

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Abdelhamid Ben Badis - Mostaganem
Faculté des Sciences Exactes et de l'Informatique



Domaine des Sciences de la Matière

Département de Physique

Rapport de Stage

Présenté en vue d'obtenir le diplôme de MASTER

SPECIALITE : Physique des Matériaux

Élaboré par

HAMOUDI Youness

Sujet :

« Résolution numérique de la caractéristique $I(V)$ et étude des paramètres d'une cellule photovoltaïque »

Encadré par

Mohammed BEGHDAD, Professeur

i

Année Universitaire

2017-2018

Dédicaces

A mes très chers parents, pour leurs sacrifices, et qui n'ont jamais cessé de m'encourager que Dieu me les garde.

A mes très chers frères.

A mes très chères sœurs.

A tout ma famille.

Aux étudiants de la promotion 2^{ème} année Master 2017/2018

Remerciements

- Nous adressons nos remerciements premièrement à **ALLAH** tout puissant pour la santé et la patience, qu'il nous a donnés durant tous ces longues années d'études et de recherche.

- Je tiens remercier professeur Mohammed BEGHADAD, Maître de Conférences classe A, mon encadreur, pour m'avoir guidée lors de l'élaboration de ce travail, pour son aide, ses orientations, ses conseils et ses encouragements.

- Je tiens également à remercier chaleureusement le jury à l'université de Mostaganem pour l'honneur qu'elle me fait en présidant le jury de mon mémoire.

- Que toutes les personnes qui ont contribués à ma formation soient remerciées pour tous les efforts qu'ils ont fournis.

- Enfin, je suis particulièrement reconnaissante à mes parents, mes sœurs, mes frères surtout mon frère Abdelkader et Mokhtar fils de ma sœur, et toute ma famille qui n'ont ménagé aucun effort pour me soutenir.

Liste des figures

Figure N°	Titre de la figure	Page
Figure 1	Composante du rayonnement global sur un plan horizontal.	11
Figure 2	Normes de mesures du spectre d'énergie lumineuse émise par le soleil, notion d'air masse AM.	12
Figure 3	Représentation graphique des spectres AM0, AM1 et AM1.5.	13
Figure 4	Structure électronique d'un atome de silicium.	15
Figure 5	Diagramme de bandes d'énergie du silicium.	16
Figure 6	Représentation des bandes d'énergie pour différents cas.	17
Figure 7	Courbes de dispersion : (a) à gap direct et (b) à gap indirect.	18
Figure 8	La variation la bande d'énergie E_g de Si en fonction de la température.	19
Figure 9	L'évolution de N_c et N_v en fonction de la température T .	20
Figure 10	Evolution de la concentration intrinsèque pour le Si en fonction de T .	21
Figure 11	Evolution de la concentration intrinsèque pour le Si en fonction de l'inverse de T .	22
Figure 12	Semi-conducteur intrinsèque. a) Diagramme des bandes d'énergie b) Densité d'états énergétique c) Distribution de Fermi-Dirac d) Densité énergétique de porteurs.	24
Figure 13	Silicium dopé au bore, libération d'un trou.	25
Figure 14	Silicium dopé au phosphore, libération d'un électron.	26
Figure 15	Niveau donneurs.	28
Figure 16	Niveau accepteurs.	29
Figure 17	Coefficient de diffusion des porteurs dans Si en fonction du dopage à $T=300^\circ\text{K}$.	33
Figure 18	La variation du champ électrique en fonction de la vitesse des électrons de Si et de GaAs.	35
Figure 19	La mobilité en fonction de la température T	37
Figure 20	Variation de la résistivité ρ en fonction concentrations des dopages	38

	du Phosphore (type N) et du Bore (type P).	
Figure 21	Transition inter-bandes d'électrons dans un semi-conducteur (le cas (a) correspond à un semi-conducteur à gap direct et le cas (b) à un gap indirect	40
Figure 22	Evolution de $\alpha(\lambda)$ pour différents matériaux semi-conducteurs.	42
Figure 23	Mécanismes de recombinaison a) Recombinaison SRH, b) Recombinaison Auger, c) Recombinaison radiative.	48
Figure 24	Profil de la charge d'espace dans une jonction P-N.	49
Figure 25	a) La densité de charge ZCE .b) le champ électrique. c) le potentiel électrique.	56
Figure 26	Structure d'une cellule (à gauche) et son diagramme de bande (à droite).	57
Figure 27	Types de cellules photovoltaïques.	58
Figure 28	Module photovoltaïque.	59
Figure 29	Composition d'une cellule photovoltaïque.	60
Figure 30	a)Trajectoire d'un rayon lumineux arrivant sur une surface texturée, b) Plaque de silicium après texturation.	62
Figure 31	Couche AntiReflét.	63
Figure 32	Caractéristiques résultantes d'un groupement de N_S cellules en série.	63
Figure 33	Caractéristiques résultantes d'un groupement de N_p cellules en parallèle.	65
Figure 34	Schéma équivalent d'une cellule idéale.	66
Figure 35	Schéma équivalent d'une cellule photovoltaïque réelle.	70
Figure 36	Schéma du circuit équivalent d'une cellule à deux diodes.	72
Figure 37	Les différentes zones de la caractéristique I(V) entre cellule et module Photovoltaïque.	77
Figure 38	Exemple de rendements quantiques externe et interne d'une cellule solaire.	78
Figure 39	Différentes types de pertes électriques et optiques existant dans une cellule solaire	80
Figure 40	Principe de la méthode du Newton-Raphson	82

Figure 41	La dimension de la cellule solaire	86
Figure 42	Organigramme de calcul et de tracé des paramètres de la cellule en fonction de la température.	87
Figure 43	Organigramme de calcul et de tracé des paramètres de la cellule en fonction de la résistance série R_s .	88
Figure 44	Organigramme de calcul et de tracé des paramètres de la cellule en fonction de la résistivité ρ .	89
Figure 45	Organigramme de calcul et de tracé des paramètres de la cellule en fonction du facteur d'idéalité n_2 .	91
Figure 46	Caractéristique courant-tension $I(V)$ de la cellule en fonction de la température T .	91
Figure 47	Caractéristique puissance-tension $P(V)$ en fonction de la température T .	92
Figure 48	L'évolution du courant de court-circuit (I_{cc}) en fonction de la température T .	92
Figure 49	L'évolution de la tension de circuit-ouvert (V_{co}) en fonction de la température T .	93
Figure 50	Variation du FF en fonction de la température T .	94
Figure 51	La dépendance avec la température du rendement de la conversion η de la cellule étudiée.	95
Figure 52	La caractéristique $I(V)$ pour les différentes valeurs de R_s .	97
Figure 53	La caractéristique $P(V)$ pour les différentes valeurs de R_s .	98
Figure 54	L'évolution du courant de court-circuit (I_{cc}) en fonction de R_s .	98
Figure 55	L'évolution de la tension de circuit-ouvert (V_{co}) en fonction de R_s .	99
Figure 56	La variation du Facteur de forme FF numérique en fonction de R_s .	100
Figure 57	La variation du rendement (η) numérique en fonction de R_s .	101
Figure 58	La caractéristique $I(V)$ pour les différentes valeurs de ρ .	102
Figure 59	La caractéristique $P(V)$ pour les différentes valeurs de R_s .	103

Figure 60	L'évolution du courant de court-circuit (I_{cc}) en fonction de ρ .	104
Figure 61	La variation de la tension circuit-ouvert (V_{co}) en fonction de ρ .	105
Figure 62	L'évolution le facteur de forme FF en fonction de ρ .	105
Figure 63	La variation de rendement η numérique en fonction de ρ .	106
Figure 64	La caractéristique I(V) pour les différentes valeurs de n_2 .	107
Figure 65	La caractéristique P(V) pour les différentes valeurs de n_2	108
Figure 66	La variation du courant de court-circuit (I_{cc}) en fonction de n_2 .	109
Figure 67	- la variation de la tension circuit-ouvert (V_{co}) en fonction de n_2	109
Figure 68	L'évolution le facteur de forme FF en fonction de n_2 .	110
Figure 69	représentation le rendement de la cellule en fonction de n_2	111

Liste des tableaux

Abréviatiion	Expression Complète	Page
h	la constante de Planck : $h=6,62.10^{-34}$ J.s.	
c	la vitesse da la lumière : $c=3.10^8$ m/s.	
v	la fréquence de la longueur d'onde associée au photon (s^{-1}).	
λ	la longueur d'onde correspondante à v (m).	
E	L'énergie du photon (J).	
AM	Air Masse.	
p	une pression différente de 1013 mbar.	
z	altitude exprimé en km.	
STC	Standard Test Conditions.	
T	La température absolue de matériau en °K.	
E_g	énergie de gap (eV).	
N_c	La densité effective d'état dans la bande de conduction.	
N_v	La densité effective d'état dans la bande de valence.	
m_c	La masse effective de densité d'état dans la Bande de Conduction.	
m_v	La masse effective de densité d'état dans la Bande de Valence.	
m_0	La masse de l'électron au repos, soit $9,1.10^{-31}$ Kg.	
n	La densité des électrons (cm^{-3}).	
p	La densité des trous (cm^{-3})	
n_i	La densité des porteurs intrinsèques, du semi-conducteur à une température donnée (cm^{-3}).	

E_c	Le niveau énergétique du bas de la Bande de Conduction du semi-conducteur (eV).	
E_v	Le niveau énergétique du haut de la Bande de Valence du semi-conducteur (eV).	
E_{Fi}	Le niveau de Fermi intrinsèque.	
k_B	La constante de Boltzmann : $1,38 \cdot 10^{-23} \text{J}/^\circ\text{K} = 8,62 \cdot 10^{-5} \text{eV}/^\circ\text{K}$.	
A	Constante spécifique du matériau dans l'expression du Gap (en $\text{cm}^{-3} \cdot ^\circ\text{K}^{-3/2}$).	
N_A	la densité des atomes accepteurs (cm^{-3}).	
N_D	la densité des atomes donneurs (cm^{-3}).	
\vec{J}_n	Le vecteur de la densité des courants des électrons (unité en A/cm^2).	
\vec{J}_p	Le vecteur de la densité des courants des trous (unité en A/cm^2).	
μ_n	La mobilité des électrons ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$).	
μ_p	La mobilité des trous ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$).	
σ	La conductivité des matériaux ($\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$).	
ρ	La résistivité des matériaux ($\Omega \cdot \text{cm}$).	
σ_i	La conductivité intrinsèque des matériaux ($\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$).	
D_n	Coefficient de diffusion des électrons (cm^2/s).	
D_p	Coefficient de diffusion des trous (cm^2/s).	
J_{dn}	Le courant de diffusion des électrons (A/cm^2).	
J_{dp}	Le courant de diffusion des trous (A/cm^2).	
G_n	Le taux de génération des électrons ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$).	
G_p	Le taux de génération des trous ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$).	
R_n	Le taux de recombinaison des électrons ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$).	
R_p	Le taux de recombinaison des trous ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$).	

L_n	La longueur de diffusion des électrons dans le matériau de type N (cm).	
L_p	La longueur de diffusion des trous dans le matériau de type P (cm).	
ϕ_0	Flux des photons incidents (photons/cm ² /s).	
f_{abs}	Fraction des photons absorbés par le semi-conducteur.	
I_0	Intensité incidente (photons/s).	
R	La réflectivité à la longueur d'onde d'excitation.	
$\alpha(\lambda)$	coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde (cm ⁻¹).	
V_{th}	La vitesse thermique des porteurs (cm/s).	
ΔE_c	Représente les rétrécissements aux bords du gap causés par le dopage de la bande de conduction.	
ΔE_v	Représente les rétrécissements aux bords du gap causés par le dopage de la bande de valence.	
n_0	Les concentrations des électrons à l'équilibre (cm ⁻³).	
p_0	Les concentrations des électrons à l'équilibre.	
τ_{n0}	La durée de vie des électrons (s).	
τ_{p0}	La durée de vie des trous (s).	
C_n	Le coefficient Auger pour les électrons (cm ⁶ .s ⁻¹).	
C_p	Le coefficient Auger pour les trous (cm ⁶ .s ⁻¹).	
β_r	Le coefficient de recombinaison radiative.	
E_{trap}	La différence entre le niveau du défaut et le niveau intrinsèque.	
S_n	La vitesse de recombinaison des électrons à la surface (cm.s ⁻¹).	
S_p	La vitesse de recombinaison des trous à la surface (cm.s ⁻¹).	
N_{ts}	La densité des états de surface.	

n_n	Les porteurs majoritaires dans la région N (cm^{-3}).	
p_p	Les porteurs majoritaires dans la région P (cm^{-3}).	
p_n	Les porteurs minoritaires dans la région N (cm^{-3}).	
n_p	Les porteurs minoritaires dans la région P (cm^{-3}).	
ZCE	La zone de charge d'espace.	
$\rho(x)$	La densité de charge de la ZCE (C.cm^{-3}).	
V_n	Potentiel électrostatique en $x = x_n$. (V).	
V_p	Potentiel électrostatique en $x = x_p$. (V).	
E	Le champ électrique.	
V_d	Le potentiel de diffusion de la jonction. (V).	
W_n	La largeur de la zone de charge d'espace ZCE de la région N (μm)..	
W_p	La largeur de la zone de charge d'espace ZCE de la région P (μm).	
W.	La largeur de charge d'espace ZCE (μm).	
CAR	Couche AntiReflet	
d_{CAR}	l'épaisseur de la couche diélectrique	
N_s	Nombre de cellules dans le panneau en série	
N_p	Nombre de cellules dans le panneau en parallèle.	
I_{s1}	La densité du courant de saturation de la jonction dans les zones neutres (mA/cm^2),	
I_{ph}	Le photo-courant (A/cm^2),	
R_s	La Résistance série ($\Omega.\text{cm}^2$) de la cellule.	
R_p	La Résistance parallèle ($\Omega.\text{cm}^2$) de la cellule.	
I_{s2}	Le courant de saturation de la diode D_2 . (mA/cm^2)	
I_{cc}	Le courant de court-circuit (A/cm^2)	
V_{co}	La tension en circuit-ouvert (V)	
P_m	La puissance électrique maximale (mw/cm^2).	

V_{\max}	Tension correspondante à la puissance maximale fournie (V)	
I_{\max}	Courant correspondante à la puissance maximale fourni (mA/cm^2).	
FF	Le facteur de forme (%)	
η	Le rendement de conversion de la cellule (%)	
RS	La réponse spectrale.	
RQI	Le rendement quantique interne (%).	
RQE	Le rendement quantique externe (%).	

Table des matières

Introduction Générale	6
Chapitre 1 L'enseillement.....	8
1.1 Introduction.....	8
1.2 Le soleil	8
1.3 Le Rayonnement solaire.....	9
1.3.1 Le rayonnement direct	10
1.3.2 Le rayonnement diffus.....	10
1.3.3 Le rayonnement solaire réfléchi ou l'albédo du sol	10
1.3.4 Le rayonnement Le rayonnement global	10
1.4 La masse d'air	11
Chapitre 2 Physique des cellules solaires	14
2.1 Introduction.....	14
2.2 Définition de semi-conducteur	14
2.3 Bandes d'énergies	15
2.3.1 Gap direct	17
2.3.2 Gap indirect	17
2.3.3 La variation de l'énergie de la bande gap.....	18
2.4 Les types de semi-conducteurs	20
2.4.1 Les semi-conducteurs intrinsèques.....	20
2.4.2 Les semi-conducteurs extrinsèques	24
2.4.2.1 Le semi-cnducteur de type N	24
2.4.2.2 Le semi-conducteur de type P	26
2.5 Niveau donneurs et niveau accepteurs	27
2.6 Les courants dans les semi-conducteurs	28
2.7 Modèle de la Mobilité	32
2.8 Modèle de la résistivité	35

2.9	Absorption et génération	37
2.9.1	Processus d'absorption	37
2.9.1.1	Absorption bande-bande	37
2.9.1.2	Condition et coefficient d'absorption	38
2.9.1.3	Absorption par les porteurs libres	40
2.9.2	Génération des porteurs	40
2.10	Mécanismes de recombinaison	42
2.10.1	Recombinaison SRH (Shockley-Read-Hall)	42
2.10.2	Recombinaison Auger	44
2.10.3	Recombinaison radiative	45
2.10.4	Recombinaison en surface	45
2.11	La jonction P-N	46
2.11.1	Introduction	46
2.11.2	Concentrations et types de porteurs dans la jonction	46
2.11.3	La charge d'espace	47
2.11.4	Potentiel et les champs électriques dans la zone de charge d'espace	48
2.11.5	La jonction polarisée par une tension continue	50
2.11.6	La densité du courant dans les zones neutres	52
2.11.7	La densité du courant dans la ZCE	53
Chapitre 3 Généralités sur le photovoltaïque		54
3.1	Introduction	54
3.2	L'effet photovoltaïque	54
3.3	Historique des cellules solaires	54
3.4	Description du fonctionnement d'une cellule photovoltaïque	55
3.5	Les différents types de cellules solaires	56
3.5.1	Silicium monocristallin	56
3.5.2	Silicium poly-cristallin	57
3.5.3	Silicium amorphe	57
3.6	Architecture de la cellule photovoltaïque	58

3.6.1	Texturation de la surface	58
3.6.2	Les contacts face avant et face arrière (métallisation).....	59
3.6.3	Couche AntiRefllet (CAR)	60
3.6.4	La passivation	60
3.7	Association des modules photovoltaïques	61
3.7.1	Cellules mise en série	61
3.7.2	Cellules mises en parallèle	62
3.8	Modélisation d'une cellule photovoltaïque.....	63
3.8.1	Modèle à une diode.....	63
3.8.1.1	Cas d'une cellule idéale	63
3.8.1.2	Cas d'une cellule réelle	64
3.8.2	Modèle à deux diodes.....	65
3.9	Les paramètres de la cellule photovoltaïque	67
3.9.1	Le courant de court-circuit I_{cc}	67
3.9.2	La tension en circuit-ouvert V_{co}	67
3.9.3	La puissance électrique.....	68
3.9.4	Le facteur de forme FF	68
3.9.5	Le rendement de conversion d'énergie η	69
3.10	Les zones de la caractéristique I(V) d'un générateur photovoltaïque.....	69
3.11	Solution analytique	70
3.11.1	Modèle à une diode	70
3.11.2	Modèle à 4 paramètres K_1 , K_2 , R_s et R_p du modèle à une seule diode et avec R_p est égale l'infini.....	72
3.11.3	Modèle à deux diode	72
3.12	La réponse spectrale et rendements quantiques de la cellule photovoltaïque.....	75
3.12.1	La réponse spectrale (RS).....	75
3.12.2	Recombinaison SRH (Shockley-Read-Hall)	76
3.12.3	Le rendement quantique interne (RQI).....	76
3.13	Les différents types de pertes dans la cellule solaire	77

Chapitre 4 Résultats et discussions	79
4.1 Introduction.....	79
4.2 La méthode de Newton-Raphson.....	80
4.2.1 Le principe.....	80
4.2.2 La formule de récurrence	80
4.3 Résolution de l'équation caractéristique I(V)	81
4.4 Simulation de modèle à 7paramètres par Matlab.....	90
4.4.1 L'influence de la température T sur les paramètres de la cellule	90
4.4.1.1 L'effet sur la caractéristique I(V).....	90
4.4.1.2 L'effet sur la caractéristique P(V).....	91
4.4.1.3 L'effet sur le courant de court-circuit I_{cc}	92
4.4.1.4 L'effet sur la tension de circuit-ouvert V_{co}	93
4.4.1.5 L'effet sur le facteur de forme FF	93
4.4.1.6 L'effet sur le rendement de conversion d'énergie η	94
4.4.2 L'influence de la température T sur les paramètres de la cellule	95
4.4.2.1 L'effet sur la caractéristique I(V).....	96
4.4.2.2 L'effet sur la caractéristique I(V).....	97
4.4.2.3 L'effet sur le courant de court-circuit I_{cc}	98
4.4.2.4 L'effet sur la tension de circuit-ouvert V_{co}	99
4.4.2.5 L'effet sur le facteur de forme FF	99
4.4.2.6 L'effet sur le rendement de conversion d'énergie η	100
4.4.3 L'influence de la température T sur les paramètres de la cellule	101
4.4.3.1 L'effet sur la caractéristique I(V).....	102
4.4.3.2 L'effet sur la caractéristique P(V).....	102
4.4.3.3 L'effet sur le courant de court-circuit I_{cc}	103
4.4.3.4 L'effet sur la tension de circuit-ouvert V_{co}	104
4.4.3.5 L'effet sur le facteur de forme FF	105
4.4.3.6 L'effet sur le rendement de conversion d'énergie η	106

4.4.4	L'influence de la température T sur les paramètres de la cellule	106
4.4.4.1	L'effet sur la caractéristique I(V).....	107
4.4.4.2	L'effet sur la caractéristique I(V).....	108
4.4.4.3	L'effet sur le courant de court-circuit I_{cc}	108
4.4.4.4	L'effet sur la tension de circuit-ouvert V_{co}	109
4.4.4.5	L'effet sur le facteur de forme FF	110
4.4.4.6	L'effet sur le rendement de conversion d'énergie	110
Conclusion Générale.....		111
Bibliographie.....		115

Introduction générale

La production d'énergie est un défi de grande importance pour les années à venir. En effet, les besoins énergétiques des sociétés industrialisées ne cessent d'augmenter. Par ailleurs, les pays en voie de développement auront besoin de plus en plus d'énergie pour mener à bien leur développement. De nos jours, une grande partie de la production mondiale d'énergie est assurée à partir de sources fossiles. La consommation de ces sources donne lieu à des émissions de gaz à effet de serre et donc une augmentation de la pollution. Le danger supplémentaire est une consommation excessive du stock de ressources naturelles qui réduit les réserves de ce type d'énergie de façon dangereuse pour les générations futures.

Par énergie renouvelable, on entend des énergies issues du soleil, du vent, de la chaleur de la terre, de l'eau ou encore de la biomasse. A la différence des énergies fossiles, les énergies renouvelables sont des énergies à ressource illimitée. Les énergies renouvelables regroupent un certain nombre de filières technologiques selon la source d'énergie valorisée et l'énergie utile obtenue.

L'exploitation directe de l'énergie solaire au moyen des capteurs relève de deux technologies bien distinctes : l'une produit des calories, c'est l'énergie solaire thermique, et l'autre produit de l'électricité. Et c'est cette dernière énergie photovoltaïque qui est l'objet de ce mémoire.

L'énergie solaire photovoltaïque provient de la transformation directe d'une partie du rayonnement solaire en énergie électrique. Cette conversion de l'énergie s'effectue par le biais d'une cellule dite photovoltaïque (PV) basée sur un phénomène physique appelé effet photovoltaïque qui consiste à produire une force électromagnétique lorsque la surface de cette cellule est exposée à la lumière. La tension générée peut varier en fonction du matériau

utilisé pour la fabrication de la cellule. L'association de plusieurs cellules PV en série/parallèle donnent lieu à un générateur photovoltaïque qui a une caractéristique courant-tension ($I(V)$) non linéaire présentant un point de puissance maximale.

La caractéristique $I(V)$ du générateur photovoltaïque dépende du niveau d'éclairement et de la température de la cellule ainsi que du vieillissement de l'ensemble .De plus, son point de fonctionnement du générateur photovoltaïque dépende directement de la charge qu'il alimente .Afin extraire en chaque instant le maximum de puissance disponible aux bornes du générateur photovoltaïque dispositif, nous introduisons un étage d'adaptation entre le générateur et la charge pour coupler les deux éléments le plus parfaitement possible.

L'objective de ce travail est l'étude l'influence des 6 paramètres de la caractéristique du circuit équivalent $I(V)$ de cette cellule pour différentes conditions d'ensoleillement et de température par la méthode de Newton-Raphson. Pour cela, on a utilisé le programme Matlab pour exécuter les calculs itératifs.

- Dans le premier chapitre, nous définissons la notion de rayonnement solaire et expliquons l'absorption de ce dernier par un semi-conducteur.
- Le deuxième chapitre concerne des notions fondamentales sur les semi-conducteurs et la jonction P-N
- Le troisième chapitre traite de la modélisation. Tout d'abord, une présentation des modèles mathématiques de la cellule PV est faite, ensuite on traite une méthode de Newton –Raphson pour extraire des paramètres intervenant dans ces modèles.
- Le quatrième chapitre est consacré à la présentation et la discussion des résultats obtenus.
- En fin, une conclusion générale couronne ce mémoire pour récapituler nos analyses et nos résultats et nos commentaires.

Chapitre 1

L'ensoleillement

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons des généralités sur la source de l'énergie solaire (le soleil) et des notions fondamentales sur l'élément clé dans la conversion photovoltaïque (la cellule solaire).

1.2 Le soleil

Le soleil est une source énergétique quasiment illimitée. Il pourrait couvrir plusieurs milliers de fois notre consommation globale d'énergie. C'est pourquoi, l'homme cherche depuis longtemps à mettre à profit cette énergie importante qui est diffusée sur l'ensemble de la planète. Il est arrivé à réaliser ce but par le moyen dit cellule photovoltaïque [1].

Le nom photovoltaïque vient du grec, il est composé de deux parties :

Photon: lumière.

Volte : unité de tension électrique, du nom d'Alessandro Volta.

La distance de la terre au soleil est environ 150 millions de kilomètres et la vitesse de la lumière est d'un peu moins de 300000 km/s, les rayons du soleil mettent donc environ 8minutes à nous parvenir. La constante solaire est la densité d'énergie solaire qui atteint la frontière externe de l'atmosphère faisant face au soleil. Sa valeur est communément prise le à 1360w/m^2 . Au niveau du sol, la densité d'énergie solaire est réduite à 1000w/m^2 à cause de l'absorption dans l'atmosphère [1].

Albert Einstein a découvert en travaillant sur l'effet photoélectrique que la lumière n'avait pas qu'un caractère ondulatoire. Mais que son énergie est portée par des particules, les photons, l'énergie d'un photon étant donnée par la relation suivant [1]:

$$E = h\nu = hc/\lambda \quad (1.1)$$

Avec :

h : la constante de Planck ($h=6,62.10^{-34}$ J.s).

c : la vitesse de la lumière ($c=3.10^8$ m/s).

ν : la fréquence de la longueur d'onde associée au photon (s^{-1}).

λ : la longueur d'onde correspondante à ν (m)

Ainsi, plus la longueur d'onde est courte, plus l'énergie du photon est grande. Une façon commode d'exprimer cette énergie est :

$$E \text{ (eV)} = 1.24/(\lambda(\mu\text{m})) \quad (1.2)$$

Le soleil émet un rayonnement électromagnétique compris dans une bande de longueur d'onde variant de 0.4 à 10 μm . L'énergie associée à ce rayonnement solaire se décompose approximativement ainsi [1] :

9 % dans la bande des ultraviolets ($< 0,4 \mu\text{m}$).

47 % dans la bande visible ($0,4 \text{ à } 0,8 \mu\text{m}$).

44 % dans la bande des infrarouge ($>0,8 \mu\text{m}$).

1.3 Le Rayonnement solaire

Le rayonnement solaire est la matière première de l'énergie solaire. C'est une propagation d'une onde de longueur qui varie entre 0.2 et 4.10^{-6}m . Sans la nécessité d'un support physique pour se déplacer, il arrive au sol après la perte d'une grande partie de son intensité, à cause d'une partie de l'ultraviolet, qui est absorbée [1].

1.3.1 Le rayonnement direct

Il est reçu directement du soleil, sans diffusion par l'atmosphère. Ses rayons sont parallèles entre eux, il forme donc des ombres et peut être concentré par des miroirs. Il peut être mesuré par un pyrhéliomètre.

1.3.2 Le rayonnement diffus

Il est constitué par la lumière diffusée par l'atmosphère (air, nébulosité, aérosols). La diffusion est le phénomène qui répartit un faisceau parallèle en une multitude de faisceaux partant dans toutes les directions. Dans le ciel, ce sont à la fois les molécules d'air, les gouttelettes d'eau (nuages) et les poussières qui produisent cet éclatement des rayons du soleil. Cela dépend donc avant tout des conditions météorologiques [1].

1.3.3 Le rayonnement solaire réfléchi ou l'albédo du sol

Il est le rayonnement qui est réfléchi par le sol ou par des objets se trouvant à sa surface. Cet albédo peut être important lorsque le sol est particulièrement réfléchissant (eau, neige) [1].

1.3.4 . Le rayonnement global

Il est la somme de tous les rayonnements reçus, y compris le rayonnement réfléchi par le sol et les objets qui se trouvent à sa surface. Il est mesuré par un pyranomètre ou un solarimètre sans écran.

Les stations météorologiques généralement mesurent le rayonnement global horizontal par un Pyranomètre placé horizontalement à l'endroit requis [1].

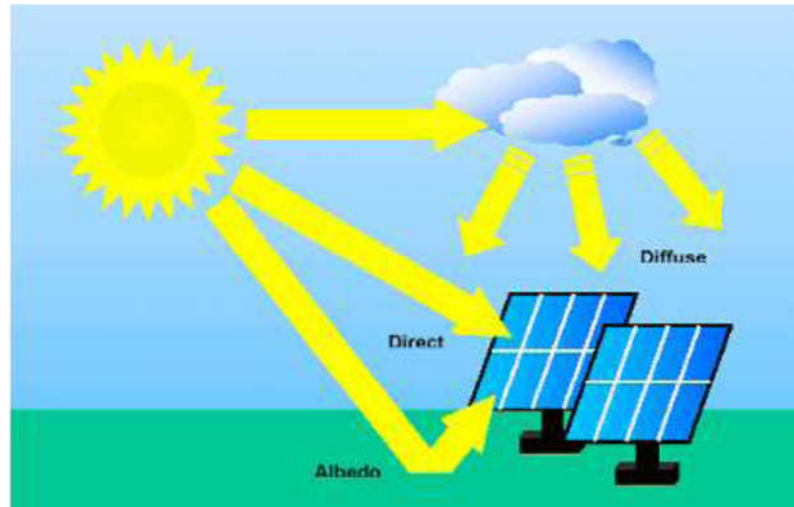


Figure 1 – Composante du rayonnement global sur un plan horizontal [2].

1.4 La masse d'air

Le rayonnement solaire subit une atténuation et une modification de son spectre en traversant l'atmosphère. Ceci est dû essentiellement à l'absorption partielle du rayonnement par les gaz atmosphère et la vapeur d'eau. Le flux énergétique reçu au sol ne dépasse pas 1200 W/m^2 . Pour tenir compte de la position relative du soleil qui modifie l'épaisseur de l'atmosphère traversée. On introduit un coefficient appelé nombre d'air masse AM. La figure ci-dessous illustre ce principe [3].

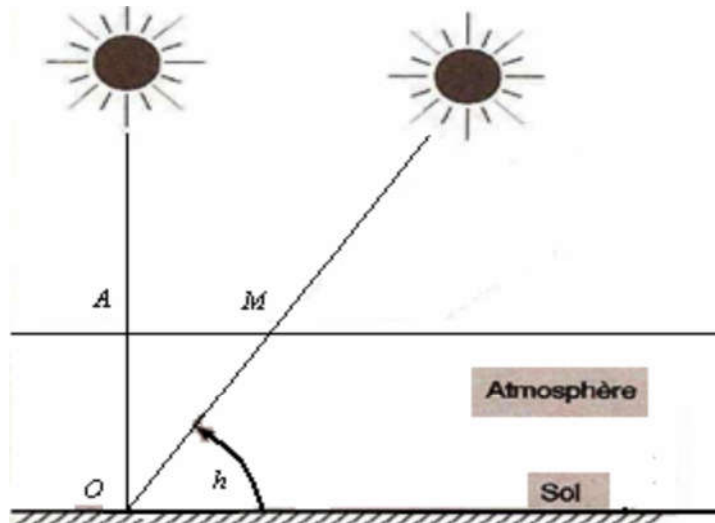


Figure 2 – Normes de mesures du spectre d'énergie lumineuse émise par le soleil, notion d'air masse AM [4].

Le nombre d'air masse est obtenu par la relation suivante:

$$AM = 1/\sin(h) \quad (1.3)$$

Avec : h (°) l'élévation du soleil sur l'horizon.

La puissance incidente par unité de surface est l'air correspondante au nombre d'air masse convenable. Ce nombre est défini par :

$$m = \frac{p}{1013} \frac{1}{\sinh} \exp\left(-\frac{z}{7,8}\right) \quad (1.4)$$

Où :

p : une pression différente de 1013 mbar.

z : altitude exprimé en km.

$h=\theta$: distance zénithale du soleil par rapport à l'horizontale, exprimée en degrés.

Le concept de nombre d'air masse caractérise la puissance transportée par le rayonnement solaire (par exemple 13535 W/m^2 pour AM0) ; d'autre part, il sert à définir un spectre de référence pour calibrer les cellules étalons destinées à qualifier les performances des dispositifs photovoltaïques. La figure ci-dessous montre le spectre solaire relevé dans plusieurs conditions selon différentes valeurs d'air masse.

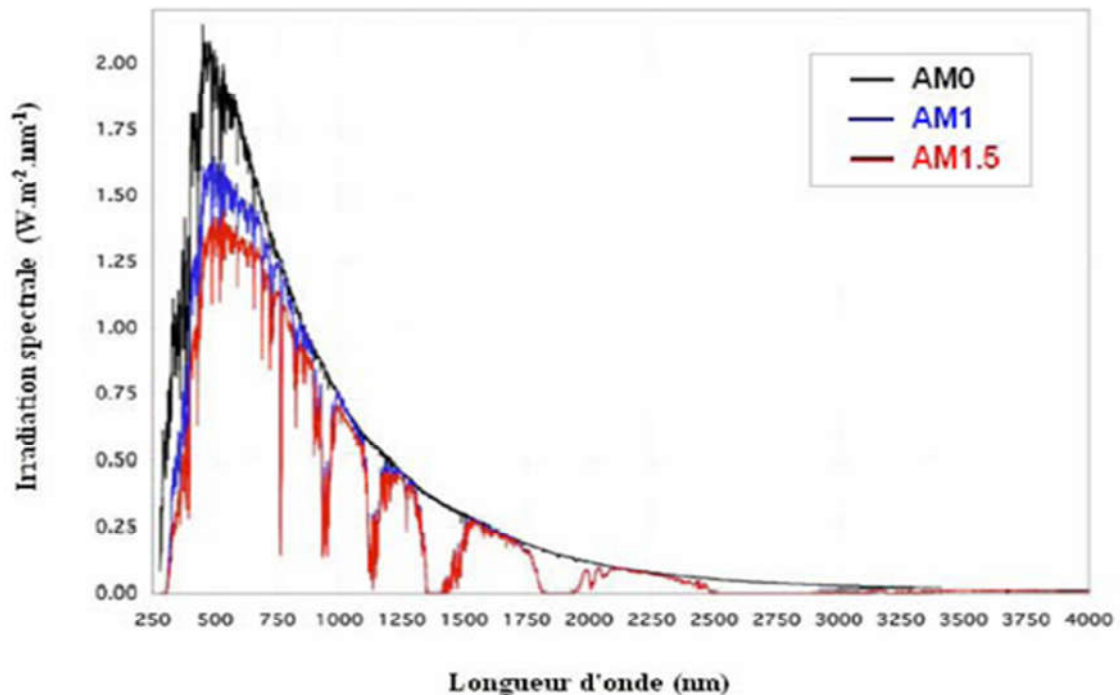


Figure 3 – Représentation graphique des spectres AM 0, AM1 et AM1.5.

