

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOULOU MAMMERI DE TIZI-OUZOU**



**FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE ET DE L'INFORMATIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE**

MEMOIRE DE MASTER

Spécialité : Electronique

Option : Microélectronique

**Présenté par :
BESSEGHIR Nadjib
BENNOUR Imene**

Sujet :

**Optimisation par simulation d'une cellule solaire à
Hétérojonction**

Soutenue le : 18 /09/ 2018

Devant le jury composé de:

M^{me}. Farida NEMMAR
M^{me}. Ouiza BOUGHIAS
M^{me}. Kahina LAGHA

M.C.B
M.A.A
M.C.A

UMMTO
UMMTO
UMMTO

Présidente
Rapporteur
Examineur

Remerciement

Avant tout nous tenons nos remerciement à notre Dieu de nous avoir donné la force et le courage.

Nous tenons à exprimer nos vifs remerciement à notre promotrice Mme BOUGHIES Ouiza de nous avoir encadré durant notre projet de fin d'études et nous avoir conseillé tout au long de notre travail.

Nous remercions chaleureusement Mlle OUSSIDHOUM Samira pour l'initiation au logiciel AFORS-HET, pour ses explications et sa gentillesse de nous avoir aidés à accomplir ce travail.

Nous tenons également à remercier mesdames les membres de jury, pour l'honneur de juger notre travail.

Nous tenons à remercier Monsieur M.S. BELKAID, Professeur à l'université Mouloud MAMMERRI, de nous avoir aidé à accomplir ce travail, et pour ses précieux conseils.

Enfin, nous aimerions adresser nos plus fervents remerciements à nos parents, car nul autres qu'eux se sont plus sacrifiés pour l'accomplissement de notre projet.

Dédicaces

A mes chers parents,

A mes frères et sœurs,

A mon fiancé ,

A tous ceux et celles qui me sont chère(s).

Imene

Dédicaces

À mes chers parents,

À mes frères et sœurs,

À ma fiancée,

À tous ceux et celles qui me sont chère(s).

Nadjib

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE.....	01
----------------------------	----

CHAPITRE I : ETATS DE L'ART DES TCO

I.1	Introduction.....	03
I.2	Définition d'un TCO.....	04
I.3	Propriétés électriques des TCO.....	04
	I.3.1. Conductivité.....	04
	I.3.2. Mobilité.....	05
	I.3.3. Dopage des TCO.....	05
I.4	Propriétés optiques des TCO.....	06
I.5	Utilisation des TCO comme couches antireflets.....	09
I.6	L'Oxyde d'étain SnO ₂	10
	I.6.1. Propriétés cristallographiques.....	10
	I.6.2 Propriétés optiques.....	11
	I.6.3. Propriétés électriques.....	12
I.7	L'Oxyde de Zinc ZnO.....	12
	I.7.1. Propriétés cristallographiques.....	13
	I.7.2. Propriétés électriques.....	14
	I.7.3. Propriétés optiques.....	15
I.8	Technique de dépôt des oxydes transparents conducteurs.....	15
	I.8.1.La technique de déposition chimique en phase vapeur APCVD.....	15
	I.8.2.Description et processus expérimental.....	16

CHAPITRE I : RAYONNEMENT SOLAIRE

II.1.	Introduction.....	18
II.2	Rayonnement solaire.....	18
	II.2.1. Définition.....	18
	II.2.2. L'énergie solaire reçue sur terre.....	20
	II.2.3. Les coordonnées terrestres.....	21
II.3.	La propagation du rayonnement solaire dans l'atmosphère.....	22
	II.3.1. rayonnement Réfléchi par la surface terrestre.....	22
	II.3.2. rayonnement Diffusé.....	22
	II.3.3. rayonnement Absorbé par les composants gazeux de l'atmosphère.....	23
II.4.	Les différents types de rayonnement.....	24
	II.4.1 .Rayonnement global.....	24

II.4.2. Rayonnement solaire réfléchi (Albédo du sol)	24
II.5. Le corps noir	25
II.6. L'angle solide	25
II.7. Rayonnement solaire et son utilisation	26
II.8. Le phénomène d'extinction de Rayonnement.....	27
II. Absorption et émission du rayonnement	28
II.10. Diffusion du rayonnement	30
II.11. Conclusion	30

CHAPITRE III : Cellules solaires de type Métal-Semiconducteur

III.1 Introduction	31
III.2. Le contact Métal-Semiconducteur	31
III.2.1. Cas où $q\Phi_m > q\Phi_s$ et le semiconducteur est de type n	31
III.2.2. Cas où $q\Phi_m < q\Phi_s$ et le semiconducteur est de type n	33
III.2.3. Cas où $q\Phi_m = q\Phi_s$	33
III.2.4. Cas où $q\Phi_m > q\Phi_s$ et le semiconducteur est de type p.....	34
III.2.5. Cas où $q\Phi_m < q\Phi_s$ et le semiconducteur est de type p.....	35
III.2.6. Conclusion.....	37
III.3. La diode SCHOTTKY.....	37
III.3.1. la diode SCHOTTKY non polarisée.....	38
III.3.2. la diode SCHOTTKY polarisée en direct.....	40
III.3.3. la diode SCHOTTKY polarisée en inverse.....	42
III.3.4. Comparaison diode SCHOTTKY et diode PN.....	44
III.4.1. Le principe de fonctionnement d'une cellule solaire.....	46
III.4.2. Les paramètres photovoltaïques des cellules solaires du type métal semiconducteur...	48
III.4.2.1. Le courant de court circuit	49
III.4.2.2. La tension du circuit ouvert.....	49
III.4.2.3. Le facteur de forme.....	50
III.4.2.4. Le rendement photovoltaïque	50
III.4.3. Schéma électrique équivalent d'une cellule solaire	50
III.4.4. Les cellules photovoltaïques du type SnO ₂ -Si	53
III.4.4.1. Les caractéristiques photovoltaïques des cellules SnO ₂ -Si	54
III.4.4.2. Les cellules photovoltaïques du type ZnO-Si	55

CHAPITRE IV : Simulation, résultats et i interprétations

IV.1. Introduction.....	57
IV.2. Présentation de logiciel de simulation AFORS-HET.....	57
IV.2.1. Etapes de simulation.....	58
IV.3. Structure des cellules solaires a simulé.....	59
IV.3.1. Les paramètres de simulation.....	60
IV.3.2. caractéristique courant/tension des cellules solaires simulées.....	63
IV.3.3. influence du dopage du substrat de silicium sur les cellules solaire SnO ₂ -Si et ZnO-Si	64
IV.3.4. Influence de l'épaisseur du silicium sur les cellules SnO ₂ -Si(p) et ZnO-Si(p).....	68

IV.3.5. Influence de l'épaisseur des TCO (SnO_2 et ZnO) sur les cellules SnO_2 -Si(p) et ZnO -Si(p).....	70
IV.3.6. conclusion.....	72
CONCLUSION GENERALE.....	73
BIBLIOGRAPHIE.....	74

Table des figures :

Figure I.1	Evolution du nombre de publications traitant de zinc, Indium et SnO ₂ depuis 1970 à 2008.	3
Figure I.2	Spectre de transmission, réflexion et d'absorption d'un échantillon de SnO ₂ de 1 µm d'épaisseur.	6
Figure I.3	La fenêtre optique des oxydes transparents conducteurs (TCO).	7
Figure I.4	Maille élémentaire du SnO ₂ (structure rutile).	11
Figure I.5	Structure Würtzite du ZnO.	14
Figure I.6	Schéma simplifié de la technique APCVD	16
Figure I.7	Structures du SnO ₂ obtenues avec la variation de la température.	17
Figure II.1	Le nombre d'air masse en fonction de la position du soleil.	19
Figure II.2	Représentation de l'irradiation du rayonnement solaire	19
Figure II.3	Le spectre électromagnétique	20
Figure II.4	Carte du monde de l'irradiation moyenne annuelle en kWh/m ² /jour sur un plan horizontal.	21
Figure II.5	Les échanges énergétiques moyens entre la surface terrestre l'atmosphère et l'espace.	23
Figure II.6	Les différents types de rayonnement	24
Figure II.7	L'angle solide	26
Figure II.8	Rayonnements solaires et son utilisation	27
Figure II.9	Interaction rayonnement-matière (Jacob, 1999).	28
Figure III.1	Cas où $q\Phi_m > q\Phi_s$ et le semiconducteur est de type n.	32
Figure III.2 :	Cas où $q\Phi_m < q\Phi_s$ et le smiconducteur est de type n	33
Figure III.3	Cas où $q\Phi_m = q\Phi_s$ (régime des bandes plates)	34
Figure III.4	Cas où $q\Phi_m > q\Phi_s$ et le semiconducteur est de type P	35
Figure III.5	Cas où $q\Phi_m < q\Phi_s$ et le semiconducteur est de type P	36
Figure III.6	La diode SCHOTTKY non polarisée	38
Figure III.7	Courant d'émission métal semiconducteur.	40
Figure III.8	La diode SCHOTTKY polarisée en direct	41
Figure III.9	Diode SCHOTTKY polarisée en inverse	43
Figure III.10	Comparaison caractéristique I(V) diode SCHOTTKY et diode PN	45
Figure III.11	(a) contact ohmique sur semiconducteur type n, (b) contact ohmique sur semiconducteur type p.	46
Figure III.12	Cellule solaire de type métal-semi-conducteur sous illumination	47
Figure III.13	Caractéristique courant/tension [I(V)] d'une cellule solaire	48
Figure III.14	Circuit électrique équivalent d'une cellule solaire.	52
Figure III.15	Caractéristique et schéma équivalent d'une cellule photovoltaïque réelle	53
Figure III.16	Diagramme des bandes d'énergie d'hétéro structure du type SnO ₂ /Si	54

Table des figures :

Figure III.17	Caractéristique I-V de la cellule solaire SnO ₂ /Si.	55
Figure III.18	Diagrammes de bande d'énergie des hétérojonctions ZnO/n-Si et ZnO/p-Si.....	56
Figure IV.1	Interface graphique du logiciel de simulation ID AFORS-HET ..	57
Figure IV.2	Définition de la structure et introduction des paramètres	58
Figure IV.3	Calcul des conditions d'équilibre thermodynamique et d'illumination de la cellule.....	59
Figure IV.4	Structures des cellules photovoltaïques à simuler. (a) SnO ₂ /Si(p),(b) ZnO/Si(p).....	60
Figure IV.5	Caractéristique I-V de la cellule solaire SnO ₂ -Si(p)	63
Figure IV.6	Caractéristique I-V de la cellule solaire ZnO-Si(p).....	64
Figure IV.7	Effet du dopage du silicium sur le rendement de l'hétérojonction SnO ₂ /Si(p).....	65
Figure IV.8	Effet du dopage du silicium la tension V _{co} de l'hétérojonction SnO ₂ /Si(p).....	65
Figure IV.9	Effet du dopage du silicium sur le rendement de l'hétérojonction ZnO/Si(p).....	66
Figure IV.10	Effet du dopage du silicium la tension V _{co} de l'hétérojonction ZnO/Si(p).....	67
Figure IV.11	Variation du rendement en fonction de l'épaisseur du substrat de silicium pour la cellule solaire de type SnO ₂ -Si(p)...	68
Figure IV.12	Variation du rendement en fonction de l'épaisseur du substrat de silicium pour la cellule solaire de type ZnO-Si(p).....	69
Figure IV.13	Variation du rendement en fonction de l'épaisseur de SnO ₂	71
Figure IV.14	Variation du rendement en fonction de l'épaisseur de ZnO.....	72

Liste des tableaux :

Tableau I. 1	Propriétés physiques de SnO ₂	10
Tableau I.2	Différentes propriétés du ZnO.....	13
Tableau III.1	Contacts redresseur et ohmiques selon les travaux de sortie de chaque élément.	37
Tableau III.2	Caractéristiques photovoltaïques des cellules solaires du type SnO ₂ -Si.	54
Tableau III.3	Caractéristique de l'hétérojonction ZnO-Si.....	56
Tableau IV.1	Paramètres des cellules solaire à simuler pour la cellule SnO ₂ /Si sous Afors-Het.	61
Tableau IV.2	Paramètres des cellules solaire à simuler pour la cellule ZnO/Si sous Afors-Het.	62
Tableau IV.3	Résultats de simulation pour la structure SnO ₂ -Si(p).....	68
Tableau IV.4	Résultats de simulation pour la structure SnO ₂ -Si(p).....	69
Tableau IV.5	Paramètres photovoltaïques de la cellule solaire SnO ₂ -Si(p)..... avec différentes valeur de l'épaisseur de SnO ₂ .	71
Tableau IV.6	Paramètres photovoltaïques de la cellule solaire ZnO-Si(p)..... Avec différentes valeur de l'épaisseur de ZnO.	71

Introduction générale :

Introduction générale :

L'énergie est le pilier de l'économie moderne et de toute société développée. Du transport à l'industrie, en passant par la consommation des particuliers.

