et τ la durée de vie des porteurs avant irradiation et celle après irradiation.

Ils trouvent que pour les particules de haute énergie le coefficient Kl est de l'ordre de 10^{-8} tandis qu'il est de l'ordre de 10^{-6} pour celles de plus faible énergie.

Les auteurs terminent en montrant l'effet des recuits thermiques sur l'énergie de gap.

I-1-3-Quantifying low energy proton damage in multi-Junction solarcells [31]

Dans cet article, les auteurs présentent une étude en modulation destinée à quantifier les effets d'irradiation de cellules multi jonctions (trois jonctions) par des protons de faible énergie. Pour cela, ils utilisent la méthode de transport de Monte Carlo (SRIM) basée sur la méthode d'analyse des doses de dommage dû au déplacement.

Cette simulation est effectuée dans trois différentes conditions notamment :

-Protons mono énergétiques et unidirectionnels avec incidence normale sur les photopiles non couvertes : c'est-à-dire le test de base.

- Protons mono énergétiques et omnidirectionnels

-toujours des protons mono énergétiques et omnidirectionnels dont les trajectoires sont modifiées pour tenir compte du transport du faisceau à travers une vitre protectrice : c'est le cas le plus représentatif pour le milieu spatial.

L'objectif essentiel est de trouver les corrélations entre les résultats de tests effectués au sol et les dégradations qui pourraient survenir dans l'espace.

Les auteurs montrent alors que dans un environnement spatial, les photopiles multi-jonctions auront une répartition uniforme pour ce qui concerne les dommages dans les zones actives.

De plus, les tests au sol avec des protons de faible énergie n'apportent pas de précision supplémentaire significative aux résultats obtenus si on analyse les résultats en termes de dommage dus au déplacement des particules. Si une dégradation préférentielle d'une région par rapport aux autres régions de la photopile est observée, cela est dû surtout aux sensibilités différentes pour chacune des cellules et non à une réelle non-uniformité de répartition des dégradations.

I-1-4-Analysis and modelling of electron and proton irradiation effects in Cu(In,Ga)Se2 solar cells [32]

Une étude théorique et expérimentale des défauts crées suite à une irradiation d'une photopile de type CIGS par un flux de protons et des électrons est faite.

À partir d'une spectroscopie d'impédance et de l'analyse des dégradations induites sur les propriétés de la photopile, le taux injection des défauts pour les CIGS suite à une irradiation par les protons aussi bien que par des électrons a été trouvé. La résistance du CIGS par rapport au bombardement par les électrons est nettement meilleure à celle par les protons ; de plus lors d'un bombardement par des électrons seule la tension de circuit ouvert est détériorée alors que dans le cas du bombardement par les protons, toutes les valeurs montrent que le CIGS semble 1000 fois plus résistant à l'irradiation par les électrons que par les protons.

I-1-5-Displacement damage dose analysis of proton irradiated CIGS solarcells on flexible substrates [33]

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 de 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 photopiles CIGS.

Le tracé des points de puissance maximale en fonction de la dose de dommage D_d permet de trouver une relation empirique $\frac{P}{P_0} = 1 - C * Log \left(1 + \frac{D_d}{D_x}\right)$ Avec P_0 est la 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.

I-1-6-Radiation effect test for single-crystalline and polycrystalline silicon solar cells [34]

Ce travail présente les résultats de l'irradiation de photopiles mono et polycristallines par des protons d'un accélérateur de protons.

Les photopiles sont soumises à deux énergies différentes avec deux flux différents (20,3MeV et 3,24.10¹¹ particules/cm², puis10, 7MeV et 2,28.10¹¹ 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 polycristallines sont 5% inférieures à celles des monocristallines.

De plus, les dégradations sur les polycristallines vont jusqu'à 30% et celles des Monocristallines à 35%. La dégradation de performance peut dans le cas être présentée par la relation

$$D = D_0 - CLog \left[1 + \frac{\phi}{\phi_0} \right] \tag{I-2}$$

Où D désigne la performance après irradiation et D0 celle avant irradiation ; Φ 0 est un Coefficient d'ajustement et Φ l'énergie d'irradiation.

I-2-METHOD FOR MEASUREMENT OF ALL RECOMBINATION PARAMETERS IN THE BASE REGION OF SOLAR CELLS [35]

L'étude de l'effet du champ magnétique d'une cellule photovoltaïque soumise à une illumination par la face arrière montre une diminution du photocourant lorsque l'intensité du

champ magnétique augmente. Une méthode simple de mesure de certains paramètres de recombinaison (mobilité, longueur de diffusion, durée de vie, vitesse de recombinaison en face arrière des porteurs minoritaires) dans la base est développée. Pour la détermination de ces paramètres de recombinaison, seul le courant de court-circuit sans et avec champ magnétique et pour deux longueurs d'onde différentes est considéré. Lorsque la base de la cellule est illuminée par une lumière monochromatique (figureI-5), le photocourant est dominé par celui des électrons.



1Figure I-1 : Photopile solaire dans un champ magnétique B

Et l'on suppose que les dimensions de la surface illuminée sont grandes par rapport à la longueur de diffusion.

Ainsi, la résolution de l'équation de continuité des porteurs minoritaires photogénérés donne le photocourant sous la forme :

$$I_n = \frac{2 \cdot A \cdot q \cdot F \cdot (1 - R) \cdot \eta}{N_B} \cdot \left(1 + \frac{S_n \cdot \theta_n}{D_n \cdot \alpha}\right)$$
(I-3)

avec

$$N_B = \left(1 + \frac{S_n \cdot L_n \cdot \sqrt{\theta_n}}{D_n}\right) \cdot \exp\left(\frac{H \cdot \sqrt{\theta_n}}{L_n}\right) - \left(\frac{S_n \cdot L_n \sqrt{\theta_n}}{D_n} - 1\right) \cdot \exp\left(-\frac{H \cdot \sqrt{\theta_n}}{L_n}\right)$$
(I-4)

Où

$$\theta_n = 1 + (\mu_n \cdot B)^2 \tag{I-5}$$

A étant la surface illuminée, q la charge élémentaire, F l'intensité de la lumière incidente, R le coefficient de réflexion, η le rendement quantique, α le coefficient d'absorption, S_n la vitesse

de recombinaison à la face arrière, L_n la longueur de diffusion, D_n le coefficient de diffusion, μ_n la mobilité, **B** l'intensité du champ magnétique.

L'incertitude de photocourant des porteurs minoritaires photogénérés, est donnée par :

$$\Delta I_n = \frac{(I_n|_{B=0} - I_n|_{B\neq 0})}{I_n|_{B=0}}$$
(I-6)

Dans cette expression, ΔI_n augmente quand le photocourant diminue en fonction de l'intensité du champ magnétique, c'est-à-dire lorsque l'absorption devient importante.

En faisant varier la longueur d'onde incidente, l'intensité du champ magnétique et en mesurant le photocourant de court-circuit, les paramètres de recombinaison dans la base peuvent être déduits. Pour ce faire, on aura à considérer deux cas :

- Premier cas : B = 0 T,

Le photocourant I_n est donné pour chaque longueur d'onde par :

$$I_1 = \frac{2 \cdot A \cdot q \cdot F \cdot \eta}{N} \cdot \left(1 + \frac{S_n}{D_n \cdot \alpha_1}\right) \tag{I-7}$$

$$I_2 = \frac{2 \cdot A \cdot q \cdot F \cdot \eta}{N} \left(1 + \frac{S_n}{D_n \cdot \alpha_2} \right) \tag{I-8}$$

 α 1, α 2, étant les coefficients d'absorption des longueurs d'onde considérées.

N étant la valeur N_B à B = 0 T.

- Deuxième cas : $B \neq 0$ T

Le photocourant In est donné pour chaque longueur d'onde par :

$$I_{1B} = \frac{2 \cdot A \cdot q \cdot F \cdot \eta}{N_B} \left(1 + \frac{S_n \cdot \theta_n}{D_n \cdot \alpha_1} \right)$$
(I-9)

$$I_{2B} = \frac{2 \cdot A \cdot q \cdot F \cdot \eta}{N_B} \left(1 + \frac{S_n \cdot \theta_n}{D_n \cdot \alpha_2} \right)$$
(I-10)

Des expressions (I-7) et (I-8), on obtient :

$$\frac{S_n}{D_n} = \frac{1 - I_1 / I_2}{(I_1 / I_2) / \alpha_2 - 1 / \alpha_1}$$
(I-11)

De (I-9), (I-10), (I-11), on en tire la valeur de la mobilité des électrons :

$$\mu_n = \frac{1}{r \cdot B} (\theta_n - 1)^{1/2}$$
(I-12)

r = facteur de Hall, d'où :

$$\theta_n = \frac{1 - I_{1B} / I_{2B}}{1 - I_1 / I_2} \cdot \frac{\alpha_1 \cdot I_1 / I_2 - \alpha_2}{\alpha_1 \cdot I_{1B} / I_{2B} - \alpha_2}$$
(I-13)

Après avoir déterminé μ_n , le coefficient de diffusion peut être déduit à partir de la relation d'EINSTEIN :

$$D_n = \frac{K \cdot T}{q} \cdot \mu_n \tag{I-14}$$

Avec K la constante de BOLTZMANN, T la température absolue

De l'expression (I-11), la vitesse de recombinaison à la face arrière est donnée par :

$$S_n = D_n \cdot \frac{1 - I_1 / I_2}{(I_1 / I_2) / \alpha_2 - 1 / \alpha_1}$$
(I-15)

En faisant le rapport de (I-9) et de (I-7), on détermine l'équation transcendante (I-16) qui permettra de déterminer les différents paramètres de recombinaison à chaque fois que l'épaisseur de la base est connue.

$$\frac{I_{1B}}{I_1} = \frac{1 + S_n \cdot \theta_n / D_n \cdot \alpha_1}{1 + S_n / D_n \cdot \alpha_1} \cdot \frac{N}{N_B}$$
(I-16)

En déterminant le coefficient de diffusion, l'expression de la longueur de diffusion est obtenue par :

$$\tau_n = L_n^2 / D_n \tag{I-17}$$

Où τ_n est la durée de vie des porteurs minoritaires.

Ainsi, tous les paramètres de recombinaison dans la base peuvent être déterminés à partir de la mesure du photocourant de court-circuit pour deux longueurs d'onde incidentes différentes avec ou sans champ magnétique ; et que ces longueurs d'onde doivent obéir à certaines

conditions telles que : αH >>1 et $\alpha^2 L_n^2$ >>1, puis que l'intensité de la lumière doit être maintenue constante. Ces paramètres de recombinaison peuvent être déterminés expérimentalement avec des dispositifs appropriés. À la face arrière de la cellule, une grille métallique assure le contact ohmique pour bien minimiser les pertes en surface. Cette cellule est placée entre les pôles d'un électroaimant créant un champ électromagnétique parallèle à la surface de la jonction. Les valeurs mesurées de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires de charge photocréés sont en bon accord avec les résultats obtenus en utilisant la méthode bien connue de la mesure de la réponse spectrale.

I-2-1-VITESSES DE RECOMBINAISON INTRINSEQUES D'UNE PHOTOPILE BIFACIALE A JONCTION HORIZONTALE ET A UNE DIMENSION [36,37]

Les vitesses de recombinaison intrinsèques caractérisant certains phénomènes recombinatoires des porteurs minoritaires en excès au niveau des interfaces et des surfaces des photopiles (mono- ou bifaciales), font l'objet d'études pertinentes ayant pour but de contrôler leurs qualités. C'est ainsi que des études ont été menées sur la détermination des expressions des vitesses de recombinaisons en régime dynamique fréquentiel en éclairement monochromatique.

Lorsqu'on éclaire la photopile bifaciale avec une lumière multispectrale en modulation de fréquence :

L'équation de continuité des porteurs minoritaires de charge dans la base en régime dynamique fréquentiel est de la forme :

$$D^{*}(\omega) \cdot \frac{\partial^{2} \delta_{\alpha}(x,t)}{\partial x^{2}} - \frac{\delta_{\alpha}(x,t)}{\tau} = -G_{\alpha}(x,t) + \frac{\partial \delta_{\alpha}(x,t)}{\partial t}$$
(I-18)

Où

- ▶ . $\delta_{\alpha}(x,t)$ est la densité des électrons générés dans la base
- > $G_{\alpha}(x,t)$ est le taux de génération en lumière blanche des porteurs de charge en excès en fonction de la profondeur de la base et de la fréquence de modulation
- > $D^*(\omega)$ est le coefficient de diffusion

La solution de l'équation de continuité s'écrit sous la forme suivante :

$$\delta_{\alpha}(x,t) = \delta_{\alpha}(x) \cdot e^{i\omega t} \tag{I-19}$$

Où $\delta_{\alpha}(x)$ représente la composante spatiale du taux de génération et $e^{i\omega t}$ la composante temporelle.

L'expression du taux de génération en lumière blanche des porteurs minoritaires de charge s'écrit :

$$G_{\alpha}(x,t) = g_{\alpha}(x) \cdot e^{i\omega t}$$
(I-20)

Où $g_{\alpha}(x)$ constitue la composante spatiale du taux de génération et $e^{i\omega t}$ la composante temporelle.

En remplaçant les expressions (I-19) et (I-20) dans celle-ci (I-18), on obtient une nouvelle équation de continuité :

$$\frac{\partial^2 \delta_{\alpha}(x)}{\partial x^2} - \left(\frac{1}{L_n^*}\right)^2 (1 + i \cdot \omega \cdot \tau) \cdot \delta_{\alpha}(x) = -\frac{g_{\alpha}(x)}{D^*(\omega)}$$
(I-21)

$$\left(L_{c}^{*}\right)^{-2} = \left(\frac{1}{L_{n}^{*}}\right)^{2} \left(1 + i \cdot \omega \cdot \tau\right)$$
(I-22)

- L^{*}_n est la longueur de diffusion en fonction de la fréquence de modulation et de l'intensité du champ magnétique appliqué
- L^{*}_c est la longueur de diffusion complexe en fonction de la fréquence de modulation et de l'intensité du champ magnétique appliqué

En régime dynamique fréquentiel, le coefficient et la longueur de diffusion varient en fonction de la fréquence de modulation pour une durée de vie moyenne des porteurs minoritaires supposée constante. Ainsi, il suffit de remplacer le coefficient de diffusion D par $D^*(\omega)$ et la longueur de diffusion L par L_c^* pour obtenir de nouvelles expressions des vitesses de recombinaison intrinsèques à la jonction et à la face arrière qui varient en fonction de la fréquence de modulation :

- pour un éclairement par la face avant, les vitesses de recombinaison intrinsèques à la face arrière sont données par :

$$Sb_{avl}(\omega) = -\frac{D}{L\omega} \cdot th\left(\frac{H}{L\omega}\right)$$
(I-23)

$$Sb_{av2}(\omega) = \sum_{k=1}^{3} \frac{D \cdot b_k \cdot \left\lfloor ch(\frac{H}{L\omega}) - e^{-b_k \cdot H} \right\rfloor - \frac{D}{L\omega} \cdot sh(\frac{H}{L\omega})}{ch(\frac{H}{L\omega}) - e^{-b_k \cdot H} - L\omega \cdot b_k \cdot sh(\frac{H}{L\omega})}$$
(I-24)

et à la jonction, on a :

$$Sf_{oav}(\omega) = \sum_{k=1}^{3} \frac{D}{L_{\omega}} \cdot \frac{\left[sh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + L_{\omega} \cdot b_{k} \cdot ch\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) \right] \cdot e^{-b_{k} \cdot H} - L_{\omega} \cdot b_{k}}{1 - \left[ch\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + L_{\omega} \cdot b_{k} \cdot sh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) \right] \cdot e^{-b_{k} \cdot H}}$$
(I-25)

- pour un éclairement par la face arrière, les vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière sont respectivement :

$$Sf_{oar}(\omega) = \sum_{k=1}^{3} \frac{D \cdot b_k \cdot \left\lfloor ch\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) - e^{-b_k \cdot H} \right\rfloor - \frac{D}{L_{\omega}} \cdot sh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right)}{ch\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) - e^{-b_k \cdot H} - L_{\omega} \cdot b_k \cdot sh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right)}$$
(I-26)

$$Sb_{ar}(\omega) = \sum_{k=1}^{3} \frac{D}{L\omega} \cdot \frac{\left[sh(\frac{H}{L\omega}) + L\omega \cdot b_{k} \cdot ch(\frac{H}{L\omega}) \right] \cdot e^{-b_{k} \cdot H} - L\omega \cdot b_{k}}{1 - \left[ch(\frac{H}{L\omega}) + L\omega \cdot b_{k} \cdot sh(\frac{H}{L\omega}) \right] \cdot e^{-b_{k} \cdot H}}$$
(I-27)

- pour un éclairement simultané des deux faces, les vitesses de recombinaison à la face arrière et à la jonction sont respectivement :

$$Sb_{3}(\omega) = \sum_{k=1}^{3} \frac{D}{L\omega} \cdot \frac{e^{-bk \cdot H} \cdot \left[sh(\frac{H}{L\omega}) + L\omega \cdot bk \cdot \left(1 + ch(\frac{H}{L\omega})\right) \right] - L\omega \cdot bk \cdot \left(1 + ch(\frac{H}{L\omega})\right) + sh(\frac{H}{L\omega})}{e^{-bk \cdot H} \cdot \left[1 - ch(\frac{H}{L\omega}) - L\omega \cdot bk \cdot sh(\frac{H}{L\omega})\right] + 1 - ch(\frac{H}{L\omega}) + L\omega \cdot bk \cdot sh(\frac{H}{L\omega})}$$
(I-28)

$$Sf_{ode}(\omega) = \sum_{k=1}^{3} \frac{D}{L_{\omega}} \cdot \frac{\left[b_{k} \cdot L_{\omega} \cdot \left\{1 + ch\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right)\right\} \cdot \left\{1 - e^{-b_{k} \cdot H}\right\} - \left\{1 + e^{-b_{k} \cdot H}\right\} \cdot sh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right)\right]}{\left[\left[ch\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) - 1\right] \cdot \left\{1 + e^{-b_{k} \cdot H}\right\} + b_{k}L_{\omega} \cdot \left\{e^{-b_{k} \cdot H} - 1\right\} \cdot sh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right)\right]}$$
(I-29)

Le profil de chaque vitesse de recombinaison intrinsèque considérée, traduit une augmentation de la vitesse en fonction de la fréquence de modulation de l'éclairement ; ce qui suppose qu'il y ait une recombinaison très importante des porteurs minoritaires en excès à la jonction et à la face arrière de la photopile.

L'action de la fréquence de modulation sur la photopile entraîne une baisse de performance de la photopile.

I-3- MEASUREMENT OF AC PARAMETERS OF GALLIUM ARSENIDE (GaAS/Ge) SOLAR CELL BY IMPEDANCE SPECTROSCOPY

(Mesure des paramètres électriques d'une cellule en Arséniure de Gallium « GaAs/Ge », par spectroscopie d'impédance) [38]

Dans cet article, il est proposé une méthode expérimentale de détermination des paramètres électriques. L'étude est faite sur une cellule solaire en Arséniure de Gallium par la méthode spectroscopie d'Impédance.

Les mesures sont réalisées sur une cellule GaAs/Ge de taille (20 x 40 mm), la température de la salle est de 22°C ±1°C. La cellule est polarisée à l'obscurité, la tension de polarisation est comprise entre 0,3V et 0,9V et l'amplitude du signal alternatif est de 10 mV avec une fréquence variant de 1HZ à 60 KHZ.

Le spectre d'impédance obtenu est un demi-cercle (diamètre R_p), permettant de déterminer les

paramètres électriques de la cellule (R_s, R_p, C)

Des observations faites sur cette méthode ont permis aux auteurs de dire que lorsque la cellule est en circuit ouvert, les demi-cercles ne sont plus parfaits.

La résistance parallèle Rp qui est un paramètre important de la cellule, car étant la combinaison de deux résistances : la résistance dynamique et la résistance shunt R_{sh} . En Général $R_{sh} >> R_D$ lorsque ces cellules sont en circuit ouvert, ce qui entraîne que $R_p \approx R_D$.

L'expression de la résistance dynamique est donnée par la relation suivante :

$$R_D = \frac{V_T \cdot \eta}{I} \tag{I-30}$$

 V_T la tension thermique, η facteur d'idéalité, I le photocourant de la cellule solaire

I-3-1- A NEW CHARACTERIZATION METHOD FOR SOLAR CELL DYNAMIC IMPEDANCE

(Nouvelle méthode de caractérisation de l'impédance dynamique d'une cellule solaire)

[39]

Cet article fait part d'une technique de caractérisation d'impédance dynamique d'une cellule solaire par une méthode basée sur la spectroscopie d'impédance.

Pour cette nouvelle méthode de caractérisation d'impédance dynamique, les auteurs utilisent un courant continu modulé par un petit signal carré en lieu et place d'un signal sinusoïdal fréquemment utilisé en spectroscopie d'impédance.

Cette méthode permet de réduire le matériel expérimental, de simplifier en rendant plus accessibles les mesures de l'impédance.

Les mesures sont effectuées sur une cellule en silicium cristallin de surface (10 cm x 10 cm) Les conditions expérimentales sont:

- La température de la cellule est égale à la température ambiante de la salle
- La cellule est polarisée à l'obscurité

Les courants et les tensions d'entrée et de sortie de la cellule test peuvent être visualisés par un oscilloscope numérique. Les données sont transférées au PC par l'intermédiaire du port de transmission de données GPIB. L'impédance dynamique de la cellule solaire est calculée sur la base de MATLAB en utilisant la technique de transformée de Fourier rapide (FFT :Fast Fourier Transform).

Dispositif expérimental :



2Figure I.2 : Dispositif expérimental utilisé en spectroscopie d'impédance

Le schéma électrique équivalent d'une cellule solaire en régime dynamique est représenté à la figure I.2 :



3Figure I.3 : Schéma électrique équivalent d'une cellule solaire

L'impédance dynamique du circuit ci-dessus s'écrit sous la forme suivante :

$$R_{pv} + i \cdot X_{pv} = R_S + \frac{R_D \cdot R_{Sh} \cdot (R_{Sh} + R_D)}{\left(R_{Sh} + R_D\right)^2 + \left(\omega \cdot R_D \cdot R_{Sh} \cdot C\right)^2} - \frac{i \cdot \omega \cdot \left(R_{Sh} \cdot R_D\right)^2 \cdot C}{\left(R_{Sh} + R_D\right)^2 + \left(\omega \cdot R_D \cdot R_{Sh} \cdot C\right)^2} \quad (I-31)$$

Avec :

 R_{PV} étant la composante résistive de l'impédance dynamique et X_{pv} étant la composante réactive de l'impédance dynamique.

Les valeurs de la résistance dynamique obtenues à partir des méthodes de caractérisation de l'impédance dynamique sont consignées dans le tableau ci-dessous :

Tension (v)	0,2	0,3	0,4
$R_{d1}(\Omega)$	15,53	4,90	1,40
$R_{d2}(\Omega)$	15,53	4,71	1,39

4Tableau I.1: Résistance dynamique

 R_{d1} est obtenue à partir de la méthode de détermination qui utilise un courant continu modulé par un petit signal carré et R_{d2} est obtenue à partir de la méthode de détermination qui utilise un signal sinusoïdal.

Cet article montre une nouvelle méthode simple pour mesurer les impédances des cellules solaires en utilisant un signal carré en lieu et place d'un signal sinusoïdal. Les résultats

expérimentaux de la nouvelle méthode donnent des valeurs d'impédance comparables à celles des études précédentes. Cette étude compare deux techniques de mesure basées sur le même principe, en utilisant un signal d'entrée sinusoïdal et un signal entré carré, plutôt qu'une mesure absolue qui dépend elle de l'exactitude et de la qualité de l'équipement d'essai.

I-3-2-PV MODULE DYNAMIC IMPEDANCE AND ITS VOLTAGE AND FREQUENCY DEPENDENCIES [40]

Cet article présente une méthode de détermination de l'impédance dynamique à partir du modèle électrique équivalent suivant :



5Figure I.4 schéma électrique équivalent d'une cellule solaire

Ainsi à partir des représentations de Nyquist et de Bode, les spectres de l'impédance et de la phase pour différentes valeurs de la fréquence sont mis en évidence.

L'étude des résistances dynamique et parallèle en fonction de la phototension a été aussi présentée.