Avec :

- **AM0** : désigne le rayonnement solaire hors atmosphère (spectre valable pour les applications spatiales).
- **AM1** : position du soleil au zénith $h = 90$, (au niveau de la mer).
- **AM1.5** : le soleil à $41,8^\circ$.

Ainsi les conditions standards de qualification des cellules sont un spectre AM1.5. Une puissance incidente de 1000 W/m^2 et une température de 25°C . Ces conditions sont appelées STC (Standard Test Conditions).

1.5 Conclusion

Cette étude théorique concernant le gisement nous a rappelé des définitions générales sur le rayonnement solaire (caractéristique des rayonnements solaires) et nous avons aussi rappelé quelques éléments de géométrie, les différents types de rayonnement. Nous avons terminé par des définitions sur les notions de la masse d'air AM.

Chapitre 2

Physique des cellules solaires

2.1 Introduction

L'énergie solaire s'effectue à l'aide des générateurs PV ces derniers sont a base de silicium qu'il est la matière la plus disponible, il se trouve dans la nature sous une forme de dioxyde de silice SiO₂.

Le silicium est matériau semi-conducteur c'est -à-dire un matériau intermédiaire entre l'isolant et le conducteur, il est capable de convertir l'énergie lumineuse a une énergie électrique a l'aide des technologies de dopage de type N et de type P.

On va voir dans ce chapitre tous les caractéristiques du semi-conducteur et du silicium ainsi leurs type et leurs utilisation.

2.2 Définition de semi-conducteur

Les semi-conducteurs sont des éléments naturels. Sensibles à la lumière visible et invisible (rayon ultra-violet, infrarouge....) ; Ils conduisent le courant nettement moins bien que les métaux, mais d'autant mieux que la température est plus élevée (Exemples types : le silicium Si, le germanium Ge.....). La bonne conductivité électrique des métaux est due à la présence des électrons libres du gaz électronique qui parcourent tout le réseau métallique.

Les semi-conducteurs (exemple : le silicium Si) forment des réseaux atomique (du type diamant) où les atomes sont reliés par covalence ; Il n'existe pas d'électrons libres comme dans les métaux, La migration des électrons ne peut se faire que par « petits pas », les électrons sautant d'un atome à l'autre [5].

Le semi-conducteur est un matériau électriquement intermédiaire entre isolant et conducteur. En effet, les valeurs usuelles de la conductivité (σ) des isolants sont comprises 1.10^{-11} S/cm et 1.10^{-19} S/cm et celles des conducteurs entre 6.10^7 S/cm et 1.10^4 S/cm. Il existe pourtant des corps qui ont une résistivité intermédiaire comprise entre 1.10^3 S/cm et 1.10^{-6} S/cm, on les appelle des semi-conducteurs [5].

Dans notre étude on utilise le silicium comme un semi-conducteur et son structure atomique électrique est présentée dans la **figure 04** :

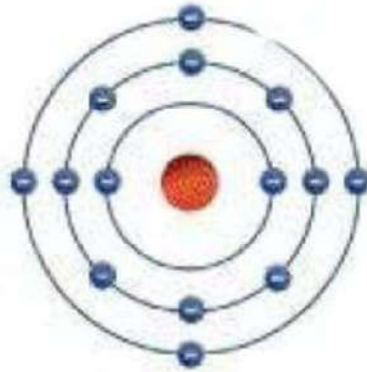


Figure 04 -Structure électronique d'un atome de silicium [5].

On remarque qu'il y a 4 électrons libres dans la couche m, pour cela on peut lui faire dopé avec des atomes de valence 3.

2.3 Bandes d'énergie

La situation peut être résumée au moyen du diagramme de bandes d'énergie illustré à la figure (05), celle-ci montre les niveaux énergétiques que peuvent occuper les électrons périphériques issus des atomes du cristal. Les niveaux sont repartis en deux bandes : la bande inférieure, appelée bande de valence est réservée aux électrons participant aux liaisons covalentes ; la bande supérieure, ou bande de conduction, est occupée par les électrons de conduction. Les bandes sont séparées par une région inoccupée appelée « bande interdite », dont la largeur correspond à l'énergie du gap E_g , au zéro absolue la température, les électrons participent tous aux liaisons covalentes et occupent la bande de valence (**figure**

05(a)). La bande de conduction est vide et le matériau ne peut conduire un courant électrique [5]

Lorsque la température augmente. Des paires électron-trou sont générées : plusieurs électrons de la bande de valence gagnent de l'énergie et transitent vers la bande de conduction. Les vacances de charge résultantes dans la bande de valence correspondent aux trous (**figure 05(b)**), sous l'action d'un champ électrique, les électrons de conduction peuvent gagner de l'énergie cinétique : ils transitent alors, au sein de la bande de conduction, vers des niveaux d'énergie E plus élevés. Les trous peuvent également gagner de l'énergie cinétique en transitant au sein de la bande de valence [5].

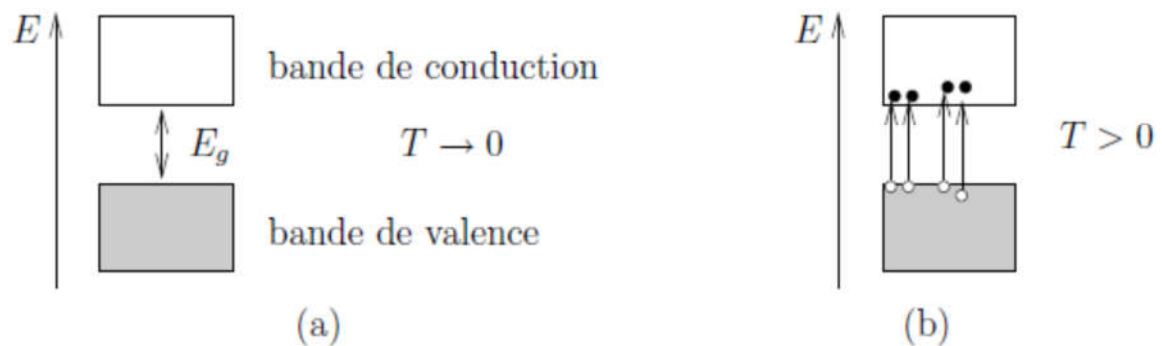


Figure 05 - Diagramme de bandes d'énergie d'un semi-conducteur [5].

- Dans les isolants, la bande de conduction est habituellement vide.
- Dans les conducteurs, la conductivité diminue avec la température puisque l'agitation thermique pénalise le mouvement organisé des porteurs libres.
- Dans les semi-conducteurs, le gap assez faible permet à des porteurs de passer dans la bande de conduction (BC) simplement grâce à leur énergie d'agitation thermique.

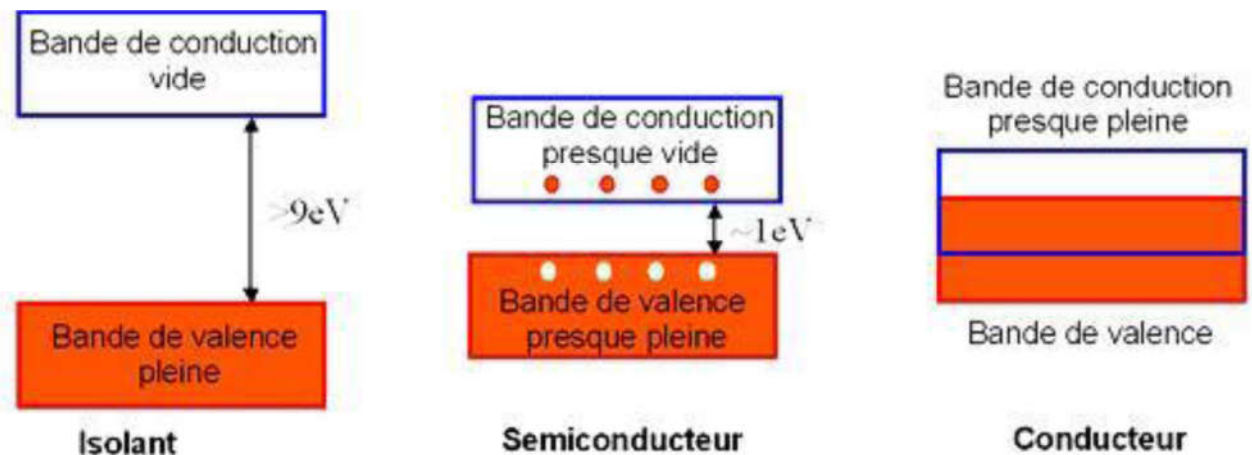


Figure.06 - Représentation des bandes d'énergie pour différents cas [6].

2.3.1 Gap direct:

Schématiquement, l'absorption (ou l'émission) d'un photon entraîne des montées (ou respectivement des descentes) en énergie verticales des électrons. Or, un gap direct signifie que le minimum de la bande de conduction est situé juste au-dessus du maximum de la bande de valence, après l'absorption (ou émission) de photon, l'électron arrive donc directement dans sa position d'énergie la plus favorable, il n'a aucune relaxation à effectuer (Voir **Figure 7(a)**). Ceci assure d'excellentes propriétés optiques, et l'on peut se servir de tels matériaux comme détecteurs de la lumière, ou bien comme émetteurs de la lumière (diodes électroluminescentes, lasers.....) [7].

2.3.2 Gap indirect

Un gap indirect entraîne des phénomènes complexes : en cas d'absorption d'un photon, l'électron va d'abord monter verticalement dans la bande de conduction, puis descendre en énergie en émettant des photons qui vont chauffer le matériau. Les semi-conducteurs à gap indirect ne peuvent donc pas interagir avec la lumière sans chauffer, ce qui va fortement perturber les propriétés électroniques et entraîne des interactions électron/photon, ils font donc de très mauvais émetteurs de lumière, et sont plus utilisés pour leurs propriétés conductrices à haute température (Voir **Figure 7(b)**) [7].

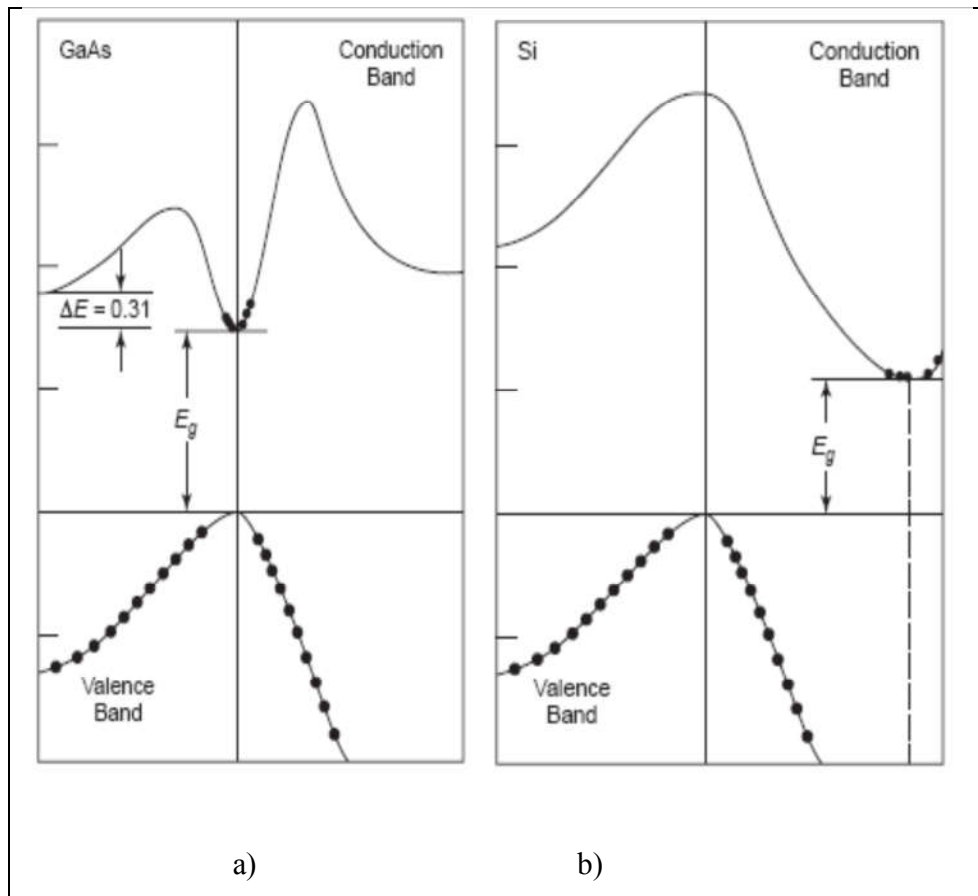


Figure.07 -Courbes de dispersion : (a) à gap direct (AsGa) et (b) à gap indirect (Si) [8].

2.3.3 Variation de l'énergie de la bande interdite

À la température ambiante et sous la pression atmosphérique normale, les valeurs de la bande d'énergie sont 1,12 eV pour le silicium et 1,42 eV pour GaAs. Ces valeurs sont pour les matériaux de grande pureté. Pour les matériaux fortement dopés, les bandes interdites deviennent plus petites (phénomène du rétrécissement du Gap (BGN : Bande Gap Narrowing en anglais)). Les résultats expérimentaux prouvent que les bandes d'énergie de la plupart des semi-conducteurs diminuent avec l'augmentation de la température. La **figure 08** montre des variations des bandes d'énergie en fonction de la température pour le silicium. La variation

des bandes d'énergie avec la température peut être exprimée approximativement par une fonction proposée par la relation suivante [8].

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{(T + \beta)} \quad (2.1)$$

Où

α , β et $E_g(0)$ sont consignés dans le tableau suivant pour Si, Ge et GaAs.

Tableau 1 – La valeur du gap de quelques semi-conducteurs à 300 °K et à 0 °K

Semi-conducteur	E_g (eV) à 300 K	E_g (eV) à 0 °K	α (eV/°K)	β (°K)
Si	1,12	1,166	$473 \cdot 10^{-6}$	636
Ge	0,66	0,7437	$4,77 \cdot 10^{-4}$	235
GaAs	1,42	1,519	$5,41 \cdot 10^{-4}$	204

Les variations de l'énergie du gap sont représentées sur la **figure 08**.

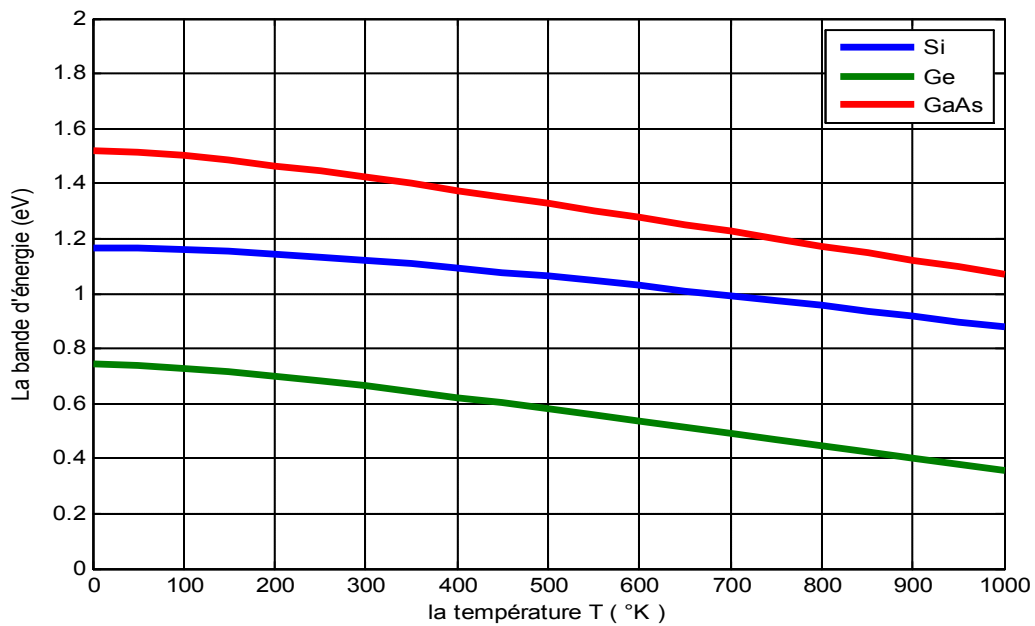


Figure 08 – La variation la bande d'énergie E_g en fonction de la température de Si, Ge, GaAs.

2.4 Les types de semi-conducteurs

Il existe deux types de semi-conducteurs :

- Le semi-conducteur intrinsèque (pur).
- Le semi-conducteur extrinsèque (dopé par une impureté).

2.4.1 Le semi-conducteur intrinsèque

Un semi-conducteur intrinsèque est un semi-conducteur non dopé, c'est-à-dire qu'il contient peu d'impuretés (atomes étrangers) en comparaison avec la quantité de trous et d'électrons générés thermiquement. Pour mieux appréhender le comportement des semi-conducteurs, nous devons étudier plus en détail les populations d'électrons et de trous dans chacune des bandes de conduction et de valence. Aussi, nous allons réaliser un bilan électrique des semi-conducteurs intrinsèques. Pour ce faire, nous devons introduire la notion de densité d'états énergétique $N(E)$. Cette grandeur ; dépendante de l'énergie électrique E , correspond à la place disponible pour les électrons dans la bande de conduction $N_c(E)$ et à la place disponible pour les trous dans la bande de valence $N_v(E)$. Pour des énergies proches des extrema de ces deux bandes [6].

$$\left\{ \begin{array}{l} N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_c K_B T}{h^2} \right)^{3/2} \\ N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_v K_B T}{h^2} \right)^{3/2} \end{array} \right. \quad (2.2) \text{ et } \left\{ \begin{array}{l} N_c = 2,5 \cdot 10^{19} \left(\frac{m_c}{m_0} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \text{ (cm}^{-3}\text{)} \\ N_v = 2,5 \cdot 10^{19} \left(\frac{m_v}{m_0} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \text{ (cm}^{-3}\text{)} \end{array} \right.$$

(2.3)

Où

N_c : La densité d'état effective dans la bande de conduction.

N_v : La densité d'état effective dans la bande de valence.

$\hbar = h/2\pi$ est la constante de Planck normalisée ($h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$).

m_c et m_v : sont respectivement les masses effectives des électrons et des trous respectivement dans la bande de conduction et dans la bande de valence.

Avec m_0 : la masse de l'électron au repos, soit $9,1 \cdot 10^{-31} \text{ Kg}$.

Tableau 2 – Les valeurs de m_c, m_v, N_c et N_v à 300 °K [9].

Semi-conducteur	m_c/m_0	m_v/m_0	$N_c (10^{19} \text{cm}^{-3})$	$N_v (10^{19} \text{cm}^{-3})$
Si	1,06	0,59	2,73	1,13
Ge	0,55	0,36	1,02	0,54
GaAs	0,066	0,64	0,04	1,28
GaP	0,78	0,83	1,7	1,9
InP	0,073	0,87	0,05	2,0

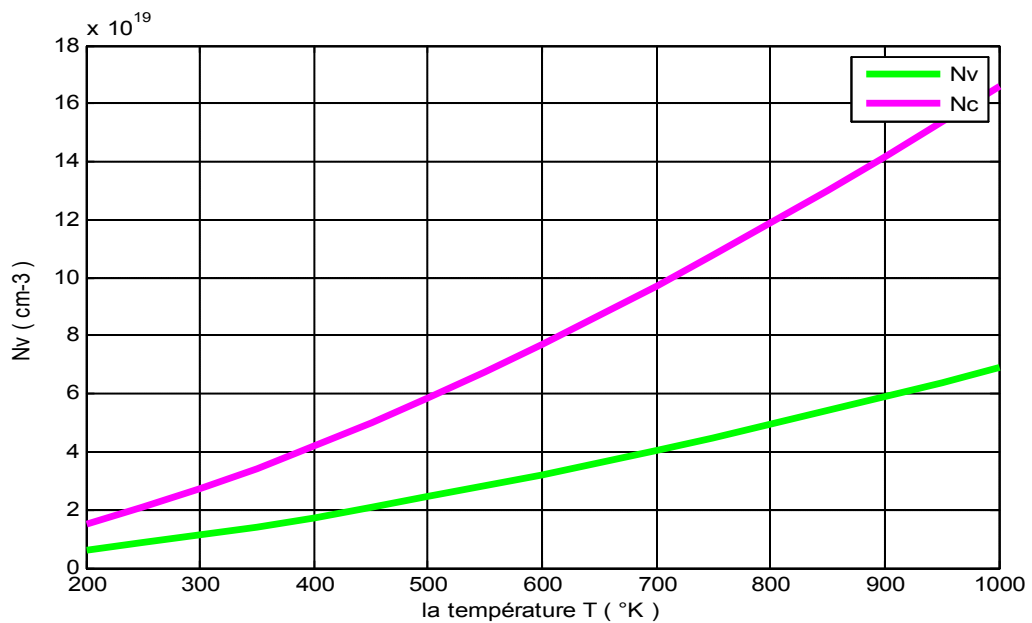


Figure 09 – L'évolution N_c et N_v en fonction de la température T pour le Silicium.

Pour le semi-conducteur intrinsèque, les densités d'électrons n et p des trous sont identiques et sont égales à la concentration intrinsèque n_i :

$$n=p= n_i \quad (2.4)$$

Donc $np = n_i^2 \quad (2.5)$

Il résulte que la densité des porteurs intrinsèques s'écrit:

$$\begin{cases} n = N_c e^{(E_F - E_c)/k_B T} \\ p = N_v e^{(E_v - E_F)/k_B T} \end{cases} \quad (2.6)$$

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} e^{\frac{-E_g}{2k_B T}} \quad (2.7)$$

et $n_i(T) = A \cdot T^{3/2} e^{\frac{-E_g}{2k_B T}} \quad (2.8)$

Où

n_i : est appelé la densité des porteurs intrinsèques, c'est une caractéristique du semi-conducteur à une température donnée,

E_g : L'énergie du gap,

A : est une constante spécifique du matériau

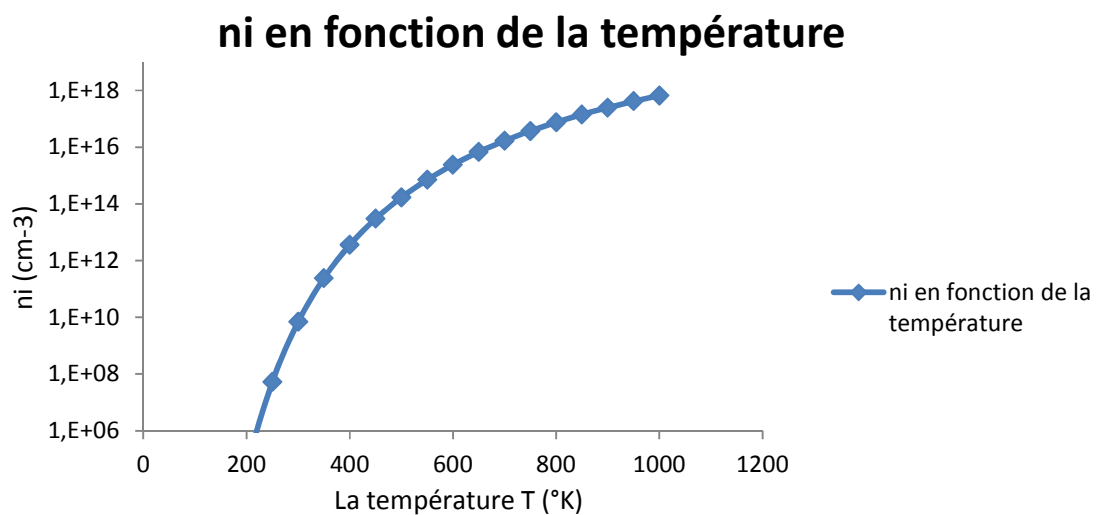


Figure 10 -Evolution de la concentration intrinsèque pour le Si en fonction de T.

La **figure 11** montre que $\ln(n_i)$ en fonction de $1000/T$ est une droite de pente $-E_g/2k_B$ ce qui donne la possibilité de déduire E_g .

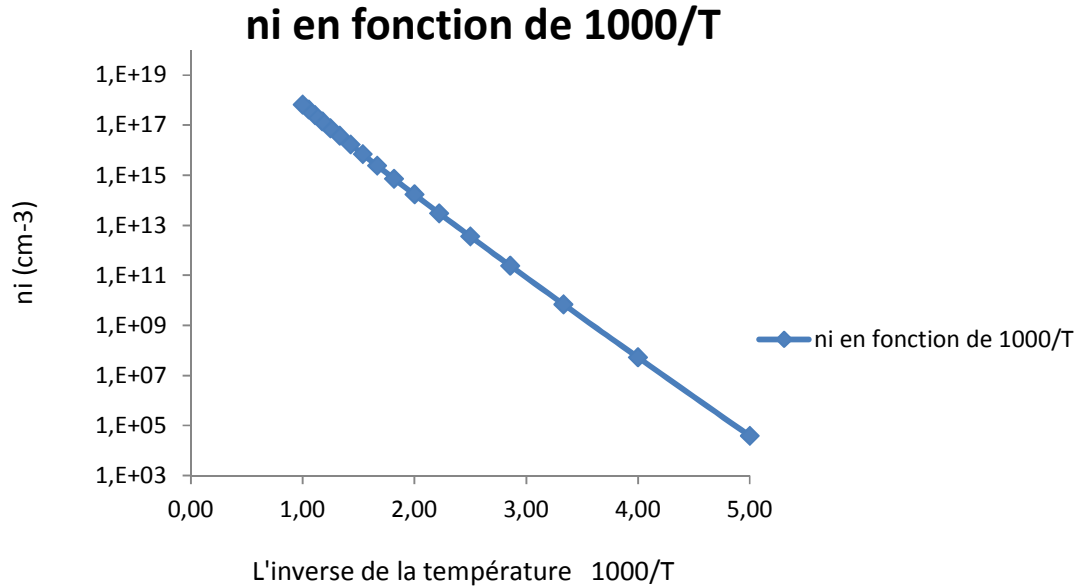


Figure 11 - Evolution de la concentration intrinsèque pour le Si en fonction de l'inverse de température T.

En remplaçant les densités de porteurs par leurs expressions respectives, l'égalité précédente nous permet de définir le niveau de Fermi pour un semi-conducteur intrinsèque E_{Fi} . Sachant qu'à température ambiante $k_B T$ est très inférieur au gap, on écrit :

$$n=p, \text{ soit } N_c e^{-(E_c - E_{Fi})/k_B T} = N_v e^{(E_v - E_{Fi})/k_B T} \quad (2.9)$$

$$\text{Soit } E_{Fi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{1}{2} k_B T \ln \frac{N_v}{N_c} \quad (2.10)$$

$$E_{Fi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} k_B T \ln \frac{m_v}{m_c} \quad (2.11)$$

Le niveau de Fermi d'un semi-conducteur intrinsèque est très voisin du milieu du gap à la température ambiante. Soit [6] :

$$E_{Fi} \approx \frac{E_c + E_v}{2} \quad (2.12)$$

Où

E_c : Le niveau énergétique du bas de la bande de conduction du semi-conducteur,

E_v : Le niveau énergétique du haut de la bande de valence du semi-conducteur,

E_{Fi} : Le niveau de Fermi intrinsèque,

K_B : La constante de Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{J}/^\circ\text{K}$),

T : : La température absolue de matériau (en $^\circ\text{K}$).

La **figure 12** donne graphiquement le bilan électrique pour un semi-conducteur intrinsèque.

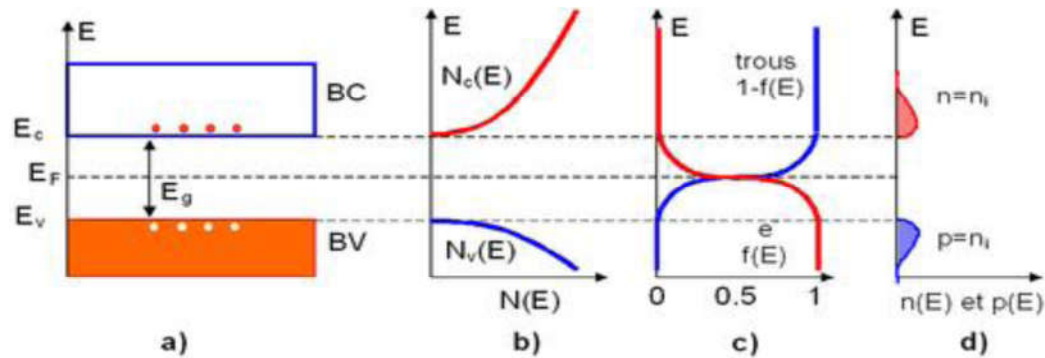


Figure 12 -Semi-conducteur intrinsèque :**a)** Diagramme des bandes d'énergie **b)** Densité d'états énergétique **c)** Distribution de Fermi-Dirac **d)** Densité énergétique de porteurs [6].

2.4.2 Le semi-conducteur extrinsèque

Un semi-conducteur extrinsèque est un semi-conducteur intrinsèque dopé par des impuretés spécifiques lui conférant des propriétés électriques adaptées aux applications électroniques (diodes, transistors, etc...)et optoélectroniques (émetteurs et récepteurs de lumière, etc...) [6].

2.4.2.1 Le semi-conducteurs de type N

Un semi-conducteur type N est un semi-conducteur intrinsèque (ex : silicium Si) dans lequel on a introduit des impuretés de type donneurs (ex : phosphore P). Ces impuretés sont ainsi appelées parce qu'elles donnent un électron à la bande de conduction pour réaliser une liaison avec le cristal semi-conducteur [6].

Dans le silicium de type N, des atomes de phosphore à cinq électrons périphériques remplacent des atomes de silicium : ils offrent donc des électrons (des charges négatives) supplémentaires (un par atome de phosphore).

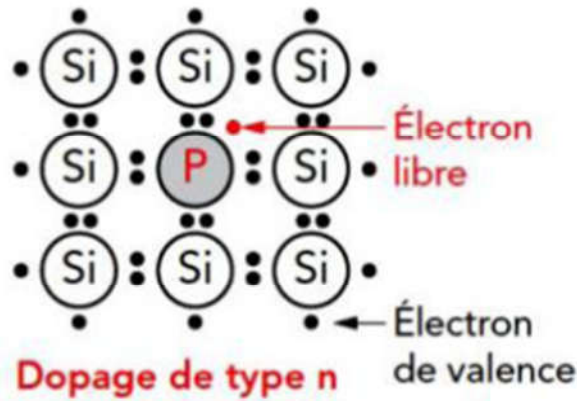


Figure 13 - Silicium dopé au phosphore, libération d'un électron.

La **figure 13** met en évidence qu'un semi-conducteur dopé N à une densité d'électrons n plus élevée et une densité de trous p plus faible que le même semi-conducteur pris dans sa configuration intrinsèque. On dit alors que les électrons sont les porteurs majoritaires et les trous, les porteurs minoritaires. Par analogie avec les semi-conducteur de type P et en notant N_D la densité de donneurs, les densités de porteurs pour un semi-conducteur de type N sont :

$$\begin{cases} n = N_D \\ p = \frac{n_i^2}{N_D} \end{cases} \quad (2.13)$$

Le niveau de Fermi E_{Fn} :

Les densités des porteurs sont données par :

$$n = N_D = N_c e^{-(E_c - E_{Fn}) / k_B T} \quad (2.14)$$

En conséquence, le niveau de fermi E_{Fn} se déplace du milieu de la bande interdite (E_{Fi}) vers la bande de conduction.

$$E_{Fn} - E_{Fi} = k_B T \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right) \quad (2.15)$$

Donc
$$E_{Fn} = E_{Fi} + k_B T \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right) \quad (2.16)$$

2.4.2.2 Le semi-conducteur de type P

Un semi-conducteur type P est un semi-conducteur intrinsèque (ex : silicium Si) dans lequel on a introduit des impuretés de type accepteurs (ex : Bore B). Ces impuretés sont ainsi appelées parce qu'elles acceptent un électron de la bande de conduction pour réaliser une liaison avec le cristal semi-conducteur [6].

Dans le silicium de type P, des atomes de Bore avec trois électrons périphériques entraînent un défaut d'électrons (création de charges positives) et engendrent la formation de trous (un par atome de Bore). Les électrons en excès ou les trous conduisent l'électricité. Lorsque des zones de semi-conducteur de type P et de type N sont adjacentes, elles forment une jonction PN.

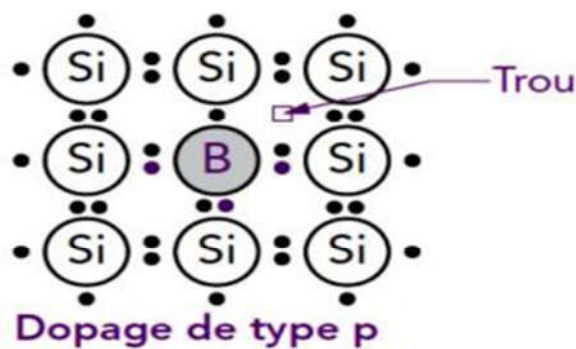


Figure 14 -Silicium dopé au Bore, libération d'un trou.

La **figure 14** met en évidence qu'un semi-conducteur dopé P a une densité d'électrons n plus faible et une densité p de trous plus élevée que le même semi-conducteur pris dans sa configuration intrinsèque. On dit alors que les électrons sont les porteurs minoritaires et les trous, les porteurs majoritaires.

Pour les semi-conducteurs extrinsèques, la densité de dopant est toujours très supérieure à densité de porteurs intrinsèques $N_A \gg n_i$. Dans le cas d'un type P. la densité de trous est donc proche de celle du dopant accepteur N_A . La relation $n_i^2 = np$ étant toujours vérifiée. Nous obtenons par les densités de porteurs :

$$\begin{cases} p = N_A \\ n = \frac{n_i^2}{N_A} \end{cases} \quad (2.17)$$

Le niveau de Fermi E_{Fp} :

Les densités des porteurs sont données par :

$$n_i = N_c e^{\left(\frac{E_c - E_{Fi}}{k_B T}\right)} = N_v e^{\left(\frac{E_v - E_{Fi}}{k_B T}\right)} = (N_c N_v)^{1/2} e^{\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right)} \quad (2.18)$$

$$\begin{cases} n = n_i e^{\left(\frac{E_F - E_{Fi}}{k_B T}\right)} \\ p = n_i e^{\left(-\frac{E_F - E_{Fi}}{k_B T}\right)} \end{cases} \quad (2.19)$$

Par conséquent, le niveau de fermi E_{Fp} se déplace du milieu de la bande interdite (E_{Fi}) vers la bande de valence :

$$E_{Fi} - E_{Fp} = k_B T \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad (2.20)$$

$$E_{Fp} = E_{Fi} - k_B T \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad (2.21)$$

2.5 Niveau donneurs et niveau accepteurs

Le dopage provoque l'apparition de nouveaux niveaux accepteurs et donneurs d'électrons dans la structure de bande du matériau dopé. Ces niveaux apparaissent dans le gap entre la bande de conduction et la bande de valence.

Lors d'un dopage N (**figure 15**), l'introduction d'atomes donneurs d'électrons entraîne l'apparition d'un pseudo niveau d'énergie situé juste sous la bande de conduction. Ainsi, l'énergie nécessaire pour que les électrons passent dans la bande de conduction est bien plus facilement atteinte que dans un semi-conducteur intrinsèque [5].

