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 : 38

THÈSE DE DOCTORAT UNIQUE

Spécialité : ÉNERGIE SOLAIRE, MATÉRIAUX ET SYSTÈME

Présenté par

M. RICHARD MANE

Titre : « ÉTUDE EN REGIME STATIQUE, SOUS CHAMP MAGNETIQUE ET TEMPERATURE D'UNE PHOTOPILE MONOFACIALE AU SILICIUM CRISTALLIN SOUS ECLAIREMENT POLYCHROMATIQUE ››

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

Président	**Grégoire SISSOKO**	**professeur titulaire**	**FST/UCAD**
Rapporteurs	**Moustapha DIENG**	**Professeur titulaire**	**FST/UCAD**
	Khalyl TALL	**Maître de conférences**	**ESP/UCAD**
Membres	**Mamadou WADE**	**Maître de conférences**	**EPT/Thiès**
	Ibrahima LY	**Maître de conférences**	**EPT/Thiès**
	Marcel Sitor DIOUF	**Docteur**	**FST/UCAD**
Directeur de Thèse	**Seni TAMBA**	**Maitre de conférences**	**EPT/Thiès**

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 : 38

THÈSE DE DOCTORAT UNIQUE

Spécialité : ÉNERGIE SOLAIRE, MATÉRIAUX ET SYSTÈME

Présenté par

M. RICHARD MANE

Titre : « ÉTUDE EN REGIME STATIQUE, SOUS CHAMP MAGNETIQUE ET TEMPERATURE D'UNE PHOTOPILE MONOFACIALE AU SILICIUM CRISTALLIN SOUS ECLAIREMENT POLYCHROMATIQUE ››

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

Président	**Grégoire SISSOKO**	**professeur titulaire**	**FST/UCAD**
Rapporteurs	**Moustapha DIENG**	**Professeur titulaire**	**FST/UCAD**
	Khalyl TALL	**Maître de conférences**	**ESP/UCAD**
Membres	**Mamadou WADE**	**Maître de conférences**	**EPT/Thiès**
	Ibrahima LY	**Maître de conférences**	**EPT/Thiès**
	Marcel Sitor DIOUF	**Docteur**	**FST/UCAD**
Directeur de Thèse	**Seni TAMBA**	**Maitre de conférences**	**EPT/Thiès**

DEDICACES

Etant le début et la fin de toutes bonnes choses, je rends grâce à DIEU, par son Fils CHRIST-JESUS, pour ce travail qu'il m'a permis d'accomplir.

Je dédie ce travail à :

- ✓ mon père : Benoit MANE
- ✓ ma mère : Angélique BOUCAL
- ✓ mes oncles, plus particulièrement Benjamin BOUCAL et sa femme Emilie DEMBA
- ✓ mes tantes : Antoinette BOUCAL, Marie Isidore MINGOU
- ✓ mes frères et sœurs
- ✓ ma promise Marie Ange DIAMACOUNE
- ✓ mes cousins et cousines, plus spécialement, Pierre Célestin BOUCAL, Anicio BARAYE, Dr Jacques Philippe MANDIONE, Bienvenu Mathurin MANDIONE, Rosario Antonio MANGOU, Jean Eudes MANDIAMY.
- ✓ Tous (tes) ceux (celles) qui, de près ou de loin, m'ont soutenu tout au long de mon cursus élémentaire jusqu'au cursus universitaire.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier l'ensemble des membres du Jury: **Moustapha DIENG**, Professeur Titulaire FST/UCAD; **Khalyl TALL** Maitre de Conférence ESP/UCAD; **Mamadou WADE** Maitre de Conférence EPT/Thiès ; **Ibrahima LY** Maitre de Conférence EPT/Thiès; **Marcel Sitor DIOUF**, Dr Unique ; de m'avoir fait l'honneur de faire partie du jury et d'évaluer mes travaux.

Je remercie tout particulièrement :

- ✓ **GREGOIRE SISSOKO** Professeur Titulaire FST/UCAD, d'avoir accepté de présider ce travail. Toujours dans le bon 'timing', vous avez toujours porté votre attention aux étudiants. Que deviendra le GIRER (Groupe International de Recherches des Energies Renouvelable) sans vous ?

- ✓ **SENI TAMBA** Maitre de Conférence FPT/Thiès, d'avoir encadré cette Thèse. Vous avez accordé une attention toute particulière à mon travail, et m'avez donné des conseils, fait des remarques et des corrections qui étaient pleins de bon sens, de logique et de pertinence. Merci

- ✓ **MOR NDIAYE;** Assistant FST/UCAD. Vous avez toujours été disponible à nos innombrables sollicitations. De part votre abnégation dans le travail, votre courage, votre volonté de faire toujours mieux, j'ai pu bénéficier de votre apport inégalable dans l'accomplissement de ce travail. Je ne cesserai jamais de vous remercier pour tout ce que vous avez fait pour l'ensemble de l'équipe que nous formons. Que Dieu se souvienne de vos bonnes œuvres au jour de la rétribution.

Mes remerciements vont aussi droit à mes collègues, étudiants au Département de Physique. Votre franche collaboration fut un élément central dans l'élaboration de ce travail. Restez toujours enthousiastes et que chacun d'entre vous se sente sincèrement concerné par mes humbles remerciements.

Sommaire

LISTES DES FIGURES iv

NOMENCLATURE viii

LISTES DES TABLEAUX x

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE SUR LE COEFFICIENT DE DIFFUSION xi

INTRODUCTION GENERALE 1

I.1 INTRODUCTION 3

I.2 Coefficient de diffusion en fonction de la fréquence 3

I.3 Coefficient de diffusion en fonction de la fréquence et du taux de dopage 3

I.4 Coefficient de diffusion en fonction du champ magnétique et de la fréquence 4

I.4.1 Expression et profil du coefficient de diffusion 4

I.4.2 Diagramme de Bode du coefficient de diffusion 7

I.4.3 Diagramme de Nyquist du coefficient de diffusion 8

I.4.4 Modèle électrique équivalent du coefficient de diffusion 9

I.5 Coefficient de diffusion en fonction de la fréquence, du coefficient de dommage et de l'énergie d'irradiation 12

I.5.1 Profil du coefficient de diffusion en fonction de la fréquence 13

I.5.2 Profil du coefficient de diffusion en fonction de l'énergie d'irradiation 13

I.5.3 Modèle électrique équivalent du coefficient de diffusion. 14

I.6 Coefficient de diffusion en fonction de la fréquence, du champ magnétique, de la taille de grain et de la vitesse de recombinaison à la jonction. 15

I.7 Coefficient de diffusion thermique en fonction de la pulsation 17

I.8 Coefficient de diffusion en fonction du taux de dopage 18

I.9 Coefficient de diffusion en fonction du champ magnétique 19

I.10 Coefficient de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison aux joins de grains et de la taille de grain 20

I.11 Coefficient de diffusion en fonction du champ électrique et du taux de dopage 22

I.12 Effet du rapport non-linéaire du coefficient diffusion-mobilité dans la modélisation du transistor MESFET GaAs 22

I.13 Coefficient de diffusion en fonction de la température 23

I.14 Coefficient de diffusion en fonction de la température 24

I.15 CONCLUSION 24

CHAPITRE II : ETUDE DU COEFFICIENT DE DIFFUSION SOUS CHAMP MAGNETIQUE APPLIQUE ET DE LA TEMPERATURE 26

II.1 INTRODUCTION 27

II.2 DESCRIPTION ET PRESENTATION D'UNE PHOTOPILE MONOFACIALE AU SILICUM CRISTALLIN 27

II.3 ETUDE DU COEFFICIENT DE DIFFUSION 28

II.3.1 Effet de la température optimale 29

III.3.2 Effet du champ magnétique 37

II.4 CONCLUSION 38

CHAPITRE III : ETUDE DES EQUATIONS DE CONTINUITE ET DES VITESSES DE RECOMBINAISON INTRINSEQUE 40

III.1 INTRODUCTION 41

III.2 EQUATION DE CONTINUITE 41

III.2.1 Solution de l'équation de continuité 42

III.2.2 Conditions aux limites 42

III.3 Etude de la densité de porteurs minoritaires en excès dans la profondeur x 43

III.3.1 Effet de la température optimale 43

III.3.2 Effet du champ magnétique 44

III.4 Etude de la densité de photocourant 46

III.4.1 Effet de la température optimale 46

III.4.2 Effet du champ magnétique 47

III.5 Photocourant de court-circuit 48

III.5.1 Effet de la température optimale 49

III.5.2 Effet du champ magnétique 49

III.6 PHOTOTENSION 50

III.6.1 Effet de la température optimale 51

III.6.2 Effet du champ magnétique 52

III.7 Etude de la phototension de circuit-ouvert 52

Effet de la température optimale .... **Erreur ! Signet non défini.**

III.8 Vitesses de recombinaisons intrinsèques 53

III.8.1 Vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction Sf_0 53

III.8.1.1 Effet de la température 54

III.8.1.2. Effet de la température optimale 55

III.8.1.3 Effet du champ magnétique 56

III.8.2 Vitesse de recombinaison intrinsèque à la face arrière Sb 57

III.8.2.1 Effet de la température 57

III.8.2.2 Effet de la température optimale 59

III.8.2.3 Effet du champ magnétique 60

III.9 CONCLUSION 60

CHAPITRE IV : ETUDE DE LA CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION ET DETERMINATION DES PARAMETRES ELECTRIQUES 62

IV.1 INTRODUCTION 63

IV.2 CARACTERISTIQUE I-V 63

IV.3 RESISTANCE SERIE 64

IV.3.1 Détermination de la résistance série 64

IV.3.2 Effet de la température optimale 65

IV.3.3 Effet du champ magnétique 66

IV.4 RESISTANCE SHUNT 66

IV.4.1 Détermination de la résistance shunt 66

IV.4.2 Effet de la température optimale....67

IV.4.3 Effet du champ magnétique....68

IV.5 CAPACITE DE DIFFUSION....69

IV.5.1 Effet de la température optimale....69

IV.5.2 Effet du champ magnétique....70

IV.6 CONCLUSION....71

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES....72

LISTES DES FIGURES

Figure I-1 : Module du coefficient de diffusion en fonction du logarithme de la fréquence pour différentes intensités du champ magnétique......5

Figure I-2 : Module du coefficient de diffusion en fonction du logarithme de la fréquence pour différentes intensités du champ magnétique......6

Figure I-3 : Logarithme du module du coefficient de diffusion en fonction du logarithme de la fréquence pour différentes valeurs du champ magnétique 7

Figure I-4 : Phase du coefficient de diffusion en fonction du logarithme de la fréquence pour différentes valeurs du champ magnétique 8

Figure I-5 : Partie réelle en fonction de la partie imaginaire du coefficient de diffusion D* 9

Figure I-6 : Circuit électrique équivalent du coefficient de diffusion D* sans champ magnétique applique B = 0 T......10

Figure I-7 : Circuit électrique équivalent du coefficient de diffusion D* avec champ magnétique applique $B = 10^{-6}$ T. 10

Figure I-8: Circuit électrique équivalent du coefficient de diffusion D* avec champ magnétique applique $B = 10^{-4}$ T. 11

Figure I- 9: Coefficient de diffusion en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation pour $Kl=10cm^{-2}$ /MeV. 13

Figure I-10 : Coefficient de diffusion en fonction du flux d'irradiation pour différentes fréquences pour $Kl=10cm^{-2}$ /MeV. 14

Figure I-11 : Schéma électrique équivalent du coefficient de diffusion pour une énergie d'irradiation donnée. 14

Figure I-12 : Représente le profil du coefficient de diffusion effective en fonction de la fréquence pour différents champs magnétiques......16

Figure I-13: Profil du logarithme du coefficient de diffusion effective en fonction du logarithme de la taille de grain pour différentes valeurs de la fréquence et du champ magnétique......16

Figure I-14 : Module du coefficient de diffusion thermique en fonction de la pulsation.........17

Figure I-15 : Profil du coefficient de diffusion des porteurs minoritaires en fonction du taux de dopage. 19

Figure I-16 : Profil du coefficient de diffusion en fonction de Log (B) pour les données : μ=1500 cm^2 :$V.S^{-1}$ D=26 cm^2/s 20

Figure I- 17 : Profil du logarithme du coefficient de diffusion effective en fonction du logarithme de la taille de grains. 21

Figure I-18: Variation du coefficient de diffusion en fonction de champ électrique....................23

Figure II-1 : Schéma de la photopile monofaciale sous champ magnétique appliqué et de la température. 27

Figure II-2 : Profil du coefficient de diffusion en fonction de la température pour différentes valeurs du champ magnétique....................29

Figure II-3 : Maxima du coefficient de diffusion en fonction de la température optimale 31

Figure II-4 : Logarithme des maxima du coefficient de diffusion en fonction de la température optimale. 32

Figure II-5 : Profil des maxima du coefficient de diffusion en fonction de la température optimale obtenu par la méthode analytique 35

Figure II-6 : Profil du logarithme du coefficient de diffusion maximal en fonction du logarithme de la température optimale 36

IFigure II-7 : Logarithme des maxima du coefficient de diffusion en fonction du logarithme de la température optimale....................37

Figure II-8 : Coefficient de diffusion en fonction du logarithme du champ magnétique pour différentes températures. 38

Figure III-1 : Densité des porteurs de charge minoritaires en excès en fonction de la profondeur dans la base pour différentes températures optimales. Sf=6.10^6 cm/s ; 43

Figure III-2 : Densité des porteurs de charge minoritaires en excès en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la température optimale. Sf=10 cm/s; 44

Figure III-3 : Densité de porteurs de charge minoritaires en excès en fonction de la température pour différentes valeurs du champ magnétique Sf=10 cm/s ; x=0,0001cm 45

Figure III-4 : Densité de porteurs minoritaires en fonction du champ magnétique pour différentes valeurs du champ magnétique Sf=6.10^6 cm/s, x=0,0086cm....................45

Figure III-5: Densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la température optimale Sf(m)=m.10^m cm/s 47

Figure III-6 : Densité de photocourant en fonction de la température pour différentes valeurs du champ magnétique Sf= 4.10^4 cm/s 48

Figure III-7: Photocourant de court-circuit en fonction du logarithme du champ magnétique pour différentes valeurs de la température optimale....49
Figure III-8: Photocourant de court-circuit en fonction de la température pour différentes valeurs du champ magnétique....50
Figure III-9: Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la température optimale....51
Figure III-10 Phototension en fonction du champ magnétique T=255K ; Sf=3.10^3 cm/s....52
Figure III-11: Phototension de circuit-ouvert en fonction du champ magnétique pour différentes valeurs de la température optimale....53
Figure III-12 : Vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction en fonction de la température en absence du champ magnétique III-12-a et en présence du champ magnétique (B=3.10^{-4}T) III-12-b....54
Figure III-13: Vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction en fonction du logarithme du champ magnétique pour différentes valeurs de la température optimale....55
Figure III-14 : Vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction en fonction de la température pour différents valeurs du champ magnétique....56
Figure III-15 : Vitesse de recombinaison à la face arrière en fonction de la température en absence du champ magnétique III-15-b et en présence du champ magnétique III-15-a....58
Figure III-16: Vitesse de recombinaison à la face arrière en fonction du logarithme du champ magnétique pour différentes valeurs de la température optimale....59
Figure III-17 :Vitesse de recombinaison à la face arrière en fonction de la température pour différentes vleurs du champ magnétique....60
Figure IV-1: Caractéristique courant- tension pour différentes valeurs de la température optimale....63
Figure IV-2 : La caractéristique courant-tension....64
Figure IV-3 : Equivalent électrique....64
Figure IV-4 : Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la température optimale....65
Figure IV-5: Résistance série en fonction du logarithme du champ magnétique, Sf=10cm/s..66
Figure IV-6 Caractéristique courant-tension de la photopile monofaciale....67
Figure IV-7: Circuit équivalent de la photopile chargée par une très faible résistance....67
Figure IV-8 : La résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la température optimale....68

Figure IV-9 : Résistance shunt en fonction de la température pour différentes valeurs du champ magnétique ; $Sf=6.10^6$ cm/s ; T= 255K 69

Figure IV-10 : La capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction $Sf(m)=m.10^m$ cm/s pour différentes valeurs de la température optimale 70

Figure IV-11 : Capacité de diffusion en fonction du champ magnétique $Sf=3.10^3$ cm/s, T=335 K..71

NOMENCLATURE

Symboles	désignations	unités
D (kl,ϕ_p)	Coefficient de diffusion en présence de l'irradiation	($cm^2.s^{-1}$)
G(z)	Taux de génération	($cm^{-3}.s^{-1}$)
$a_{i,\,bi}$	Coefficient dans l'expression du taux de génération	
L_0	Longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans la base en l'absence de pulsation et d'irradiation.	(cm)
L_ϕ	Longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans la base	(cm)
R_p	Résistance parallèle	
D* (B, T)	Coefficient de diffusion sous champ magnétique et de la température	($cm^2.s^{-1}$)
L*(B,T)	Longueur de diffusion sous champ magnétique et de la température	(cm)
Nb	Taux de dopage	(cm^{-3})
Sgb	Vitesse de recombinaison aux joints de grains	(cm/s)
ωc(B)	Fréquence cyclotronique	
C	Capacité de diffusion	(F/cm^3)
R_{Sh}	Résistance shunt	($\Omega.cm^2$)
$\sigma(\omega)$	Coefficient de diffusion thermique	($rad.cm^2/s$)
R_s	Résistance série	($\Omega.cm^2$)
B	Champ magnétique	Tesla
T	Température	K
ω	Pulsation	
K_b	Constante de Boltzmann	(J/°K)
C_k et C_j	Solutions des équations transcendantes	($rad.s^{-1}$)
δ(x, y, z)	Densité de porteurs	(cm^{-3})
kl	Coefficient de dommage	(cm^{-2}/MeV)
μ	Mobilité des porteurs minoritaires	cm^2:V.S$^-$
ϕ_p	Irradiation	(MeV)

f	Fréquence d'excitation	(Hz)
V_{ph}	Phototension	(v)
J_{ph}	Densité de photocourant	(A/cm^2)
Sf	Vitesse de recombinaison à la jonction	(cm/s)
Sf_o	Vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction	(cm/s)
Sb_0	Vitesse de recombinaison intrinsèque à la face arrière	(cm/s)
$T_{op}(B)$	Température optimale	K
x	Profondeur de la base	(cm)
J_{cc}	Photocourant de court-circuit	(A/cm^2)
V_{co}	Phototension de circuit-ouvert	(V)
τ	Durée de vie des porteurs minoritaires	(s)
A_1 et B_1	Coefficient dans l'expression de la densité de porteurs	
n_i	Densité intrinsèque de porteurs	(cm^{-3})
K_i	Coefficient dans l'expression de la densité des porteurs minoritaires de charge	
q	Charge de l'électron	(C)
L	Inductance	(H)

LISTES DES TABLEAUX

Tableau I-1 : Représente les paramètres électriques et intrinsèques du coefficient de diffusion D*...11

Tableau I-2 : Paramètres électriques et intrinsèques du coefficient de diffusion. 15

Tableau II-1 : Maxima du coefficient de diffusion et la température optimale pour un champ magnétique donné obtenu par la méthode graphique. 31

Tableau II-2 : Logarithme des maxima du coefficient de diffusion et du logarithme de la température optimale pour un champ magnétique donné obtenu par la méthode graphique. ..32

Tableau II-3 : Maxima du coefficient de diffusion et la de la température optimale pour un champ magnétique donné obtenu par la méthode analytique...34

Tableau II-4 : Logarithme des maxima du coefficient de diffusion et de la température optimale obtenu analytiquement...35

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE SUR LE COEFFICIENT DE DIFFUSION

INTRODUCTION GENERALE

L'instabilité et l'augmentation des marchés du pétrole et de ses dérivés, amène le monde à chercher d'autres sources d'énergie pour assurer l'indépendance énergétique. L'énergie photovoltaïque en est une. Cependant, son rendement reste faible. Le rendement de la photopile dépend de la nature du semi-conducteur, du processus, des techniques de fabrication et des conditions de fonctionnement.

Les photopiles ont connu de nombreuses évolutions dans leurs structures, depuis les photopiles conventionnelles jusqu'aux photopiles bifaciales pouvant être éclairées par les deux faces.

Pour améliorer le rendement, plusieurs techniques de caractérisation du matériau semi-conducteur ont été proposées. Parmi les paramètres les plus importants des différentes techniques de caractérisation, on peut noter le coefficient de diffusion **[1, 2, 3]** des porteurs minoritaires.

Le coefficient de diffusion influe par conséquent sur la détermination des paramètres de recombinaison (en surface et interface !), selon le régime de fonctionnement (statique, dynamique fréquentiel et transitoire) et selon le modèle d'étude en une dimension (1D) ou en trois dimensions (3D) de la photopile.

En régime statique, les études de courant Iph(Sf, Sb,$\alpha(\lambda)$), de la phototension, de la caractéristique courant-tension conduisant à la détermination des paramètres macroscopiques comme la résistance série, la résistance shunt et la capacité de diffusion.

En régime fréquentiel, signalons les études de la vitesse de recombinaison à la face arrière et de la vitesse de recombinaison à la jonction, diagramme de Bode et de Niquyst, conduisant à des modèles équivalents électriques des surfaces, avec effet du champ magnétique, du champ électrique, de l'irradiation, de la taille de grain, de la vitesse de recombinaison aux joints de grains et de la longueur d'onde.

Quand une cellule solaire est éclairée, il se produit un processus de génération, de diffusion de paires électron-trou de la base vers la jonction. Ces porteurs photogénérés sont soumis à plusieurs processus de recombinaison lors de leur diffusion au sein de la photopile; ces phénomènes de recombinaison réduisent la collecte des porteurs de charge et par conséquent le rendement de la cellule solaire. En conséquence, de nombreuses études ont été menées sur les paramètres de recombinaison en régime statique [**4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15**] en régime transitoire [**16, 17, 18**] et en régime fréquentiel [**19, 20, 3**].

En dehors de ces facteurs internes (paramètres électroniques), certains facteurs externes comme le champ magnétique **[21, 22, 23, 24, 25]** et la température **[26, 27, 28, 29, 30, 31]** peuvent influer sur la qualité de production de la photopile.

Dans ce travail, nous faisons d'abord une étude bibliographique sur le coefficient de diffusion; ensuite une étude théorique de la photopile monofaciale au silicium cristallin sous température et sous champ magnétique appliqué est présentée. Cette étude sera scindée en trois parties: dans la première partie nous avons l'étude du coefficient de diffusion ; la deuxième partie concernera l'équation de continuité et les paramètres de recombinaison intrinsèque, et dans la troisième, nous avons l'étude de la caractéristique courant-tension et la détermination des paramètres électriques.

I.1 INTRODUCTION

Dans le but de caractériser la photopile solaire, surtout le coefficient de diffusion, plusieurs techniques ont été mises en œuvre afin d'appréhender les effets du coefficient de diffusion à travers les paramètres phénoménologiques (recombinaisons) et macroscopiques de la photopile mais également d'améliorer les méthodes de fabrication de ces photopiles.

Dans ce chapître, nous n'avons que les travaux réalisés sur le coefficient de diffusion en régime fréquentiel (sous champ magnétique, taux de dopage, irradiation) et en régime statique (sous température, champ électrique ou magnétique, vitesse de recombinaison aux joints de grain et de la taille de grain).

I.2 Coefficient de diffusion en fonction de la fréquence [32]

Les auteurs de ce travail ont utilisé un coefficient de diffusion dépendant uniquement de la fréquence. Ce coefficient de diffusion est donné par la relation suivante.

$$D^{*}(\omega) = D.\frac{(1+\omega^{2}.\tau^{2})}{(1-\omega^{2}.\tau^{2})+(4.\omega^{2}.\tau^{2})}(1+j.\omega.\tau) \quad \text{(I-1)}$$

Ce coefficient de diffusion a permis aux auteurs de faire l'étude de la phototension, du photocourant et de faire une représentation de Nyquist et un diagramme de Bode du module de l'impédance dynamique.

I.3 Coefficient de diffusion en fonction de la fréquence et du taux de dopage [20]

Les auteurs de ce travail ont utilisé pour leur étude un coefficient de diffusion en régime fréquentiel en présence du taux de dopage.

Ce coefficient de diffusion est donné par la relation (I-2) suivante.

$$D(\omega, N_b) = \frac{1350.V_T}{\sqrt{1+81.\frac{N_b}{N_b+32.10^{18}}}} \cdot \frac{(1+\omega^2.\tau^2)}{(1-\omega^2.\tau^2)+(4.\omega^2.\tau^2)}(1-j.\omega\tau) \quad \text{(I-2)}$$

I.4 Coefficient de diffusion en fonction du champ magnétique et de la fréquence

I.4.1 Expression et profil du coefficient de diffusion

La diffusion des porteurs minoritaires dans un matériau définie par un coefficient de diffusion en régime fréquentiel sous champ magnétique est donnée par la relation I-3

$$D(\omega, B) = D_0 \cdot \frac{[\,1+\tau^2.(\omega c(B)^2+\omega^2)+i.\omega.\tau.[\tau^2.(\omega c(B)^2-\omega^2)-1]]}{4.\tau^2.\omega^2+[1+\tau^2.(\omega c(B)^2-\omega^2)]^2} \quad \text{(I-3)}$$

Avec D_0 coefficient de diffusion des électrons générés dans la base, $\omega c(B)=\frac{q.B}{m}$ la fréquence cyclotronique et m la masse de l'électron et τ la durée de vie des porteurs dans la base.