I-3-3-MEASUREMENT OF SOLAR CELL AC PARAMETERS USING IMPEDANCE SPECTROSCOPY

(Mesure des paramètres électriques d'une photopile par la méthode de la Spectroscopie d'impédances) [41]

L'auteur de ce document présente une méthode de détermination des paramètres d'une photopile. Ainsi en utilisant le diagramme de Nyquist, il a représenté les spectres de l'impédance selon quelques modèles électriques de base :

> Le Spectre d'impédance d'une résistance pure (R) que nous présentons à la figure I.4



6Figure I-4 Impédance d'une résistance pure (R)

> Le Spectre d'impédance d'une capacité pure (C) que nous présentons à la figure I.5



7Figure I-5 Impédance d'une capacité pure (C)

Le Spectre de l'impédance spectroscopique d'une inductance pure (L) que nous présentons à la figure I.6



8Figure I-6 Impedance d'une inductance pure (L)

Le Spectre de l'impédance spectroscopique d'un circuit R-C en série que nous présentons à la figure I.7



9Figure I-7 Impédance d'un circuit R-C en série

> Le Spectre d'impédance d'un circuit R-L en série que nous exposons à la figure I.8



10Figure I-8 : Impédance d'un circuit R-L en série

> Le Spectre d'impédance d'un circuit R-C en parallèle que nous montrons à la figure I.9



11Figure I-9 : Impédance d'un circuit R-C en parallèle

Le Spectre d'impédance d'un circuit R-L en parallèle que nous reproduisons à la figure I.10



12Figure I-10 : Impédance d'un circuit R-C en parallèle

Après cette étude théorique sur les circuits, l'auteur a déterminé quelques paramètres électriques de la photopile par la méthode de la spectroscopie d'impédance

I-4-ACCURATE ANALYTICAL EXPRESSIONS FOR THE PARAMETERS OF THE SIMPLE EXPONENTIAL MODEL OF THE SOLAR CELL [42]

Dans cet article, les résistances série et shunt d'une cellule solaire sont déterminées en partant d'un modèle électrique équivalent à une diode. L'auteur établit l'équation relative au courant à travers la charge en fonction de la tension et des paramètres de la cellule solaire :

$$I = I_{Ph} - I_{S} \left(e^{\frac{V + I \cdot R_{S}}{\eta \cdot V_{T}}} - 1 \right) - \frac{V + I \cdot R_{S}}{R_{sh}}$$
(I-32)

Où \mathbf{R}_s , \mathbf{R}_{sh} , \mathbf{I}_{ph} , \mathbf{I}_s , \mathbf{V} , $\boldsymbol{\eta}$ et \mathbf{V}_T sont respectivement la résistance série, la résistance shunt, le photocourant, le courant de saturation, la tension aux bornes de la charge, le facteur d'idéalité et la tension thermique.

De l'équation (I-32), la caractéristique courant-tension de la cellule solaire est donnée puis deux points de fonctionnement sont considérés :

✤ Le premier lorsque la cellule solaire est en situation de circuit ouvert pour déterminer

la résistance série par l'expression suivante : $R_{so} = -\left(\frac{\partial V}{\partial I}\right)_{V=V_{co}}$ (I-33)

• Le second lorsque la cellule est en situation de court-circuit pour la détermination de la résistance shunt par la relation : $R_{sh} = -\left(\frac{\partial V}{\partial I}\right)_{t=1}$ (I-34)

Ces deux considérations ont permis d'obtenir des valeurs de résistances série et shunt qui concordent à celles trouvées par d'autres méthodes.
Etude bibliographique

CONCLUSION:

Cette étude bibliographique nous a permis de mieux comprendre les dégradations que subissent les photopiles exposées aux différentes radiations solaires. Les vitesses de recombinaison S_f et S_b d'une photopile bifaciale ont été présentés. L'effet du champ magnétique sur certains paramètres de recombinaison d'une photopile tels que : le coefficient et la longueur de diffusion et la durée de vie des porteurs minoritaires de charge en excès, est présenté. Des techniques de caractérisation de l'impédance dynamique et des méthodes de détermination des résistances série, shunt et dynamique, ont également été présenté.

Puisqu'il n'est pas toujours évident de reproduire les rayonnements spatiaux (flux, durée, condition de température) en laboratoire, dans le travail qui va suivre, nous allons étudier en simulation les effets de l'irradiation, de la longueur d'onde et de la fréquence sur les paramètres phénoménologiques, macroscopique et électrique de la photopile bifaciale. Et déterminerons les modèles électriques équivalents relatifs aux différentes faces de la photopile bifaciale.

CHAPITRE II : GÉNÉRALITÉ SUR LA PHOTOPILE BIFACIALE EN RÉGIME DYNAMIQUE FRÉQUENTIEL À ÉCLAIREMENT MONOCHROMATIQUE ET SOUS IRRADIATION

II : GÉNÉRALITÉ SUR LA PHOTOPILE BIFACIALE EN RÉGIME DYNAMIQUE FRÉQUENTIEL A ÉCLAIREMENT MONOCHROMATIQUE ET SOUS IRRADIATION

Introduction

Dans le but d'optimiser le rendement de la conversion photovoltaïque, de nouveaux techniques de fabrication des semi-conducteurs sont mis au point à fin d'améliorer la qualité des matériaux utilisés et l'architecture des photopiles. Ainsi, des photopiles monofaciales, on assiste à la mise au point de nouvelles photopiles bifaciales dont le rendement de conversion est supérieur ou égal à 20%. Dans ce chapitre, nous étudions une photopile bifaciale au silicium polycristallin [43-47] éclairée par sa face arrière et simultanément éclairée par ses deux faces. Dans un premier temps, une description complète de la photopile bifaciale sera proposée, ensuite nous établissons l'équation de continuité suivie de sa solution et enfin les conditions aux limites permettant de déterminer les différents coefficients qui interviennent au cours de la résolution seront établies.

II-1 DESCRIPTION ET FONCTIONNEMENT D'UNE PHOTOPILE BIFACIALE AU SILICIUM



II-1-1 Description

13Figure II-1 : structure d'une photopile bifaciale au silicium de type n+-p-p+

Cette photopile bifaciale comprend quatre parties dopées différemment : l'émetteur, la base, la jonction (ou zone de charge d'espace) et la zone arrière.

Émetteur : Zone frontale de type n⁺ où le taux de dopage varie de 10^{17} à 10^{19} atom.cm⁻³, de faible épaisseur (0.5 à 1 µm), qu'on appelle également face avant et peut recevoir de la lumière incidente.

Base : zone de type p peu dopée $(10^{15} \text{ à } 10^{17} \text{ atom.cm}^{-3})$ dont l'épaisseur varie de 200 à 400 μ m où les porteurs minoritaires sont les électrons. 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.

Zone de déplétion : Appelée aussi zone de charge d'espace (ZCE) ou zone désertée. Elle est appelée « zone de déplétion » ou « zone désertée » parce qu'elle est dépourvue de porteurs libres, et elle est appelée « zone de charge d'espace » parce qu'elle est constituée de deux zones chargées électriquement 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 d'énergie suffisante 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.

Zone arrière : c'est la zone située en face arrière de la base, elle est surdopée p⁺ en atomes accepteurs (10¹⁷ à 10¹⁹ atomes par cm³) par rapport à la base où un champ électrique de surface (Back Surface Field) **[48,49]** jouant le rôle d'un réflecteur, renvoie les porteurs photocréés près de la face arrière vers la jonction pour optimiser le rendement de conversion énergétique **[50]**. Pour la collecte du courant résultant de l'absorption de la lumière (des photons), des contacts électriques ohmiques assurés par des grilles métalliques adaptées sur les faces avant et arrière par sérigraphie permettent la collecte de porteurs photocréés dans le circuit extérieur.

Dans ce travail, la contribution de l'émetteur est négligée, on se placera dans la théorie de la quasi-neutralité de la base (Q.N.B) **[51]** et on utilisera un modèle mathématique unidimensionnel dont l'origine est prise au niveau de la jonction.

II-1-2 Principe de fonctionnement

Une cellule solaire est un composant électronique qui convertit la lumière du soleil en électricité. La structure de base est présentée sur **la figure 3**.

L'écart entre les bandes de valence et de conduction ou plus précisément le gap, est une caractéristique fondamentale des semi-conducteurs (**la figure 2**). Lorsque le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence coïncident, le gap est direct et les transitions sont verticales **[52]**. Dans le cas du silicium, le gap est indirect, les transitions sont obliques entre les extrema des bandes, toutefois, les électrons de la bande de valence peuvent être excités vers le minimum relatif central de la bande de conduction si les photons incidents ont suffisamment d'énergie.

Généralité sur la photopile bifaciale en régime dynamique fréquentiel



14Figure II-2 : Génération d'une paire électron-trou [53]

Le principe de la conversion photovoltaïque peut être décrit par les mécanismes suivants : - Absorption des photons incidents et création de paires électron-trou si l'énergie du photon incident est supérieure au gap du matériau.

- Diffusion des porteurs de charges minoritaires jusqu'à la zone de charge d'espace. Transfert des charges électriques dans la zone où elles vont être majoritaires grâce au champ électrique présent au niveau de la zone de charge d'espace de la jonction pn et collecte. Au cours de la diffusion des charges vers la zone de charge d'espace les charges électriques peuvent se recombiner et être perdues.

- dissipation de puissance dans la charge et dans les résistances parasites.



15Figure II-3 : Structure de base d'une cellule solaire [54]

En éclairant la photopile bifaciale par un flux lumineux incident, la distribution des porteurs minoritaires photocréés (électrons) dans cette base est régie par l'équation de continuité.

II-2 ÉQUATION DE CONTINUITÉ EN RÉGINE DYNAMIQUE FRÉQUENTIEL

L'équation de continuité traduit les différents phénomènes qui se déroulent dans la base de la cellule lorsque celle-ci est soumise à un éclairement : il s'agit de la génération, des recombinaisons et de la diffusion de porteurs minoritaires en excès. Elle est de la forme suivante [55] :

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

G (x, t) est le taux de génération et δ (x, t) est la densité de porteurs minoritaires photocréés en fonction de la profondeur dans la base et du temps et peuvent se mettre sous les formes suivantes [56-58,59] :

$$G(x, t) = g(x)e^{iwt} \text{ et } \delta(x, t) = \delta(x)e^{iwt}$$
(II-2)

D est le coefficient de diffusion ; τ est la durée de vie moyenne des porteurs minoritaires ; L est la longueur de diffusion.

Où, g(x) et $\delta(x)$ représentent les composantes spatiales, e^{iwt} La composante temporelle. En introduisant l'équation (II-2) dans l'équation (II-1) on obtient :

$$\frac{\partial^2 \delta(x)}{\partial x^2} - \frac{1}{L^2} \cdot (1 + \mathbf{i} \cdot \boldsymbol{\omega} \cdot \boldsymbol{\tau}) \cdot \delta(x) = -\frac{g(x)}{D}$$
(II-3)

Et en posant
$$\frac{1}{L_w^2} = \frac{1}{L^2} (1 + iw\tau)$$
 on aura :
 $\frac{\partial^2 \delta(x)}{\partial x^2} - \frac{\delta(x)}{L_\omega^2} = -\frac{g(x)}{D}$
(II -4)

Avec

$$g(x) = \alpha I_0 (1 - R)(\eta e^{-\alpha x} + \varepsilon e^{-\alpha (H - x)})$$
(II -5)

 L_{ω} est la longueur de diffusion complexe [60]

 $\alpha(\lambda)$ est le coefficient d'absorption optique [61] à la longueur d'onde λ ;

R (λ) est le coefficient de réflexion du matériau à la longueur d'onde λ ;

H l'épaisseur de la photopile.

Les paramètres η et ε sont définis suivant le mode d'éclairement :

	Éclairement	Éclairement	Éclairement simultané
	face avant	face arrière	de deux faces
η	1	0	1
ε	0	1	1

16Tableau II.1: Mode d'éclairement

II-3 SOLUTION DE L'ÉQUATION DE CONTINUITÉ

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

$$\delta(x) = \operatorname{Ach}\left(\frac{x}{L_{w}}\right) + \operatorname{Bsh}\left(\frac{x}{L_{w}}\right) + \frac{\alpha I_{0}(1-R)L_{w}^{2}}{D(1-\alpha^{2}L_{w}^{2})} \left[\eta \cdot e^{-\alpha x} + \varepsilon \cdot e^{-\alpha (H-x)}\right]$$
(II-6)

Où A et B sont des coefficients à déterminer à partir des conditions aux limites

II-4 CONDITIONS AUX LIMITES

$$\checkmark \quad \text{À la jonction } (X = 0)$$

$$\frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \bigg|_{x=0} = S_f \cdot \frac{\delta(0)}{D} \qquad (\text{II -7})$$

À la face arrière (X = H) \checkmark

 \checkmark

$$\frac{\partial \delta(x)}{\partial x}\Big|_{x=H} = -S_B \cdot \frac{\delta(H)}{D} \tag{II-8}$$

 S_{f} et S_{B} représentent respectivement les vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière.

CONCLUSION

Cette étude nous a permis de mieux appréhender la photopile bifaciale et les différents phénomènes (absorption, génération, diffusion, recombinaison) qui y règnent. Le principe de fonctionnement électronique des semi-conducteurs, en prenant l'exemple du silicium, a été explicité. L'effet photovoltaïque a également été étudié. L'équation de continuité régissant les différents phénomènes au sein de la base de la photopile bifaciale a été établie. Et une solution de l'équation est proposée.

Dans la suite de ce document, nous allons mettre l'accent sur l'influence de la longueur d'onde, de la pulsation et de l'irradiation sur les phénomènes de recombinaisons, de générations et de diffusion qui règnent dans la base de la photopile bifaciale.

CHAPITRE III : ETUDE THEORIQUE DE LA PHOTOPILE BIFACIALE ECLAIREE PAR LA FACE ARRIERE

III-ÉCLAIREMENT MONOCHROMATIQUE PAR LA FACE ARRIÈRE DE LA PHOTOPILE BIFACIALE EN RÉGIME DYNAMIQUE FRÉQUENTIEL ET SOUS IRRADIATION

INTRODUCTION

Dans cette partie, l'étude de la photopile bifaciale est portée sur la face arrière, zone de prédominance de phénomènes de recombinaisons de porteurs minoritaires. Partant de la solution de l'équation de continuité de porteurs minoritaires, nous examinerons l'influence de certains paramètres tels que : la longueur d'onde, la fréquence de modulation et l'irradiation, sur certaines grandeurs phénoménologiques, macroscopiques et électriques de la photopile. Des modèles électriques équivalents relatifs aux vitesses de recombinaisons à la jonction et à la face arrière seront déduits des diagrammes de Bode et de Nyquist **[62,63]**.

Lorsqu'on éclaire la photopile par la face arrière, la solution de l'équation de la densité de porteurs minoritaires (II-1) est de la forme suivante :

$$\delta_2(x) = A_2 \operatorname{ch}\left(\frac{x}{L_w}\right) + B_2 \operatorname{sh}\left(\frac{x}{L_w}\right) + \frac{\alpha I_0(1-R)L_w^2}{D(1-\alpha^2 L_w^2)} e^{-\alpha (H-x)}$$
(III -1)

Où,

$$A_{2} = \frac{\alpha . I_{0} . (1-R) . L_{\omega}^{3} \left\{ -D . (\alpha . D+S_{B}) - (-\alpha . D+S_{F}) \left[D . \cosh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + L_{\omega} . S_{B} . \sinh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) \right] e^{-\alpha H} \right\}}{D . (1-\alpha^{2} . L^{2}) \left[L_{\omega} . D(S_{B}+S_{F}) . \cosh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + (D^{2}+S_{F} . S_{B} . L_{\omega}^{2}) \sinh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) \right]}$$
(III-2)

$$B_{2} = \frac{\alpha . I_{0} . (1-R) . L_{\omega}^{3} \left\{ -L_{\omega} . S_{F} (\alpha . D + S_{B}) + (-\alpha . D + S_{F}) \left[D. \sinh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + L_{\omega} . S_{B} . \cosh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) \right] e^{-\alpha H} \right\}}{D. (1-\alpha^{2} . L_{\omega}^{2}) \left[L_{\omega} . D(S_{B} + S_{F}) . \cosh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + (D^{2} + S_{F} . S_{B} . L_{\omega}^{2}) \sinh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) \right]}$$
(III-3)

III-1 PROFIL DU MODULE DE LA DENSITÉ DES PORTEURS DE CHARGE PHOTOCREES DANS LA BASE

Nous représentons aux figures suivantes le profil du module de la densité de porteurs minoritaires de charge respectivement en fonction de la profondeur de la base(**fig.III-1**) et en fonction de l'énergie d'irradiation(**fig.III-2**).

III-1-1 MODULE DE LA DENSITÉ DE PORTEURS MINORITAIRES EN FONCTION DE L'ÉPAISSEUR DE LA BASE

Sur les **figures III-1-a** et **III-1-b**, nous étudions respectivement les variations du module de la densité de porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur de la base en variant la longueur d'onde et la fréquence de modulation.



17FigIII-1-a : Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de la profondeur x dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Eclairement par la face arrière.

H=0.03 cm; Sfj=3.10³ cm.s⁻¹; $\omega = 10^6 rad/s$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$.

L'analyse de ce graphe montre que pour une longueur d'onde donnée, la densité des porteurs présente trois zones :

- Une première zone proche de la jonction où l'on a une forte augmentation de la densité des porteurs en fonction de la profondeur de la base. Le gradient des porteurs étant positif, les porteurs situés dans cette zone de la photopile peuvent donc traverser la jonction et participer à la production du courant.
- Une deuxième zone où la densité des porteurs croit lentement en fonction de la profondeur x de la base jusqu'à atteindre une valeur maximale proche de la face arrière. Cette augmentation lente de la densité est due aux phénomènes de recombinaisons qui commencent à apparaitre. Le gradient de porteurs étant toujours positif, les porteurs

minoritaires présents dans cette zone peuvent traverser la jonction pour participer à la collecte du courant. Le maximum de densité de porteurs correspond à un gradient des porteurs nul, il n'y a donc pas de passage d'électrons.

 Une troisième zone où le module de la densité des porteurs minoritaires en excès diminue dans la base, impliquant ainsi un gradient négatif : l'onde incidente s'atténue progressivement en diminuant de suite la génération de porteurs minoritaires de charges pour participer au photocourant. Les porteurs se recombinent en volume ou en surface.

L'effet négatif de la longueur d'onde sur la densité de porteurs minoritaires est plus marqué en profondeur qu'en surface.

L'impact de la fréquence sur la densité des porteurs est mis en évidence à la figure suivante.



18Fig.III-1-b : Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de la profondeur x dans la base pour différentes valeurs de la pulsation : Eclairement par la face arrière.

H=0.03cm; Sf_j=3.10³ cm.s⁻¹; $\lambda = 0.98 \mu m$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$

Pour chacune de courbe considérée, le module de la densité des porteurs présente deux évolutions :

 D'une part, le module de la densité des porteurs augmente progressivement en fonction de la profondeur de la base jusqu'à attendre une valeur maximale située presque à la face arrière. Cette croissance correspondant à un gradient de porteurs positif. Dans

cette zone de la photopile, les porteurs peuvent traverser la jonction et participer au courant. Le maximum de densité de porteurs correspond à un gradient des porteurs nul, il n'y a donc blocage de porteurs à ce niveau.

 D'autre part, le module de la densité des porteurs diminue progressivement en fonction de l'épaisseur de la base. Le gradient des porteurs est négatif, les porteurs qui se trouvent dans cette région ne participent pas à la production du courant. Pour la photopile, ces porteurs semblent donc être en position de circuit ouvert. Tout se passe comme si la base de la photopile se réduisait d'une quantité équivalente à la distance entre la jonction émetteur/base et le maximum de la courbe de densité des porteurs, d'où un phénomène qui ressemble à un élargissement de la zone de charge d'espace.

En outre, l'influence de la fréquence est mise en exergue et les courbes montrent ainsi deux parties à effets inverses :

-de la jonction au milieu de la base, l'augmentation de la fréquence de l'éclairement entraine une diminution de la densité des porteurs. Donc la fréquence constitue un blocage pour les porteurs minoritaires photogénérés dans la base. Cela constitue un frein au processus de relaxation de la photopile et il y a peu de charges qui vont traverser la jonction pour participer au photocourant.

-Du milieu de la base à la face arrière l'augmentation de la fréquence de l'éclairement entraine une augmentation de la densité des porteurs minoritaires. L'atténuation de l'onde incidente augmente le processus de relaxation de la photopile d'où une augmentation de la densité des porteurs photogénérés.

III-1-2 MODULE DE LA DENSITÉ DE PORTEURS MINORITAIRES EN FONCTION DE L'ÉNERGIE DE L'IRRADIATION

À la **figure III-2** nous mettons en exergue le profil du module de la densité de porteurs minoritaires en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs du coefficient de dommage.

Eclairement monochromatique par la face arrière de la photopile bifaciale en régime dynamique fréquentiel et sous irradiation



19Fig.III-2 : Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs du coefficient de dommage : Eclairement par la face arrière.

H=0.03cm; X=0.02cm; Sf_j=3.10³ cm.s⁻¹; $\lambda = 0.98 \mu m$; $\omega = 10^6 rad/s$

Sur ces courbes on peut constater une diminution progressive de la densité de porteurs minoritaires avec l'augmentation de l'énergie d'irradiation, la concentration des porteurs est maximale au voisinage de la jonction. Compte tenu de l'expression du taux de génération des porteurs en exponentielle décroissante suivant la profondeur, plus on entre en profondeur moins il y aura de porteurs. En effet l'irradiation dégrade la qualité de la photopile en créant des défauts (lacunes, sites interstitiels ou dislocation). Une dégradation qui décroit en profondeur du fait de la diminution du flux énergétique.

Étant la faculté plus ou moins grande d'une particule à causer des dégradations au sein de la photopile, le coefficient de dommage diminue la densité de porteurs minoritaires.

III-2-ETUDE DES PARAMETRES ELECTRIQUES DE LA PHTOPILE BIFACIALE

Pour la suite de cette partie de notre étude de la photopile bifaciale, nous mettrons l'accent sur les paramètres de recombinaison en volume et en surface en régime dynamique fréquentiel **[64,65,66]** et sur les paramètres électriques tels que : le photocourant, la phototension, la capacité **[67,68]** et les résistances série et shunt **[69,70]**. Ainsi pour de secteurs distincts de fréquences d'excitation de la photopile, des modèles électriques équivalents **[71]** sont établis.

III-2-1 ÉLUDE DE LA DENSITÉ DE PHOTOCOURANT

La densité de photocourant est le photocourant rapporté à la surface de la cellule solaire. Elle est due à un gradient de concentration de porteurs minoritaires de charge à travers la jonction. Nous ne caractérisons pas directement le photocourant J, mais la densité de photocourant proportionnelle à ce dernier. Connaissant l'expression de la densité de 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 :

$$J(Sf, Sb, \lambda, \omega, kl, \phi) = q.D. \frac{\partial \delta(x, Sf, Sb, \lambda, \omega, kl, \phi)}{\partial x} \bigg|_{x=0}$$
(III -4)

Avec q la charge de l'électron et D le coefficient de diffusion complexe des porteurs minoritaires

III-2-1-1 PROFILE DU MODULE DE DENSITÉ DE PHOTOCOURANT EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON À LA JONCTION

L'allure du module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde est représentée à la figure suivante.



Vitesse de recombinaison à la jonction Sf=j.10^j cm/s



 $\omega = 10^6 rad/s$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1} \phi = 150 MeV$

L'allure de ces courbes montre que pour les faibles valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction c'est-à-dire lorsque la photopile fonctionne en situation de circuit ouvert correspondant à une résistance de charge très élevée, la densité de photocourant est presque nulle. Ensuite elle augmente avec la vitesse de recombinaison jusqu'à une valeur maximale donnant la valeur du courant de court-circuit correspondant à une faible valeur de la résistance de charge.

Le graphe met en exergue également l'influence de la longueur d'onde sur la densité de photocourant. En restant dans domaine de l'infrarouge(IR-A) nous constatons qu'une augmentation de de la longueur d'onde diminue le module de la densité de Photocourant. Et cette diminution est plus marquée pour les grandes vitesses de recombinaison à la jonction. Une situation que l'on pourrait expliquer par la relation classique liant l'énergie du photon E à la longueur d'onde E=hc/ λ . où h et c sont respectivement la constante de Planck et la célérité de la lumière.

III-2-1-2 PROFILE DU MODULE DE DENSITÉ DE PHOTOCOURANT EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON À LA FACE ARRIÈRE.