Lors dopage P (**figure 16**), l'introduction d'atomes accepteurs d'électrons (donneurs de trous) entraîne, de manière analogue, l'apparition d'un pseudo niveau situé au-dessus de la bande de valence.

L'énergie à fournir aux électrons de valence pour passer sur ce niveau accepteur est faible, et le départ des électrons entraîne l'apparition de trous dans la bande de valence [5].

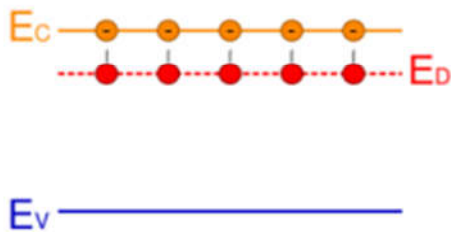


Figure 15 - niveau donneurs [5].

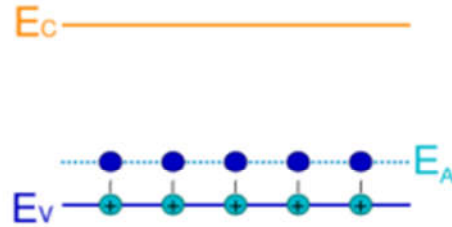


Figure 16 -niveau accepteurs [5].

2.6 Les courants dans les semi-conducteurs

Les courants dans le semi-conducteur résultent du déplacement des porteurs de charge, électrons et trous, sous l'action de différentes forces, l'origine de ces forces étant un champ électrique (courant de conduction) ou un gradient de concentration (courant de diffusion) [6].

Le courant de conduction est le courant que l'on rencontre dans les semi-conducteurs et qui est proportionnel au champ électrique [6]

$$\begin{cases} \vec{J}_n = qn\mu_n\vec{E} \\ \vec{J}_p = qp\mu_p\vec{E} \end{cases} \quad (II.22)$$

Avec :

\vec{J}_n et \vec{J}_p : sont respectivement les vecteurs densités des courants des électrons et des trous,

n et p : sont respectivement les concentrations des électrons et des trous,

μ_n et μ_p : sont respectivement les mobilités des électrons et des trous.

Le courant total s'écrit alors :

$$\vec{J}_c = \vec{J}_n + \vec{J}_p = q(n\mu_n + p\mu_p)\vec{E} = \sigma\vec{E} \quad (2.23)$$

Ainsi, la conductivité σ et la résistivité ρ sont données par [9]:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = q(n\mu_n + p\mu_p) \quad (2.24)$$

et
$$\rho = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)} \quad (2.25)$$

Dans le cas d'un semi-conducteur intrinsèque ($n=p=n_i$) :

$$\sigma_i = n_i q (\mu_n + \mu_p) \quad (2.26)$$

D'autre part, lorsque les électrons ou les trous ne sont pas distribués uniformément dans le semi-conducteur, leur mouvement s'effectue dans un sens qui tend à uniformiser leur distribution spatiale.

Le flux de porteurs et donc le courant de diffusion est proportionnel à leur gradient de concentration. Ainsi à une dimension, on a [9]:

$$\begin{cases} J_{d_n} = q D_n \frac{dn}{dx} \\ J_{d_p} = -q D_p \frac{dp}{dx} \end{cases} \quad (2.27)$$

Où : D_n et D_p sont les coefficients de diffusion respectivement des électrons et des trous qui sont par la relation d'Einstein :

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{k_B T}{q} \quad (2.28)$$

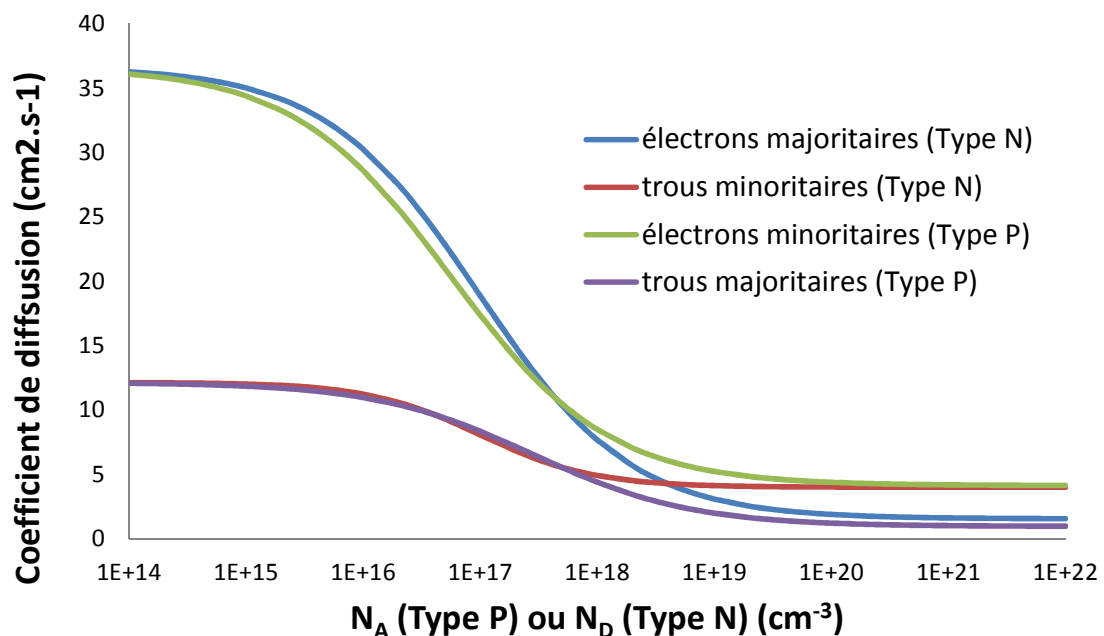


Figure 17 - Coefficient de diffusion des porteurs dans Si en fonction du dopage à

$T=300^\circ\text{K}$.

Si on considère le modèle de type linéaire (à une dimension), les dernières équations deviennent alors :

$$\begin{cases} \vec{J}_n(x) = qn(x)\mu_n\vec{E}(x) + qD_n \frac{dn(x)}{dx} \vec{1} \\ \vec{J}_p(x) = qp(x)\mu_p\vec{E}(x) - qD_p \frac{dp(x)}{dx} \vec{1} \end{cases} \quad (2.29)$$

Le taux de recombinaison s'écrit:

$$r = \frac{1}{\tau_m} \frac{rn - n_i^2}{2n_i + p + n} \quad (2.30)$$

Dans le cas d'un SC type N en régime de faible injection [9].

$$\begin{aligned} n_0 \gg p_0 \quad \Delta n \ll n_0 \\ \begin{cases} n = n_0 + \Delta n = n_0 \\ p = p_0 + \Delta p \end{cases} \end{aligned} \quad (2.31)$$

Dans le cas d'un SC type P en régime de faible injection.

$$\begin{aligned} p_0 \gg n_0 \quad \Delta p \ll p_0 \\ \begin{cases} n = n_0 + \Delta n \\ p = p_0 + \Delta p = p_0 \end{cases} \end{aligned} \quad (2.32)$$

$$\text{en résumé} \quad \begin{cases} r_n = \frac{\Delta n}{\tau_n} & \text{type "N"} \\ r_p = \frac{\Delta n}{\tau_n} & \text{type "P"} \end{cases} \quad (2.33)$$

r_n et r_p Sont respectivement les durées de vie des porteurs minoritaires dans un semi-conducteur des électrons et des trous.

Soit un semi-conducteur isolé, excité de façon homogène par un éclaircissement, la variation de $n(t)$ et de $p(t)$ en fonction de t est s'écrite [9]:

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = g_n - r_n \\ \frac{dp}{dt} = g_p - r_p \end{cases} \quad (2.34)$$

Dans un semi-conducteur type P (par exemple), en cas de faible excitation. L'évolution de la densité de porteurs s'écrit en utilisant l'équation (2.35)

$$\frac{dn}{dt} = g_n - \frac{n - n_0}{\tau_n} \quad (2.35)$$

En régime stationnaire (éclairage permanent):

$$\frac{dn}{dt} = 0$$

et $n = n_i = \text{cste}$

Dans l'équation (2.37) on obtient :

$$n_i - n_0 = g_n \tau_n \quad (2.36)$$

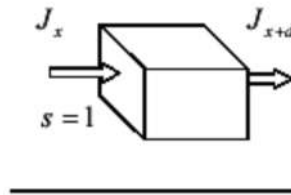
En régime transitoire ($g_n = 0$), en remplacé dans l'équation (2.37) :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n-n_0}{\tau_n} \quad (2.37)$$

On intègre avec la condition initiale $n(t=0) = n_i$:

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-\frac{t}{\tau_n}} \quad (2.38)$$

Avec $\Delta n = n - n_0$



$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{dx} \left[\left(-\frac{1}{q} j_x \right) + \frac{1}{q} \left(j_x + \frac{dj_x}{dx} dx \right) \right] + g_n - r_n \quad (2.39)$$

Hors l'équilibre, la variation du nombre de porteurs par seconde est donnée par les équations de continuité à une dimension des électrons et des trous sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = g_n - r_n + \frac{1}{q} \frac{\partial j_{nx}}{\partial x} \\ \frac{\partial p}{\partial t} = g_p - r_p - \frac{1}{q} \frac{\partial j_{px}}{\partial x} \end{cases} \quad (2.40)$$

Où :

G_n et G_p sont les taux de génération des électrons et des trous.

R_n et R_p sont les taux de recombinaison des électrons et des trous.

À trois dimensions l'équation (2.42) s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = g_n - r_n + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_n \\ \frac{\partial p}{\partial t} = g_p - r_p - \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_p \end{cases} \quad (2.41)$$

Dans le cas où le courant est exclusivement dû à la diffusion:
Nous obtenons

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n-n_0}{\tau_n} \\ \frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p-p_0}{\tau_p} \end{cases} \quad (2.42)$$

En régime stationnaire, les dérivées par rapport au temps s'annulent :

$$\text{Alors : } \begin{cases} \frac{\partial^2 (n-n_0)}{\partial x^2} = \frac{n-n_0}{D_n \tau_n} = \frac{n-n_0}{L_n^2} \\ \frac{\partial^2 (p-p_0)}{\partial x^2} = \frac{p-p_0}{D_p \tau_p} = \frac{p-p_0}{L_p^2} \end{cases} \quad (2.43)$$

$$\text{Avec : } \begin{cases} L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \\ L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \end{cases} \quad (2.44)$$

$L_n(L_p)$: est appelé longueur de diffusion des électrons (trous) dans le matériau de type N (type P).

2.7 Modèle de la Mobilité

De façon générale, lorsque l'on applique un champ électrique, on a tendance à déplacer les porteurs de charge des électrons et des trous. En réalité, le mécanisme physique d'entraînement par un champ électrique \vec{E} se produit sur des porteurs qui se déplacent de façon aléatoire, dans toutes les directions de l'espace.

Si, dans un semi-conducteur, nous traçons la vitesse des électrons en fonction du champ électrique, nous obtenons alors la courbe représentée sur la **figure 18**. Pour les forts champs électriques, la vitesse sature et tend en pratique vers la vitesse thermique. L'explication simplifiée de cette limite est que les trajectoires entre chocs sont suffisamment incurvées pour prendre la direction du champ mais que l'énergie apportée entre ces chocs (et

donc sur le libre parcours moyen) est négligeable par rapport à l'énergie thermique. Pour les très forts champs électriques, nous verrons que d'autres phénomènes interviennent [24].

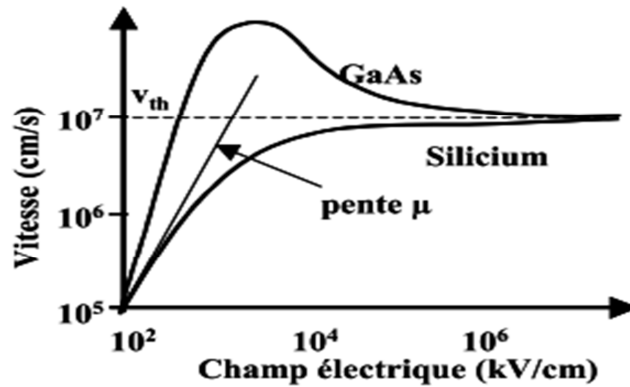


Figure 18 – La variation du champ électrique en fonction de la vitesse des électrons de Si et de GaAs.

Pour les faibles champs électriques, la courbe réelle est linéarisée et la pente définit la mobilité des électrons par la relation suivante :

$$v_n = -\mu_n \vec{E} \quad (2.45)$$

Où

μ_n : la mobilité des électrons ($cm^2/V.s$),

\vec{E} : le champ électrique appliquée,

v_n : la vitesse des électrons.

Tableau 3 – mobilités des électrons et des trous de quelques semi-conducteurs à la température ambiante [9].

	Si	Ge	GaP	GaAs	GaSb	InP	InAs	InSb
$\mu_n \left(\frac{cm^2}{V.s} \right)$	1350	3600	300	8000	5000	4500	30000	80000
$\mu_p \left(\frac{cm^2}{V.s} \right)$	480	1800	150	300	1000	100	450	450

On remarque que pour les mobilités des électrons sont plusieurs fois grandes que celles des trous. Pour le silicium, la mobilité des électrons est environ trois plus importante.

Influence de la température sur la mobilité :

Dans la plupart des semi-conducteurs, la masse effective des électrons est beaucoup plus importante que celle des trous. Aussi, en raison de la nature anti-liante des fonctions d'ondes des électrons et la nature liante de celles des trous, le temps de relaxation des électrons est beaucoup plus important que celui des trous. Il résulte que la mobilité des électrons est toujours plus importante que celle des trous. La mobilité dépend aussi fortement de la température. Nous avons utilisé dans ce travail le modèle de utilisé par le logiciel PC1D qui est décrit de manière précise ci-après:

$$\mu(x,T) = \mu_{min} T_n^{\beta 1} + \frac{(\mu_{max} - \mu_{min}) T_n^{\beta 2}}{1 + \left(\frac{N_D(x) + N_A(x)}{N_{ref}} \right)^{\beta 3} \alpha T_n^{\beta 4}} \quad (2.46)$$

Avec :

N_D et N_A , respectivement les donneurs et les accepteurs,

X : la profondeur (il faut noter que dans ce travail, nous avons pris des profils constants des concentrations des donneurs et des accepteurs, $N_D=Constante$, $N_A=constante$),

et $T_n = T/300$,

T : La température en °K.

Les autres paramètres pour le Silicium sont portés sur le tableau qui suit :

Tableau 4 – les données de l'équation (2.46) pour le silicium.

	paramètres	Pour les électrons	Pour les trous
Mobilité maximale	$\mu_{max} \left(\frac{cm^2}{V.s} \right)$	1417	470
Porteurs majoritaires	$\mu_{min} \left(\frac{cm^2}{V.s} \right)$	60	37,4
	$N_{ref} (cm^{-3})$	$9,64 \cdot 10^{16}$	$2,82 \cdot 10^{17}$
	α	0,664	0,642
Porteurs minoritaires	$\mu_{min} \left(\frac{cm^2}{V.s} \right)$	160	155
	$N_{ref} (cm^{-3})$	$5,6 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{17}$
	α	0,647	0,9

Coefficients du modèle thermique	β_1	-0,57	-0.57
	β_2	-2,33	-2 ;23
	β_3	+2,4	+2.4
	β_4	-0,146	-0.146

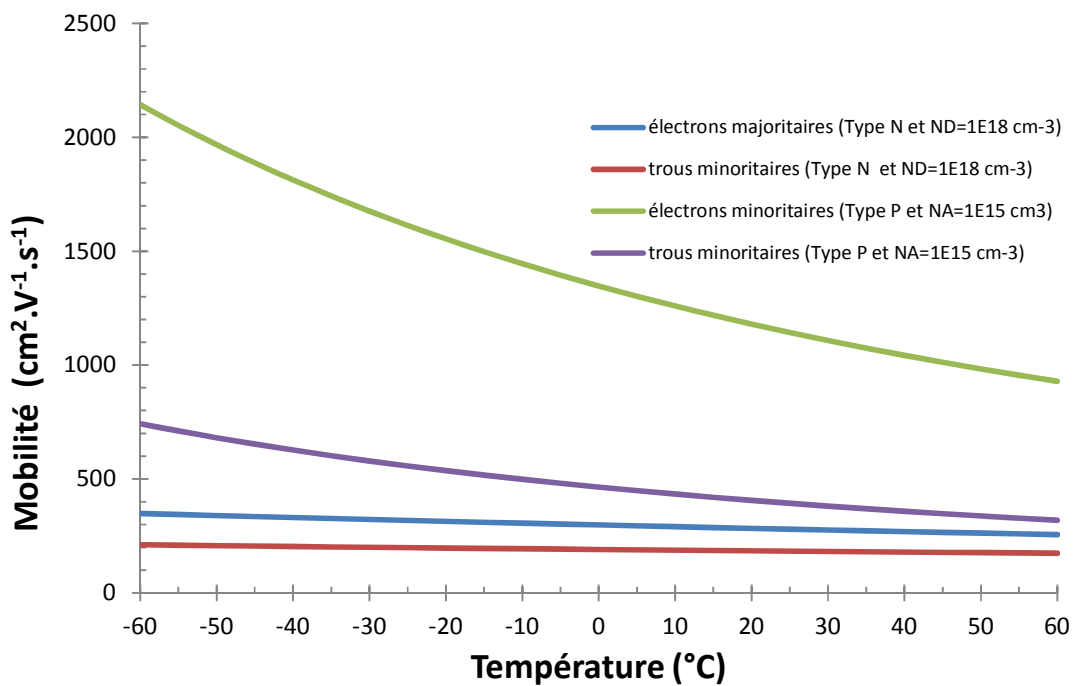


Figure 19 - La mobilité des porteurs en fonction de la température T (°C) pour Si.

2.8 Modèle de la résistivité

Il peut être noté, que même pour des très forts dopages, la résistivité du semi-conducteur, bien qu'ayant fortement diminué, reste très supérieure à celle d'un métal dont l'ordre de grandeur est le $\mu\Omega.cm$.

Puisque la concentration des atomes dopants s'exprime en fonction de la résistivité du matériau par la relation suivante :

- Pour le silicium dopé au Phosphore (type N) :

$$N_D = \frac{6,242 \cdot 10^{18} \cdot 10^Z}{\rho} \quad (2.47)$$

N_D : la densité des atomes Phosphore (cm^{-3}),

ρ : la résistivité du silicium ($\Omega \cdot \text{cm}$).

Avec :

$$Z = \frac{-3,1083 - 3,2626 \cdot x - 1,2196 \cdot x^2 - 0,13923 x^3}{1 + 1,0265 \cdot x + 0,38755 \cdot x^2 + 0,041833 \cdot x^3} \quad (2.48)$$

Où

$$x = \log_{10}(\rho)$$

- Pour le silicium dopé au Bore (type P) :

$$N_A (\text{cm}^{-3}) = \frac{1,33 \cdot 10^{16}}{\rho} + \frac{1,082 \cdot 10^{17}}{\rho [1 + (54,56\rho)^{1,105}]}$$

N_A : la densité de atomes bore (cm^{-3}).

La figure 20 montre la variation du dopage en fonction du niveau de la concentration du dopant.

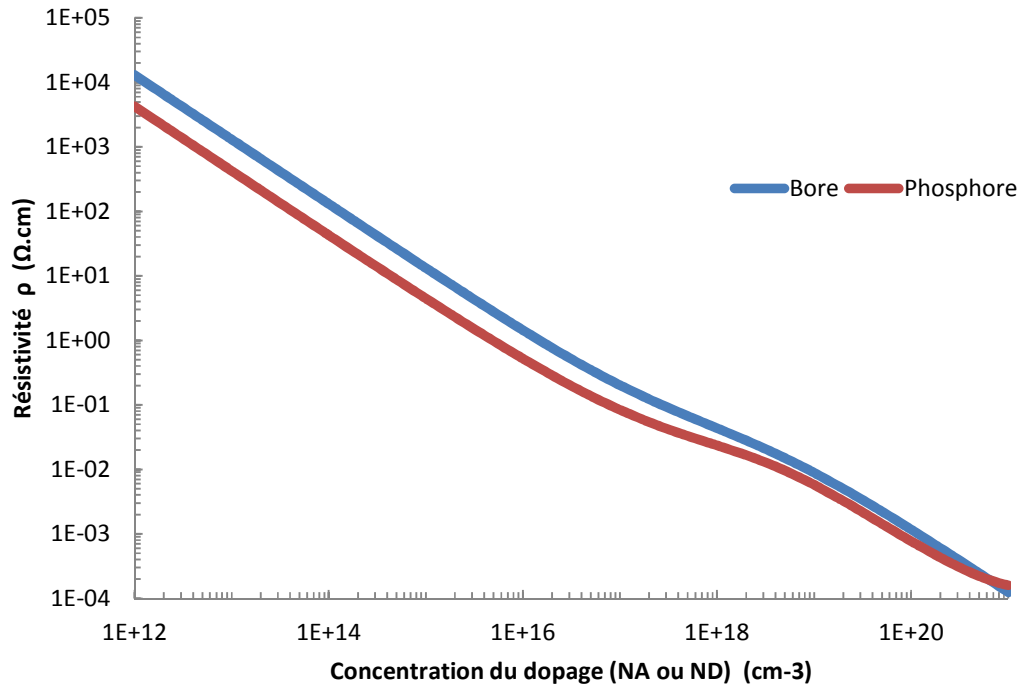


Figure 20 – Variation de la résistivité ρ en fonction concentrations des dopages du Phosphore (type N) et du Bore (type P).

2.9 Absorption et génération

2.9.1 Processus d'absorption

Les principaux processus d'absorption sont l'absorption fondamentale bande-bande et par les porteurs libres.

2.9.1.1 Absorption bande-bande

Le fonctionnement d'une cellule photovoltaïque est basé sur l'absorption des photons d'énergie pour pouvoir induire le saut d'un électron depuis un état occupé de la bande de valence vers un état libre de la bande de conduction. En réalité, cette transition se fait de différentes manières selon le gap du semi-conducteur. S'il s'agit d'un gap direct les transitions inter-bandes s'effectuent verticalement, et sont donc radiatives, ceci illustre le fonctionnement des semi-conducteurs binaires III-V comme le GaAs. Dans le cas du gap

indirect, les transitions sont obliques, les électrons du sommet de la bande de valence peuvent être directement excités vers le minimum relatif central de la bande de conduction grâce à un photon de plus grande énergie. [10].

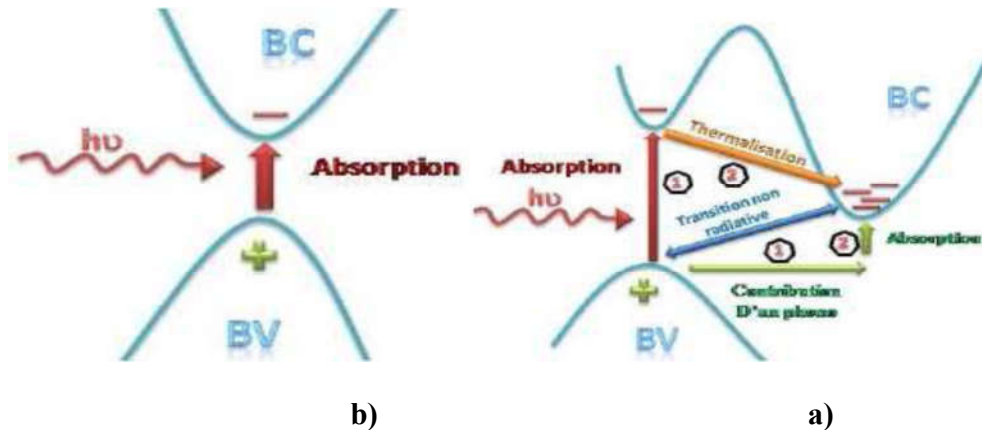


Figure 21 -Transition inter-bandes d'électrons dans un semi-conducteur (le cas (a) corresponde à un semi-conducteur à gap direct et le cas (b) à un gap indirect

2.9.1.2 Condition et coefficient d'absorption

Un photon de fréquence ν peut provoquer des transitions dans un matériau semi-conducteur entre la bande de valence et la bande de conduction. On a ainsi photo-génération d'un électron dans la bande de conduction et d'un trou dans la bande de valence. L'énergie du photon doit être supérieure ou égale à la différence des énergies entre ces bandes. En termes de longueur d'onde, la condition d'absorption est donnée par l'expression [14].

$$E = h\nu \geq E_g \quad (2.49)$$

$$\text{et} \quad \lambda(\mu\text{m}) \leq \frac{1,24}{E_g(\text{eV})} \quad (2.50)$$

Avec :

h : La constant de Planck,

E_g : L'énergie du gap du semi-conducteur en eV,

λ : La longueur d'onde en μm .

Cependant, il est possible qu'un photon d'énergie inférieure à E_g puisse provoquer une transitions d'électrons.

L'aptitude d'un matériau semi-conducteur à absorber la lumière est définie par le coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$. Dans le cas où $\alpha(\lambda)=0$, le matériau est transparent au rayonnement et dans le cas contraire, le rayonnement est absorbé par le matériau. Ce dernier est atténué dans la direction de sa propagation, d'une manière exponentielle et sa profondeur de pénétration est égale à $1/\alpha(\lambda)$ selon la loi de Beer-Lambert. Le coefficient d'absorption, pour un semi-conducteur d'épaisseur x , est défini à partir du rapport entre l'intensité absorbé I et l'intensité incidente I_0 [14].

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)\exp(-\alpha(\lambda)x) \quad (2.51)$$

x : l'épaisseur de la cellule,

$\alpha(\lambda)$: le coefficient d'absorption du semi-conducteur,

I_0 : L'intensité lumineuse incidente.

Où l'intensité réfléchie a été négligée. Pour αx faible, il vient [14].

$$\alpha(\lambda)x = \frac{I_{abs}(\lambda)}{I_0(\lambda)} \quad (2.52)$$

Où

I_{abs} : L'intensité absorbée qui est reliée au nombre de photons qui disparaissent par unité de temps.

Les courbes de la **figure 22** donnent l'évolution du coefficient d'absorption pour certains.

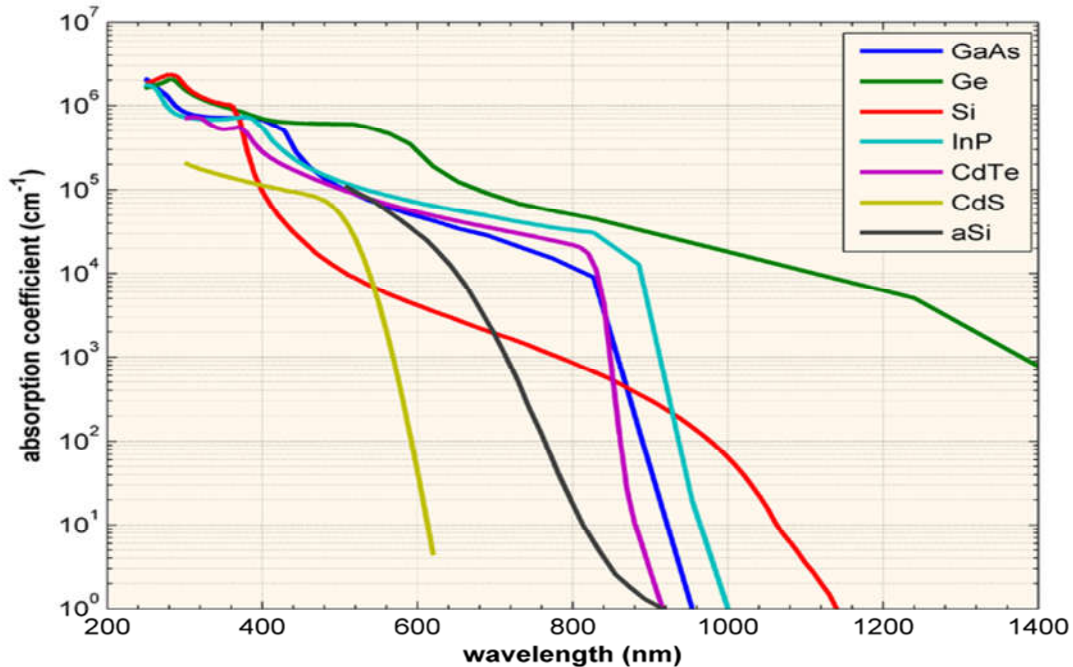


Figure 22 -Evolution de $\alpha(\lambda)$ pour différents matériaux semi-conducteurs.

2.9.1.3 Absorption par les porteurs libres

L'absorption par les porteurs libres des photons incidents est un processus concurrent au processus général des paires électrons-trous, ce processus est significatif pour les photons d'énergie inférieure au gap. Dans ce processus, les électrons de la bande de conduction absorbent des photons et migrent vers des états supérieurs (même cas avec les trous) [10].

2.9.2 Génération des porteurs

Les photons d'énergie supérieure au gap du matériau entrant dans un semi-conducteur génèrent des paires électrons-trous (on suppose implicitement la création d'une seule paire par photon). L'expression du taux de génération G ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$) dépend de la forme du faisceau et de la surface éclairée, mais son intégral sur tout le volume de génération donne le nombre total des photons absorbés par seconde [10].

Cas (1) : Dans le cas de génération homogène, par un éclairage monochromatique, sur toute l'épaisseur x d'un échantillon :

$$G = \frac{\Phi_i f_{\text{abs}}}{x} \quad (2.53)$$

Où :

G : le taux de génération des porteurs,

x : l'épaisseur de la cellule,

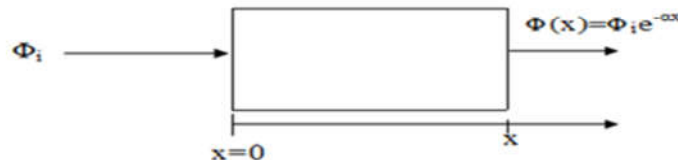
Φ_i : Flux des photons incidents (photons/cm²/s),

f_{abs} : Fraction des photons absorbés par le semi-conducteur.

Cas (2) : En éclairant un semi-conducteur d'une façon homogène en surface mais pas en profondeur, le taux de génération à une dimension s'écrit selon la loi de Beer-Lambert :

$$\Phi(\lambda, x) = (1 - R(\lambda))\Phi_i(\lambda)e^{-\alpha(\lambda)x}$$

Avec R , le coefficient de réflexion en fonction de la longueur d'onde.



Les photons d'énergie supérieure au gap du matériau entrant dans le semi-conducteur génèrent des paires électron-trous. Le nombre de paires électron-trous créées par seconde est égal au nombre de photons disparus. Le taux de génération de paires électron-trous est donc le taux de disparition des photons

$$G(\lambda, x) = -\frac{d\Phi(\lambda, x)}{dx} \quad (2.54)$$

$$G(\lambda, x) = \alpha(\lambda)\Phi_i(\lambda)(1 - R(\lambda))\exp(-\alpha(\lambda)x) \quad (2.55)$$

Dans le cas où les photons incidents ne pénètrent pas jusqu'à la surface arrière de l'échantillon, on peut écrire :

$$f_{\text{abs}} = 1 - R \quad (2.56)$$

Donc
$$G(\lambda, x) = \alpha(\lambda)\phi_i(\lambda)f_{abs} \exp(-\alpha(\lambda)x) \quad (2.57)$$

G est alors le nombre de photons créés par unité de volume et par unité de temps.

2.10 Mécanismes de recombinaison

Dans les semi-conducteurs, les porteurs de charge libre se recombinent par des mécanismes principaux, tels que la recombinaison Shockley-Read-Hall introduite par les défauts cristallins dus aux atomes d'impuretés (pièges pour les électrons), la recombinaison radiative des photons et enfin la recombinaison Auger où l'excès d'énergie peut être transféré à un électron ou à un trou (**Figure 23**) [11].

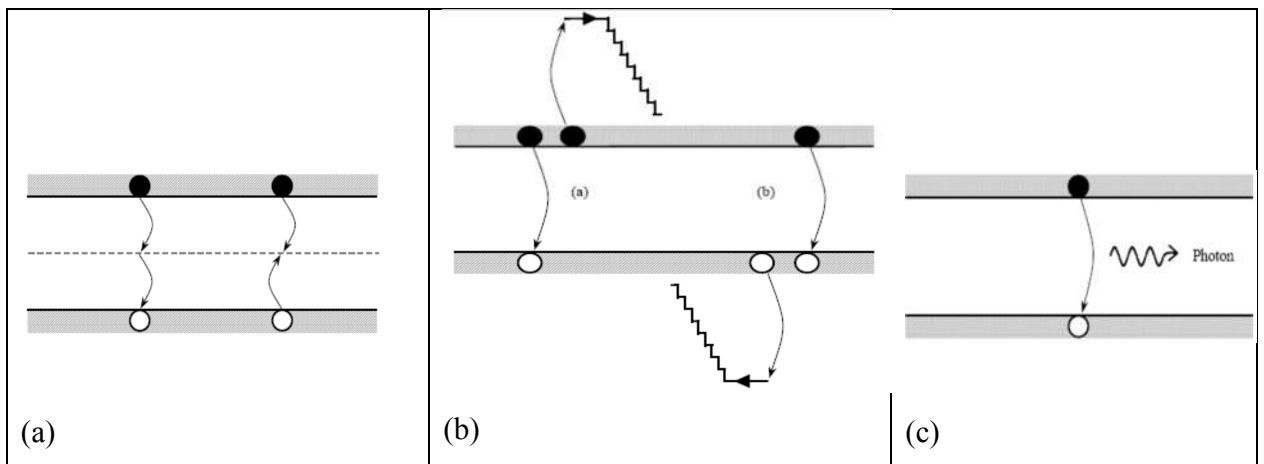


Figure 23 - Mécanismes de recombinaison a) Recombinaison SRH, b) Recombinaison Auger, c) Recombinaison radiative [11].

2.10.1 Recombinaison SRH (Shockley-Read-Hall)

L'apparition des états électroniques dans le gap (défauts) par la présence d'impuretés et d'imperfections cristallines dans les semi-conducteurs, conduit au piégeage des électrons ou des trous pour les transférer ensuite vers la bande de conduction ou de valence, ce qui

influe sur la conductivité du semi-conducteur. Ces défauts peuvent être des centres de recombinaisons pour les paires électrons-trous par la capture d'un électron de la bande de conduction ou d'un trou de la bande de valence provoquant ensuite leur recombinaison. Le taux de ces recombinaisons SRH par unité de volume via un centre de concentration N_t localisé au niveau d'énergie E_t dans le gap avec une section de capteur des électrons σ_n et des trous σ_p , est donné par [12]:

$$U = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} (pn - n_i^2) N_t}{\sigma_n \left[n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right) \right] + \sigma_p \left[p + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right) \right]} \quad (2.58)$$

Où : v_{th} est la vitesse thermique des porteurs :

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3K_B T}{m_0}} \quad (2.59)$$

Avec :

n_{ie} : est la concentration intrinsèque effective donnée par la relation suivante :

$$n_{ie}^2 = n_i^2 \exp\left(\frac{\Delta E_c + \Delta E_v}{K_B T}\right) \quad (2.60)$$

Où :

ΔE_c et ΔE_v : représente les rétrécissements aux bords du gap causés par le dopage.

n_i : La concentration intrinsèque sans effet de rétrécissements du gap.

et

$$\begin{cases} n = n_0 + \Delta n \\ p = p_0 + \Delta p \end{cases} \quad (2.61)$$

Où :

n_0 et p_0 : Sont les concentrations de porteurs à l'équilibre des électrons et des trous respectivement.

n et p : Sont les concentrations de porteurs hors l'équilibre des électrons et des trous respectivement.