Le profil du coefficient de diffusion, pour différentes intensités du champ magnétique et en fonction du logarithme de la pulsation, est représenté à la figure I-3 [**33**]. Il ressort de leur profil que l'amplitude du module du coefficient de diffusion est maximale et constante pour des fréquences inférieures à 10^4Hz, diminue au-delà de cette valeur ($\omega>10^4$Hz) en absence du champ magnétique. L'application du champ magnétique entraîne des pics de résonnance. Ces pics de résonnance se déplacent vers les grandes valeurs de fréquence avec l'augmentation de l'intensité du champ magnétique, donc une dégradation du coefficient de diffusion avec le champ magnétique. Cela signifie qu'une photopile monocristalline sous l'effet d'un champ magnétique fonctionnera comme une photopile poly cristalline à partir d'une certaine intensité du champ magnétique appliquée.

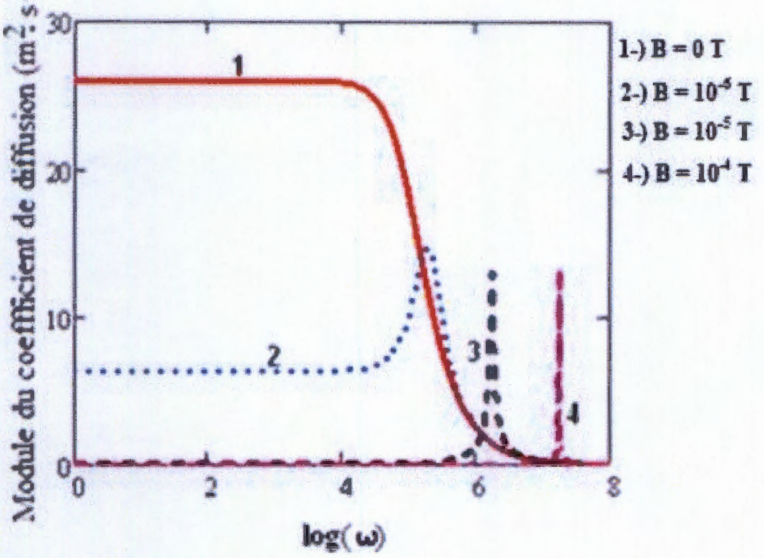


Figure I-1 : Module du coefficient de diffusion en fonction du logarithme de la fréquence pour différentes intensités du Champ Magnétique.

Par contre, les auteurs **[34]** ont présenté le profil du coefficient de diffusion de la relation I-3 (figure I-2) en 3-D. Grâce à ce coefficient de diffusion, les auteurs ont déterminé les expressions et étudié l'effet du champ magnétique en 3-D sur le courant de diode, la caractéristique courant-tension, la puissance-tension, le rendement d'une photopile polycristalline au silicium. Le diagramme de Nyquist leur a permis de déterminer la résistance série et parallèle alors que le diagramme de Bode est utilisé pour calculer la fréquence de coupure, la capacité et l'inductance.

La figure I-2 représente le profil en 3-D du coefficient de diffusion en fonction de la fréquence et du champ magnétique.

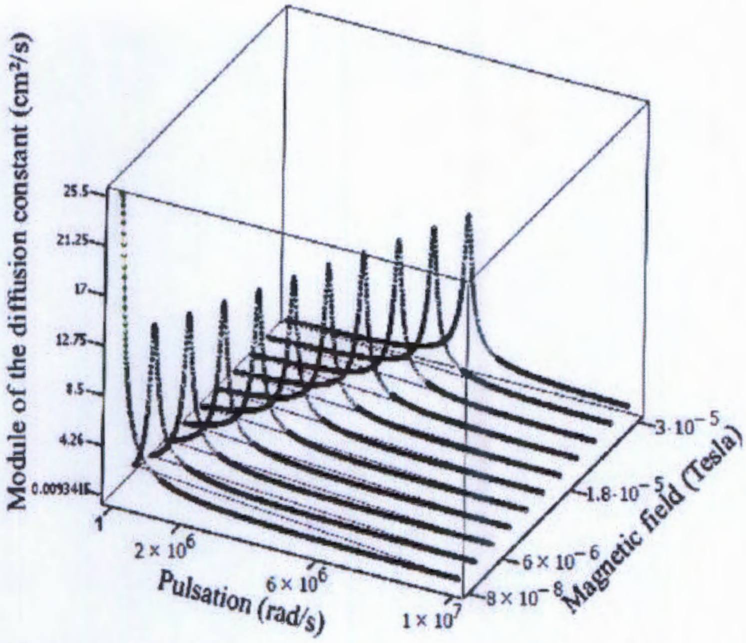


Figure I-2 : Module du coefficient de diffusion en fonction du logarithme de la fréquence pour différentes intensités du champ magnétique.

Il ressort de ce profil que le coefficient de diffusion diminue avec l'augmentation du champ magnétique. Nous notons un pic de résonance pour un champ magnétique supérieur à 10^{-7}T.

On distingue deux zones de champ magnétique faible:

- une première zone (1rad/s à 10^4rad/s) où le coefficient de diffusion est presque constant ;
- une seconde zone (10^4 rad/s à 10^7rad/s) où le coefficient de diffusion diminue drastiquement.

Le champ magnétique dans la base de la photopile tend à réduire la diffusion des porteurs de la base vers la jonction en les déviant de leur trajectoire.

Ceci aura pour conséquence de faire un choix judicieux du champ magnétique pour une bonne réponse de la photopile.

Cependant, ce coefficient de diffusion de la relation I-3 en régime fréquentiel a permis aux auteurs comme **[35]** de déterminer les expressions et d'étudier l'effet du champ magnétique sur la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction et à la face arrière d'une photopile bifaciale au silicium éclairée par sa face avant. En tenant compte du diagramme de Bode et de Nyquist, ils ont proposé le modèle électrique équivalent de ces paramètres de recombinaison intrinsèque.

I.4.2 Diagramme de Bode du coefficient de diffusion

Dans ce paragraphe les auteurs **[3]** ont présenté une étude du coefficient de diffusion en utilisant le diagramme de Bode.

La figure I-3 et I-4 représente respectivement le profil du logarithme du module du coefficient de diffusion et de sa phase, en fonction du logarithme de la fréquence, pour différentes intensités du champ magnétique.

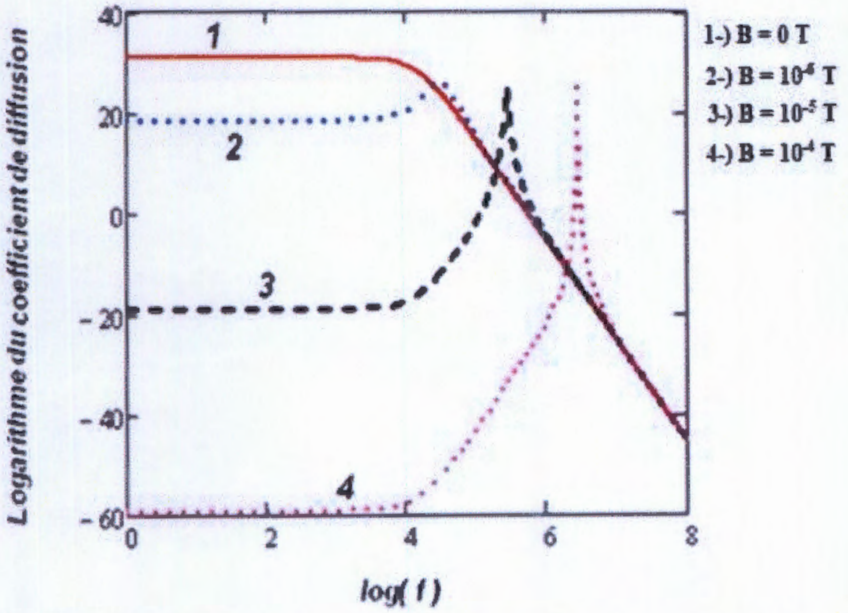


Figure I-3 : Logarithme du module du coefficient de diffusion en fonction du logarithme de la fréquence f pour différentes valeurs du champ magnétique.

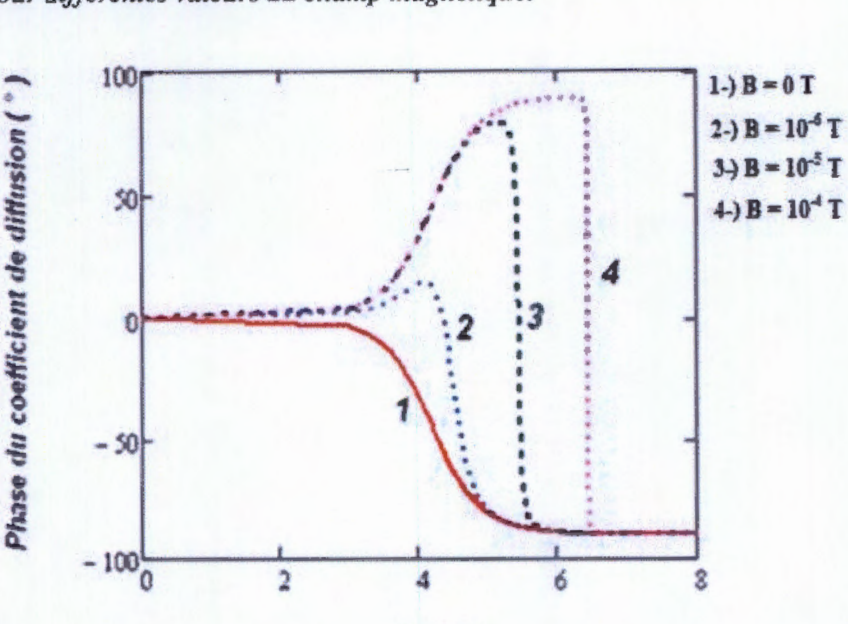


Figure I-4 : Phase du coefficient de diffusion en fonction du logarithme de la fréquence f pour différentes valeurs du champ magnétique.

A la figure 3, en l'absence de champ magnétique appliqué, en régime quasi-statique c'est-à-dire lorsque $\omega\tau_n$ <<1, le coefficient de diffusion est constant tandis qu'à la figure 4, sa phase est presque nulle. Il en résulte que la vitesse moyenne des porteurs minoritaires et le champ magnétique sont en phase. Dans l'intervalle de fréquence [10^4 Hz, 10^8 Hz] ou quand $\omega\tau_n$>>1, le coefficient de diffusion et sa phase diminuent car dépendant fortement de la fréquence. Ceci implique que la vitesse est en retard de phase par rapport au champ magnétique.
L'application du champ magnétique montre une troisième zone où une courbe de résonance est obtenue. A la résonance, l'augmentation du coefficient de diffusion est assez remarquable. Ce phénomène de résonance est obtenu lorsque la fréquence de modulation est égale à la fréquence cyclotron c'est-à-dire la fréquence de l'électron sur son orbite en présence d'un champ magnétique appliqué. La phase devenant positive, augmente en même temps pour montrer l'effet inductif du coefficient de diffusion. Dans cette situation, le champ magnétique est en retard de phase avec la vitesse des porteurs minoritaires. A partir d'une certaine fréquence qui annule la partie imaginaire du coefficient de diffusion, la phase diminue en restant négative pour matérialiser l'effet capacitif.

I.4.3 Diagramme de Nyquist du coefficient de diffusion

Le diagramme de Nyquist du coefficient de diffusion pour différents champs magnétiques appliqués a permis aux auteurs **[3]** d'obtenir la figure I-5.

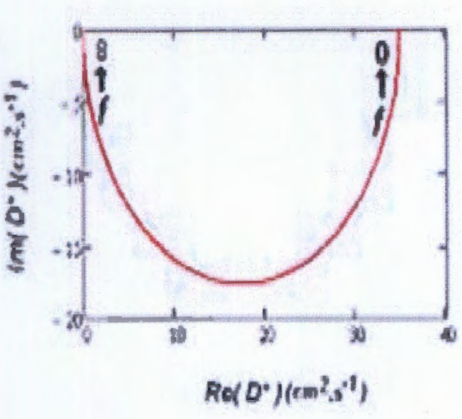


Figure 5-a **B = 0 T**

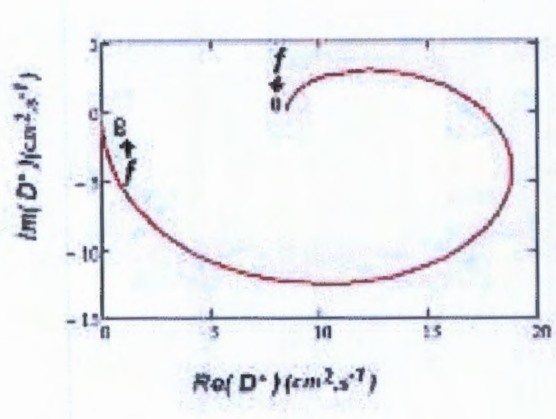


Figure 5-b **B = 10^{-6} T**

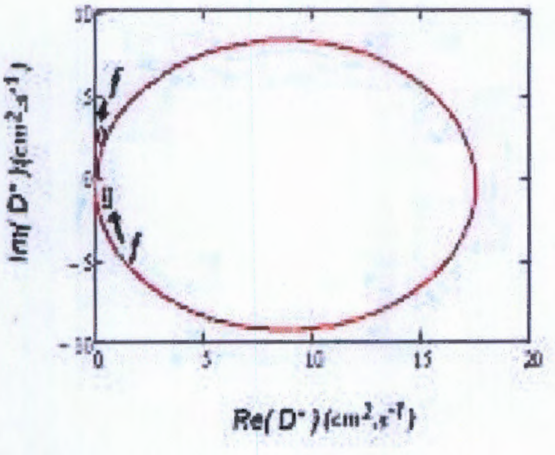


Figure 5-c **B = 10^{-5} T.**

Figure I-5 : Partie réelle en fonction de la partie imaginaire du coefficient de diffusion D*.

Il ressort de leur étude sur le digramme de Nyquist en l'absence de champ magnétique, la courbe obtenue pour la représentation de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle du coefficient de diffusion est un arc de cercle ou demi-cercle de rayon correspondant à la valeur du coefficient de diffusion statique.

Avec l'application du champ magnétique, respectivement aux figures 5-(b) et 5-(c), les courbes sont des arcs de cercles de diamètres différents qui montrent, à la fois, des effets capacitifs et inductifs. On note qu'à la figure 5-(c), la courbe obtenue est presque un cercle et nous montre d'éventuelles recombinaisons de porteurs minoritaires en volume mais aussi une neutralisation réciproque des effets capacitifs et inductifs.

Au moyen des diagrammes de Bode et de Nyquist du coefficient de diffusion, des modèles électriques équivalents sont proposés afin de faire une analogie électrique-diffusion des porteurs minoritaires dans la base.

I.4.4 Modèle électrique équivalent du coefficient de diffusion

L'utilisation du diagramme de bode et de Nyquist pour l'étude du coefficient de diffusion a permis aux auteurs **[3]** de faire une représentation du modèle électrique du coefficient de diffusion.

La figure I-6 représente le schéma électrique équivalent de la diffusion des porteurs dans la base qu'ils ont obtenue.

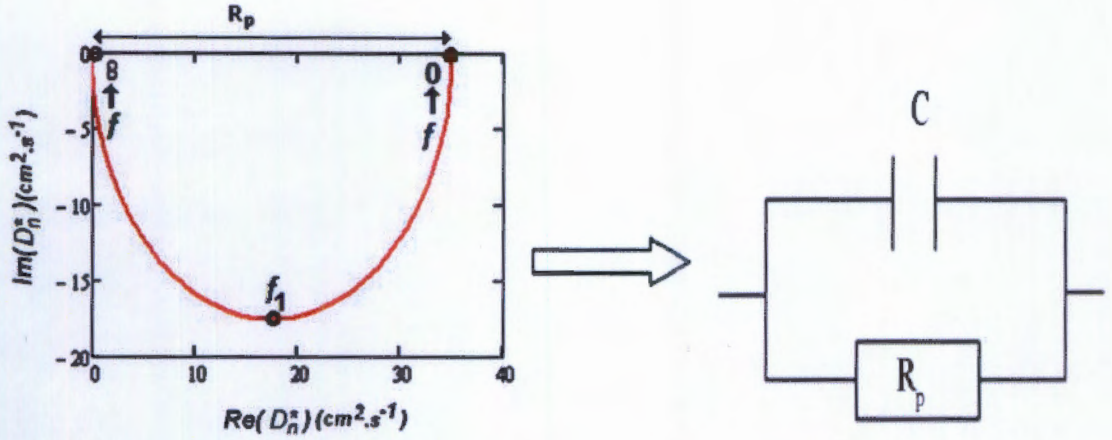


Figure I-6 : Circuit électrique équivalent du coefficient de diffusion D sans champ magnétique applique B = 0 T.*

On a une résistance parallèle R_p en parallèle avec la capacité de diffusion C.

Où C est une capacité de diffusion des porteurs minoritaires induisant un déphasage entre la vitesse et le champ magnétique ; R_P est une résistance parallèle qui représente la façon où ces porteurs peuvent être ralentis au cours de leur diffusion dans la base ou leur recombinaison (une valeur faible de R_P correspond à une diffusion faible des électrons) ; f_1 est une fréquence de relaxation de ces porteurs.

L'application du champ magnétique ($B = 10^{-6}$T), il apparaît une inductance L du coefficient de diffusion. Son schéma électrique équivalent est représenté à la figure I-7.

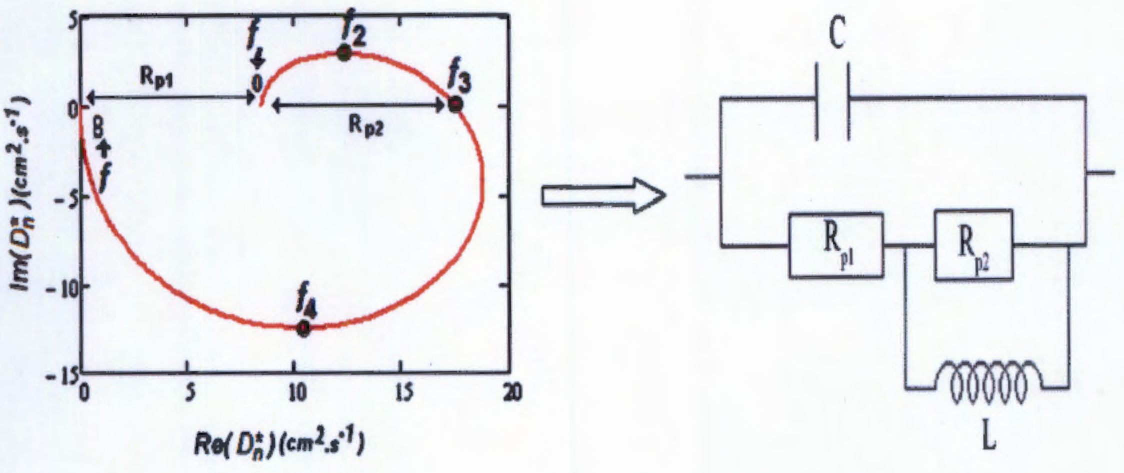


Figure I-7 : Circuit électrique équivalent du coefficient de diffusion D avec champ magnétique applique $B = 10^{-6}$ T.*

L est une inductance qui caractérise la capacité aux porteurs minoritaires à diffuser dans la base ; f_2 et f_4 sont respectivement les fréquences de relaxation correspondant aux phénomènes inductif et capacitif et f_3 est une fréquence qui annule la partie imaginaire de D^* ; R_{P1} et R_{P2} sont des résistances parallèles qui modélisent la façon dont les porteurs minoritaires diffusent ou se recombinent dans la base.

La figure I-8, représente le schéma électrique équivalent du coefficient de diffusion en augmentant l'intensité du champ magnétique appliqué.

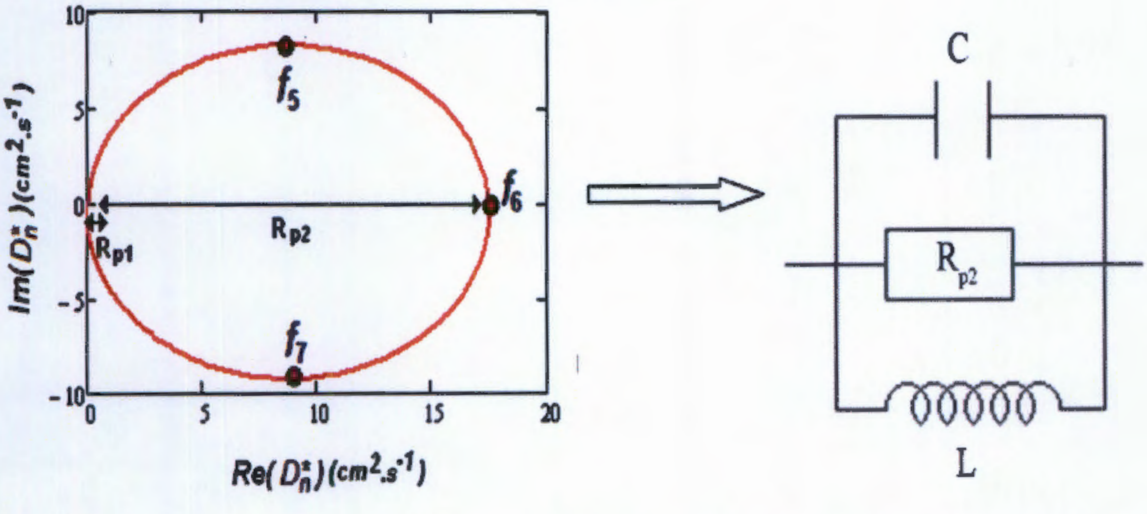


Figure I-8: Circuit électrique équivalent du coefficient de diffusion D avec champ magnétique applique $B = 10^{-4}T$.*

On constate que la résistance R_{P1} est devenue négligeable car les porteurs minoritaires photocrées ne diffusent plus sous l'action d'un champ magnétique de plus en plus intense. Le déphasage entre la vitesse et le champ magnétique, est soit positif soit négatif dans un intervalle de fréquence donné.

Cette étude du coefficient de diffusion a permis aux auteurs [3] de déduire le coefficient de mobilité et la longueur de diffusion ainsi que les paramètres électriques à partir du circuit électrique équivalent du coefficient de diffusion.

Le tableau I-1 représente les paramètres électriques et intrinsèques du coefficient de diffusion

Magnetic field intensity B (Tesla)	R_P (Ω)	R_{P1} (Ω)	R_{P2} (Ω)	μ^* ($cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$)	L_n^* (µm)	C (µF)	L (µH)
0	35	X	X	1352	190	0.28	X
10^{-6}	X	8.53	8.96	329	92	0.22	99
10^{-5}	X	0.11	17.29	4.3	11	0.03	10
10^{-4}	X	0.0011	17.48	0.042	1	0.003	1

Tableau I-1 Représente le les paramètres électriques et intrinsèques du coefficient de diffusion D*.

Quand le champ magnétique augmente, la résistance parallèle R_P est subdivisée en deux résistances parallèles R_{P1} et R_{P2} pour un champ magnétique donné de 10^{-6} à 10^{-4} T. la résistance R_{P1} diminue (la diffusion des porteurs diminue) alors que la résistance R_{P2} augmente (les recombinaisons en volume augmentent).

La longueur de diffusion et la durée de vie des porteurs sont réduites. Les porteurs photogénérés n'ont pas le temps de se diffuser au sein du matériau, ils se recombinent dès leur photogénération. Les propriétés intrinsèques de la photopile sont endommagées, par conséquent la qualité de la photopile se voit réduite. La capacitance diminue, synonyme d'un nombre faible de porteurs est stocké en volume et que le phénomène d'inductance apparaît.

I.5 Coefficient de diffusion en fonction de la fréquence, du coefficient de dommage et de l'énergie d'irradiation [36]

Les auteurs de ce travail, ont étudié le coefficient de diffusion en régime fréquentiel sous irradiation.

Les relations suivantes représentent la longueur de diffusion et le coefficient de diffusion des porteurs en fonction de l'énergie d'irradiation et du coefficient de dommage en régime statique ou transitoire.

$$L(kl, \phi_P) = \sqrt{\frac{1}{\frac{1}{L_0^{\ 2}} + kl.\phi_p}} \qquad \text{(I-4)}$$

$$D(Kl, \phi_p) = \frac{L(kl, \phi_p)^2}{\tau} \qquad \text{(I-5)}$$

En régime dynamique fréquentiel leurs expressions sont données par les relations suivantes :

$$L(\omega, kl, \phi_p) = L(kl, \phi_p).\sqrt{\frac{1 - j.\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}} \qquad \text{(I-6)}$$

$$D(\omega, kl, \phi_p) = .D(kl, \phi_p)\frac{(1 + \omega^2.\tau^2)}{(1 - \omega^2.\tau^2) + (4.\omega^2.\tau^2)}(1 - j.\omega\tau) \quad \text{(I-7)}$$

Cette relation I-7 a permis aux auteurs de présenter le profil du coefficient de diffusion.

I.5.1 profil du coefficient de diffusion en fonction de la fréquence

La figure I-9 représente le profil du coefficient de diffusion en fonction de log(ω) pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation.

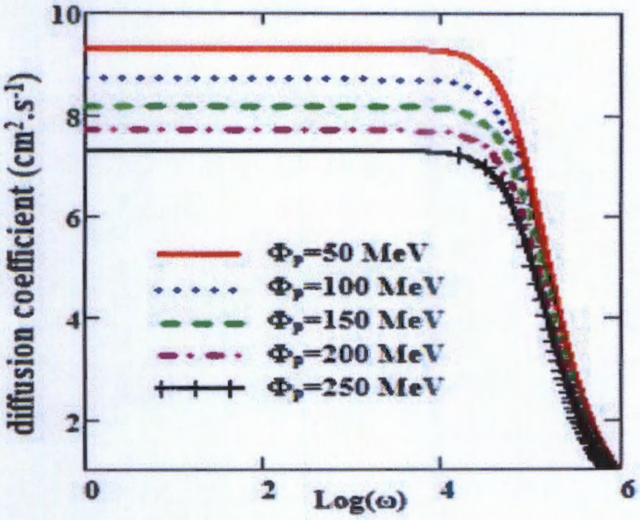


Figure I- 9: Coefficient de diffusion en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de l'énergie d'irradiation pour Kl=10cm² /MeV.