Elle est l'étincelle qui permet l'accomplissement de toute activité humaine, ses sources se sont diversifiées au fil du temps afin de satisfaire les besoins de l'industrie et des consommateurs, cependant de nos jours plus de 85% de nos approvisionnements en énergie sont produites à partir des combustibles fossiles, c'est-à-dire charbon, pétrole et gaz naturel ce qui pose des problèmes économique et écologique grave, à cause de ça on a recours aux nouvelles sources d'énergies tel que "photovoltaïque" qui est produite à partir du soleil et qui pose pas de problèmes écologique comme les énergies fossiles, et elle est renouvelable à l'opposé de ses dernières donc elle est considéré comme une technique prometteuse pour l'alimentation en énergie à l'avenir [1].

Le terme "photovoltaïque" désigne le processus physique qui consiste à transformer l'énergie lumineuse en énergie électrique par le transfert de l'énergie des photons aux électrons d'un matériau. Le principe photovoltaïque a été découvert par le physicien français A. Becquerel en 1839 et expliqué par Albert Einstein en 1905 [2].

Le problème rencontré dans la production de l'électricité solaire est lié à l'augmentation de son prix de revient par rapport aux sources des énergies conventionnelle, cela est du à l'élévation du cout de fabrication des panneaux solaires et des cellules qui le constitue [3].

Parmi les solutions qui permettent d'augmenter le rendement de conversion et de diminuer le prix de revient des cellules solaires, la recherche de nouvelles structures et de nouveaux matériaux dans la conception des cellules solaires demandant un faible budget de fabrication.

Dans cette étude nous allons nous intéresser à l'utilisation des oxydes transparents conducteurs (TCOs) pour réaliser des cellules solaires à hétérojonction à partir d'un substrat en silicium. Ce type de cellule est une issue pour réduire le prix de l'électricité solaire à grande échelle. Elle présente un cout de fabrication faible par rapport aux cellules solaire à homojonctions.

Nous allons optimiser les paramètres électriques et physiques des celles solaires à hétérojonctions de type Métal-semiconducteur afin d'obtenir un bon rendement à l'aide du logiciel de simulation AFORS-HET.

Introduction générale :

Nous avons choisi deux oxydes transparents et conducteurs pour cette étude, qui sont l'oxyde (SnO_2) et l'oxyde de Zinc (ZnO). Le choix de ces deux oxydes est basé sur les avantages suivants :

- Ils ne sont pas toxiques.
- Ils sont très abondants sur la terre.
- Ils ont un faible prix de revient.

Ce manuscrit est organisé de la façon suivante :

Le premier chapitre expose, en premier lieu, l'état de l'art des TCO. Nous avons étudié les propriétés électriques et optiques de SnO_2 et ZnO . Aussi, nous avons décrit le bloc expérimental de la technique d'élaboration des TCOs qui est l'APCVD. Cette technique est facile à mettre en œuvre et elle ne demande pas beaucoup de moyen.

Dans le chapitre II, nous avons présenté quelques notions préliminaires sur le rayonnement solaire ainsi son application dans le domaine photovoltaïque.

Le troisième chapitre traite la physique de la structure électronique de type métal-semiconducteur (M-Sc). Nous avons expliqué le principe de fonctionnement des cellules solaires.

Le dernier chapitre est consacré à la simulation des différents types de structures électroniques $\text{SnO}_2/\text{Si(p)}$ et $\text{ZnO}/\text{Si(p)}$ sous le logiciel AFORES-HET (Automate **FOR** Simulation of **HET**ero structure). Une interprétation des résultats et une comparaison entre ces dernières sera faite.

Introduction générale :

Bibliographie :

- [1] Tobias Roschek, thèse de doctorat, « Microcrystalline Silicon Solar Cells Prepared by 13.56 MHz PECVD », Bundesrepublik Deutschland ,2003.
- [2] kahoul fouad, Mémoire Master, « Caractéristique électrique d'une cellule solaire à hétérojonction a-Si: H / μ c-Si », Université Mohamed Khider Biskra, 2014.
- [3] Kahina Lagha-Menouer, mémoire de Magister, « étude et réalisation du semiconducteur transparent SnO₂ par APCVD ». Application photovoltaïque, UMMTO ,2005.

I.1.Introduction :

Les oxydes transparents conducteurs (Transparents Conductive Oxydes) TCO sont des semi-conducteurs dégénérés à large gap. Ils présentent la double propriété d'être de bons conducteurs électriques et transparents dans le domaine du visible.

Le premier TCO étudié et synthétisé est l'oxyde de cadmium en 1907 par K. Badeaker ; il a remarqué qu'après exposition à l'air d'un film d'oxyde de cadmium, celui-ci devient transparent tout en maintenant son aspect conducteur [1]. Le premier oxyde transparent conducteur qui a été breveté pour sa découverte à l'état non dopé et à l'état dopé est l'oxyde d'étain SnO_2 , ceci, respectivement en 1931 et 1942 [2,3].

Un des facteurs illustrant l'activité liées à une recherche spécifique est le nombre de publications éditées par année portant sur ces matériaux. La figure (I.1) montre l'évolution de publication concernant l'oxyde de zinc, d'indium et d'étain depuis les années 70 jusqu'à 2010[4]. Ces trois oxydes métalliques sont les plus étudiés car ils ont démontré les meilleurs propriétés. Nous remarquons que l'oxyde de zinc le plus étudié récemment.

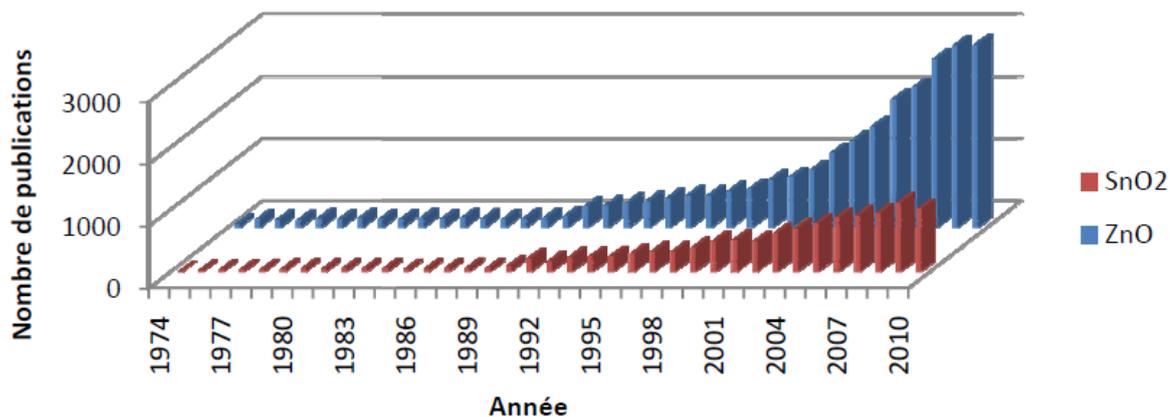


Figure I.1 : Evolution du nombre de publications traitant de zinc, Indium et SnO_2 depuis 1970 à 2010 [5].

I.2. Définition d'un TCO :

Les oxydes transparents et conducteurs sont des matériaux remarquables dans de nombreux domaines. L'existence de leur double propriété, conductivité électrique et transparence dans le visible, fait d'eux des candidats idéaux pour des applications en optoélectronique, en photovoltaïque.

Les TCO sont des semi conducteurs dégénérés, c'est-à-dire leurs niveau de Fermi se situe proche de la bande de conduction, voire même à l'intérieurs de celle-ci pour des TCO fortement dopés. Cela signifie que leur bande de conduction est déjà remplie même à température ambiante ce qui les rend conducteurs. De plus leurs gap élevé (3 à 4.2) eV les empêche d'absorber les photons ayant une énergie inférieur à ce gap et les rend donc transparent dans le visible.

I.3. Propriétés électriques des TCO :**I.3.1. Conductivité :**

La conductivité σ s'exprimant en $\Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$ est le produit de la densité de porteurs de charges n en cm^{-3} , de la mobilité μ de ces charges en $\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ et de la charge électrique élémentaire de l'électron q (formule I.1). La résistivité ρ , définie comme l'inverse de la conductivité, s'exprime en $\Omega\cdot\text{cm}$.

$$\sigma = q \cdot n \cdot \mu = \frac{1}{\rho} \dots\dots\dots (I.1)$$

Une propriété électrique de surface importante dans le domaine des TCO est la résistance surfacique R_s définie comme le rapport de la résistivité par l'épaisseur de la couche suivant la relation :

$$R_s = \frac{\rho}{e} \dots\dots\dots (I.2)$$

Les propriétés intrinsèques de certains TCO en font des conducteurs de type n.

1.3. 2. Mobilité :

La mobilité μ est liée au temps de relaxation τ et la masse effective des porteurs de charge m^* ; son expression est donnée par la relation (I.3):

$$\mu = \frac{(e \cdot \tau)}{m^*} \dots\dots\dots(I.3)$$

La mobilité des porteurs de charge dans le TCO peut donc être déduite de la résistivité électrique et de la concentration de porteurs obtenus à partir de mesure de l'effet Hall. Le temps de relaxation dépend du libre parcours moyen des charges entre deux collisions et de la vitesse de celle-ci. Ces paramètres sont affectés par différents mécanismes de diffusion : diffusion par des impuretés ionisées, diffusion par des impuretés neutres, diffusion électrons-électrons et diffusion par les joints de grains [6].

La conductivité des TCOs est due soit à la présence de défaut de structure soit à un dopage approprié. Le dopage permet d'augmenter la densité des porteurs libres de façon à placer le niveau de Fermi très proche de la bande de conduction. Ceci implique que la bande de conduction soit remplie en partie d'électrons à température ambiante, rendant ainsi le TCO conducteur.

I.3.3. Dopage des TCO :

➤ Dopage type n :

Ce type de dopage se fait par le remplacement des atomes du métal ou de l'oxygène. Un tel dopage dépend de la taille du dopant et de sa solubilité dans le réseau de l'oxyde transparent conducteur. Le dopage de l'oxyde d'étain est possible avec les éléments comme : le fluor (F) [7], l'antimoine (Sb) [8], le niobium (Nb) [9], le Tantale (Ta) [10], ainsi que par certains métaux comme : le cuivre (Cu) [11], le fer (Fe) [12], le cobalt (Co) [13] et le nickel (Ni) [14]. Quant à l'oxyde de zinc il est dopé généralement par l'aluminium Al [15] mais aussi par du gallium Ga [16] et de l'indium In [17].

➤ Dopage type p :

Les TCO à l'état intrinsèque sont de type n alors le dopage des TCO de type p reste à l'état de la recherche. Ces dernières années le dopage type p [18] fait partie des études faites sur certains oxydes transparents conducteurs. L'oxyde de zinc dopé p est le TCO le plus étudié pour ce type de

dopage. Il est obtenu par substitution de l'oxygène [19], par l'aluminium azote Al-N [19] et par l'azote N [20].

I.4. Propriétés optiques des TCO :

L'existence d'une fenêtre optique couvrant tout le domaine du visible est caractéristique des TCO. La transmission optique est définie comme le rapport entre l'intensité de la lumière incidente et l'intensité de la lumière transmise à travers le matériau considéré. Un exemple de spectre de transmission d'un TCO, ici une couche de $\text{SnO}_2\text{:F}$, est représenté à la figure I.2 par une courbe noire. Le spectre d'absorption a été déduit des spectres de transmission.