La durée de vie SRH peut donc s'écrire sous la forme suivante :

$$\tau_{SRH} = \frac{\Delta n}{R_{SRH}} = \frac{\tau_{n0}(p_0+p_1+\Delta n)+\tau_{p0}(n_0+n_1+\Delta n)}{n_0+p_0+\Delta n} \quad (2.62)$$

Les quantités statiques n_1 et p_1 sont définies par :

$$\begin{cases} n_1 = n_{ie} e^{\frac{E_t - E_{Fi}}{k_B T}} \\ p_1 = n_{ie} e^{\frac{E_t - E_{Fi}}{k_B T}} \end{cases} \quad (2.63)$$

et :

$$\begin{cases} \tau_{p0} = \frac{1}{\sigma_p v_{th} N_t} \\ \tau_{n0} = \frac{1}{\sigma_n v_{th} N_t} \end{cases} \quad (2.64)$$

Avec :

τ_{p0} et τ_{n0} : sont respectivement les durées de vie fondamentales des trous et des électrons respectivement.

2.10.2 Recombinaison Auger

La prise en considération de ce type de recombinaison est nécessaire au niveau du dopage ou aux niveaux d'injection élevée.

La recombinaison Auger est une recombinaison à trois particules où l'énergie libérée lors d'une recombinaison d'un électron de la bande de conduction avec un trou de la bande valence est transférée à un autre électron ou autre trou [10].

Le taux de recombinaison Auger est donné par :

$$\begin{aligned} R_{Auger} &= (C_n n + C_p p)(np - n_{ie}^2) \\ &= C_n n^2 p + C_p p^2 n \end{aligned} \quad (2.65)$$

C_n et C_p : sont respectivement les coefficients Auger pour les électrons et les trous.

La recombinaison Auger commence à être importante dans les semi-conducteurs fortement dopés ou pour les fortes injections. Ainsi, la recombinaison Auger est la plus importante source de pertes par recombinaison pour les cellules solaires sous concentration si la puissance de la lumière dépasse 200 W/cm^2 (domaine de forte injection).

2.10.3 Recombinaison radiative

Le processus de recombinaison radiative ou inter-bandes est défini comme l'inverse du processus d'absorption. L'excès d'énergie de l'électron recombiné est cédé sous forme d'un rayonnement optique. Ce processus est important pour les matériaux à gap direct comme le GaAs, et faible pour les matériaux à gaps indirects comme le Si. Le taux de recombinaison est proportionnel, à la fois, au nombre d'électron et au nombre de trous [12]:

$$R_r = \beta_r(pn - n_{ie}^2) \quad (2.66)$$

Où :

R_r : Recombinaison radiative.

β_r : est le coefficient de recombinaison radiative.

2.10.4 Recombinaison en surface

L'écart à la périodicité cristalline causant l'apparition de liaisons pendantes et l'absorption d'impuretés aux surfaces limites du semi-conducteur font apparaître des niveaux électroniques permis dans la bande interdite causant des recombinaisons de type Shockley-Read-Hall.

Par analogie avec les recombinaisons SRH en volume, le taux de recombinaisons SRH en surface, par unité de surface est donné par :

$$R_{SRH}^{Surface} = \frac{S_n S_p (p_s n_s - n_{ie}^2)}{S_n \left[n_s + n_{ie} e^{\frac{E_t}{k_B T}} \right] + S_p \left[p_s + n_{ie} e^{\frac{E_{trap}}{k_B T}} \right]} \quad (2.67)$$

E_t : différence entre le niveau du défaut et le niveau intrinsèque.

n_s et p_s : Concentrations à la surface des électrons et des trous respectivement.

$$\text{Et} \quad \begin{cases} S_n = \sigma_n V_{th} N_{ts} \\ S_p = \sigma_p V_{th} N_{ts} \end{cases} \quad (2.68)$$

S_n et S_p : sont respectivement les vitesses de recombinaison en surface des électrons et des trous.

N_{ts} : est la densité des états de surface.

2.11 La jonction P-N :

2.11.1 Introduction

Une jonction PN est constituée de deux zones respectivement dopées P et N et juxtaposées d'une façon que nous supposons abrupte, c'est à- dire que la transition de la zone P à la zone N se fait brusquement. Lorsque l'on assemble les deux régions, la différence de concentration entre les porteurs des régions P et N va provoquer la circulation d'un courant de diffusion tendant à égaliser la concentration en porteurs d'une région à l'autre. Les trous de la région P vont diffuser vers la région N laissant derrière eux des atomes ionisés, qui constituent autant de charges négatives fixes. Il en est de même pour les électrons de la région N qui diffusent vers la région P laissant derrière eux des charges positives. Il apparaît aussi au niveau de la jonction une zone contenant des charges fixes positives et négatives. Ces charges créent un champ électrique \vec{E} qui s'oppose à la diffusion des porteurs de façon à ce qu'un équilibre électrique s'établisse [6].

2.11.2 Concentrations et types de porteurs dans la jonction

Nous considérons la jonction abrupte et donc les concentrations constantes de part et d'autre de la jonction métallurgique. N_D est la concentration de dopant dans la zone n, N_A la concentration de dopant de la zone p. Nous avons vu précédemment que dans des conditions normales de fonctionnement, autour de la température ambiante, tous les atomes dopants sont ionisés et que les concentrations des porteurs libres dans les zones dopées de type affirmé (vraiment n ou vraiment p), étaient quasiment égales aux concentrations des atomes dopants ionisés.

Ainsi, à l'équilibre thermodynamique :

$$\begin{cases} n_n = N_D, & p_n = \frac{n_i^2}{N_D} \\ p_p = N_A, & n_p = \frac{n_i^2}{N_A} \end{cases} \quad (2.69)$$

Où :

n_n et p_p : sont respectivement les porteurs majoritaires dans la région « N » et la région « P ».

p_n et n_p : sont respectivement les porteurs minoritaires dans la région « N » et la région « P ».

2.11.3 La charge d'espace

En adoptant le modèle abrupt, la juxtaposition de deux zones dopées différemment entraînerait un phénomène de diffusion infini puisque le gradient des concentrations de porteurs serait infini. La structure va évoluer instantanément vers une situation acceptable physiquement. Il y a donc obligatoirement un phénomène de diffusion des porteurs de puis les zones où ils sont majoritaires vers les zones où ils sont minoritaires, le rapport étant immense, c'est-à-dire départ des électrons de la région n vers la région p et réciproquement pour les trous. Mais tout départ des porteurs libres entraîne une modification de charge locale puisque les ions qui ont engendré ces porteurs sont fixes dans le cristal à température ambiante. Dans la zone de contact, les électrons vont laisser derrière eux des ions positifs alors que les trous des ions négatifs, comme représenté sur la **figure 22**. Ces charges non compensées de part et d'autre de la jonction créent deux régions spatialement chargées et simultanément un champ électrique orienté depuis la région n vers la région p, obligatoirement. Cette zone, s'appelle « **zone de charge d'espace** » de la jonction ou zone de transition. Nous créons de la sorte un champ électrique qui va avoir tendance à renvoyer les électrons de la zone p vers la zone n et les trous de la zone n vers la zone p. Très rapidement, le système va tendre vers un équilibre entre le phénomène de diffusion et le phénomène de dérive. Si cela n'était pas le cas, il serait possible de créer un courant sans apport d'énergie. En supposant tous les donneurs et accepteurs ionisés, la charge d'espace s'écrit :

$$\rho(x) = e[N_D - N_A + p(x) - n(x)] \quad (2.70)$$

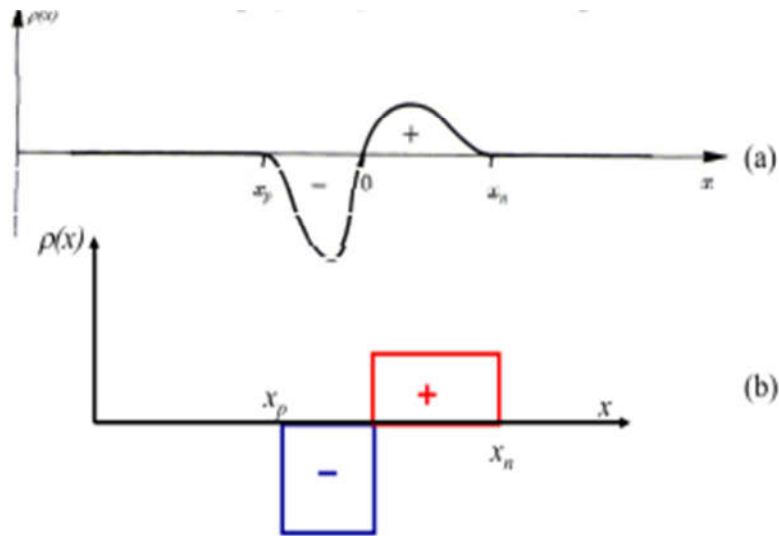


Figure 24 -Profil de la charge d'espace dans une jonction PN [9].

On suppose que la zone de charge d'espace est dépeuplée de tout porteurs libres et limitée par des frontières abruptes d'abscisses x_p et x_n . La densité de charge s'écrit dans ce cas :

$$\rho(x) = \begin{cases} 0 & \text{pour } x < x_p \text{ et } x > x_n \\ -qN_A & \text{pour } x_p < x < 0 \\ qN_D & \text{pour } 0 < x < x_n \end{cases} \quad (2.71)$$

2.11.4 Potentiel et les champs électriques dans la zone de charge d'espace

Pour obtenir le potentiel et le champ électriques, on intègre l'équation de Poisson tel que :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (2.72)$$

Avec : $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$

Dans chaque région :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \begin{cases} \frac{qN_A}{\epsilon} & x_p < x < 0 \\ \frac{-qN_D}{\epsilon} & 0 < x < x_n \end{cases} \quad (2.73)$$

On intègre deux fois :

$$V(x) = \begin{cases} \frac{qN_A}{2\epsilon} (x - x_p)^2 + V_p & \text{pour } x_p < x < 0 \\ \frac{-qN_D}{\epsilon} (x - x_n)^2 + V_n & \text{pour } 0 < x < x_n \end{cases} \quad (2.74)$$

V_p et V_n sont les potentiels électrostatiques en $x=x_p$ et $x = x_n$, respectivement.

Le champ électrique est porté par (ox) :

$$E = -\frac{dV}{dx}$$

Donc

$$E = \begin{cases} -\frac{qN_A}{\epsilon} (x - x_p) & \text{pour } x_p < x < 0 \\ \frac{qN_D}{\epsilon} (x - x_n) & \text{pour } 0 < x < x_n \end{cases} \quad (2.75)$$

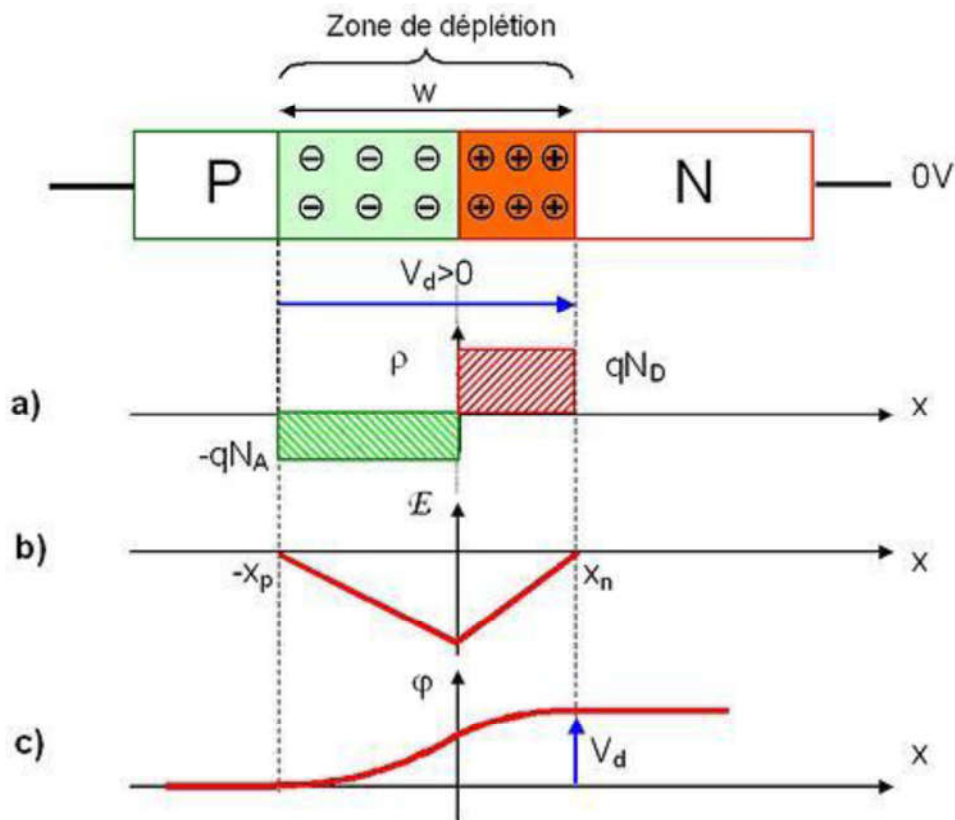


Figure 25: a) La densité de charge ZCE [9]
b) le champ électrique.

c) le potentiel.

Il existe une barrière de potentiel qui constitue le potentiel de diffusion de la jonction, il s'écrit comme suit :

$$V_d = - \int E(x) dx = V_n - V_p = \frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \quad (2.76)$$

Pour garantir la continuité de $V(x)$, on impose que pour $x=0$; on a :

$$\frac{q N_A}{2\varepsilon} (x_p)^2 + V_p = \frac{q N_D}{2\varepsilon} (x_n)^2 + V_n$$

Donc :
$$V_d = V_n - V_p = \frac{q}{2\varepsilon} [N_D x_n^2 + N_A x_p^2] \quad (2.77)$$

Et la dérivée de $V(x)$ est continue en $x=0$:

$$\frac{q N_A}{\varepsilon} x_p = - \frac{q N_D}{\varepsilon} x_n$$

Alors :
$$N_A x_p = - N_D x_n \quad (2.78)$$

On pose : $x_n = W_n$ et $|x_p| = W_p$

Dans l'équation (II.56) et (II.57) ; on détermine W_n et W_p :

$$\begin{cases} W_n = \left[\frac{2\varepsilon}{q N_D} \frac{N_A}{N_A + N_D} V_d \right]^{\frac{1}{2}} \\ W_p = \left[\frac{2\varepsilon}{q N_A} \frac{N_D}{N_A + N_D} V_d \right]^{\frac{1}{2}} \end{cases} \quad (2.79)$$

La largeur de la ZCE est définie par la relation suivante :

$$W = W_n + W_p \quad (2.80)$$

Si : La jonction est très dissymétrique, comme c'est notre cas de l'émetteur fortement dopé de type N et la base de type P ($N_D \gg N_A$), la ZCE se développe essentiellement dans la région la moins dopée, sa largeur est donnée par :

$$W = W_p = \left[\frac{2\varepsilon}{q N_A} \frac{N_D}{N_A + N_D} V_d \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.81)$$

2.11.5 La jonction polarisée par une tension continue

a). La polarisation directe :

Si on polarise la jonction sous une tension U , elle réduit la hauteur de barrière qui devient $(V_d - U)$ entraînant une diminution de l'épaisseur de la Z.C.E. De nombreux électrons de la région N et de trous de la région P peuvent alors franchir cette barrière de potentiel et se présentant alors dans un « milieu hostile » (P pour électrons et N pour les trous), ils sont recombinaison. Cette recombinaison consomme près de la Z.C.E des trous dans la région P (des électrons dans la région N). Pour rétablir l'équilibre, les trous de la région neutre P se mettent en mouvement vers la zone où se produit la recombinaison (déficit en trous). Les électrons de la région neutre N sont soumis à un phénomène analogue. C'est ce phénomène de recombinaison locale qui explique la circulation du courant direct I_A dans la jonction [13].

Les équations de l'épaisseur de la zone de charge d'espace est donnée comme suivant :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{e} \left[\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right]} (V_d - U) \quad (2.82)$$

L'abaissement de la barrière est accompagné d'un rétrécissement de la zone de déplétion.

b).La polarisation inverse :

Si on polarise la jonction en sens inverse la hauteur de barrière de potentiel entre les régions P et N est renforcée par la tension extérieure appliquée et devient $(V_d + U)$. Le champ électrique dans la zone de charge d'espace augmente ainsi que son étendue (dans l'équation (II.55) et (II.58) et $V_n - V_p = V_d + |U|$). Les porteurs majoritaires des régions N et P n'ont pas l'énergie nécessaire pour sauter cette barrière de potentiel. La jonction est alors traversée par le très faible courant de saturation I_S . Ce courant issu du phénomène d'ionisation thermique du silicium, dépend uniquement de la température [13].

L'équation de l'épaisseur de la zone de charge d'espace est donnée comme suivant :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{e} \left[\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right]} (V_d + |U|) \quad (2.83)$$

L'évolution de la barrière est accompagnée d'un élargissement de la zone de déplétion.

2.11.6 La densité du courant dans les zones neutres

Le courant total traversant la jonction est la somme des courants d'électrons et de trous en un même point. Pour calculer ce courant, supposons dans un premier temps que la ZCE n'est le siège d'aucun mécanisme de génération-recombinaison ($I_{s2}=0$). Les courants \vec{J}_n et \vec{J}_p sont alors constants à la traversée de cette zone [9]:

$$\begin{cases} j_n(x_p) = j_n(x_n) \\ j_p(x_n) = j_p(x_p) \end{cases} \quad (2.84)$$

$j_n(x_p)$ et $j_p(x_p)$: sont respectivement les courants des électrons et des trous dans la région P.

$j_n(x_n)$ et $j_p(x_n)$: sont respectivement les courants des électrons et des trous dans la région N.

Dans l'équation (2.84), on connaît les courants d'électrons et de trous en x_n ou x_p . Le courant total est conservatif (indépendant de x). Pour le prouver, il suffit d'écrire que la divergence du courant total est nulle puis de négliger le courant de déplacement (nul en régime établi). Appliquée à un volume d'infinitésimal normal à la section de la jonction cette propriété permet de montrer que le courant de conduction est constant en fonction de x :

$$J = j_n(x_p) + j_p(x_p) = j_n(x_n) + j_p(x_n) = j_n(x_p) + j_p(x_n) \quad (2.85)$$

$$J = J_{s1} \left(e^{\frac{qV}{n_1 k_B T}} - 1 \right) \quad (2.86)$$

n_1 : le coefficient d'idéalité de la diode,

k_B : la constante de Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$),

T : la température de la jonction en $^\circ\text{K}$,

V : la tension aux bornes de la jonction,

J_s : la densité du courant de saturation de la jonction dans les zones neutres (A/cm^2).

Avec :

$$J_{s1} = \frac{qn_i^2 D_p}{N_d L_p \text{th}(d_n/L_p)} + \frac{qn_i^2 D_n}{N_a L_n \text{th}(d_p/L_n)} \quad (2.87)$$

n_i : La concentration intrinsèque (cm^{-3}),
 N_d et N_a : sont respectivement les densités des donneurs et des accepteurs (cm^{-3}),
 L_n et L_p : sont respectivement la longueur de diffusion des électrons et des trous,
 D_n et D_p : sont respectivement les coefficients de diffusion des électrons et des trous,
 d_n et d_p : sont respectivement l'épaisseur de la région N et de la région P.

2.11.7 La densité du courant dans la ZCE

En réalité, la ZCE est le siège de générations thermiques et de recombinaisons, qui rendent injustifiées les égalités précédentes. La densité de porteurs dans la zone de déplétion étant faible, le taux de recombinaison est donnée par la formule de Shockley-Read (l'équation 2.31) [9].

Ainsi, en raison des phénomènes de génération-recombinaison, $j_n(x)$ et $j_p(x)$ ne sont pas constants à la traversée de la ZCE et le courant total s'écrit :

$$J = j_n(x_p) + j_p(x_p) = j_n(x_n) + j_p(x_n) = j_n(x_p) + j_p(x_n)$$

$$J = (j_n(x_p) + j_{gr}) + j_p(x_n) = j_n(x_p) + (j_p(x_n) + j_{gr})$$

$$J = j_n(x_p) + j_p(x_n) + j_{gr}$$

$$\text{Alors } J = J_{s1} \left(e^{\frac{qV}{n_1 k_B T}} - 1 \right) + j_{gr} \quad (2.88)$$

J : le courant totale qui traversé de la ZCE,

j_{gr} : le courant de génération-recombinaison.

$$\text{Avec } j_{gr} = j_{s2} \left(e^{\frac{qV}{n_2 k_B T}} - 1 \right)$$

j_{s2} : le courant de saturation du la ZCE.

$$j_{s2} = \frac{qn_i}{2\tau} \sqrt{\frac{2\epsilon_s \left[\frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right) - V_a \right] N_a + N_d}{q N_a N_d}} \quad (2.89)$$

Chapitre 3

Généralités sur le photovoltaïque

3.1 Introduction

Récemment, les ressources dites renouvelables et notamment les cellules solaires font l'intérêt du monde entier suite aux prévisions d'épuisement inéluctable des ressources d'énergie. La conversion de l'énergie en électricité, assurée par les ressources de l'électronique dans sa gamme d'éléments semi-conducteurs, est une technologie en rapide évolution. Ce troisième chapitre est donc destiné à constituer une base théorique sur l'énergie photovoltaïque et une étude sur la structure et les différents types de cellules solaires et leur modélisation.

3.2 L'effet photovoltaïque

L'effet photovoltaïque est un phénomène physique propre à certains matériaux appelés semi-conducteurs qui produisent de l'électricité lorsqu'ils sont exposés à la lumière.

L'effet photovoltaïque constitue la conversion directe de l'énergie du rayonnement solaire en énergie électrique au moyen de cellules généralement à base de silicium. Pour obtenir une puissance suffisante, les cellules sont reliées entre elles et constituent le module solaire [25].

3.3 Historique des cellules solaires

IL est important de citer les dates les plus importantes dans l'histoire du photovoltaïque dont les dates sont les suivantes [1] :

- ✓ **1839** : Le physicien français Edmond Becquerel découvre l'effet photovoltaïque.
- ✓ **1875** : Werner Von Siemens expose devant l'Académie des Sciences de Berlin en Allemagne un article sur l'effet photovoltaïque dans les semi-conducteurs.
- ✓ **1954** : Trois chercheurs américains mettent au point une cellule photovoltaïque à haut rendement au moment où l'industrie spatiale naissante cherche des solutions nouvelles pour alimenter les satellites.
- ✓ **1958** : Une cellule avec un rendement de 9 % est mise au point. Les premiers satellites alimentés par des cellules solaires sont envoyés dans l'espace.
- ✓ **1973** : La première maison alimentée par des cellules photovoltaïques est construite à l'Université de Delaware aux Etats Unis.
- ✓ **1983** : La première voiture alimentée par énergie photovoltaïque parcourt une distance de 4000 km en Australie.
- ✓ **Années 80** : Exploitation des systèmes PV pour l'électrification et le pompage d'eau dans les zones isolées.
- ✓ **Fin des années 90** : Exploitation du PV pour la production de l'électricité **injectée au réseau** dans plusieurs pays développés (Japon, Allemagne,...)
- ✓ **Années 2000** : Mise en place des politiques favorables pour le PV. Réalisation des centrales PV ayant des puissances de dizaines de MW.

3.4 Description du fonctionnement d'une cellule photovoltaïque

Une cellule solaire est un dispositif qui permet de transformer l'énergie solaire en énergie électrique. Cette transformation est basée sur les trois mécanismes suivants [15]:

- L'absorption des photons dont l'énergie est supérieure au gap du matériau absorbant de la cellule ($h\nu > E_g$).
- La conversion de l'énergie du photon en énergie électrique qui correspond à la création des paires électron-trou.
- La collecte des porteurs générés dans le dispositif.

Afin de collecter les particules générées, un champ électrique permettant de dissocier les paires électron-trou créées, est nécessaire. On utilise pour cela une jonction P-N (homo-jonction ou hétérojonction).

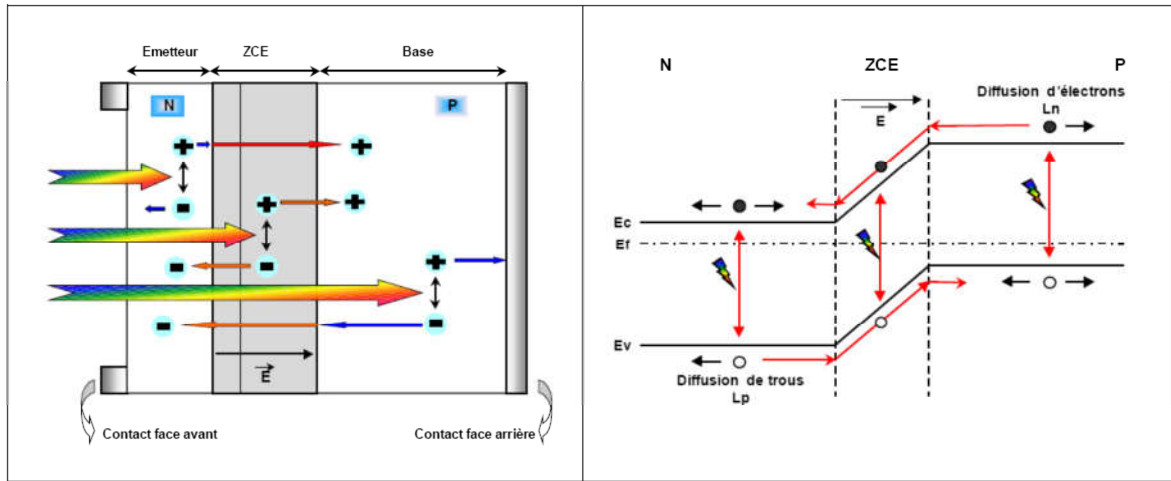


Figure 26 – Structure d'une cellule (à gauche) et son diagramme de bande (à droite) [17].

Les photons incidents créent des porteurs dans les zones N et P et dans la ZCE. Les photo-porteurs auront un comportement différent suivant la région où ils sont générés [15]:

- Dans la zone N ou P : les porteurs minoritaires qui atteignent la ZCE sont envoyés par le champ électrique dans la zone P pour les trous et dans la zone N pour les électrons où ils seront majoritaires. On obtient ainsi un photo-courant de diffusion.
- Dans la ZCE : les paires électron-trou créées par les photons incidents sont dissociées par le champ électrique : les électrons vont aller vers la région N, les trous vers la région P. On aura un photo-courant de génération.

3.5 Les différents types de cellules solaires

3.5.1 Silicium monocristallin

La cellule monocristalline est constituée d'un seul cristal. Elle est généralement de couleur bleue uniforme et est essentiellement utilisée lorsque les espaces sont restreints. Le coût est plus élevé que celui d'une autre installation de même puissance. Elle possède un meilleur rendement qui varie entre 16 et 18 %. Dans le cas de la structure la plus simple [23].

3.5.2 Silicium poly-cristallin

La cellule poly-cristalline se compose de plusieurs cristaux assemblés, et présente l'aspect d'une « mosaïque ». Actuellement, c'est le meilleur rapport qualité/prix et la plus utilisée. Elle a un rendement inférieur par rapport aux cellules monocristallines de l'ordre de 13 à 15 % et une bonne durée de vie.

Ces cellules, grâce à leur potentiel de gain de productivité, se sont aujourd'hui imposées dans l'industrie. L'avantage de ces cellules par rapport au silicium monocristallin est qu'elles produisent peu de déchets de coupe et qu'elles nécessitent 2 à 3 fois moins d'énergie pour leur fabrication [23].

3.5.3 Silicium amorphe

Les modules photovoltaïques amorphes ont un coût de production bien plus bas, Mais malheureusement leur rendement n'est que 6 à 8% actuellement. Cette technologie permet d'utiliser des couches très minces de silicium qui sont appliquées sur du verre, du plastique souple ou du métal, par un procédé de vaporisation sous vide.

Le rendement de ces panneaux est moins bon que celui des technologies poly cristalline et monocristalline.

Cependant, le silicium amorphe permet de produire des panneaux de grande surface à bas coût en utilisant peu de matière première.

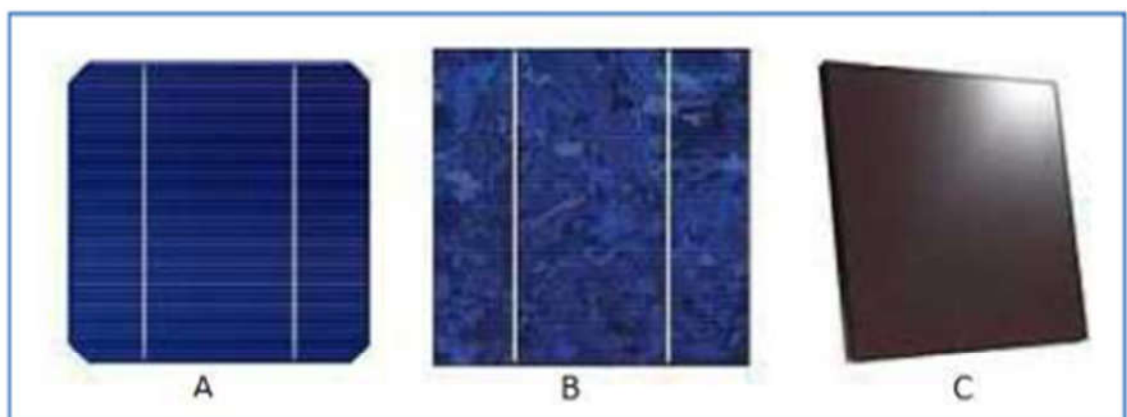


Figure 27 – Types de cellules photovoltaïques :

(A) Silicium mono-cristallin.

(B) Silicium poly-cristallin.

(C) Silicium amorphe.

3.6 Architecture de la cellule photovoltaïque

Les premières cellules étaient constituées seulement d'une jonction diffusée (émetteur) et d'un contact ohmique. Mais leur architecture a ensuite évolué. En effet, trois grandes avancées technologiques ont permis l'augmentation de leur rendement. Il s'agit de la texturation de surface, l'usage d'une couche antireflet et le champ de contact arrière.

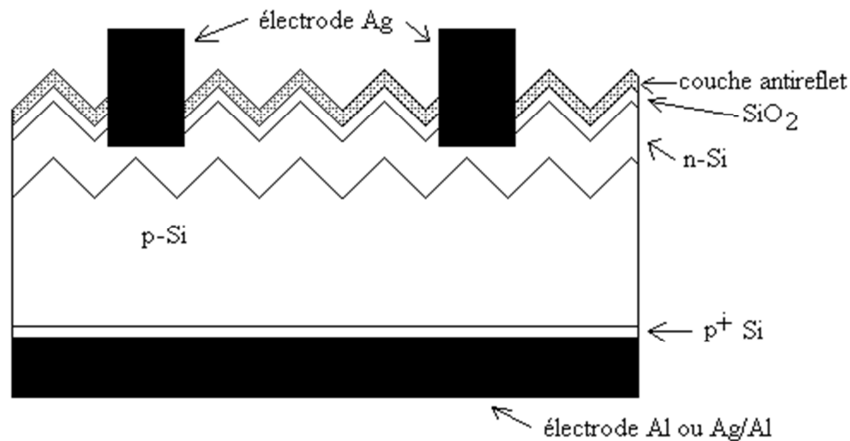


Figure 28 - Composition d'une cellule photovoltaïque.

3.6.1 Texturation de la surface

La réflexion est à l'origine de pertes optiques importantes pour les cellules. La texturation est utilisée pour diminuer la réflectivité de la surface de la cellule. Cette opération vise à développer en surface un relief micrométrique, généralement de forme pyramidale. Le relief créé permet d'augmenter la surface et induit des réflexions multiples sur les facettes des pyramides. La texturation assure ainsi le piégeage d'un maximum de lumière réduisant les pertes liées à la réflectivité [20].

Différents procédés sont utilisés pour réaliser la texturation : attaque chimiques de la surface (KOH,NaOH, acides), texturisation mécanique, plasma ou laser. Ces méthodes peuvent faire passer la réflectivité effective de 40% à moins de 10% [20].

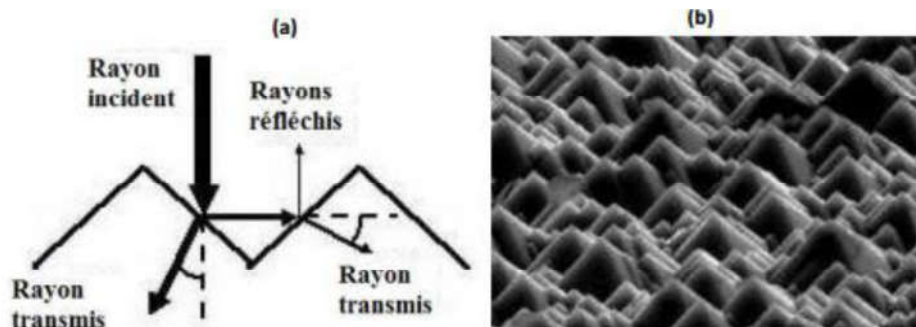


Figure 29 –

- a) Trajectoire d'un rayon lumineux arrivant sur une surface texturée.
- b) Plaque de silicium après texturation [20].

3.6.2 Les contacts face avant et face arrière (métallisation)

Les contacts constituent la structure de collecte qui récupère et envoie les porteurs photo-générés vers le circuit externe. Pour assurer efficacement ce rôle, les contacts doivent être ohmiques, c'est-à-dire que la caractérisation ($I-V$) du contact doit être linéaire. La résistance des contacts est un paramètre très important. La forte résistance des contacts augmente la résistance série de la cellule et baisse le facteur de forme et le rendement [20].

Différents procédés sont utilisés pour la réalisation des contacts. Dans le cadre des cellules photovoltaïques industrielles en silicium multi-cristallin, les contacts sont généralement réalisés par la sérigraphie. Dans le cas des cellules photovoltaïques à haut rendement, la pulvérisation cathodique ou l'évaporation sous vide sont utilisées.

3.6.3 Couche AntiReflet (CAR)

Pour minimiser la réflexion de la lumière en surface au niveau de la face avant, cette surface est recouverte d'une couche anti-réfléchissante (Anti-Réflexive Coating : ARC). Sans cette couche, la cellule solaire agit comme un miroir et reflète jusqu'à 33% de la lumière incidente sur la cellule [20].

Différentes couches anti réfléchissantes sont utilisées en photovoltaïque, elles peuvent être isolantes comme le TiO_2 , SiO_2 , ZnS , MgF_2 et SiNx ou conductrice comme le ZnO .

La réflectivité dépend de l'indice de réfraction du matériau de l'épaisseur de la couche déposée, de l'angle d'incidence et de l'état de polarisation du rayon incident. Si l'épaisseur de la couche diélectrique est égale à :

$$d_{\text{CAR}} = \frac{(2N+1)\lambda}{4n_{\text{CAR}}} \quad (3.1)$$

Avec : $N=0, 1, 2, 3, \dots$ et n_{car} étant l'indice de réfraction de la CAR.