On constate pour une énergie d'irradiation donnée que le coefficient de diffusion est constant et maximal pour des fréquences de 0rad/s à 10^4rad/s. Au-delà de cette valeur le coefficient de diffusion diminue drastiquement avec l'augmentation de la fréquence. L'amplitude du coefficient diminue avec l'augmentation de l'énergie d'irradiation.

I.5.2 Profil du coefficient de diffusion en fonction de l'énergie d'irradiation.

La figure I-10 représente le profil du coefficient de diffusion en fonction de l'énergie d'irradiation pour différentes fréquences.

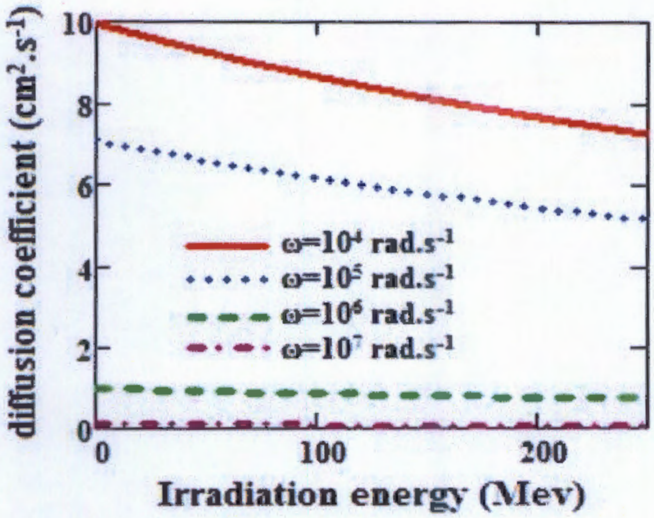


Figure I-10 : Coefficient de diffusion en fonction du flux d'irradiation pour différentes fréquences pour Kl=10cm^{-2} /MeV.

On note que le coefficient de diffusion diminue avec l'augmentation de la fréquence.

Le diagramme de Bode et de Nyquist a permis aux auteurs de ce travail de donner le modèle électrique équivalent du coefficient de diffusion sous irradiation.

I.5.3 Modèle électrique équivalent du coefficient de diffusion.

La figure I-11 représente le schéma électrique pour une énergie d'irradiation donnée.

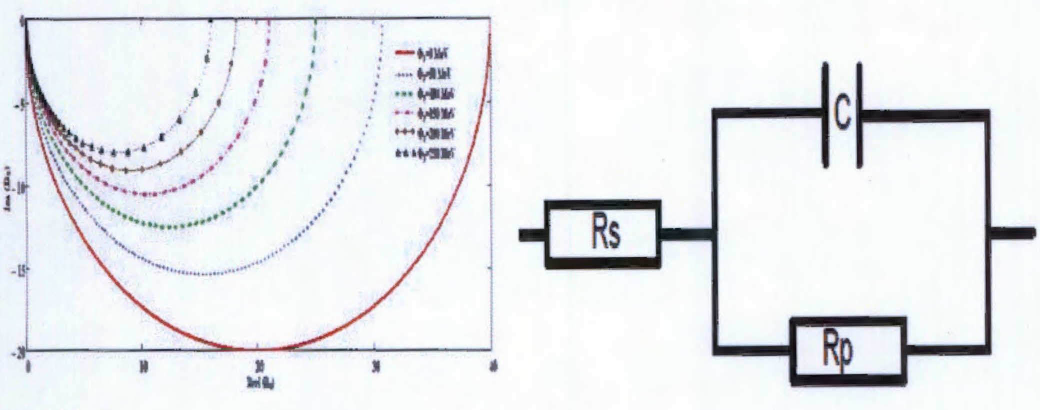


Figure I-11 Schéma électrique équivalent du coefficient de diffusion pour une énergie d'irradiation donnée.

Où R_s représente la résistance série, R_p la résistance parallèle et C la capacité de diffusion.

Cette étude du coefficient de diffusion leur a permis de déduire le coefficient de mobilité et la longueur de diffusion ainsi que les paramètres électriques à partir du circuit électrique équivalent du coefficient de diffusion comme l'ont fait **[3]**.

Le tableau I-2 représente les paramètres électriques et intrinsèques du coefficient de diffusion obtenus.

ϕ_p (MeV)	R_s (mΩ)	R_P (Ω)	τ(μs)	C (μF)
0	0.99	10	63	628
50	0.93	9.3	63	584
100	0.87	8.7	63	546
150	0.82	8.2	63	513
200	0.77	7.7	63	483
250	0.73	7.3	63	457

Tableau I-2 : paramètres électriques et intrinsèques du coefficient de diffusion.

On constate que la durée de vie des porteurs est constante à la fréquence de coupure. Cependant, la résistance série et la résistance parallèle diminuent avec l'augmentation de l'énergie d'irradiation. La capacité diminue aussi parce qu'il y a un nombre faible dans la base de la photopile; ce qui aura pour conséquence la réduction des propriétés intrinsèques de la photopile et d'où la diminution de sa qualité.

I.6 Coefficient de diffusion en fonction de la fréquence, du champ magnétique, de la taille de grain et de la vitesse de recombinaison à la jonction. [37]

Dans ce travail, l'auteur a fait une étude à trois dimensions d'une photopile bifaciale en régime fréquentiel sous champ magnétique.

Le coefficient de diffusion en régime fréquentiel sous champ magnétique en 3-D s'exprime par la relation suivante.

$$D_{k,j} = \frac{D^*(\omega,B).\left[c_k.g_x + \sin(c_k.g_x)\right]\left[c_j.g_y + \sin(c_j.g_y)\right]}{16.\sin(c_k \frac{g_x}{2})\sin(c_j \frac{g_y}{2})} \quad \text{(I-8)}$$

$$D^*(\omega, B) = D_0 . \frac{\left[1+\tau^2(\omega_c(B))^2+\omega^2\right)+i.\omega\tau\left[\tau^2.(\omega_c(B))^2-\omega^2)-1\right]\right]}{4.\tau^2.\omega^2+\left[1+\tau^2.(\omega_c(B))^2-\omega^2)\right]^2} \quad (1\text{-}9)$$

La figure I-12 représente le profil du coefficient de diffusion effective en fonction de la fréquence pour différents champs magnétiques.

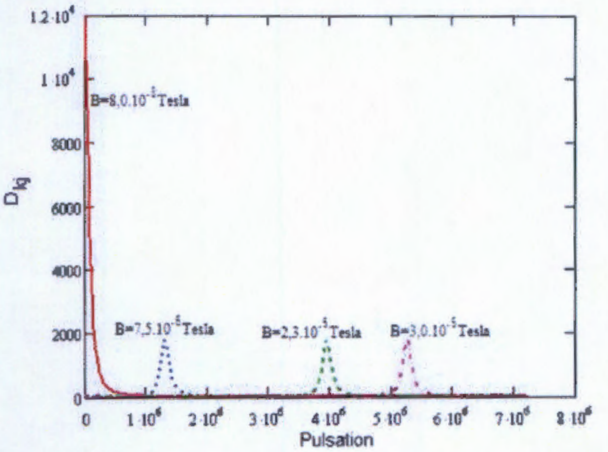


Figure I-12 : Représente le profil du coefficient de diffusion effective en fonction de la fréquence pour différents champs magnétiques.

La figure I-13 représente le profil du logarithme du coefficient de diffusion effective en fonction du logarithme de la taille de grain pour différentes valeurs de la fréquence et du champ magnétique.

Le coefficient de diffusion effective est une fonction décroissante de la pulsation et qu'il existe un pic pour des fréquences égales à la fréquence de résonnance.

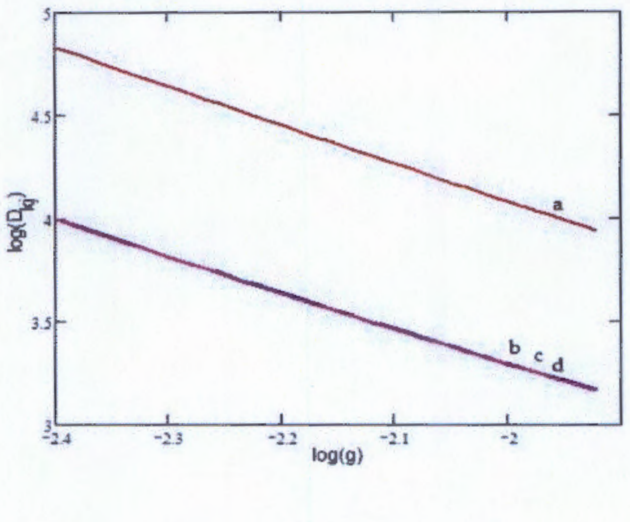


Figure I-13: Profil du logarithme du coefficient de diffusion effective en fonction du logarithme de la taille de grain pour différentes valeurs de la fréquence et du champ magnétique.

a) $B=8.10^{-8}$T et $\omega=1,8.10^4$rad/s b) $B=7.5.10^{-6}$T et $\omega=1,32.10^6$rad/s ;

c) $B=2,3.10^{-5}T$ et $\omega=3,96.10^{6}rad/s$; d) $B=3.010^{-5}T$ et $\omega=5,28.10^{6}rad/s$

Le logarithme du coefficient de diffusion effective décroît linéairement en fonction du logarithme de la taille de grain et diminue avec l'augmentation du champ magnétique. Par contre au-delà du champ magnétique de l'ordre de $10^{-6}T$, le champ magnétique n'influe pas sur le coefficient de diffusion effective.

I.7 Coefficient de diffusion thermique en fonction de la pulsation

La diffusion thermique en régime fréquentiel des porteurs minoritaires au sein du matériau est donnée par la relation (I-10).

$$\sigma(\omega)=\sqrt{\frac{i.\omega}{a}} \qquad \text{(I-10)}$$

La relation I-10 a permis aux auteurs [33] de tracer, à la figure I-14 le profil du module du coefficient de diffusion thermique en fonction du logarithme de la pulsation.

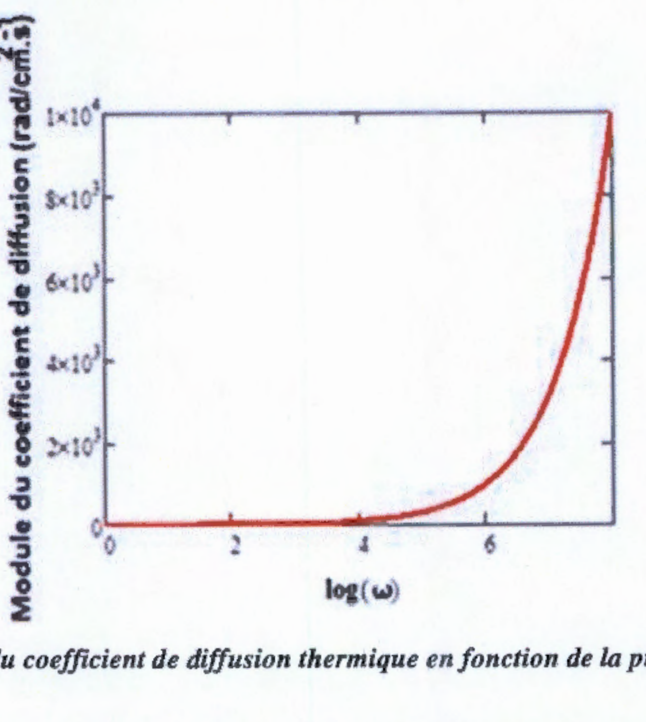


Figure I-14 : Module du coefficient de diffusion thermique en fonction de la pulsation.

Il ressort de ce profil que le module du coefficient de diffusion thermique est une fonction croissante de la pulsation angulaire. Il est presque nul pour une fréquence $\omega<10^{4}$ rad/s ; on est dans le régime quasi statique. Pour les pulsations supérieures, le module augmente assez rapidement.

L'augmentation de la fréquence provoque une élévation de la température, ce qui entraîne une augmentation de l'énergie d'excitation, c'est-à-dire une énergie de thermalisation (C'est une énergie par effet thermique qui permet à l'électron de diffuser au niveau de la bande de conduction), par conséquent, le coefficient de diffusion thermique augmente.

La suite des travaux sur le coefficient de diffusion sont faits en régime statique.

I.8 Coefficient de diffusion en fonction du taux de dopage

Le semi-conducteur intrinsèque est presque un isolant à température ambiante, avec une bande de valence entièrement pleine d'électrons et une bande de conduction dépourvu d'électrons. Ainsi, pour créer une conduction du semi-conducteur, on le dope, c'est-à-dire on introduit des impuretés de porteurs libres dans le matériau. Ainsi, dans ce travail, les auteurs ont étudié l'effet du taux de dopage sur la diffusion des porteurs.

Le taux de dopage et le coefficient de diffusion sont donnés par la relation suivante **[38]**.

$$D(N_b) = .\frac{1350.V_T}{\sqrt{1+81.\dfrac{N_b}{N_b+32.10^{18}}}} \quad (I-11)$$

$V_T=\dfrac{k.T}{q}$ est la tension thermique, k la constante de Boltzmann, N_b le taux de dopage

Il ressort de leur étude que le coefficient de diffusion diminue avec l'augmentation du taux de dopage comme le montre la figure I-15 ci-dessous. Ceci a pour conséquence une augmentation de la probabilité de recombinaison des porteurs libres dans le semi-conducteur. Les auteurs montrent par là une dégradation de la propriété intrinsèque c'est-à-dire une diminution de la diffusion du matériau avec l'augmentation du taux de dopage.

La figure I-15 donne le profil du coefficient de diffusion en fonction du taux de dopage.

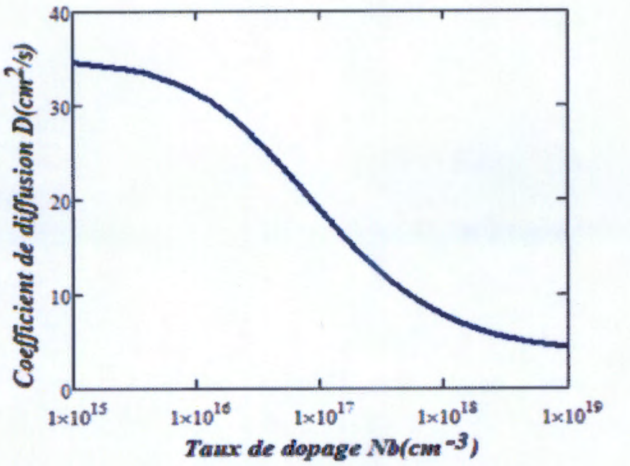


Figure I-15 : Profil du coefficient de diffusion des porteurs minoritaires en fonction du taux de dopage.

I.9 Coefficient de diffusion en fonction du champ magnétique

Le caractère diffusif des porteurs minoritaires dans un matériau sous champ magnétique en régime statique est donné par la relation I-12.

$$D^*(B) = \frac{D}{\left[1 + (\mu . B)^2\right]} \quad \text{(I-12)}$$

Avec D* le coefficient de diffusion en fonction du champ magnétique appliqué ; D est le coefficient de diffusion en l'absence de champ magnétique, μ est la mobilité des porteurs minoritaires photogenérés dans la base (P) de la photopile et B est le du champ magnétique appliqué.

Cette relation du coefficient de diffusion a permis aux auteurs **[39]** de présenter le profil du coefficient de diffusion en fonction du champ magnétique (figure I-2) et d'étudier l'effet du champ magnétique sur la longueur de diffusion, la densité de porteurs, la densité de photocourant, le photocourant de court-circuit, la phototension, la phototension de circuit-ouvert, la caractéristique courant –tension, la résistance série et shunt d'une photopile à jonction verticale parallèle en régime statique.

Il ressort de leur étude sur le profil du coefficient de diffusion que les faibles valeurs des champs magnétiques ($B \leq 10^{-4}$ T) sont quasiment sans effet sur la diffusion des porteurs minoritaires de charge ; cependant au-delà de 10^{-4} T, il est fortement influencé par le champ magnétique. Ainsi, on peut voir la forte diminution du coefficient de diffusion qui passe de 26 $cm^2.s^{-1}$ à environ 8 $cm^2.s^{-1}$.

La diffusion des porteurs devient quasi-impossible lorsque la cellule solaire est sous champ magnétique fort ($B > 10^{-3}$T). Cela entraîne un effet dégradant des propriétés intrinsèques de la cellule solaire.

La figure I-6 ci-dessous représente le profil du logarithme du coefficient de diffusion en fonction du logarithme du champ magnétique.

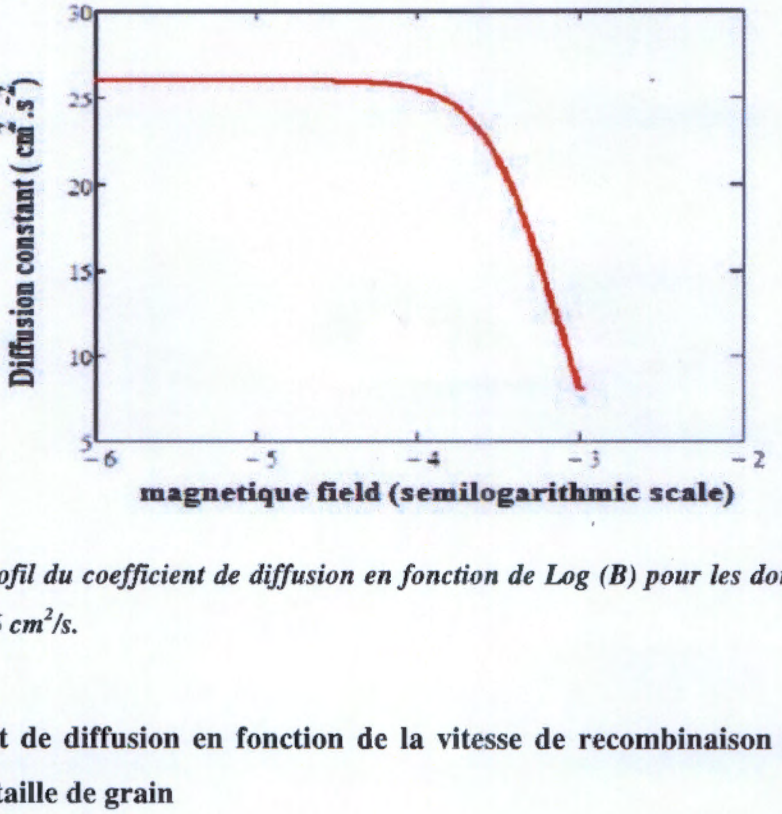


Figure I-16 : Profil du coefficient de diffusion en fonction de Log (B) pour les données : μ=1500 cm2 :V.S^{-1} D=26 cm^2/s.

I.10 Coefficient de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints de grains et de la taille de grain

Les expressions suivantes représentent les équations transcendantes

$$\tan(c_j.\frac{g_x}{2}) = \frac{S_g.b}{2.c_j.D} \quad \text{(I-13)}$$

$$\tan(c_k.\frac{g_y}{2}) = \frac{S_g.b}{2.c_k.D} \quad \text{(I-14)}$$

g_x est la largeur du grain, g_y la longueur du grain, Sgb la vitesse de recombinaison effective aux joints de grain, c_k et c_j sont les valeurs propres.

A partir de ces équations, nous allons tirer les expressions des valeurs propres de c_k et c_j en fonction de la vitesse de recombinaison aux joints et de la taille des grains.

Ainsi l'expression du coefficient de diffusion en fonction de la taille de grain g et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain est donnée par l'équation ci-dessous.

$$D_{k,j} = \frac{D.[c_k.g_x + \sin(c_k.g_x)][c_j.g_y + \sin(c_j.g_y)]}{16.\sin(c_k\frac{g_x}{2})\sin(c_j\frac{g_y}{2})} \quad \text{(I-15)}$$

La relation (I-15) a permis aux auteurs **[40]** de présenter (figure I-17) le profil du logarithme du coefficient de diffusion effective en fonction du logarithme de la taille de grain :

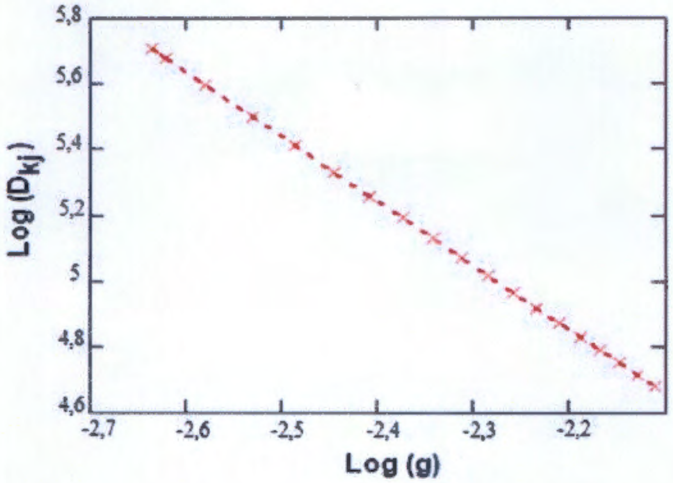


Figure I- 17 : Profil du logarithme du coefficient de diffusion effective en fonction du logarithme de la taille de grains.

Il ressort de leur étude du profil de la figure I-17 que l'augmentation de la taille de grain atténue la diffusion des porteurs minoritaires de charge dans le matériau semi-conducteur.

Il est à noter que la valeur maximale du coefficient de diffusion correspond à une taille de grains minimale. Au-delà de cette valeur, une augmentation de la taille des grains entraîne des recombinaisons en surface; ce qui explique la diminution du coefficient de diffusion. Les faibles tailles de grain ne dégradent pas les propriétés intrinsèques de la photopile.

I.11 Coefficient de diffusion en fonction du champ électrique [11]

Les auteurs de ce travail ont utilisé un coefficient de diffusion dépendant du champ électrique pour leur étude de l'effet du champ électrique sur une photopile.

Ce coefficient de diffusion est donné par la relation suivante:

$$D^{*}(E)=\frac{\mu.E.L^{2}}{L_{E}} \quad \text{(I-16)}$$

I.12 Effet du rapport non-linéaire du coefficient diffusion-mobilité dans la modélisation du Transistor MESFET GaAs [41]

Dans ce travail, les auteurs ont exposé un modèle simple de simulation des composants à effet de champ prenant en compte la dépendance du rapport diffusion-mobilité et des phénomènes dynamiques avec les forts champs électriques (relation non linéaire). Ce nouveau procédé basé sur la méthode des éléments finis (MEF) est applicable à la conception des transistors MESFET, TEGFET, SISFET. Les résultats obtenus prouvent que le courant dans le cas non linéaire est plus grand.

La dispersion du vecteur vitesse par les collisions donne naissance à l'habituel phénomène de diffusion. A faible champ, l'énergie des électrons n'est pas trop éloignée de l'énergie thermique et le coefficient de diffusion *D(E)* suit la loi d'Einstein donnée par :

$$D(E)=\mu(E).\frac{K.T}{q} \quad \text{(I-17)}$$

Où K est la constante de Boltzmann, q est la charge et T indique la température en K, $\mu(E)$ le coefficient de mobilité dépendant du champ électrique.

Lorsque le champ dépasse le champ critique, la relation d'Einstein devient insuffisante. Ceci est dû à l'apparition des émissions de phonons optiques polaires qui conduit à une dispersion anisotrope des vectrices vitesses. Dans ce cas, le coefficient de diffusion est modulé par la relation d'Einstein associée à un terme Gaussien donné par :

$$D(E)=\mu(E).\frac{K_{b}.T}{q}+800\exp\left[-\left(\frac{E-4000}{1650}\right)^{2}\right] \quad \text{(I-18)}$$

La figure I-18 illustre une comparaison entre les résultats obtenus par la relation Einstein-gaussienne (E. G) et ceux obtenus des études effectuées en simulation (méthode de Monte-Carlo) par Pozela et Reklaitis

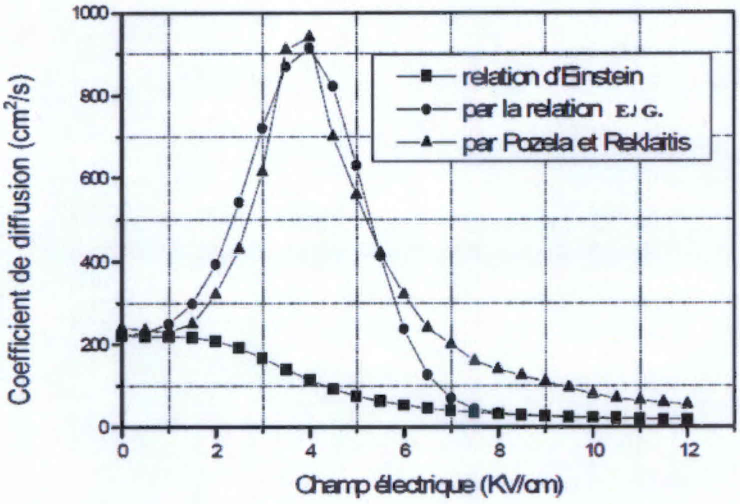


Figure I-18: variation du coefficient de diffusion en fonction de champ électrique.

On constate que le coefficient de diffusion diminue avec l'augmentation du champ électrique pour la relation Einstein. Par contre, le coefficient de diffusion augmente jusqu'à une valeur maximale avant de décroître pour la relation Einstein-Gauss et Pozola Reklatis.