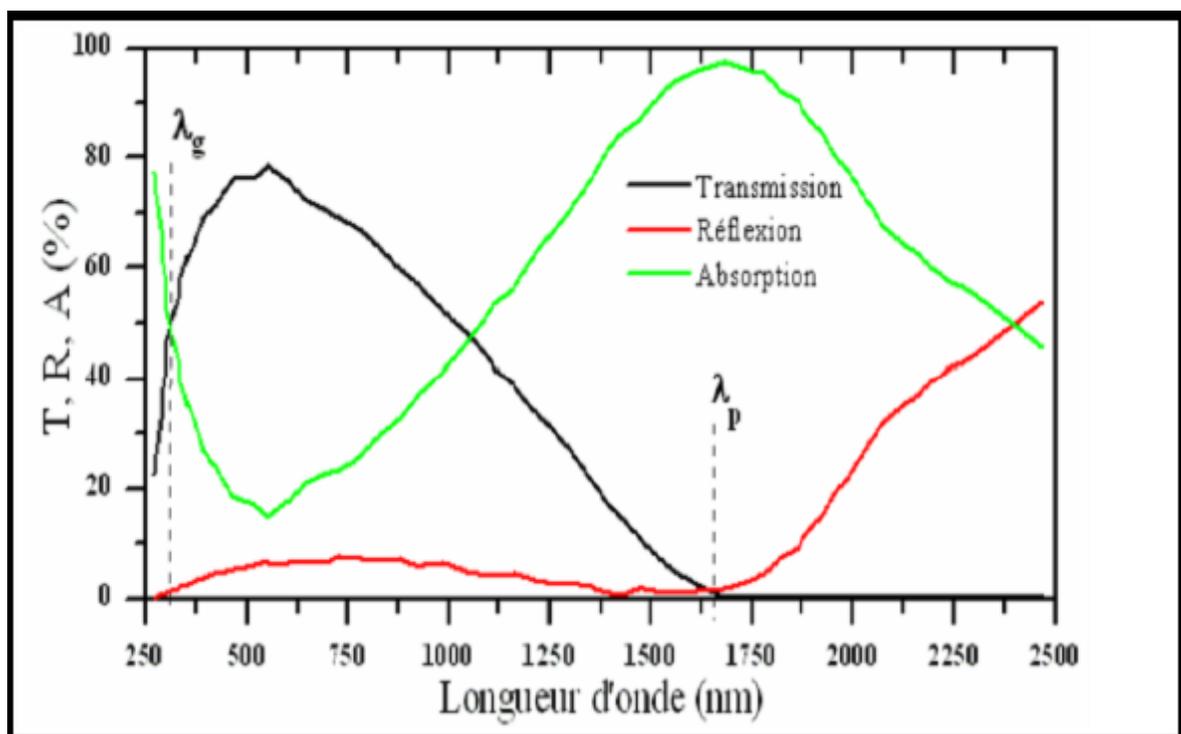


Figure I.2:Spectre de transmission, réflexion et d'absorption d'un échantillon

de SnO_2 de $1\mu\text{m}$ d'épaisseur [21]

Le contrôle des paramètres de la méthode de dépôt est d'une grande importance pour la croissance de films d'un TCO de haute qualité. Les propriétés physiques des couches minces des TCO sont fortement liées à la structure, à la morphologie et à la composition du dépôt.

Ces facteurs sont influencés par les paramètres de dépôts des différentes techniques. Pour les TCO, une grande variété de techniques de dépôt est utilisée.

Les TCO doivent posséder une haute conductivité électrique et une faible absorption dans le visible.

Dans la figure I.3, le spectre de la transmittance d'un film de TCO est représenté dans trois régions distinctes de longueur d'onde: absorption, transmission et réflexion [23].

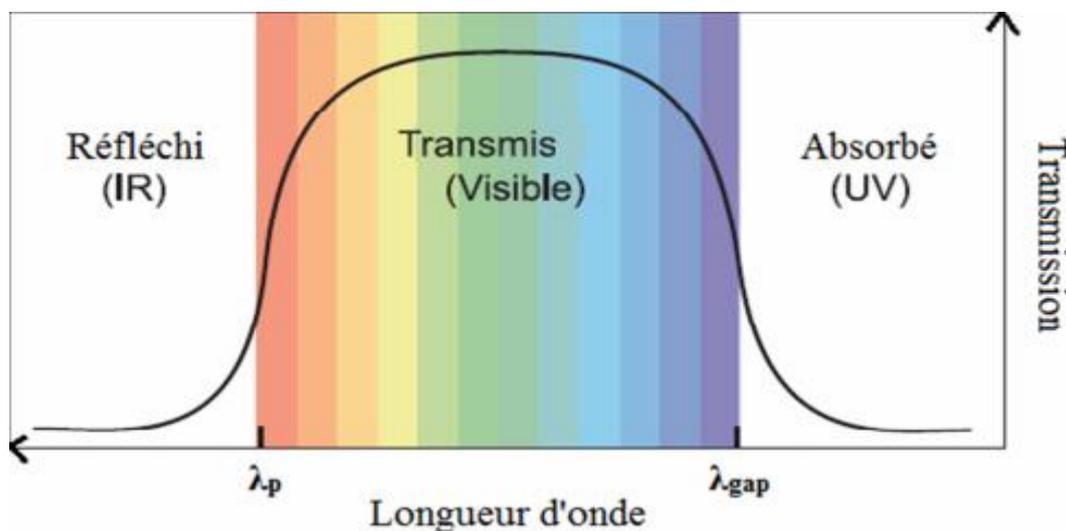


Figure I.3: La fenêtre optique des oxydes transparents conducteurs (TCO).

La fenêtre optique est centrée entre deux longueurs d'onde caractéristiques où la lumière n'est plus transmise avec pour chaque zone un phénomène différent. A faible longueur d'onde dans le domaine de l'UV proche ($\lambda < \lambda_{\text{gap}}$), l'absorption est dominée par les transitions bande à bande; Les photons incidents avec une énergie égale à celle du gap ou supérieure seront absorbés par des électrons de la bande de valence ce qui leur permettront d'aller dans la bande de conduction. A haute longueur d'onde dans le domaine de l'infrarouge proche ($\lambda > \lambda_p$), la lumière incidente est réfléchi par le matériau, λ_p est appelée longueur d'onde de plasma [24]. Ce phénomène peut être décrit par la théorie classique des électrons libres de Drude [25]. Dans le modèle des électrons libres, les électrons peuvent être vus comme un plasma où la mise en mouvement est réalisée par la composante électrique du champ électromagnétique

incident. Le plasma oscille à une fréquence naturelle de résonance ω , correspondant à la longueur d'onde λ_p selon la relation suivante [24] :

$$\lambda_p = 2\pi \cdot c / \omega_p \dots\dots\dots (I. 5)$$

Où c : célérité de la lumière A cette longueur d'onde caractéristique, la couche mince absorbe une partie du rayonnement incident. Ce pic d'absorption dû à la présence d'électrons libres dans le matériau dépend de leur concentration et de leur mobilité [26]. L'interaction des électrons libres avec le champ électromagnétique influe sur la permittivité relative ϵ du matériau qui est exprimée comme un nombre complexe :

$$\epsilon = (n-ik)^2 \dots\dots\dots (I. 6)$$

L'indice de réfraction n et le coefficient d'extinction k sont les parties réelle et imaginaire respectivement, déterminent la réflexion et l'absorption du matériau. Dans la partie IR au-dessus de la valeur critique ($\omega < \omega_p$ ou $\lambda > \lambda_p$), la partie réelle devient négative et la partie imaginaire est grande, donnant lieu à un coefficient de réflexion très élevé, proche de 1 pour $\omega \ll \omega_p$. Pour $\omega < \omega_p$ ou $\lambda > \lambda_p$, la partie imaginaire tend vers zéro et l'absorption est petite. L'indice de réfraction est positif et presque constant est défini comme suit :

$$n = \epsilon_{\infty}^{1/2} \sqrt{1 - (\omega_p / \omega)^2} \approx n = \epsilon \dots\dots\dots (I. 7)$$

Où ϵ_{∞} : la permittivité à haute fréquence. Les TCO ont un comportement pareil aux diélectriques dans cette région et sont transparents pour $\omega > \omega_p$. Dans cette fenêtre optique, le film est très peu absorbant ($k^2 \ll n^2$) et la transmission s'exprime comme suite :

$$T = (1 - R) \exp(-\alpha \cdot d) \dots\dots\dots (I. 8)$$

T présente le coefficient de transmission, R est le coefficient de réflexion, d c'est l'épaisseur du film considéré et α le coefficient d'absorption dépendant de la longueur d'onde λ . Ou :

$$\alpha = 4\pi \cdot k \dots\dots\dots (I. 9)$$

Aux environ de λ_g , le coefficient d'absorption fonction de la longueur d'onde dépend de la transition bande à bande et la réflexion est nulle. Après les considérations quantiques des transitions permises, le coefficient d'absorption α s'exprime selon la relation :

$$\alpha \propto (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \dots\dots\dots (I. 10)$$

Où : \hbar : constante réduite de Planck.

I.5. Utilisation des TCO comme couche antireflet :

La quantité de photons pénétrant la cellule photovoltaïque dépende la réflectivité de sa surface. La réflectivité caractérise la quantité de photons réfléchi par la surface, soit une perte du rayonnement incident. Pour minimiser la réflexion de la lumière en surface, cette dernière est recouverte d'une couche anti-réfléchissante (Anti-Reflective Coating CAR). Le rôle de la couche anti-réfléchissante est de réduire la réflectivité de la cellule au niveau de la face avant. Sans couches anti-réfléchissantes, la cellule solaire agit comme un miroir et reflète jusqu'à 33% de la lumière incidente sur la cellule. Cette couche réduit au minimum cette réflexion, en ramenant les pertes de réflexion à moins de 5% de sorte que la lumière du soleil va atteindre la surface de la cellule et diminuer les pertes optiques.

Le fonctionnement des couches antireflets, repose sur l'adaptation de l'indice de réfraction de la couche de façon à produire des interférences destructives à une certaine longueur d'onde en tenant compte de l'épaisseur de la couche. Le matériau utilisé comme couche antireflet doit être non absorbant dans la gamme du visible.

I.2.L'Oxyde d'étain SnO₂ :

Le dioxyde d'étain est un semi conducteur de type n à large bande interdite (entre 3,5 et 4,1 eV), selon les auteurs [27,28]. Comme la majorité des oxydes semi conducteurs, le cristal de SnO₂ présente des ruptures de la périodicité du réseau : l'ensemble des auteurs [27, 29,30] s'accordent pour désigner les lacunes d'oxygène comme étant les défauts intrinsèques prédominants dans SnO₂, le rendant sous stœchiométrique en oxygène.

Il facilite en particulier la décomposition de nombreux hydrocarbures au-dessus de 350°C. Ces propriétés assez particulières ont depuis très longtemps attiré l'attention des scientifiques qui ont tenté d'améliorer les performances électriques par différentes méthodes (stabilisation micro structurale, dopage...) [31].

Propriétés		valeur
Masse Molaire	(g/mol)	150,70
Densité spécifique	(g/cm²)	6,915
Point de fusion	(° C)	1630
Point d'ébullition	(° C)	2330
Dureté	(Moh Scale)	7,8

Tableau I. 1: Propriétés physiques de SnO₂ [32]

I.2.1.Propriétés cristallographique :

La structure du dioxyde d'étain est de type rutile (figure I.4). La maille élémentaire est quadratique (a=b=0,475 nm et c= 0,318 nm) et contient six atomes : deux atomes d'étain et quatre atomes d'oxygène. Chaque atome d'étain est le centre d'un octaèdre presque régulier formé par six atomes d'oxygène, tandis que chaque atome d'oxygène est entouré par trois atomes d'étain situés aux sommets d'un triangle isocèle.

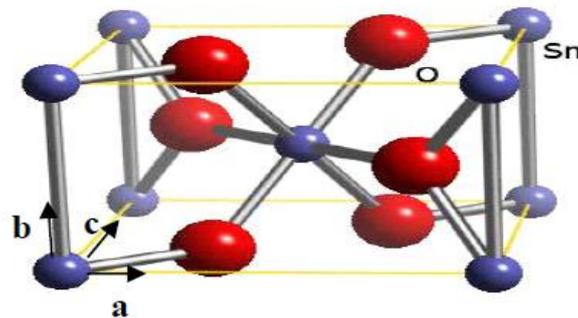


Figure I. 4 : Maille élémentaire du SnO₂ (structure rutile).

Les couches de SnO₂ déposées ont une structure poly cristalline.

Le SnO₂ poly cristallin est considéré comme un ensemble de grains monocristallins (dont la structure est énoncée ci-dessus) séparés par des joints de grain. Les méthodes de préparation de ces couches et les traitements ultérieurs influencent fortement les deux caractéristiques principales du matériau : la taille des grains et le contact entre grain responsable en parti des propriétés électriques [33].