On obtiendra l'annulation des faisceaux réfléchis à l'interface air/CAR et CAR/semi-conducteur. Pour les cellules photovoltaïques à haut rendement, une double CAR est utilisée avec deux diélectriques différents.

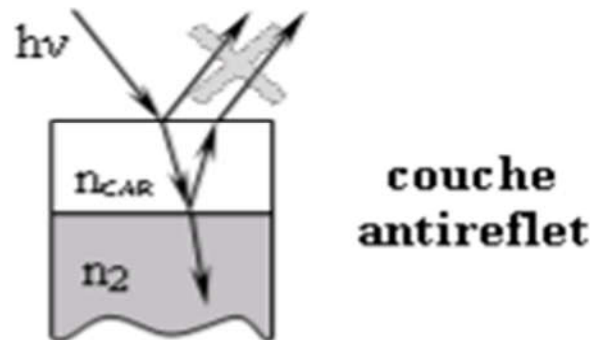


Figure 30 – Couche AntiReflet [20].

3.6.4 La passivation

La surface des cellules est une source de recombinaison importante à cause des nombreux défauts cristallins présents liés à la discontinuité du cristal. La passivation consiste

à améliorer la qualité électronique en surface et en volume du substrat, en neutralisant les sites actifs. Des matériaux tel que le SiN, le SiO₂ et le SiN_xO_y permettent de passiver une grande partie de ces défauts [20].

3.7 Association des modules photovoltaïques

Dans la pratique les cellules solaires ne sont pas utilisées seules. Regroupées et liées électriquement entre elles, elles forment un module photovoltaïque. Ce module à son tour, regroupé et lié électriquement avec d'autres modules, ils forment ainsi un générateur photovoltaïque. Ces modules peuvent être associés d'une des manières suivantes :

3.7.1 Cellules mise en série

Une association de N_s cellules en série permet d'augmenter la tension du cellule photovoltaïque. Les cellules sont alors traversées par le même courant et la caractéristique résultant du groupement série est obtenue par addition des tensions élémentaires de chaque cellule (**figure (31)**). L'équation (3.2) résume les caractéristiques électriques d'une association série de N_s cellules [16].

$$V'_{co} = N_s \cdot V_{co} \quad (3.2)$$

V_{co} : La tension du circuit ouvert.

N_s : Nombre de cellules dans le panneau en série.

Ce système d'association est généralement le plus communément utilisé pour les modules photovoltaïques du commerce. Comme la surface des cellules devient de plus importante, le courant par une seule cellule augmente régulièrement au fur et à mesure de l'évolution technologique alors que sa tension reste toujours très faible. L'association en série permet ainsi d'augmenter la tension de l'ensemble et donc d'accroître la puissance de l'ensemble.

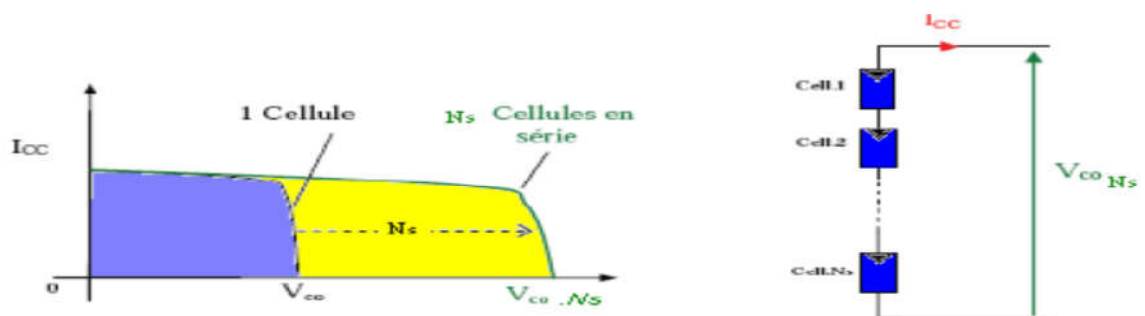


Figure 31 – Caractéristiques résultantes d'un groupement de N_s cellules en série [16].

3.7.2 Cellules mises en parallèle

D'autre part, une association parallèle de N_p cellules est possible et permet d'accroître le courant de sortie de générateur ainsi créé. Dans un groupement de cellules identiques connectées en parallèle, les cellules sont soumises à la même tension et la caractéristique résultant du groupement est obtenue par addition des courants (Figure (32)). L'équation (3.3) résume à son tour les caractéristiques électriques d'une association parallèle de N_p cellules [16].

$$I'_{cc} = N_p \cdot I_{cc} \quad (3.3)$$

Où :

N_p : Nombre de cellules dans le panneau en parallèle.

Si l'on désire avoir un générateur PV ayant une courant de sortie plus intense, on peut doit faire appel à des cellules PV de plus grande surface et de meilleur rendement, soit associer en parallèle plusieurs modules PV de caractéristiques similaires. Pour qu'un générateur PV ainsi constitué puisse fonctionner de façon optimal, il faut que les (N_s, N_p) cellules se comportent toutes de façon identique. Elles doivent pour cela être issues de la même technologie, des mêmes conditions de fonctionnement (éclairage, température.....).

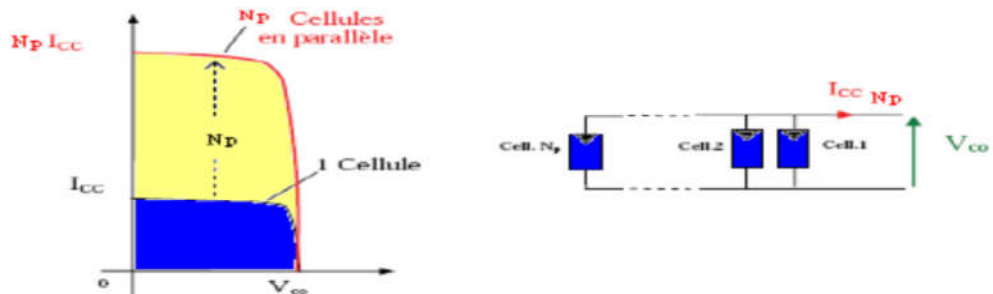


Figure 32 – Caractéristiques résultantes d'un groupement de N_p cellules en parallèle [16].

3.8 Modélisation d'une cellule photovoltaïque

3.8.1 Modèle à une diode

3.8.1.1 Cas d'une cellule idéale

Dans le cas idéal, la cellule d'une jonction PN soumise à l'éclairement photovoltaïque et connectée à une charge peut être schématisée par un générateur de courant I_{ph} (courant photogénéré) en parallèle avec une diode délivrant un courant qui symbolise le courant de recombinaison dans les régions N et P de la cellule. Par ailleurs, l'effet des résistances série et parallèle est négligé ($R_s=0$ et $R_p=\infty$). Le circuit équivalent de cette cellule solaire idéale est représenté sur la figure (33). [1].

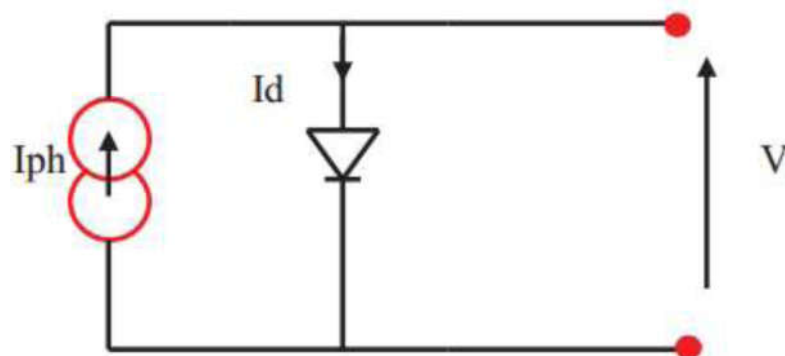


Figure 33 –Schéma équivalent d'une cellule idéale [1].

Les équations retenues de ce modèle sont:

$$I = I_{ph} - I_d$$

$$I = I_{ph} - I_{s1} \left(e^{\frac{qV}{n_1 k_B T}} - 1 \right) \quad (3.4)$$

q : La charge d'électron ($1,602 \cdot 10^{-19} \text{C}$),

T : La température en degrés Kelvin,

V : La tension aux bornes de la jonction (Volt),

n_1 : Le coefficient d'idéalité de la diode.

Avec :

$$I_{s1} = \frac{q n_i^2 D_p}{N_d L_p \text{th}\left(\frac{d_n}{L_p}\right)} + \frac{q n_i^2 D_n}{N_a L_n \text{th}\left(\frac{d_p}{L_n}\right)} \quad (3.5)$$

Où :

I_{s1} : La densité du courant de saturation de la jonction dans les zones neutres (A/cm^2),

I_{ph} : Le photo-courant (A/cm^2),

n_i : La concentration intrinsèque (cm^{-3}),

N_d et N_a : sont respectivement les densités des donneurs et des accepteurs (cm^{-3}),

L_n et L_p : sont respectivement les longueurs de diffusion des électrons et des trous,

D_n et D_p : sont respectivement les coefficients de diffusion des électrons et des trous,

k_B : la constante de Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{J}/\text{K}$),

T : la température de la jonction en °K.

3.8.1.2 Cas d'une cellule réelle

Le schéma équivalent de la cellule photovoltaïque réelle tient compte des effets résistifs parasites dues à la fabrication et représenté sur la figure (34). Ce schéma équivalent est constitué d'une diode caractérisant la jonction PN, une source de courant (I_{ph}) caractérisant le photo-courant, une résistance série (R_s) représentant les pertes par effet Joule, et une résistance (R_p) caractérisant un courant de fuite entre la grille supérieure et le contact arrière qui est généralement très supérieure à R_s [1].

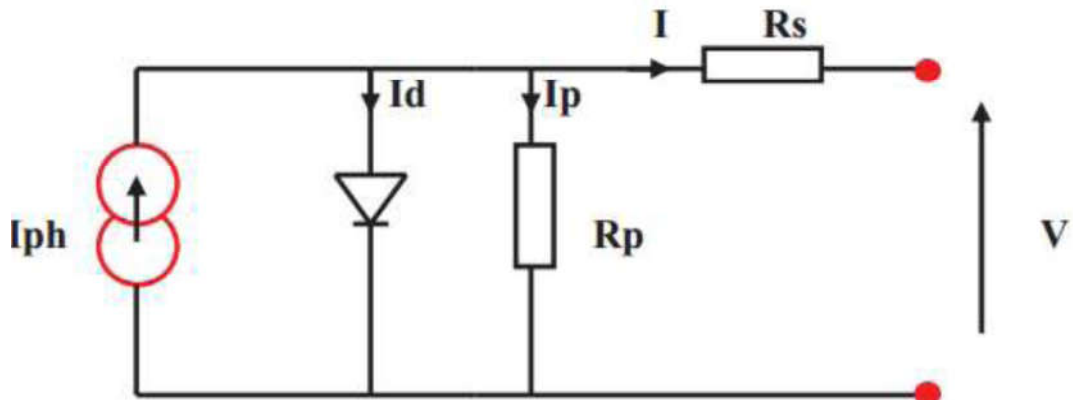


Figure 34 – Schéma équivalent d'une cellule photovoltaïque réelle [1].

Le courant de sortie d'une cellule photovoltaïque se met sous la forme mathématique suivante:

$$I = I_{ph} - I_d - I_p$$

$$I = I_{ph} - I_{s1} \left(e^{\frac{q(V+IR_s)}{n_1 k_B T}} - 1 \right) - \frac{V+IR_s}{R_p} \quad (3.6)$$

Où :

R_s : La Résistance série ($\Omega \cdot \text{cm}^2$) de la cellule.

R_p : Résistance parallèle shunt. ($\Omega \cdot \text{cm}^2$) de la cellule.

Si $R_p = \infty$ et $R_s = 0$, on retrouve le cas idéal.

3.8.2 Modèle à deux diodes

Le fonctionnement d'une cellule solaire peut être modélisé en considérant le schéma électrique équivalent ci-dessous (**figure (35)**). Il consiste en la description mathématique d'un circuit réalisé par la connexion parallèle de deux diodes ayant le courant de saturation I_{s2} et I_{s2} . Ces diodes symbolisent les courants de recombinaison des porteurs minoritaires.

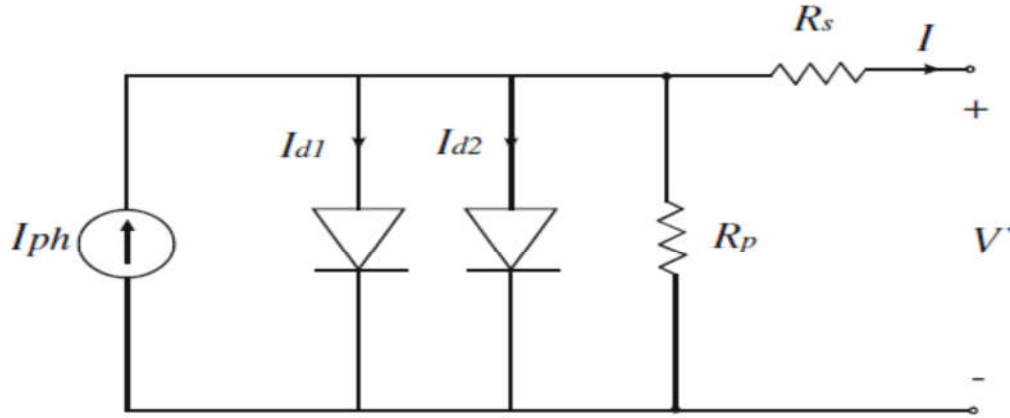


Figure 35 – Schéma du circuit équivalent d'une cellule à deux diodes [22].

En appliquant toujours la loi de Kirchhoff, on a :

$$I = I_{ph} - I_{d_1} - I_{d_2} - I_p \quad (3.7)$$

Où :

$$I_{obs} = I_{d_1} + I_{d_2} + I_p \quad (3.8)$$

Donc :

$$I(V) = I_{ph} - I_{obs} \quad (3.9)$$

I_{obs} : Le courant d'obscurité qui sera la somme des courants passants par les deux diodes et la résistance parallèle.

Alors :

$$I = I_{ph} - I_{s1} \left[\exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_1 K_B T}\right) - 1 \right] - I_{s2} \left[\exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_2 K_B T}\right) - 1 \right] - \frac{V+IR_s}{R_p} \quad (3.10)$$

Où :

n_2 : Le coefficient d'idéalité de diode D_2 .

Avec :

$$I_{s2} = \frac{qn_i}{2\tau} \sqrt{\frac{2\epsilon_s(\phi_0 - V_a)}{q} \frac{N_a + N_d}{N_a N_d}} \quad (3.11)$$

I_{s2} : Le courant de saturation de la diode D_2 .

$$\text{et} \quad \phi_0 = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right) \quad (3.12)$$

ϕ_0 : Le potentiel de diffusion.

$$\text{Où :} \quad n_i^2 = N_c N_v \exp(-E_g/k_B T) \quad (3.13)$$

E_g : La bande d'énergie (eV).

3.9 Les paramètres de la cellule photovoltaïque

Considérons la caractéristique courant-tension de la cellule photovoltaïque. On peut définir les différents paramètres caractéristiques de la cellule qui sont les suivants :

3.9.1 Le courant de court-circuit (I_{cc})

Le courant de court-circuit I_{cc} est la valeur du courant lorsque la tension aux bornes de la cellule est nulle ($V=0$) [4].

D'où, en annulant la tension V dans l'équation (3.10), on obtient :

$$I_{cc} = I_{ph} - I_{s1} \left[\exp \left(\frac{q I_{cc} R_s}{n_1 k_B T} \right) - 1 \right] - I_{s2} \left[\exp \left(\frac{q I_{cc} R_s}{n_2 k_B T} \right) - 1 \right] - \frac{I_{cc} R_s}{R_p} \quad (3.14)$$

Dans le cas idéal : $I_{cc} \approx I_{ph}$

3.9.2 La tension en circuit-ouvert V_{co}

C'est la tension mesurée aux bornes de la cellule et pour laquelle le courant débité par la cellule solaire est nul, elle est donnée par la relation [4]:

$$0 = I_{ph} - I_{s1} \left[\exp \left(\frac{q V_{co}}{n_1 k_B T} \right) - 1 \right] - I_{s2} \left[\exp \left(\frac{q V_{co}}{n_2 k_B T} \right) - 1 \right] - \frac{V_{co}}{R_p} \quad (3.15)$$

Dans le cas idéal, sa valeur est légèrement inférieure à :

$$V_{co} = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{I_{cc}}{I_{s1}} + 1 \right) \quad (3.16)$$

Où :

I_{s1} : Le courant de saturation de la diode D1.

3.9.3 La puissance électrique

La puissance électrique produite par une cellule sous éclairement est égale au produit de l'intensité du courant délivrée et de la tension à ses bornes. Il faut ainsi adapter la charge aux bornes du dispositif afin de la faire fonctionner au point de puissance maximale $P_{\max}(V_{\max}, I_{\max})$ [4].

$$P_{\max} = V_{\max} \cdot I_{\max} \quad (3.17)$$

V_{\max} : Tension correspondante à la puissance maximale fournie,

I_{\max} : Courant correspondante à la puissance maximale fournie

Elle traduit sur la caractéristique $I(V)$ le point du fonctionnement $P_m (V_m, I_m)$ qui est situé sur la courbe de la caractéristique $I(V)$ et dite point de puissance maximale (PFM) où les valeurs de la tension V_m et du courant I_m sont appelées également tension et courant maximums respectivement.

3.9.4 Le facteur de forme FF

Le facteur de forme représente l'efficacité de la cellule, il peut nous renseigner sur le vieillissement de la cellule. C'est le rapport entre la puissance maximale que peut fournir une cellule et la puissance qu'il est théoriquement possible d'obtenir (puissance optimale).

$$FF = \frac{P_m}{V_{co} \cdot I_{CC}} \quad (3.18)$$

3.9.5 Le rendement de conversion d'énergie η

Le rendement de conversion d'énergie est le rapport de la puissance générée et de la puissance du rayonnement solaire incident P_{inc} . On appelle rendement, le rapport de la puissance maximale fournie (P_{\max}) sur la puissance du rayonnement solaire incident (P_{in}) :

$$\eta = \frac{P_m}{P_{inc}} = \frac{V_{co} \cdot J_{cc} \cdot FF}{P_{in}} \quad (3.19)$$

P_{inc} : Puissance incidente du rayonnement solaire = 1000 W/m² dans les conditions standards STC comme vu dans le chapitre I.

3.10 Les zones de la caractéristique I(V) d'un générateur photovoltaïque

La caractéristique fondamentale du générateur photovoltaïque pour un éclairement et une température donnés, n'impose ni le courant ni la tension de fonctionnement, seule la courbe $I = f(V)$ est fixée. C'est la valeur de la charge aux bornes du générateur qui va déterminer le point de fonctionnement du système photovoltaïque. La figure (36) représente ses trois zones essentielles [18].

- **La zone (1) :** où le courant reste constant quelle que soit la tension. Pour cette région, Le générateur photovoltaïque fonctionne comme un générateur de courant.
- **La zone (2) :** qui se distingue par une variation de courant correspondant à une tension presque constante, dans ce cas le générateur est assimilable à un générateur de tension.
- **La zone (3) :** La région intermédiaire entre les deux zones précédentes, représente la région préférée pour le fonctionnement du Générateur, où le point optimal (caractérisé par une puissance maximale) peut être déterminé.

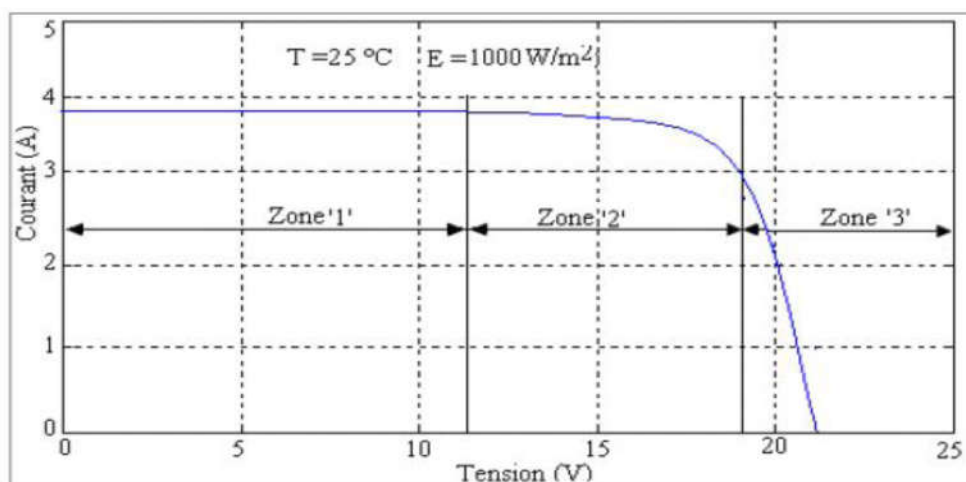


Figure 36 – Les différentes zones de Caractéristique I(V) d'une cellule

Photovoltaïque [18].

3.11 Solution analytique

3.11.1 Modèle à une diode

$$\text{On a : } I = I_{\text{ph}} - I_{\text{S1}} \left(e^{\frac{q(V+IR_s)}{n_1 k_B T}} - 1 \right) - \frac{V+IR_s}{R_p}$$

Avec 5 inconnues : I_{ph} , I_{S1} , R_s , R_p et n_1

si $R_p = \infty$

$$I = I_{\text{ph}} - I_{\text{S1}} \left(e^{\frac{q(V+IR_s)}{n_1 k_B T}} - 1 \right)$$

Donc : il ya 4 inconnues I_{ph} , I_{S1} , R_s et n_1

Généralement le terme « -1 » est négligeable devant l'exponentiel

$$I = I_0 - I_{\text{S1}} \left(e^{(V+IR_s)K_1+K_2} \right) \quad (3.20)$$

Avec :

$$I_{\text{ph}} = I_0$$

$$\frac{q}{n_1 k_B T} = K_1$$

$$I_{\text{S1}} = e^{K_2}$$

3.11.2 Modèle à 4 paramètres : K_1 , K_2 , R_s et R_p du modèle à une seule diode et avec $R_p = \infty$

On a

$$I = I_{\text{ph}} - I_{\text{S1}} \left(e^{\frac{q(V+IR_s)}{n_1 k_B T}} - 1 \right)$$

$$\text{et } I = I_0 - I_{\text{S1}} \left(e^{(V+IR_s)K_1+K_2} \right)$$

En inversant (3.12) et (3.13), il vient alors :

$$V = \frac{n_1 k_B T}{q} \ln \left(\frac{I_{ph} - I}{I_{s1}} \right) - IR_s$$

$$\text{et } V = \frac{\ln(I_0 - I) - K_2}{K_1} - IR_s$$

3.11.3 Modèle à deux diode

La résistance série R_s influe largement sur la pente de la courbe des caractéristiques $I(V)$ au voisinage de V_{co} . Elle peut être calculée par la formule suivante:

$$\left. \frac{dV}{dI} \right|_{V=V_{co}} = -R_{s0} \quad (3.21)$$

La résistance série R_p influe largement sur la pente de la courbe des caractéristiques $I(V)$ au voisinage de I_{cc} . Elle peut être calculée par la formule suivante:

$$\left. \frac{dV}{dI} \right|_{I=I_{cc}} = -R_{p0} \quad (3.22)$$

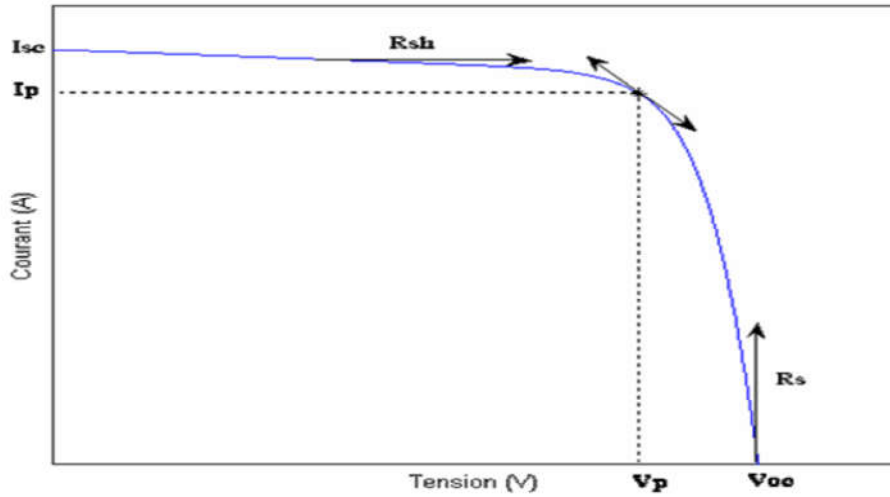


Figure 37 – Représentation comment déterminé les valeurs de R_s et R_p

De l'équation (3.10), on peut tirer l'expression de I_{ph} :

$$I_{ph} = I_{s1} \left[\exp\left(\frac{qV_{co}}{n_1 k_B T}\right) - 1 \right] + I_{s2} \left[\exp\left(\frac{qV_{co}}{n_2 k_B T}\right) - 1 \right] + \frac{V_{co}}{R_p} \quad (3.23)$$

Au point $(0, I_{cc})$, d'après l'équation (3.10) on a

$$I_{cc} = I_{ph} - I_{s1} \left[\exp\left(\frac{qI_{cc}R_s}{n_1 k_B T}\right) - 1 \right] - I_{s2} \left[\exp\left(\frac{qI_{cc}R_s}{n_2 k_B T}\right) - 1 \right] - \frac{I_{cc}R_s}{R_p} \quad (3.24)$$

En remplaçant l'équation (3.22) dans l'équation (3.23), on obtient :

$$I_{cc} = I_{s1} \left[\exp\left(\frac{qV_{co}}{n_1 k_B T}\right) - \exp\left(\frac{qI_{cc}R_s}{n_1 k_B T}\right) \right] - I_{s2} \left[\exp\left(\frac{qI_{cc}R_s}{n_2 k_B T}\right) - \exp\left(\frac{qI_{cc}R_s}{n_2 k_B T}\right) - 1 \right] - \frac{V_{co} - I_{cc}R_s}{R_p} \quad (3.25)$$

En dérivant l'équation de la caractéristique $I(V)$ donnée par la formule (3.10) on obtient :

$$-I_{s1} \frac{qR_s}{n_1 k_B T} \exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_1 k_B T}\right) - I_{s2} \frac{qR_s}{n_2 k_B T} \exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_2 k_B T}\right) - \frac{R_s}{R_p} - \frac{1}{R_p} \frac{dV}{dI} - \frac{I_{s1}q}{n_1 k_B T} \frac{dV}{dI} \exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_1 k_B T}\right) - \frac{I_{s2}q}{n_2 k_B T} \frac{dV}{dI} \exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_2 k_B T}\right) = 1$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{dV}{dl} \left[\frac{I_{s1}q}{n_1 K_B T} \exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_1 K_B T}\right) + \frac{I_{s2}q}{n_2 K_B T} \exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_2 K_B T}\right) + \frac{1}{R_p} \right] - I_{s1} \frac{qR_s}{n_1 K_B T} \exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_1 K_B T}\right) - \\
& I_{s2} \frac{qR_s}{n_2 K_B T} \exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_2 K_B T}\right) - \frac{R_s}{R_p} = 1 \tag{3.26}
\end{aligned}$$

Par rapport au courant au point $V=V_{co}$, on a $\frac{dV}{dl}\Big|_{V=V_0} = -R_{s0}$, on remplace dans l'équation (3.25), on obtient :

$$\begin{aligned}
& R_{s0} \left[\frac{I_{s1}q}{n_1 K_B T} \exp\left(\frac{V_{co}}{n_1 K_B T}\right) + \frac{I_{s2}q}{n_2 K_B T} \exp\left(\frac{qV_{co}}{n_2 K_B T}\right) + \frac{1}{R_p} \right] - I_{s1} \frac{qR_s}{n_1 K_B T} \exp\left(\frac{qV_{co}}{n_1 K_B T}\right) - \\
& I_{s2} \frac{qR_s}{n_2 K_B T} \exp\left(\frac{qV_{co}}{n_2 K_B T}\right) - \frac{R_s}{R_p} = 1
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& R_{s0} \left[\frac{I_{s1}q}{n_1 K_B T} \exp\left(\frac{V_{co}}{n_1 K_B T}\right) + \frac{I_{s2}q}{n_2 K_B T} \exp\left(\frac{qV_{co}}{n_2 K_B T}\right) + \frac{1}{R_p} \right] - R_s \left[\frac{I_{s1}q}{n_1 K_B T} \exp\left(\frac{qV_{co}}{n_1 K_B T}\right) + \right. \\
& \left. \frac{I_{s2}q}{n_2 K_B T} \exp\left(\frac{qV_{co}}{n_2 K_B T}\right) + \frac{1}{R_p} \right] - 1 = 0
\end{aligned}$$

Après arrangement:

$$(R_{s0} - R_s) \left[\frac{I_{s1}q}{n_1 K_B T} \exp\left(\frac{V_{co}}{n_1 K_B T}\right) + \frac{I_{s2}q}{n_2 K_B T} \exp\left(\frac{qV_{co}}{n_2 K_B T}\right) + \frac{1}{R_p} \right] - 1 = 0 \tag{3.27}$$

Par rapport au courant au point $I=I_{cc}$, on a $\frac{dV}{dl}\Big|_{I=I_{cc}} = -R_{p0}$ on remplace dans l'équation (3.25), on obtient :

$$\begin{aligned}
& R_{p0} \left[\frac{I_{s1}q}{n_1 K_B T} \exp\left(\frac{qI_{cc}R_s}{n_1 K_B T}\right) + \frac{I_{s2}q}{n_2 K_B T} \exp\left(\frac{qI_{cc}R_s}{n_2 K_B T}\right) + \frac{1}{R_p} \right] - I_{s1} \frac{qR_s}{n_1 K_B T} \exp\left(\frac{qI_{cc}R_s}{n_1 K_B T}\right) - \\
& I_{s2} \frac{qR_s}{n_2 K_B T} \exp\left(\frac{qI_{cc}R_s}{n_2 K_B T}\right) - \frac{R_s}{R_p} = 1
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& R_{p0} \left[\frac{I_{s1}q}{n_1 K_B T} \exp\left(\frac{qI_{cc}R_s}{n_1 K_B T}\right) + \frac{I_{s2}q}{n_2 K_B T} \exp\left(\frac{qI_{cc}R_s}{n_2 K_B T}\right) + \frac{1}{R_p} \right] - R_s \left[\frac{I_{s1}q}{n_1 K_B T} \exp\left(\frac{qI_{cc}R_s}{n_1 K_B T}\right) + \right. \\
& \left. \frac{I_{s2}q}{n_2 K_B T} \exp\left(\frac{qI_{cc}R_s}{n_2 K_B T}\right) + \frac{1}{R_p} \right] - 1 = 0
\end{aligned}$$

Après arrangement:

$$(R_{p0} - R_s) \left[\frac{I_{s1}q}{n_1 K_B T} \exp\left(\frac{qI_{cc}R_s}{n_1 K_B T}\right) + \frac{I_{s2}q}{n_2 K_B T} \exp\left(\frac{qI_{cc}R_s}{n_2 K_B T}\right) + \frac{1}{R_p} \right] - 1 = 0 \tag{3.28}$$

On divise l'équation (3.27) sur le terme $(R_{p0} - R_s)$, on trouve :

$$\frac{1}{R_p} - \frac{1}{(R_{p0} - R_s)} + \frac{I_{s1}q}{n_1 K_B T} \exp\left(\frac{qI_{cc}R_s}{n_1 K_B T}\right) + \frac{I_{s2}q}{n_2 K_B T} \exp\left(\frac{qI_{cc}R_s}{n_2 K_B T}\right) + \frac{1}{R_p} = 0 \quad (3.29)$$

Au point de puissance optimal :

$$I_{ppM} = I_{ph} - I_{s1} \left[\exp\left(\frac{q(V_{ppM} + I_{ppM}R_s)}{n_1 K_B T}\right) - 1 \right] - I_{s2} \left[\exp\left(\frac{q(V_{ppM} + I_{ppM}R_s)}{n_2 K_B T}\right) - 1 \right] - \frac{V_{ppM} + I_{ppM}R_s}{R_p} \quad (3.30)$$

On remplace l'expression de I_{ph} (équation 3.22), dans l'équation (3.28), on obtient :

$$\begin{aligned} I_{ppM} &= I_{s1} \left[\exp\left(\frac{qV_{co}}{n_1 K_B T}\right) - 1 \right] + I_{s2} \left[\exp\left(\frac{qV_{co}}{n_2 K_B T}\right) - 1 \right] + \frac{V_{co}}{R_p} - \\ &I_{s1} \left[\exp\left(\frac{q(V_{ppM} + I_{ppM}R_s)}{n_1 K_B T}\right) - 1 \right] - I_{s2} \left[\exp\left(\frac{q(V_{ppM} + I_{ppM}R_s)}{n_2 K_B T}\right) - 1 \right] - \frac{V_{ppM} + I_{ppM}R_s}{R_p} \\ I_{ppM} - I_{s1} \left[\exp\left(\frac{qV_{co}}{n_1 K_B T}\right) - 1 \right] - I_{s2} \left[\exp\left(\frac{qV_{co}}{n_2 K_B T}\right) - 1 \right] - \frac{V_{co}}{R_p} + \\ &I_{s1} \left[\exp\left(\frac{q(V_{ppM} + I_{ppM}R_s)}{n_1 K_B T}\right) - 1 \right] + I_{s2} \left[\exp\left(\frac{q(V_{ppM} + I_{ppM}R_s)}{n_2 K_B T}\right) - 1 \right] + \frac{V_{ppM} + I_{ppM}R_s}{R_p} = \\ &0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I_{ppM} \left(1 - \frac{R_s}{R_p} \right) - \frac{1}{R_p} (V_{co} - V_{ppM}) - I_{s1} \exp\left(\frac{qV_{co}}{n_1 K_B T}\right) - I_{s2} \exp\left(\frac{qV_{co}}{n_2 K_B T}\right) + \\ I_{s1} \exp\left(\frac{q(V_{ppM} + I_{ppM}R_s)}{n_1 K_B T}\right) + I_{s2} \exp\left(\frac{q(V_{ppM} + I_{ppM}R_s)}{n_2 K_B T}\right) = 0 \\ I_{s1} \exp\left(\frac{qV_{co}}{n_1 K_B T}\right) + I_{s2} \exp\left(\frac{qV_{co}}{n_2 K_B T}\right) + \frac{1}{R_p} (V_{co} - V_{ppM}) - I_{ppM} \left(1 - \frac{R_s}{R_p} \right) - \\ I_{s1} \exp\left(\frac{q(V_{ppM} + I_{ppM}R_s)}{n_1 K_B T}\right) - I_{s2} \exp\left(\frac{q(V_{ppM} + I_{ppM}R_s)}{n_2 K_B T}\right) = 0 \end{aligned} \quad (3.31)$$

D'après Celik et Acikgoz, pour éviter un long calcul des paramètres intervenant dans l'équation caractéristique par l'un des méthodes numériques, ont proposé des approximations afin de simplifier le calcul des paramètres par une méthode analytique abordable tels que

$$\exp\left(\frac{qV_{co}}{n_1 K_B T}\right) \gg 1 \quad (3.32)$$

$$R_s \ll R_p, \frac{1}{R_p} \approx 0$$

Et $I_{ph}=I_{cc}$

$$\frac{I_{s1}q}{n_1K_B T} \exp\left(\frac{qI_{CC}R_s}{n_1K_B T}\right), \frac{I_{s1}q}{n_1K_B T} \exp\left(\frac{qV_{co}}{n_1K_B T}\right) \ll \frac{1}{R_p} \quad (3.33)$$

Dans l'équation (3.22) on obtient :

$$-I_{cc} + \frac{V_{co}}{R_p} = 0$$

Donc :

$$R_p = R_{p0} \quad (3.34)$$

3.12 La réponse spectrale et rendements quantiques de la cellule photovoltaïque

3.12.1 La réponse spectrale (RS)

La réponse spectrale RS d'une cellule photovoltaïque est le rapport entre l'intensité du courant $I(\lambda)$ généré par la cellule et la puissance lumineuse incidente, en fonction des différentes longueurs d'onde formant le rayonnement incident $p_{inc}(\lambda)$. La réponse spectrale R_s est donnée par la relation suivante [21] :

$$RS = \frac{I(\lambda)}{P_{inc}(\lambda)} = \frac{I(\lambda)}{\phi(\lambda).S} \quad (3.35)$$

Où :

RS: La réponse spectrale (mA/W),

$I(\lambda)$: L'intensité du courant mesurée (mA/cm²),

P_{inc} : Puissance incidente du rayonnement solaire = 1000 W/m² (ou 0,1 W/cm²),

$\phi(\lambda)$: est le flux lumineux incident (W.cm⁻²),

S : est la surface de la cellule (cm²).