On peut remarquer par là, que les auteurs ont présenté une insuffisance de la relation d'Einstein du coefficient de diffusion pour une certaine valeur du champ électrique (champ électrique supérieur au champ critique).

I.13 Coefficient de diffusion en fonction de la température [31]

Les auteurs de ce travail ont utilisé un coefficient de diffusion donné par la relation d'Albert Einstein qui s'écrit sous la forme:

$$D(T) = \mu.\frac{K.T}{q} \qquad \text{(I-19)}$$

μ : est la mobilité des porteurs minoritaires photogenérés dans la base

K : constant de Boltzmann

q : charge élémentaire

Nous constatons à partir de cette relation que le coefficient de diffusion croît avec la température et que son coefficient de mobilité de porteurs minoritaires ne dépend pas de la température.

Grâce à ce coefficient de diffusion, les auteurs ont étudié l'effet de la température sur la densité de photocourant et la phototension d'une photopile à jonction verticale parallèle.

I.14 Coefficient de diffusion en fonction de la température [26]

Contrairement aux **[31],** les auteurs de ce travail ont utilisé un coefficient de diffusion donné par la relation d'Albert Einstein. Cependant, dans cette relation, la mobilité des porteurs est une fonction dépendante de la température.

$$D(T) = \mu(T).\frac{K.T}{q} \qquad \text{(I-20)}$$

μ : est la mobilité des porteurs minoritaires photogenérés dans la base et donnée par $\mu(T) = 1,43.10^{9}T^{-2,42}cm^{2}V^{-1}s^{-1}$

K : constant de Boltzmann

q : charge élémentaire de l'électron

Nous constatons à partir de cette relation que le coefficient de diffusion diminue avec l'augmentation de la température contrairement aux travaux de **[31],** donc une dégradation des propriétés intrinsèques de la photopile avec l'augmentation de la température.

Grâce à ce coefficient de diffusion, les auteurs ont pu étudier l'effet de la température sur la capacité de diffusion en régime statique.

I.15 CONCLUSION

Dans cette étude bibliographique sur le paramètre de recombinaison d'une photopile tel que le coefficient de diffusion est présenté par différents régimes (statique et fréquentiel). En régime statique, l'étude a été faite en présence du taux de dopage, du champ magnétique, de la taille de grain, de la température, du champ électrique, alors qu'en régime fréquentiel, elle est réalisée sous champ magnétique, sous irradiation. Le régime fréquentiel a permis aux auteurs d'établir le circuit électrique équivalent du coefficient de diffusion sous champ magnétique et sous irradiation. Il ressort de cette étude bibliographique que le coefficient de diffusion est affecté par les paramètres étudiés. Par contre, il est à noté qu'aucun de ces travaux n'a permis d'établir une loi de diffusion maximale de porteurs afin d'accroître la réponse de la cellule solaire, par conséquent le rendement de la photopile qui est la cause même des différentes techniques de caractérisation de la photopile et que ces études n'ont pas aussi été réalisées sous champ magnétique appliqué et sous température. C'est dans ce cadre que nous allons faire une étude théorique dans la base d'une photopile monofaciale éclairée par une lumière multispectrale en régime statique et sous l'effet d'un champ magnétique appliqué et de la température.

CHAPITRE II : ETUDE DU COEFFICIENT DE DIFFUSION SOUS CHAMP MAGNETIQUE APPLIQUE ET DE LA TEMPERATURE

II.1 INTRODUCTION

Nous allons présenter dans ce chapître une étude sur le coefficient de diffusion sous champ magnétique constant appliqué et de la température. Nous commencerons ce chapître par la présentation de la photopile monofaciale; ensuite nous étudierons la détermination de la loi de coefficient de diffusion maximale de porteurs. Enfin nous terminerons ce chapître par l'effet du champ magnétique et la température optimale.

La photopile utilisée est une photopile monofaciale de type n^+-p-p^+ et sa structure est présentée à la figure II-1.

II.2 DESCRIPTION ET PRESENTATION D'UNE PHOTOPILE MONOFACIALE AU SILICUM CRISTALLIN

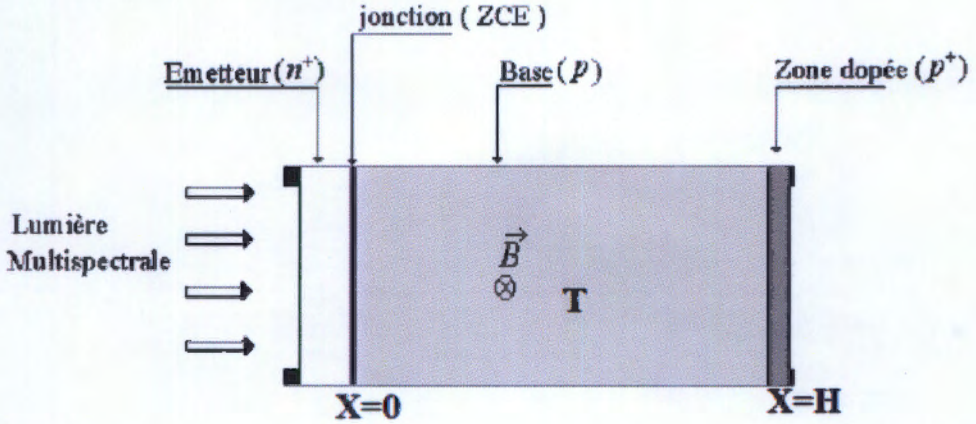


Figure II-1 : Schéma de la photopile monofaciale sous champ magnétique appliqué et de la température.

Elle comprend quatre parties essentielles:

- Une face avant, de type n^+, avec un fort taux de dopage *(10^{17} à 10^{19} atomes.cm^{-3})* dont l'épaisseur est très faible (moins de 1µm), c'est l'émetteur où les porteurs minoritaires sont des trous.
- Une seconde zone, de type p peu dopée *(10^{15} à 10^{17} atomes.cm^{-3})*, mais dont l'épaisseur est beaucoup plus importante (environ 400 µm), c'est la base où les porteurs minoritaires de charge sont des électrons.
- Entre ces deux zones, se trouve la jonction ou zone de charge d'espace qui permet de séparer les paires électron-trous grâce à un fort champ électrique qui y règne.

- Enfin, une zone surdopée (de type p^+), située en arrière de la base, maintient la création d'un champ électrique qui permet de renvoyer les porteurs photogénérés près de la face arrière vers la jonction (Back Surface Field: BSF).

Pour la suite de notre travail, on ne se limitera qu'à la base.

II.3 ETUDE DU COEFFICIENT DE DIFFUSION

Si une photopile sous champ magnétique appliqué et la température est éclairée, on assiste alors à une génération des paires électron-trous dans la base.

La mobilité de ces porteurs minoritaires dans la base est définie par un coefficient de mobilité donné par la relation (II-1)

$$\mu(T) = 1,43.10^{9}T^{-2,42}cm^{2}V^{-1}s^{-1} \quad \text{(II-1)} \; \textbf{[42]}$$

Où T est la température en Kelvin

En utilisant la relation d'Einstein, on obtient le coefficient de diffusion suivant sans champ magnétique.

$$D_0(T) = \mu(T).\frac{K_b.T}{q} \quad \text{(II-2)}$$

Où K_b est la constante de Boltzmann $K_b = 1,38.10^{-23}\ m^2\ kg\ s^{-2}\ K^{-1}$ et q la charge élémentaire de l'électron.

En remplaçant les relations (II-1) et (II-2) dans la relation du coefficient de diffusion de **[33, 43, 22, 44, 45]**, on obtient alors la relation (II-3) du coefficient de diffusion dépendant du champ magnétique et de la température.

$$D(B,T) = \frac{D_0(T)}{\left[1+\mu(T)^2.B^2\right]} \quad \text{(II-3)}$$

Avec B le champ magnétique en Tesla.

La relation (II-3) peut être écrite sous la forme ci-dessous

$$D^*(B,T) = \frac{\mu(T).K_b.T}{q\left[1+\mu(T)^2.B^2\right]} \quad \text{(II-4)}$$

Posons $\mu^*(B,T) = \frac{\mu(T)}{\left[1+\mu(T)^2.B^2\right]}$ (II-5)

On obtient alors une autre écriture de la relation (II-3) donnée par la relation (II-6)

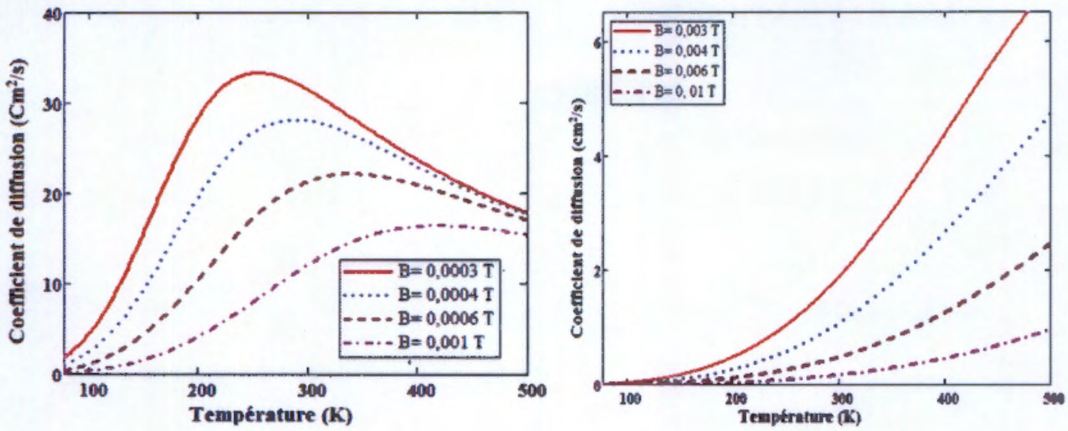
$$D^*(B,T) = \frac{\mu^*(B,T).K_b.T}{q} \quad \text{(II-6)}$$

Où $\mu*(B,T)$ est le coefficient de mobilité des porteurs minoritaires dépendant de la température et du champ magnétique.

II.3.1 Effet de la température

La relation (II-3) nous permet de tracer le profil du coefficient de diffusion. Il traduit la diffusion des porteurs de la zone la plus concentrée vers la zone la moins concentrée.

La figure II-2 ci-dessous présente le profil du coefficient de diffusion en fonction de la température pour différents champs magnétiques.



II-2-a II-2-b

Figure II-2 : profil du coefficient de diffusion en fonction de la température pour différentes valeurs du champ magnétique.

La figure II-2-a montre pour une valeur donnée de champ magnétique que le coefficient de diffusion présente trois zones : Une première zone où le coefficient de diffusion augmente avec la température. En fait, à basse température, le processus umklapp est inhibé **[46]**, la conductivité thermique augmente **[47]** selon la relation T^3 **[48, 49]** alors que la résistance diminue **[48, 50]** avec l'augmentation de la température: c'est le processus normal ou processus

N **[51]**. Eu outre, à basse température, le nombre de phonons excités thermiquement diminue d'une manière exponentielle selon la loi de Boltzmann, or moins il y a de phonons excités moins il y aura d'interaction entre phonons et porteurs minoritaires par conséquent la réduction de la résistance et une augmentation de la conductivité thermique du matériau, d'où l'augmentation de la diffusion des porteurs minoritaires avec la température. Tout se passe comme si, aux basses températures, la sensibilité de la photopile augmente **[28]**.

- Puis une deuxième zone où le coefficient de diffusion diminue avec l'augmentation de la température. A haute température, on a le processus umklapp ou mécanisme en U **[48, 50, 52, 53]**. Ici, la résistance du matériau augmente **[50]** alors que la conductivité thermique diminue **[47, 50]** selon la relation de 1/T **[49, 54]**, ce qui explique la réduction de la diffusion des porteurs au sein du matériau semi-conducteur.
- Enfin, Une troisième zone où le coefficient de diffusion est maximal correspondant à une température appelée température optimale $T_{op}(B)$. Cette température optimale augmente avec le champ magnétique et délimite deux processus physiques (normal et umklapp). La variation du champ magnétique est plus sensible aux maxima du coefficient de diffusion.

La figure II-2-b montre, pour un champ magnétique compris entre 10^{-3}T à 10^{-2}T, que le coefficient de diffusion augmente avec la température alors que son amplitude diminue avec l'augmentation du champ magnétique. Ici, tout se passe comme si l'intensité du champ magnétique a inhibé le processus umklapp. Le champ magnétique tend à réduire la mobilité, la diffusion et la conduction des porteurs minoritaires de la base vers la jonction en les déviant de leur trajectoire initiale.

Par ailleurs, l'amplitude du coefficient de diffusion pour de faibles champs magnétiques (Figure II-2-a) est plus grande que celle des grandes valeurs du champ magnétique (Figure II-2-b). En effet, le champ magnétique réduit la mobilité et la diffusion des porteurs en les déviant de leur trajectoire initiale ; or plus l'intensité du champ magnétique est importante plus son effet sur les porteurs se fait plus sentir.

Pour mieux étudier l'évolution des maxima (figure II-2-a) du coefficient de diffusion avec le champ magnétique, nous avons déterminé les valeurs des maxima du coefficient de diffusion et la température optimale par la:

- **Méthode graphique**

Le maximum du coefficient de diffusion et la température optimale obtenu graphiquement est donné au tableau II-1 ci-dessous.

Champ magnétique B (T)	0,0003	0,0004	0,0005	0,0006	0,0007	0,0008	0,0009	0,001
Température optimale T (K)	255	285	308	335	355	380	400	410
Maxima du Coefficient de diffusion D (cm^2/s)	33,364	28,178	24,694	22,206	20,276	18,763	17,571	16,642

Tableau II-1 : Maxima du coefficient de diffusion et la température optimale pour un champ magnétique donné obtenus par la méthode graphique.

Les résultats obtenus au tableau II-1, nous permettent de représenter à la figure II-3 le profil de l'amplitude du coefficient de diffusion en fonction de la température optimale.

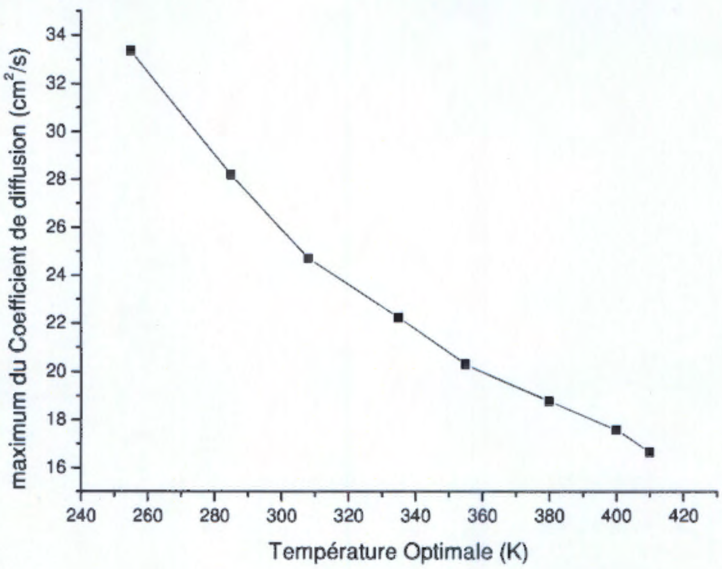


Figure II-3 : Maxima du coefficient de diffusion en fonction de la température optimale.

On observe que les maxima du coefficient de diffusion diminuent avec l'augmentation de la température optimale. En fait, l'augmentation de la température optimale augmente la probabilité de création de désordre au sein du matériau qui s'oppose aux mouvements ordonnés des porteurs ; ce qui réduit la diffusion maximale des porteurs minoritaires.

Pour déterminer la relation du coefficient de diffusion maximal en fonction de la température optimale de la figure II-3, nous faisons une linéarisation de la figure II-3. Pour ce faire, on calcule le logarithme des maxima du coefficient de diffusion et la température optimale.

Le tableau II-2 suivant représente le logarithme des maxima du coefficient de diffusion et la température optimale obtenus.

Champ magnétique B(T)	0.0003	0.0004	0,0005	0,0006	0.0007	0.0008	0.0009	0.001
$LnT_{op}(B)$	5.54	5.65	5.73	5.81	5.87	5.94	5.99	6.01
$lnD_{max}(B)$	3.507	3.337	3.206	3.1	3.009	2.931	2.866	1.893

Tableau II-2 : Logarithme des maxima du coefficient de diffusion et du logarithme de la température optimale pour un champ magnétique donné obtenus par la méthode graphique.

Les résultats obtenus au tableau II-2, nous permettent de représenter à la figure II-4 le profil du logarithme des maxima du coefficient de diffusion en fonction du logarithme de la température optimale.

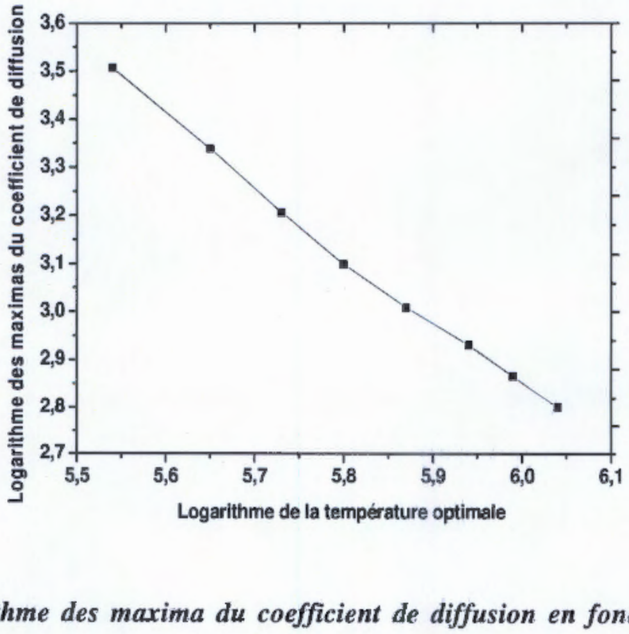


Figure II-4 : Logarithme des maxima du coefficient de diffusion en fonction de la température optimale.

Cette courbe de linéarisation nous permet de calculer le coefficient de diffusion maximale en fonction de la température optimale.

On a $$\ln D_{max}(B,T) = \alpha . \ln T_{op}(B) + \beta \quad \text{(II-7)}$$

3, 507=5,54α+ β (II-8)

3,206==5,73α+ β (II-9)

La résolution de la relation (II-8) et (II-9) nous donne le coefficient directeur α=-1,58cm^2/s.K et l'ordonnée à l'origine β=12,26

Ce qui nous donne $$\ln D_{max}(B,T) = -1{,}58 . \ln T_{op}(B) + 12{,}26 \quad \text{(II-10)}$$

Ou $$D_{max}(B,T) = 2{,}1.10^5 . \left[T_{op}(B)\right]^{-1{,}58} \quad \text{(II-11)}$$

Ou encore

$$D_{max}(B,T) = \alpha . \left[T_{op}(B)\right]^{\beta} \quad \text{(II-12)}$$

Pour vérifier notre résultat obtenu par la méthode graphique, nous allons suivre ce travail par la méthode analytique.

- **Méthode analytique**

La dérivée du coefficient de diffusion de la relation (II-3) en fonction de la température en maintenant le champ magnétique constant nous donne la relation II-13:

$$D'(B,T) = 175T^{-2{,}42} . \frac{\left[-1 + 4{,}907.10^{18}.B^2.T^{-4{,}84}\right].10^3}{\left[1 + 2{,}05.10^{18}.B^2.T^{-4{,}84}\right]^2} \quad \text{(II-13)}$$

En posant la dérivée égale à zéro, nous obtenons la température optimale dépendante du champ magnétique, donnée par la relation (II-14).

$$T_{op}(B) = \sqrt[4,84]{2,4x(1,43.10^{9})^{2}.B^{2}} \quad \text{(II-14)}$$

Cette relation nous permet de calculer la température optimale pour différents champs magnétiques et d'en déduire le coefficient de diffusion maximale. Le tableau II-3 ci-dessous, représente les résultats obtenus.

Champ magnétique B(T)	0.0003	0.0004	0,0005	0,0006	0.0007	0.0008	0.0009	0.001
Température optimale (K)	254.7	286.6	313	336.5	361.4	381.9	401.0	418.8
Maximum du Coefficient de diffusion (cm^2/s)	33,368	28,173	24,66	22.202	20.259	18.757	17.561	16.548

Tableau II-3 : Maxima du coefficient de diffusion et la température optimale pour un champ magnétique donné obtenus par la méthode analytique.

Ce tableau nous permet de tracer le profil des maxima du coefficient de diffusion en fonction de la température optimale.

La figure II-5 représente le profil des maxima du coefficient de diffusion en fonction de la température optimale obtenue analytiquement.

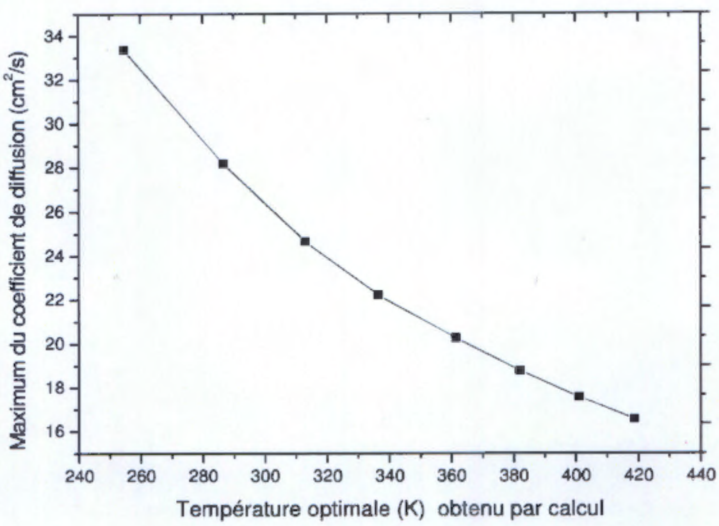


Figure II-5 : Profil des maxima du coefficient de diffusion en fonction de la température optimale obtenu par la méthode analytique.

On observe comme la méthode graphique que les maxima du coefficient de diffusion diminuent avec l'augmentation de la température optimale.

Pour déterminer la relation du coefficient de diffusion maximale en fonction de la température optimale, nous faisons une linéarisation de la figure II-5. Pour ce faire, on calcule le logarithme des maxima du coefficient de diffusion et de la température optimale.

Le tableau II-4 ci-dessous représente le logarithme des maxima du coefficient de diffusion et de la température optimale obtenus analytiquement.

Champ magnétique B(T)	0.0003	0.0004	0,0005	0,0006	0.0007	0.0008	0.0009	0.001
$LnT_{OP}(B)$	5.54	5.65	5.74	5.81	5.88	5.94	5.99	6.03
$lnD_{max}(B,T)$	3.507	3.338	3.205	3.1	3.008	2.931	2.865	2.806

Tableau II-4 : Logarithme des maxima du coefficient de diffusion et de la température optimale obtenus analytiquement.

La figure ci-dessous représente le profil du logarithme du coefficient de diffusion en fonction du logarithme de la température optimale.

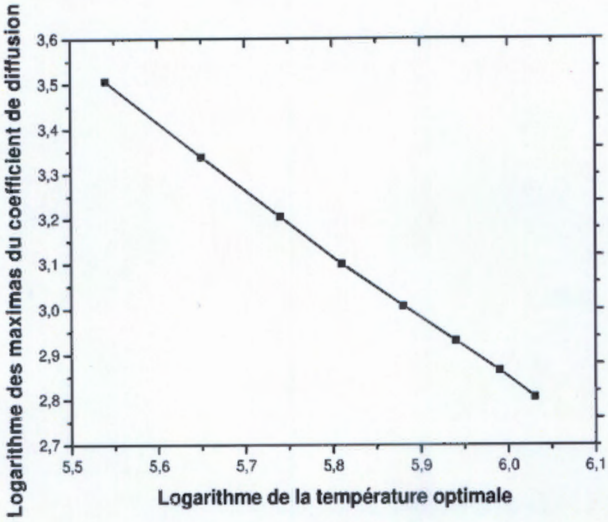


Figure II-6 : Profil du logarithme du coefficient de diffusion maximale en fonction du logarithme de la température optimale

Cette courbe est une droite linéaire, ce qui donne

$$\ln D_{max}(B,T) = \alpha'.\ln T_{op}(B) + \beta' \quad \text{(II-15)}$$

$3,507 = 5,54\alpha' + \beta'$ (II-16)

$3,205 == 5,74\alpha' + \beta'$ (II-17)

La résolution de la relation (II-16) et (II-17) nous donne le coefficient directeur $\alpha' = -1,51 cm^2/s.K$ et l'ordonnée à l'origine $\beta' = 11.87$

Ce qui nous donne $\ln D_{max}(B,T) = -1,51.\ln T_{op}(B) + 11,87$ (II-18)

ou

$$D_{max}(B,T) = 1,4.10^5 \left[T_{op}(B)\right]^{-1,51} \quad \text{(II-19)}$$

Ou encore $$D_{max}(B,T) = \alpha' \left[T_{op}(B)\right]^{\beta'} \quad \text{(II-20)}$$

La figure II-7 représente le profil comparatif du logarithme des maxima du coefficient de diffusion et de la température optimale des deux méthodes (analytique et graphique).