I.2.2. Propriétés optiques

Les propriétés optiques du SnO₂ dépendent de l'interaction d'ondes électromagnétiques avec les électrons du semi-conducteur. Une onde électromagnétique interagissant avec ce matériau sera complètement absorbée par celui-ci si l'énergie associée $E=h\nu=hc/\lambda$ est capable de transférer des électrons de la bande de valence à la bande de conduction c'est à dire d'être au moins égale à la largeur de la bande interdite (gap). Ainsi, si l'on veut que le matériau soit transparent dans toute l'étendue du visible, il est nécessaire que le gap soit au moins aussi large que la plus grande des énergies associées aux fréquences du spectre visible (400 nm à 800nm). Une bonne transparence dans tout le spectre du visible sera donc assurée par une valeur de la bande interdite au moins égale à 3,1 eV.

Donc sous la forme de couche mince, le SnO₂ d'un gap de 3.8 eV est un bon matériau transparent dans le domaine optique du visible.

I.2.3. Propriétés électriques :

L'oxyde d'étain SnO₂ pur, monocristallin est un matériau semi-conducteur avec un gap de 3.8 eV. À température ambiante, ce semi-conducteur intrinsèque est pratiquement isolant (SnO₂ stœchiométrique) mais une fois dopé il devient relativement un bon conducteur (non stœchiométrique). Le dopage est réalisé avec des atomes d'indium In (colonne III) et des atomes de Zinc (colonne II) qui ont environ les mêmes rayons ioniques (0,081nm pour In^{3+} et 0,074nm pour Zn^{2+}) que les ions d'étain Sn^{4+} (0,071nm). Leur incorporation dans le réseau de SnO₂ les place ainsi aux mêmes nœuds du réseau que les atomes Sn laissant la structure pratiquement identique. L'introduction de ce dopant de valence V a pour conséquence l'addition d'un électron libre dans le réseau par atome d'indium. La résistivité de ce semi-conducteur de type *n* ainsi créé, diminue lorsque la concentration de porteurs (électrons) augmentent. La plus basse résistivité trouvée pour un monocristal d'ITO est $5.10^{-4} \Omega.cm$. Il faut distinguer les propriétés électriques de l'oxyde d'étain à l'état monocristallin et poly cristallin. Les mécanismes de conductivité sont différents [33].

Les couches de SnO₂ déposées ont une structure poly cristalline ayant un mécanisme de conduction plus complexe [33].

I.3.L'Oxyde de Zinc ZnO :

Nous nous intéresserons à l'oxyde ZnO comme oxyde transparent conducteur. Ce semi conducteur à grand gap (3,3 eV à température ambiante [34]) peut en effet présenter une transparence dans le visible et dans le proche infrarouge, comme il a une grande énergie excitonique (60 meV). Le ZnO est non-toxique, peu cher et abondant sur la Terre, ses caractéristiques intéressantes présentées dans le tableau I permettent son utilisation pour des applications optoélectroniques. De plus, il présente un ensemble de propriétés optiques, électriques et piézoélectriques importantes dominant diverses applications telles que : les écrans d'affichages, les détecteurs de gaz, les diodes laser, les cellules solaires photovoltaïques [35,36].

Propriétés	Paramètres
Structure cristalline	Würtzite
Groupe d'espace	$P6_{3mc}$
Energie de liaison d'exciton	60 meV
Paramètre de maille (300K)	a = 3,249 Å c=5,2042 Å
Gap optique (300K)	3,37 eV
Densité volumique (300K)	5,675 g/cm ³
Indice de réfraction	2,008

Tableau I.2 : Différentes propriétés du ZnO [3].

I.3.1. Propriétés cristallographiques de l'oxyde de zinc :

L'oxyde de zinc appartient à la classe cristalline $P6_{3mc}$. Il se cristallise majoritairement en un réseau hexagonal de type Würtzite [37,38] ; La structure Würtzite contient quatre atomes par maille dont les positions sont [39] : O_2^- : (0; 0; 0); (2/3; 1/3; 1/2) ; et Zn^{2+} : (0; 0; 3/8); (2/3; 1/3; 7/8) avec $z \sim 0.38$. , dans lequel les ions d'oxygènes O_2^- sont disposés suivant un réseau de type hexagonal compact, et où les ions de zinc Zn^{2+} occupent la moitié des positions interstitielles tétraédriques ayant le même arrangement que les ions d'oxygène (Voir figure I.5). Les paramètres de maille de ZnO dans les conditions normales de température et de pression sont : $a=3.249 \text{ \AA}$ et $c=5.2042 \text{ \AA}$ [40], avec un rapport de $c/a=1.601$ qui est proche de celui d'une structure hexagonale compacte idéale ($c/a = 1.633$). Le réseau de ZnO est formé de deux sous-plans de structure hexagonale compacte décalés le long de la direction c par $u \cdot a$ où $u = 0.345$ [40].

La structure Würtzite ($P6_{3mc}$) ne contient pas de centre de symétrie. Pour cela suivant le plan (0001) parallèle à l'axe c, on constate l'apparition d'une polarité cristallographique. L'empilement des plans constitués des espèces cationiques (Zn^+) et anioniques (O^-) conduit à la différence de charge entre le plan (0001) et (0001M). La vitesse de croissance est plus élevée suivant l'axe c. En conséquence, les propriétés telles que l'incorporation des défauts et la piézoélectricité dépendent de la croissance anisotropie de ZnO le long de l'axe c.

Cependant, ZnO peut cristalliser aussi dans la structure Zinc-blende lorsqu'il est déposé sur un substrat de structure cubique [41], ou sous la structure rock Salt sous une forte pression [41].

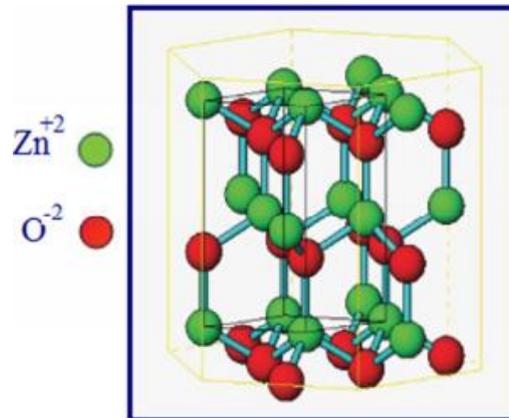


Figure I. 5 : Structure Würtzite du ZnO [42].

I.3.2. Propriétés électriques de l'oxyde de zinc :

Les propriétés électriques des couches minces de l'oxyde de zinc telles que la résistivité électrique, la concentration de porteurs de charges et la mobilité sont déterminées généralement par des mesures d'effet Hall. La résistivité ρ est une grandeur physique dont son intérêt est défini selon les domaines d'applications visés. Pour des dispositifs optoélectroniques comme les cellules photovoltaïques, une faible résistivité est préférable afin de faciliter le transport du courant. Pour des applications de transduction électromécanique, on privilégiera une plus grande valeur de ρ pour éviter que les électrons libres masquent le champ électrique créé par effet piézoélectrique. La résistivité du ZnO s'étend sur plusieurs ordres de grandeurs, avec des valeurs s'étendant de $10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$ à $10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ [43]. Selon les procédés d'élaborations, on aura des films très conducteurs ($\rho=10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$) ou peu conducteurs ($\rho=10^3 \Omega \cdot \text{cm}$).

La conductivité électrique élevée de ZnO ($> 5 \cdot 10^3 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$) est de type n, en raison des défauts intrinsèques, des dopants (Al, In, Ga, B, F) ou en combinaison [44]. Les mobilités des électrons dans des couches minces de ZnO rapportées, sont typiquement de l'ordre de 20 à 30

$\text{cm}^2 / \text{V.S.}$. En outre, la mobilité maximale obtenue dans les cristaux simples de ZnO est de l'ordre de $\sim 200 \text{ cm}^2 / \text{V.S.}$

I.3.3. Propriétés optiques de l'oxyde de zinc :

L'oxyde de zinc est un matériau qui présente une forte transparence optique dans le visible et le proche-infrarouge à cause de sa grande bande interdite. Outre la possibilité d'émettre dans le proche UV (375 nm), le ZnO attire l'intérêt de la communauté scientifique car il possède des excitons très robustes dont l'émission persiste au-delà de la température ambiante (énergie de liaison de 60 meV). L'indice de réfraction de l'oxyde de zinc sous la forme massive est égal à 2.0 d'après la ref. [45]. Mais, habituellement l'oxyde de Zinc utilisé sous forme des couches minces présentant un indice de réfraction et un coefficient d'absorption qui varient en fonction des conditions d'élaboration. L'indice de réfraction a une valeur qui varie entre 1,90 et 2,20 d'après différents auteurs [46,47]. L'amélioration de la stœchiométrie de ZnO conduit à une diminution du coefficient d'absorption et à une augmentation de l'énergie de la bande interdite [48,49]. Les propriétés optiques des couches minces du ZnO dépendent des conditions de la préparation et de la méthode d'élaboration. Le tableau I.5 présente la transmission et l'énergie de gap des couches minces du ZnO obtenues par différentes techniques du dépôt.

I.4. Techniques de dépôt des oxydes transparents conducteurs

1.4. 1 La technique de la déposition chimique en phase vapeur (APCVD)

La technique APCVD (Atmospheric Pressure Chemical Vapor Deposition) ou dépôt chimique en phase vapeur sous pression atmosphérique est une technique qui consiste à provoquer une réaction entre un précurseur gazeux avec un autre gaz pour former un dépôt sur la surface d'un substrat placé dans un four tubulaire porté à une température désirée et sous une pression égale à celle de l'atmosphère. La figure (I.9) [50] montre un schéma simplifié de la technique APCVD.

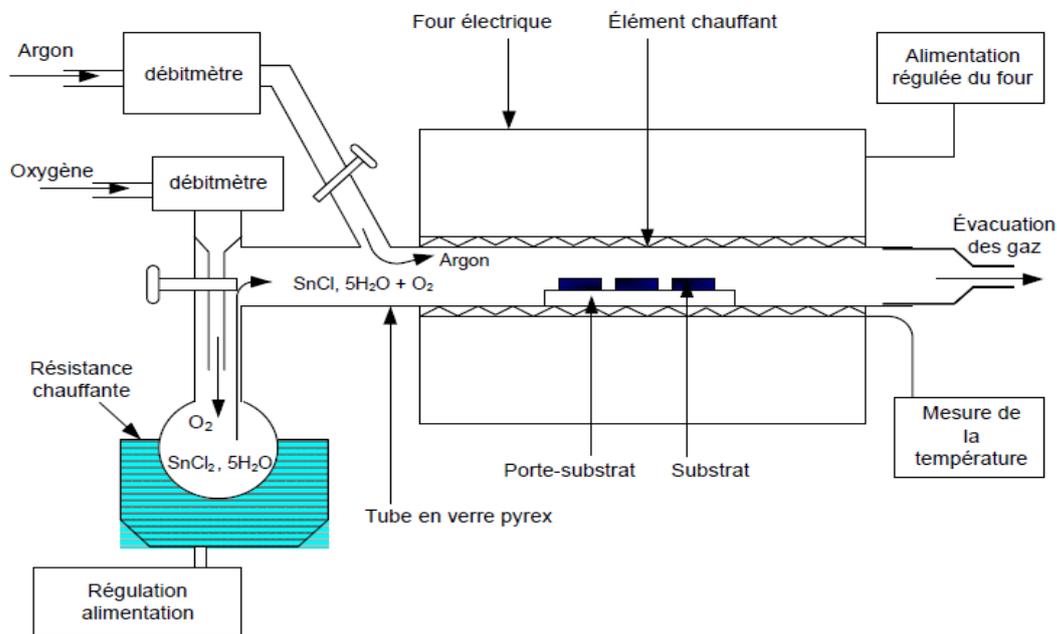
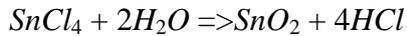


Figure I. 6 : schéma simplifié de la technique APCVD

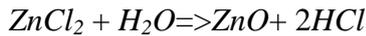
I.4.2. Description et processus expérimental :