3.12.2 Le rendement quantique externe (RQE)

Le rendement quantique externe RQE est le pourcentage d'électrons collectés qui participent au photo-courant par rapport au nombre de photons incidents [21].

$$RQE(\lambda) = \frac{J_{ph}(\lambda)}{q \phi(\lambda)} \quad (3.36)$$

Où :

$J_{ph}(\lambda)$: est la densité de courant collectée à la longueur d'onde λ (A/cm^2),

$\phi(\lambda)$: est le flux des photons incidents pour chaque longueur d'onde ($cm^{-2}.s^{-1}$),

q : la charge électronique.

C'est en général cette grandeur qui est mesurée par les physiciens et qui permet de calculer le rendement quantique externe contraire à la réponse spectrale, utilisé par les ingénieurs.

En prenant en compte de l'énergie des photons, on trouve la relation entre ces deux grandeurs :

$$RQE = \frac{hc}{q\lambda} RS \quad (3.37)$$

RQE : Le rendement quantique externe (%),

h : étant la constante de Planck,

λ : La longueur d'onde du photon.

3.12.3 Le rendement quantique interne (RQI)

Le rendement quantique externe est le rapport entre le nombre d'électrons dans le circuit externe et le nombre de photons incidents. Lorsque les photons perdus par réflexion (à la surface de la cellule) et les photons transmis (absorption incomplète) ne sont pas pris en compte, cette valeur s'appelle le rendement quantique interne RQI [21].

Si l'on prend en compte de la réflectivité de la surface de la cellule photovoltaïque, on détermine le rendement quantique interne $RQI(\lambda)$ de la cellule solaire par :

$$RQI = \frac{RQE}{(1-R(\lambda))} \quad (3.38)$$

RQI : Rendement quantique interne (%),

$R(\lambda)$: Le coefficient de la réflexion associé à chaque longueur d'onde,
 $(1 - R(\lambda))$: est la partie transmise du flux de photons incidents, dans le matériau,

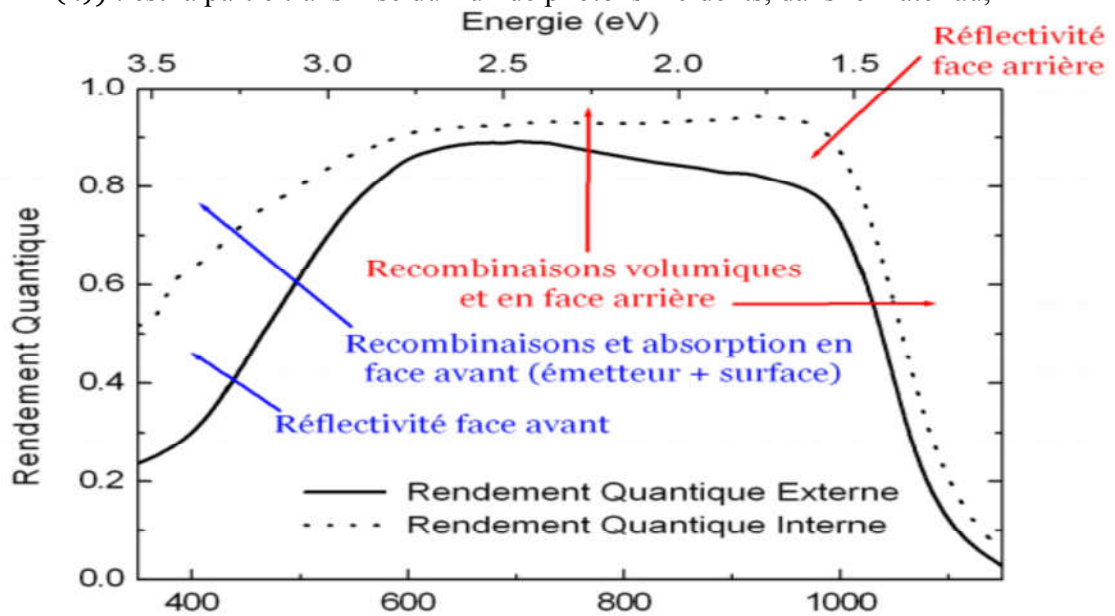


Figure 38 – Exemple de rendements quantiques externe et interne d'une cellule solaire [21].

3.13 Les différents types de pertes dans la cellule solaire

Le rendement d'une cellule solaire est limité par différents types de pertes. Ces pertes peuvent être classées selon les pertes optique et électronique. La **figure (39)** présente les différentes sources de ces pertes.

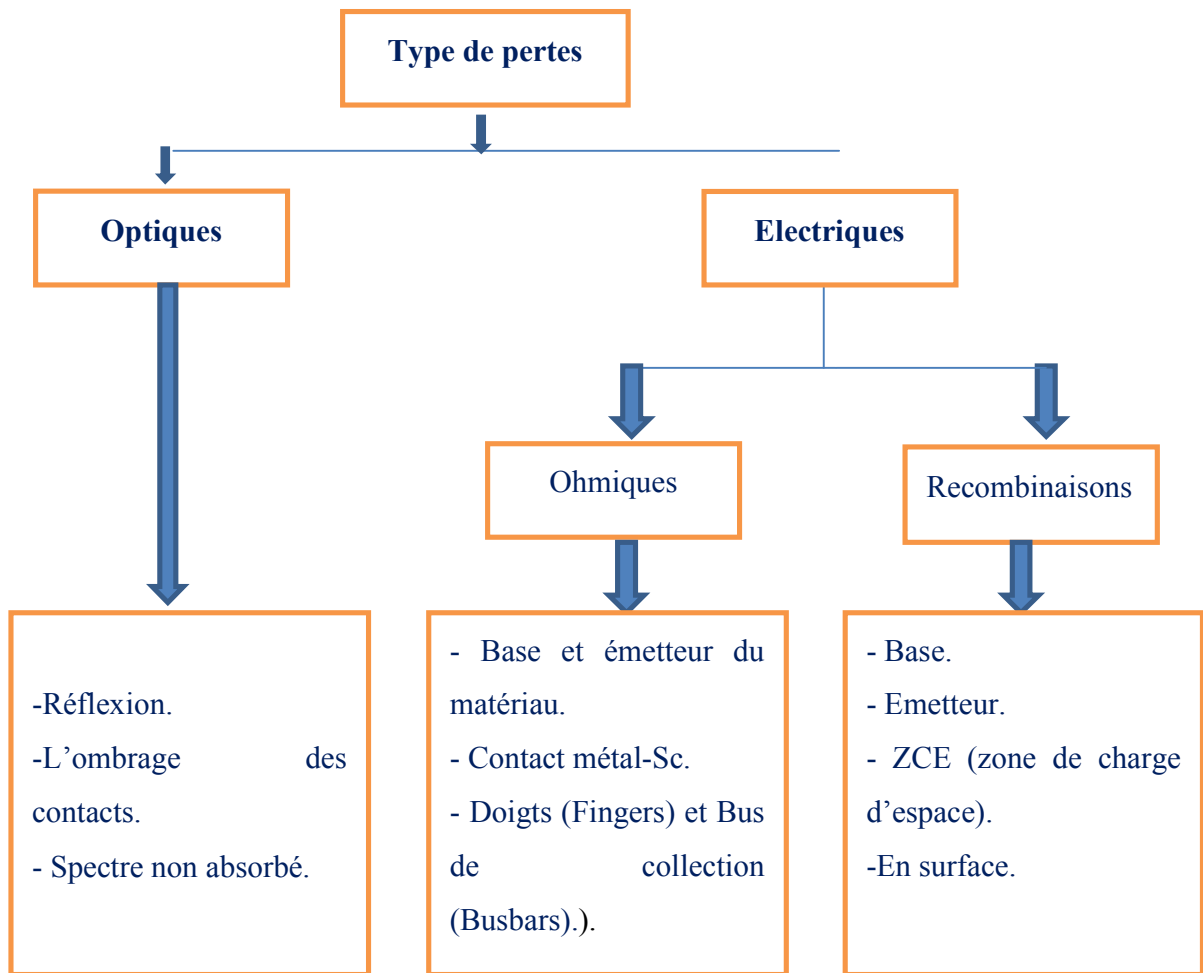


Figure 39 – Différents types de pertes électriques et optiques existant dans une cellule solaire [19].

Chapitre 4

Résultats et discussions

4.1 Introduction

La modélisation du comportement d'une cellule PV fait appel aux propriétés du rayonnement solaire et celles des semi-conducteurs. Dans la littérature, il existe plusieurs modèles de cellule photovoltaïque dont le but est l'obtention de la caractéristique courant-tension $I(V)$ pour l'analyse et des performances des modules photovoltaïques. La caractérisation du modèle de la photopile paraît intéressante ; l'influence des différents paramètres sur les caractéristiques $I(V)$ et $P(V)$ a été abordée,

Pour la modélisation d'une cellule photovoltaïque, nous avons utilisé Matlab comme outil de test par la méthode de Newton-Raphson. Nous avons implanté un programme Matlab sous forme d'un fichier script qui comprend différentes équations, du schéma électrique équivalent, nécessaire pour tracer les courbes $I(V)$ et $P(V)$ et $I_{cc}(T)$ et $\eta(T)$ et $FF(T)$ et $V_{co}(T)$...etc., en fonction des variations de la température T , de la résistance série R_s , du facteur d'idéalité n_2 de la seconde diode caractérisant le courant de recombinaison dans la charge d'espace ZCE et enfin de la résistivité ρ de la base de la cellule.

Notons que la résistance shunt, si la cellule ne présente pas de défaut de fabrication comme de courants de fuite et de court-circuit, est très grande si elle est comparée à la résistance série.

4.2 La méthode de Newton-Raphson

4.2.1 Le principe

La méthode consiste à introduire une suite (x_n) d'approximation successives de l'équation $f(x)=0$.

- On part d'un x_0 proche de la solution.
- À partir de x_0 , on calcule un nouveau terme x_1 de la manière suivante : on trace la tangente à la fonction $f(x)$ en x_0 . Cette tangente coupe l'axe des abscisses en x_1 comme indiqué sur le figure ci-dessous.
- On réitère ce procédé en calculant x_2 en remplaçant x_0 par x_1 , puis x_3 en remplaçant x_1 par x_2 et ainsi de suite.

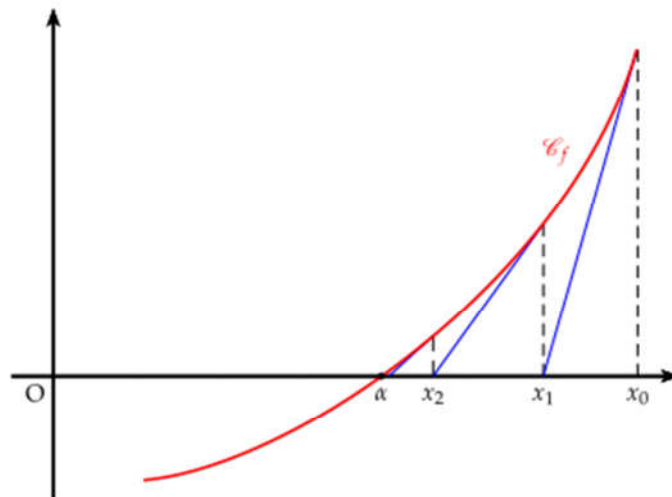


Figure.40 - Principe de la méthode du Newton-Raphson.

4.2.2 La formule de récurrence

x_{n+1} est l'abscisse du point d'intersection de la tangente à en x_n avec l'axe des abscisses. L'équation de la tangente en x_n est :

$$y = f'(x_n)(x - x_n) + f(x_n) \quad (4.1)$$

Cette tangente coupe l'axe des abscisses quand $f(x)=0$

$$f'(x_n)(x - x_n) + f(x_n) = 0 \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} \Leftrightarrow f'(x_n)(x - x_n) &= -f(x_n) \\ \Leftrightarrow (x - x_n) &= -\frac{f(x_n)}{f'(x_n)} \end{aligned} \quad (4.3)$$

On a donc la relation de récurrence suivante :

$$x_{n+1} = x_n - \frac{f(x_n)}{f'(x_n)} \quad (4.4)$$

Avec

$f'(x_n)$, la dérivée de la fonction $f(x)$.

x_n : La valeur de l'itération n .

x_{n+1} : La valeur de l'itération $n+1$.

4.3 Résolution de l'équation caractéristique I(V)

La méthode de Newton-Raphson est l'une des méthodes les plus utilisées pour la résolution des équations non linéaires, car la solution de l'équation non linéaire par cette méthode converge rapidement.

Par conséquent, l'équation (3.10) devient:

$$\begin{aligned} f(I) = I - I_{ph} + I_{s1} \left[\exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_1 K_B T}\right) - 1 \right] + I_{s2} \left[\exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_2 K_B T}\right) - 1 \right] \\ + \frac{V+IR_s}{R_p} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Alors : la tension V est calculée itérativement :

$$V(i+1) = V(i) - \frac{I_{ph} - I_{s1} \left[\exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_1 K_B T}\right) - 1 \right] - I_{s2} \left[\exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_2 K_B T}\right) - 1 \right] - \frac{V+IR_s}{R_p}}{-\left(\frac{q}{K_B T n_1}\right) I_{s1} \left[\exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_1 K_B T}\right) \right] - \left(\frac{q}{K_B T n_2}\right) I_{s2} \left[\exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_2 K_B T}\right) \right] - \frac{1}{R_p}} \quad (4.6)$$

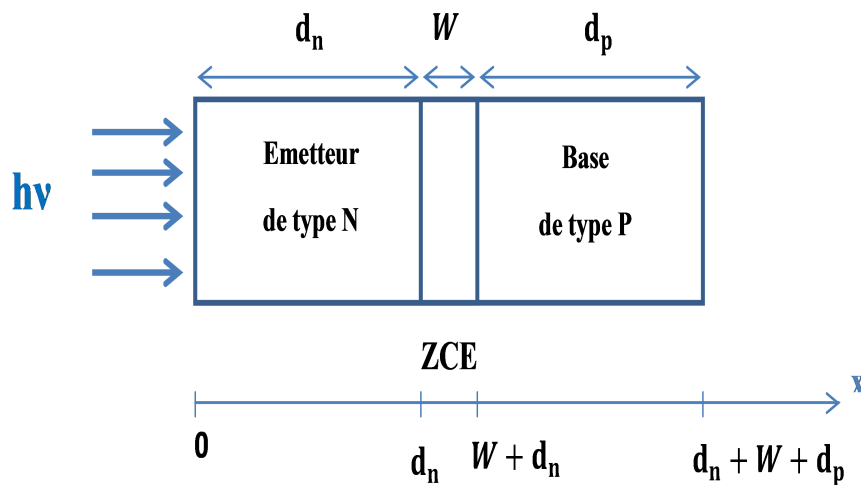


Figure 41 – La dimension de la cellule solaire.

Les paramètres de la cellule :

Tableau 5 - les paramètres fixes de la cellule

	Les paramètres fixes.
Emetteur de type N	Dopage : $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ Epaisseur : $d_n = 2,18 \text{ } \mu\text{m}$
Base de type P	Dopage : $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ Epaisseur : $d_p = 200 \text{ } \mu\text{m}$

Les paramètres électriques de la cellule :

Tableau 6 - les paramètres électrique de la cellule (fixes initialement et variables)

Les paramètres fixes initialement.	Les paramètres variables.
$R_s=0,65 \Omega.cm^2$. $R_p=2000 \Omega.cm^2$.	Varier la valeur de R_s entre 0 à 1 $\Omega.cm^2$.
$I_{s1}=10^{-12} A/cm^2$ (courant de recombinaison dans les parties neutres) $I_{s2}=10^{-15} A/cm^2$ (courant de recombinaison dans les parties de la ZCE)	$I_{s1} = \frac{qn_i^2 D_p}{N_d L_p \text{th}(d_n/L_p)} + \frac{qn_i^2 D_n}{N_a L_n \text{th}(d_p/L_n)}$ $I_{s2} = \frac{qn_i}{2\tau} \sqrt{\frac{2\epsilon_s \left[\frac{K_B T}{q} \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right) - V_a \right] N_A + N_D}{q N_a N_d}}$
Facteur d'idéalité de la diode D_1 : $n_1=1$	
Facteur d'idéalité de la diode D_2 : $n_2=2$	Varier la valeur de n_2 entre 1,6 à 2,6.

Les paramètres du silicium :

Tableau 7 - les paramètres fixes et variables du silicium.

Les paramètres fixes initialement		Les paramètres variables
Energie du Gap : $E_g(300\text{ °K})=1,12\text{ eV}$		$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{(T + \beta)}$
Masse effective des électrons : $\frac{m_c}{m_0} = 1,06$		
Masse effective des trous : $\frac{m_v}{m_0} = 0,59$		
Densité d'états effective des électrons dans la Bande de Conduction : $N_c(300\text{ °K})=2,7 \cdot 10^{19}\text{ cm}^{-3}$		$N_c = 2,5 \cdot 10^{19} \cdot (1,06)^{1/2} \cdot \left(\frac{T}{300}\right)^{1/2}$
Densité d'états effective des électrons dans la Bande de Valence : $N_v(300\text{ °K})=1,1 \cdot 10^{19}\text{ cm}^{-3}$		$N_v = 2,5 \cdot 10^{19} \cdot (0,59)^{1/2} \cdot \left(\frac{T}{300}\right)^{1/2}$
$n_i(300\text{ °K})=10^{10}\text{ cm}^{-3}$		$n_i = (N_c N_v)^{1/2} e^{\frac{-E_g}{2k_B T}}$
Type « N »	$\mu_p(300\text{ °K})=190,22\text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$.	$\mu_p(x, T) = 155 T_n^{-0,57} + \frac{(470-155)T_n^{-2,23}}{1 + \left(\frac{N_D + N_A}{10^{17} T_n^{2,4}}\right)^{0,9} T_n^{-0,146}}$
	$D_p(300\text{ °K})=4,92\text{ cm}^2/\text{s}$.	$D_p = \frac{k_B T \mu_p}{q}$
	$\tau_p=1\text{ ms}$.	
	$L_p(300\text{ °K})=700\text{ }\mu\text{m}$	$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$
Type « P »	$\mu_n(300\text{ °K})=1330\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$	$\mu_n(x, T) = 160 T_n^{-0,57} \frac{(1417-160)T_n^{-2,33}}{1 + \left(\frac{N_D + N_A}{5,6 \cdot 10^{17} T_n^{2,4}}\right)^{0,647} T_n^{-0,146}}$
	$D_n(300\text{ °K})=34,38\text{ cm}^2/\text{s}$.	$D_n = \frac{k_B T}{q} \mu_n$
	$\tau_p=1\text{ ms}$.	
	$L_n(300\text{ °K})=1850\text{ }\mu\text{m}$	$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$
Type « N »	$N_D(\text{cm}^{-3}) = \frac{6,242 \cdot 10^{18} \cdot 10^z}{\rho}$ Avec : $Z = \frac{-3,1083 - 3,2626x - 1,2196x^2 - 0,13923x^3}{1 + 1,0265x + 0,38755x^2 + 0,041833x^3}$ $x = \log_{10}(\rho)$	
Type « P »	$N_A(\text{cm}^{-3}) = \frac{1,33 \cdot 10^{16}}{\rho} + \frac{1,082 \cdot 10^{17}}{\rho [1 + (54,56\rho)^{1,105}]}$	Varier la valeur de ρ entre 1 à $5\Omega\cdot\text{cm}$

Dans le programme Matlab que nous avons utilisé dans ce mémoire exécute les calculs itératifs 10 fois afin d'assurer la convergence des résultats. La méthode employée ici est appliquée dans des programmes script pour la simulation des différents effets sur les caractéristiques $I(V)$ et $P(V)$ telle que, l'influence de la température T , de la résistance série R_s , le facteur d'idéalité n_2 de la diode D_2 et la résistivité ρ de la base de la cellule.

Dans notre travail nous avons développé un programme qui répond à notre modèle de simulation, ce dernier est basé sur initialisation des données du modèle qu'il peut trouver les valeurs numérique de la cellule (I_{cc} , V_{co} , P_m , V_m , I_m , FF et le rendement) pour les différentes valeurs de la température et la résistance série R_s et la résistivité ρ et le facteur d'idéalité n_2 .

Dans ce programme, nous avons travaillé sous les conditions suivantes: une température T différentes (comprise entre $0\text{ }^\circ\text{C}$ et $50\text{ }^\circ\text{C}$), la puissance incidente 1000 W/m^2 .

Toutes les fonctions décrites dans la section sont représentées dans l'organigrammes suivant :

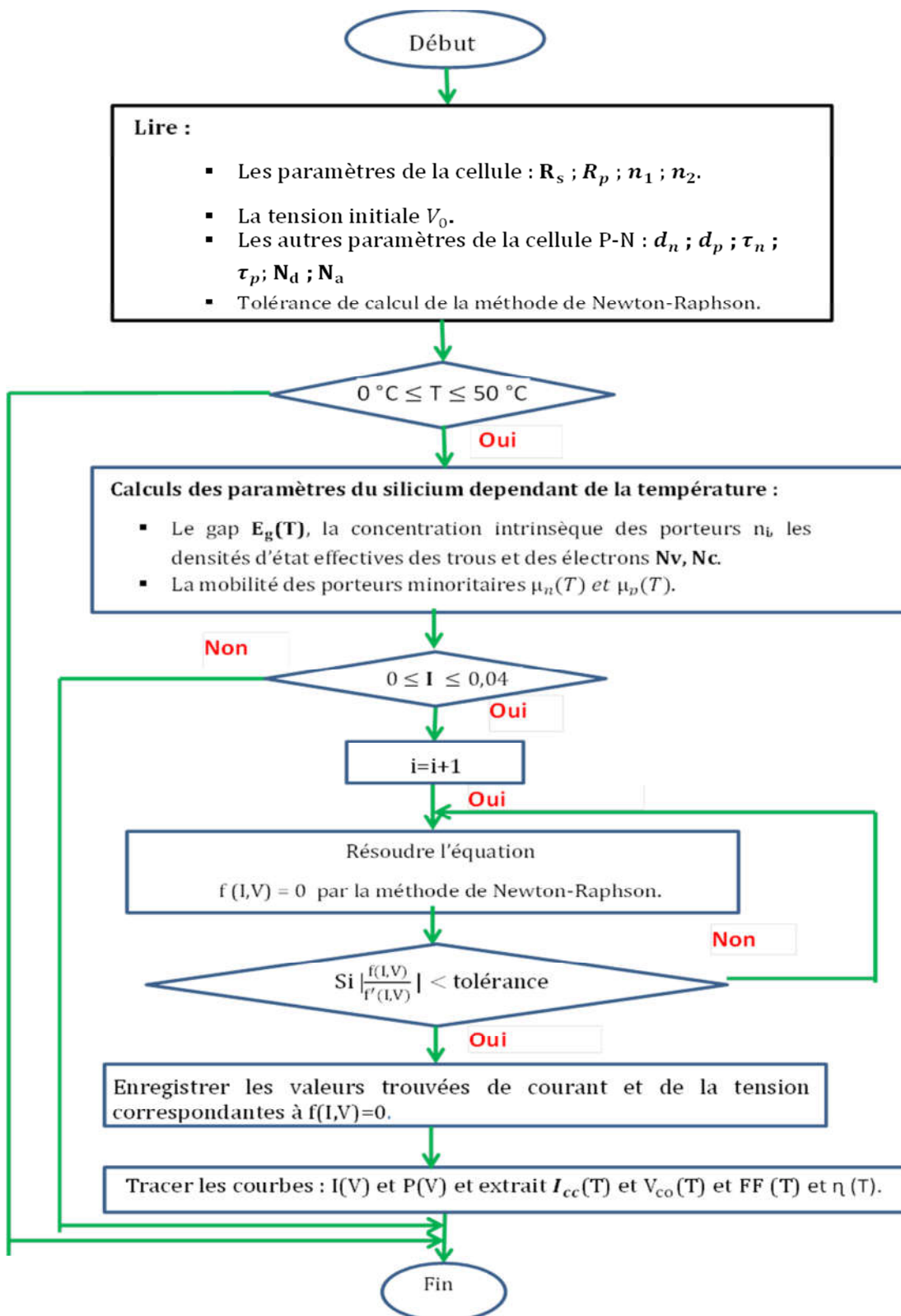


Figure 42 - Organigramme de calcul et de tracé les paramètres de la cellule en fonction de la température.

Maintenant nous avons travaillé sous les conditions suivantes: une température $T = 25\text{ }^\circ\text{C}$, la puissance incidente 1000 W/m^2 et la résistance série R_s varier (comprise entre $0\text{ }\Omega\cdot\text{cm}^2$ et $1\text{ }\Omega\cdot\text{cm}^2$).

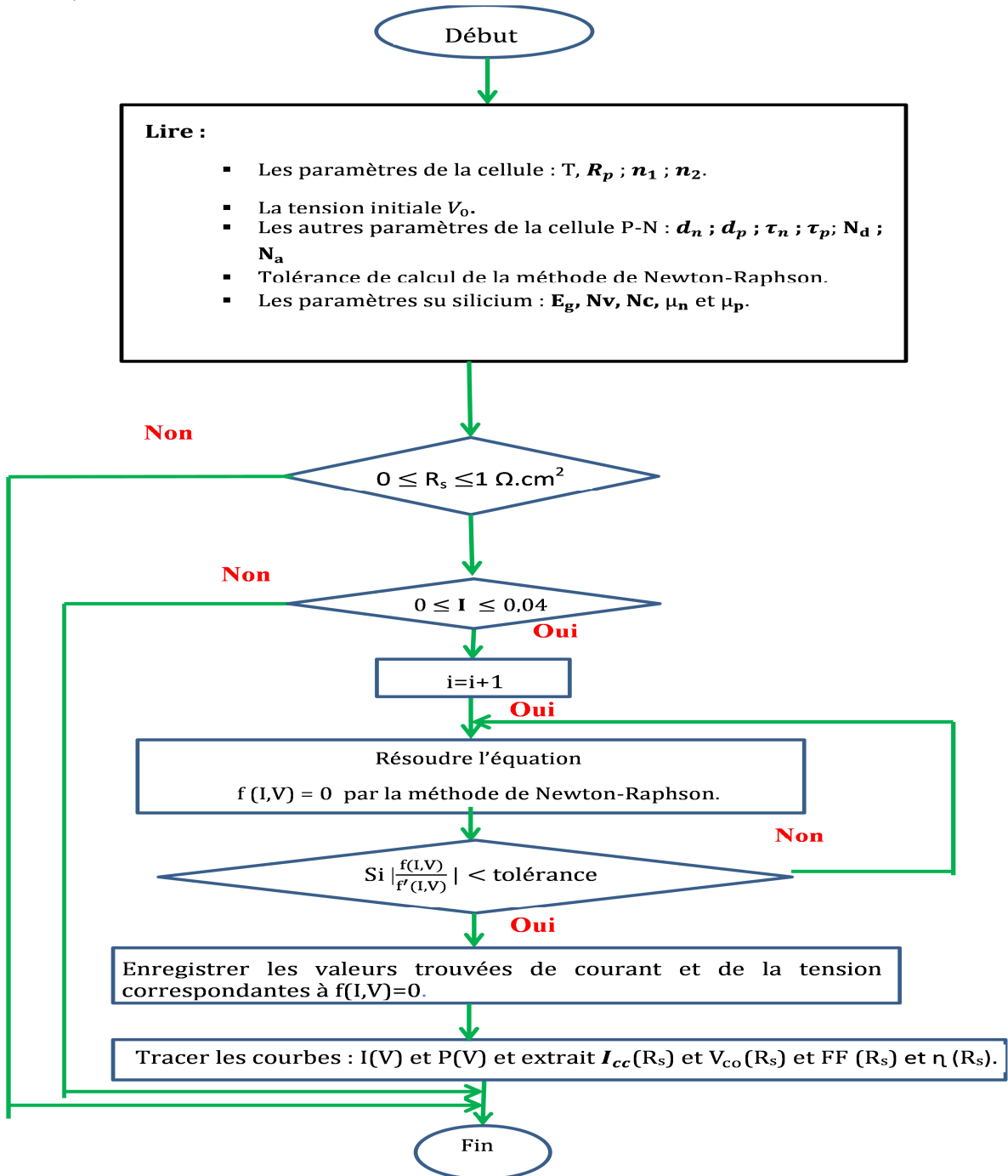


Figure 43 - Organigramme de calcul et de tracé les paramètres de la cellule en fonction de la résistance série R_s .

Nous avons travaillé sous les conditions suivantes: une température $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$, la puissance incidente 1000 W/m^2 et la résistivité ρ varier (comprise entre $1\text{ }\Omega\cdot\text{cm}$ et $5\text{ }\Omega\cdot\text{cm}$).

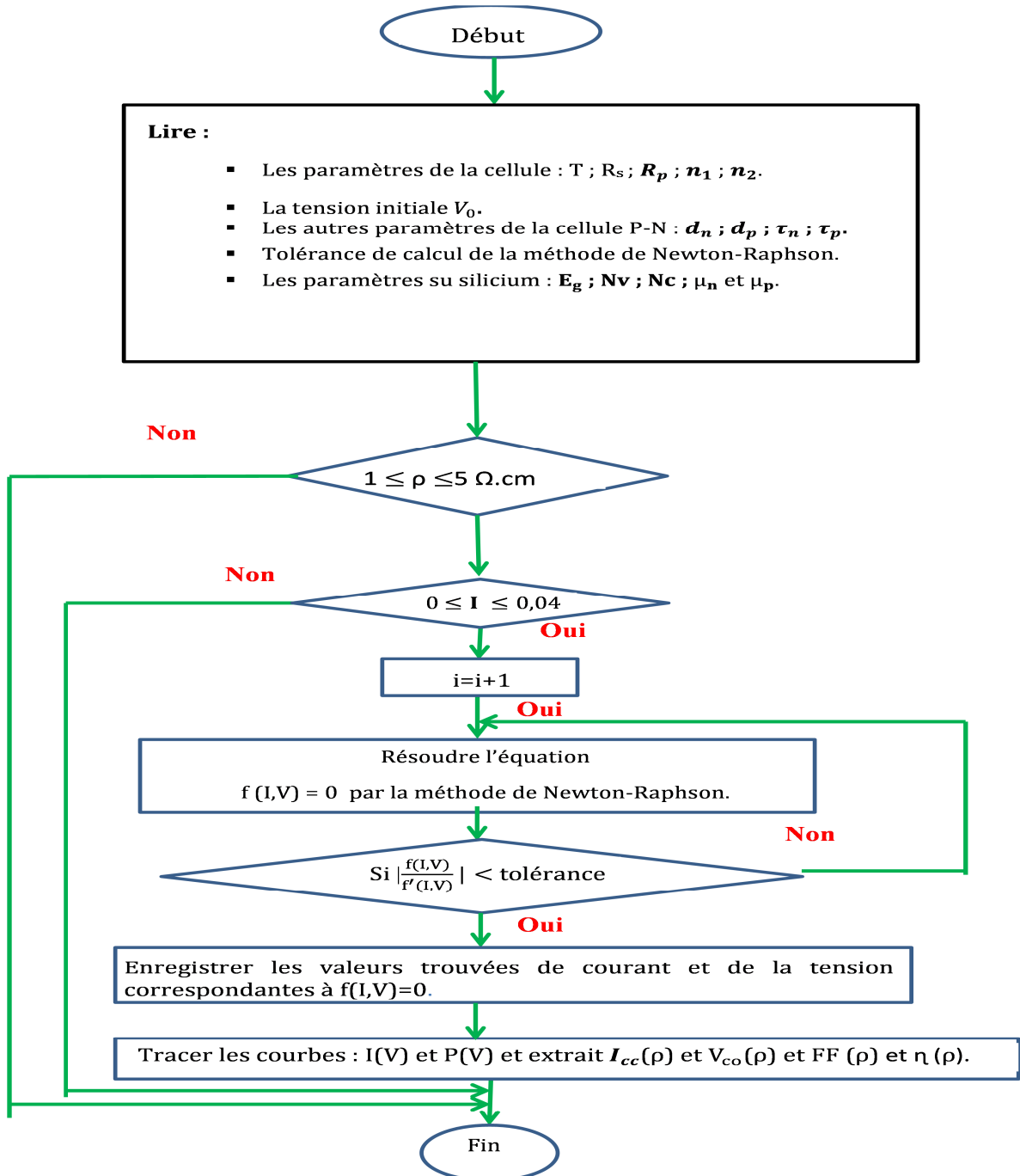


Figure 44 - Organigramme de calcul et de tracé les paramètres de la cellule en fonction de la résistivité ρ .

Nous avons travaillé sous les conditions suivantes: une température $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$, la puissance incidente 1000 W/m^2 et la résistivité ρ varier (comprise entre $0,6\text{ }\Omega\cdot\text{cm}$ et $2,6\text{ }\Omega\cdot\text{cm}$).