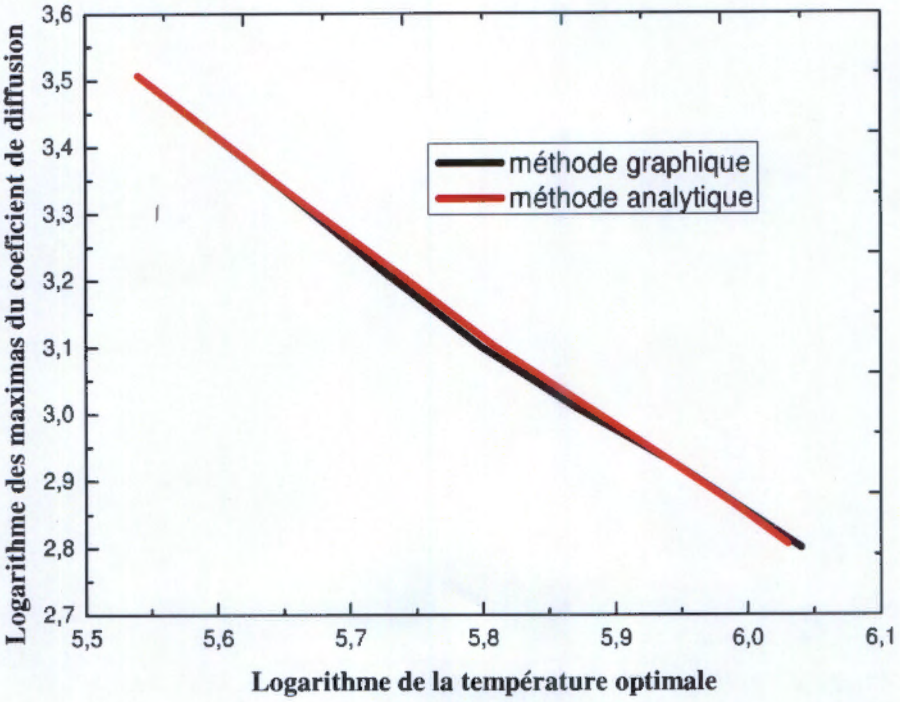


Figure II-7 : Logarithme des maxima du coefficient de diffusion en fonction du logarithme de la température optimale.

On note que les deux courbes sont presque confondues. Cette figure II-7 nous permet de confirmer notre résultat de la méthode graphique de la loi de diffusion maximale de porteurs.

III.3.2 Effet du champ magnétique

La figure II-8 présente le profil du coefficient de diffusion des porteurs minoritaires en fonction du logarithme du champ magnétique pour différentes valeurs de températures.

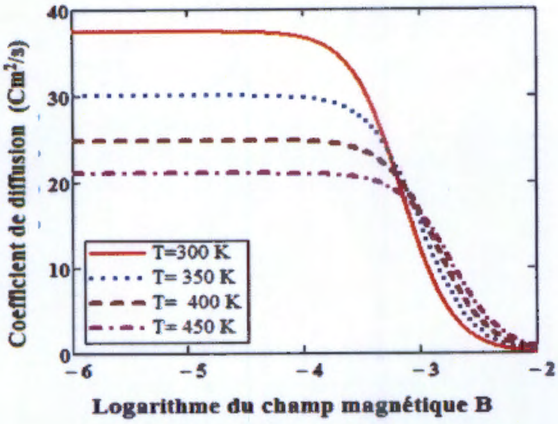


Figure II-8 : Coefficient de diffusion en fonction du logarithme du champ magnétique pour différentes températures.

Pour une température donnée, le coefficient de diffusion est maximal et pratiquement constant lorsque l'intensité du champ magnétique est faible. En effet, pour des faibles valeurs du champ magnétique la mobilité des porteurs n'est pas fortement influencée par une variation du champ magnétique, ce qui explique le palier observé. Par contre, lorsque le champ magnétique devient important, la mobilité et la diffusion des porteurs minoritaires diminuent en fonction du champ magnétique **[55]**. Cette diminution du coefficient de diffusion, lorsque le champ magnétique augmente, est due au fait que les porteurs de charges animés d'une vitesse sont déviés de leur trajectoire initiale par l'action du champ magnétique. Cette action qui augmente avec le champ magnétique réduit considérablement la diffusion des porteurs au sein du matériau.

Le coefficient de diffusion est plus sensible à la température lorsque le champ magnétique est faible.

On observe aussi une augmentation du coefficient de diffusion pour un champ magnétique supérieur à $10^{-3,2}$T. Cette augmentation s'explique par le fait que pour des champs magnétiques supérieurs à 10^{-3}T, on est dans l'intervalle où le coefficient de diffusion augmente avec la température figure II-2-b.

II.4. CONCLUSION

L'étude montre que le coefficient de diffusion dépend de la température et du champ magnétique et qu'il existe une température optimale Top(B) séparant deux processus physiques (processus normal et processus umklapp) pour un champ magnétique donné

($B<10^{-3}T$) où la diffusion des porteurs est maximale. La détermination graphique des maxima du coefficient de diffusion et de la température optimale a permis de tracer le profil des maxima du coefficient de diffusion en fonction de la température optimale Top(B) et d'en déduire une loi de diffusion maximale en fonction de la température optimale Top(B). Cette loi a été vérifiée par la méthode analytique. Par ailleurs, cette loi permet de montrer que le choix arbitraire des températures pour l'étude de l'effet de la température sur les paramètres électriques ou de recombinaison ne sera plus fortuit comme l'on fait **[26, 31]**. Par ailleurs, on note que l'effet de la température est plus important aux faibles champs magnétiques c'est-à-dire des champs magnétiques inférieurs d'environ $10^{-3,2}$T.

CHAPITRE III : ETUDE DES EQUATIONS DE CONTINUITE ET DES VITESSES DE RECOMBINAISONS INTRINSEQUES

III.1 INTRODUCTION

Dans ce chapître, nous allons présenter une étude en une dimension des équations de continuité et des vitesses de recombinaison intrinsèque d'une photopile monofaciale au silicium cristallin en régime statique sous éclairement multispectral. L'équation de continuité nous a permis de trouver la densité de porteurs qui nous a permis de déduire la densité de photocourant, le photocourant de court-circuit, la phototension, la phototension de circuit-ouvert et enfin les paramètres de recombinaison intrinsèque à la jonction et de la face arrière. L'effet de la température optimale $T_{op}(B)$ et du champ magnétique appliqué est présenté sur ces paramètres cités ci-dessus.

III.2 EQUATION DE CONTINUITE

L'équation de continuité pour une étude en une dimension à laquelle obéissent les porteurs minoritaires de charge dans la base à l'abscisse x en régime statique pour une photopile monofaciale s'annonce comme suit :

$$\frac{\partial^2 \delta(x,B,T)}{\partial x^2} - \frac{\delta(x,B,T)}{L^{*2}} = -\frac{G(x)}{D^*} \quad \text{(III-1)}$$

$\delta(x,B,T)$ densité de porteurs minoritaires en excès dans la base.

G(x) : Taux de génération des porteurs minoritaires. Il est donné par

$$G(x) = \sum_{i=1}^{3} a_i . e^{-b_i x} \quad \text{(III-2)}$$

a_i , bi : Coefficients obtenus à travers les valeurs tabulées de l'éclairement solaire.

Pour un éclairement sous AM 1.5, on a :

$a_1 = 6{,}13.10^{20}\ cm^{-3}\ s^{-3}$ $a_2 = 0{,}54.10^{20}\ cm^{-3}\ s^{-3}$ $a_3 = 0{,}0991.10^{20}\ cm^{-3}\ s^{-3}$

$b_1 = 6630\ cm^{-1}$ $b_2 = 1000\ cm^{-1}$ $b_3 = 130\ cm^{-1}$

III.2.1 Solution de l'équation de continuité

La solution de l'équation de continuité (III-1) de la densité des porteurs minoritaires en excès en fonction de la profondeur x dans la base peuvent être mises sous les formes suivantes:

$$\delta(x,B,T) = A_1 \cosh(\frac{x}{L^*}) + B_1 \sinh(\frac{x}{L^*}) - \sum_{i=1}^{3} k_i . e^{-b_i . x} \quad \text{(III-3)}$$

Avec $k_i = \frac{-a_i}{D^*(b_i^2 - \frac{1}{L^{*2}})}$ $\qquad D^*(b_i^2 - \frac{1}{L^{*2}}) \neq 0$

III.2.2 Conditions aux limites

Les conditions aux limites ne font que traduire les états d'interfaces de la photopile. C'est-à-dire à la jonction et à la face arrière.

Les coefficients A_1, B_1 sont déterminés grâces aux conditions aux limites ci-dessous :

- ✓ A la jonction pour x=0

$$\left.\frac{\partial\delta(x,B,T)}{\partial x}\right|_{x=0} = \left.\frac{Sf.\delta(x,B,T)}{D^*}\right|_{x=0} \quad \text{(III-4)}$$

- ✓ A la face arrière x=H

$$\left.\frac{\partial\delta(x,B,T)}{\partial x}\right|_{x=H} = -\left.\frac{Sb.\delta(x,B,T)}{D^*}\right|_{x=H} \quad \text{(III-5)}$$

où Sf est la somme de deux contributions Sf_0 qui est la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction induite par les pertes au niveau de la résistance shunt et Sf_J qui traduit le flux de courant imposé par une charge extérieure imposant le point de fonctionnement à la photopile. Son expression est donnée par $Sf = Sf_0 + Sf_j$ **[56]**.

III.3 Etude de la densité de porteurs minoritaires en excès dans la profondeur x

III.3.1 Effet de la température optimale

Photopile en situation de court-circuit :

La figure III-1 représente le profil de la densité de porteurs minoritaires en excès pour une situation de court-circuit.

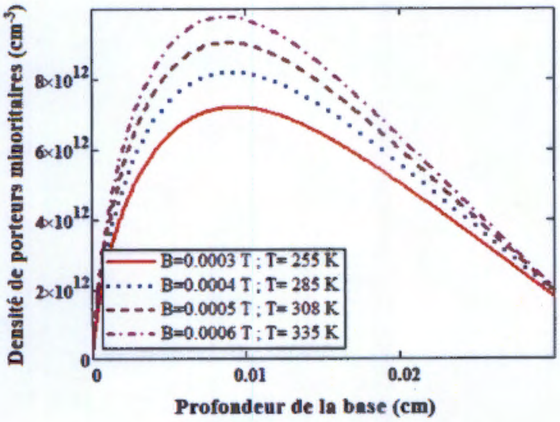


Figure III-1 : Densité des porteurs de charge minoritaires en excès en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la température optimale. $Sf=6.10^6$ cm/s.

Nous constatons à la figure III-1, que pour une valeur donnée de température optimale l'allure de la densité des porteurs en fonction de la profondeur dans la base comprend essentiellement trois zones:

- Une petite zone de forte densité située près de la jonction (x=0) où le gradient de la densité est positif. Dans cette zone, les porteurs de charges photogénérés possèdent une énergie suffisante leur permettant de traverser la jonction et de participer à la production du photocourant.
- Une deuxième zone de faible densité où le gradient de la densité est négatif. Les porteurs de charge qui se trouvent dans cette dernière zone ne peuvent ni traverser la jonction ni participer au photo courant. Ils seront alors recombinés en volume ou en face arrière de la base **[36]**.
- Une troisième zone où le gradient de la densité est nul.

La figure III-1 nous montre également que les maxima de la densité de porteurs minoritaires augmentent avec la température optimale. En fait, l'agitation thermique **[57]** résultant d'élévation de température réduit la mobilité des porteurs minoritaires **[58]** par conséquent, la réduction de la plus grande probabilité de diffusion maximale des porteurs minoritaires. Ce qui explique l'augmentation des maxima de porteurs avec la température optimale dans la base de la photopile.

Photopile en situation de circuit-ouvert :

La figure III-2 représente le profil de la densité de porteurs minoritaires en fonction de la profondeur pour différentes températures optimales en situation de circuit-ouvert.

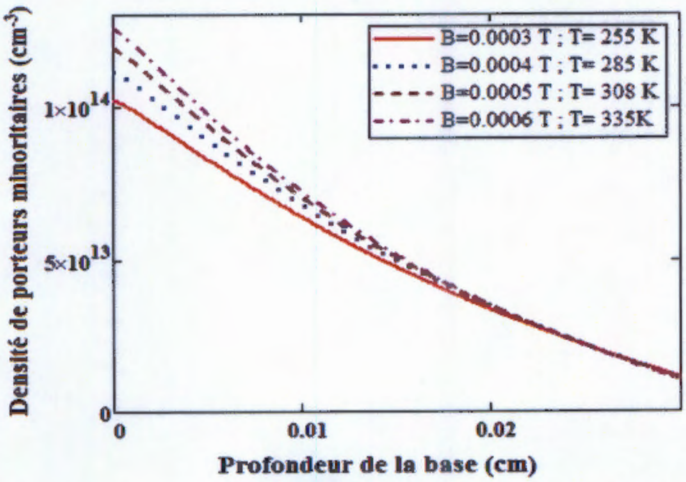


Figure III-2 : Densité de porteurs de charge minoritaires en excès en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la température optimale. Sf=10 cm/s.

Pour une température optimale donnée, on observe un gradient négatif de la densité de porteurs avec l'augmentation de la profondeur de la base. Dans cette situation, des porteurs photogénérés ne peuvent pas participer à la production de photocourant, d'où leur recombinaison en volume ou en surface.

On observe également une diminution de la densité de porteurs avec l'augmentation de la profondeur de la base. Cela est dû à une baisse de photogénération de porteurs en profondeur. Par ailleurs, on note une augmentation de la densité de porteurs avec l'augmentation de la température optimale. Cet effet de la température optimale est plus sensible près de la jonction où elle augmente la probabilité de recombinaison en volume des porteurs minoritaires.

Plus les charges sont accumulées plus l'effet de l'agitation thermique est plus perceptible.

III.3.2 Effet du champ magnétique

Photopile en situation de circuit -ouvert:

Nous montrerons dans ce paragraphe la densité des porteurs de charge minoritaires en excès en fonction de la température pour différents champs magnétiques.

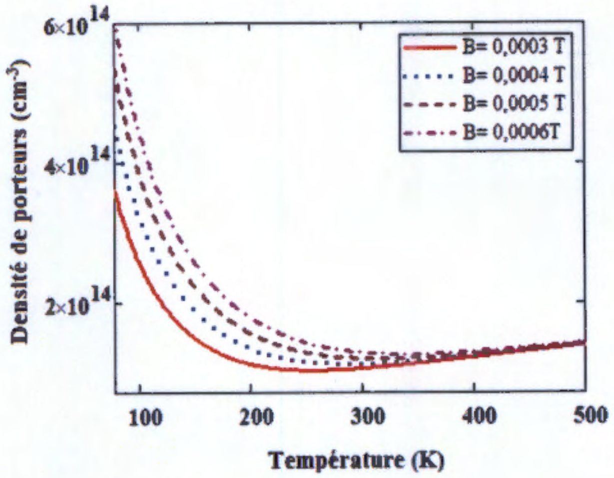


Figure III-3 : Densité de porteurs de charge minoritaires en excès en fonction de la température pour différentes valeurs du champ magnétique Sf=10 cm/s ; x=0,0001cm.

<u>*Photopile en situation de court-circuit :*</u>

La figure III-4 représente le profil de la densité de porteurs minoritaires en fonction de la température pour différents champs magnétiques en situation de court-circuit.

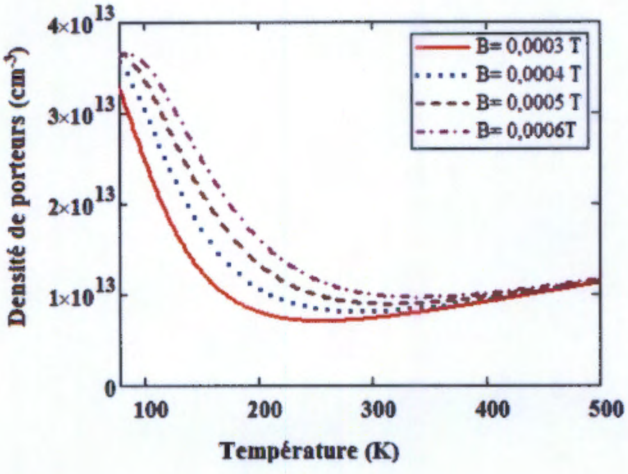


Figure III-4 : Densité de porteurs minoritaires en fonction de la température pour différentes valeurs du champ magnétique Sf=6.10⁶ cm/s, x=0,0086cm.

On observe, pour une situation de court-circuit (figure III-4) ou de circuit-ouvert (figure III-3) pour un champ magnétique donné, que la densité de porteurs diminue jusqu'à une valeur minimale correspondante à une température appelée température optimale avant de croître avec l'augmentation de la température. En fait, la diminution de la densité des porteurs pour une température inférieure à la température optimale correspond à une situation où la diffusion des porteurs augmente avec la température (situation de basse température) alors que l'augmentation correspond à l'effet inverse, c'est-à-dire de la situation où la diffusion de porteurs diminue avec l'élévation de température (processus d'umklapp ou mécanisme en U). Les minima de porteurs correspondent à une diffusion maximale de porteurs à une température optimale.

On observe que l'effet du champ magnétique est plus sensible aux minima de la densité de porteurs dans les deux cas (circuit-ouvert ou court-circuit). En effet, en augmentant le champ magnétique, nous augmentons la température optimale et réduisons par conséquent la probabilité de diffusion maximale de porteurs minoritaires en excès, ce qui explique l'augmentation des minima de la densité de porteurs avec le champ magnétique.

On note également que la densité de porteurs de circuit-ouvert est supérieure à la densité de porteurs en situation de court-circuit.

III.4 Etude de la densité de Photocourant

On peut exprimer la densité de photocourant à partir de l'expression de la densité de porteurs minoritaires en excès dans la base, sous la forme suivante:

$$J_{Ph}(B,T) = q.D^{*}.\left.\frac{\partial\delta(X,B,T)}{\partial x}\right|_{x=0} \qquad \textbf{(III-6)}$$

III.4.1 effet de la température optimale

La figure III-5 représente le profil de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes températures optimales.

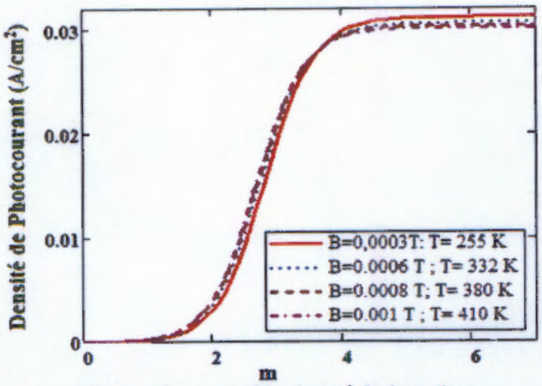


Figure III-5: Desnité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la température optimale $Sf(m)=m.10^m$ cm/s.

On observe que la densité de photocourant est nulle pour une vitesse de recombinaison inférieure à 200cm/s, situation de circuit-ouvert. Elle augmente avec l'augmentation de la vitesse de recombinaison à la jonction jusqu'à 4.10^4 cm/s avant d'être constante situation de court-circuit.

On observe une augmentation de la densité de photocourant pour une situation intermédiaire au court-circuit et au circuit-ouvert avec la température optimale. L'agitation thermique élargit la zone de charge d'espace **[26]**. Du coup, un nombre important de porteurs vont traverser la jonction pour participer au photocourant **[59]**.

On note cependant, pour une situation de court-circuit, que la densité de photocourant diminue avec l'augmentation de la température optimale. L'augmentation de la température optimale augmente l'agitation thermique, ce qui réduit la probabilité de diffusion maximale de porteurs minoritaires de la base vers la jonction pour participer au photocourant d'où la réduction du photocourant de court-circuit.

III.4.2 Effet du champ magnétique

La figure III-6 représente le profil de la densité de photocourant en fonction du champ magnétique.

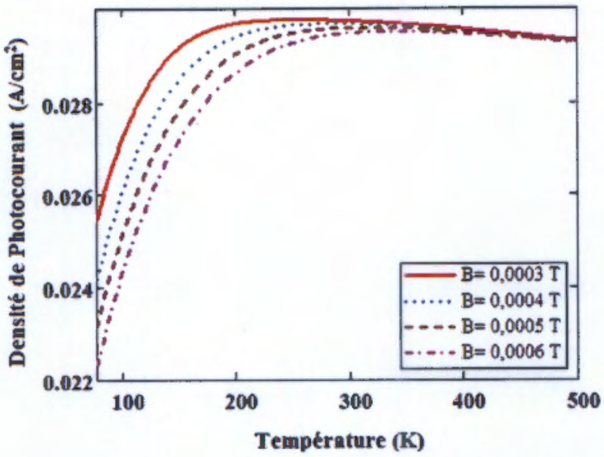


Figure III-6 : Densité de photocourant en fonction de la température pour différentes valeurs du champ magnétique Sf= 4.10⁴ cm/s.

On observe pour un champ magnétique donné que la densité de photocourant présente trois zones : Une première zone où la densité de porteurs minoritaires augmente avec la température. Ceci est dû à une augmentation de la diffusion de porteurs à la suite de la réduction de la résistance **[48, 50]** et de l'augmentation de la conduction du matériau avec la température **[47]** (basse température, ici le processus umklapp est inhibé).

- Ensuite une seconde zone où la densité de photocourant diminue avec l'augmentation de la température. Cette baisse de la densité de photocourant est la conséquence du processus umklapp sur la diffusion de porteurs à haute température comme le montre la figure II-2-a.
- Et enfin, une troisième zone où la densité de photocourant est maximale. Ceci est la cause d'une diffusion maximale de porteurs minoritaires à une température égale à la température optimale $T_{op}(B)$.

On note également une réduction des maxima de la densité de photocourant avec l'augmentation du champ magnétique. En fait, en augmentant le champ magnétique nous augmentons la température optimale, ce qui entraîne alors l'augmentation de l'agitation thermique (désordre au sein du matériau), ceci a pour conséquence la probabilité de réduction de la diffusion maximale de porteurs de la base vers la jonction pour participer au photocourant.

III.5 Photocourant de court-circuit

Le photocourant de court-circuit est obtenu par la relation ci-contre :

$$J_{cc}(B,T) = \lim_{Sf > 4.10^4 cm/s} J_{Ph}(B,T) \quad \text{(III-7)}$$

III.5.1 Effet de la température optimale

La figure III-7 suivante présente le photocourant de court-circuit en fonction du logarithme du champ magnétique pour différentes températures optimales.

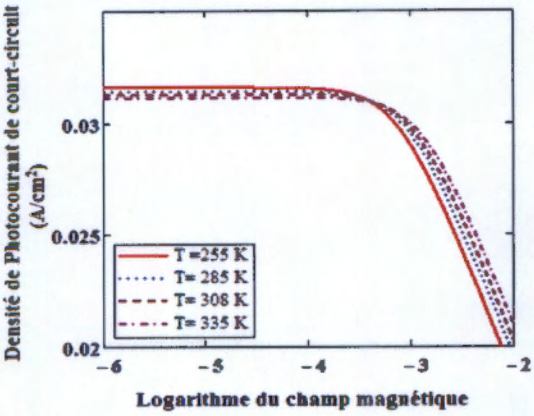


Figure III-7: Photocourant de court-circuit en fonction du logarithme du champ magnétique pour différentes valeurs de la température optimale.

On observe, pour de faibles champs magnétiques ($B<10^{-3,5}T$), que le photocourant de court-circuit diminue avec l'augmentation de la température optimale et augmente avec la température optimale pour des champs magnétiques $B>10^{-3,5}T$. En fait, nous avons vu au chapître II (figure II-2), pour des champs magnétiques inférieurs à environ $10^{-3}T$, que l'augmentation de la température optimale diminue la probabilité de diffusion maximale de porteurs minoritaires de la base vers la jonction pour participer à la production de photocourant alors que la diffusion augmente pour des champs magnétiques supérieurs à$10^{-3}T$.

III.5.2 Effet du champ magnétique

Nous représentons à la figure III-8 ci-dessous l'évolution du photocourant de court-circuit en fonction de la température pour différents champs magnétiques.

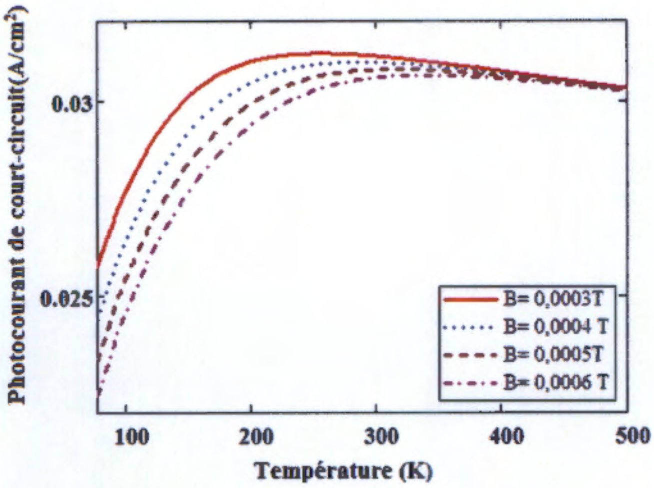


Figure III-8: Photocourant de court-circuit en fonction de la température pour différentes valeurs du champ magnétique.

On observe pour un champ magnétique donné que le photocourant de court-circuit augmente jusqu'à une valeur maximale correspondante à une température appelée température optimale avant de décroître avec l'augmentation de la température.

On note également une diminution des maxima du photocourant de court-circuit avec l'augmentation du champ magnétique. En fait, l'augmentation du champ magnétique augmente la température optimale et par conséquent la réduction de la diffusion maximale de porteurs minoritaires de la base vers la jonction, donc la baisse des maxima du photocourant de court-circuit avec le champ magnétique.