Le montage de la technique APCVD est constitué d'un four de diamètre d'environ 80 mm avec régulateur de température allant jusqu'à 1500°C à travers lequel sont introduits les tubes dans lesquels circulent les vapeurs des précurseurs ainsi que le gaz porteur (en général de l'argon) et l'oxygène sec nécessaire aux réactions. Le substrat est placé à l'intérieur d'un tube et les vapeurs avec les gaz mis en jeu forment un dépôt qui s'y dépose. Dans le cas de SnO_2 cette technique permet d'avoir des couches minces de quelques centaines à quelques milliers d'angströms. On commence par un nettoyage du substrat sur lequel on dépose le SnO_2 afin d'éliminer les impuretés susceptibles de générer des défauts structuraux, on utilise généralement de l'acétone pour éliminer les graisses de la surface puis on le plonge dans l'acide fluorhydrique HF puis le rincer à l'eau distillée. On met ensuite le substrat dans le réacteur puis on procède au dépôt qui consiste à chauffer une quantité de chlorure d'étain hydraté ($\text{SnCl}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) jusqu'à ébullition puis les vapeurs dégagées seront transportées ainsi

que de l'oxygène sec par un flux d'argon vers le réacteur et le dépôt se forme selon la réaction suivante [50] :



En ce qui concerne le ZnO, on l'obtient de la même manière mais à partir du chlorure de zinc suivant la réaction [50] :



On obtient alors au réacteur du SnO₂ qui sera déposé sur le substrat après avoir dégagé le gaz Cl₂

Pour l'élaboration de couches minces de SnO₂ on doit tenir compte principalement de la température dans le cas de la CVD, il est ainsi possible d'obtenir des structures différentes l'une de l'autre par simple variation de température de dépôt tel que montré à la figure ci-dessous [31]

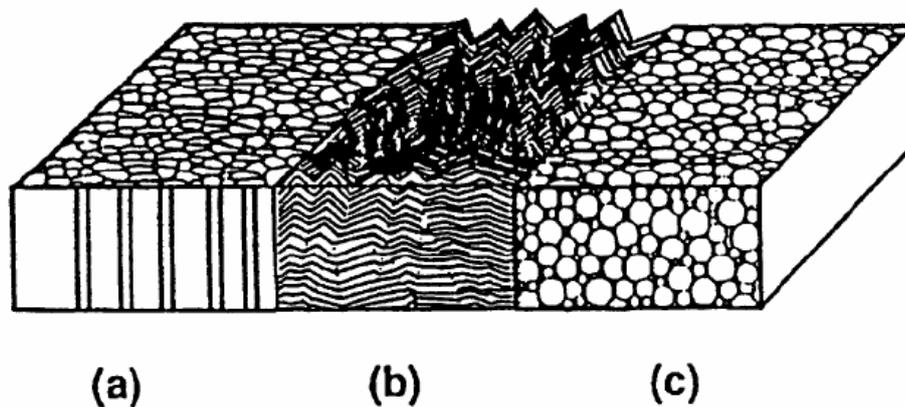


Figure I.7 : structures du SnO₂ obtenues avec la variation de la température

Il est obtenu à basses températures le modèle (a) constitué de grains en forme colonnaire avec un dôme aplati à l'interface, et en augmentant le gradient de température on obtient la structure (b) constituée de grains facettés et à la fin et sous une haute température on obtient un modèle de couche ayant des grains sous forme sphérique.

II.INTRODUCTION :

Le rayonnement solaire qui arrive au sol se décompose en deux parties : L'une provient directement du soleil (direct), l'autre est diffusée par l'atmosphère (diffus). L'atmosphère et la terre possèdent également un rayonnement propre. La connaissance de ces divers rayonnements permet d'établir un bilan radiatif du système terre- atmosphère.

II.1.Rayonnement solaire:**II.1.1.Définition :**

L'irradiation ou rayonnement : est l'énergie reçue par une surface, s'exprime En $J.m^2$ (joule par mètre carré). L'ISES (International Solar Energy Society) recommande le Symbole H. D'autres unités plus courantes sont le Wh/m^2 (wattheure par mètre carré). Le soleil décharge continuellement une énorme quantité d'énergie radiante dans le système solaire, la terre intercepte une toute petite partie de l'énergie solaire rayonnée dans l'espace. Une moyenne de 1367 watts atteint chaque mètre carré du bord externe de l'atmosphère terrestre (pour une distance moyenne Terre-soleil de 150 Millions de km), c'est ce que l'on appelle la constante solaire égale à $1367 W/m^2$.

La part d'énergie reçue sur la surface de la terre dépend de l'épaisseur de l'atmosphère à traverser. Celle-ci est caractérisée par le nombre de masse d'air AM.

Le rayonnement qui atteint le niveau de la mer à midi dans un ciel clair est de $1000 W/m^2$ et décrit en tant que rayonnement de la masse d'air "1" (ou AM1). Lorsque le soleil se déplace plus bas dans le ciel, la lumière traverse une plus grande épaisseur d'air, perdant plus d'énergie. Puisque, il y'a ou le soleil dure que peu de temps, la masse d'air est donc plus grande en permanence et l'énergie disponible est donc inférieure à $1000 W/m^2$.

Les scientifiques ont donné un nom au spectre standard de la lumière du soleil sur la surface de la terre : AM1.5G ou AM1.5D. Le nombre "1.5" indique que le parcours de la lumière dans l'atmosphère est 1.5 fois supérieur au parcours le plus court du soleil, c'est-à-dire lorsqu'il est au zénith par exemple (correspondant à une inclinaison du soleil de 45° par rapport au zénith). Le « G » représente le rayonnement "global" incluant rayonnement direct et rayonnement diffus et la lettre « D » tient compte seulement du rayonnement direct [51].

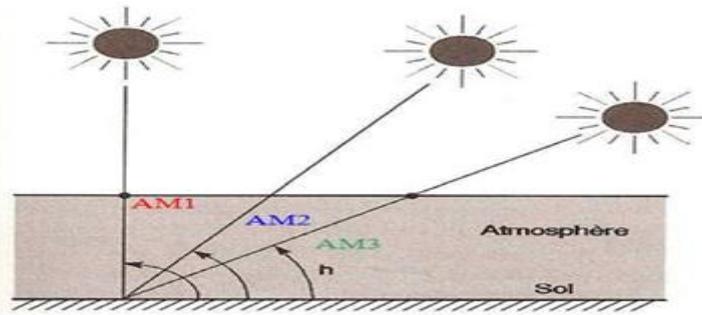


Figure II.1 : le nombre d'air masse en fonction de la position du soleil

On appelle masse d'air ou Air Mass en anglais [52], le rapport entre l'épaisseur d'atmosphère traversée par le rayonnement direct pour atteindre le sol et l'épaisseur traversée à la verticale du lieu. Cela dépend surtout de la hauteur angulaire du soleil h . A l'aide des points O , A et M et cet angle h est représenté à la figure II.1, on écrit la longueur du trajet du Soleil à travers l'atmosphère :

$$\sin h = \frac{OA}{OM} \dots \dots \dots (II.1)$$

Donc l'Air Mass (AM) est :

$$\frac{OM}{OA} = \frac{1}{\sin h} \dots \dots \dots (II.2)$$

La notation conventionnelle de ce concept est donnée par un nombre sans dimension AMx , x étant [51]: Citons, à titre d'exemple :

- $AM1$: position du Soleil au zénith; $h=90^\circ$, (au niveau de la mer).
- $AM2$: le Soleil à 30° .
- $AM1.5$: le Soleil à 41.8° .

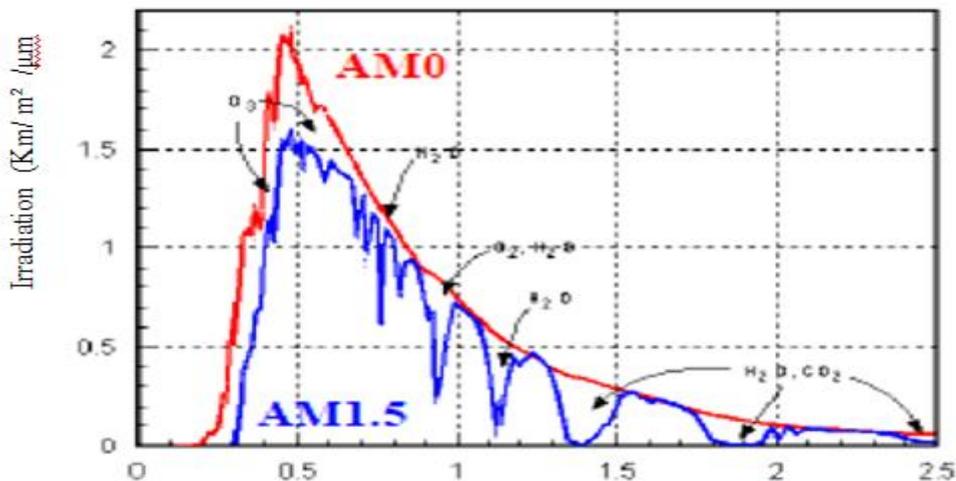


Figure II.2 : représentation de l'irradiation du rayonnement solaire.

II.1.2. L'énergie solaire reçue sur Terre [52] :

La Terre est située à 150 millions de km du Soleil. Celui-ci émet en permanence 1026 Watt sous forme de rayonnement et la Terre reçoit 178 millions de milliard de Watt sur sa face éclairée soit 350 Watt par m^2 à l'équateur (par exemple). Le rayonnement solaire est un rayonnement électromagnétique composé essentiellement de:

- lumière visible de longueur d'onde comprise entre 400 nm et 800 nm.
- rayonnement infrarouge (IR) de longueur d'onde inférieure à 400 nm.
- rayonnement ultraviolet (UV) de longueur d'onde supérieure à 800nm.

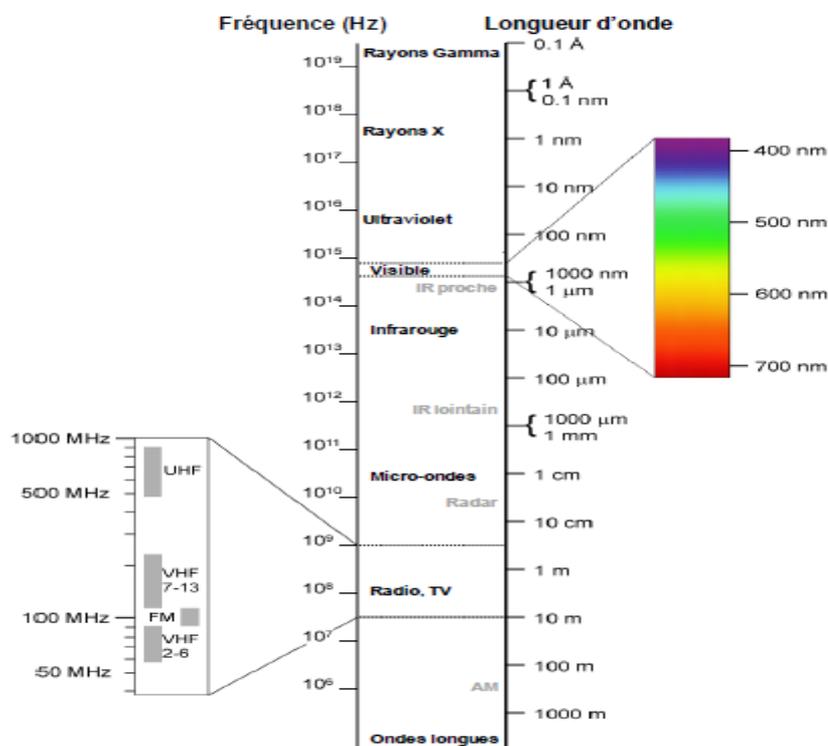


Figure II.3 : le spectre électromagnétique

Sur Terre, l'atmosphère (via le dioxyde de carbone, l'ozone, la vapeur d'eau...) absorbe en grande partie les IR et les UV et un peu de lumière visible. Ainsi plus l'épaisseur d'atmosphère traversée est importante, plus la quantité d'énergie solaire reçue par le sol est faible. Quand on se rapproche des pôles, les rayons sont plus inclinés : la même quantité d'énergie se répartit sur une plus grande surface. C'est pourquoi le rayonnement solaire par unité de surface reçu

diminue de l'équateur vers les pôles (ceci, avec l'inclinaison de l'axe de la Terre, est à l'origine du phénomène des saisons). L'énergie solaire est également réduite par :

- l'alternance des jours et des nuits.
- la couverture nuageuse (celle-ci réduit à 50 % l'énergie solaire).
- la variation saisonnière.