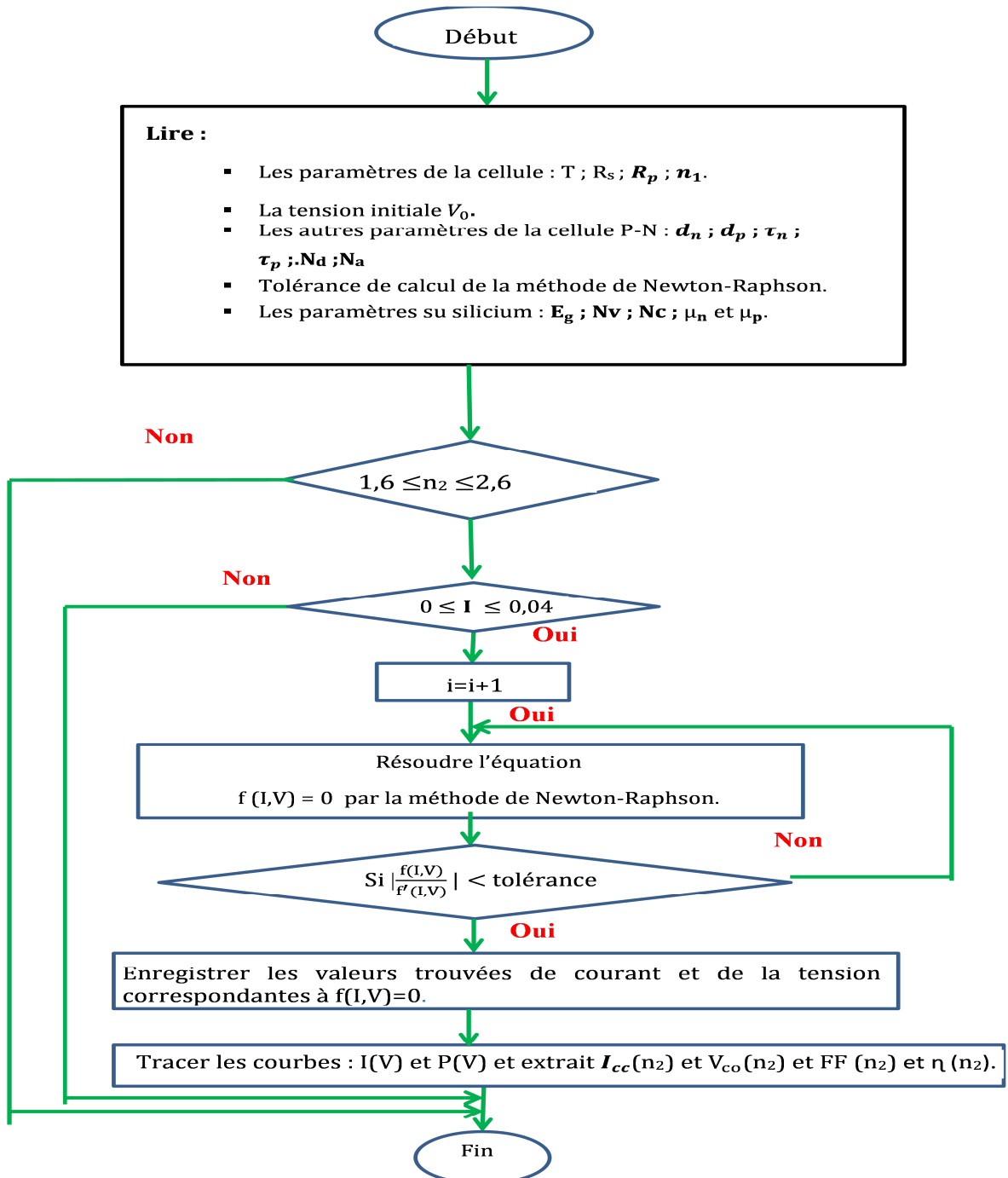


Figure 45 - Organigramme de calcul et de tracé des paramètres de la cellule en fonction du facteur d'idéalité n_2 .

4.4 Simulation de modèle à 7 paramètres par Matlab

4.4.1 L'influence de la température T sur les paramètres de la cellule

En faisant varier la température ambiante T entre 0 °C à 50 °C avec un pas égal à 10 °K, l'influence de celle-ci sur la caractéristique I(V) est donnée par la **figure 46**, avec une puissance incidente de 1000 W/m².

Les caractéristiques principales sont montrées dans le **tableau 8**:

Tableau 8 - Les paramètres de la cellule solaire pour différentes températures T.

T (°C)	T (°K)	V _{max} (V)	I _{max} (mA/cm ²)	P _{max} (mW/cm ²)	V _{co} (V)	I _{cc} (mA/cm ²)	FF (%)	η (%)
0	273	0,545	37,10	20,23	0,657	39,78	77,00	20,23
10	283	0,523	36,90	19,30	0,635	39,80	75,99	19,30
20	293	0,500	36,70	18,38	0,613	39,82	74,93	18,37
30	303	0,478	36,50	17,46	0,591	39,84	73,83	17,45
40	313	0,456	36,30	16,55	0,569	39,86	72,72	16,54
50	323	0,431	36,40	15,69	0,547	39,88	71,78	15,69

4.4.1.1 L'effet sur la caractéristique I(V)

On constate d'après la **figure 46** que l'effet de l'augmentation de la température fait diminuer la tension de la cellule photovoltaïque, contrairement au courant de court-circuit I_{cc} qui augmente. La caractéristique $I = f(V)$ de la cellule photovoltaïque est donnée par la **Figure 46**.

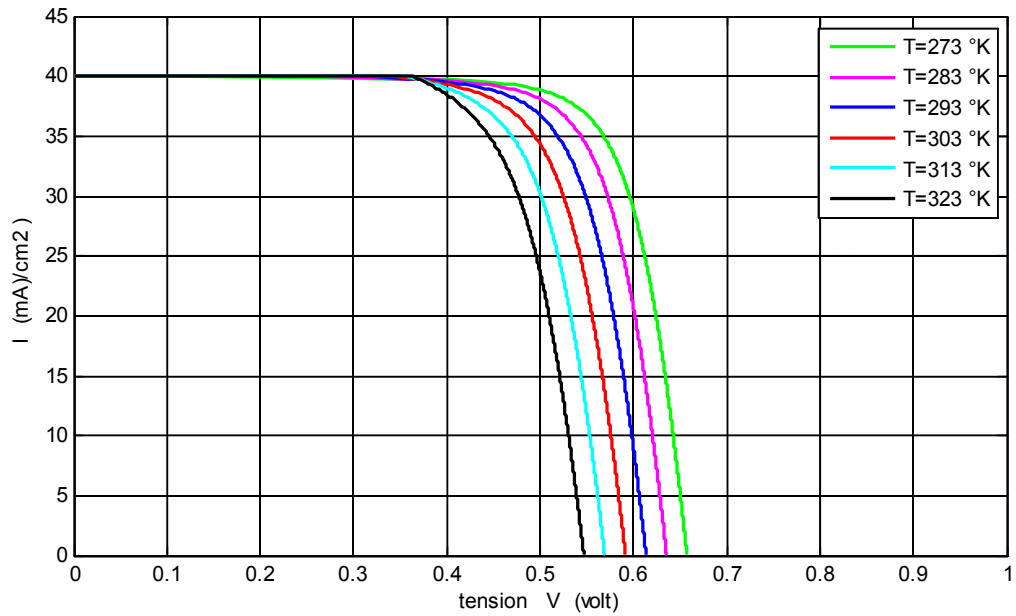


Figure 46 -Caractéristique courant-tension $I(V)$ de la cellule en fonction de la température T .

4.4.1.2 L'effet sur la caractéristique $P(V)$

D'après la **figure 47**, l'effet de l'augmentation de la température sur la caractéristique $P = f(V)$ fait diminuer légèrement la puissance maximale P_m et la tension du circuit ouvert V_{oc} de la cellule. La caractéristique $P = f(V)$ est représentée par la **figure (47)**

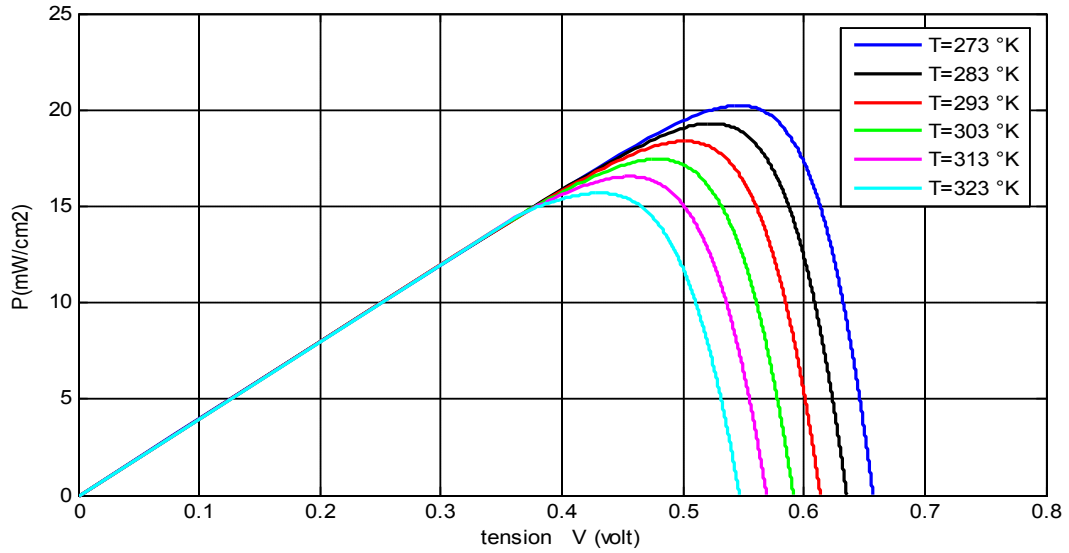


Figure 47 - Caractéristique puissance-tension $P(V)$ en fonction de la température T .

4.4.1.3 L'effet sur le courant de court-circuit (I_{cc})

Selon le **tableau (8)**, on peut constater que l'augmentation de la température mène à une augmentation du courant de court-circuit (I_{cc}). Nous avons également observé une augmentation linéaire de I_{cc} avec la température T .

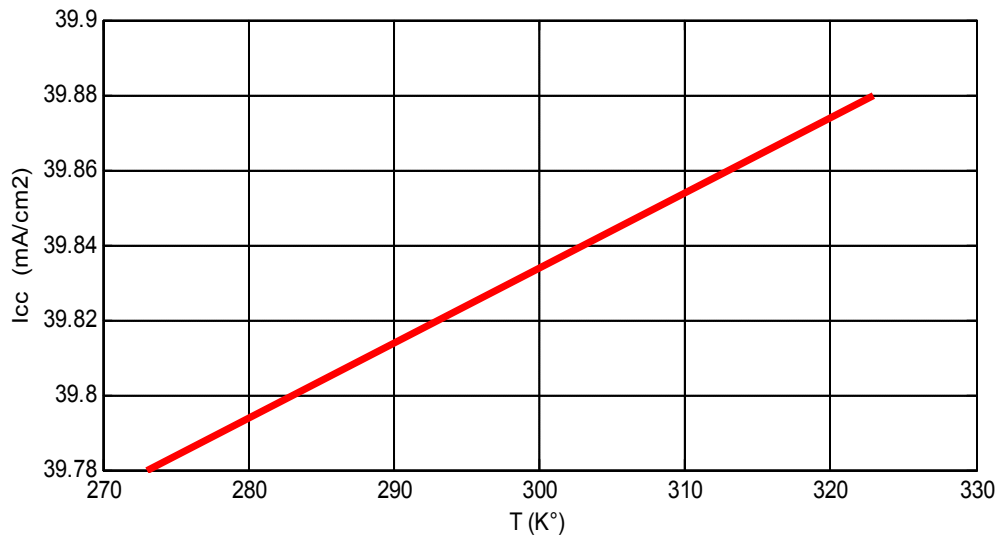


Figure 48 - L'évolution du courant de court-circuit (I_{cc}) en fonction de température T .

4.4.1.4 L'effet sur la tension de circuit-ouvert (V_{co})

Contrairement au courant de court-circuit, on peut constater (**tableau 8**) que l'augmentation de la température entraîne une diminution de la tension V_{co} . En outre, la tension de circuit ouvert V_{co} se dégrade linéairement avec la croissance de la température T .

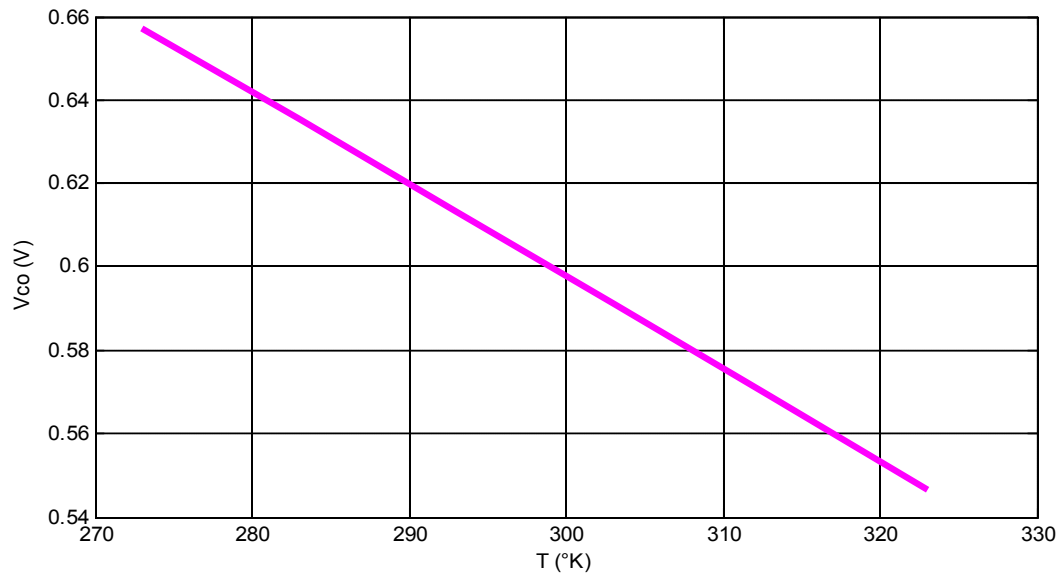


Figure 49 - L'évolution la tension de circuit-ouvert (V_{co}) en fonction de température T .

4.4.1.5 L'effet sur le facteur de forme FF

La variation de FF avec la température est illustrée dans la **figure 50**, le FF diminue avec l'augmentation de la température. Nous observons également une diminution linéaire de FF avec la température T comme dans le cas de V_{co} .

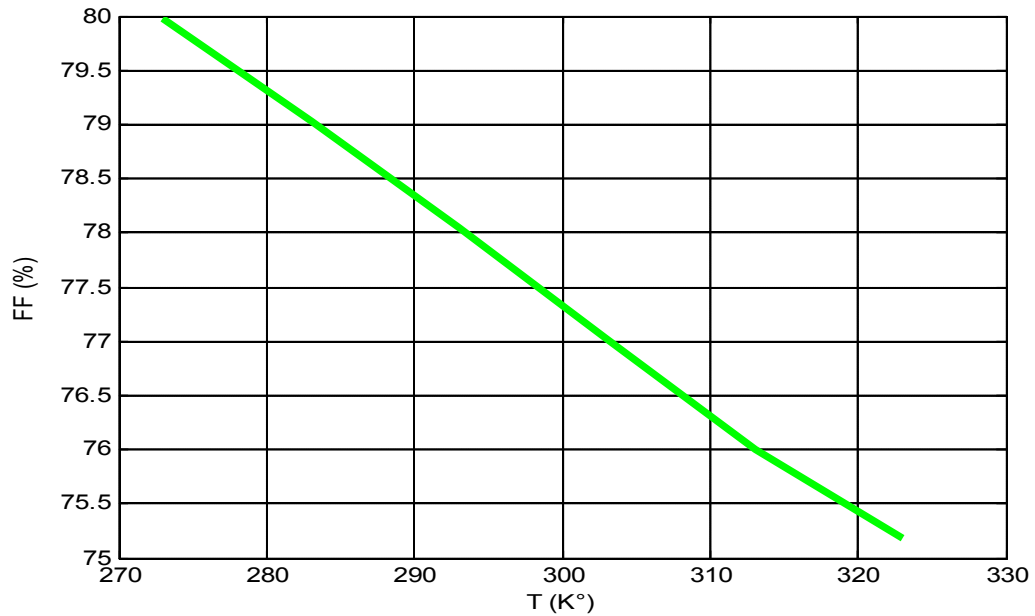


Figure 50 - Variation de FF en fonction de la température T.

4.4.1.6 L'effet sur le rendement de conversion d'énergie η

La figure (51) montre l'allure du rendement de la conversion η en fonction de la température, nous constatons que la valeur maximum de η est au-dessous de la température ambiante. La diminution du rendement de la conversion PV est presque linéaire avec la température T comme pour les autres paramètres.

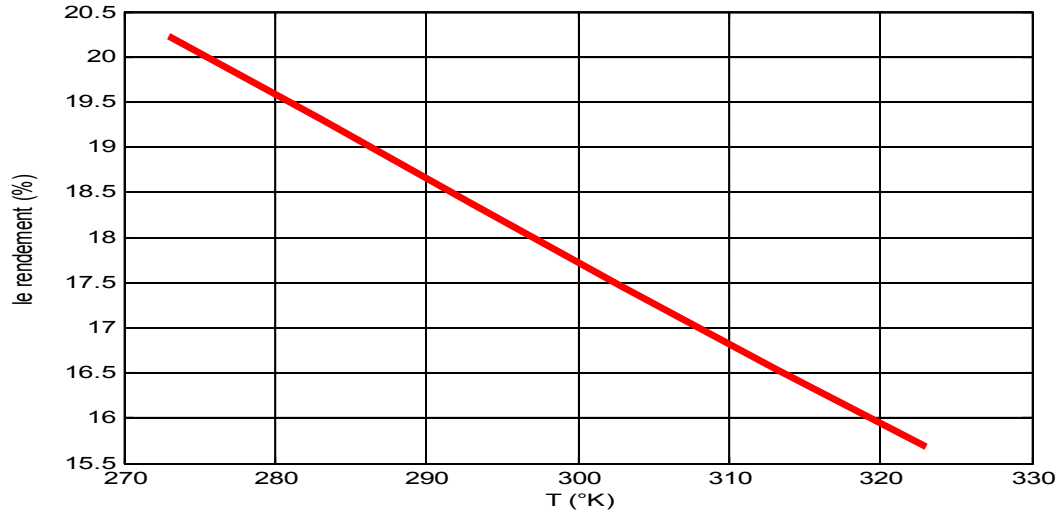


Figure 51 - La dépendance avec la température du rendement de la conversion η de la cellule étudiée.

4.4.2 L'influence de la variation de la résistance série R_s sur les paramètres de la cellule PV

Dans tout ce qui suit, on fixe la température de l'environnement de la cellule à la température ambiante ($T=298.15$ °K) et on fait varier dans ce cas la résistance série entre $0 \Omega.cm^2$ à $1 \Omega.cm^2$ avec un pas de $0,2 \Omega.cm^2$. Les résultats de cet effet sont consignés dans le tableau ci-dessous.

Tableau 9 - Les paramètres de la cellule solaire pour différentes R_s à $T=298.15$ °K

R_s ($\Omega \cdot \text{cm}^2$)	V_{max} (V)	I_{max} (mA/cm ²)	P_{max} (mW/cm ²)	V_{oc} (V)	I_{cc} (mA/cm ²)	FF (%)	η (%)
0,00	0,510	36,80	18,78	0,60207	40,000	77,97	18,78
0,20	0,504	36,70	18,51	0,60205	39,996	76,85	18,51
0,40	0,497	36,70	18,24	0,60203	39,992	75,74	18,24
0,60	0,490	36,60	17,99	0,60201	39,988	74,64	17,97
0,80	0,485	36,50	17,70	0,60199	39,984	73,54	17,70
1,00	0,479	36,40	17,44	0,60197	39,980	72,45	17,44

L'influence de celle-ci sur la caractéristique $I(V)$ est donnée par la Figure (IV.9), et la température ($T = 298,15$ K°).

Toutes les fonctions décrites dans la section sont représentées dans l'organigramme suivant

4.4.2.1 L'effet sur la caractéristique $I(V)$

Les performances d'une cellule sont d'autant plus dégradées que la résistance série (R_s) est grande, la **figure 52**, ci-dessous montré l'influence de la résistance série sur la caractéristique $I(V)$. Cette influence se traduit par une diminution de la pente de la courbe $I=f(V)$ dans la zone où le module fonctionne comme une source de tension.

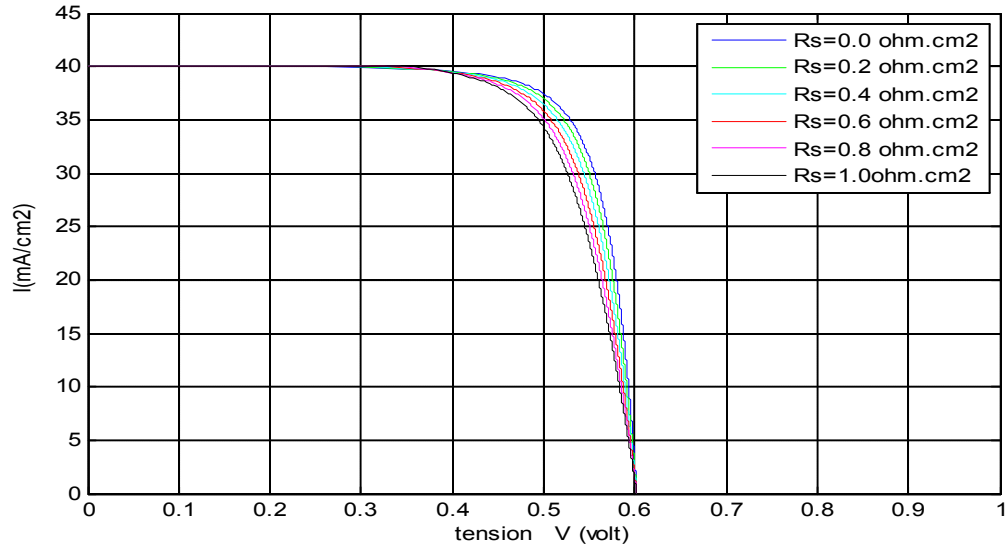


Figure 52 -La caractéristique I(V) pour les différentes valeurs de R_s .

4.4.2.2 L'effet sur la caractéristique P(V)

Pour la caractéristique puissance-tension **figures 53**. On remarque que la puissance augmente fortement jusqu'à la valeur de la puissance max pour enfin converger vers zéro pour une valeur de tension proche de la tension de circuit ouvert.

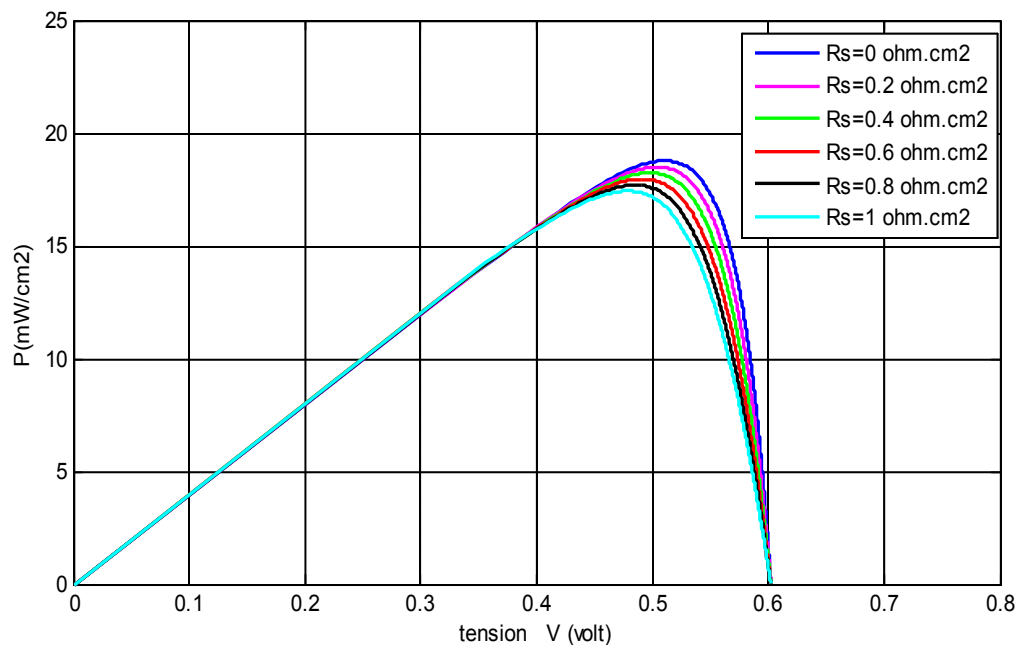


Figure 53 - La caractéristique $P(V)$ pour les différentes valeurs de R_s .

4.4.2.3 L'effet sur le courant de court-circuit (I_{CC})

Lorsque la valeur de la résistance série R_s est élevée, elle diminue la valeur de courant de court-circuit I_{CC} (voir la **figure 54**).

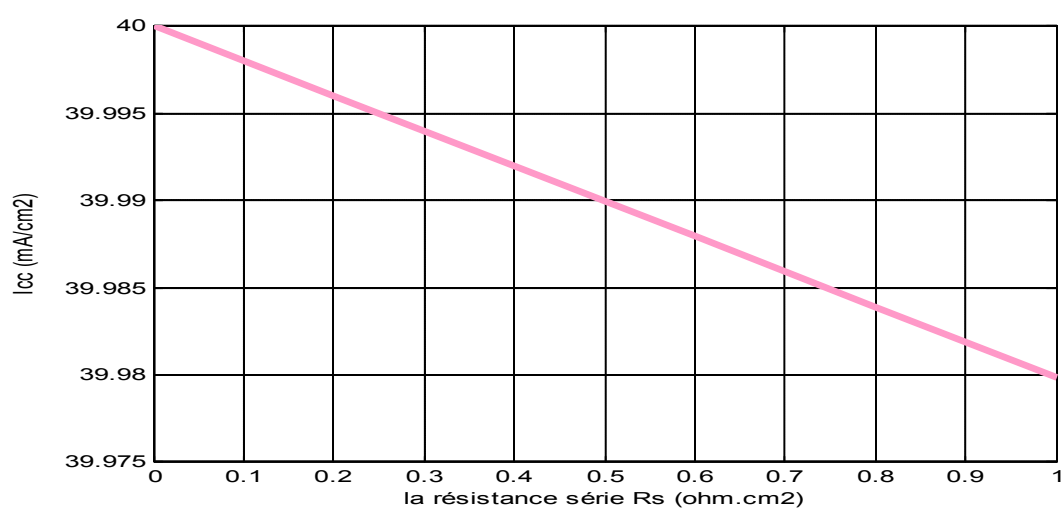


Figure 54 - L'évolution du courant de court-circuit (I_{CC}) en fonction de R_s .

4.4.2.4 L'effet sur la tension de circuit-ouvert (V_{co})

D'après la **figure 55** on remarque que la résistance série influe légèrement sur la tension en circuit ouvert V_{co} qui diminue à partir d'une certaine valeur de R_s .

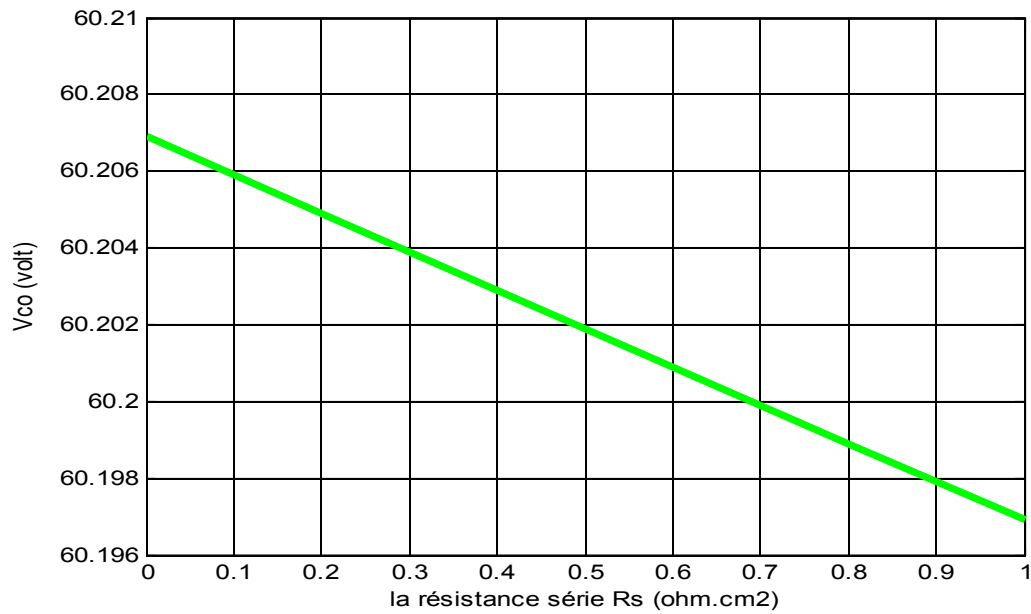


Figure 55- L'évolution la tension de circuit-ouvert (V_{co}) en fonction de R_s .

4.4.2.5 L'effet sur le facteur de forme FF

La **figure 56** montre que l'augmentation de la résistance R_s entraîne une diminution nette du facteur de forme FF.

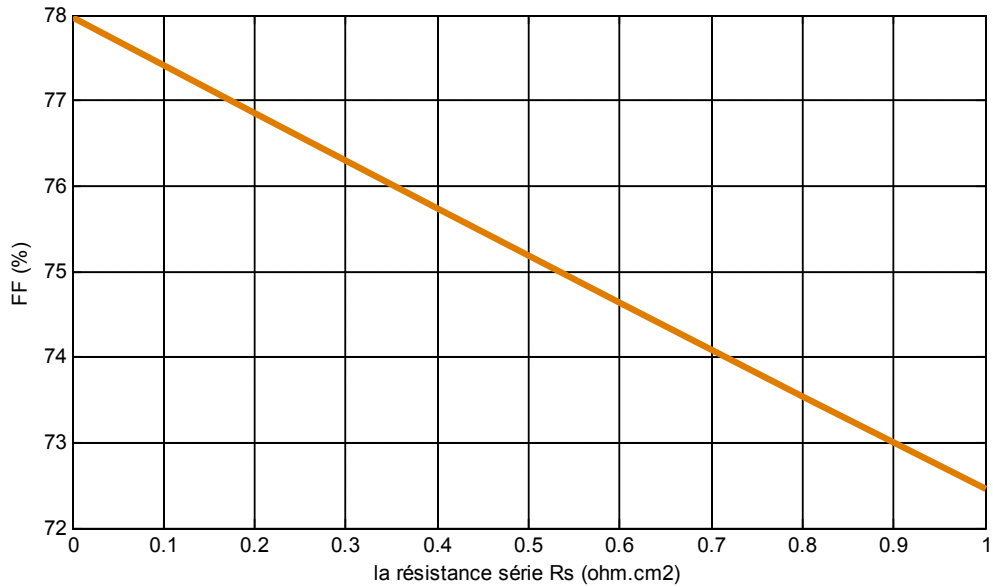


Figure 56 -La variation de Facteur de forme FF numérique en fonction de R_s .

4.4.2.6 L'effet sur le rendement de conversion d'énergie η

La **figure 57** montre que l'augmentation de la résistance R_s entraîne une diminution nette du rendement η de la cellule.

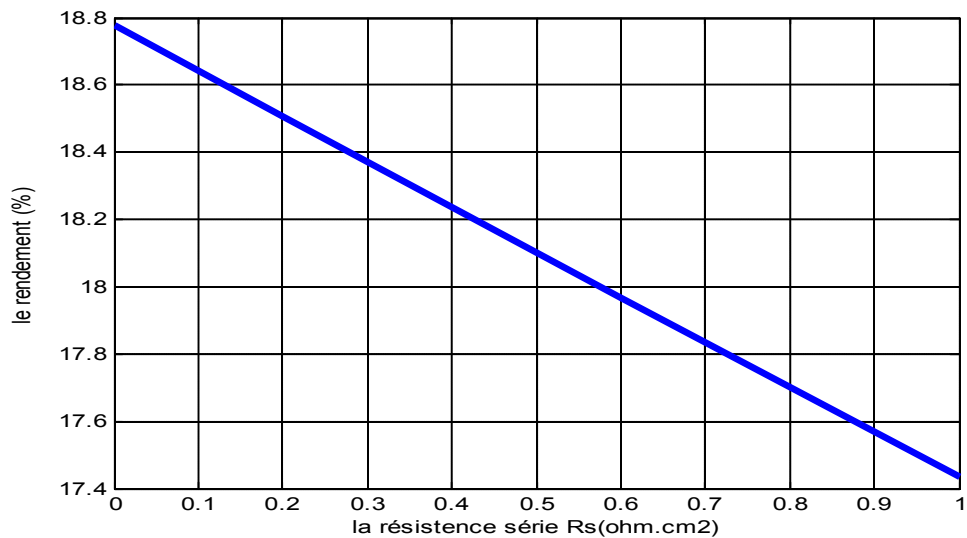


Figure 57 - La variation de rendement (η) numérique en fonction de R_s .

4.4.3 L'influence de la résistivité ρ sur les paramètres de la cellule

En faisant varier la résistivité ρ de la base de type P de la cellule solaire entre 0 Ω .cm à 1 Ω .cm. avec un pas de 1 Ω .cm. L'influence de celle-ci sur la caractéristique I(V) est donnée par la **figure 58**, et toujours à la température ambiante ($T = 298,15 \text{ K}^\circ$).

Les principaux paramètres sont montrés dans le **tableau (10)** :

Tableau 10 - Les paramètres de la cellule solaire pour différentes résistivités ρ .

ρ (Ω .cm)	V_{max} (V)	P_{max} (mW/cm ²)	P_{max} (mW/cm ²)	V_{co} (V)	I_{cc} (mA/cm ²)	FF (%)	η (%)
1,00	0,545	37,00	20,17	0,659	39,98699	76,54	20,17
2,00	0,532	36,81	19,60	0,646	39,98698	75,88	19,60
3,00	0,523	36,80	19,25	0,637	39,98697	75,53	19,25
4,00	0,517	36,71	18,99	0,631	39,98696	75,29	18,99
5,00	0,512	36,70	18,79	0,626	39,986961	75,12	18,79

4.4.3.1 L'effet sur la caractéristique I(V)

L'effet de la résistivité sur la caractéristique I(V) de la cellule solaire sous éclairage est illustré sur la **figure 58** ci-dessous. On remarque que la caractéristique se déforme très rapidement sous l'effet de ρ . Cette influence se traduit par une diminution de la pente de la caractéristique I(V) dans la zone où la cellule fonctionne comme une source de tension lorsque la résistivité ρ augmente.

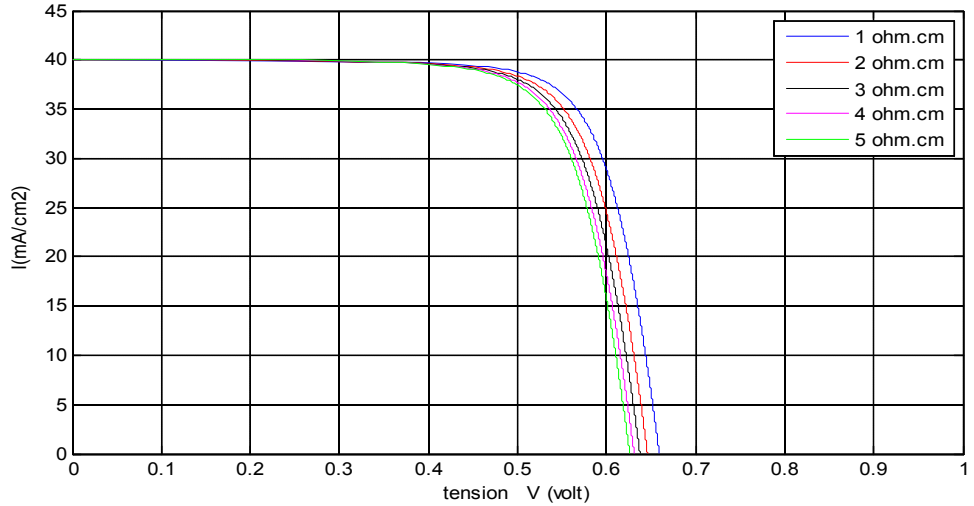


Figure 58 - La caractéristique I(V) pour les différentes valeurs de ρ .