Le module de la densité de photocourant est représenté en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière à la **figure III-4** :



21Fig.III-4 : Module de la densité du photocourant en fonction de la vitesse de

recombinaison à la face arrière Sb : Éclairement par la face arrière. $f=2 \cdot 10^3$ cm c^{-1} c^{-1} c^{-1} c^{-1} c^{-1} c^{-1} c^{-1} c^{-1} c^{-1} c^{-1}

Sf_j=3.10³ cm.s⁻¹; $\lambda = 0.98 \mu m$; ;; $\omega = 10^{6} rad/s$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$;

Aux faibles valeurs de la vitesse de recombinaison à la face arrière, la densité de photocourant est à sa valeur maximale correspondant au courant de court-circuit pour enfin décroitre jusqu'à atteindre une valeur constante non nulle correspondant au photocourant de circuit ouvert.

III-2-1-3 PROFIL DU MODULE DE DENSITE DE PHOTOCOURANT EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE.

Nous étudions à la **figure III-5** les effets combinés de la pulsation et de la longueur d'onde sur la densité du photocourant.



22Fig.III-5 : Module de la densité de photocourant J en fonction de la fréquence de modulation pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : Eclairement par la face arrière.

Sf_j=3.10³ cm.s⁻¹;
$$\lambda = 0.98 \mu m$$
; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$;

Ce graphe nous montre deux parties :

- Dans l'intervalle [0 ; 4,5.10⁴ rad. s⁻¹] le photocourant est maximal et est pratiquement constant ; c'est le régime quasi statique,
- ✤ $\omega \ge 4,5.10^4 rad/s$ la densité du photocourant diminue brusquement et tend à s'évanouir pour les pulsations supérieures à 10⁶ rad/s. En effet, les hautes fréquences ne donnent pas du temps au matériau de se relaxer et la réponse de la photopile à l'excitation optique diminue voire s'annuler.

Le premier coude correspond à la rupture de génération des porteurs minoritaires à la pulsation de 4,5.10⁴ rad/s appelés pulsation de coupure (ω).

On peut également remarquer que lorsque l'énergie d'irradiation augmente, l'amplitude de la densité de photocourant diminue, mais cette diminution est plus sensible au voisinage du courtcircuit.

III-2-1-4 PROFILE DU MODULE DE DENSITÉ DE PHOTOCOURANT EN FONCTION DE L'ÉNERGIE D'IRRADIATION

Le profil du module de la densité de photocourant en fonction de l'énergie d'irradiation est représenté à la **figure III-6** pour différentes valeurs du coefficient de dommage.





Sfj=3.10³ cm.s⁻¹; $\lambda = 0.98 \mu m$; $\omega = 10^6 rad / s$

Au voisinage du court-circuit, la densité de photocourant varie assez peu avec l'énergie, mais en nous éloignant du court-circuit, nous constatons une décroissance nette de la densité du photocourant avec l'énergie d'irradiation.

On observe de plus que cette décroissance de la densité de photocourant est plus marquée avec les grandes valeurs de l'énergie et du coefficient de dommage qu'avec les faibles valeurs. En effet, si le coefficient de dommage augmente, cela signifie une probabilité plus grande de dégradations causées pour une énergie donnée ; alors si l'énergie augmente, les dégradations attendues le seront davantage.

Ces études portant sur le photocourant nous permettent d'extraire les expressions des vitesses de recombinaisons intrinsèques à la jonction puis à la face arrière en dérivant l'expression du photocourant par rapport aux vitesses de recombinaison à la face arrière et à la jonction respectivement.

III-2-2 DIAGRAMME DE NYQUIST ET BODE DE VITESSE DE RECOMBINAISON Sf ET Sb : MODELÉS ÉLECTRIQUES ÉQUIVALENTS

Le diagramme de NYQUIST [72-76] est la représentation de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle [77] de vitesse de recombinaison à la jonction Sf et à la face arrière Sb, et le diagramme de BODE est la représentation de leur phase ou du logarithme de leur module en fonction de la pulsation ω .

III-2-2-1 DIAGRAMME DE NYQUIST ET DE BODE DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON INTRINSÈQUE A LA JONCTION Sf : Éclairement par la face arrière

Le profil de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison Sb à la face arrière présente un palier aux grandes valeurs de Sb (Sb \geq 10⁵cm/s). Donc le gradient de la densité de photocourant par rapport à la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb est nul. Ce qui se traduit par la relation suivante :

$$\left[\frac{\partial J_2(Sf, Sb, \lambda, \omega, \kappa d, \phi)}{\partial Sb(\lambda, \omega, \kappa d, \phi)}\right]_{Sb \ge 10^5 cm/s} = 0$$
(III -5)

La résolution de cette équation nous permet d'obtenir l'expression de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction Sf. Nous obtenons ainsi une expression complexe qu'on peut transformer sous forme polaire :

$$S_{f_2}(\lambda,\omega,kl,\phi) = \left[F(\lambda,\omega,kl,\phi) + iG(\lambda,\omega,kl,\phi)\right] = \left|Sf(\lambda,\omega,kl,\phi)\right| e^{i\phi_{Sf}}$$
(III -6)

III-2-2-1-1 DIAGRAMME DE BODE DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON INTRINSÈQUE A LA JONCTION Sf : éclairement par la face arrière.

Le diagramme de Bode est une méthode qui permet l'obtention des tracés de réponse en fonction de la fréquence. Il s'agit, dans ce travail d'adapter le concept de Bode aux tracés de l'amplitude et de la phase (en degré) de la vitesse de recombinaison de la photopile en fonction du logarithme de la pulsation angulaire.

III-2-2-1-1 VARIATION DU LOGARITHME DU MODULE DE Sf EN FONCTION DE LOGARITHME DE LA PULSATION pour différentes valeurs de la longueur d'onde (fig. III-7-a) et de l'irradiation (fig. III-7-b)

Nous représentons aux **figures III-7** le profil du logarithme du module de la vitesse de recombinaison à la jonction en fonction de logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de longueur d'onde (**fig.III-7-a**) et de l'irradiation (**fig.III-7-b**).



24Figure III-7-a : Logarithme du module de la vitesse de recombinaison à la jonction en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Éclairement par la face arrière

 $kl = 15MeV^{-1}.s^{-1}; \phi = 150MeV$



25Figure III-7-b : Logarithme du module de la vitesse de recombinaison à la jonction en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de l'énergie : Éclairement par la face arrière

 $\lambda = 0.98 \mu m$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$

Pour chacune de courbe considérée le logarithme du module de la vitesse de recombinaison reste constant et maximal dans l'intervalle [0rad/s ; 4,5.10⁴ rad/s] correspondant au régime quasi-statique. Lorsque cette pulsation augmente, dans l'intervalle]4,5.10⁴ rad/s ; 10⁷ rad/s [, le module de la vitesse de recombinaison diminue très rapidement : on est en régime dynamique fréquentiel. Quand la pulsation est supérieure à la pulsation de coupure (**fig. III-5**), le module de la vitesse diminue pour matérialiser une faible recombinaison des porteurs minoritaires à l'interface émetteur-base.

Les effets de la longueur d'onde et de l'énergie tendent à dimininuer le module de la vitesse de recombinaison quand ces deux paramètres augmentent. Et ses effets sont plus marqués pour l'irradiation (**fig.III-7-b**) que pour la longueur d'onde (**fig.III-7-a**).

III-2-2-1-1-2 VARIATION DE LA PHASE DE SF EN FONCTION DU LOGARITHME DE LA PULSATION pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation

La phase de la vitesse de recombinaison en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation est explicitée à la figure suivante.



26Figure III-8 : Phase de la phase de Sf en fonction de la pulsation pour différentes valeurs de l'irradiation : éclairement par la face arrière $\lambda = 0.98 \mu m$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$

L'analyse de ce graphe montre que :

Pour les pulsations inférieures à 3,5.10³ rad. s⁻¹, la phase de la vitesse de recombinaison Sf est presque nulle et est indépendante de la fréquence ; on est en régime quasistatique. Il n'y a pas de déphasage entre l'excitation optique et les recombinaisons des porteurs minoritaires à la jonction.

- Pour les pulsations supérieures à 3,5.10³ rad. s⁻¹, la phase diminue brusquement en fonction de la pulsation, mais tout en restant toujours négative ; c'est-à-dire que les effets capacitifs l'emportent sur les effets inductifs.
- L'irradiation influe peu sur la phase de la vitesse de recombinaison Sf.

III-2-2-1-2 DIAGRAMME DE NYQUIST DE Sf

Le diagramme de NYQUIST de Sf est la représentation de la partie imaginaire de Sf en fonction de sa partie réelle.

La partie imaginaire de la vitesse de recombinaison en fonction de sa partie réelle est représentée aux **figures III-9** pour différentes valeurs de la longueur d'onde (**fig. III-9-a**) et de l'irradiation (**fig. III-9-b**)



27Figure.III-9-a : partie imaginaire de Sf en fonction de sa partie réelle pour différentes valeurs de longueur d'onde : éclairement par la face arrière

 $kl = 15MeV^{-1}.s^{-1}; \phi = 150MeV$

Eclairement monochromatique par la face arrière de la photopile bifaciale en régime dynamique fréquentiel et sous irradiation



28Figure III-9-b : partie imaginaire de Sf en fonction de sa partie réelle pour différentes valeurs de l'irradiation : éclairement par la face arrière $\lambda = 0.98 \mu m$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$

Ces figures illustrent la variation de la partie imaginaire de Sf en fonction de sa partie réelle pour différentes valeurs de la longueur d'onde (**Figure.III-9-a**) et de l'énergie (**Figure III-9b**). Elles sont toutes sous forme de demi-cercle de diamètre variable. La longueur d'onde tend à augmenter le diamètre du demi-cercle, alors que l'énergie d'irradiation diminue considérablement ce diamètre. Mais cela est plus perceptible avec les faibles valeurs de la pulsation ($\omega \prec 10^4$ rad/s) comme le confirment les **Figures III-7-a** et **III-7-b**.

En outre, on voit que quand la partie imaginaire est nulle, la partie réelle correspond à une valeur négative : $\omega = 0$. Ensuite la partie imaginaire augmente en fonction de la partie réelle jusqu'à atteindre une valeur maximale correspondante à $\omega = \omega_c$. Au-delà de ω_c , la partie imaginaire décroit en fonction de la partie réelle correspondant à $\omega \rightarrow \infty$.

Par ailleurs, on constate que la partie imaginaire est positive alors que la partie réelle est négative. Ainsi, la phase est toujours négative et c'est ce qui confirme la prédominance des effets capacitifs sur les effets inductifs de l'étude faite sur la phase de la vitesse de recombinaison Sf.

III-2-2-2 MODDELE ELECTRIQUE EQUIVALENT DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA JONCTION Sf : Éclairement par la face arrière

Dans ce paragraphe nous proposons dans le tableau suivant un modèle électrique équivalent de la vitesse de recombinaison à la jonction à travers des résultats obtenus à partir des représentations de Bode et de Nyquist.

Le stockage, les pertes dues aux recombinaisons des porteurs minoritaires en excès à l'interface d'émetteur-base, peuvent être électriquement modélisés par une capacité C, une résistance shunt Rp et une résistance série Rs respectivement.

La partie imaginaire de la vitesse de recombinaison à la jonction en fonction de sa partie réelle peut être traduite dans un schéma électrique tel que proposé dans le tableau ci-dessous.





$$kl = 15MeV^{-1}.s^{-1}; \phi = 150MeV$$

Des courbes obtenues à partir des diagrammes de Bode et de Nyquist de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf, un circuit équivalent décrivant le comportement électrique de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf est représenté schéma (e). Les pertes dues aux recombinaisons à l'interface émetteur-base sont assimilées à des résistances.

 C_{eq} est une capacité d'un condensateur qui caractérise l'effet capacitif de la vitesse de recombinaison Sf; Rp_{eq} , est une résistance parallèle et Rs_{eq} est une résistance série. Le schéma (b) permet de déterminer les valeurs des résistances série Rs_{eq} ($\omega \rightarrow 0$ ou $\omega \rightarrow \infty$), shunt Rp_{eq} , (à partir de la fréquence de coupure donnant $Rp_{eq}/2$). Connaissant la valeur de la fréquence de coupure, nous pouvons en déduire celles de la durée de vie des porteurs minoritaires photogénérés et de la capacité à partir des relations $\tau = 1/\omega_c$ et $\tau = Rp_{eq}.C_{eq}$ [78].

Dans le **tableau III-2**, nous proposons une méthode de détermination des paramètres électriques équivalents ($\mathbf{Rs}_{\acute{eq}}$, $\mathbf{Rp}_{\acute{eq}}$) à partir des valeurs de \mathbf{Sfp} et \mathbf{Sfs} obtenues du diagramme de Nyquist de la vitesse de recombinaison Sf. Cette méthode consiste tout d'abord à représenter le module des résistances série et shunt en fonction de la partie réelle de Sf. Pour chaque valeur de Sfp ou Sfs, nous faisons sa projection sur les courbes obtenues ensuite la projection de leurs points d'intersection sur l'axe des ordonnées permettra de déduire les valeurs équivalentes $\mathbf{Rs}_{\acute{eq}}$ et $\mathbf{Rp}_{\acute{eq}}$ respectivement de Sfp.



30Tableau III-2 : Méthode graphique de détermination des Rséq et Rshéq

Dans ce **tableau III-2** nous constatons que pour chaque valeur de Sfs ou Sfp obtenue à l'aide du diagramme de Nyquist (**tableau III-1**) correspond respectivement une valeur de $\mathbf{Rs}_{\acute{eq}}$ ou

Rpéq obtenue par projection orthogonale sur l'axe des ordonnées représentant les résistances série et shunt.

Dans le **tableau III-3** suivant, nous dressons quelques valeurs des paramètres cités ci-dessus pour deux longueurs d'onde différentes

λ(μm)	Sfs (cm/s)	Sfp (cm/s)	$Rs_{\acute{eq}}(\Omega/cm^2)$	$Rp_{\acute{eq}}(\Omega/cm^2)$	$C_{\acute{eq}}(\mu F/cm^2)$
0.98	66,398	876,498	231,69	62837	5,032.10-3
1.08	66,392	920,688	236,26	1,529.10 ⁵	2.068.10-3

31Tableau III-3 : tableau de valeurs des Rséq et Rpéq équivalents pour différentes valeurs de la longueur d'onde : éclairement par la face arrière

À partir de ce tableau, nous constatons que quand la longueur d'onde augmente, les résistances $Rs_{\acute{e}q}$ et $Rp_{\acute{e}q}$ augmentent, diminuant ainsi la recombinaison des porteurs minoritaires à l'interface émetteur-base. Ceci implique une mauvaise qualité de la cellule. La capacité de diffusion diminue puisqu'il y'a peu de porteurs de charge minoritaires diffusant en volume [79].

III-2-2-3 DIAGRAMME DE NYQUIST ET DE BODE DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA FACE ARRIERE Sb. Éclairement par la face arrière

L'étude de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf montre qu'aux grandes valeurs de Sf (Sf \geq 10⁵ cm /s) le gradient de la densité de photocourant par rapport à la vitesse de recombinaison à la jonction Sf est nul. Ce qui se traduit par la relation suivante :

$$\left[\frac{\partial J_2(Sf, Sb, \lambda, \omega, \kappa d, \phi)}{\partial Sf(\lambda, \omega, \kappa d, \phi)}\right]_{Sf \ge 10^5 cm/s} = 0$$
(III -7)

La résolution de cette équation nous permet d'obtenir l'expression de la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb. Nous obtenons ainsi une expression complexe qu'on peut transformer sous forme polaire :

$$S_{b}(\lambda,\omega,kl,\phi) = \left[P(\lambda,\omega,kl,\phi) + iQ(\lambda,\omega,kl,\phi)\right] = \left|Sb(\lambda,\omega,kl,\phi)\right| e^{i\varphi_{Sb}}$$
(III-8)

III-2-2-3-1 DIAGRAMME DE BODE DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA FACE ARRIERE Sb. Éclairement par la face arrière

Dans cette partie nous adapterons le concept de Bode aux tracés de l'amplitude et de la phase (en degré) de la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb de la photopile en fonction du logarithme de la pulsation angulaire.

III-2-2-3-1-1 VARIATION DU LOGARITHME DU MODULE DE Sb EN FONCTION DU LOGARITHME DE LA PULSATION pour différentes valeurs de la longueur d'onde (fig. III-10-a) et de l'irradiation (fig. III-10-b)

Sur les figures suivantes sont représentées respectivement la variation du logarithme du module de Sb (**fig.III-10**) en fonction de logarithme de la pulsation w.



32Figure III-10-a: Logarithme du module de Sb en fonction de Log(w) pour différentes valeurs de la longueur d'onde : éclairement par la face arrière $kl = 15MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150MeV$

Nous remarquons que le module de la vitesse de recombinaison à la face arrière ne dépend pas de la fréquence angulaire dans l'intervalle [0 rad. s⁻¹; 4,5.10⁴ rad. s⁻¹]. Pour des fréquences plus élevées supérieures à $4,5.10^4$ rad. s⁻¹, le module de Sb, très sensibles à la fréquence, décroit brusquement en fonction de la pulsation : Les hautes fréquences permettent d'avoir des petites valeurs de Sb donc moins de pertes de porteurs minoritaires à la face arrière.

L'influence de la longueur d'onde est plus perceptible lorsque l'on est en régime quasi-statique et plus elle augmente moins est important les recombinaisons à la face arrière.



33Figure III-10-b: Logarithme du module de Sb en fonction de Log(w) pour différentes valeurs de l'irradiation : éclairement par la face arrière $\lambda = 0.98 \mu m$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$

On a pratiquement les mêmes résultats que ceux de la figure précédente (**Figure III-10-a**), la différence fondamentale se trouvant au niveau de l'influence de l'irradiation. En effet, plus l'irradiation augmente plus la fréquence de coupure (délimitant le régime quasi-statique et le régime dynamique fréquentiel) est élevée.

III-2-2-3-1-2 VARIATION DE LA PHASE DE Sb EN FONCTION DU LOGARITHME DE LA PULSATION pour différentes valeurs de la longueur d'onde (fig. III-11-a) et de l'énergie d'irradiation (fig. III-11-b)

La phase de Sb en fonction de la pulsation est étudiée sur les figures suivantes.



34Figure III-11-a : Argument de Sb en fonction de log(w) pour différentes valeurs de la longueur d'onde : éclairement par la face arrière $kl = 15MeV^{-1}.s^{-1}; \phi = 150MeV$



35Figure III-11-b : Argument de Sb en fonction de log(w) pour différentes valeurs de l'irradiation : éclairement par la face arrière $\lambda = 0.98 \mu m$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$

L'observation de ces deux figures montre que :

Le diagramme de la Figure III-11-a montre les mêmes analyses faites à la Figure III8. En effet, ce diagramme montre la prédominance des effets capacitifs sur les effets inductifs.

Par ailleurs, dans le domaine de l'infrarouge, l'augmentation de la longueur d'onde tend à augmenter la phase de Sb.

- Pour une énergie d'irradiation supérieure ou égale 63 MeV, l'analyse de la Figure III-11-b montre qu'il existe une pulsation en dessous de laquelle la phase de la vitesse de recombinaison intrinsèque est nulle. Au-delà de cette pulsation, la phase de la vitesse diminue et reste négative. Ceci, pour matérialiser une prédominance des effets capacitifs.
- Par contre pour les énergies d'irradiation inférieures ou égales 62 MeV, la phase de la vitesse de recombinaison reste positive au voisinage de la résonance puis devient négative pour des fréquences supérieures : ceci décrit à la fois les deux phénomènes inductif et capacitif de la vitesse de recombinaison à la face arrière.

III-2-2-4 MODELE ELECTRIQUE EQUIVALENT RELATIF AU PROFIL DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA FACE ARRIÈRE Sb

Partant des représentations de Nyquist et de Bode nous proposerons, dans cette partie, quelques modèles électriques équivalents relatifs à la vitesse de recombinaison Sb, pour différentes valeurs de la longueur d'onde et de l'énergie d'irradiation. Et par la suite, une méthode graphique de détermination des paramètres électriques équivalents sera proposée.



III-2-2-4-1 MODELE ELECTRIQUE EQUIVALENT DE Sb pour λ=0.98μm



Le schéma en c) représente le circuit électrique équivalent de la vitesse de recombinaison à la face arrière lorsqu'on utilise le diagramme de Nyquist de la figure b). Il caractérise les phénomènes capacitifs observés dans la représentation de la phase en fonction du logarithme de la pulsation (figure a)).

Pour le même type d'éclairement que celui du paragraphe III-2-2-2), on observe les mêmes phénomènes électriques. C'est-à-dire la prédominance des effets capacitifs où une capacité

équivalente $C_{éq}$ est en dérivation avec une résistance parallèle équivalente $Rp_{éq}$ et le tous en série avec une résistance série équivalente $Rs_{éq}$ (voir circuit c).

Pour la détermination des paramètres électriques équivalents on utilise une méthode analogue à la précédente. Et les résultats sont proposés dans le tableau suivant.



37Tableau III-5 : Méthode graphique de détermination des paramètres électriques équivalents (Rséq et Rpéq) pour $\lambda = 0.98 \mu m$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$

III-2-2-4-2 MODELE ELECTRIQUE EQUIVALENT DE Sb pour λ=0.88μm

Pour une longueur d'onde plus faible (λ <0.98 µm), les phénomènes observés sont représentés dans le tableau suivant.



Mémoire de thèse de doctorat unique présenté par Mouhamadou Mousliou DIALLO / LASES – FST / UCAD – SENEGAL 2017

38Tableau III-6 : Circuit électrique équivalent de Sb pour

 $\lambda = 0.88 \mu m$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$

Pour une pulsation excitatrice $\omega \le 10^5$ rad/s, les effets capacitifs sont prédominants et au-delà de cette pulsation les effets capacitifs et inductifs coexistent. Ainsi le stockage, la recombinaison des porteurs minoritaires en excès à l'interface arrière-base et les pertes résistives sont assimilés respectivement à une capacité, une inductance, et des résistances électriques équivalentes. Au schéma c), le schéma électrique équivalent décrit les deux phénomènes capacitif et inductif qui sont observés au schéma a) ; où C_{éq} est la capacité ; Rp1_{éq} la première résistance parallèle obtenue lorsque la pulsation excitatrice $\omega \rightarrow 0$ et ensuite $\omega \rightarrow \infty$; L_{éq} l'inductance qui caractérise le phénomène inductif et Rp2_{éq} la deuxième résistance parallèle correspondant au diamètre du demi-cercle du phénomène inductif. Dans ce dernier cas, la capacité C_{éq}, la résistance Rp2_{éq} et l'inductance L_{éq} sont en parallèle : le circuit résultant et appelé circuit bouchon (circuit parallèle).

NB : la méthode de détermination des paramètres électriques reste identique aux précédentes.

III-2-2-4-3 MODELE ELECTRIQUE EQUIVALENT DE Sb pour Φ =50 MeV

Dans le tableau suivant, nous étudions le modèle électrique équivalent de Sb pour une énergie d'irradiation égale à 50 MeV.





39Tableau III-7 : Circuit électrique équivalent de Sb pour $\lambda = 0.98 \mu \text{m}$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$

En utilisant le diagramme de Nyquist, Le schéma électrique équivalents (c) de ce tableau décrit les phénomènes capacitifs et inductifs qu'on observe à partir de la phase de Sb (a). C_{éq} représente les effets capacitifs et L_{éq} les effets inductifs. Rp1_{éq} est une résistance parallèle déterminée lorsque la pulsation excitatrice $\omega \rightarrow 0$ et $\omega \rightarrow \infty$ et Rp2_{éq} une résistance parallèle correspondant au diamètre du demi-cercle du phénomène capacitifs.

On constate que $Rp2_{\acute{eq}}$ est inférieure à $Rp1_{\acute{eq}}$ mais toujours est-il que lorsque $Rp2_{\acute{eq}}$ est nulle, les effets inductifs sont prédominant. Il en est de même lorsque la pulsation excitatrice $\omega < 10^3$ rad/s. Et dans ce domaine de fréquence, l'imaginaire de Sb en fonction du logarithme de la pulsation est une droite dont la pente représente l'inductance équivalente schéma d).

III-2-2-3-2 DIAGRAMME DE NYQUIST DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA FACE ARRIERE Sb. Éclairement par la face arrière

Le diagramme de Nyquist de Sb est la représentation de sa partie imaginaire en fonction de sa partie réelle. Sur les figures suivantes sont représentées la variation de la partie imaginaire de la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb en fonction de sa partie réelle pour différentes valeurs de la longueur d'onde (**fig. III-12-a**) et de l'irradiation (**fig. III-12-b**).