III.6 PHOTOTENSION

L'expression de la tension qui existe aux bornes de la photopile monofaciale lorsqu'elle est soumise à un éclairement est obtenue à partir de la relation de Boltzmann ; elle se met sous la forme.

$$V_{Ph}(B,T) = V_T \cdot \left[\frac{N_b . \delta(0,B,T)}{n_i(T)^2} + 1 \right] \quad \text{(III-8)}$$

V_T est la tension thermique : $V_T = \frac{k_b T}{q}$

K_b est la constante de Boltzmann ($1{,}38.10^{-23}$ m^2 kg s^{-2} K^{-1})

N_b est le taux de dopage

$n_i(T)$ est la densité intrinsèque des porteurs minoritaires exprimée comme suit:

$$n_i^2(T) = A.T^3.\exp\left(-\frac{E_g}{k_b.T}\right) \quad \text{(III-9)} \ \textbf{[60]}$$

E_g est l'énergie de gap pour le silicium cristallin, elle correspond à la différence entre l'énergie de la bande de conduction E_c et à celle de la bande de valence E_v.

$E_v = 1{,}12.1{,}6.10^{-19}J$

A est une constante. $A = 3{,}87.10^{16}\ cm^{-3}\ K^{-3/2}$

III.6.1 Effet de la température optimale

La figure III-9 représente le profil de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes températures optimales.

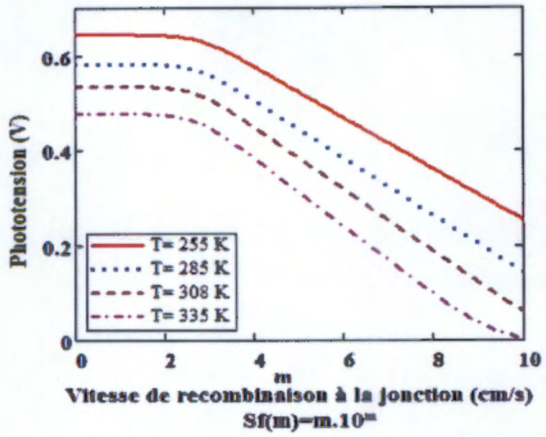


Figure III-9: Phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la température optimale.

On observe une diminution de la phototension avec l'augmentation de la vitesse de recombinaison à la jonction. En effet, lorsque la vitesse de recombinaison à la jonction augmente, il y a de moins en moins de porteurs prés de la jonction, donc une réduction de la phototension avec l'accroîssement de la vitesse de recombinaison à la jonction.

On constate aussi une diminution de l'amplitude de la phototension avec l'augmentation de la température optimale. Ceci est la cause du désordre au sein du matériau résultant de l'augmentation de la température optimale. Il faut donc s'attendre à une diminution du rendement de la photopile avec l'augmentation de la température **[61]**.

III.6.2 Effet du champ magnétique

La figure III-10 ci-dessous représente le profil de la phototension en fonction du champ magnétique.

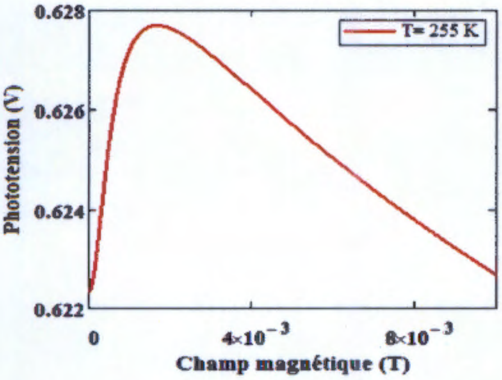


Figure III-10 : Phototension en fonction du champ magnétique T=255K ; Sf=3.10³ cm/s.

On observe l'augmentation de la phototension jusqu'à une valeur maximale avant de décroître avec l'augmentation du champ magnétique (environ $B>1{,}5.10^{-3}T$). En fait, la présence du champ magnétique dans la base de la photopile crée une force de Lorentz qui modifie les porteurs minoritaires de leurs trajectoires initiales et les dévie vers la face latérale de la photopile, ce qui augmente la phototension, alors que la diminution de la phototension est la conséquence de l'augmentation de la résistivité du matériau à la suite de la diminution des propriétés intrinsèques de la photopile avec l'augmentation du champ magnétique. Cela signifie qu'une photopile monocristalline, sous l'effet d'un champ magnétique, fonctionnera comme une photopile polycristalline à partir d'une certaine intensité du champ magnétique appliquée (environ $B>1.5.10^{-3}T$).

III.7 Etude de la phototension de circuit-ouvert

La phototension de circuit-ouvert est donnée par la relation ci-dessous :

$$V_{co}(B,T) = \lim_{Sf < 2.10^2 cm/s} V_{Ph}(B,T) \quad \text{(III-10)}$$

Le profil de la phototension de circuit-ouvert en fonction du champ magnétique pour différentes valeurs de température optimale nous est donné par la figure III-11.

Effet de la température optimale

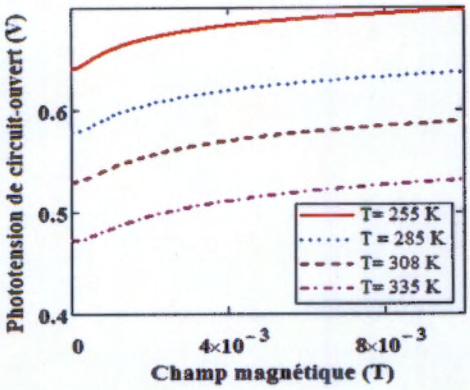


Figure III-11: Phototension de circuit-ouvert en fonction du champ magnétique pour différentes valeurs de la température optimale.

On observe une augmentation de la phototension de circuit-ouvert avec le champ magnétique et une diminution avec l'augmentation de la température optimale.

L'étude du module du photocourant, en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction, nous permet de déduire les expressions des vitesses de recombinaisons intrinsèques à la jonction et à la face arrière de la photopile.

III.8 Vitesses de recombinaisons intrinsèques

III.8.1 Vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction Sf_0

Pour des grandes vitesses de recombinaison des porteurs de charge en face arrière de la photopile ($Sb \geq 10^4$ cm/s), la densité de photocourant présente un gradient nul **[62]**, c'est-à-dire :

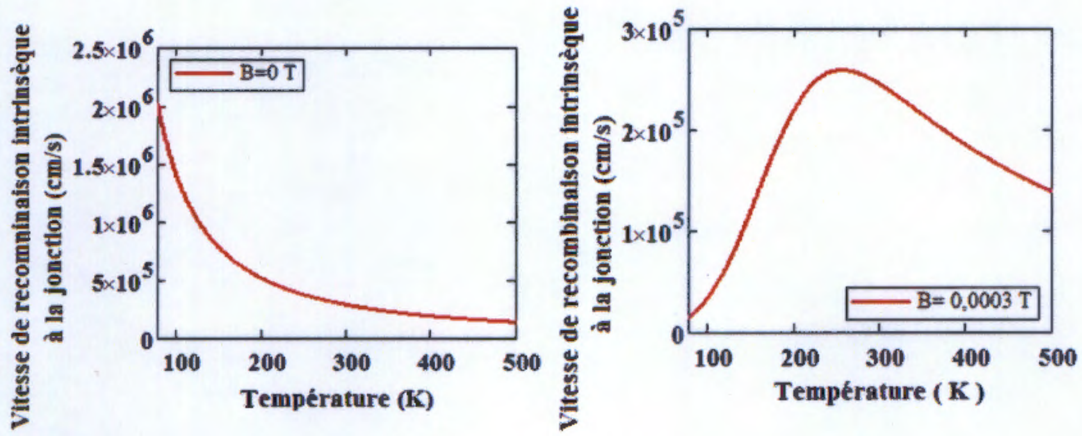
$$\left[\frac{\partial J_{Ph}(B,T)}{\partial Sb}\right]_{Sb > 4.10^4 cm/s} = 0 \quad \text{(III-11)}$$

La résolution de la relation III-11 nous donne la relation III-12:

$$Sf_0(B,T) = \sum_{i=1}^{3} \frac{D^* \cdot \left[b_i \cdot L^* - \exp(-b_i \cdot H) \cdot \left(sh(\frac{H}{L^*}) + b_i \cdot L^* \cdot ch(\frac{H}{L^*}) \right) \right]}{L^* \cdot \left[\exp(-b_i \cdot H) \cdot \left(ch(\frac{H}{L^*}) + b_i \cdot L^* \cdot sh(\frac{H}{L^*}) \right) - 1 \right]} \quad \text{(III-12)}$$

III.8.1.1 Effet de la température

Les profils ci-dessous présentent la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction en fonction de la température en absence du champ magnétique (figure III-12-a) et en présence du champ magnétique (figure III-12-b).



III-12-a B=0 T *III-12-b B=10^{-3}T*

Figure III-12 : Vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction en fonction de la température En absence du champ magnétique III-12-a et en présence du champ magnétique III-12-b.

La figure ***III-12***-a montre que la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction diminue avec l'augmentation de température en absence du champ magnétique. Tout se passe comme si la prise en compte de la température réduisait les pertes de courant liées aux phénomènes d'interfaces. Il correspond aux courants de diode sous obscurité. La réduction de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction augmente la résistance shunt [**63**]. En fait, l'augmentation de la température est la cause d'une agitation thermique qui augmente la probabilité de réduction de la mobilité, la diffusion et la conduction des porteurs minoritaires de la base vers la jonction. Ce qui traduit alors une réduction des flux indésirables de porteurs minoritaires en excès qui traversent la jonction.

L'application du champ magnétique montre, à la figure III-12-b, l'existence de trois zones :

- Une première zone où la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction augmente avec la température. Ceci est dû à l'augmentation de la diffusion de porteurs avec la température pour une situation où le processus d'umklapp est inhibé (basse température). Ici, la conduction augmente **[47]** alors que la résistance du matériau diminue **[48; 50]** avec l'augmentation de la température.

- Puis une deuxième zone où la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction diminue avec l'augmentation de la température. En fait, à haute température la diffusion de porteurs diminue avec l'élévation de température (processus umklapp).
- Et enfin, une troisième zone où la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction est maximale. Cette valeur maximale de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction est la conséquence de la diffusion maximale de porteurs minoritaires à une température appelée température optimale.

Tout se passe comme si, pour une température inférieure à la température optimale, les pertes de porteurs à l'interface (émetteur/base) augmentent alors qu'elles diminuent pour des températures supérieures à la température optimale et maximale pour des températures égales à la température optimale.

Nous allons à présent étudier l'effet de la température optimale.

III.8.1.2 Effet de la température optimale

La figure III-13 représente le profil de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction en fonction du logarithme du champ magnétique pour différentes températures optimales

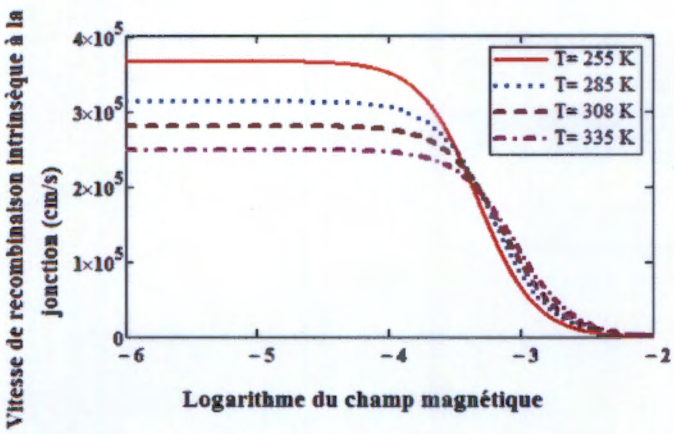


Figure III-13: Vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction en fonction du logarithme du champ magnétique pour différentes valeurs de la température optimale.

On constate pour une température optimale donnée, que la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction est maximale et constante pour des champs magnétiques faibles (inférieurs à 10^{-4}T), au-delà, il décroît. En effet, l'augmentation du champ magnétique réduit la mobilité par conséquent la réduction de la conduction et de la diffusion des porteurs minoritaires **[39]** de la base vers l'interface émetteur/base, augmente par contre, la probabilité de recombinaison en volume des porteurs minoritaires.

On observe une diminution de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction pour des champs magnétiques $B<10^{-3,4}T$ et une augmentation au-delà de $B>10^{-3,4}T$ avec l'augmentation de la température optimale. En fait, pour de faibles champs magnétiques ($B<10^{-3}T$), on a une plus grande probabilité de réduction de diffusion maximale de porteurs de la base vers la jonction avec l'augmentation de la température optimale donc une réduction maximale des flux indésirables de porteurs qui traversent la jonction. Alors que pour des champs magnétiques $B>10^{-3,4}T$, on a une augmentation de la diffusion des porteurs minoritaires en excès avec la température optimale comme nous le montre la figure II-2-b.

III.8.1.3 Effet du champ magnétique

Nous représentons à la figure (III-14) la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction en fonction de la température pour différents champs magnétiques.

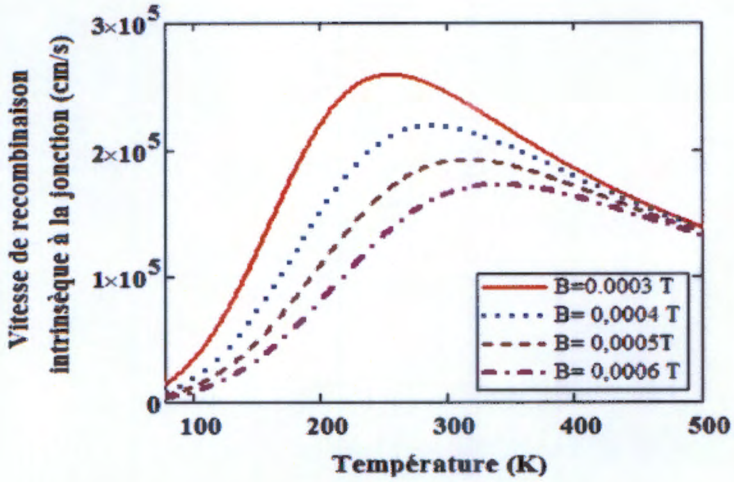


Figure III-14 :Vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction en fonction de la température pour différentes valeurs du champ magnétique.

La figure III-14 montre une diminution des maxima de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction avec l'augmentation du champ magnétique. Cette baisse de ces fuites traduit la diminution du flux indésirable de porteurs de charge qui passent à travers la jonction. L'augmentation du champ magnétique augmente la température optimale, par conséquent la réduction de la diffusion maximale de porteurs minoritaires en excès de la base vers la jonction.

III.8.2 Vitesse de recombinaison intrinsèque à la face arrière Sb

La vitesse de recombinaison à la face arrière traduit les recombinaisons des porteurs en zone arrière de la photopile. Ce paramètre phénoménologique doit être la plus faible possible car son augmentation a pour conséquence un nombre important de porteurs recombinés en zone arrière de la photopile **[12]** et une réduction de la résistance shunt **[64]** et du rendement de la photopile **[65]**.

L'expression de la vitesse de recombinaison à la face arrière de la base (Sb) s'obtient à partir de la résolution de l'équation (12) ci-dessous **[66, 67, 68]**

$$\left[\frac{\partial J_{Ph}(B,T)}{\partial Sf}\right]_{Sf > 4.10^4 cm/s} = 0 \quad \text{(III-13)}$$

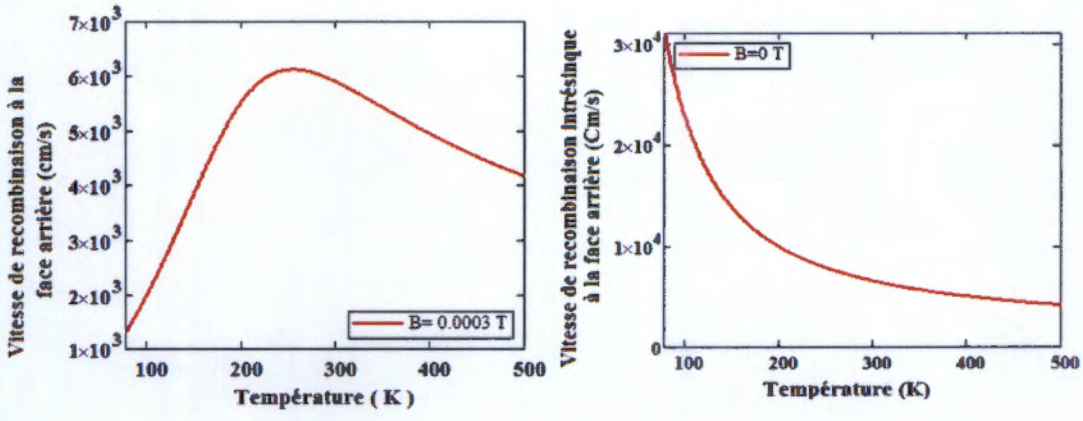
La résolution de la relation III-13 nous donne la relation III-14

$$Sb_0(B,T) = \sum_{i=1}^{3} \frac{D^* \cdot \left[sh\left(\frac{H}{L^*}\right) + b_i \cdot L^* \cdot \left(exp(-b_i \cdot H) - ch\left(\frac{H}{L^*}\right) \right) \right]}{L^* \cdot \left[b_i \cdot L^* \cdot sh\left(\frac{H}{L^*}\right) + exp(-b_i \cdot H) - ch\left(\frac{H}{L^*}\right) \right]} \quad \text{(III-14)}$$

La relation (III-14) nous permet de tracer le profil de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la face arrière.

III.8.2.1 Effet de la température

La figure III-15 représente le profil de la vitesse de recombinaison à la face arrière en fonction de la température.



III-15-a *III-15-b*

Figure III-15 : Vitesse de recombinaison à la face arrière en fonction de la température en absence du champ magnétique III-15-b et en présence du champ magnétique III-15-a.

La figure III-15-b montre une diminution de la vitesse de recombinaison à la face arrière de la photopile avec l'augmentation de la température en absence du champ magnétique. L'agitation thermique résultant de l'élévation de la température réduit les pertes de porteurs en zone arrière de la photopile (à l'interface de la base dopé P et de la zone surdopée P^+) et améliore ainsi l'effet de back surface field (BSF).

Par contre, l'application du champ magnétique dans la base de la photopile nous montre à la figure III-15-a, l'existence de trois zones : d'abord une première zone où la vitesse de recombinaison à la face arrière augmente avec la température. L'augmentation de la vitesse de recombinaison à la face arrière avec la température augmente les recombinaisons en zone arrière. Alors les porteurs photogénérés en zone arrière ont plus de probabilité de recombinaison dans cette zone (à l'interface de la base dopé P et de la zone surdopée P^+). Dans ces conditions, la photopile est dite ohmique **[69]**.

- Ensuite une seconde zone où la vitesse de recombinaison à la face arrière diminue avec l'augmentation de température. Ici, on est dans une situation où la conduction thermique diminue **[47; 49]** avec l'augmentation de la température (processus umklapp), ce qui réduit alors la vitesse de recombinaison à la face arrière.
- Enfin, une troisième zone où la vitesse de recombinaison à la face arrière est maximale. Cette valeur maximale est la conséquence d'une diffusion maximale de porteurs de la face arrière vers l'interface de la base dopée P et la zone surdopée P^+ à une température délimitant le processus normal **[52]** et le processus umklapp **[48; 50]** appelée température optimale.

La conséquence d'une valeur élevée de la vitesse de recombinaison à la face arrière est la réduction de la production de photocourant, de la phototension **[70]**.

III.8.2.2 Effet de la température optimale

La figure III-16 représente le profil de la vitesse de recombinaison à la face arrière en fonction du logarithme du champ magnétique pour différentes températures optimales.

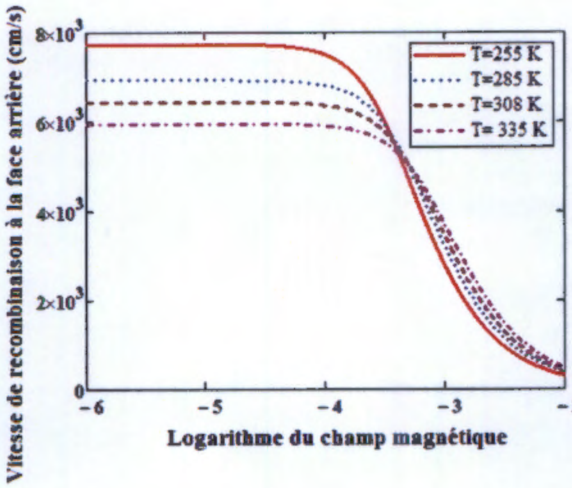


Figure III-16: Vitesse de recombinaison à la face arrière en fonction du logarithme du champ magnétique pour différentes valeurs de la température optimale.

On constate que la vitesse de recombinaison à la face arrière est maximale et constante pour des champs magnétiques faibles (inférieurs à 10^{-4}T), au-delà, il décroit. En effet, l'augmentation du champ magnétique réduit la mobilité par conséquent la réduction de la conduction et de la diffusion des porteurs minoritaires **[39]** de la face arrière vers l'interface de la base dopée P et la zone surdopée P^+, augmente par contre, la probabilité de stockage des porteurs minoritaires à la face arrière de la photopile.

On observe une diminution de la vitesse de recombinaison à la face arrière avec l'augmentation de la température optimale pour des champs magnétiques $B<10^{-3.4}$T. Cependant, pour un champ magnétique $B>10^{-3.4}$T, on observe une situation inverse qui se manifeste par une augmentation des recombinaisons à la face arrière de la photopile. L'augmentation de la température optimale augmente la probabilité de réduction des recombinaisons en face arrière de la photopile pour de faibles champs magnétiques ($B>10^{-3}$T), ce qui est l'effet contraire pour un champ magnétique supérieur à environ 10^{-3}T.

III.8.2.3 Effet du champ magnétique

La figure III-17 représente le profil de la vitesse de recombinaison à la face arrière.

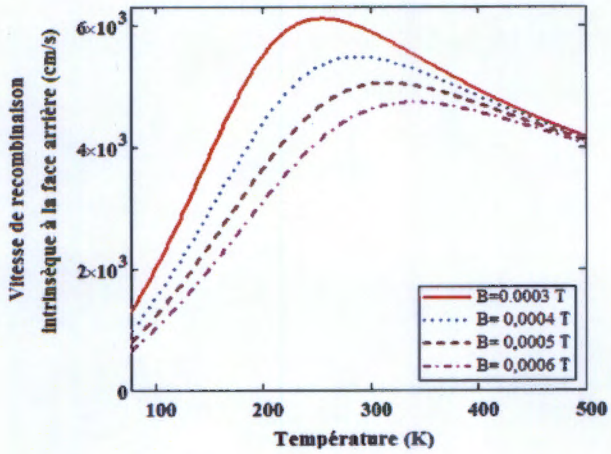


Figure III-17 : Vitesse de recombinaison à la face arrière en fonction de la température pour différentes valeurs du champ magnétique.

On note que la variation du champ magnétique est plus sensible aux maxima de la vitesse de recombinaison à la face arrière. L'augmentation du champ magnétique entraîne une élévation de la température optimale par conséquent la probabilité de réduction de la diffusion maximale de porteurs minoritaires de la base vers la jonction. Ce qui explique une réduction des pertes de porteurs minoritaires lié à l'interface de la base dopée P et la zone surdopée P^+.

III.9 CONCLUSION

Dans ce chapître, la résolution de l'équation de continuité des porteurs minoritaires a été réalisée. L'effet du champ magnétique appliqué et de la température optimale sur la densité des porteurs de charge, la densité de photocourant; le courant de court-circuit, la phototension, la phototension de circuit-ouvert et sur les paramètres de recombinaison intrinsèque a été présenté. Il ressort de notre étude que :

- ✓ la densité de porteurs en situation de court-circuit, circuit-ouvert augmente alors que la phototension, la phototension de circuit-ouvert, la caractéristique courant-tension diminue avec l'augmentation de la température optimale

- ✓ le photocourant de court-circuit, la vitesse de recombinaison intrinsèque (à la jonction et à la face arrière) diminue pour des champs magnétiques inférieurs de l'ordre de 10^{-3}T et augmente au-delà de 10^{-3}T avec la température optimale.
- ✓ la densité de porteurs en situation de court-circuit et circuit-ouvert, la phototension de circuit-ouvert augmente avec le champ magnétique.
- ✓ La phototension augmente jusqu'à une valeur maximale avant de décroître avec l'augmentation du champ magnétique. Les maxima de photocourant, le photocourant de court-circuit, les paramètres intrinsèques de recombinaison diminuent avec l'augmentation du champ magnétique.

Nous allons poursuivre notre étude dans le chapître suivant sur les caractéristiques courant-tension et sur la détermination des paramètres électriques.

CHAPITRE IV : ETUDE DE LA CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION ET DETERMINATION DES PARAMETRES ELECTRIQUES

IV.1 INTRODUCTION

Après avoir étudié la densité de porteurs minoritaires en excès dans la base de la photopile dans le chapître III et déduit la densité de photocourant et la phototension, nous allons mettre l'accent dans ce dernier chapître sur les paramètres électriques tels que la caractéristique courant-tension, la résistances shunt, la résistance série et la capacité de diffusion.

Dans chacun des cas, les effets de la température optimale ainsi que ceux du champ magnétique seront présentés.

IV.2 CARACTERISTIQUE I-V

La figure IV.1 représente le profil de la caractéristique courant-tension pour différentes températures optimales.

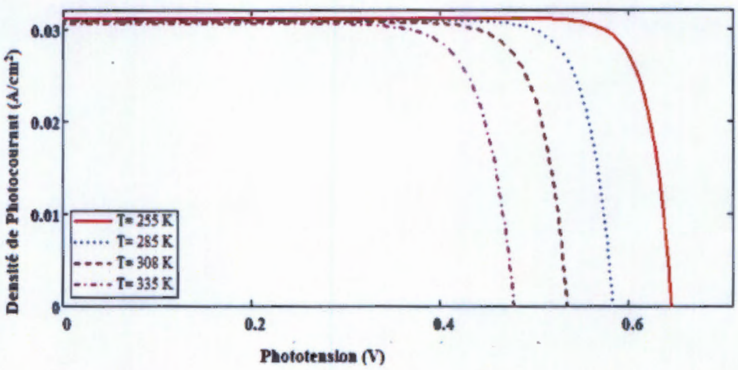


Figure IV-1: Caractéristique courant- tension pour différentes valeurs de la température optimale.