4.4.3.2 L'effet sur la caractéristique P(V)

La **figure 59** ci-dessous illustre l'effet de la résistivité sur la caractéristique P(V) de la cellule solaire sous éclaircissement. On remarque que la caractéristique se déforme très rapidement, cette influence se traduit par une diminution de la puissance maximale P_m de la cellule dans la zone correspondant à un fonctionnement comme une source de courant. La caractéristique $P = f(V)$ est donnée par la Figure (59) :

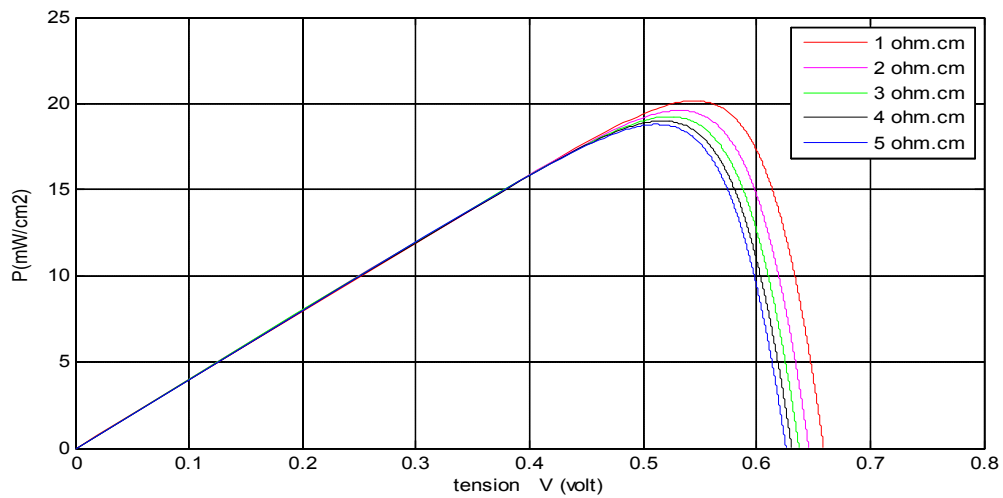


Figure 59 - La caractéristique P(V) pour les différentes valeurs de ρ

4.4.3.3 L'effet sur le courant de court-circuit (I_{cc})

La figure ci-dessus montre l'influence de la résistivité ρ sur le courant de court-circuit (I_{cc}) en fonction de ρ . le courant de court-circuit (I_{cc}) diminue lorsque la valeur de la résistivité ρ est élevée.

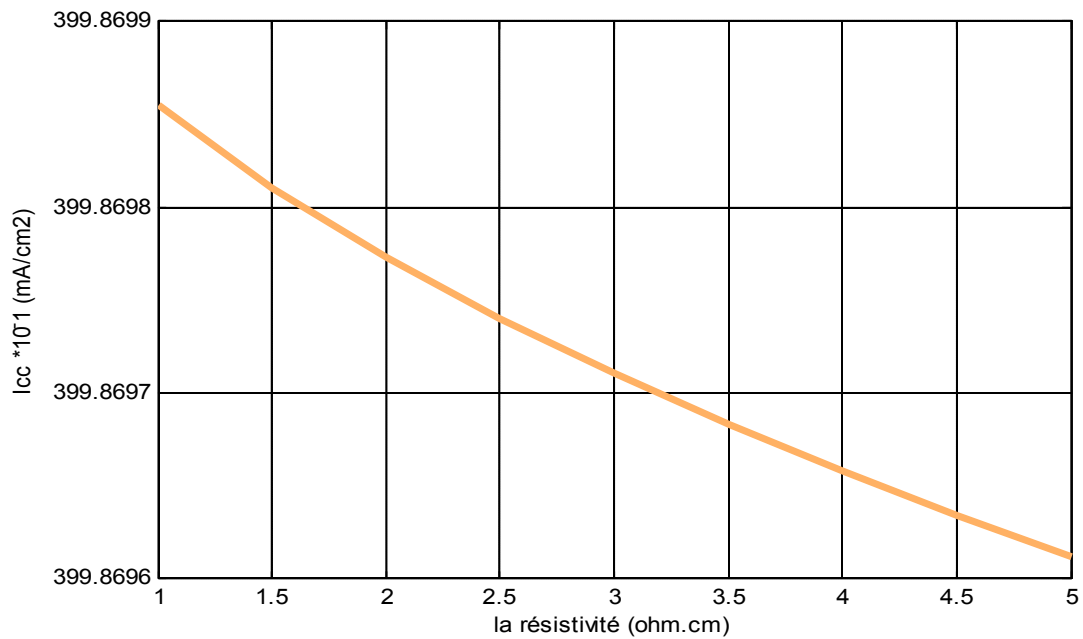


Figure 60 - L'évolution du courant de court-circuit (I_{cc}) en fonction de ρ .

4.4.3.4 L'effet sur la tension de circuit-ouvert (V_{co})

La **figure 61** ci-dessus montre l'influence la résistivité ρ sur la tension de circuit-ouvert (V_{co}) et de là on peut constater qu'avec l'augmentation de la résistivité ρ , la tension de circuit-ouvert (V_{co}) indique une légère variation d'environ 5 % lorsque la résistivité varie de 1 à 5 ohm.cm.

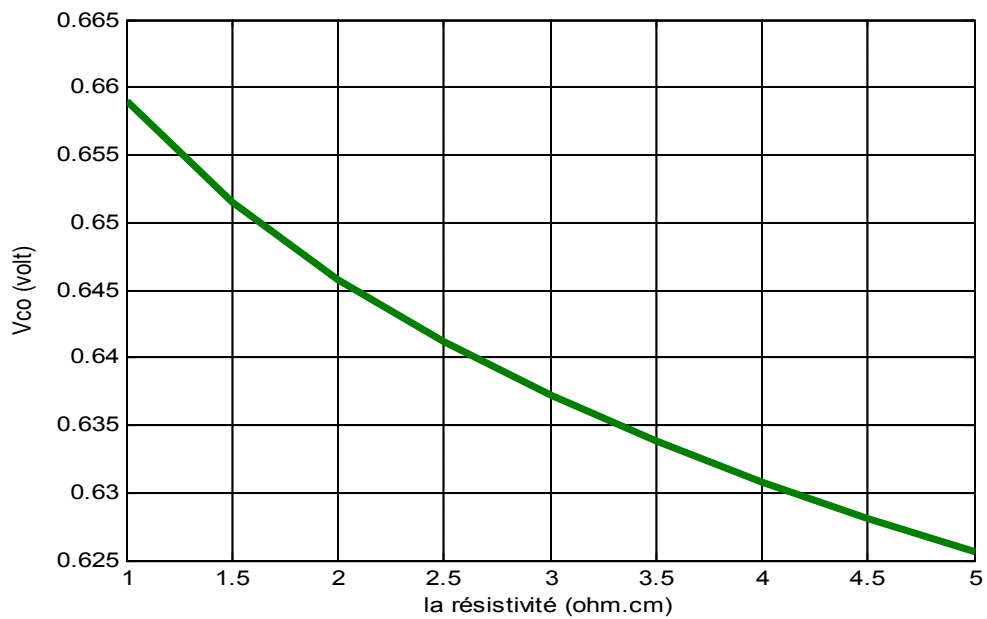


Figure 61 - La variation de la tension circuit-ouvert (V_{co}) en fonction de ρ .

4.4.3.5 L'effet sur le facteur de forme FF

La **figure 62** montre que l'augmentation de la résistivité entraîne une diminution du facteur de forme FF de 1,45 % quand la résistivité varie entre les deux valeurs extrêmes.

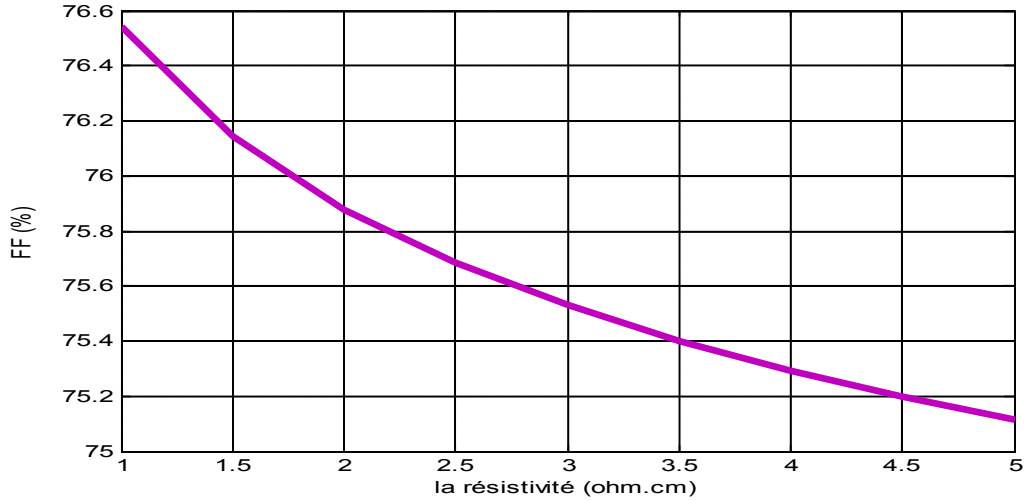


Figure 62 - L'évolution le facteur de forme FF en fonction de ρ .

4.4.3.6 L'effet sur le rendement de conversion d'énergie η

Enfin, on montre que dans la **figure 63**, le rendement de conversion d'énergie η enregistre une nette baisse d'une valeur absolue d'à peu près 1.4 % lorsque la résistivité ρ passe de 1 à 5 ohm.cm.



Figure 63 - La variation de rendement η numérique en fonction de ρ .

4.4.4 L'influence du facteur d'idéalité n_2 sur les paramètres de la cellule

En faisant varier le facteur d'idéalité entre 1,6 à 2,6 avec un pas égal à 0,2. L'influence de celle-ci sur la caractéristique I(V) est donnée par la **Figure 64**, avec la température ($T = 298,15 \text{ K}^\circ$).

Les caractéristiques principales sont montrées dans le tableau suivant:

Tableau 11 - Les paramètres de la cellule solaire pour différentes le facteur d'idéalité n_2 .

n_2	V_{max} (V)	I_{max} (mA/cm ²)	P_{max} (mW/cm ²)	V_{co} (V)	I_{cc} (mA/cm ²)	FF (%)	η (%)
1,60	0,407	36,00	14,64	0,525	39,98691	69,69	14,64
1,80	0,456	36,10	16,47	0,578	39,98692	71,21	16,47
2,00	0,489	36,60	17,90	0,602	39,98693	74,37	17,90
2,20	0,503	37,10	18,66	0,609	39,98694	76,66	18,66
2,40	0,508	37,40	18,99	0,611	39,98695	77,74	18,99
2,60	0,509	37,60	19,14	0,612	39,986953	78,22	19,13

4.4.4.1 L'effet sur la caractéristique I(V)

Le facteur d'idéalité n_2 agit sur la pente de la caractéristique dans la zone et lorsqu'il est élevé, il augmente de la pente de la courbe $I=f(V)$ dans la zone où le module fonctionne comme une source de tension avec la température ($T=298.15 \text{ }^\circ\text{K}$).

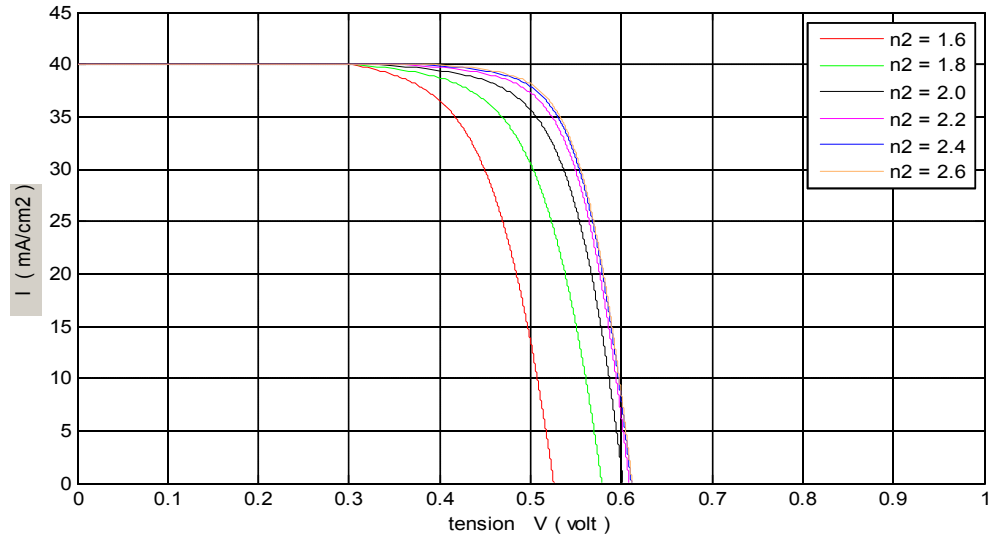


Figure 64 -La caractéristique I(V) pour les différentes valeurs de n_2 .

4.4.4.2 L'effet sur la caractéristique P(V)

On remarque que l'augmentation du facteur d'idéalité n_2 influe sur la zone du point de puissance maximale (PPM) et cela se traduit par une baisse de puissance au niveau de ce point lorsque n_2 diminue (**figure 65**). En outre, comme le montre la **figure 65**, le point de puissance maximale P_m augmente donc lorsque la valeur du facteur d'idéalité n_2 croît.

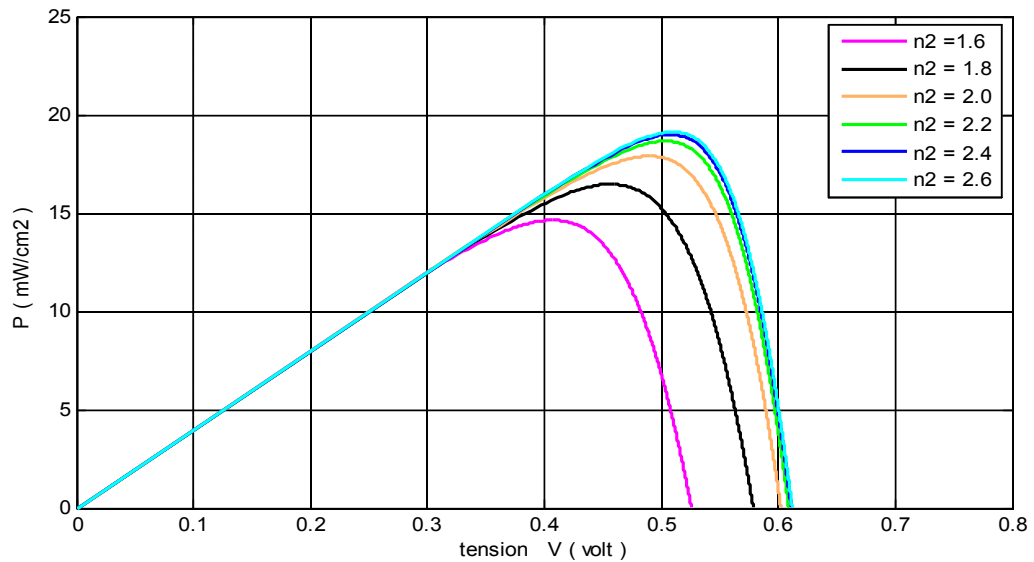


Figure 65 - La caractéristique P(V) pour les différentes valeurs de n_2

4.4.4.3 L'effet sur le courant de court-circuit (I_{cc})

La figure ci-dessous montre l'influence du facteur d'idéalité n_2 sur le courant de court-circuit (I_{cc}) en fonction de n_2 où ce courant augmente lorsque la valeur de n_2 s'accroît.

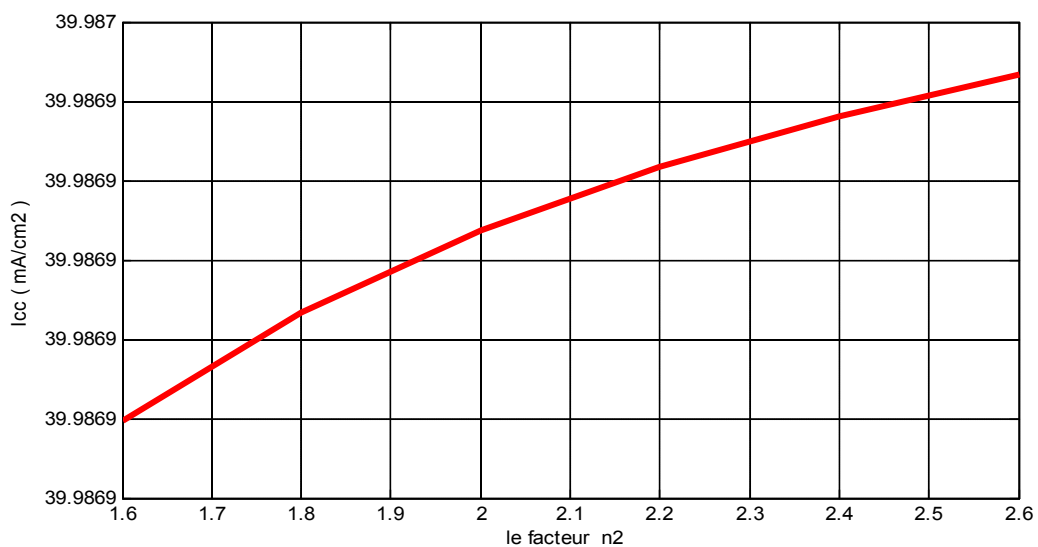


Figure 66 - La variation du courant de court-circuit (I_{cc}) en fonction de n_2 .

4.4.4.4 La tension de circuit-ouvert (V_{co})

La **figure 67** ci-dessous illustre l'effet du facteur d'idéalité n_2 sur la tension de circuit-ouvert (V_{co}). On constate alors que l'augmentation du facteur d'idéalité n_2 provoque une amélioration de la tension de circuit-ouvert (V_{co}).

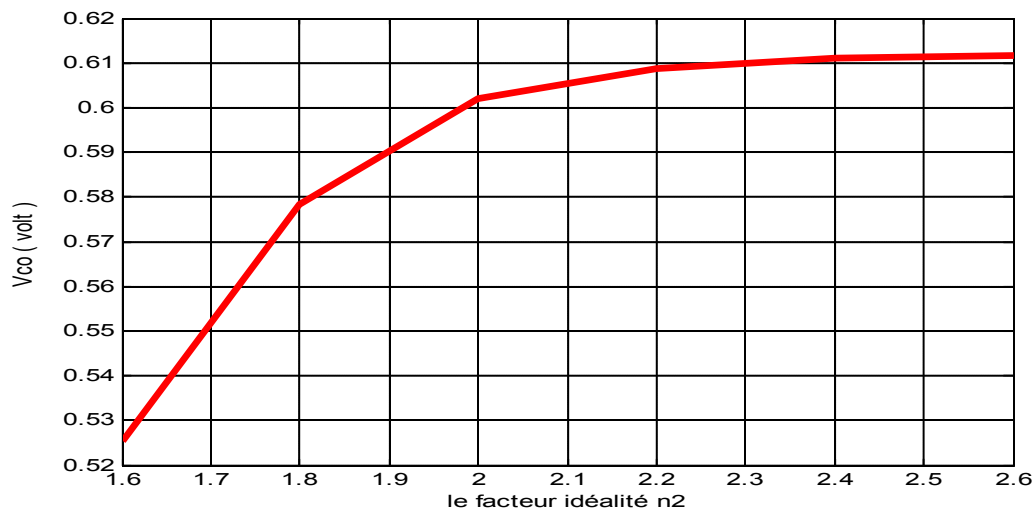


Figure 67 - la variation de la tension circuit-ouvert (V_{co}) en fonction de n_2 .

4.4.4.5 Le facteur de forme FF

On remarque que dans la **figure 68**, qu'à la température ambiante ($T=298.15$ °K), le facteur de forme FF progresse fortement avec lorsque le facteur d'idéalité n_2 évolue en gagnant plus de 2.5 %

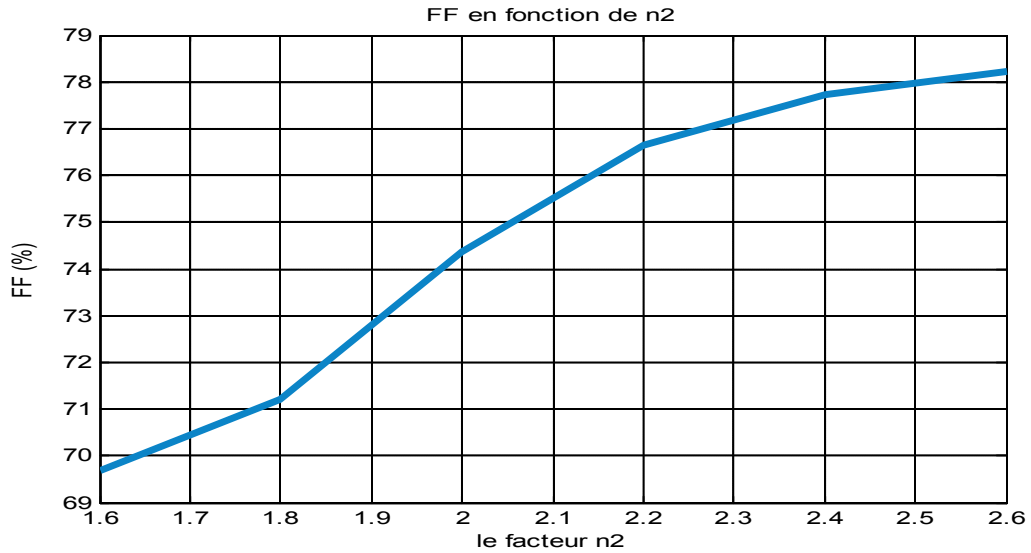


Figure 68 - L'évolution le facteur de forme FF en fonction de n_2 .

4.4.4.6 Le rendement de conversion d'énergie η

La **figure 69** affiche une augmentation du rendement à la température de $T=298.15$ °K quand le facteur d'idéalité n_2 de la diode (D_2) croît de sa plus petite valeur à sa valeur limite température. La progression absolue du rendement est d'environ 4,5 %.

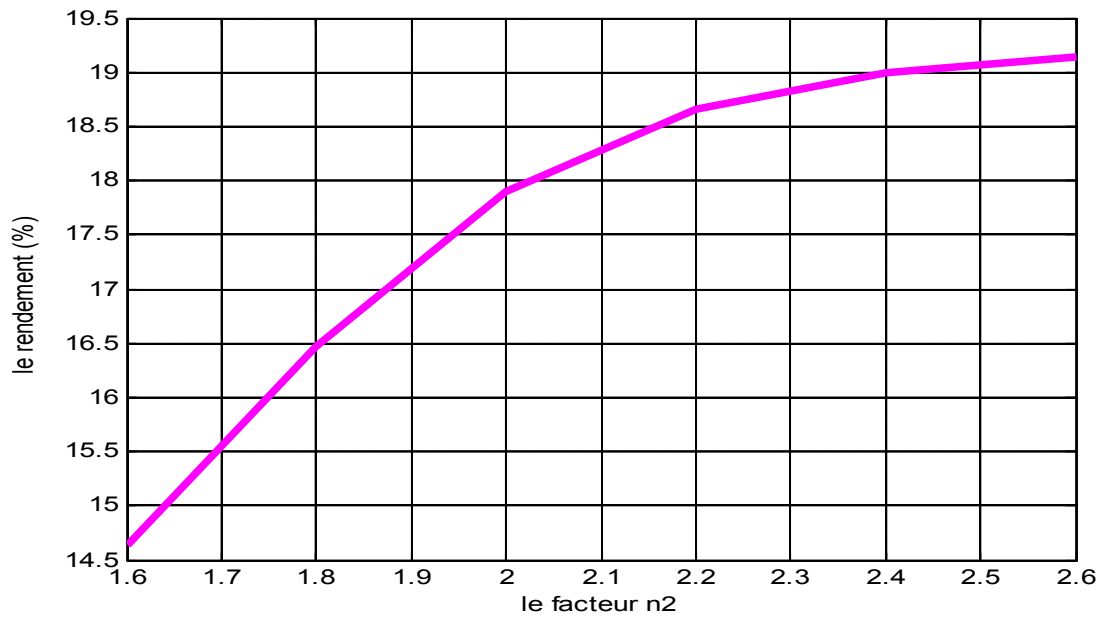


Figure 69 - représentation le rendement de la cellule en fonction de n_2 .

Conclusion Générale

La protection de l'environnement est devenue, ces dernières années, une préoccupation majeure. De nombreuses voies de recherches se sont donc orientées vers l'utilisation des énergies renouvelables, dont l'énergie solaire. L'énergie solaire photovoltaïque est une énergie renouvelable car elle utilise une source d'énergie d'origine naturelle qui est le Soleil.

L'objectif de ce travail est l'étude de la résolution numérique de la caractéristique $I(V)$ et $P(V)$ pour l'éclairement d'AM1.5 et à la température ambiante ou variable. La caractéristique courant-tension $I(V)$ nous renseigne sur le comportement électrique de la cellule solaire et de ses paramètres. La cellule se comporte comme un générateur dont la tension V à ses bornes et le courant I et la puissance P qu'il débite représentent les caractéristiques $I(V)$ et $P(V)$. Cette caractéristique est influencée de plusieurs grandeurs tels que : les résistances série R_s et parallèle R_p (shunt), le courant I_{ph} de photo-courant, les facteurs d'idéalité n_1 et n_2 , les courants de saturation I_{s1} et I_{s2} , respectivement des diodes D_1 et D_2 , représentant dans l'ordre les courants de recombinaison dans les zones neutres (N et P) et dans la zone de charge d'espace (ZCE) de la jonction P-N constituant de base de la cellule. Tous ces paramètres dépendent implicitement des propriétés intrinsèques et extrinsèques des matériaux qui la composent comme les concentrations des dopants N_A et N_D (et de leurs résistivités) des semi-conducteurs, des concentrations intrinsèques n_i , des mobilités des porteurs du Silicium, ...et dont les expressions théoriques ont été introduites dans les programmes de calculs. Toutes ces propriétés évoluent en fonction de la Température T . Ces paramètres sont très importants dans le comportement des cellules solaires; car les performances électriques d'une cellule solaire sont très sensibles à celles-ci.

On a rappelé, en premier lieu dans le chapitre 1 les généralités sur la source fondamentale de l'énergie photovoltaïque; le soleil, son pouvoir énergétique et les propriétés

de son rayonnement puis, on a décrit en chapitre 2 la cellule photovoltaïque, ses caractéristiques $I(V)$ et $P(V)$, ses circuits électriques équivalent idéal et réel et ses principales grandeurs caractéristiques que sont le courant de court-circuit I_{cc} , la tension de circuit ouvert V_{co} , son facteur de forme FF et son rendement énergétique η ainsi que l'étude de l'influence de différents paramètres.

Après avoir traité les effets de la température T , de la résistance série, de la résistivité et du facteur d'idéalité n_2 sur les paramètres caractéristiques des cellules solaires, nous avons commencé par illustration de l'effet de ces paramètres sur les caractéristiques $I(V)$ et $P(V)$, ensuite, nous avons extrait sous le même éclairement AM1.5, les différents paramètres caractéristiques aux différentes températures entre 0 et 50 °C et leurs autres conséquences sur les autres paramètres.

Notre étude nous a conduit à obtenir de résultats encourageants où, nous avons constaté que la dépendance du I_{cc} et V_{co} avec la température est quasi linéaire, la variation relative de V_{co} est de 4.2 %, cependant le facteur de forme FF diminue avec l'augmentation de la température, pour le rendement de conversion photovoltaïque de la pile solaire η il diminue linéairement avec la température.

Ensuite, nous avons présenté dans notre étude l'influence de la résistance série R_s sur les différents paramètres de la cellule. À travers cette étude, nous avons constaté que la résistance R_s entraîne une légère diminution du courant de court-circuit I_{cc} et la tension de circuit ouvert V_{co} lorsque R_s varie de 0 à 1 $\Omega.cm^2$. Ceci entraîne une diminution de la puissance maximale P_m , du facteur de forme FF et du rendement η . Donc la résistance R_s doit donc être la plus minimale possible pour un bon rendement sur la cellule photovoltaïque.

Nous avons procédé dans ce qui a suivi à une étude de l'influence de la résistivité ρ sur les paramètres de la cellule. Nous avons ainsi constaté que le point de fonctionnement maximum de la caractéristique $I(V)$ baisse lorsque la résistivité augmente et par conséquent la puissance maximal P_m avec. D'autre part, nous avons remarqué une saturation du courant de court-circuit I_{cc} est observée et une diminution de la tension de circuit-ouvert V_{co} . Le facteur de forme FF et le rendement η diminue également avec la résistivité ρ du matériau.

Au vu de cette étude, la résistivité doit être la plus petite possible pour un rendement appréciable de la cellule photovoltaïque.

Enfin, nous avons traité les effets du facteur d'idéalité n_2 de la diode D_2 . Selon cette étude, nous avons constaté que le point maximum du fonctionnement de la courbe $I(V)$ se dégrade fortement lorsque ce facteur d'idéalité passe de 1.60 à 2.60. Cette diminution pourrait évaluer à partir de l'autre caractéristique $P(V)$. Quant au e courant de court-circuit, il se sature tandis que la tension de circuit-ouvert, le facteur de forme et le rendement s'améliore et la variation relative de ce dernier est estimé à 4.5 % quand n_2 subit sa plus grande variation. Donc il est nécessaire d'accroître n_2 pour un bon rendement de la cellule.

En conclusion, la caractérisation du modèle électrique de la photopile nous paraît intéressante à plus d'un titre. En perspective, ce travail pourrait être repris pour être plus affiné et étendu à l'étude d'autres paramètres dans le cas d'une cellule à base de type N et ses propriétés ainsi que ceux attraités à l'émetteur. Le programme établi ici peut constituer un premier jalon pour un éventuel code de calculs pour les cellules photovoltaïques.

Bibliographie

- [1] Touil N., Ghenbazi S. : Modélisation et Simulation d'un Système Photovoltaïque, Mémoire de Master, Université Echahid Hama Lakhder d'El-Oued (Algérie), Septembre 2015, pp 3-6.
- [2] Khoudrane, I. : Etude d'un système de poursuite solaire pour les panneaux photovoltaïques, Mémoire de Master, Université Kasdi Merbah de Ouargla (Algérie), 09/06/2014, pp 15.
- [3] G. Tamizhmani et al, « Photovoltaic Module Power Rating per IEC 61853-1 Standard » Report of Arizona State University, Photovoltaic Reliability Laboratory (PRL), March 2011.
- [4] Bensalem, S. : Effets de la température sur les paramètres caractéristiques des cellules solaires, Mémoire de Magister, Université Ferhat Abbas – Setif (Algérie), 06/01/2011, pp 18.
- [5] Zerguine B : Modelisation d'un Systeme de Production Electrique par la Cellule Photovoltaïque, Mémoire de Magister, Université Badji Mokhtar Annaba Algérie, 2010, pp 31, 35, 36, 41.
- [6] Oghi, Z. : Mesure automatisée du spectre d'absorption optique des cellules solaires, Mémoire de Master, Université Med Khider Biskra Algérie, 2014, pp 5-8, 11.
- [7] Aoun, N. : Etude et Modélisation des Différents modèles de la Cellule Photovoltaïque Etablis Sur Base de Valeurs Nominale, Université Mentouri Constantine Algérie, 2010, pp 9.
- [8] Trari, D. : Propriétés électroniques du YVO_3 , $CaVO_3$ et leur Composé $Y_{1-x}Ca_xVO_3$, Université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen Algérie, 08/12/2010, pp 16.17.
- [9] Mathieu, H, Fanet. H. : Physiques des semi-conducteurs et des composants électroniques, 6^{ème} édition Dunod, Paris, 2009.

- [10] Lasladj, M. : Simulation numérique des cellules solaires de troisième génération pour des applications spatiales, Université Ferhat Abbas de Setif-1 Algérie, 21/12/2014, pp 25-29.
- [11] Sze, S, M. : Physics of semiconductor Devices, Edit. Wiley, New York, 1969.
- [12] Sayad, Y. : Interaction Laser semi-conducteur, Contribution à l'étude de la technique LBIC-application au silicium photovoltaïque, Thèse de doctorat, Université Mentouri de Constantine Algérie, 2009.
- [13] Sari-Ali, I. Benyoucef, B. B., Chikh-Bled : Etude de la Jonction PN d'un Semi-Conducteur A L'équilibre Thermodynamique, Université Abou-Bakr Belkaïd, Faculté des Sciences, Unité de Recherche de Matériaux et Energies Renouvelables (URMER), B.P 119, 13000 Tlemcen.
- [14] Mathieu, H. : Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques, Edition Masson, Paris 1990.
- [15] Krour, S. : Optimisation Des Paramètres d'une Cellule Photovoltaïque Par les Algorithmes génétiques, Mémoire de Magister, Université Ferhat Abbas Setif-I (Algérie), 21-12-2014, pp 6
- [16] Berrezzoug, H : Principe de fonctionnement et mesure des caractéristiques d'une cellule photovoltaïque, Mémoire de Master, Université Dr Moulay Tahar de Saida (Algérie), 09/06/2016, pp 43,44.
- [17] Fatima , A : Croissance des couches minces de silicium par épitaxie en phase liquide à basse température pour application photovoltaïques, Institut National Des Sciences Appliquées de Lyon, 2007.
- [18] Hananou , F., Rouabah , A. : Modélisation et simulation d'un système photovoltaïque, Mémoire de Master, Université Kasdi Merbah Ouargla (Algérie), 09/06/2014, pp 13-15.
- [19] A, R, Jha, : Solar cell Technology and applications, Taylor et français Group, pp 26, 2010, ISBN 978-1-4200-8177-0.
- [20] Medjdoub, S. : Etude structurelle des cellules solaires deuxième et troisième génération, Mémoire de Master, Université Abou Bekr Belkaid Tlemcen (Algérie), 22/07/2016, pp 19-21.

- [21] Hadjèr, H. : Caractérisation automatisée d'une cellule solaire, Mémoire de Master, Université Med Khider Biskra (Algérie), 2014, pp 27-30.
- [22] M. C. Di Piazza and G. Vitale, Photovoltaic Sources, Green Energy and Technology, DOI: 10.1007/978-1-4471-4378-9_3, _ Springer-Verlag London 2013.
- [23] Melle KESSAISSIA, F. : caractéristique de modules photovoltaïque de différentes technologies, Mémoire de Magister, Université Hassiba Benbouali de Chlef (Algérie), 16/15/2013, pp 26,27.
- [24] Bonnaud, O. :Physique des Composants et Dispositifs, juin 2003.
- [25] Chebana, A. : Control d'un système photovoltaïque connecte au réseau, Mémoire de Master, Université Mohamed Khider Biskra (Algérie), 03/06/2014, pp 03.