40Figure III-12-a : Représentation de Nyquist de la vitesse de recombinaison Sb à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Éclairement par la face arrière $kl = 15MeV^{-1}.s^{-1}; \ \phi = 150MeV$

Une remarque semblable à la **Figure.III-9-a** nous montre ici la prédominance de l'effet capacitif sur l'effet inductif de la vitesse de recombinaison Sb (**Figure III-12-a**). La différence fondamentale se trouve au niveau de l'influence de la longueur d'onde. En effet, contrairement à la **Figure.III-9-a**, l'augmentation de la longueur d'onde tend à rétrécir le diamètre du demicercle. Et ces effets sont plus marqués avec les faibles valeurs de la pulsation.

Les effets de l'irradiation sont mis en exergue sur la figure suivante.



41Figure III-12-b : Représentation de Nyquist de la vitesse de recombinaison Sb à la face arrière pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : Éclairement par la face arrière $\lambda = 0.98 \mu \text{m}$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$.

Ces courbes sont des demi-cercles de diamètre variable en fonction de l'irradiation (plus l'énergie est grande plus le rayon est important) caractérisant à la fois des phénomènes capacitifs et inductifs de la vitesse de recombinaison Sb.

En concordance avec le diagramme de Bode de la **Figure III-11-b**, on voit qu'il existe une énergie au-dessus de laquelle les effets capacitifs prédominent sur les effets inductifs et en dessous de laquelle ces deux effets coexistent.

III-2-3 EUDES DE LA PHOTOTENSION

L'établissement de la jonction émetteur-base entraîne une différence de potentiel entre la bande de valence et la bande de conduction. Cette différence de potentiel ou phototension lorsque la photopile bifaciale est éclairée, est donnée par la relation de BOLTZMANN **[80-82]**

$$V_{2} = VT \ln \left(\frac{N_{b}}{n_{i}^{2}} \delta_{2}(0) + 1 \right)$$
(III -9)

Où N_b est le taux de dopage de la base (N_b= 5.10^{17} cm⁻³); n_i est la densité intrinsèque des porteurs minoritaires (n_i= $1,5.10^{10}$ cm⁻³) et VT la tension thermique définie par la relation suivante :

$$VT = \frac{K.T}{q} \tag{III-10}$$

Sachant que :

K la constante de Boltzmann ; q la charge de l'électron ; T la température absolue à l'équilibre thermique (T=300K).

III-2-3-1 PROFILE DU MODULE DE LA PHOTOTENSION EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON À LA JONCTION

L'allure du module de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde est représentée à la figure suivante.





$$\omega = 10^{6} rad/s$$
; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$

La **Fig.II -13** montre que la phototension est maximale pour les faibles valeurs de la vitesse de recombinaison des porteurs à la jonction : c'est la phototension de circuit ouvert. Elle décroît lorsque la vitesse de recombinaison augmente. Et aux grandes valeurs de la vitesse de recombinaison des porteurs à la jonction, la tension prend une valeur nulle correspondant à la phototension de court-circuit.

Ces figures montrent également que la phototension de circuit ouvert diminue avec la longueur d'onde.

III-2-3-2 PROFIL DU MODULE DE LA PHOTOTENSION EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE

Nous étudions à la **figure II-14** La variation de la phototension en fonction du logarithme de la pulsation.


43Fig.III-14 : Module de la phototension en fonction de la fréquence de modulation : Eclairement par la face arrière

Sf_j=3.10³ cm.s⁻¹; $\lambda = 0.98 \mu m$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$.

Ce profil de la phototension présente deux paliers :

- Le premier palier correspond à de faibles valeurs de la pulsation où la phototension est constante et est à sa valeur maximale (régime quasi-statique), c'est la tension de circuit ouvert.
- La deuxième partie où la phototension diminue quand la pulsation augmente correspond au deuxième palier. On a une situation où la phototension tend vers la phototension de court-circuit auquel correspond un courant maximal.

III-2-3-3 PROFILE DU MODULE DE LA PHOTOTENSION EN FONCTION DE L'ÉNERGIE D'IRRADIATION

Le profil du module de la phototension en fonction de l'énergie d'irradiation est représenté à la figure II-15 pour différentes valeurs du coefficient de dommage.

Eclairement monochromatique par la face arrière de la photopile bifaciale en régime dynamique fréquentiel et sous irradiation



44Fig.III-15 : Module de la phototension en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs du coefficient de dommage : Eclairement par la face arrière $Sf_j=3.10^3$ cm.s⁻¹; $\lambda = 0.98\mu$ m; $\omega = 10^6$ rad/s

On constate que la phototension diminue avec l'énergie d'irradiation surtout lorsque le coefficient de dommage est important. En effet, si le coefficient de dommage augmente, cela signifie que le matériau devient plus sensible aux dégradations causées par d'éventuelles particules et donc la phototension sera d'autant plus dégradée que le coefficient augmentera.

III-2-4 CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION pour un éclairement de la cellule par sa face arrière

Sous un éclairement donné, toute cellule photovoltaïque est caractérisée par une courbe courant-tension (I-V) représentant l'ensemble des configurations électriques que peut prendre la cellule.

Dans ce paragraphe, nous faisons une étude en modélisation de fréquence de la caractéristique I-V de la photopile éclairée par la face arrière. Elle est obtenue en reliant le photocourant à la phototension de la photopile pour chaque point de fonctionnement caractérisé par la vitesse de recombinaison à la jonction Sf_j



45Figure III-16 : Caractéristique courant-tension : $\lambda = 0.98 \mu m \quad \omega = 10^6 rad / s; \quad kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}; \quad \phi = 150 MeV$

Trois grandeurs physiques définissent cette courbe :

- Sa phototension à vide : Vphco. Cette valeur représenterait la tension générée par notre cellule éclairée non raccordée.
- Son photocourant de court-circuit : Jphcc. Cette valeur représenterait le courant généré par notre cellule éclairée raccordée à elle-même.
- Son point de puissance maximal : MPP (en anglais : *maximal power point*) obtenu pour une tension et un courant optimaux : Vphopt, Vphopt (appelés ici Vph_{MPP}, Jph_{MPP}).

Ce graphe met également en exergue la caractéristique P-V (courbe en bleu) et on voit que la puissance est nulle au voisinage du court-circuit ou du circuit ouvert et elle est maximale au MPP. Pour une photopile idéale (courbe en violet), on voit que le courant est constant quelle que soit la tension à ses bornes.

Les figures suivantes mettent en exergue l'influence de la longueur d'onde, de la pulsation et de l'irradiation sur la caractéristique I-V respectivement.



46Figure III-17-a : Caractéristique courant-tension pour différentes valeurs de la longueur d'onde : éclairement par la face arrière

$$\omega = 10^6 rad / s; kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}; \phi = 150 MeV$$



47Figure III-17-b : Caractéristique courant-tension pour différentes valeurs de la pulsation : éclairement par la face arrière

 $\lambda = 0.98 \mu m$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}; \phi = 150 MeV$



48Figure III-17-c : Caractéristique courant-tension pour différentes valeurs de l'irradiation : éclairement par la face arrière $\lambda = 0.98 \mu m$; $\omega = 10^6 rad/s$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$

Les figures ci-dessus présentent les mêmes allures une partie où la densité du photocourant est constante et correspondant au fonctionnement de la photopile en court-circuit. Elle est située entre les valeurs de la phototension comprise entre 0 et 0.5V, mais au-delà de cette valeur, le photocourant diminue de sa valeur de court-circuit à une autre très faible tendant vers zéro lorsque la phototension dépasse cette valeur jusqu'à celle de circuit ouvert. Le cas échéant le courant est nul.

Nous remarquons que les paramètres étudiés (la longueur d'onde, la pulsation, et l'irradiation) ont une forte influence sur le courant de court-circuit et au fur et à mesure que ces paramètres augmentent, nous remarquons que ces effets sont moins perceptibles sur la tension de circuit ouvert.

Les caractéristiques courant-tension de la photopile ainsi étudiée montrent que celle-ci fonctionne comme un générateur de courant quand elle est éclairée. Cependant, pour une photopile idéale le courant débité est constant, quelle que soit la tension à ses bornes. Mais en réalité, les photopiles que nous utilisons ne sont pas idéales, car il existe un courant de fuite qui cause une petite variation du photocourant débité lorsque la phototension varie. Ce qui laisse croire à la présence d'une charge intérieure liée à la photopile qu'on appelle résistance de fuite ou résistance shunt. Un raisonnement analogue sur la phototension montre la présence d'une résistance série de la photopile.

Dans le prochain paragraphe nous étudierons l'influence de λ , ω et Φ sur les résistances série et shunt

III-2-5-DÉTERMINATION DES RESISTANCES SERIE ET SHUNT

Nous étudions dans ce paragraphe les résistances internes (résistance série et shunt) liées à la photopile bifaciale. Pour se faire nous étudions le profil des résistances série et shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj pour un fonctionnement de la photopile en circuit ouvert et en court-circuit respectivement.

III-2-5-1 RESISTANCE SERIE

Les caractéristiques courant-tension présentent un palier presque vertical (figure III.17) où la phototension varie faiblement avec le photocourant. Cela correspond à une source de tension constante, quel que soit le courant débité. Cette tension est assimilable à la phototension de circuit ouvert. Comme la photopile n'est pas idéale, elle présente des fuites. Ces dernières sont caractérisées par la présence dans le circuit équivalent d'une résistance série Rs, représentant l'ensemble de la résistivité du matériau et des contacts métal-grilles, montée en série avec la source de tension.

Nous représentons à la **figure III-18** un circuit électrique équivalent d'une photopile qui fonctionne en circuit ouvert. **[83,84]**



49Figure : III-18 : Circuit électrique équivalent d'une photopile fonctionnant en circuit ouvert

Vco : phototension assimilable à la phototension de circuit ouvert

Rs : résistance série

Jph: densité de photocourant

Vph : phototension

Rch : résistance de charge

En appliquant la loi des mailles, on obtient la relation suivante :

$$Vph(Sf) = Vco - Rs.Jph(Sf)$$

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

(III-11)

$$Rs = \frac{Vco - Vph(Sf)}{Jph(Sf)}$$
(III-12)

$$V \to V_{co}$$

Sf $\to 0$ (III-13)

Sur les différentes figures suivantes nous étudions l'impact de la longueur d'onde, de la pulsation et de l'irradiation respectivement sur la résistance série liée à la photopile bifaciale.



50Figure III 19-a : Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Éclairement par la face arrière $\omega = 10^6 rad/s$; $kl = 15MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150MeV$



51Figure III-19-b : Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la pulsation : Éclairement par la face arrière. $\lambda = 0.98 \mu m$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$



52Figure III-19-c : Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : Éclairement par la face arrière.

 $\lambda = 0.98 \mu m$; $\omega = 10^6 rad / s$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$

Sur ces trois (3) figures ci-dessus, nous constatons que pour les vitesses de recombinaison Sfj inférieures à 2.10² cm/s la résistance série ne varie pratiquement pas quand la vitesse augmente. Mais à partir de 2.10² cm/s, elle croît exponentiellement pour atteindre sa valeur maximale. Ce qui laisse croire que lorsque Sfj est grand les pertes résistives du matériau dues aux contacts métal-grilles augmentent.

Nous notons également que la résistance augmente beaucoup plus quand la longueur d'onde ou la pulsation augmente **Figure III-19-a** et **Figure III-19-C**, comparée à l'effet de l'irradiation **Figure III-19-c**. Ce qui confirme les résultats que nous avons obtenus sur la densité de photocourant. Ceci nous éloigne du comportement idéal de la photopile bifaciale.

III-2-5-2 RÉSISTANCE SHUNT

Lorsque la photopile est éclairée les porteurs qui se recombinent génèrent un courant de fuite qui se traduit par la résistance shunt. À la lumière de ce que nous avons dans le paragraphe précédent, un circuit électrique équivalent d'une photopile qui fonctionne en court-circuit est représenté à la **figure III-20 [85,86].**



53Figure III-20 : Circuit électrique équivalent d'une photopile fonctionnant en courtcircuit

Jphcc : densité de photocourant de court-circuit

Rsh: résistance shunt

Jph : densité de photocourant

Vph : phototension

Rch : résistance de charge

La loi à la maille (Rsh, Vph, Rsh) appliquée à ce circuit permet d'écrire :

$$Vph = Rsh(Jphcc - Jph)$$
 (III-14)

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

$$Rsh = \frac{Vph}{Jphcc - Jph}$$
(III-15)

$$Jph \rightarrow Jphcc$$

$$Sf > 10^{5} cm.s^{-1}$$
(III-16)

La résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde, de la pulsation et de l'irradiation respectivement est représentée sur les figures suivantes.



54Figure III 21-a : Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Éclairement par la face arrière.

 $\omega = 10^6 \, rad \, / \, s$; $kl = 15 MeV^{-1} . s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$



Vitesse de recombinaison à la jonction Sf= j.10^j cm/s

55Figure III 21-b : Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la pulsation : Éclairement par la face arrière.

 $\lambda = 0.98 \mu m$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$

Eclairement monochromatique par la face arrière de la photopile bifaciale en régime dynamique fréquentiel et sous irradiation



56Figure III 21-c : Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : Éclairement par la face arrière. $\lambda = 0.98 \mu m$; $\omega = 10^6 rad/s$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$.

Pour une longueur d'onde donnée (**figure III-21-a**), une pulsation donnée(**figure III-21-b**) ou une énergie donnée (**figure III-21-c**) la résistance shunt augmente de façon exponentielle avec la vitesse de recombinaison Sfj lorsque celle-ci est supérieure à 5.10⁵ cm/s traduisant ainsi une forte recombinaison des porteurs à la jonction.

En outre, on remarque une augmentation de la résistance shunt avec ces paramètres cités cidessus, mais on peut noter que l'influence de la longueur d'onde sur la résistance shunt est plus nette que celle de la pulsation qui à son tour est plus marquée que celle de l'irradiation; cela laisse penser que la résistance shunt reste peu sensible à l'énergie d'irradiation.

III-2-6 ÉTUDIE DE LA CAPACITÉ DE DIFFUSION

La vitesse de recombinaison à la jonction qui fixe le point de fonctionnement du circuit ouvert au court-circuit **[87,88]** conditionne l'épaisseur de la capacité de diffusion. Cette dernière est due à la diffusion des porteurs minoritaires de charges **[89]** et son expression est donnée par la relation **(III -15)** :

$$C_2 = \frac{dQ}{dV} \tag{III-17}$$

Avec

$$Q = q \cdot \delta_2(x) \big|_{x=0} \tag{III -18}$$

 $V_{2} = V_{T} \cdot \ln \left[1 + \frac{N_{B}}{n_{i}^{2}} \cdot \delta_{2}(x) \Big|_{x=0} \right]$ (III -19)

Et

Tout calcul fait donne :

$$C_{2} = \frac{q.n_{i}^{2}}{VT.N_{b}} + \frac{q.\delta_{2}(0)}{VT}$$
(III -20)

De l'expression II-18 on voit bien que la capacité est composée de deux termes :

- Le premier terme de (III-18) exprime la capacité intrinsèque C₀; elle dépend de la nature du matériau (substrat) à travers (ni), du dopage du matériau à travers (Nb) et de la température à travers VT.
- Quant au deuxième terme, il dépend bien sûr de la température (VT), du dopage du matériau et de sa nature (D et L), du point de fonctionnement (Sf), de la qualité de l'interface arrière (Sb) et de la dimension de la photopile (H). D'après cette analyse de l'expression de la capacité de diffusion, il est aisé de comprendre qu'elle sera facilement influençable par les paramètres tels que la longueur d'onde, la fréquence ou encore l'irradiation.

III-2-6-1 PROFILE DE LA CAPACITÉ DE DIFFUSION EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON À LA JONCTION

À la **figure III-22** nous étudions le module de la capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde.



Vitesse de recombinaison à la jonction Sf=j.10^j cm/s

57Fig.III-22 : Module de la capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Eclairement par la face arrière

H=0.03cm; $\omega = 10^6 rad/s$; $kl = 15MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150MeV$:

L'observation de ce graphe montre des courbes décroissantes à deux paliers :

- Au voisinage du circuit ouvert, la capacité est maximale et elle est constante pour les faibles valeurs de la vitesse de recombinaison. En effet, au voisinage du circuit ouvert peu de porteurs de charge minoritaires en excès dans la base traversent la jonction. D'où un stockage significatif de charge dans la zone de charge d'espace.
- Ensuite la capacité diminue brusquement pour enfin tendre vers la capacité de courtcircuit. Cette diminution brusque est due à une rapide libération des porteurs minoritaires de charges en excès dans la base de la photopile. Et au voisinage de courtcircuit, un grand nombre de porteurs de charge minoritaires en excès dans la base traversent la jonction émetteur-base pour participer à la génération du photocourant. Ce qui induit un dépeuplement de porteurs de charge minoritaires dans la zone de stockage lorsque la vitesse de recombinaison à la jonction augmente.

Par ailleurs une observation plus profonde de l'influence de la longueur d'onde permet de constater que plus ce dernier augmente moins la variation de la vitesse de recombinaison affecte la capacité ; c'est-à-dire que l'amplitude de la capacité de la photopile, pour un point de fonctionnement différent du court-circuit, diminue lorsque la longueur d'onde augmente.

III-2-6-2 PROFILE DE LA CAPACITÉ DE DIFFUSION EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON À LA FACE ARRIÈRE.

À la **figure III-23** nous étudions le module de la capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière.



58Fig.III-23 : Module de la capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb : Éclairement par la face arrière.

H=0.03cm ; Sf=3.10³ cm.s⁻¹ ; $\lambda = 0.98 \mu m$; $\omega = 10^{6} rad/s$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$ Le module de la capacité de diffusion est constant pour les faibles valeurs de la vitesse de Recombinaison Sf à la face arrière et il diminue quand la vitesse de recombinaison Sb augmente : à faibles valeurs de Sb, le stockage des porteurs minoritaires au voisinage de la jonction est supérieur à celui correspondant aux grandes valeurs de Sb. Sans modulation de la fréquence de l'éclairement, l'amplitude de la capacité de diffusion est plus petite que celle obtenue avec la variation de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf.

III-2-6-3 PROFILE DU MODULE DE LA CAPACITÉ DE DIFFUSION EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE DE MODULATION

Le module de la capacité de diffusion en fonction de la fréquence de modulation est mis en exergue à la figure suivante.



59Fig.III-24 : Module de la capacité de diffusion en fonction de la pulsation : Eclairement par la face arrière

 $Sf_{i}=3.10^{3} \text{ cm.s}^{-1}; \lambda=0.98 \mu \text{m}; kl=15 MeV^{-1}.s^{-1}; \phi=150 MeV.$

L'analyse de cette courbe montre :

- Dans l'intervalle de pulsation [0rad/s ; 10⁵rad/s] la capacité est maximale et constante.
 On est en régime quasi-statique.
- En régime dynamique la capacité chute brusquement dans l'intervalle [10⁴rad/s; 10⁶rad/s].
- Au-delà 10⁶rad/s la capacité diminue lentement en fonction de la fréquence de modulation et tend vers la capacité de court-circuit.

Les effets combinés de l'irradiation et du coefficient de dommage sont examinés à la partie suivante.

III-2-6-4 MODULE DE LA CAPACITÉ DE DIFFUSION EN FONCTION DE L'IRRADIATION

Nous représentons à la **figure III-25** le module de la capacité de diffusion en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs du coefficient de dommage.



60Fig.III-25 : Module de la capacité de diffusion en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs du coefficient de dommage : Eclairement par la face arrière $Sf_j=3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$; $\lambda=0.98 \mu \text{m}$; $\omega=10^6 \text{rad/s}$

Ici également la capacité est maximale pour les faibles valeurs de l'énergie d'irradiation. Et sous l'effet de l'irradiation, les particules très énergétiques transfèrent une partie de leur énergie sous forme de chaleur à la photopile ; altérant ainsi La diffusion des porteurs minoritaires ; ce qui entraîne une diminution de la capacité de diffusion en fonction de l'irradiation.

Toutefois, nous constatons que l'amplitude de la capacité de diffusion, pour un point de fonctionnement différent du circuit ouvert, diminue nettement lorsque le coefficient de dommage augmente.

CONCLUSION

Une étude de la densité de porteurs minoritaires en excès dans la base de la photopile irradiée pour un éclairement, monochromatique en modulation de fréquence, par la face arrière, a permis de déterminer quelques paramètres électriques tels que : le photocourant, la phototension, la capacité de diffusion de la jonction, etc. Et à partir de ces paramètres électriques, nous avons pu déterminer les vitesses de recombinaisons à la jonction et à la face arrière. Partant de ces vitesses de recombinaisons, et par l'intermédiaire des diagrammes de Bode et de Nyquist, des modèles électriques équivalant ont été donnés. Une méthode de détermination des paramètres électriques équivalents (Rs, Rsh, L, C) a également été élaborée. L'étude de caractéristique I-V nous a permis de faire ressortir l'ensemble des configurations électrique de notre cellule. Et par la suite, on a pu étudier les résistances série et shunt et la puissance électrique de notre photopile.

Lors de notre étude, nous avons également pu montrer l'influence des paramètres phénoménologiques tels que : la longueur d'onde, la pulsation et l'irradiation sur la densité de porteurs et sur les paramètres électriques étudiés. Et d'après les résultats obtenus dans le domaine de l'infrarouge, de dynamique fréquentiel (hautes fréquences $\omega \ge 10^5$ rad/s) et de l'irradiation ($\Phi \ge 50$ MeV), ces paramètres phénoménologiques ont dans la plupart de cas une influence négative sur les paramètres électriques. D'où l'on peut dire que dans notre domaine d'étude les paramètres phénoménologiques entraînent un mauvais rendement de la photopile bifaciale.

Ainsi, pour pouvoir optimiser le rendement de la photopile bifaciale, nous allons étudier au chapitre suivant, l'influence de paramètres phénoménologiques sur la densité de porteurs minoritaires et sur les paramètres électriques pour un éclairement simultané des deux faces avant et arrière de la photopile bifaciale.

CHAPITRE IV : ÉTUDE THÉORIQUE DE LA PHOTOPILE BIFACIALE ÉCLAIRÉE SIMULTANÉMENT PAR LES DEUX FACES

IV-ÉCLAIREMENT SIMULTANÉ DE LA PHOTOPILE BIFACIAL EN RÉGIME DYNAMIQUE FRÉQUENTIEL A ÉCLAIREMENT MONOCHROMATIQUE ET SOUS IRRADIATION.

INTRODUCTION

La recherche de l'amélioration du rendement des photopiles a conduit à la fabrication d'autres types de photopiles, appelées photopiles bifaciales **[90-93]**, pouvant être éclairées simultanément par ses deux faces. Dans ce quatrième chapitre, nous allons étudier la photopile éclairée simultanément par ses deux faces (avant et arrière) pour optimiser le rendement de la conversion direct de la lumière incidente en électricité.

La solution de l'équation de continuité (II-1) pour ce double éclairement peut se mettre sous la forme suivante :

$$\delta_3(x) = \operatorname{Ach}\left(\frac{x}{L_w}\right) + \operatorname{Bsh}\left(\frac{x}{L_w}\right) + \frac{\alpha I_0(1-R)L_w^2}{D(1-\alpha^2 L_w^2)} \left(e^{-\alpha x} + e^{-\alpha (H-x)}\right)$$
(IV-1)

Avec;

$$A_{3} = \frac{\alpha I_{0} \cdot (1-R) L_{\omega}^{3} \left\{ D(\alpha D - S_{B}) e^{-\alpha H} - D(\alpha D + S_{B}) - \left[(-\alpha D + S_{F}) e^{-\alpha H} + (\alpha D + S_{F}) \right]^{*} \left[D \cdot \operatorname{cosh} \left(\frac{H}{L_{\omega}} \right) + L_{\omega} \cdot S_{B} \cdot \operatorname{sinh} \left(\frac{H}{L_{\omega}} \right) \right] \right\}}{D(1-\alpha^{2} \cdot L_{\omega}^{2}) \left[L_{\omega} \cdot D(S_{B} + S_{F}) \cdot \operatorname{cosh} \left(\frac{H}{L_{\omega}} \right) + (D^{2} + S_{F} \cdot S_{B} \cdot L_{\omega}^{2}) \operatorname{sinh} \left(\frac{H}{L_{\omega}} \right) \right]}$$

$$B_{3} = \frac{\alpha I_{0} \cdot (1-R) \cdot L_{\omega}^{3} \left\{ L_{\omega} \cdot S_{F} (\alpha \cdot D - S_{B}) e^{-\alpha H} - (\alpha \cdot D + S_{b}) + \left[(-\alpha \cdot D + S_{F}) e^{-\alpha H} + (\alpha \cdot D + S_{F}) \right]^{*} \left[D \cdot \operatorname{sinh} \left(\frac{H}{L_{\omega}} \right) + L_{\omega} \cdot S_{B} \cdot \operatorname{cosh} \left(\frac{H}{L_{\omega}} \right) \right] \right\}}{D(1-\alpha^{2} \cdot L_{\omega}^{2}) \left[L_{\omega} \cdot D(S_{B} + S_{F}) \cdot \operatorname{cosh} \left(\frac{H}{L_{\omega}} \right) + (D^{2} + S_{F} \cdot S_{B} \cdot L_{\omega}^{2}) \operatorname{sinh} \left(\frac{H}{L_{\omega}} \right) \right]}$$

$$(IV-2)$$

IV-1 PROFILE DU MODULE DE LA DENSITÉ DE PORTEURS MINORITAIRES

Nous représentons aux figures suivantes le profil du module de la densité de porteurs minoritaires de charge respectivement en fonction de la profondeur de la base(**fig.IV-1**) et en fonction de l'énergie d'irradiation(**fig.IV-2**)

IV-1-1 MODULE DE LA DENSITÉ DE PORTEURS MINORITAIRES EN FONCTION DE L'ÉPAISSEUR DE LA BASE

Sur les **figures IV-1-a** et **IV-1-b** nous étudions respectivement les variations du module de la densité de porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur de la base en variant la longueur d'onde et la fréquence de modulation.