On observe une diminution du photocourant de court-circuit et la phototension de circuit-ouvert avec l'augmentation de la température optimale. On note également que l'élévation de la température optimale affecte beaucoup plus la phototension que le photocourant.

IV.3 RESISTANCE SERIE

La résistance série caractérise les pertes de porteurs liés aux contacts ou grilles métalliques, pertes de porteurs dues à l'effet Joule et les recombinaisons en volume. Elle doit être la plus faible possible.

IV.3.1 Détermination de la résistance série

Afin de déterminer la résistance série, nous considérons la caractéristique courant-tension au voisinage du circuit-ouvert comme nous le montre le cercle à la figure IV-2. Car en circuit-ouvert, la cellule solaire se comporte comme un générateur de tension réelle.

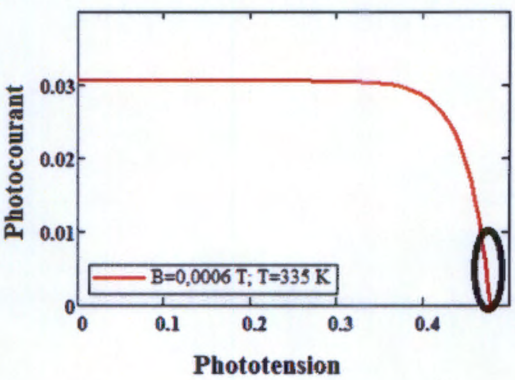


Figure IV-2 la caractéristique courant-tension

La figure IV-2, nous permet de schématiser à la figure IV-3 la photopile comme une source de tension idéale en série avec la résistance ohmique.

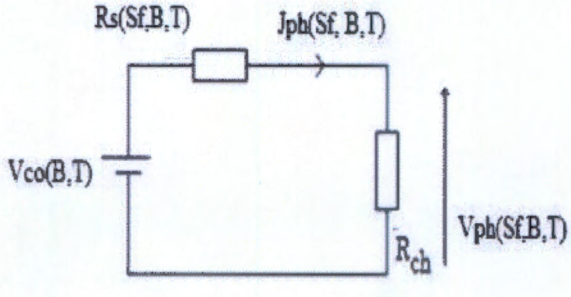


Figure IV-3 : Equivalent électrique

En appliquant la loi des mailles à la figure IV-3, nous obtenons la relation suivante:

$$Rs(Sf,B,T) = \frac{V_{co}(B,T) - V_{Ph}(Sf,B,T)}{J_{Ph}(Sf,B,T)} \quad \text{(IV-1)}$$

Nous allons maintenant montrer l'évolution de la résistance série pour faire ressortir les effets de la température optimale et du champ magnétique.

IV.3.2 Effet de la température optimale

La figure IV.4 représente le profil de la résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes températures optimales.

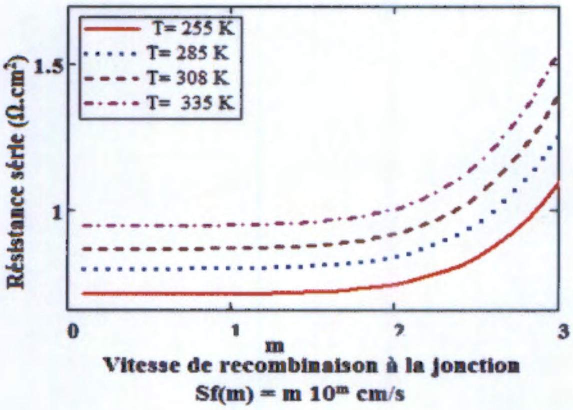


Figure IV-4 : Résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la température optimale.

La figure IV-4 montre que la résistance série dépend de la température optimale. La résistance série augmente avec la vitesse de recombinaison à la jonction. Cette augmentation est plus marquée avec les valeurs élevées de température optimale: c'est l'effet de la thermorésistance. En effet, l'augmentation de la vitesse de recombinaison à la jonction a pour conséquence l'augmentation du nombre de porteurs qui traversent la jonction **[6]** causant ainsi l'échauffement de la grille métallique donc l'accroîssement de la résistance série avec la vitesse de recombinaison à la jonction. L'augmentation de la température optimale est synonyme de l'augmentation de l'agitation thermique, ce qui réduit la mobilité **[58]** par conséquent la réduction de la diffusion maximale des porteurs minoritaires de la base vers la jonction, entrainant ainsi leurs recombinaisons en volume donc l'augmentation de la résistance série avec la température optimale.

Les valeurs élevées de la résistance série réduisent la puissance et le facteur de forme de la photopile **[70]**.

IV.3.3 Effet du champ magnétique

La figure IV-5 représente le profil de la résistance série en fonction du champ magnétique.

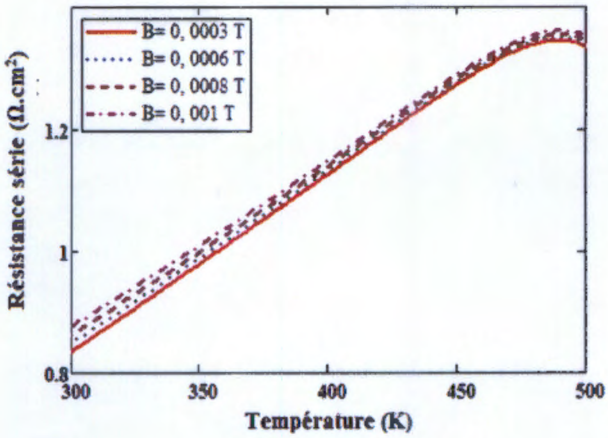


Figure IV-5: Résistance série en fonction de la température pour différentes valeurs du champ magnétique, Sf=10cm/s.

On observe que la résistance série augmente avec le champ magnétique : c'est l'effet magnétorésistance. Cette augmentation de la résistance série est due à la réduction de la mobilité des porteurs au sein du matériau semi-conducteur. Or, l'augmentation du champ magnétique augmente la probabilité de réduction de leur mobilité **[56]**.

IV.4 RESISTANCE SHUNT

La résistance shunt résulte des recombinaisons en volume, en surface et des interfaces de la cellule solaire **[71]**, à un défaut de fabrication et parfois à un léger mauvais design de la cellule solaire **[5]**. Elle exprime le courant de fuite **[72]** au niveau de la jonction. Sa valeur peut être déterminée comme nous pouvons le voir dans le travail de **[15]**.

IV.4.1 Détermination de la résistance shunt

Afin de déterminer la résistance shunt, nous considérons la caractéristique I-V au voisinage du court-circuit (figure IV.6), car, en court-circuit, la photopile se comporte comme un générateur de courant réel.

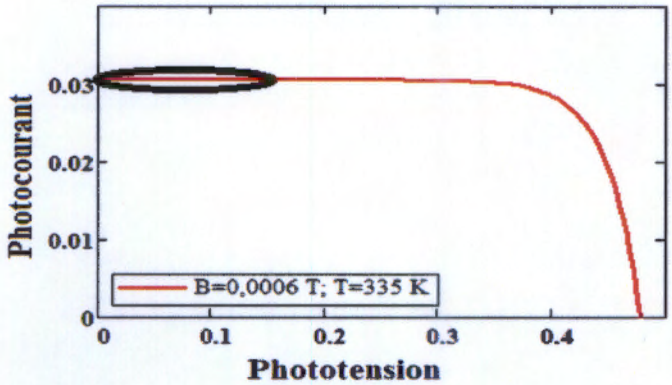


Figure IV-6 : Caractéristique courant-tension de la photopile monofaciale

La figure IV-6, nous permet de schématiser à la figure IV-7 la photopile comme une source de courant idéale en parallèle avec la résistance shunt.

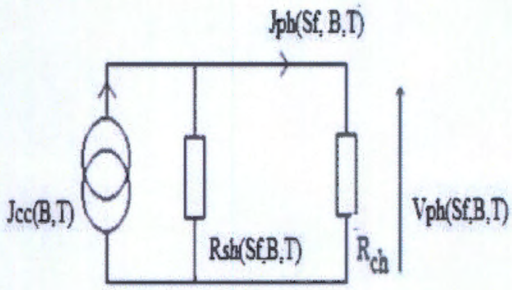


Figure IV-7: Circuit équivalent de la photopile chargée par une très faible résistance.

En appliquant la loi de Norton et des mailles à la figure IV-7, on obtient la relation IV-2 suivante:

$$Rsh(Sf,B,T)=\frac{V_{Ph}(Sf,B,T)}{J_{cc}(B,T)-J_{Ph}(Sf,B,T)} \quad \text{(IV-2)}$$

Nous allons à présent montrer l'évolution de la résistance shunt pour faire ressortir les effets de la température optimale et du champ magnétique.

IV.4.2 Effet de la température optimale

La figure IV.8 représente le profil de la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes températures optimales.

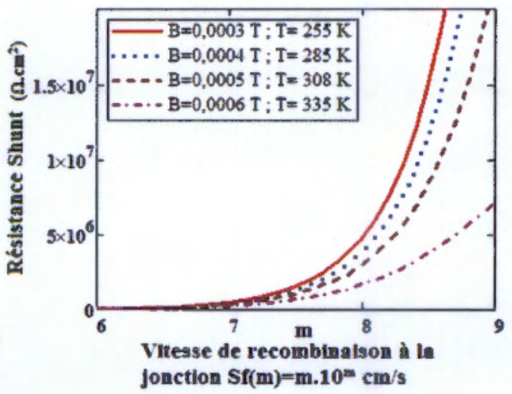


Figure IV-8 : la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la température optimale.

On observe que la résistance shunt augmente avec la vitesse de recombinaison à la jonction, ceci aura pour conséquence une baisse du courant de fuite donc une augmentation de la densité de photocourant **[73]**. Cependant, on observe que la résistance shunt diminue avec l'élévation de la température optimale. Cette diminution est plus perceptible pour les grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction. On peut dire que, si la température optimale augmente, on a une plus grande probabilité d'agitation thermique au sein de la photopile. Cela se traduit ici par l'augmentation du courant de fuite de la photopile, donc une réduction de la résistance shunt.

IV.4.3 Effet du champ magnétique

La figure IV.9 représente le profil de la résistance shunt en fonction de la température pour différentes valeurs du champ magnétique.

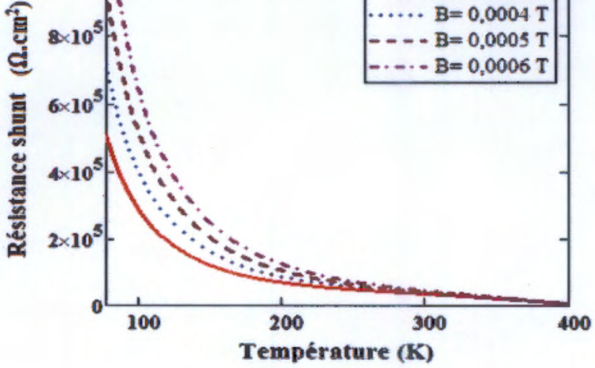


Figure IV-9 : Résistance shunt en fonction de la température pour différents valeurs du champ magnétique ; Sf=6.10^6 cm/s.

On observe une augmentation de la résistance shunt avec le champ magnétique. L'augmentation de la résistance shunt avec le champ magnétique apparaît comme une réduction du courant de fuite.

IV.5 CAPACITE DE DIFFUSION

La capacité de diffusion résulte de la variation de charge lors du processus de diffusion au sein de la photopile **[74, 75, 76, 77, 78]**. Son expression est donnée par la relation ci-dessous:

$$C(B,T)=\frac{dQ(B,T)}{dV(B,T)} \quad \text{(IV-3)}$$

Or la charge totale Q peut se mettre sous la forme $Q=q.\delta(x=0)$, on obtient alors :

$$C(B,T)=q.\frac{d\delta(0,B,T)}{dV(B,T)} \quad \text{(IV-4)}$$

Nous obtenons alors

$$C(B,T)=\frac{q.n_i^{\ 2}}{N_b.V_T}+\frac{q.\delta(0,B,T)}{V_T} \quad \text{(IV-5)}$$

V_T est la tension thermique

IV.5.1 Effet de la température optimale

Nous présentons ci-dessous (figure IV-10) le profil de la capacité de diffusion de la photopile monofaciale en fonction du point de fonctionnement défini par Sf pour différentes températures optimales.

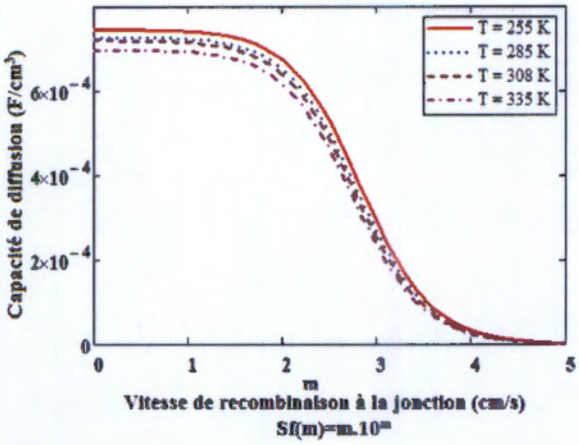


Figure IV-10 : La capacité de diffusion en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la température optimale $Sf(m)=m.10^m$ cm/s.

On constate qu'à une vitesse de recombinaison à la jonction faible $Sf<2.10^2$cm/s, la capacité est maximale et constante. Cependant, dès que l'on dépasse une vitesse de recombinaison d'environ 2.10^2 cm/s alors la capacité de diffusion décroît promptement avec la vitesse de recombinaison à la jonction pour s'annuler pour de très grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction. En effet, au voisinage de circuit-ouvert, les porteurs photogénérés sont stockés près de la jonction émetteur-base et pour une vitesse de recombinaison à la jonction faible, on a un rétrécissement de la zone de charge d'espace. Ce qui explique ce résultat observé en circuit-ouvert.

On observe également que la capacité de diffusion diminue avec l'augmentation de la température optimale. Ceci s'explique par le fait que l'augmentation de la température optimale réduisait la diffusion maximale de porteurs minoritaires de la base vers la jonction donc moins d'accumulation de porteurs minoritaires de part et d'autres de la jonction.

IV.5.2 Effet du champ magnétique

Nous étudierons maintenant l'effet du champ magnétique sur la capacité de diffusion ; pour cela, nous présenterons la capacité en fonction du champ magnétique.

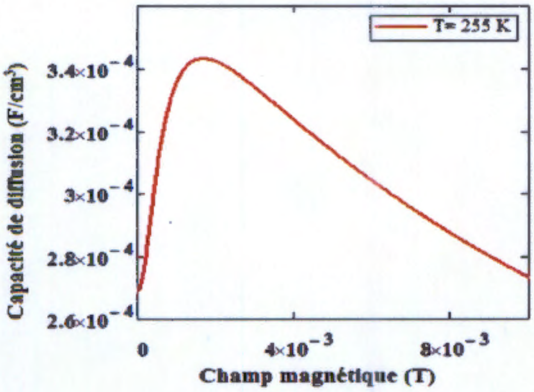


Figure IV-11 : Capacité de diffusion en fonction du champ magnétique $Sf=3.10^3$ cm/s, T=255 K.

La capacité de diffusion augmente avec le champ magnétique jusqu'à atteindre un maximum avant de décroître. Cette augmentation est la cause du stockage de la densité de porteurs prés de la jonction par le champ magnétique suite au rétrécissement de la zone de charge d'espace.

IV-6 CONCLUSION

Dans ce chapître, nous avons étudié l'effet du champ magnétique appliqué et de la température optimale sur la caractéristique courant-tension, la résistance série, la résistance shunt et la capacité de diffusion sur une photopile monofaciale. Cette étude montre que la caractéristique courant-tension, la résistance shunt et la capacité de diffusion diminuent avec l'augmentation de la température optimale. Cependant, la résistance série augmente avec la température optimale. La résistance série et la résistanceshunt augmentent avec le champ magnétique, par contre la capacité augmente jusqu'à une valeur maximale avant de décroître.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Accroître le rendement d'une photopile a toujours été la cause de nombreuses techniques de caractérisations. L'un des paramètres fondamentaux qui peut limiter la qualité de production d'une photopile est bien le coefficient de diffusion. Car il influe sur la détermination des paramètres de recombinaison (en surface et interface !), selon le régime de fonctionnement (statique, dynamique fréquentiel et transitoire) et selon le modèle d'étude en une dimension (1D) ou en trois dimensions (3D) de la photopile.

Dans l'étude bibliographique, différentes études sur le coefficient de diffusion selon le régime dynamique fréquentiel ou statique ont été présentées. Ces études n'ont pas fourni une loi de diffusion maximale de porteurs au sein du matériau. Par ailleurs, aucun travail n'a été proposé en régime statique sur une photopile monofaciale au silicium sous champ magnétique appliqué et de la température.

Nous avons présenté dans ce travail l'étude d'une photopile monofaciale sous éclairement multispectral et sous champ magnétique appliqué et de la température en régime statique.

L'étude du coefficient de diffusion est effectuée dans le deuxième chapître. Cette étude a permis d'établir une loi de diffusion maximale de porteurs en fonction de la température optimale $T_{OP}(B)$ pour des champs magnétiques inférieurs à 10^{-3}T. La température optimale Top(B) délimite deux processus physiques, le processus umklapp et le processus où le processus d'umklapp est inhibé (processus normal). Par ailleurs, pour des champs magnétiques supérieurs à 10^{-3}T, on observe l'augmentation de la diffusion des porteurs minoritaires avec la température. Ici, le processus umklapp est inhibé.

Cette loi de diffusion maximale de porteurs de charge établit au chapitre II nous a permis de faire un choix des températures optimales pour l'étude de l'effet de la température dans la suite du travail (chapître III et IV). Car, ce sont ces températures qui nous permettent d'avoir une bonne réponse de la photopile.

Dans le troisième chapître, nous avons étudié l'équation de continuité ce qui nous a permis de déterminer la densité de porteurs, puis en déduire le photocourant, le photocourant de court-circuit, la phototension, la phototension de circuit-ouvert et les vitesses de recombinaison intrinsèque à la jonction et à la face arrière.

Nous avons terminé l'étude en quatrième partie par la caractéristique courant-tension et la détermination des paramètres électriques (résistance série, résistance shunt et la capacité de diffusion).

Pour la plupart des grandeurs étudiées, nous avons fait ressortir non seulement l'effet de la température optimale mais aussi celui du champ magnétique.

Dans cette étude, nous n'avons pas pris en compte la contribution de l'émetteur; on pourrait l'envisager pour la suite de notre travail. Ce travail ci considérait la photopile monofaciale en régime statique donc ne permettait pas d'accéder à certains paramètres dynamiques; on peut donc poursuivre ce travail en régime dynamique (transitoire ou fréquentiel) et inclure l'effet des joints de grain et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain avec une étude tridimensionnelle et aussi en bifaciale, en jonction verticale parallèle.

L'aspect expérimental pourrait avantageusement compléter et confirmer cette étude de l'effet de la température et du champ magnétique sur la photopile monofaciale.

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

[1] D. SONTAG, G. HAHN, P. GEIGER, P. FATH, E. BUCHER. *Two-Dimensional Resolution of Minority Carrier Diffusion Constants in Different Silicon Materials*. Solar Energy Materials & Solar Cells, Vol: 72, pp: 533-539, 2002.

http://dx.doi.org/10.1016/S0927-0248(01)00202-1

[2] A. DIAO, N. THIAM, M. ZOUGRANA, G. SAHIIN, M. NDIAYE, G. SISSOKO. *Diffusion coefficient in Silicon Solar Cell with Applied Magnetic Field and under Frequency: Electric Equivalent Circuits*. World Journal of Condensed Matter Physics, vol: 4 : pp: 84-92, 2014.

[3] E. H., NDIAYE, G. SAHIN, M. DIENG, A. THIAM, H. L. DIALLO, M. NDIAYE, G. SISSOKO. *Study of the Intrinsic Recombination Velocity at the Junction of Silicon Solar under Frequency Modulation and Irradiation*. Journal of Applied Mathematics and Physics, Vol:3, pp:1522-1535, 2015.

[4] S. MBODJI, B. MBOW, F.I. BARRO, G. SISSOKO. *A 3D Model for Thickness and Diffusion Capacitance of Emitter-Base Junction Determination in a Bifacial Polycrystalline Solar Cell under Real Operating Condition*. Turkish Journal of Physics, Vol: 35, pp: 281-291, 2011.

[5] G. SISSOKO, S. MBODJI. *A Method to Determine the Solar Cell Resistances from Single I-V Characteristic Curve Considering the Junction Recombination Velocity (Sf)*. International Journal of Pure Applied Sciences and Technology, Vol: **6**, pp: 103-114, 2011.

[6] M. L.SAMB, S. SARR, S. MBODJI, S. GUEYE, M. DIENG, G. SISSOKO. *Etude en modélistion à 3-D d'une photopile au silicium en régime statique sous éclairement: détermination des paramètres électriques*. Journal des Sciences, Vol: 9 : pp : 36-50, 2009.

[7] F. I. BARRO, S. MBODJI, M. NDIAYE, A. S. MAIGA, G. SISSOKO. *Bulk and surface recombination parameters measurement of silicon solar cell under constant white bias light*. Journal des Sciences, Vol: 8(4), pp: 37 – 41, 2008.

[8] F. I. BARRO, A. S. MAIGA, A. WEREME, G. SISSOKO. *Determination of Recombination Parameters in the Base of a Bifacial Silicon Solar Cell under Constant Multispectral Light*. Physical and Chemical News, Vol: 56, pp: 76-84, 2010.

[9] H. L. DIALLO, A. S. MAIGA, A. WEREME, G. SISSOKO. *New approach of both junction and back surface recombination velocities in a 3D modelling study of a polycrystalline silicon solar cell.* European Physics Journal of Applied.and Physics, Vol: 42: pp: 203-211, 2008.

[10] B. MBOW, O. H. LEMRABOTT, I. LY, A. S. MAIGA, A. WEREME, F. I. BARRO, G. SISSOKO. *bulk and surface recombination parameters measurement in silicon double sided solar cell under constant monochromatic illumination.* Journal des sciences, Vol: 8, (1) pp:44-50, 2008.

[11] I. ZERBO, M. ZOUGRANA, A. D. SERE, F. OUDRAOGO, R. SAM, B. ZOUMA, F. ZOUGMORE, *Influence of an Electromagnetic Wave on a Silicon Solar Cell in Multi Spectral Irradiance Regime in Statique*. Revue of Renewable Energy, Vol: 14, pp: 517-532, 2011.

[12] M. ZOUGRANA, B. DIENG, O.H. LAMRABOTT, F. TOURE, M.A. O. El MOUJTABA, M. L. SOW, G. SISSOKO. *External Electric Field Influence on Charge Carriers and Electrical Parameters of Polycrystalline Silicon Solar Cell.* Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology, Vol: 4(17), pp: 2967-2972, 2012.

[13] M. ZOUGRANA, I. ZERBO, F.I. BARRO, R. SAM, F. TOURE, M.L. SAMB, F. ZOUGMORE. *Modélisation à 3-D de l'influence de la taille des grains et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain sur une photopile au silicium poly cristallin sous éclairement concentré.* Revue des Energies Renouvelables, Vol: 14, pp: 649 – 664, 2011.

[14] O. DIASSE, R. S. SAM, H. L. DIALLO, M. NDIAYE, N. THIAM, S. MBODJI G. SISSOKO. *Solar cell's classification by the determination of the specific values of the back surface recombination velocities in open circuit and short-circuit operating conditions.* Journal of Emerging Trends & Technology in Computer Science, Vol: 1 (3): pp: 55-59, 2012.

[15] I. LY, O.H. LEMRABOTT, B. DIENG, I. GAYE, S. GUEYE, M.S. DIOUF, G. SISSOKO. *Techniques de détermination des paramètres de recombinaison et le domaine de leur validité d'une photopile bifaciale au silicium polycristallin sous éclairement multi spectral constant en régime statique*. Revue des Energies Renouvelables, Vol :15 (2), pp : 187 – 206, 2012.

[16] B. H. ROSE, H. T. WEAVER. *Determination of Effective Surface Recombination Velocity and Minority Carrier Lifetime in High-Efficiency Si Solar Cells*. Journal Applied Physics, Vol: 54, pp: 238-247, 1983. http://dx.doi.org/10.1063/1.331693

[17] F. I. BARRO, S. MBODJI, A. L. NDIAYE, I., ZERBO, S. MADOUGOU, F. ZOUGMORE, G. SISSOKO. *Bulk and Surface Parameters Determination by a Transient Study of Bifacial Silicon Solar Cell under Constant White Bias Light*. Proceed. 19th European. Photovoltaic Solar Energy Conference, pp:262-265, 2004.

[18] Y. L. BOCANDE, A. CORREA, I. GAYE, M. L. SOW, and G. SISSOKO. *Bulk and Surfaces Parameters Determination in High Efficiency Si Solar Cells*. Proceed. World Renewable Energy Congress,Vol: 3, pp: 1698-1700, 1994.

[19] 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*. 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Paris, pp:258-261, 2004.

[20] I. ZERBO, Z. KOALAGA, F.I. BARRO, F. ZOUGMORE, A.L. NDIAYE, A. DIAO, G. SISSOKO. *Silicon Solar Cell Parameters Determination under Recombination Frequency Modulated White Light Using the Short Loop Current Phase*. Journal des Sciences, Vol: 4, pp: 42-46, 2004.