L'irradiation solaire dépend de :

- l'orientation et l'inclinaison de la surface,
- latitude du lieu et son degré de pollution,
- la période de l'année,
- l'instant considéré dans la journée,
- la nature des couches nuageuses.

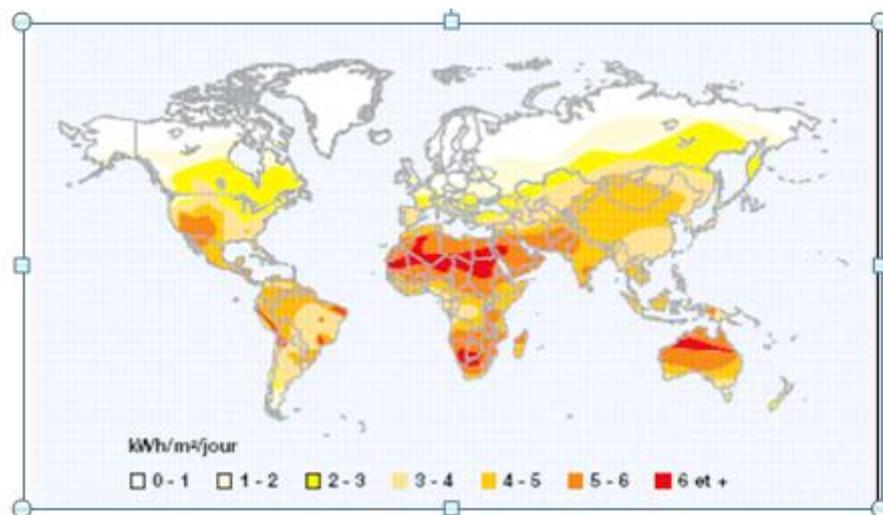


Figure II.4 : carte du monde de l'irradiation moyenne annuelle en kWh/m²/jour sur un plan horizontal

II.1. 3. Les coordonnées terrestres

La terre est pratiquement une sphère qui tourne autour d'un axe passant par le pôle nord et le pôle sud. Chaque point sur la terre est caractérisé par sa latitude et sa longitude en plus de son altitude.

- a) **Longitude :** la longitude d'un lieu correspond à l'angle formé par deux plans méridiens (passant par l'axe des pôles), l'un étant pris comme origine (méridien de

Greenwich 0°) et l'autre déterminé par le lieu envisagé. Pour les méridiens situés à l'est, on affecte le signe (+), et le (-) pour les méridiens situés à l'ouest.

- b) **La latitude** : la latitude d'un lieu est l'angle entre l'équateur et le rayon de la terre passant par le lieu considéré. La latitude est comptée de 0° à +90° pour l'hémisphère nord, et de 0° à -90° pour l'hémisphère sud.
- c) **L'altitude** : l'altitude d'un point correspond à la distance verticale entre ce point et une surface de référence théorique (niveau de la mer), on l'exprime en mètre.
- d) **L'albédo** : c'est la fraction d'un rayonnement incident diffusée ou réfléchi par un obstacle. Ce terme étant généralement réservé au sol et aux nuages, c'est une valeur moyenne de leur réflecteur pour le rayonnement considéré, et pour tous les angles d'incidences possibles. Par définition, le corps noir possède un albédo nul.

$$L'albedo = \frac{\text{l'énergie réfléchi}}{\text{l'énergie reçue}} \dots\dots\dots (II.3)$$

II.2. La propagation du rayonnement solaire dans l'atmosphère [53]:

Lorsque le rayonnement solaire se propage dans l'atmosphère, il interagit avec les constituants gazeux de celle-ci et avec toutes les particules présentes en suspension (aérosols, gouttelettes d'eau et cristaux de glace). Les particules dont on parle ici ont des dimensions variant du centième de μm à quelques centaines de μm . Le rayonnement solaire peut être réfléchi, diffusé ou absorbé.

II.2.1. Réfléchi par la surface terrestre :

C'est-à-dire renvoyé dans une direction privilégiée (réflexion dite spéculaire) ou de manière diffuse. Le sol réfléchit plutôt le rayonnement de manière diffuse et anisotrope.

II.2.2. Diffusé :

C'est-à-dire renvoyé dans toutes les directions. Le phénomène de diffusion se produit dans un milieu contenant de fines particules ou des molécules et dépend fortement de la taille des particules considérées. Par exemple, l'influence des molécules est plus intense pour les courtes longueurs d'onde (bleu) que pour les grandes (rouge), en raison de la loi de diffusion de Rayleigh en λ^{-4} , où λ est la longueur d'onde. C'est la raison pour laquelle la voûte céleste

apparaît en général bleue et le Soleil couchant rougeâtre (les rayonnements violet et bleu ayant été diffusés). Les molécules diffusent la lumière dans toutes les directions; cependant, deux directions sont privilégiées : la diffusion avant et la diffusion arrière. Pour les particules les plus grosses (cas des gouttelettes de nuages), la diffusion se fait majoritairement en avant.

II.2.3. Absorbé par les composants gazeux de l'atmosphère :

Cette absorption est dite sélective, car elle s'opère pour des valeurs de longueur d'onde bien précises. Elle est due essentiellement à la vapeur d'eau, à l'ozone, au dioxyde de carbone et, à un degré moindre, à l'oxygène. On appelle rayonnement solaire direct celui qui arrive au sol sans avoir subi de diffusion. Le spectre du rayonnement solaire direct reçu à la surface terrestre s'éloigne de façon notable du rayonnement atteignant la limite supérieure de l'atmosphère, en particulier du fait de l'absorption par les constituants gazeux de l'atmosphère. Dans certaines bandes de longueur d'onde, le rayonnement est atténué ou même annulé. Les principales bandes d'absorption sont dues à l'ozone entre 0.2 et 0.3 μm (dans le domaine ultraviolet), au dioxyde de carbone autour de 2.75 μm et 4.25 μm , mais surtout à la vapeur d'eau dont l'absorption est prépondérante (en particulier autour de 0.9 μm , de 1.1 μm , de 1.4 μm , de 1.9 μm , de 2.4 à 2.9 μm et de 3 à 4 μm) et qui module principalement l'allure du spectre solaire reçu au sol.

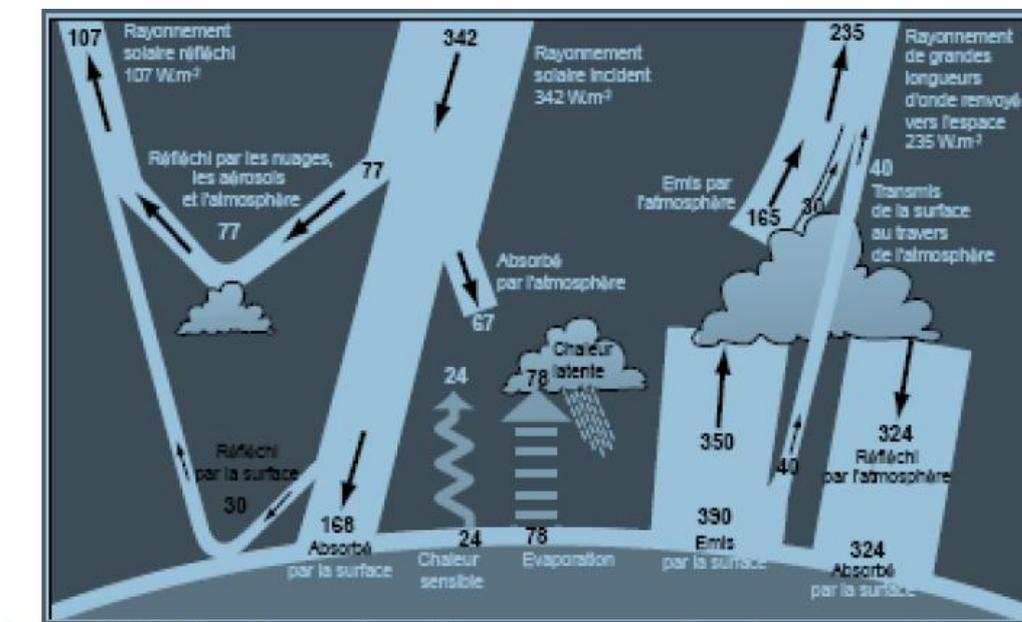


Figure II.5 : les échanges énergétiques moyens entre la surface terrestre, l'atmosphère et l'espace. Les valeurs de rayonnement sont indiquées en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$.

II.3. Les différents types de rayonnement :

II.3.1. Rayonnement global :

Le rayonnement global au sol est en fonction de la composition et de l'épaisseur de l'atmosphère traversée par les rayons lumineux au cours de la journée. Il se décompose de rayonnement diffus et de rayonnement direct.

II.3.1.1. Rayonnement diffus :

Ce sont des rayons qui proviennent de l'atmosphère qu'il fasse beau ou pas; des rayons lumineux issus du Soleil traversent les nuages et se diffusent sur toute la surface de la terre. Nous pouvons mesurer la longueur d'onde grâce à un pyranomètre.

II.3.1.2. Rayonnement direct :

Ce sont des rayons qui proviennent de l'atmosphère mais ce sont surtout les rayons UV du Soleil qui sont mesurés par un pyrhéliomètre (Instrument qui sert à recueillir la puissance émise par le Soleil).

II.3.2. Rayonnement solaire réfléchi (Albédo du sol) :

C'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).

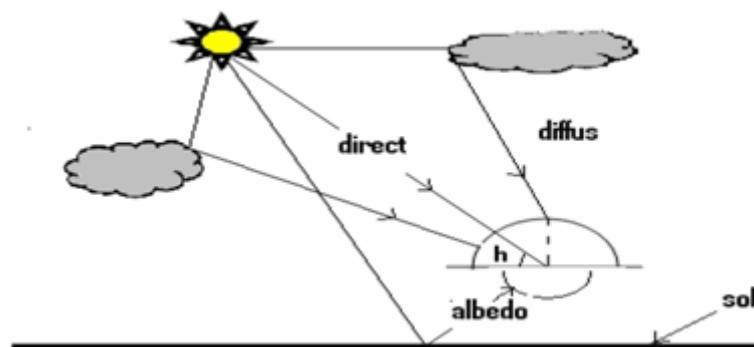


Figure II.6 : les différents types de rayonnement

II.4. Le corps noir :

Un corps noir est un corps qui absorbe, sans réfléchir ni diffuser, toute l'énergie électromagnétique qu'il reçoit. Ainsi, une boîte avec une toute petite ouverture est généralement une bonne approximation d'un corps noir. Un tel "corps noir" reçoit de l'énergie, s'il n'en émettait pas, sa température augmenterait indéfiniment. Ceci est irréaliste, un corps noir réémet donc l'énergie qu'il a absorbée sous forme de rayonnements électromagnétiques. La quantité d'énergie réémise dépend de sa température. Ainsi, on a la loi de Stefan-Boltzmann qui donne la valeur de l'énergie émise en fonction de la température du corps noir.

$$M_T = \sigma \cdot T^4 \dots\dots\dots (II.4)$$

Avec : M_T , l'émittance totale d'un corps noir (en $W m^{-2}$). T , la température du corps noir (en K) et σ , la constante de Stefan-Boltzmann qui vaut environ $5,67 \cdot 10^{-8} Wm^{-2} K^{-4}$.

II.5. L'angle solide [53] :

L'analyse d'un champ de rayonnement exige souvent l'examen de la quantité d'énergie de rayonnement confiné à un élément d'angle solide. Un angle solide est l'analogue tridimensionnel de l'angle plan ou bidimensionnel. Il mesure la grandeur apparente sous laquelle un objet apparaît à un observateur. Pour calculer l'angle solide sous lequel on voit un objet à partir d'un point donné, on projette l'objet sur une sphère de rayon r centrée en ce point. Si la surface que cette projection fait sur la sphère est S (figure 6), l'angle solide sous lequel l'observateur voit l'objet est donné par la formule suivante :

$$\Omega = \frac{S}{r^2} \dots\dots\dots (II.5)$$

Où Ω est l'angle solide, qui est exprimé par l'unité en stéradian (sr).