61Figure IV-1-a : Module de la densité de porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur x de la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Éclairement simultané Sf_i=3.10³ cm.s⁻¹; ω = 10⁶ rad / s; kl = 15MeV⁻¹.s⁻¹; φ = 150MeV

De la jonction vers l'intérieur de la base le gradient des porteurs est positif. Dans cette région on a une augmentation des porteurs minoritaires avec l'augmentation de la profondeur x jusqu'à atteindre une valeur maximale correspondant à 0.01cm d'épaisseur. Ceci correspond au passage d'un flux d'électrons occasionnant un photocourant à travers la jonction émetteurbase. Le maximum correspond à un gradient de la densité de porteurs minoritaires nul. D'où un stockage significatif de porteurs minoritaires en excès de charges négatives dans cette région de la cellule qui va créer une capacité de zone de charge d'espace qui s'étend de la jonction à la valeur 0.01 cm. Et de 0.01cm de profondeur au milieu de la base, la densité diminue. Cette diminution est due aux phénomènes de recombinaisons des porteurs dans la base de la cellule qui commencent à se faire remarquer impliquant ainsi un gradient négatif.

L'effet de l'éclairement par la face arrière explique le comportement de la densité de porteurs minoritaires localisée du milieu de la base à la face arrière. En effet, la densité des porteurs créée à la face arrière augmente jusqu'à un maximum avant de subir les phénomènes de recombinaisons.

Comme pour l'autre mode d'éclairement [94] la densité des porteurs minoritaires pour un éclairement simultané diminue lorsque la longueur d'onde augmente.



62Figure IV-1-b : Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur x de la base pour différentes valeurs de la pulsation : Éclairement simultané $Sf_i=3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}$; $\lambda = 0.98 \mu \text{m}$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$.

On a pratiquement la même évolution de porteurs minoritaires avec l'étude faite sur la **Figure IV-1-a**. La différence fondamentale se trouvant sur l'influence de la fréquence sur la densité de porteurs. En effet, jusqu'à environ 0.01cm de profondeur dans la base, l'augmentation de la fréquence de modulation entraine une augmentation de la génération de porteurs minoritaires dans la base. Et de la face arrière vers l'intérieur de la base, on observe les mêmes effets. Dans l'intervalle [0.001, 0.02], on observe une diminution de la densité de porteurs en fonction de la profondeur de la base, car, plus loin de la face éclairée, l'onde excitatrice incidente s'atténue créant peu de porteurs minoritaires. Dans cet intervalle, une pulsation supérieure ou égale à 8.10^5 rad/s constitue un frein au processus de relaxation de la photopile.

VI-1-2 MODULE DE LA DENSITÉ DE PORTEURS MINORITAIRES EN FONCTION DE L'ÉNERGIE D'IRRADIATION

À la **figure IV-2** nous mettons en exergue le profil du module de la densité de porteurs minoritaires en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs du coefficient de dommage.



63Figure IV-2 : Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs du coefficient de dommage : Éclairement simultané $Sf_i=3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}; \ \lambda = 0.98 \mu \text{m}; \ \omega = 10^6 \ rad/s$.

Le module de la densité de porteurs minoritaires décroit significativement quand l'énergie d'irradiation augmente. Et les dégradations causées par le coefficient de dommage sont plus marquées pour les particules d'énergie plus élevée. Ces dégradations se subdivisent en deux grandes familles :

- les dégradations dans le volume dus aux énergies non ionisantes entrainant des déplacements au sein de la structure cristalline, de la création de défauts [95]. Ce type de défaut entraine généralement une modification du taux de dopage effectif, une augmentation du courant de fuite de même qu'une augmentation du taux de recombinaison.
- Les dommages qui ont lieu en surface ils sont essentiellement dus à une énergie d'ionisation qui a pour conséquence une accumulation de charge positive au niveau de l'oxyde (SiO2) et de l'interface Si/SiO(K. Iniewski, 2011).

Lorsque la densité des porteurs minoritaires en excès dans la base varie en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction, un photocourant est produit aux bornes de laphotopile.

IV-2-ÉTUDE DES PARAMÈTRES ÉLECTRIQUES

Une étude similaire à celle menée sur la face arrière est faite dans cette partie où la photopile en régime dynamique fréquentiel à éclairement monochromatique est éclairée simultanément par ces deux faces.

IV-2-1 PROFILE DU MODULE DE LA DENSITÉ DE PHOTOCOURANT

La densité de photocourant est due à la diffusion des porteurs minoritaires de charge à travers la jonction. Elle est donnée par la relation suivante :

$$J_{3}(Sf, Sb, \lambda, \omega, kl, \phi) = q.D. \frac{\partial \delta_{3}(x, Sf, Sb, \lambda, \omega, kl, \phi)}{\partial x} \bigg|_{x=0}$$
(IV-4)

Nous étudierons ici l'effet des paramètres tels que la longueur d'onde, la fréquence, le coefficient de dommage et l'irradiation sur la densité de photocourant.

IV-2-1-1 PROFILE DU MODULE DE DENSITÉ DE PHOTOCOURANT EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON À LA JONCTION

À la **figure IV-3**, le module de la densité de photocourant est représenté en fonction de la vitesse de recombinaison a la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde.



64Figure IV-3 : Module de la densité du photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Éclairement simultané

 $\omega = 10^6 rad / s$. $kl = 15 MeV^{-1} . s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$

La densité du Photocourant présente trois parties, dont deux paliers remarquables :

- Une en situation de circuit ouvert où le photocourant est presque nul,
- L'autre en situation de court-circuit où le photocourant est maximal
- Entre les deux situations ci-dessus citées, le point de fonctionnement de la photopile varie.

Pour un point de fonctionnement diffèrent du circuit ouvert, l'augmentation de la longueur d'onde entraine une diminution considérable de l'amplitude du photocourant.

Par ailleurs, on note que l'allure obtenue est identique aux deux autres modes d'éclairement. Mais dans les mêmes conditions d'études, on peut constater que l'amplitude de la densité de photocourant pour un éclairement simultané des deux faces est supérieure à celle obtenue lors de deux autres types d'éclairement (avant et arrière).

IV-2-1-2 PROFILE DU MODULE DE DENSITÉ DE PHOTOCOURANT EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON À LA FACE ARRIÈRE

Le module de la densité de photocourant est représenté en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb à la **figure IV-4**.



65Fig.IV-4 : Module de la densité du photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb_m : Eclairement simultanée Sf_i=3.10³ cm.s⁻¹ ; λ = 0.98μm; ω = 10⁶ rad/s ; kl = 15MeV⁻¹.s⁻¹; φ = 150MeV

Sur cette figure, nous constatons que quand Sb est inférieure à 10 cm/s et est supérieure à 3.10^3 cm/s , le photocourant ne varie donc pas de façon sensible en fonction de la vitesse de recombinaison sur la face arrière Sb des porteurs. On est respectivement en court-circuit et en

circuit ouvert. Et entre ces deux paliers, le photocourant chute brusquement. En effet, les électrons générés sur la face arrière de la base (loin de la jonction) contribuent peu à la production du photocourant. Ils se recombinent dans le massif avant même d'arriver à la jonction émetteur-base. C'est comme si la photopile se comportait comme une photopile sans BSF(back surface field).

IV-2-1-3 PROFILE DU MODULE DE DENSITÉ DE PHOTOCOURANT EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE DE MODULATION

À la **figure IV-5**, le module de la densité de photocourant est représenté en fonction du logarithme de la pulsation.



66Figure Iv-5 : Module de la densité de photocourant en fonction de la fréquence de modulation : Éclairement simultané $Sf_j=3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}; \ \lambda = 0.98 \mu \text{m}; \ kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}; \ \phi = 150 MeV$

La figure III-5 présente une allure déjà vue avec l'éclairement par la face arrière de la photopile. La différence fondamentale est que l'amplitude de la densité de photocourant pour un éclairement simultané des deux faces est supérieure à celle obtenue lors de l'éclairement sur la face arrière de la photopile. Cela suscite l'intérêt d'éclairer simultanément la cellule solaire par ses deux faces.

L'augmentation de l'irradiation entraine une diminution de la densité de photocourant. En effet l'irradiation crée des défauts au sein de la matière augmentant ainsi le courant de fuite et la durée de collecte de charge et entrainant aussi la Réduction de la mobilité des porteurs et de la sensibilité à l'éclairement.

IV-2-1-4 PROFILE DU MODULE DE DENSITÉ DE PHOTOCOURANT EN FONCTION DE L'IRRADIATION

Le profil du module de la densité de photocourant en fonction de l'énergie d'irradiation est représenté à la **figure IV-6** pour différentes valeurs du coefficient de dommage.



67Figure IV-6 : Module de la densité du photocourant en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs du coefficient de dommage : Éclairement simultané

Sf_j=3.10³ cm.s⁻¹; $\lambda = 0.98 \mu$ m; $\omega = 10^6 rad/s$.

La densité de photocourant semble varier assez peu pour les faibles valeurs de l'énergie, mais décroit rapidement avec les grandes valeurs de l'énergie d'irradiation.

On observe de plus que cette diminution de la densité de photocourant est beaucoup plus marquée avec les forts coefficients de dommage qu'avec les faibles valeurs. En effet, si le coefficient de dommage augmente, cela signifie une probabilité plus grande de dégradations causées pour une énergie donnée ; alors si l'énergie augmente les dégradations attendues le seront davantage.

Les courbes de densité de photocourant en fonction des vitesses de recombinaison à la jonction Sfj et à la face arrière Sb_m des porteurs ont montré qu'au voisinage du court-circuit (grandes valeurs de Sfj) et du circuit ouvert (grandes valeurs de Sb_m), le photocourant est constant. Des études récentes **[96-106]** ont déjà mis en évidence ces phénomènes qui d'ailleurs nous permettront d'obtenir les expressions de la vitesse de recombinaison à la jonction et à la face arrière.

IV-2-2 DIAGRAMME DE NYQUIST ET BODE DE VITESSE DE RECOMBINAISON Sf ET Sb : MODELÉS ÉLECTRIQUES ÉQUIVALENTS

Dans cette partie nous essayerons de présenter également un modèle électrique équivalent relatif à la photopile bifaciale doublement éclairée. Et pour se faire, on étudiera les représentations de Nyquist et Bode des vitesses de recombinaisons à la jonction Sf et à la face arrière Sb.

IV-2-2-1 DIAGRAMME DE NYQUIST ET BODE DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA JONCTION Sf : Éclairement simultané

La vitesse de recombinaison à la jonction est déterminée en résolvant l'équation suivante :

$$\left[\frac{\partial J_{3}(Sf, Sb, \lambda, \omega, \kappa d, \phi)}{\partial Sb(\lambda, \omega, \kappa d, \phi)}\right]_{Sb \ge 10^{5} cm/s} = 0$$
 (IV-5)

IV-2-2-1-1 DIAGRAMME DE BODE DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA JONCTION Sf : Éclairement simultané

Le diagramme de Bode est une méthode qui permet l'obtention des tracés de réponse en fonction de la fréquence. Il s'agit, dans ce travail d'adapter le concept de Bode aux tracés de l'amplitude et de la phase (en degré) de la vitesse de recombinaison de la photopile en fonction du logarithme de la pulsation angulaire.

IV-2-2-1-1-1 VARIATION DU LOGARITHME DU MODULE DE Sf EN FONCTION DE LOGARITHME DE LA PULSATION pour différentes valeurs de la longueur d'onde (fig. III-7-a) et de l'irradiation (fig. III-7-b)

Nous représentons aux **figures IV-7** le profil du logarithme du module de la vitesse de recombinaison à la jonction en fonction de logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de longueur d'onde (**fig.IV-7-a**) et de l'irradiation (**fig.IV-7-b**)



68Figure IV-7-a : Logarithme du module de la vitesse de recombinaison à la jonction en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde : double éclairement



69Figure IV-7-b : Logarithme du module de la vitesse de recombinaison à la jonction en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : double éclairement $\lambda = 0.98 \mu m \cdot kl = 15 MeV^{-1} \cdot s^{-1}$

Le logarithme du module de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction, dans l'intervalle de pulsation [0 rad/s ; 5.10⁵ rad/s], est une constante. Et dans l'intervalle de pulsation]5.10⁵ rad/s ; 10⁷ rad/s [, le module de la vitesse de recombinaison diminue fortement pour matérialiser une réduction de recombinaison des porteurs minoritaires à l'interface émetteur-base. Par ailleurs l'amplitude de la vitesse diminue quand l'énergie augmente **Figure IV-7-b**. Alors que l'influence de la longueur d'onde n'est pas trop perceptible **figure IV-7-a**.

IV-2-2-1-1-2 VARIATION DE LA PHASE DE SF EN FONCTION DU LOGARITHME DE LA PULSATION pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation

Sur la **figure IV-8**, nous étudions le profil de la phase de Sf pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.



70Figure IV-8 : Phase de la phase de Sf en fonction de la pulsation pour différentes valeurs de l'irradiation : double éclairement $\lambda = 0.98 \mu m$. $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$

L'analyse de cette courbe montre que pour les pulsations inférieures à 10³ rad/s la phase de Sf est constante et est égale à zéro, on est en régime quasi-statique. Il n'y a pas de déphasage entre l'excitation optique et les recombinaisons des porteurs minoritaires à la face arrière. Au-delà de cette fréquence, la phase diminue, mais reste toujours négative. Pour ce type d'éclairement, les phénomènes capacitifs sont prédominants.

IV-2-2-1-2 DIAGRAMME DE NYQUIST DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA JONCTION Sf : Éclairement simultané

Le diagramme de NYQUIST de Sf est la représentation de la partie imaginaire de Sf en fonction de sa partie réelle.

La partie imaginaire de la vitesse de recombinaison en fonction de sa partie réelle est représentée aux **figures IV-9** pour différentes valeurs de la longueur d'onde (fig. IV-9-a) et de l'irradiation (fig. IV-9-b)



71Figure.IV-9-a : partie imaginaire de Sf en fonction de sa partie réelle pour différentes valeurs de la longueur d'onde : double éclairement

 $kl = 15MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150MeV$



72Figure IV-9-b : partie imaginaire de Sf en fonction de sa partie réelle pour différentes valeurs de l'irradiation : double éclairement $\lambda = 0.98 \mu \text{m}_{:} kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$

La partie imaginaire en fonction de la partie réelle du coefficient de diffusion des porteurs minoritaires présente des courbes semi-circulaires [107] de diamètres différents pour chaque valeur d'irradiation ; le diamètre rétréci avec l'augmentation de l'énergie d'irradiation (Figure.IV-9-b) alors que la longueur d'onde n'influe pas trop sur la vitesse de recombinaison à la face arrière (Figure.IV-9-a). La partie imaginaire positive alors que la partie réelle négative, donc la phase est toujours négative comme le confirme la figure IV-8. C'est-à-dire que les effets capacitifs prédominent les effets inductifs.

IV-2-2-2 MODELE ELECTRIQUE EQUIVALENT DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA JONCTION Sf

À la lumière de ce que nous venons de voir sur les diagrammes de Nyquist et de Bode, nous proposons dans le tableau suivant un modèle électrique équivalent relatif à la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb pour un éclairement simultané de la photopile.



73Tableau IV-1 : Schémas électriques équivalents de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf

 $\lambda = 0.98 \mu \text{m}$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV \phi = 150 MeV$

En partant des observations faites sur le diagramme de Bode (schéma (**a**)) et de Nyquist (schéma (**b**)), on a modélisé les phénomènes observés sur le schéma (**c**) du tableau IV-1.

Sur le schéma (c), le stockage de porteurs minoritaires à la jonction est modélisé par une capacité C que l'on convient de noter $C_{éq}$, les fuites ou pertes des porteurs minoritaires à l'interface d'émetteur-base sont également modélisées par une résistance shunt que l'on convient de représenter par une résistance parallèle notée $Rp_{éq}$ et enfin la réduction des porteurs minoritaires au niveau des contacts métal-grilles est modélisée par une résistance série notée $Rs_{éq}$.

Sur le schéma (**b**), on constate que quand $\omega \rightarrow \infty$, Im(Sf) tend vers zéro donc Re(Sf) correspond à Rs et quand $\omega \rightarrow 0$, Im(Sf)=0 donc Re(Sf) correspond à la somme Rs_{éq}+Rp_{éq}. Et pour la détermination des paramètres électriques (Rp_{éq}, Rs_{éq}) du circuit électrique équivalent de la vitesse de recombinaison Sf (schéma (**c**)), il convient de tracer le module de la résistance série et shunt en fonction de du réel de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction Sf (schémas (d) et (e)) :

- Sfp qui le diamètre du demi-cercle (schémas (b)) permet d'obtenir la résistance shunt Rpéq (schéma d)
- Sfs, déterminée quand ω→0 ou ω→∞, permet d'obtenir la résistance série équivalente Rséq (schéma e).

Connaissant la valeur de la fréquence de coupure, nous pouvons en déduire la capacité électrique équivalente à partir des relations $\tau = 1/\omega_c$ et $\tau = Rp_{\text{éq}}C_{\text{éq}}$

Dans le tableau IV-2 suivant, nous donnons quelques valeurs de ces paramètres électriques équivalents pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

Φ (MeV)	Sfs (cm/s)	Sfp (cm/s)	$\mathrm{Rs}_{\mathrm{\acute{e}q}}(\Omega/\mathrm{cm}^2)$	$\mathrm{Rp}_{\mathrm{\acute{e}q}}(\Omega/\mathrm{cm}^2)$	$C_{\acute{eq}}(\mu F/cm^2)$
50	69,314	993,086	13,988	13562	2,331.10-2
150	66,392	926,71	14,964	15066	2,099.10-2
250	64,055	874,825	15,866	16517	1,914.10-2

74Tableau IV-2 : tableau de valeurs des paramètres électriques équivalents pour différentes valeurs de l'irradiation

À partir de ce tableau, nous constatons que quand la valeur de l'énergie d'irradiation augmente, les résistances Rs_{éq} et Rp_{éq} augmentent alors que la capacité électrique équivalente diminue. Cela est dû du fait que l'irradiation endommage le matériau occasionnant ainsi une

augmentation des pertes de porteurs minoritaires. Les propriétés intrinsèques de la photopile sont endommagées ; d'où une mauvaise qualité de la cellule.

IV-2-2-3 DIAGRAMME DE NYQUIST ET BODE DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA FACE ARRIERE Sb : Éclairement simultané

La solution de l'équation suivante nous permet d'obtenir la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb₃.

$$\left[\frac{\partial J_3(Sf, Sb, \lambda, \omega, \kappa d, \phi)}{\partial Sf(\lambda, \omega, \kappa d, \phi)}\right]_{Sf \ge 10^5 \, cm/s} = 0 \tag{IV-6}$$

IV-2-2-3-1 DIAGRAMME DE BODE DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA FACE ARRIERE Sb : Éclairement simultané

Dans cette sous-partie, nous étudions d'une part le profil du logarithme du module de la vitesse de recombinaison à la face arrière en fonction de logarithme de la pulsation (**fig. IV-10**). Et d'autre part l'argument de la vitesse de recombinaison en fonction de la pulsation (**fig. IV-11**) pour un double éclairement.



75Figure IV-10-a : Logarithme du module de la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb en fonction de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde : éclairement simultané

 $kl = 15MeV^{-1}.s^{-1}; \phi = 150Mev$



76Figure IV-10-b : Logarithme du module de la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb en fonction de la pulsation pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : éclairement simultané

 $\lambda = 0.98 \mu m$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$

Lorsque la photopile est éclairée simultanément par les deux faces, le module de la vitesse de recombinaison Sb₃ est indépendant de la fréquence de la source excitatrice dans l'intervalle [0 rad/s; 8.10^4 rad/s] : Le photocourant produit par la photopile est donc constant. Lorsque cette fréquence augmente, dans l'intervalle] 8.10^4 rad/s ; 10^7 rad/s [le module de la vitesse de recombinaison Sb₃ diminue très rapidement. Ceci montre que les pertes d'électrons par recombinaison diminuent.

Par ailleurs, une augmentation de l'énergie d'irradiation a pour conséquence la diminution de la vitesse de recombinaison Sb alors que l'influence de la longueur d'onde est moins perceptible.

Le profil de la phase de Sb₃ est étudié à la figure suivante.



77Figure IV-11 : Phase de la phase de Sb en fonction de la pulsation pour différentes valeurs de l'irradiation : éclairement simultané $\lambda = 0.98 \mu m$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$

L'analyse de cette courbe montre qu'il existe une fréquence en dessous de laquelle la phase est constante, on est en régime quasi-statique. Il n'y a pas de déphasage entre l'excitation optique et les recombinaisons des porteurs minoritaires à la face arrière. Au-delà de cette fréquence, la phase diminue, mais reste toujours négative. Pour ce type d'éclairement, les phénomènes capacitifs sont prédominants.

IV-2-2-3-2 DIAGRAMME DE NYQUIST DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA FACE ARRIÈRE Sb₃

Sur les figures suivantes sont représentées la partie imaginaire de la vitesse de recombinaison à la face arrière en fonction sa partie réelle pour différentes valeurs de la longueur d'onde (fig. IV-12-a) et de l'énergie d'irradiation (fig. IV-12-b)



78Figure IV-12-a : partie imaginaire de Sb en fonction de sa partie réelle pour différentes valeurs de longueur d'onde : éclairement simultané $kl = 15MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150MeV$



79Figure IV-12-b : partie imaginaire de Sb en fonction de sa partie réelle pour différentes valeurs de l'irradiation : éclairement simultané

 $\lambda = 0.98 \mu m$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$

En nous plaçant dans les mêmes conditions d'étude que celles faites sur la face arrière **Figure.III-9-a** et **Figure III-9-b**, nous retrouvons ici des allures identiques avec celles de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf. Les courbes obtenues sont de demi-cercles dont le rayon peut être déterminé et qu'on note l'existence des effets capacitifs. Cependant, les demi-cercles n'ont pas de seconds points d'intersection avec l'axe des abscisses (partie réelle de la vitesse) et que l'effet de la longueur d'onde est moins perceptible ici.

IV-2-2-4 MODELE ELECTRIQUE EQUIVALENT DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON Sb A LA FACE ARRIERE : double éclairement

Nous présentons dans le tableau suivant le modèle électrique équivalent relatif à la vitesse de recombinaison



80Tableau IV-3 : Schémas électriques équivalents de la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb : éclairement simultané

 $\lambda = 0.98 \mu \text{m}$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$
Les mêmes conditions d'études fournies pratiquement les mêmes résultats que ceux étudiés au paragraphe **IV-2-2-2**. Alors pour ce type d'éclairement, les phénomènes électriques relatifs aux vitesses de recombinaison Sb et Sf sont identiques.

Ф (MeV)	Sbs (cm/s)	Sbp (cm/s)	Rséq(Ω/cm ²)	Rpéq(Ω/cm²)	Céq(µF/cm²)
50	69,314	993,086	13,988	13562	2,331.10 ⁻²
150	66,392	926,71	14,964	15066	2,098.10-2
250	64,055	874,825	15,866	16517	1,914.10-2

81Tableau IV-4 : tableau de valeurs des paramètres électriques équivalents pour différentes valeurs de l'irradiation

Comme les résultats obtenus au **tableauIV-3** sont identiques à ceux obtenus au **tableauIV-1** alors nous attendions à ce que les résultats du **tableauIV-4** soient identiques à ceux du **tableauIV-2**, et c'est exactement ce que nous constatons. Donc, quelle que soit la valeur de la longueur d'onde ou de l'irradiation on observera toujours les mêmes phénomènes électriques des vitesses de recombinaisons Sf ou Sb.