[21] I. ZERBO, M. ZOUNGRANA, I. SOURABIE, A. OUEDRAOGO, B. ZOUMA, D. J. BATHIEBO. *External magnetic field effect on bifacial silicon solar cell's electric power and conversion efficiency*. Turkish Journal of Physics, Vol : 39, pp : 288-294, 2015.

[22] S .MBODJI, A.LY DIALLO, I. LY. F. I. BARRO, F. ZOUGMORE, G.SISSOKO. *equivalent electric circuit MATLAB simulink of a Bifacial solar cell in transient state: applied magnetic field effect*. Journal des Sciences, Vol: 6, pp: 99-104, 2006.

[23] M. ZOUNGRANA, I. LY, B. ZOUMA, F. I. BARRO, G. SISSOKO. *3D Study of bifacial silicon solar cell under intense light concentration and under external constant magnetic field and base depth on excess minority carrier generation.* Journal des Sciences, Vol: 7, N° 4, pp: 73 – 81, 2007.

[24] R. SAM, K. KABORE, F. ZOUGMORE. *A Three-Dimensional Transient Study of a Polycrystalline Silicon Solar Cell under Constant Magnetic Field.* International Journal of Engineering Research Vol :5, pp : 93- 97, 2016.

[25] M. DIAW, B. ZOUMA, A. SERE, S. MBODJI, A. G. CAMARA and G. SISSOKO. *3D study to improve the IQE of the bifacial polycrystalline silicon solar cell from the grain's geometries and the applied magnetic field.* International Journal of Engineering Science and Technology, (IJATER), Vol: 4, pp: 3673-3682, 2012.

[26] I. DIATTA, I. DIAGNE, C. SARR, K. FAYE, M. NDIAYE, G. SISSOKO. *Silicon solar cell capacitance: influence of both temperature and wavdlength.* International Journal of Computer Science. (IIJCS), Vol : 3 (12), pp: 1-8, 2015.

[27] M. A. M. SHALTOUT, M.M. El-NICKLAWY, A. F. HASSAN, U.A. RAHOMA, M. SABRY. *The temperature dependence of the spectral and efficiency behavior of Si solar cell under low concentrated solar radiation.* Renewable Energy, Vol: 21, pp: 445-458, 2000.

[28] G. BLET. *Force electromotrice en circuit-ouvert d'une photopile au sélénium aux basses températures.* Journal de Physique et de Radium,Tome 19, pp : 166-169, 1958.

[29] F. KHELFAOUI, M. REMRAM. *Fonctionnement à Haute Température d'une Cellule Solaire à Base du Silicium Polycristallin.* Revue des Energies Renouvelable: Chemss pp: 83-89, 2000.

[30] K. AGROUI, A. BELGHACHI, S. KADRI. *Caractérisations Electriques et Thermiques d'un Module PV au Silicium Multicristallin en Milieu Contrôlé et sur Site Saharien.* Revue des Energies Renouvelable.: ICPWE, pp :19-25, 2003.

[31] N. DIEME, N., M. ZOUGRANA,S. MBODJI, H. L. DIALLO, M. NDIAYE, F. I. BARRO, G. SISSOKO. *Influence of Temperature on the Electrical Parameters of a Vertical Parallel*

Junction Silicon Solar Cell under Polychromatic Illumination in Steady State. Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology, Vol: 7 (12): pp: 2559-2562, 2014.

[32] M NDIAYE, Z. N. BAKO, I. ZERBO, A. DIENG, F.I. BARRO, G. SISSOKO. *Determination of Electrical Parameters of a Solar Cell under Monochromatic Illumination on FM, from Diagrams Bode and Nyquist.* Journal des Sciences, Vol: 8, pp: 59-68, 2008.

[33] M. F. MBAYE, M. ZOUNGRANA, N. THIAM, A. DIAO, G. SAHIN, M. NDIAYE, M. DIENG, G. SISSOKO. *Study of the photothermal response of a monofacial solar cell in dynamic regime under a multispectral illumination and under magnetic field.* International Journal of Inventive Engineering and Sciences, Vol 1, pp: 60-66, 2013.

[34] A DIENG, I ZERBO, M WADE, A S MAIGA , G SISSOKO. *Three-dimensional study of a polycrystalline silicon solar cell: the influence of the applied magnetic field on the electrical parameters.* Semiconductor Sciences and Technology, Vol : 26, pp : 1-9, 2011.

[35] N. THIAM, A. DIAO, M. NDIAYE, A. DIENG, A. THIAM, M. SARR, A.S. MAIGA, G. SISSOKO. *Electric Equivalent Models of Intrinsic Recombination Velocities of a Bifacial Silicon Solar Cell under Frequency Modulation and Magnetic Field Effect.* Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology, Vol: 4(22), pp:4646-4655, 2012.

[36] I. TALL, B. SEIBOU, M. A. O. El MOUJTABA, A. DIAO, M. WADE, G. SISSOKO. *Diffusion Coefficient Modeling of a Silicon Solar Cell under Irradiation Effect in Frequency: Electric Equivalent Circuit.* International Journal Engineering Trends and Technology (IJETT) , Vol: 19, pp: 56-61, 2015.

[37] A. DIENG, *étude à 3-D d'une photopile au silicium polychristallin en régime dynamique fréquentiel, sous éclairement multispectral constant et sous l'effet d'un champ magnétique constant : détermination des paramètres électriques.* Thèse unique, Université Cheikh Anta Diop, Dakar, Sénégal, 2011.

[38] J.J. LIOU, W.W. WONG. *Comparison and optimization of the performance of Si and GaAs solar cells.* Solar Energy Materials and Solar Cells, Vol: 28(1), pp:9–28, 1992.

[39] M. I. NGOM, B. ZOUMA, M. ZOUGRANA, M. THIAME, Z. N. BAKO, A. G. CAMARA, G. SISSOKO. *Theoritical study of a parallele vertical multi-junction silicon cell under multispectral illumination: influence of external magnetic field on the electrical parameters*. International Journal of Advanced Technology & Engineering Research (IJATER),Vol: 2, pp :101-109, 2012.

[40] M.M. DEME, S. MBODJI, S. NDOYE, A. THIAM, A. DIENG, G. SISSOKO. *Influence of illumination incidence angle, grain sizeand grain boundary recombination velocity on the facial solar cell diffusion capacitance*. Revue des Energies Renouvelables, Vol. 13, pp: 109-121, 2010.

[41] M. KAMECHE, M. FEHAM, M. MELIANI, N. BENAHMED, S. DALI. *Effet du Rapport Non-Linéaire du Coefficient Diffusion-Mobilité Dans la Modélisation du Transistor MESFET GaAs* . consulté 27/08/2016. https://www.researchgate.net/publication/228861752_

[42] M. KUNST, A. SANDERS. *Transport of excess carriers in silicon wafers, Semiconductor Science and Technology*, Vol:7, pp: 51-59, 1992 in the UK.

[43] S. MADOUGOU, F. MADE, M. S. BOUKARY, G. SISSOKO. *I-V Characteristics For Bifacial Silicon Solar Cell Studied under a Magnetic Field*. Advanced Materials Research, Vol: 18, pp: 303-312, 2007.

[44] S. MBODJI, M. DIENG, B. MBOW, F. I. BARRO, G. SISSOKO. *Three Dimensional Simulated Modelling of Diffusion Capacitance of Polycrystalline Bifacial Silicon Solar Cell*. Journal Applied Science and Technology (JAST), Vol :15, pp :109-114, 2010.

[45] S. N. MOHAMMAD. *An Alternative Method for the Performance Analysis of Silicon Solar Cells*. Journal of Applied Physics, Vol: 61, pp: 767-772, 1987. http://dx.doi.org/10.1063/1.338230

[46] W.J De HAAS and T.H BIERMASZ. *The Thermal Conductivity of Quartz at Low Temperatures*. Physica , Vol : 2, pp : 673-682 , 1935.

[47] P. KIM, L. SHI, A. MAJUMDAR, and P. L. MCEUEN. *Thermal Transport Measurements of Individual Multiwalled Nanotubes*. Physical Review Letters, Vol: 87, N° 21, pp: 1-4, 2001.

[48] R. BERMAN. *Thermal Conductivity of Dielectric Crystals: The "Umklapp".* Nature, Vol :168, pp : 277-280, 1951.

[49] D. FERIZOVIC, K. L. HUSSEY, Y. HUANG, and M. MUNOZ. *Determination of the room temperature thermal conductivity of RuO_2 by the photothermal deflection technique.* Applied Physics Letters, Vol :94, pp:1-3, 2009.

[50] H.B.G. CASIMIR. *Note on the Conduction of Heat in Crystals.* Physica , Vol : 5, pp : 495-500, 1938.

[51] A. A. MAZNEV, O. B. WRIGHT, *Demystifying umklapp vs normal scattering in lattice thermal conductivity* American Journal of Physics, vol: 82 (11), pp: 1062-1066, 2014.

[52] S. GHOSH,W. BAO, D. L. NIKA, S. SUBRINA, E. P. POKATILOV, C. N. LAU and A. A. BALANDIN. *Dimensional crossover of thermal transport in few-layer grapheme.* Nature Materiels, Vol: 9 , pp: 555-558, 2010 : www.nature.com/naturematerials.

[53] S. GHOSH,W. BAO, D. L. NIKA, S. SUBRINA, E. P. POKATILOV, C. N. LAU and A. A. BALANDIN. *Dimensional crossover of thermal transport in few-layer grapheme.* Nature Materiels, Vol: 9 , pp: 555-558, 2010 : www.nature.com/naturematerials.

[54] R.E.B. MAKINSON. *The Thermal Conductivity of Metals.* Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society , Vol: 34, pp: 474-497, 1938.

[55] R. R.VARANYAN, U. KERST, P. WAWER, M.E. NELL, and H.G. WAGEMANN. *Method for Measurement of All Recombination Parameters in the Base Region of Solar Cells.* 2nd World Conference and Exhibition on Photovoltaic Solar Energy Conversion. Vienna, pp:, 191-193, 6-10 July 1998.

[56] M. L. SAMB, M. ZOUGRANA, R. SAM, M. M. DIONE, M. M. DEME G. SISSOKO *Etude en Modélisation à 3-D d'une Photopile au Silicium en Régime Statique Placée dans un Champ Magnétique et sous Eclairement Multi Spectral: Détermination des Paramètres Electriques.* Journal des Sciences, Vol : 10, pp : 23 – 38, 2010.

[57] M. SARITAS and H. D MCKELL. *Comparison of minority carrier diffusion length measurements in silicon by the photoconductive decay and surface photovoltage methods*. Journal of Applied Physics, Vol: 63(9): pp: 4561- 4567, 1988.

[58] R. JAE-SUNG, K. P. BHATTACHARY, T. E. CROKE. *Temperature Dependent Minority Electron Mobilities in Strained $Si_{1-x}Ge_x$ (0,2< 0,4) Layers*. trasactions on electron devices, Vol: 47, pp : 883-890, 2000.

[59] R. PASSLER. *Semi-empirical descriptions of temperature dependences of band gaps in semiconductors*. Physica Status Solidi, Vol: 3, pp: 710–728, 2003.

[60] F. LEVY. *Traité des matériaux 18, Physique et technologie des semi-conducteurs*. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1995.

[61] R. J. A. HERNANZ, J.J. C. MARTIN; I. Z. BELVER; J. L. LESAKA., E. Z. GUERRERO, E. P. PEREZ. *Modeling of photovoltaic module International Conference on renewable Energies and Power Quality (ICRERPQ'10)*, Granada (Spain), 23th to 25th March, 2010.

[62] G. SISSOKO, C. MUSERUKA, A. CORREA, I. GAYE, A. L. NDIAYE. *Light spectral effect on recombination parameters of silicon solar cell*. Proc. World Renewable Energy Congress, Vol: 3: pp: 1487-1490, 1996.

[63] D. NZONZOLO, LILONGA-BOYENGAL, G. SISSOKO. *Illumination Level Effects on Macroscopic Parameters of a Bifacial Solar Cell.* Energy Power Enginering, Vol: 6; pp: 25-36, 2014.

[64] M. A.O. MOUJTABA, M. NDIAYE, A. DIAO, M. THIAME, F.I. BARRO, G. SISSOKO. *Theoretical Study of the Influence of Irradiation on a Silicon Solar Cell Under Multispectral Illumination*. Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology, Vol: 4(23): pp: 5068-5073, 2012.

[65] S. SEPEAI, S. H.ZAIDI, M.K.M.DESA, M.Y.SULAIMAN, N.A.LUDIN, M.A. IBRAHIM, K. SOPIAM. *Design Optimization of Bifacial Solar Cell by PC1D Simulation*. Journal Energy Technology and Policy, Vol :3 (5): pp:1-11, 2013.

[66] L. Q. NAM, M. RODOT, J. NIJS, M. GHANNAM, J. COPPYE. *'Réponse Spectrale de Photopiles de Haut Rendement au Silicium Multicristallin'*. Journal de Physique. III, Vol: 2 (7), pp 1305 – 1316, 1992.

[67] F.I.BARRO, E. NANEMA, A. WEREME, F. ZOUGMORE G. SISSOKO. *Bulk and Surface Recombination Parameters Measurement in Silicon Double Sided Surface Field Solar Cell under Constant White Bias Light'*. Proceedings of 17th European Photovoltaic Solar. Energy Conference Exhibition Munich, Germany, pp: 368 – 371, 2001.

[68] F. I. BARRO, E. NANEMA, A. WEREME, F. ZOUGMORE, G. SISSOKO. *'Recombination Parameters Measurement in Silicon Double Sided Surface Field Solar Cell'*. Journal des Sciences , Vol:1, pp: 76 – 80, 2001.

[69] H. J. MOLLER. *Semi-conductors for Solar Cells*, Artech house, 1993.

[70] M. ANWAR, Y. K. KISHORE. *Matlab/Simulink Based Mathematical Modeling of Solar Photovoltaic Cell*. International Journal of Innovative Science, Engineering & Technology, Vol: 2 : pp: 463-465, 2015.

[71] J. P. CHARLES, A. HADDI, A. MAOUD, H. BAKHTIER, A. ZERGA, A.HOFMMANN, P. MIALHE. *La Jonction, du Solaire à la Microélectronique*. Revue des Energies Renouvelables, Vol : 3, pp : 1-16, 2000.

[72] E. MBOUMBOUE, D. NJOM. *Mathematical Modeling and Digital Simulation of PV Solar Panel using MATLAB Software*. International Journal of Emerging Technology and Advanced Engineering, Vol; 3, Issue 9, pp: 24-32, 2013. www.ijetae.com

[73] O. SOW, I. ZERBO, S. MBOBJI, M. I. NGOM, M. S. DIOUF, G. SISSOKO. *Silicon solar cell under electrmagnetic waves in steady state: electrical parameters determination using the I-V and P-V characteristics*. International Journal of Science Environment and Technology, Vol :1 (4,), pp : 230 – 246, 2012.

[74] C. C. HU. *Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits*.Pearson/Prentice Hall, New Jersey, 2010.

[75] J. P. COLINGE, C. A. COLINGE. *Physics of semiconductor devices*. Kluwer Academic Publishers, 2002.

[76] D. A. NEAMEN. *Semiconductor physics and devices: basic principles*. 3rd Ed, Mc Graw-Hill, 2003.

[77] H. MATHIEU, H. FANET. *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, 6$^{\text{ème}}$ Ed, Dunod, 2009.

[78] K. W. BÖER. *Introduction to Space Charge Effects in Semiconductors*.Springer-Verlag, 2010.

ANNEXE MATHEMATIQUE

$$\frac{\partial^2\delta(x,B,T)}{\partial x^2}-\frac{\delta(x,B,T)}{L^{*2}}=-\frac{G(x)}{D^*} \quad (1)$$

La solition de cette équation est de la forme $\delta(x,B,T)=\delta(x,B,T)_1+\delta(x,B,T)_2$

$\delta(x,B,T)_1$ est la solution sans second membre

$\delta(x,B,T)_2$ est la solution avec second membre

$$\frac{\partial^2\delta(x,B,T)}{\partial x^2}-\frac{\delta(x,B,T)}{L^{*2}}=0 \qquad (1)$$

La solution est de la forme

$$\delta(x,B,T)_1=A_1.\mathrm{Cosh}(\frac{x}{L^*})+B_1.\mathrm{Sinh}(\frac{x}{L^*}) \quad (2)$$

A_1 et B_1 sont constante déterminés par les conditions aux limites

$G(x)=\sum_{i=1}^{3}a_i.e^{-b_i.x}$ est le taux de génération

Pour la solution sans second membre, on a

$$\delta(x,B,T)_2=\sum_{i=1}^{3}k_i.e^{-b_i.x} \quad (3)$$

En introduisant $\delta(x,B,T)_2$ dans l'équation de continuité on obtient alors la valeur de K_I

$$k_i=\frac{-a_i}{D^*(b_i{}^2-\frac{1}{L^{*2}})}$$

La solution générale me donne $\delta(x,B,T)=A_1.\mathrm{Cosh}(\frac{x}{L^*})+B_1.\mathrm{Sinh}(\frac{x}{L^*})+\sum_{i=1}^{3}k_i.e^{-b_i.x}$ (4)

Conditions aux limites :

- A la jonction

$$\frac{\partial\delta(x,B,T)}{\partial x}\Big|0=-\frac{Sf.\delta(x,B,T)}{D^*}\Big|_{x=0} \quad (5)$$

- A la face arrière

$$\frac{\partial \delta(x,B,T)}{\partial x}\Big|_{x=H} = -\frac{Sb.\delta(x,B,T)}{D^*}\Big|_{x=H} \quad (6)$$

$$\frac{\partial \delta(x,B,T)}{\partial x}\Big|_{x=0} = \frac{B_1}{L^*} - \sum_{i=1}^{3} k_i.b_i \quad (7)$$

Et $\delta(0) = A_1 + \sum_1^3 K_i$ (8)

La résolution me donne

$$-Sf.L^*A_1 + D^*.B_1 = \sum k_i.L^*\left[b_i.D^* + Sf\right] \quad (9)$$

Deuxième condition aux limites

$$\frac{\partial \delta(x,B,T)}{\partial x}\Big|_{x=H} = \frac{A_1}{L^*}\text{Sinh}\left(\frac{H}{L^*}\right) + \frac{B_1}{L^*}\text{Cosh}\left(\frac{H}{L^*}\right) - \sum_{i=3}^{3} K_i.b_i.e^{-b_iH} \quad (10)$$

$$\delta(H) = B_1\,\text{Sinh}\left(\frac{H}{L^*}\right) + A_1\,\text{Cosh}\left(\frac{H}{L^*}\right) - \sum_{i=3}^{3} K_i.e^{-b_iH} \quad (11)$$

$$A_1\left(D^*\text{Sinh}\left(\frac{H}{L^*}\right) + S_b.L^*.\text{Cosh}\left(\frac{H}{L^*}\right)\right) + B_1\left(D^*\text{Sinh}\left(\frac{H}{L^*}\right) + S_b.L^*.\text{Sinh}\left(\frac{H}{L^*}\right)\right) = \sum_{i=1}^{3} k_i.L\left(b_i.D^* - S_b\right) \quad (12)$$

A partir de la relation (9) et (12)

On obtient la constant A_1 et B_1

$$A_1 = \frac{\sum_{i=1}^{3} k_i\left[e^{-b_i.H}\left(b_iD^2.L^2 - S_b.L.D\right) - \left[D.L\text{Cosh}\left(\frac{H}{L}\right) + S_b.L^2.\text{Sinh}\left(\frac{H}{L}\right)\right]\left[b_i.D + Sf\right]\right]}{\left[D.LS_b.\text{Cosh}\left(\frac{H}{L}\right) + D^2.\text{Sinh}\left(\frac{H}{L}\right)\right] + \left[D.LSf.\text{Cosh}\left(\frac{H}{L}\right) + S_b.Sf.L^2.\text{Sinh}\left(\frac{H}{L}\right)\right]} \quad (13)$$

$$B_1 = \frac{\sum_{i=1}^{3} k_i \left[L^2.Sf.e^{-b_i.H}.\left[b_i.D - S_b\right] + \left(b_i D^2.L^2 - S_b.L.D\right) - \left[D.L\text{Sinh}\left(\frac{H}{L}\right) + S_b.L^2.\text{Cosh}\left(\frac{H}{L}\right)\right]\left[b_i.D + Sf\right]\right]}{\left[D.LS_b.\text{Cosh}\left(\frac{H}{L}\right) + D^2.\text{Sinh}\left(\frac{H}{L}\right)\right] + \left[D.LSf.\text{Cosh}\left(\frac{H}{L}\right) + S_b.Sf.L^2.\text{Sinh}\left(\frac{H}{L}\right)\right]} \quad (14)$$

Densité de photocourant

$$Jph(B,T) = q.D^*.\frac{\partial\delta(x,B,T)}{\partial x}\Big|_{x=0} \quad (15)$$

$$Jph(B,T) = \frac{q.D^*}{L^*}\left(B_1 - \sum_{i=1}^{3} k_i.b_i.L^*\right) \quad (16)$$

Vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction

$$\left[\frac{\partial J_{Ph}(B,T)}{\partial Sb}\right]_{Sb > 4.10^4 cm/s} = 0 \quad (17)$$

La résolution de la relation 17 nous donné la relation 18

$$Sb_{0av}(B,T) = \sum_{i=1}^{3} \frac{D^* \cdot \left[sh\left(\frac{H}{L^*}\right) + b_i \cdot L^* \cdot \left(\exp(-b_i \cdot H) - ch\left(\frac{H}{L^*}\right)\right)\right]}{L^* \cdot \left[b_i \cdot L^* \cdot sh\left(\frac{H}{L^*}\right) + \exp(-b_i \cdot H) - ch\left(\frac{H}{L^*}\right)\right]} \quad (19)$$

Vitesse de recombinaison intrinsèque à la face arrière

$$\left[\frac{\partial J_{Ph}(B,T)}{\partial Sf}\right]_{Sf > 4.10^4 cm/s} = 0 \quad (20)$$

La résolution de la relation 20 nous donné la relation 21

$$Sb(B,T) = \sum_{i=1}^{3} \frac{D^* \cdot \left[sh\left(\frac{H}{L^*}\right) + b_i \cdot L^* \cdot \left(\exp(-b_i \cdot H) - ch\left(\frac{H}{L^*}\right)\right)\right]}{L^* \cdot \left[b_i \cdot L^* \cdot sh\left(\frac{H}{L^*}\right) + \exp(-b_i \cdot H) - ch\left(\frac{H}{L^*}\right)\right]} \quad (21)$$

La phototension

$$Vph(B,T) = V_T\left(\frac{N_b.\delta(x,B,T)}{n_i(T)^2}+1\right) \quad (22)$$

La phototension de circuit-ouvert

$$V_{co}(B,T) = \lim_{Sf<2.10^2\,cm/s} Vph(B,T)$$

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 : 38

THÈSE DE DOCTORAT UNIQUE

Spécialité : ÉNERGIE SOLAIRE, MATÉRIAUX ET SYSTÈME

Présenté par
M. RICHARD MANE

Titre : « ÉTUDE EN REGIME STATIQUE, SOUS CHAMP MAGNETIQUE ET DE LA TEMPERATURE D'UNE PHOTOPILE MONOFACIALE AU SILICIUM CRISTALLIN SOUS ECLAIREMENT POLYCHROMATIQUE »

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

Président	**Grégoire SISSOKO**	**PROFESSEUR TITULAIRE**	**FST/UCAD**
Rapporteurs	**Moustapha DIENG**	**PROFESSEUR TITULAIRE**	**FST/UCAD**
	Khalyl TALL	**MAITRE DE CONFERENCE**	**ESP/UCAD**
Membres	**Mamadou WADE**	**MAITRE DE CONFERENCE**	**EPT/Thiès**
	Ibrahima LY	**MAITRE DE CONFERENCE**	**EPT/Thiès**
	Marcel Sitor DIOUf	**DOCTEUR**	**FST/UCAD**
Directeur de Thèse	**Seni TAMBA**	**MAITRE DE CONFERENCE**	**EPT/Thiès**

RESUME

Ce travail est une étude en modélisation d'une photopile monofaciale au silicium cristallin en régime statique, sous éclairement multispectral constant et sous l'effet d'un champ magnétique appliqué et de la température.
Une étude bibliographique sur le coefficient de diffusion en régime statique, dynamique fréquentielle dans un modèle à une ou trois dimension(s) est effectuée.
L'étude du coefficient de diffusion pour un champ magnétique donné montre qu'il augmente avec la température jusqu'à une valeur maximale correspondant à une température appelée température optimale avant de décroître et que les maxima du coefficient de diffusion diminuent avec l'augmentation du champ magnétique. Nous avons déterminé une relation entre le coefficient de diffusion et la température optimale. Après résolution de l'équation de continuité des porteurs minoritaires de charge en excès, l'étude de la densité des porteurs minoritaires de charge en excès pour différentes valeurs de la température optimale et différentes valeurs du champ magnétique sur la photopile monofaciale a été présentée. Lorsque la température optimale et le champ magnétique augmentent la densité de porteurs augmente.
A partir de la densité des porteurs minoritaires en excès, nous avons déterminé les expressions de la densité de photocourant, de la phototension et des vitesses de recombinaison intrinsèque. Nous avons aussi étudié la caractéristique I-V et déterminé les paramètres électriques (résistance série, résistance shunt et la capacité de diffusion) de la photopile.

MOTS CLES : Photopile – Coefficient de diffusion- température – Champ magnétique –Photocourant – Phototension – Vitesse de recombinaison – résistance série– résistance shunt- Capacité de diffusion.