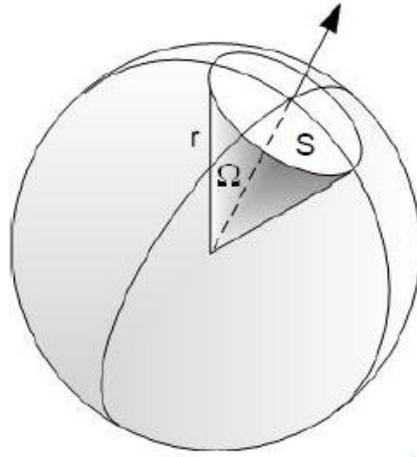


Figure II.7 : l'angle solide

En coordonnées sphériques, l'angle solide différentiel est donné par :

$$d\Omega = \sin \theta \, d\theta \, d\varphi \dots\dots\dots (II.6)$$

où θ et φ désignent les angles azimutal et zénithal.

L'angle solide d'une sphère entière vue d'un point à l'intérieur est de 4π sr. Un petit objet à proximité de l'observateur peut avoir le même angle solide qu'un plus grand objet plus éloigné. Par exemple, bien que la lune soit beaucoup plus petite que le Soleil, elle est aussi beaucoup plus proche de la Terre. Vu de n'importe quel point de la Terre, les deux objets ont approximativement le même angle solide, de l'ordre de 6×10^{-5} sr.

II.6.Rayonnement solaire et son utilisation :

Cette source d'énergie présente, en outre, l'avantage d'être disponible partout sur la planète et de bénéficier d'un potentiel énergétique considérable.

La figure ci-dessous nous montre les différentes utilisations du rayonnement solaire comme source d'énergie.

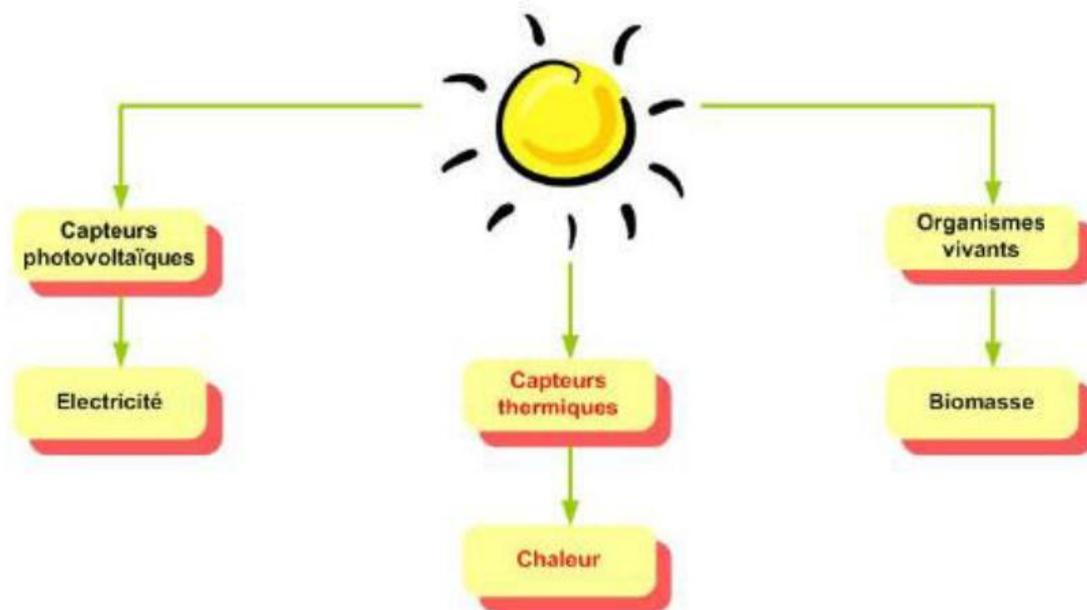


Figure II.8 : rayonnements solaires et son utilisation

II.7. Le phénomène d'extinction de Rayonnement [53]:

Le rayonnement traversant un milieu homogène d'épaisseur r sera atténué par son interaction avec les particules de la matière composant le milieu traversé. Cette atténuation est causée par deux effets : la diffusion et l'absorption. La diffusion est due aux phénomènes de diffraction, de réfraction et de réflexion (figure 8). Selon la longueur d'onde de rayonnement, l'absorption provoque la dissociation de molécules (cas du rayonnement UV), la transition d'électron entre les niveaux d'énergie correspondant aux configurations électroniques (domaine visible), la transition vibrationnelle et rotationnelle des molécules ou atomes (infrarouge ou micro-ondes) (Liou, 1980).

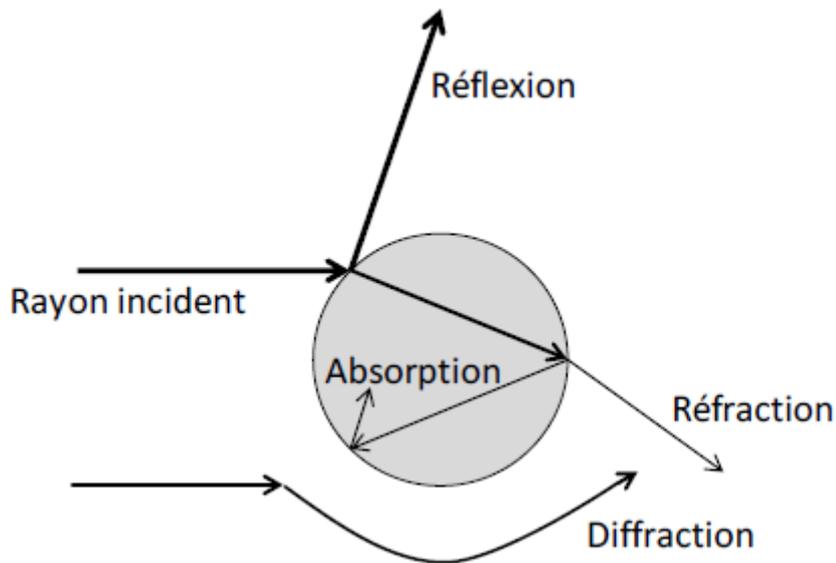


Figure II.9: interaction rayonnement-matière (Jacob, 1999)

Avec un élément de matière et une intensité I_0 incidente, après la traversée sur une distance r , l'intensité de sortie I sera plus faible que I_0 . La relation entre les deux intensités est donnée par la relation suivante:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\zeta r} \dots\dots\dots (II.7)$$

Avec $\frac{I}{I_0}$: la transmittance et ζ : la transmittivité.

II.8.Absorption et émission du rayonnement :

L'absorption de rayonnement électromagnétique décrit comment l'énergie d'un photon est absorbée par la matière. L'énergie électromagnétique est ensuite transformée en d'autres formes d'énergie, par exemple, la chaleur. L'absorption de rayonnement par les particules et molécules conduit à l'émission. Conformément aux principes de la mécanique quantique, l'absorption de rayonnement se produit seulement lorsque l'atome effectue une transition de l'état avec l'énergie E_j à un état d'énergie plus élevée E_k . Nous pouvons écrire :

$$E_k - E_j = \Delta n h\nu \dots\dots\dots (II.8)$$

Où h est la constante de Planck, ν est la fréquence du rayonnement électromagnétique $h\nu$ représente le quantum d'énergie rapporté par le photon absorbé, ne peut prendre que des valeurs entières.

Le processus inverse donne l'**émission** de rayonnement électromagnétique. Un atome émet un photon avec la quantité d'énergie $h\nu$ et effectue une transition d'un état énergétique élevé à un état énergétique moins élevé. Chaque saut quantique entre les niveaux d'énergie fixes conduit à une absorption ou une émission de rayonnement avec une fréquence ou longueur d'onde différente. Ces quanta apparaissent dans les spectres d'émission ou d'absorption des matières comme les raies monochromatiques d'émission ou d'absorption.

Cependant, l'absorption et l'émission monochromatique ne sont pratiquement jamais observées. Les niveaux d'énergie lors des transitions énergétiques sont normalement légèrement modifiés en raison d'influences externes sur les atomes et les molécules ou encore de la perte d'énergie en émission. Par conséquent, le rayonnement émis lors de transitions énergétiques n'est pas parfaitement monochromatique, et les raies spectrales observées possèdent une certaine largeur (Liou, 1980). Il existe une connexion entre les raies d'absorption/émission de gaz et un spectre continu issu d'un solide. Comme les atomes s'entassent entre eux dans un solide, les niveaux d'énergie d'un atome se déforment sous l'influence du champ électrique des atomes voisins. Ces déformations des niveaux d'énergie conduisent à des raies d'absorption/émission légèrement différentes. Une distribution de ces déformations conduit à une répartition des raies qui éventuellement forment un continuum.

L'absorption par un corps de longueur dr , vu sous un angle solide, diminue la luminance incidente (Houghton, 1986) :

$$L_{\lambda a}(r, \hat{\Omega}) = -k_{\lambda} \rho_m L_{\lambda}(r, \hat{\Omega}) \dots \dots \dots (II.9)$$

Où ρ_m est la densité de la matière, k_{λ} est le coefficient d'absorption de la couche gazeuse pour la longueur d'onde λ , dépendant de la température et de la pression du milieu. $\hat{\Omega}$ est un vecteur directionnel unitaire défini par ses angles zénithal et azimutal.

II.9. Diffusion du rayonnement :

Une part du rayonnement qui arrive à nos yeux ne provient pas directement des sources de lumière mais indirectement par le processus de diffusion. Dans l'atmosphère, nous pouvons observer la diffusion avec les différentes couleurs générées par les molécules, les aérosols, les gouttelettes d'eau ou cristaux de glace dans les nuages, etc. Ciel bleu, nuage blanc, arc en ciel et halo sont tous des phénomènes dus à la diffusion.

La diffusion est un phénomène physique par lequel une particule dans le chemin d'une onde électromagnétique absorbe l'énergie de l'onde incidente et rayonne cette énergie dans toutes les directions. Par conséquent, la particule peut être considérée comme une source d'énergie diffusée.

Dans l'atmosphère, les particules responsables de la diffusion couvrent une grande étendue de dimensions allant des molécules gazeuses (diamètre de l'ordre de 10^{-8} cm) aux gouttes de pluie ou particules de grêle (de l'ordre 1 cm).

La distribution angulaire de diffusion dépend fortement du rapport de la taille de la particule sur la longueur d'onde de l'onde incidente. Une particule anisotrope petite devant la longueur d'onde considérée aura tendance à diffuser la lumière également dans toutes les directions en avant comme en arrière. Quand la taille de particule augmente devant la longueur d'onde considérée, l'énergie diffusée est de plus en plus concentrée dans la direction vers l'avant avec une distribution angulaire plus complexe. Pour les particules beaucoup plus petites que la longueur d'onde de la lumière incidente, la diffusion est appelée diffusion de Rayleigh, qui peut expliquer le ciel bleu ou la polarisation du ciel. Pour les particules de taille similaire ou plus grande que la longueur d'onde, la diffusion est habituellement appelée diffusion de Mie. Ceci peut expliquer la couleur blanche des nuages.

II.10. Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons rappelé quelques notions sur le rayonnement solaire, et son application dans le domaine photovoltaïque.

CHAPITRE III : Cellules solaires de type Métal-Semiconducteur

III.1. Introduction:

Une hétérojonction est formée d'un contact entre deux semiconducteurs de gap différents ou entre un métal et un semiconducteur. A l'équilibre thermodynamique les niveaux de Fermi des deux matériaux s'alignent. Dans un dispositif électronique l'hétérostructure peut être soit un élément actif cas d'une diode Schottky (contact redresseur) soit passif cas d'un contact ohmique.

Le type de contact qui résulte d'une hétérojonction dépend des travaux de sorties des matériaux.

III.2. Le contact Métal-Semiconducteur :

Quand un métal et un semiconducteur sont en contact, la structure des bandes d'énergie à l'interface est conditionnée par la différence d'énergie entre le travail de sortie du métal ($q\Phi_m$) et le travail de sortie du semiconducteur ($q\Phi_s$). Le type du contact est en fonction des travaux de sorties des matériaux ainsi que de dopage du semiconducteur.

- **III.2.1. Cas où $q\Phi_m > q\Phi_s$ et le semiconducteur est de type n**

Soit le cas où le travail de sortie du métal $q\Phi_m$ est supérieur au travail de sortie du semiconducteur $q\Phi_s$.

Lors de la mise en contact du métal et du semiconducteur, les électrons du semiconducteur situés près de l'interface possèdent une plus grande énergie que ceux du métal. Ils vont passer vers le métal en laissant derrière eux des ions positifs fixes.