IV-2-3 EUDES DE LA PHOTOTENSION

Dans ce paragraphe, nous étudierons l'influence de quelques paramètres phénoménologiques tels que de la longueur d'onde, la fréquence de modulation et l'irradiation sur la tension délivrée par la base de la photopile.

Nous nous intéresserons également à l'influence des vitesses de recombinaison des porteurs Sf et Sb sur la phototension.

Les mêmes conditions d'études que celle faite à la face arrière sont réalisées dans cette partie, où l'application de l'équation de Boltzmann nous permet d'obtenir l'expression de la phototension(II-13)

$$V = VT \ln\left(\frac{N_b}{n_i^2} \,\delta(0) + 1\right) \tag{IV-7}$$

IV-2-3-1 PROFILE DU MODULE DE LA PHOTOTENSION EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON À LA JONCTION

L'allure du module de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde est représentée à la figure suivante.



82Fig. IV -13 : Module de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Éclairement simultané H=0.03 cm ; $\omega = 10^6 rad/s$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$.

Pour une longueur d'onde donnée notons que la phototension présente un palier pour de faibles vitesses de recombinaison à la jonction, dans cette zone la phototension est maximale et correspond à la phototension de circuit ouvert.

Cependant, quand la vitesse de recombinaison dépasse une certaine valeur (10^3 cm/s) , la phototension décroît très rapidement et tend à s'annuler aux grandes vitesses de recombinaison S_f : c'est le fonctionnement de la photopile en court-circuit.

Nous notons également que dans la gamme des infrarouges l'amplitude de la phototension décroit si la longueur d'onde augmente.

IV-2-3-2 PROFIL DU MODULE DE LA PHOTOTENSION EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE

Nous étudions à la **figure IV-14** la variation de la phototension en fonction du logarithme de la pulsation.



83Fig.IV-14 : Module de la phototension en fonction de la fréquence de modulation : Eclairement Simultanée

Sf_j=3.10³ cm.s⁻¹; $\lambda = 0.98 \mu m$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$.

La **Fig.IV-14** de la phototension en fonction de la pulsation d'une photopile bifaciale soumise à des éclairements par ses deux faces présente la même allure que celle qui a été présentée précédemment dans les cas où la photopile est éclairée par sa face arrière.

La tension de circuit ouvert est atteinte aux faibles valeurs de la pulsation (4,8.10⁴ rad/s). Elle diminue lorsque la fréquence de l'onde excitatrice devient importante.

IV-2-3-3 PROFILE DU MODULE DE LA PHOTOTENSION EN FONCTION DE L'ÉNERGIE D'IRRADIATION

Le profil du module de la phototension en fonction de l'énergie d'irradiation est représenté à la **figure IV-15** pour différentes valeurs du coefficient de dommage.



84Fig.IV-15 : Module de la phototension en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs du coefficient de dommage : Eclairement simultanée $Sf_i=3.10^3 \text{ cm.s}^{-1}; \ \lambda = 0.98 \mu \text{m}; \ \omega = 10^6 \text{ rad/s}.$

Ce graphe garde la même allure que celui de la face arrière **Fig. III-15.** Cependant, elle dégage, pour un coefficient de dommage donné, une amplitude plus importante en produisant une tension plus élevée dans le cas du double éclairement de la photopile comparée au simple éclairement (face arrière).

IV-2-4 CARACTÉRISTIQUE COURANT-TENSION : Eclairement simultanée

Les profiles de la densité du photocourant et de la phototension (paragraphes **IV-2-1** et **IV-2-4**) délivrés par la photopile éclairée par une lumière monochromatique indiquent que ces deux paramètres macroscopiques dépendent de la vitesse de recombinaison Sf_j à la jonction des porteurs. En reliant ces deux paramètres à l'aide du paramètre phénoménologique Sf_j , nous pouvons observer simultanément leur comportement.

La **figure IV-16** suivante caractérise les différentes configurations électriques de notre cellule solaire



85Figure IV-16 : Caractéristique courant-tension : Éclairement simultané λ =0.98µm; ω =10⁶rad/s; κ l=15MeV⁻¹.s⁻¹; Φ =150MeV

Les caractéristiques I-V, obtenues pour ce mode d'éclairement permet d'affirmer que pour un point de fonctionnement donné, la densité de photocourant comme la phototension pour un éclairement simultané des deux faces sont supérieures à celles obtenues par un éclairement sur la face arrière de la photopile.

Les grandeurs physiques définissant cette courbe (Jphcc, Vphco, MPP, Jph_{MPP}, Vph_{MPP}, Pmax) sont obtenues de la même façon que ceux obtenus lors de l'éclairement de la photopile par sa face arrière. Néanmoins nous remarquons que ces grandeurs sont plus importantes quand la photopile est éclairée simultanément, d'où l'intérêt d'éclairer la photopile simultanément par ces deux faces.

Les **figure IV-17** (**a**,**b**,**c**) représentent les caractéristiques courant-tension obtenues dans la base pour différentes photopiles caractérisées par leurs paramètres phénoménologiques (λ , ω , ϕ)



86Figure Iv 17-a : Caractéristique courant-tension pour différentes valeurs de la longueur d'onde : éclairement simultané $\omega = 10^6 rad/s; \kappa l = 15 MeV^{-1}.s^{-1}; \Phi = 150 MeV$



87Figure Iv 17-b : Caractéristique courant-tension pour différentes valeurs de la pulsation : éclairement simultané λ=0.98μm; κl=15MeV⁻¹.s⁻¹; Φ=150MeV

Eclairement monochromatique par les deux faces de la photopile bifaciale en régime dynamique fréquentiel et sous irradiation



88Figure IV 17-c : Caractéristique courant-tension pour différentes valeurs de l'irradiation : éclairement simultané λ=0.98μm; ω=10⁶rad/s; κl=15MeV⁻¹.s⁻¹

Les mêmes conditions d'études fournies pratiquement les mêmes résultats que ceux obtenus lors de l'étude de la photopile éclairée par sa face arrière. Aussi bien au niveau des allures qu'au niveau de l'impact des paramètres étudiés (longueur d'onde, pulsation, irradiation), les mêmes interprétations sont valables ici. La différence que l'on peut observer se trouve au niveau des amplitudes. En effet les amplitudes obtenues avec un double éclairement sont plus importantes que celles obtenues avec l'éclairement de la photopile par sa face arrière.

Deux points particuliers nous intéressent ici, il s'agit du point de court-circuit Jcc et de celui de circuit ouvert Vco. En circuit ouvert, le courant est nul et la vitesse de recombinaison à la jonction tend vers 0 ; pour le court-circuit, c'est le contraire, la tension est nulle et Sf prend de très grandes valeurs. Au voisinage de ces deux points, la photopile se comporte de manière assez particulière.

L'étude de la caractéristique courant-tension de la photopile bifaciale relève d'une importance, car plusieurs paramètres électriques tels que les résistances série et shunt, le courant de courtcircuit, la tension de circuit ouvert, la puissance maximale, le facteur de remplissage peuvent être déduits. Mais pour ce type d'éclairement (double éclairement), nous nous limiterons uniquement à la détermination des résistances série et shunt de la photopile bifaciale.

IV-2-5 DÉTERMINATION DES RÉSISTANCES SÉRIE ET SHUNT

À la lumière de ce que nous venons d'étudier sur le paragraphe ci-dessus, nous allons déterminer certains paramètres électriques tels que la résistance série et la résistance shunt.

IV-2-5-1- RÉSISTANCE SÉRIE

En considérant le fonctionnement de la photopile en situation de circuit ouvert, nous pouvons donner le circuit électrique équivalent de la photopile



89Figure : IV-18 : Circuit électrique équivalent d'une photopile fonctionnant en circuit ouvert

Vco : phototension assimilable à la phototension de circuit ouvert

Rs : résistance série

Jph : densité de photocourant

Vph : phototension

Rch : résistance de charge

En appliquant la loi des mailles, on obtient la relation suivante :

$$Vph(Sf) = Vco - Rs.Jph(Sf)$$
 (IV-8)

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

$$Rs = \frac{Vco - Vph(Sf)}{Jph(Sf)}$$
(IV-9)

$$Vph \to V_{co}$$

$$Sf \to 0$$
(IV-10)

Les figures suivantes présentent le module de la résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sfj pour différentes valeurs de la longueur d'onde (**figure IV-19a**), de la pulsation (**figure IV-19-b**) et de l'irradiation (**figure IV-19-c**) respectivement.



90Figure IV-19-a : Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Éclairement simultané $\omega = 10^6 rad/s$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$



91Figure IV-19-b : Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la pulsation : Éclairement simultané

 $\lambda = 0.98 \mu m$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$



92Figure IV-19-c : Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : Éclairement simultané $\lambda = 0.98 \mu \text{m}$; $\omega = 10^6 \text{ rad}/\text{s}$; $kl = 15 MeV^{-1}.\text{s}^{-1}$

Nous observons sur ces figures ci-dessus que la résistance série reste quasiment insensible à l'augmentation de la vitesse de recombinaison Sfj tant que cette vitesse est inférieure à 2.10² cm/s. Mais au-delà de cette valeur, elle augmente avec la vitesse de recombinaison à la jonction, et ce pour les faibles vitesses de recombinaison à la jonction ; en effet, lorsque la vitesse de recombinaison à la jonction augmente, une plus grande quantité de porteurs traverse la jonction : cet afflux de porteurs traversant tous la jonction entraine une sorte de goulot d'étranglement dans la photopile. Ces porteurs ressentent cet effet comme une augmentation de la résistance série puisqu'ayant une plus grande difficulté à traverser compte tenu du flux.

Lorsque la longueur d'onde, la pulsation ou encore l'énergie d'irradiation augmentent l'amplitude de la résistance série augmente, ce qui est en concordance avec les études faites sur le photocourant et sur la phototension. En effet dans la gamme de longueurs d'onde(infrarouge) et de pulsation ($\omega \ge 10^5 rad/s$ régime dynamique fréquentiel) et d'irradiation, les dégradations sont plus importantes, avec pour conséquence une augmentation de la résistance série se traduisant par une limitation du courant de court-circuit.

Par ailleurs on constate sur ces courbes que la résistance série obtenue suite à l'éclairement par la face arrière est la plus grande signalant par la même que les performances seront moindres comparées au mode d'éclairement simultané.

IV-2-5-2 RÉSISTANCE SHUNT

En considérant le fonctionnement de la photopile en situation de court-circuit où la photopile se comporte comme un générateur de courant, nous pouvons donner le circuit électrique équivalent de la photopile.



93Figure IV-20 : Circuit électrique équivalent d'une photopile fonctionnant en courtcircuit

Jphcc : densité de photocourant de court-circuit

Rsh: résistance shunt

Jph : densité de photocourant

Vph : phototension

Rch : résistance de charge

La loi à la maille (Rsh, Vph, Rsh) appliquée à ce circuit permet d'écrire :

$$Vph = Rsh(Jphcc - Jph) \tag{IV-11}$$

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

$$Rsh = \frac{Vph}{Jphcc - Jph}$$
(IV-12)

$$Jph \rightarrow Jphcc$$

Sf >10⁵ cm.s⁻¹ (IV-13)

On a ainsi obtenu une expression de la résistance shunt de la photopile.

Nous allons maintenant montrer l'évolution de la résistance shunt pour faire ressortir les effets de la longueur d'onde, de la pulsation et de l'énergie d'irradiation respectivement.



94Figure IV-21-a : Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Éclairement simultané $\omega = 10^6 rad/s$; $kl = 15MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150MeV$



Vitesse de recombinaison à la jonction Sf= j.10^j cm/s

95Figure IV-21-b : Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la pulsation : Éclairement simultané $\lambda = 0.98 \mu \text{m}$; $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$



96Figure IV-21-c : Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation : Éclairement simultané $\lambda = 0.98 \mu m$. $\omega = 10^6 rad/s$. $kl = 15 MeV^{-1}.s^{-1}$.

On observe une croissance de la résistance shunt avec la vitesse de recombinaison à la jonction ; en fait, lorsque la vitesse de recombinaison devient très grande, nous sommes au voisinage du court-circuit, le courant débité est alors très grand et pratiquement tous les porteurs au voisinage de la jonction la traverse diminuant du coup le courant de fuite. Comme cette fuite est caractérisée par la résistance shunt, cela signifie que la résistance shunt augmente.

Notons également une augmentation de l'amplitude de la résistance shunt avec l'augmentation de la longueur d'onde, de la pulsation ou de l'irradiation. Mais cet effet est moins marqué pour l'irradiation. Cela n'explique pas une augmentation du photocourant, mais plutôt une diminution des porteurs photocréés causant ainsi une baisse de la phototension Vph.

104

IV-2-6 ÉTUDIE DE LA CAPACITÉ DE DIFFUSION

La capacité de diffusion est donnée par l'expression (IV -14) :

$$C_3 = \frac{dQ}{dV} \tag{IV-14}$$

Avec

Et

$$Q_3 = q \cdot \delta_3(x) \Big|_{x=0} \tag{IV -15}$$

$$V_{3} = V_{T} \cdot \ln \left[1 + \frac{N_{B}}{n_{i}^{2}} \cdot \delta_{3}(x) \Big|_{x=0} \right]$$
(IV -16)

IV-2-6-1 MODULE DE LA CAPACITÉ DE DIFFUSION EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA JONCTON

À la **Figure IV-22** nous étudions le module de la capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de longueur d'onde.



97Figure IV-22 : Module de la capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour différentes valeurs de longueur d'onde : Éclairement simultané

H=0.03cm; $\omega = 10^6 rad / s$; $kl = 15 MeV^{-1} \cdot s^{-1}$; $\phi = 150 MeV$

Les courbes de la capacité de diffusion de la **Figure IV-2** diminuent en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction. Et pour une longueur d'onde donnée, on remarque deux paliers de fonctionnement de la photopile :

 Pour des vitesses de recombinaison à la jonction inférieure à 10cm/s, la capacité est maximale et constante et fonctionne en situation de circuit ouvert. Les porteurs n'ont

pas suffisamment d'énergie pour franchir la barrière de potentiel de la photopile et la diffusion des porteurs minoritaires est ralentie par les recombinaisons interraciales émetteur-base.

Pour des vitesses de recombinaison à la jonction supérieures à 3,5.10³ cm/s, la capacité s'annule et fonctionne en situation de court-circuit. Ceci correspond à un élargissement de l'épaisseur du condensateur plane. Les porteurs minoritaires ont assez d'énergie (supérieure à celle de la barrière de potentiel) pour traverser la jonction et ainsi participer au photocourant dans le circuit extérieur de la photopile ce qui induit un dépeuplement de porteurs de charge minoritaires dans la zone de stockage.

Entre les deux paliers ci-dessus explicités, on observe une forte diminution de la capacité de diffusion due à la variation du point de fonctionnement de la photopile.

Toutefois, nous constatons que l'amplitude de la capacité de la photopile, pour un point de fonctionnement différent du court-circuit, diminue lorsque la longueur d'onde augmente. Et nous constatons également que plus la longueur d'onde augment plus la situation en circuit ouvert persiste.

IV-2-6-2 PROFILE DE LA CAPACITÉ DE DIFFUSION EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON À LA FACE ARRIÈRE

À la **figure IV-23** nous étudions le module de la capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière.



98Fig.IV-23 : Module de la capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb : Éclairement simultané H=0.03cm ; Sf_i=3.10³ cm.s⁻¹ ; ω=10⁶rad/s; kl=15MeV⁻¹.s⁻¹; Φ=150MeV

Ce graphe conserve pratiquement la même allure que celle de la **Fig.IV-22**, à la seule différence qu'ici la capacité n'est jamais nulle quelle que soit la vitesse considérée. Et du point du vue amplitude, sans modulation de la fréquence de l'éclairement, la capacité de diffusion est plus petite que celle obtenue avec la variation de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf.

IV-2-6-3 PROFILE DU MODULE DE LA CAPACITÉ DE DIFFUSION EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE DE MODULATION

Le module de la capacité de diffusion en fonction de la fréquence de modulation pour différentes valeurs de longueur d'onde est mis en exergue à la figure suivante.



99Figure IV-24 : Module de la capacité de diffusion en fonction de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde : Éclairement simultané H=0.03cm; Sf_j=3.10³ cm.s⁻¹; λ=0.98μm; kl=15MeV⁻¹.s⁻¹; Φ=150MeV

Pour chacune des courbes considérées, c'est-à-dire pour une longueur d'onde donnée, la capacité est constante et est maximale dans l'intervalle [0rad.s⁻¹; 10⁴rad.s⁻¹], c'est le régime quasi-statique puis elle diminue brusquement dans l'intervalle [2.10⁴ rad/s; 10⁶ rad.s¹] en tendant vers la situation de court-circuit.

IV-2-6-4 MODULE DE LA CAPACITÉ DE DIFFUSION EN FONCTION DE L'IRRADIATION

Nous représentons à la **figure IV-25** le module de la capacité de diffusion en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs du coefficient de dommage.



100Figure IV-25 : Module de la capacité de diffusion en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes valeurs du coefficient de dommage : Éclairement simultané H=0.03cm; Sfj=3.10³ cm.s⁻¹; λ=0.98μm; ω=10⁶rad/s

Les mêmes conditions d'études fournissent pratiquement les mêmes résultats que ceux précédemment obtenus avec l'éclairement de la photopile par sa face arrière. La différence fondamentale se trouvant au niveau de l'amplitude de la capacité. En effet l'amplitude de la capacité de diffusion est plus importante lorsque la photopile est éclairée simultanément.

CONCLUSION

Cette étude de la base, pour un éclairement simultané des deux faces de la photopile bifaciale, a permis de déterminer l'influence de certains paramètres phénoménologiques sur la densité de porteurs minoritaires et sur certains paramètres électriques tels que le photocourant, la phototension, la caractéristique courant-tension, la puissance, la capacité de la jonction. Ces paramètres ainsi étudiés, varient fortement avec la fréquence de l'éclairement lorsqu'on est dans le domaine des hautes fréquences ($\omega \ge 10^5$ rad/s) et restent insensibles à la fréquence de l'éclairement pour des fréquences faibles ($\omega \le 10^5$ rad/s) : régime quasi-statique). La longueur d'onde et l'irradiation ont également une forte influence sur les paramètres électriques.

Par ailleurs, l'étude du photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction et à la face arrière nous a permis de donner respectivement des nouvelles expressions des vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière. L'étude de ces vitesses de recombinaison nous a permis de proposer des modèles électriques équivalents dont une étude plus approfondie nous a permis de déterminer les différents paramètres électriques équivalents que sont Rséq, Rshéq, Céq et Léq.

L'éclairement simultané des deux faces avant et arrière de la photopile bifaciale, donne de meilleurs résultats c'est-à-dire on obtient une bonne amélioration des grandeurs électriques telles que le photocourant, le photocourant de court-circuit, la puissance et la capacité de diffusion de la photopile bifaciale par rapport à l'éclairement de la face arrière.

REFFERENCES BIBLIOGRAPHIQUE

[1] Solar Energy 24 Hours a Day, Business Week, 6/17/96, p.91

[2] ALAIN RICAUD

"Photopiles solaires" 'Presses polytechniques et Universitaires Romandes, 1997

[**3**] R. LAGO-AURREKOETXEA, C. DEL CAÑ IZO, I. POU, and A. LUQUE "Fabrication Process for Thin Silicon *Solar* Cells" <u>Proc.17th European PVSEC</u>, (Munich, 2001) 1519 -1522

[4] S. BAU, T. KIELIBA, D. OFIWALD, A. HURRLE

"Chemical Vapour Deposition of Silicon on Ceramic Substrates for Crystalline Silicon Thin-Film Solar Cells" <u>Proc.17th European PVSEC</u>, (Munich, 2001) 1575 -1577

[5] A. SCHNEIDER, C. GERHARDS, F. HUSTER, W. NEU, M. SPIEGEL, P. FATH, E. BUCHER, R.J.S. YOUNG, A.F. CARROLL, A.G. PRINCE, J.A. RABY "Al BSF for Thin Screen-printed Multicrystalline Si Solar Cells" Proc. <u>17th European PVSEC</u>, (Munich, 2001) 1768-1771.

[6] BLAKERS.AW, ZHAO.J, WANG. A, MILNE.AM, X.DAI and GREEN. M.A Proceedings of the 9th European Communities Photovoltaic Solar Energy Conference, Freiburg, September, 1989, pp. 328 - 329.

[7] H. J. MÔLLER"Spectroscopy, Solar Cells, Sensors Semiconductors for solar cells ", Artech house, 1993, XI, pp. 343

[8] "Energie Solaire Photovoltaïque", volume1, <u>Physique et technologie de la conversion</u> <u>Photovoltaïque</u>, sous la direction de Bernard EQUER, (Ellipses, Unesco, 1993)

[9] B. MAZHARI and H. MORKOÇ "Surface recombination in GaAsPN junction" <u>J. Appl. Phys.</u> 73(11),1993, pp. 7509 - 7514.

[10] H. EL GHITANI AND S. MARTINUZZI

"Influence of dislocations on electrical properties of large grained polycrystalline silicon cells. I. model" J. Appl. Phys. 66(4), 1989, pp. 1717 - 1722.

[11] H. EL GHITANI AND S. MARTINUZZI

"Influence of dislocations on electrical properties of large grained polycrystalline silicon cells. II. Experimental results" J. Appl. Phys. 66(4),1989, pp. 1723 - 1726

[12] S. R. DHARIWAL AND D. R. MEHROTA

"Photocurrent and photovoltage from polycrystalline p-n junction solar cells <u>Solar cells</u>, 25(1988), pp. 223 - 233

[13] S. K. SHARMA, S. N. SINGH, B. C. CHAKRAVARTY, AND B.K. DAS

"Determination of minority-carrier diffusion length in a p-silicon wafer by photocurrent generation method" <u>J. Appl. Phys</u>. 60(10), 1986, pp. 3550 - 3552

[14] G. C. JAIN, S.N. SINGH, AND R. K. KOTNALA

"Diffusion length determination in n^+ - p^+ - p^+ structure based silicon solar cells from the intensity dependence of the short-circuit current for illumination from the p^+ side" Solar cells, 8(1983), pp.239 - 248.

[15] DANIEL. L. MEIER, JEONG-MO HWANG, ROBERT B. CAMPBEL _EEE Transactions on electron Devices, vol. ED-35, NO.1, 1988, pp.70 - 78.

[16] E. NANEMA

''Modélisation d'une photopile bifaciale au silicium : méthodes de détermination des paramètres de recombinaison'' <u>Thèse de 3^{ème} cycle</u>, UCAD,1996 Sénégal

[17] A. ROMANOWSKY and D. B. WITTRY

"Determination of grain-boundary parameters of polycrystalline silicon by ac electron-beaminduced current" J. Appl. Phys. 60(8), 1986, pp. 1569 - 1579.

[18] J. S. PARK, F. A. LINDHOLM, AND A. NEUGROSCHEL "An analytical study of the p-n junction space-charge region under high forward voltage"<u>J.</u> <u>Appl. Phys.</u> 62(3), 1987, pp. 948 - 953.

[19] D. VANMAEKELBERGH, A. R DE WIT and F. CARDON

"Recombination in semiconductor electrodes: Investigation by the electrical and optoelectrical impedance method" J. Appl. Phys. 73(10), 1993, pp. 5049 - 5057.

[20] D. CAPUTO, G. DE CESARE, F. IRRERA, F. PALMA, AND M. TUCCI "Characterization of intrinsic a-Si:H in p-i-n devices by capacitance measurements: Theory and experiments". Appl. Phys. 76(6), 1994, pp. 3524 - 3541.

[21] J. ROSS MACDONALD

"ac complex conductivity in NaCl: No new universality" <u>Appl. Phys.</u> 75(2), 1994, pp. 1059 - 1069.

[22] J. BARRIER, P. BOHER and M. RENAUD

"Physical parameters of GaInAs/Si₃N₄ interface states obtained by the conductance method" <u>Appl. Phys</u>. Lett. 53(13), 1988, pp. 1192-1194.

[23] NORIAKI HONMA AND CHUSUKE MUNAKATA

"Sample thickness Dependence of minority carrier lifetimes measured using an ac photovoltaic method" Jpn. J. Appl. Phys. 26(12),1987, pp. 2033-2036.

[24] C. LONGEAUD and J. P. KLEIDER.

"General analysis of the modulated-photocurrent experiment including the contributions of holes and electrons" <u>Phys. Rev. B</u>. 45(20),1992, pp. 11672 -11684.

[25] O. BRANDT, K. KANAMOTO, M. GOTODA, T. ISU and N. TSUKADA

"Recombination processes and photoluminescence intensity in quantum wells under steadystate and transient conditions" <u>Phys. Rev. B</u>. 51(11),1995, pp. 7029 -7037.

[26] GEORGE C. JOHN and VIJAY A. SINGH

"Theory of the photoluminescence spectra of porous silicon" <u>Phys. Rev. B.</u> 50(8), 1994, pp. 5329 - 5334.

[27] E. I. LEVIN, S. MARIANER, and B.I. SHKLOVSKII

"Photoluminescence of amorphous silicon at low temperatures: computer simulation" <u>Phys.</u> <u>Rev. B</u>. 45(11), 1992, pp. 5906 - 5917

[28] MIGUEL LEVY, W. K. LEE, M. P. SARACHIK AND S. GESCHWIND "Photoluminescence of heavily doped n-type CdSe" <u>Phys. Rev. B</u>. 45(20), 1992, pp. 11685 -11692.

[29] G.M. GRIGORIEVA. M.B. KAGAN, V.A. LETIN, V.P. NADOROV, G.D. EVENOV, V.V. HARTOV, I.A. MAXIM "Effects from Large Solar Proton Events on Performance of Space Solar Arrays in Geostationary Orbit Environment" <u>Proc.17th European PVSEC</u>, (Munich, 2001) 2207-2210

[**30**] H.W. KRANER

"Radiation damage in silicon detectors", Brookhaven National Laboratory preprint, BNL, New York, 1983, 33692

[31] S.R. MESSENGER, G. P. SUMMERS, E. A. BURKE, R. J. WALTERS, AND M. A. XAPSOS, "Quantifying low energy proton damage in multi-Junction solarcells" Prog. Photovolt: Res. Appl., 9, 103 (2001)

[**32**] K. WEINERT, U. RAU, A. JASENEK, H.IV. SCHOCK, B. SCHATTAT, W. BOISE. M. YAKUSHEV, J.H. WERN "Analysis and Modelling of Electron and Proton Irradiation Effects in Cu(ln,Ga)Se2 Solar Cells" <u>Proc.17th European PVSEC</u>, (Munich, 2001), 2167-2170

[33] R.J. WALTERS. S.R. MESSENGER. G.P. SUMMERS, A. JASENEK, H.W. SCHOCK, U. RAU, J. NOCERINO, K. REINHARDT, J. TRINGE "Displacement Damage Dose Analysis of Proton Irradiated C1GS Solar Cells on Flexible Substrates" <u>Proc.17th European PVSEC</u>, (Munich, 2001), 2255-2258

[34] GOO-HWAN SHIN · KWANG-SUN RYU · HYUNG-MYUNG KIM · KYUNG-WOOK MIN "Radiation Effect Test for Single-Crystalline and Polycrystalline Silicon Solar Cells" Mar 2008 · Journal- Korean Physical Society, 52(93):84

[35] R.R. VARDANYAN, U. KERST, P. WAWER, M.E. NELL, H.G. WAGEMANN 2nd World conference and exhibition on photovoltaic solar energy conversion, 6 -10 July 1998, Vienna, Austria pp. 191 – 193.

[36] Y.L.B. BOCANDE, A. CORREA, I. GAYE, M.L.SOW, G. SISSOKO "Bulk and surface parameters determination in high efficiency Si solar cells" Renewable Energy, vol 5, part III, pp. 1698-1700, 1994

[37] I. ZERBO, I.F. BARRO, B. MBOW, A. DIAO, F. ZOUGMORE, G. SISSOKO "Theoretical Study of Bifacial Silicon Solar Cell under Frequency Modulated White Light: Determination of Recombination Parameters" 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Paris, 7-11 June 2004, 258-261

[38] R. ANIL KUMAR, M. S. SURESH and J. NAGARAJU

"Measurement of AC Parameters of Gallium Arsenide (GaAs/Ge) Solar Cell by Impedance Spectroscopy" IEEE Transactions on Electron Devices Vol. 48, No.9, September 2001, 2177-2179

[39] D. CHENVIDHYA, K. KIRTIKARA, C. JIVACATE

"A new characterization method for solar cell dynamic impedance", Solar Energy Materials and Solar Cells 80 (2003) 459-464.

[40] D. CHENVIDHYA, KIRTIKARA, C. JIVACATE

"nonstationary effects at photovoltaic module characterization using pulsed solar simulator" Solar Energy Materials and Solar Cells 86 (2005) 243-251

[41] R. ANIL KUMAR

"Measurement of solar Cell AC parameters using Impedance Spectroscopy" A Thesis Submitted of the Degree of Master of Science in Faculty of Engineering. Department of Instrumentation Indian Institute of Science INDIAN January 2000

[42] R. KISHORE

"Accurate analytical expressions for the parameters of the single exponential model of the solar cells" Solid-State Electronics Vol. 32, No.6 (1989) pp 493-495

[43] N. BORDIN, L. KREININ, N. EISENBERG.

"Determination of recombination parameters of bifacial silicon cells with a two layer step-liked effect distribution in the base region" Proc.17th European PVSEC, (Munich, 2001) 1495-1498.

[44] THEODORE FOGELMAN/REGIS MONTLOIN.

"Installations photovoltaïques dans l'habitat isolé", C.Y. Chaudoreille-Edisud, Aix-en-Provence, 1983, pp.264.

[45] WILEY and SONS

"Solar Electricity" John University of Southampton UK. pp.228, 1994

[46] KEITH R. MCLNTOSH, CHRISTIANA B. HONSBERG, STUART R. WENHAM. "The impact of rear illumination on bifacial solar cells with floating junction passivation," in Proc. 15th EC PVSEC, 1998, pp. 1515–1518

[47] K. MISIAKOS, C. H. WANG, A. NEUGROSCHEL, AND F. A. LINDHOLM "Simultaneous extraction of minority-carrier transport parameters in crystalline semiconductors by lateral photocurrent" J.Appl. Phys. 67 (1), (1990) 321-333

[48] A. SCHNEIDER, C. GERHARDS, F. HUSTER, W. NEU, M. SPIEGEL, P. FATH, E. BUCHER, R.J.S. YOUNG, A.G. PRINCE, J.A. RABY, A.F. CAROLL. AL

"BSF for thin screen-printed multicrystalline Si Solar Cells". <u>Proc.17th European</u> <u>PVSEC</u>, (Munich,2001) pp 1768 – 1771.

[49] LE QUANG NAM

"Photopiles de haut rendement en silicium multicristallin", <u>Thèse de Doctorat</u>, Université Paris VII (1992).

[50] LINDA M. KOSCHIER, STUART R. WENHAM, MARK GROSS, TOM PUZZER, ALISTAIR B.

"Low temperature junction and back surface field formation for photovoltaic devices.2nd Word Conference and exhibition on photovoltaic Solar Energy Conversion" pp.1744-1747, (1998).

[51] K. MISIAKOS, C.H. WANG, A. NEUGROSCHEL, and F.A. LINDHOLM.

"Simultaneous Extraction of minority-carrier parameters in crystalline semiconductor by lateral photocurrent". J. Appl. Phys. 67 (1), (1990) pp 321 – 333.

[52] NICHIPORUK OLEKSIY

"Simulation, fabrication et analyse de cellules photovoltaïques à contacts arrières interdigités" <u>Thèse de doctorat</u>, 2005, pp.18-21, Lyon

[53] PHILIPE ROUX

"Théorie générale simplifiée des semi-conducteurs-jonction pn au silicium, effet transistor bipolaire"-© 2008.

[54] <u>http://pveducation.org/pvcdrom</u>

[55] G. SISSOKO, A. CORREREA, E. NAMENA, M. N. DIARRA, A. L. NDIAYE, A. ADJ: "Recombination parameters measurement in silicon double sided field solar cell"; <u>World</u> <u>Renewable Energy Congress (1998)</u>, pp 1856-59.

[56] J.N. HOLLENHORST, and G. HASNAIN.

"Frequency dependent hole diffusion in I_n GaAs double heterostructures" <u>Appl. Phys. Lett.</u> <u>Vol.67 (15)</u>, (1995) pp 2203 – 2205

[57] L. BOUSSE et AL.

"Investigation of carrier transport through silicon wafers by photocurrent measurements" <u>J.</u> <u>Appl. Phys. Vol.75 (8)</u>, (1994) pp 4000 – 4008

[58] F. AHMED AD S. GARG

International Centre for theoretical physics, Trieste, Italy Internal Report, Août 1986. J. Appl. Phys. Vol.66 (7), (1989) pp 3060 – 3065.

[59] JOSÉ FURLAN and SLAVKO AMON "Approximation of the carrier generation rate in illuminated silicon" <u>Solid state Electric</u>. Vol. 28, N° 12 pp.1241-1243

[60] A. MANDELIS

Coupled ac. Photocurrent and photothermal reflectance response theory of semiconducting pn junctions J. <u>Appl. Phys. Vol.66 (11)</u>, (1989) pp 5572 – 5583.

[61] G. SISSOKO, C. MUSEREKA, A. CORREREA, I. GAYE, A. L. NDIAYE "Light spectral effect on recombination parameters of silicon solar cell". Proc. <u>World</u> <u>Renewable Energy Congress</u> 15-21 June Denver- USA (1996), part III, pp 1487-1490

[62] R. ANIL KUMAR, M.S. SURESH AND J. NAGARAJU "IEEE Transactions on Electron Devices", Vol.48, No.9, September 2001.

[63] A. DIENG, L. OULD HABIBOULAHY, A. S. MAIGA, A. DIAO, G. SISSOKO "Impedance spectroscopy method applied to electrical parameters determination on bifacial silicon solar cell under magnetic field" Journal des sciences, volume 7, N° 3 pp48-52 (2007)

[64] CHIH HSIN WANG AND ARNOST NEUGROSCHEL

"Minority-carrier lifetime and surface recombination velocity measurement by frequency domain photoluminescence". IEEE. Transaction on electron devices Vol.38, N° 9(Sept)1987

[65] H. LY DIALLO, B. DIENG, I. LY, M.M. DIONE, M. NDIAYE, O.H. LEMRABOTT, Z.N. BAKO, A. WEREME AND G. SISSOKO

Determinations of the Recombination and Electrical Parameters of a Vertical Multijunction Silicon Solar Cell Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology 4(16); 2626-2631, 2012

[66] H. LY DIALLO, M. WADE, I. LY, M. NDIAYE, B. DIENG, O.H. LEMRABOTT, A.S. MAÏGA and G. SISSOKO

"1D Modeling of a 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, Engineering and Technology (4)1672-1676, 2012.

[67] H. BAYHAN, A. S. KAVASGLU

"admittance and impedance spectroscopy on Cu(InGa)Se₂ solar cells", Turk. J. Phys., 27 (2003), 529-535.

[68] GOKHAN SAHIN, MOUSTAPHA DIENG, MOHAMED ABDERRAHIM OULD EL MOUJTABA, MOUSSA IBRA NGOM, AMARY THIAM, GRÉGOIRE SISSOKO

"Capacitance of Vertical Parallel Junction Silicon Solar Cell under Monochromatic Modulated Illumination Journal of Applied Mathematics and Physics" 2015, 3, 1536-1543 Published online November 2015 in Scirp. http://www. Scirp.org/journal/jamp http://dx.doi.org/10.4236/jamp.2015.311178

[69] J. H. SCOFIELD

"effects of series resistance and inductance on solar cell admittance measurements", Solar Energy Materials and Solar Cells, 37 (2) 217-233 (May 1995)

[70] R. A. KUMAR, M. S. SURESH, and J. NAGARAJU

"measurement of AC parameters of Gallium Arsenide (GaAs /Ge) solar cell by impedance spectroscopy ", IEEE Transactions on electron devices, Vol. 48, No. 9, September 2001, 2177-2179.

[71] A DIENG, I. ZERBO, M. WADE, A. S. MAIGA and G. SISSOKO

"Three-dimensional study of a polycrystalline silicon solar cell: the influence of the applied magnetic field on the electrical parameters". Semicond. Sci. Technol. 26 (2011) 095023 (9pp)

[72] R. ANIL KUMAR, M.S. SURESH AND J. NAGARAJU IEEE

"Measurement of AC parameters of Gallium Arsenide (GaAs/Ge) solar cell by impedance spectroscopy", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.48, No.9, pp 2177-2179, September 2001.

[73] A. DIENG, L. OULD HABIBOULAHY, A. S. MAIGA, A. DIAO, G. SISSOKO, "Impedance spectroscopy method applied to electrical parameters determination on bifacial silicon solar cell under magnetic field" Journal des sciences, volume 7 N° 3 pp 48-52 (2007)

[74] I. GAYE, A. CORRÉA, B. BA, A. L. NDIAYE, E. NANÉMA, A. B. B. BA, M. ADJ A ND G. SISSOKO

"Impedance parameters determination of silicon solar cell using the one diode model in tran sient study". Renewable Energy, Vol 3, pp.1598-1601, 1996.

[75] D. CHENVIDHYA, K. KIRIKARA, C. JIVACATE "Solar Energy Materials and Solar Cells 86" (2005) 243-251

[76] D. CHENVIDHYA, K. KIRTIKARA, C. JIVACATE. "Solar Energy Materials and Solar Cells" 80(2003) 459-464

[77] LATHI, BHAGWANDAS PANNALAL "Signals, systems and controls" Intext Educational Publisher, New York, 1973-1974

[78] M. NDIAYE, Z. NOUHOU BAKO, I. ZERBO, A. DIENG, F. I. BARRO, G. SISSOKO ''détermination des paramètres électriques d'une photopile sous éclairement monochromatique en modulation de fréquence, à partir des diagrammes de Bode et de Nyquist, ''<u>J. Sci</u>. Vol. 8, N° 3 (2008) pp59–68.

[79] AMADOU DIAO, NDEYE THIAM, MARTIAL ZOUNGRANA, GOKHAN SAHIN, MOR NDIAYE, GRÉGOIRE SISSOKO

"Diffusion Coefficient in Silicon Solar Cell with Applied Magnetic Field and under Frequency: Electric Equivalent Circuits" <u>World Journal of Condensed Matter Physics</u>, 4, (2014), pp 84–92

[80] H. L. DIALLO, A. S. MAIGA, A. WEREME, G. SISSOKO

"New approach of both junction and back surface recombination velocity in a 3D modelling study of a polycrystalline silicon solar cell". Eur. Phys. J. Appl. Phys. 42, 203–211 (2008)

[81] DIONE, M.M., S. MBODJI, M.L. SAMB, M. DIENG, M. THIAME, S. NDOYE, F.I. BARRO AND G. SISSOKO

"Vertical Junction under Constant Multispectral Light: Determination of Recombination Parameters". Proceedings of the 24th

European Photovoltaic Solar Energy Conference, Hamburg, Germany, 465-469-1CV.4.14, 2009. Retrieved from: <u>http://www.eupvsec-proceedings.com</u>

[82] ANIL KUMAR, R

"Measurement of solar cell AC parameters using Impedance Spectroscopy" Solar Energy Materials and Solar Cells, pp.48-49

[83] S. MBODJ, I. LY, A. DIOUM, H. L. DIALLO, I.F. BARRO, G. SISSOKO Equivalent electric circuit of a bifacial solar cell in transient state under magnetic field" proceedings of the <u>21st European Photovoltaic Solar Energy Conference</u>, 4-8 Sept (2006), Dresden, Germany, pp.447-450

[84] H.L. DIALLO, A. S. MAIGA, A. WEREME and G. SISSOKO

"New approach of both junction and back surface recombination velocity in a 3D modeling study of a polycrystalline silicon solar cell" <u>Eur. Phys J. Appl. Phys</u>. 42, pp. 203-211 (2008)

[85] I. ZERBO, F.I. BARRO, B. MBOW, A. DIAO, F. ZOUGMORE, G. SISSOKO

"Theoretical Study of Bifacial Silicon Solar Cell Under Frequency Modulated White Light: Determination of Recombination Parameters". Proceedings of the 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference (2004), Poster 1AV.2.56, Paris, FRANCE.

[86] S. MADOUGOU, F. MADE, M. S. BOUKARY and G. SISSOKO "Advanced Materials Research" Vols. 18-19(2007) pp. 303-312 Online at: htt/www.scientific

[87] G. SISSOKO, S. SIVOTHTHANAM, M. RODOT, P. MIALHE

"Constant illumination-induced open circuit voltage decay (CIOCVD) method, as applied to high efficiency Si Solar cells for bulk and back surface characterization". 11th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition, poster 1B, 12-16 October, 1992, Montreux, Switzerland, pp.352-54

[88] H.L. DIALLO, A. SEÏDOU. MAIGA, A. WEREME, AND G. SISSOKO "New approach of both junction and back surface recombination velocities in a 3D modelling study of a polycrystalline silicon solar cell" Eur. Phys. J. Appl. Phys. 42, pp: 203–211, 2008.

[89] G. SISSOKO, B. DIENG, A. CORRÉA, M.ADJ, D. AZILINON "Silicon Solar cell space charge region width determination by a study in modeling". Renewable Energy, vol-3, pp.1852-1855-Elsevier Science Ltd, 0960-1481/98/# (2004).

[90] A. CUEVAS, A. LUQUE, J. EGUREN, J. DEL ALAMO "High Efficiency Bifacial Back Surface Field Solar Cells" Solar Cells, Vol. 3, n04, pp 337-340 1981

[91] J. EGUREN, J. DEL ALAMO, A. LUQUE

"Optimisation of p⁺ Doping Level of n⁺ p p⁺ bifacial BS.F. Olar Cells by Ion Implantation" Electron. Letters Vol.16, n° 16, pp.633-634, 1980.

[92] G. C. JAIN: S. N. SINGH" and R. KOTNALA

"Diffusion Length Determination $\ln n^+ p p^+$ Structure Based Silicon Solar Cells from the Intensity Dependence of the Short Circuit Current for Illumination from the p^+ Side" Solar Cells 8 239-48, 1983

[93] M. YA BAKIROV, R. S. MADATOV, M. YU MUSTAFAEVA. M. ALLAKHVERDIEV, R. B. GASYMOV "Bifacial Solar Cell" Geliotehnika. (Taskent) Coden GLOTTAY, pp 64-65 1987

[94] M. NDIAYE, Z. NOUHOU BAKO, I. ZERBO, A. DIENG, F. I. BARRO, G. SISSOKO "Détermination Des Paramètres Électriques D'une Photopile Sous Éclairement Monochromatique En Modulation De Fréquence, A Partir Des Diagrammes De Bode Et De Nyquist" Journal des sciences http::www.cadjds.org, vol.8, N°3(2008) pp.59-68

[95] R. J. WALTERS AND G. P.

Summers Space Radiation Effects in Advanced Solar Cell Materials and Devices Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 692.

[96]: A. CUEVAS, A. LUQUE, 1. EGUREN, J DEL ALAMO

"High Efficiency Bifacial Back Surface Field Solar Cells "Solar Cells, Vol. 3, n04, pp.337-340, 198]

[97]: 1. DEL ALAMO, 1. EGUREN, A. LUQUE "Operating Limits of Al-alloyed High-Low Junctions for B.S.F. Solar Cells" <u>Solid State</u> <u>Electron</u>. Vol 24, n°5, pp. 415-420, 1981

[98]:1. EGUREN, 1. DEL ALAMO, A. LUQUE

"Optimisation of p+ Doping Level of n+ p p+ bifacial B.S.F. Solar Cells By Ion Implantation" <u>Electron Letters</u> Vol. 16, n016, pp.633-634, 1980.

[99]: A. LUQUE, 1.M. RUIZ, A. CUEVAS, 1. EGUREN, 1. SANGRADOR 1.M. AGOST GOMEZ, G. SALA, J. DEL ALAMO

"Static Concentrated Array with Double Side Illuminated Solar Cell" <u>Energia Solare e Nuove</u> <u>Prospettive. Comples.</u>, Conferenza Intrenazionale., Milano, ITALIA, Vol. 1, pp 421-429 1980

[100]: G. C. JAIN, S. N. SINGH and R. KOTNALA

"Diffusion Length Determination in n+ p p+ Structure Based Silicon Solar Cells from the Intensity Dependence of the Short Circuit Current for Illumination from the p+ Side" Solar Cells 8 239-48, 1983

[101]: S. K. SHARMA, S. N. SINGH, B. C. CHAKRAVARTY and B. K. DAS "Determination of Minority Carrier Diffusion Length in p-Silicon Wafer By Photocurrent Generation Method" J. <u>App! Phys</u>. 60 (10) pp. 3550-52, 1986

[102]: M. YA BAKIROV, R. S. MADATOV, M. YU MUSTAFAEVA. M. ALLAKHVERDIEV, R B. GASYMOV "Bi facial Solar Cell" Geliotehnika (Taskent) Coden GLOTTAY, pp 64-65 1987

[103]: LE QUANG NAM AND M. ROOOT (DIR.)

"High Efficiency Solar Cells based on multicristalline Solar" <u>Thèse de Doctorat</u>, Université de Paris 07, 1992

[**104**]: ALAIN RICAUD 36

"Improvement of Silicon Solar Cells Efficiency with a Four Mirrors Configuration" Rapport, FRA. DA, 1984

[105]: DANIEL L. MELER., LEONG-MO HWANG AND ROBEL1 B. CAMPBELL "The Effect of Doping Density and Injection Level on Minority-Carrier Lifetime as Applied to Bifacial Dendritic Web Silicon Solar Cells" <u>I.E.E.E. Transactions 011 Electron Devices</u>, Vol. E.D.-35, n°l, pp. 70-79 January 1988.

[109]: G. SISSOKO, C. MUSERUKA, A. CORREA, 1. GAYE, A. L. NDIAYE

"Light Spectral Effect on Recombination Parameters of Silicon Solar Cell" Proc. 5th. World Renewable Energy Congress, p. 1487, 15-21 June Denver (U.S.A.) 1996

[106] I. MORA-SERO, G. GARCIA-BELMONTE, P. P. BOIX, M. A. VAZQUEZ AND J. BISQUERT

"Impedance spectroscopy characterization of highly efficient silicon solar cells under different light illumination intensities," Energy and Environmental Science, Vol.2, No.6, 2009, pp.678–686

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Dans ce document nous avons présenté l'étude en régime dynamique fréquentiel d'une photopile bifaciale sous éclairement monochromatique et sous irradiation.

Dans le premier chapitre, nous avons effectué une étude bibliographique qui fait ressortir les dégradations que subissent les photopiles exposées aux différentes radiations solaires. Les vitesses de recombinaison S_f et S_b d'une photopile bifaciale ont été présentées. L'effet du champ magnétique sur certains paramètres de recombinaison d'une photopile est présenté des techniques de caractérisation de l'impédance dynamique et des méthodes de détermination des résistances série, shunt et dynamique, ont également été présenté.

Dans le troisième et quatrième chapitre, dans les mêmes conditions d'études, nous avons tout d'abord étudié la densité de porteurs minoritaire en fonction de l'épaisseur de la base en faisant ressortir l'influence de quelques paramètres phénoménologiques tels que : la longueur d'onde, la pulsation et l'irradiation. De cette étude nous avons pu constater que ces paramètres ont un effet néfaste sur la génération des porteurs minoritaires. En suite de cette densité des porteurs minoritaires en excès, les expressions du photocourant, de la phototension et de la capacité de diffusion de la zone de charge d'espace, ont été aussi établies :

- L'étude du photocourant nous a permis de déterminer les vitesses de recombinaisons à la jonction et à la face arrière. Partant de ces vitesses de recombinaisons, et par l'intermédiaire des diagrammes de Bode et de Nyquist, des modèles électriques équivalant ont été donnés. Une méthode de détermination des paramètres électriques équivalents (Rs, Rsh, L, C) a également été élaborée.
- L'étude combinée de la densité du photocourant et de la phototension a conduit à l'étude de la caractéristique I-V, qui à son tour a permis de mettre en exergue l'ensemble des configurations électrique de notre cellule. Et par la suite, on a pu étudier les résistances série et shunt et la puissance électrique de notre photopile bifaciale.

Pour la plupart des grandeurs étudiées, nous avons fait ressortir non seulement l'effet de la longueur d'onde, de la pulsation et de l'énergie d'irradiation, mais aussi celui du coefficient de dommage et des vitesses de recombinaison à la jonction et en face arrière. En effet, l'augmentation de ces paramètres tend à augmenter les résistances séries et shunt alors que les autres grandeurs voient leurs amplitudes chuter. Il ressort que les dégradations causées dépendent bien sûr du coefficient de dommage qui les amplifie et de l'énergie d'irradiations ; pour l'énergie d'irradiation, il semble que son effet est surtout marqué au-delà d'un seuil d'environ 50MeV. À partir de ce seuil, les effets sont exacerbés. La variation de la vitesse de

recombinaison à la jonction a permis de montrer comment la photopile réagit pour pratiquement chaque point de fonctionnement. Les résultats obtenus ont également montré des fréquences de coupure ou des "knee points" qui mettent en évidence une certaine rupture de génération des porteurs minoritaires photogénérés dans la base. Ainsi, nous pouvons dire que la fréquence de modulation de l'éclairement (haute fréquence) diminue la qualité en agissant sur les propriétés intrinsèques de la photopile.

Comparativement, l'éclairement simultané des deux faces (avant et arrière) de la photopile bifaciale donne de meilleurs résultats c'est-à-dire on obtient une bonne amélioration des grandeurs électriques telles que le photocourant, la phototension, le photocourant de courtcircuit, la puissance et la capacité de diffusion de la photopile bifaciale par rapport à l'éclairement par la face arrière.

Dans cette étude, nous n'avons pas pris en compte la contribution de l'émetteur, une autre étude tenant compte de la contribution de l'émetteur et en fixant l'irradiation pourrait être envisagée pour la suite. On peut également poursuivre ce travail en régime statique ou dynamique transitoire sous éclairement polychromatique et inclure l'effet des joints de grains et de la vitesse de recombinaison aux joints de grains avec une étude tridimensionnelle.

ANNEXE MATHÉMATIQUE

A-EQUATION DE DIFFUSION DE PORTEURS DE CHARGES MINORITAIRES EN EXCES

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

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

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

Avec
$$\frac{1}{L\omega^2} = \frac{1}{L^2} \times (i\omega\tau + 1)$$
(3)

$$L^2 = \tau D \tag{4}$$

$$g(x) = \alpha I_0 (1 - R)(\eta e^{-\alpha x} + \varepsilon e^{-\alpha (H - x)})$$
⁽⁵⁾

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

$$\delta(x) = \operatorname{Ach}\left(\frac{x}{L_{w}}\right) + \operatorname{Bsh}\left(\frac{x}{L_{w}}\right) + \frac{\alpha I_{0}(1-R)L_{w}^{2}}{D(1-\alpha^{2}L_{w}^{2})} \left[\eta \cdot e^{-\alpha x} + \mathcal{E} \cdot e^{-\alpha (H-x)}\right]$$
(6)

Éclairement simultanée ($\eta = 1$; $\varepsilon = 1$)

Eclairement face arrière ($\eta = 0$; $\varepsilon = 1$)

Éclairement face avant ($\eta = 1$; $\varepsilon = 0$)

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

Conditions aux limites

 \checkmark à la jonction (x=0)

$$\frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \bigg|_{x=0} = S_f \cdot \frac{\delta(0)}{D}$$
(7)

 \checkmark à la face arrière (x=H)

$$\frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \bigg|_{x=H} = -S_B \cdot \frac{\delta(H)}{D}$$
(8)

B-ECLAIREMENT PAR LA FACE ARRIÈRE

En tenant compte des conditions d'éclairement et celles aux limites, nous obtenons la solution suivante.

$$\delta_2(x) = A_2 \operatorname{ch}\left(\frac{x}{L_w}\right) + B_2 \operatorname{sh}\left(\frac{x}{L_w}\right) + \frac{\alpha I_0(1-R)L_w^2}{D(1-\alpha^2 L_w^2)} e^{-\alpha \left(H-x\right)}$$
(9)

Avec A et B donner dans le tableau suivant

$$A_{2} = \frac{\alpha . I_{0} . (1-R) . L_{\omega}^{3} \left\{ -D . (\alpha . D+S_{B}) - (-\alpha . D+S_{F}) \left[D . \cosh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + L_{\omega} . S_{B} . \sinh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) \right] e^{-\alpha H} \right\}}{D . (1-\alpha^{2} . L^{2}) \left[L_{\omega} . D(S_{B}+S_{F}) . \cosh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + (D^{2}+S_{F} . S_{B} . L_{\omega}^{2}) \sinh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) \right]}$$
(10)

$$B_{2} = \frac{\alpha . I_{0} . (1-R) . L_{\omega}^{3} \left\{-L_{\omega} . S_{F}(\alpha . D+S_{B})+(-\alpha . D+S_{F})\right\} D. \sinh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + L_{\omega} . S_{B} . \cosh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) \right\} e^{-\alpha H}}{D. (1-\alpha^{2} . L_{\omega}^{2}) \left[L_{\omega} . D(S_{B}+S_{F}) . \cosh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + (D^{2}+S_{F} . S_{B} . L_{\omega}^{2}) \sinh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right)\right]}$$
(11)

B-1 calcule de la densité du photocourant

$$Jph_{2} = q.D.\frac{\partial_{2}\delta(x)}{\partial x}\Big|_{x=0}$$
⁽¹²⁾

Pour tout calcul fait, on trouve :

122

Annexe mathématique

$$Jph_{2} = \frac{q.\alpha.I_{o}.(1-R).L^{2}}{(1-\alpha^{2}.L^{2})} \cdot \left\{ \frac{\left| -L.S_{F}.(S_{B}+\alpha.D) + \left[L.\alpha.D(S_{B}+S_{F}) + .L.S_{B}.(S_{F}-\alpha.D)\right]\exp(-\alpha.H).\cosh\left(\frac{H}{L}\right) + \left[\alpha.(D^{2}+S_{F}.S_{B}.L^{2}) + D(S_{F}-\alpha.D)\right]\exp(-\alpha.H).\sinh\left(\frac{H}{L}\right)}{L.D(S_{F}+S_{B})\cosh\left(\frac{H}{L}\right) + (D^{2}+S_{F}.S_{B}.L^{2})\sinh\left(\frac{H}{L}\right)} \right\}$$
(13)

B-2 calcule de la densité du photocourant de court-circuit

$$Jph_2 \rightarrow Jph_{cc2}$$

Sf > 10⁵ cm.s⁻¹ (14)

$$Jph_{\alpha 2} = \frac{q.\alpha.I_{o}.(1-R)L^{2}}{(1-\alpha^{2}.L^{2})} \cdot \left\{ \frac{-L(\alpha D + S_{B}) + L(\alpha D + S_{B})\exp(-\alpha.H)ch\left(\frac{H}{L}\right) + \left\{ \left[(D + \alpha S_{B}.L^{2})\right]sh\left(\frac{H}{L}\right)\exp(-\alpha.H) \right\} \right\}}{L.D\cosh\left(\frac{H}{L}\right) + S_{B}L^{2}sh\left(\frac{H}{L}\right)} \right\}$$
(15)

B-3- phototension

$$Vph_2 = V_T . \ln[\frac{Nb}{n0^2} \cdot \delta_2(x=0) + 1]$$
(16)

Avec,

$$\delta_2(x=0) = A_2 + \frac{\alpha I_0(1-R)L_w^2}{D(1-\alpha^2 L_w^2)} e^{-\alpha H}$$
(17)

B-4- phototension de circuit ouvert

$$Vph_2 \to Vph_{co2} \tag{18}$$
$$Sf \to 0$$

$$V_{CO2} = V_T \cdot \ln[\frac{Nb}{n0^2} \cdot \delta_{CO2}(x=0) + 1]$$
(19)

Avec,
$$\delta_{CO2}(x=0) = A_{CO2} + \frac{\alpha I_0(1-R)L_w^2}{D(1-\alpha^2 L_w^2)}e^{-\alpha H}$$
 (20)

Où

$$A_{CO2} = \frac{\alpha . I_0 . (1-R) . L_{\omega}^{3} \left\{ D.(\alpha . D + S_B) - \alpha . D \left[D. \cosh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + L_{\omega} . S_B . \sinh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) \right] e^{-\alpha H} \right\}}{D.(\alpha^2 . L^2 - 1) \left[L_{\omega} . DS_B . \cosh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + D^2 \sinh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) \right]}$$
(21)

B-5- calcule de la capacité

$$C_2 = \frac{dQ_2}{dV_2} \tag{22}$$

Avec,
$$Q_2 = q \cdot \delta_2(x) \Big|_{x=0}$$
 et $V_2 = V_T \cdot \ln \left[1 + \frac{N_B}{n_i^2} \cdot \delta_2(x) \Big|_{x=0} \right]$ (23)

Tout calcul fait donne

$$C_{2} = \frac{q}{V_{T} \cdot N_{B}} \Big[n_{i}^{2} + Nb \cdot \delta_{2} (x = 0) \Big]$$
(24)

Avec,

$$\delta_2(x=0) = A_2 + \frac{\alpha I_0(1-R)L_w^2}{D(1-\alpha^2 L_w^2)} e^{-\alpha H}$$
(25)

B-6- calcul de la vitesse de recombinaison Sf à la jonction

Aux grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la face arrière $Sb \ge 10^5$ cm/s la densité de photocourant tend vers le courant de circuit ouvert. Ainsi, de l'équation (26) on tire l'expression de Sf :

$$\left[\frac{\partial J_2(Sf, Sb, \lambda, \omega, \kappa d, \phi)}{\partial Sb_2(\lambda, \omega, \kappa d, \phi)}\right]_{Sb \ge 10^5 \, cm/s} = 0$$
(26)

$$Sf_{2} = \frac{D}{L_{\omega}} \times \frac{sh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + L_{\omega}\alpha\left(e^{-\alpha H} - ch\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right)\right)}{L_{\omega}\alpha sh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) - ch\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + e^{-\alpha H}}$$
(27)

B-7- calcul de la vitesse de recombinaison Sb à la face arrière

Aux grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction $Sf \ge 10^5$ cm.s⁻¹ le photocourant tend vers le courant de court-circuit ainsi on de la relation suivante (28) on tire l'expression de Sb (29)

$$\left[\frac{\partial J_2(Sf, Sb, \lambda, \omega, \kappa l, \phi)}{\partial Sf_2(\lambda, \omega, \kappa l, \phi)}\right]_{Sf \ge 10^5 \, cm/s} = 0$$
(28)

$$Sb_{2} = D \times \frac{\left(sh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + L_{\omega}\alpha ch\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right)\right)e^{-\alpha H} - L_{\omega}\alpha}{\left(1 - ch\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + L_{\omega}\alpha \times sh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right)\right) \times e^{-\alpha H}L_{\omega}}$$
(29)

B-8-Calacule de résistance

B-8-1-Résistance série

En considérant le circuit série suivant, nous déterminons l'expression de la résistance série à l'expression (23)





Vphco2 : phototension assimilable à la phototension de circuit ouvert

Rs₂: résistance série

Jph₂: densité de photocourant

Vph₂: phototension

Rch : résistance de charge

En appliquant la loi des mailles, on obtient la relation suivante :

$$Vph_2(Sf) = Vph_{co2} - Rs_2 Jph_2(Sf)$$
(30)

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

$$Rs_2 = \frac{Vphco_2 - Vph_2(Sf)}{Jph_2(Sf)}$$
⁽³¹⁾

Où,

125

$$Vph_2 \to Vph_{co2}$$

$$Sf_2 \to 0$$
(32)

B-8-2-Résistance shunt

Le circuit de la figure suivante nous permet de déterminer l'expression de la résistance shunt



Figure 2 : Circuit électrique équivalent d'une photopile fonctionnant en court-circuit

Jphcc2 : densité de photocourant de court-circuit

Rsh2: résistance shunt

Jph2 : densité de photocourant

Vph2: phototension

Rch : résistance de charge

La loi à la maille (Rsh2, Vph2, Rsh2) appliquée à ce circuit permet d'écrire :

$$Vph_2 = Rsh_2 \times (Jphcc_2 - Jph_2) \tag{33}$$

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

$$Rsh_2 = \frac{Vph_2}{Jphcc_2 - Jph_2} \tag{34}$$

$$Jph_2 \rightarrow Jphcc_2$$

Sf > 10⁵ cm.s⁻¹ (35)

C-ECLAIREMENT SIMULTANÉ

La solution de l'équation de continuité (2) pour ce double éclairement peut se mettre sous la forme suivante :

$$\boldsymbol{\delta}_{3}(\boldsymbol{x}) = \mathbf{A}_{3} \mathbf{ch} \left(\frac{\boldsymbol{x}}{\mathbf{L}_{w}} \right) + \mathbf{B}_{3} \mathbf{sh} \left(\frac{\boldsymbol{x}}{\mathbf{L}_{w}} \right) + \frac{\alpha \mathbf{I}_{0}(1-\mathbf{R}) \mathbf{L}_{w}^{2}}{\mathbf{D}(1-\alpha^{2} \mathbf{L}_{w}^{2})} \left(e^{-\alpha \boldsymbol{x}} + e^{-\alpha \left(H - \boldsymbol{x} \right)} \right)$$
(36)

Avec,

126

Annexe mathématique

$$A_{3} = \frac{\alpha I_{0} \cdot (1-R) L_{\omega}^{3} \left\{ D(\alpha . D - S_{B}) e^{-\alpha H} - D(\alpha . D + S_{B}) - \left[(-\alpha . D + S_{F}) e^{-\alpha H} + (\alpha . D + S_{F}) \right]^{*} \left[D \cdot \operatorname{cosh}\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + L_{\omega} \cdot S_{B} \cdot \operatorname{sinh}\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) \right] \right\}}{D \cdot (1-\alpha^{2} \cdot L_{\omega}^{2}) \left[L_{\omega} \cdot D(S_{B} + S_{F}) \cdot \operatorname{cosh}\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + (D^{2} + S_{F} \cdot S_{B} \cdot L_{\omega}^{2}) \operatorname{sinh}\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) \right]}$$

$$(37)$$

$$B_{3} = \frac{\alpha I_{0} \cdot (1-R) L_{\omega}^{3} \left\{ L_{\omega} \cdot S_{F} \left[(\alpha \cdot D - S_{B}) e^{-\alpha H} - (\alpha \cdot D + S_{b}) \right] + \left[(-\alpha \cdot D + S_{F}) e^{-\alpha H} + (\alpha \cdot D + S_{F}) \right]^{*} \left[D \cdot \sinh \left(\frac{H}{L_{\omega}} \right) + L_{\omega} \cdot S_{B} \cdot \cosh \left(\frac{H}{L_{\omega}} \right) \right] \right\}}{D \cdot (1-\alpha^{2} \cdot L_{\omega}^{2}) \left[L_{\omega} \cdot D(S_{B} + S_{F}) \cdot \cosh \left(\frac{H}{L_{\omega}} \right) + (D^{2} + S_{F} \cdot S_{B} \cdot L_{\omega}^{2}) \sinh \left(\frac{H}{L_{\omega}} \right) \right]}$$
(38)

C-1 Calcule de la densité du photocourant

$$Jph_{3} = q.D.\frac{\partial_{3}\delta(x)}{\partial x}\Big|_{x=0}$$
⁽³⁹⁾

Pour tout calcul fait, on trouve :

$$Jph_{3} = \frac{qDB_{3}}{L} + \frac{q.\alpha^{2}.I_{o}.(1-R).L^{2}(\exp(-\alpha.H)-1)}{1-\alpha^{2}.L^{2}}$$
(40)

C-2 Calcule de la densité du photocourant de court-circuit

$$Jph_{3} \rightarrow Jph_{cc3}$$

$$Sf_{3} > 10^{5} cm.s^{-1}$$

$$(41)$$

$$Jph_{3} = \frac{qDB_{cc3}}{L} + \frac{q.\alpha^{2}.I_{o}.(1-R).L^{2}(\exp(-\alpha.H)-1)}{1-\alpha^{2}.L^{2}}$$
(42)

Avec

$$B_{3} = \frac{\alpha . I_{0} . (1-R) . L_{\omega}^{3} \left\{ L_{\omega} \left[(\alpha . D - S_{B}) e^{-\alpha H} - (\alpha . D + S_{b}) \right] + \left[(e^{-\alpha H} + 1 \left[D. \sinh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + L_{\omega} . S_{B} . \cosh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) \right] \right\}}{D. (1-\alpha^{2} . L_{\omega}^{2}) \left[L_{\omega} . D. \cosh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + S_{B} . L_{\omega}^{2} \sinh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) \right]}$$
(43)

C-3- Phototension

$$Vph_3 = V_T \cdot \ln[\frac{Nb}{n0^2} \cdot \delta_3(x=0) + 1]$$
 (44)

Avec,
$$\delta_3(x = 0) = A_3 + \frac{\alpha I_0 (1 - R) L_w^2}{D(1 - \alpha^2 L_w^2)} (1 + e^{-\alpha H})$$
 (45)
C-4- Phototension de circuit ouvert

$$Vph_{3} \rightarrow Vph_{co3} \tag{46}$$

$$Sf \rightarrow 0$$

$$V_{CO2} = V_T \cdot \ln[\frac{Nb}{n0^2} \cdot \delta_{CO2}(x=0) + 1]$$
(47)

Avec,

$$\delta_{\rm CO3}({\rm x}=0) = A_{\rm CO3} + \frac{\alpha I_0(1-R) L_w^2}{D(1-\alpha^2 L_w^2)} (1+e^{-\alpha H})$$
(48)

Où

$$A_{CO3} = \frac{\alpha . I_0 . (1-R) . L_{\omega}^{3} \left\{ D \cdot \left[(\alpha . D - S_B) e^{-\alpha H} - (\alpha . D + Sb \right] - \alpha . D \left(1 - e^{-\alpha H} \right) D \cdot \cosh \left(\frac{H}{L_{\omega}} \right) + L_{\omega} . S_B \cdot \sinh \left(\frac{H}{L_{\omega}} \right) \right] \right\}}{D \cdot (1 - \alpha^2 . L^2) \left[L_{\omega} . DS_B \cdot \cosh \left(\frac{H}{L_{\omega}} \right) + D^2 \sinh \left(\frac{H}{L_{\omega}} \right) \right]}$$
(49)

C-5- Calcul de la capacité

$$C_3 = \frac{dQ_3}{dV_3} \tag{50}$$

avec
$$Q_3 = q.\delta_3(x)|_{x=0}$$
 et $V_3 = V_T.\ln\left[1 + \frac{N_B}{n_i^2}.\delta_3(x)|_{x=0}\right]$ (51)

Tout calcul fait donne :

$$C_{3} = \frac{q}{V_{T} \cdot N_{B}} \left[n_{i}^{2} + Nb \cdot \delta_{3} (x = 0) \right]$$
(52)

Avec
$$\delta_3(x=0) = A_3 + \frac{\alpha I_0(1-R)L_w^2}{D(1-\alpha^2 L_w^2)} (1+e^{-\alpha H})$$
 (53)

C-6- calcul de la vitesse de recombinaison Sf à la jonction

Aux grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la face arrière $Sb \ge 10^5$ cm/s la densité de photocourant tend vers le courant de circuit ouvert. Ainsi, de l'équation (54) on tire l'expression de Sf :

Annexe mathématique

$$\left[\frac{\partial J_3(Sf, Sb, \lambda, \omega, \kappa d, \phi)}{\partial Sb_3(\lambda, \omega, \kappa d, \phi)}\right]_{Sb \ge 10^5 cm/s} = 0$$
(54)

$$Sf_{3} = \frac{D}{L_{\omega}} \times \frac{\left[sh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) \cdot (1 + e^{-\alpha H}) - L_{\omega}\alpha \cdot (1 - e^{-\alpha H}) \cdot (1 + ch\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right))\right]}{L_{\omega} \cdot \alpha \cdot (1 - e^{-\alpha H}) \cdot sh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right) + (1 + e^{-\alpha H}) \cdot (1 - ch\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right))}$$
(55)

C-7- calcul de la vitesse de recombinaison Sb à la face arrière

Aux grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction $Sf \ge 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ le photocourant tend vers le courant de court-circuit. Ainsi, de l'équation (56) on tire l'expression de Sf:.

$$\left[\frac{\partial J_3(Sf, Sb, \lambda, \omega, \kappa l, \phi)}{\partial Sf_3(\lambda, \omega, \kappa l, \phi)}\right]_{Sf \ge 10^5 \, cm/s} = 0$$
(56)

$$Sb_{3} = \frac{D}{L_{\omega}} \times \frac{\left[L_{\omega}\alpha\left(1 + ch\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right)\right) + sh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right)\right] \cdot \left(e^{-\alpha H}\right) - L_{\omega}\alpha \cdot \left[\left(1 + ch\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right)\right) + sh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right)\right]}{\left[\left(1 - ch\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right)\right) - L_{\omega} \cdot \alpha \cdot sh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right)\right]}e^{-\alpha H} + L_{\omega} \cdot \left[\left(1 - ch\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right)\right) + L_{\omega} \cdot \alpha \cdot sh\left(\frac{H}{L_{\omega}}\right)\right]}$$
(57)

C-8-Calacule de résistance

C-8-1-Résistance série

En procédant de la même façon qu'on a fait sur l'éclairement par la face arrière (paragraphe B-8-1), on obtient l'expression de la résistance série donnée par l'expression suivante.

$$Rs_{3} = \frac{Vphco_{3} - Vph_{3}(Sf)}{Jph_{3}(Sf)}$$
(59)

C-8-2-Résistance Shunt

La résistance shunt est déterminée de la même façon que lors l'éclairement par la face arrière (paragraphe B-8-2), et elle est donnée par l'expression suivante :

$$Rsh_3 = \frac{Vph_3}{Jphcc_3 - Jph_3} \tag{60}$$

UNIVERSITE CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR



ÉCOLE DOCTORALE PHYSIQUE, CHIMIE, SCIENCES DE LA TERRE, DE L'UNIVERS ET DE L'INGENIEUR (ED-PCSTUI) FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Année : 2017

N° d'ordre : 36

UCAD

THÈSE DE DOCTORAT UNIQUE Spécialité : ÉNERGIE SOLAIRE, MATÉRIAUX ET SYSTÈMES Présentée par MOUHAMADOU MOUSLIOU DIALLO

Titre : « ÉTUDE, EN MODULATION DE FRÉQUENCE, DES PARAMÈTRES ÉLECTRIQUES ET DES VITESSES DE RECOMBINAISONS SURFACIQUES DANS LA PHOTOPILE BIFACIALE AU SILICIUM SOUS ÉCLAIREMENT MONOCHROMATIQUE ET SOUS IRRADIATION > >

Soutenue publiquement le 04 / 02 / 2017 devant le jury composé de :				
dent	Grégoire SISSOKO	PROFESSEUR TITULAIRE	FST/	
	Issa DIAGNE	PROFESSEUR ASSIMILÉ	FST/	
			DDT	

	Issa DIAGNE	PROFESSEUR ASSIMILE	FST/UCAD
Rapporteurs	Mamadou WADE	PROFESSEUR ASSIMILÉ	EPT/Thiès
	Moustapha DIENG	PROFESSEUR TITULAIRE	FST/UCAD
Membres	Mamadou Lamine SAMB	PROFESSEUR ASSIMILÉ	Univ. /Thiès
	NDEYE THIAM	MAITRE DE CONFERENCES ASSIMILÉE	EPT/Thiès
	Ibrahima LY	PROFESSEUR ASSIMILÉ	EPT/Thiès
Directeur de thèse	Séni TAMBA	PROFESSEUR ASSIMILÉ	EPT/Thiès

<u>RÉSUME</u> :

Prési

Une étude bibliographique, portant sur l'impact de l'irradiation sur différents types de cellules solaires, sur des techniques de détermination de quelques paramètres électriques et de recombinaison (S_f et S_b) d'une photopile bifaciale sous l'effet du champ magnétique et du taux de dopage, a été présentée.

L'étude théorique de la photopile bifaciale en régime dynamique fréquentiel sous éclairement monochromatique et sous irradiation est proposée. L'influence de la longueur d'onde, de la fréquence de modulation et de l'irradiation sur la densité de porteurs de charge et sur quelques paramètres électriques et de recombinaisons de la photopile bifaciale est étudiée. Des modèles électriques équivalents déduits des diagrammes de NYQUIST et de BODE relatifs aux vitesses de recombinaisons (Sf et Sb) sont également proposés.

Mots clés :

Photopile bifaciale au silicium – régime dynamique fréquentiel – irradiation – coefficient de dommage – longueur d'onde – coefficient de diffusion –Vitesse de recombinaison – résistances série et shunt.