Ce phénomène s'arrête lorsque l'alignement des niveaux de FERMİ est réalisé. Une zone désertée (ZCE) apparaît dans le semiconducteur. En faisant l'hypothèse de SHOCKLEY, on supposera que cette zone est entièrement dépourvue de porteurs majoritaires sur une épaisseur W . Au-delà, la densité des porteurs majoritaire est égale au dopage n du semiconducteur.

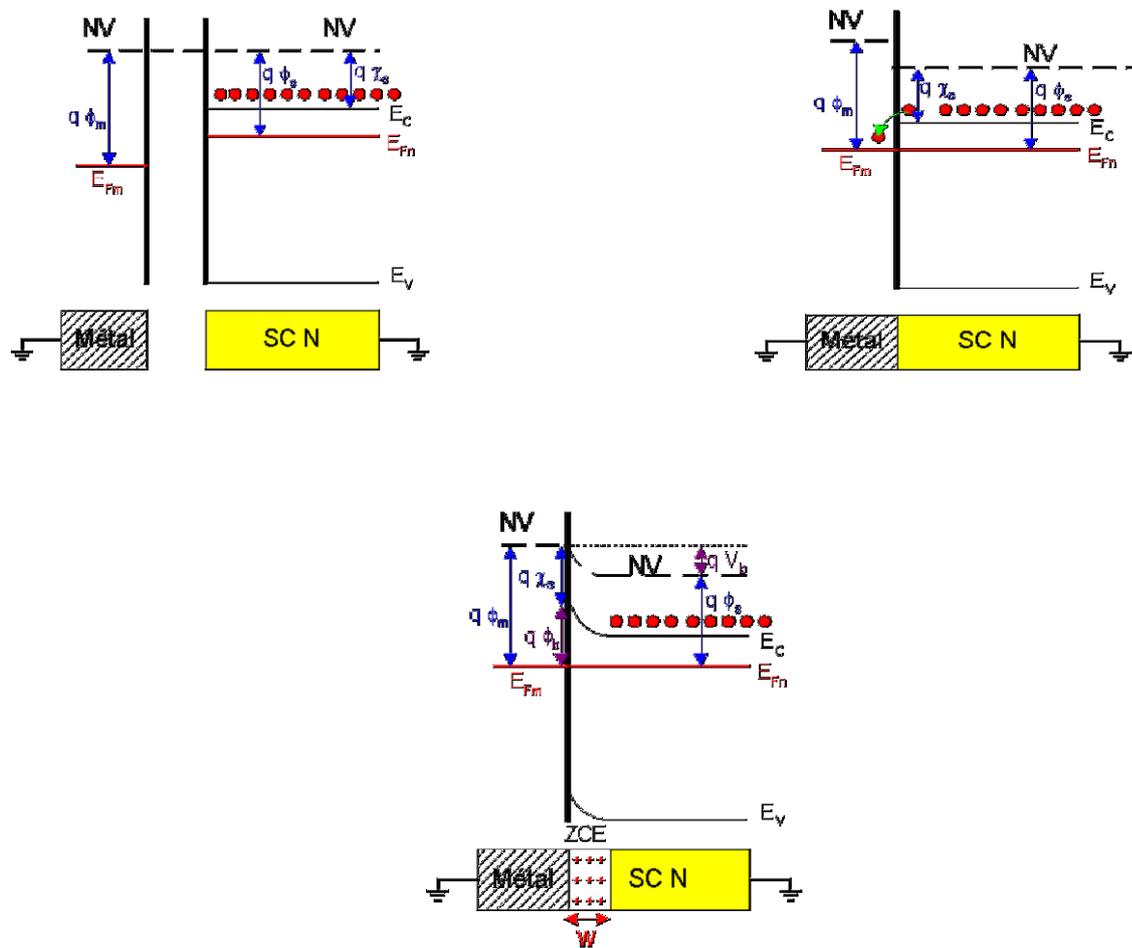


Figure III.1 : Cas où $q \Phi_m > q \Phi_s$ et le semiconducteur est de type n

Du côté métal, le surplus d'électrons se concentre sur une zone infiniment mince car la densité d'états d'énergie disponibles est de l'ordre de 10^{22} cm^{-3} .

Il en résulte une courbure des bandes d'énergies vers le haut, puisque le niveau de Fermi reste horizontal à l'équilibre thermodynamique. Il apparait une barrière de potentiel Φ_d côté semiconducteur telle que :

$$q\Phi_b = q\Phi_m - q\chi_s(\text{ev}) \dots\dots\dots(\text{III.1})$$

- La hauteur de la barrière qui s'oppose au passage des électrons du semiconducteur vers le métal est donnée par:

$$qV_b = q\Phi_m - q\Phi_s (\text{ev}) \dots\dots\dots(\text{III.2})$$

V_b est le potentiel de barrière de la ZCE qui apparie dans le semiconducteur.

• III.2.2. Cas où $q\Phi_m < q\Phi_s$ et le semiconducteur est de type n :

Lors de la mise en contact du métal et du semiconducteur, les électrons du métal situés près de l'interface possèdent une plus grande énergie que ceux du semiconducteur. Ils vont donc passer vers le semiconducteur.

Il apparaît une zone de déficit de porteurs négatifs dans le métal et une accumulation de porteurs majoritaires (électrons) dans le semiconducteur. Il y a donc une accumulation de porteurs majoritaires dans le semiconducteur et le niveau de FERMI s'aligne.

Il n'existe donc aucune zone dépourvue de porteurs majoritaires dans la structure. Cette dernière conduira l'électricité dès qu'une tension sera appliquée. Le contact est ohmique.

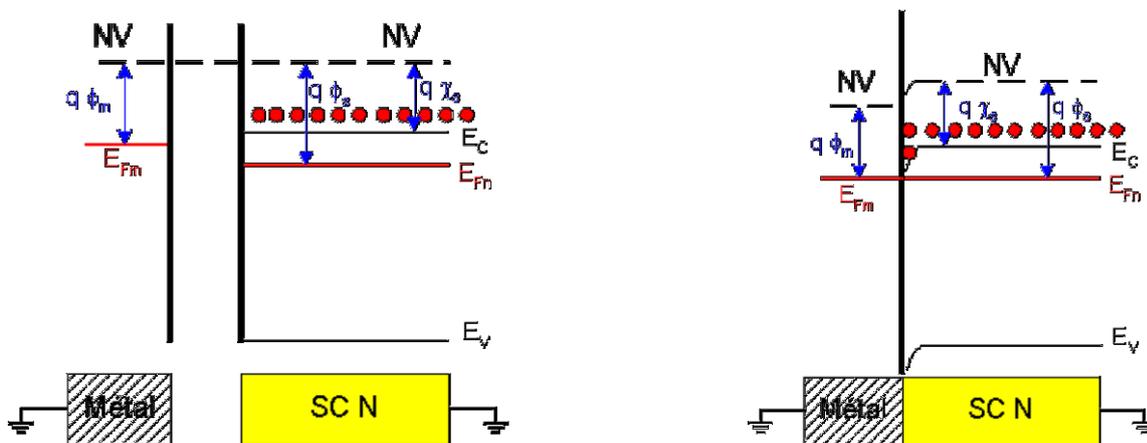


Figure III.2 : Cas où $q\Phi_m < q\Phi_s$ et le smiconducteur est de type n

• III.2.3. Cas où $q\Phi_m = q\Phi_s$:

Envisageons le cas où le travail de sortie du métal : $q\Phi_m$ est égal au travail de sortie du semiconducteur : $q\Phi_s$.

Les niveaux de FERMI du métal E_{Fm} et du semiconducteur E_{Fn} sont alignés en l'absence de contact car leur distance au niveau du vide est la même.

Lorsque le contact est réalisé, les niveaux de FERMI étant déjà alignés, l'équilibre thermodynamique peut se réaliser sans échange de porteurs de charges.

Dans le semiconducteur, la densité des électrons reste constante et la BC (et la BV) reste plates. C'est ce que l'on appelle le régime de bandes plates.

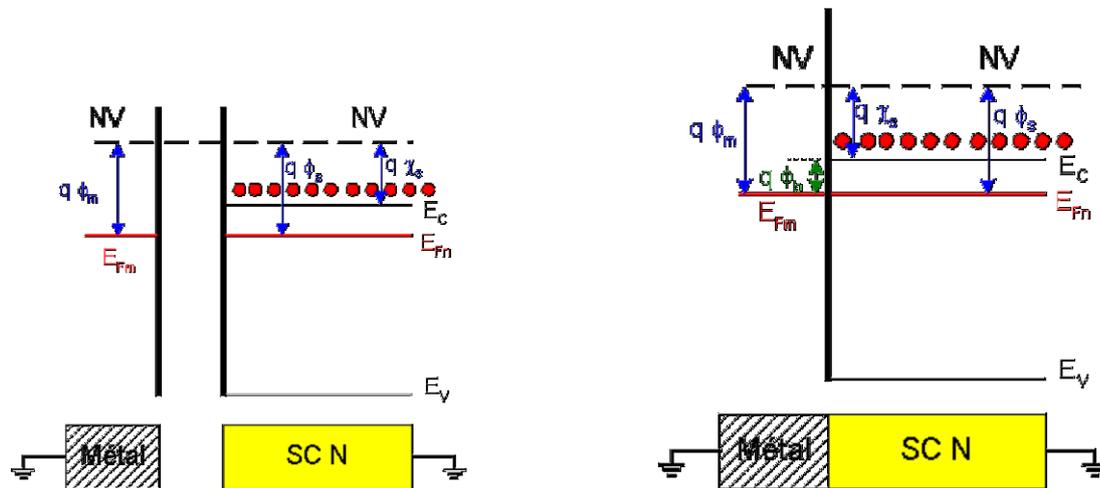


Figure III.3 : Cas où $q \Phi_m = q \Phi_s$ (régime des bandes plates)

La barrière de potentiel présentée aux électrons qui veulent transiter du métal vers le semiconducteur $q\Phi_b$ est donnée par :

$$q\Phi_b = q\Phi_m - q\chi_s \text{ (eV)} \dots\dots\dots(\text{III.3})$$

Dans le cas d'un contact métal-semiconducteur de type P, les conditions entre les travaux de sorties ($q\Phi_m$ et $q\Phi_s$) sont inversées :

• **III.2.4. Cas où $q\Phi_m > q\Phi_s$ et le semiconducteur est de type p :**

Les électrons passent du semiconducteur vers le métal. À l'équilibre thermodynamique les niveaux de FERMI s'alignent, il apparaît :

- une charge d'espace négative côté métal.
- une charge positive à l'interface de semiconducteur (courbure vers le haut).

Il n'y a pas de zone vide de porteurs majoritaires. Au niveau du contact, l'arrivée ou le départ d'un trou dans le semiconducteur se compense immédiatement par l'arrivée ou le départ d'un électron dans le métal. Le courant circule librement dans les deux sens, c'est un contact Ohmique.

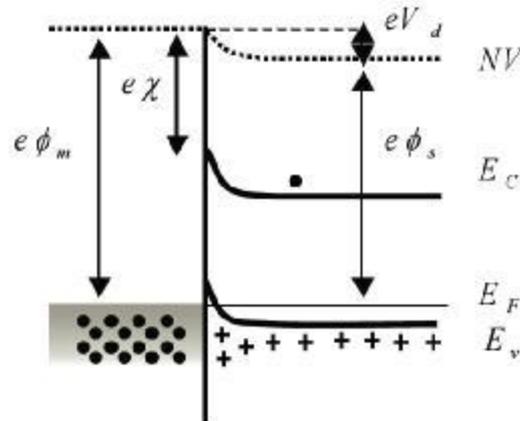


Figure III.4 : Cas où $q\Phi_m > q\Phi_s$ et le semiconducteur est de type P

• **III.2.5. Cas où $q\Phi_m < q\Phi_s$ et le semiconducteur est de type p:**

Les électrons passent du métal vers le semiconducteur et se recombinent avec les trous majoritaires (apparition d'une zone désertée). Le système évolue jusqu'à ce qu'un champ électrique apparie et arrête la diffusion des électrons. Il apparait dans le semiconducteur une charge d'espace négative. Les bandes d'énergie se courbent vers le bas et une barrière de diffusion apparait entre le semiconducteur et le métal. Son expression est donnée par :

La barrière entre le métal et le semiconducteur est donnée par :

$$\phi_b = (E_g - \phi_m + \chi_s) \dots \dots \dots (III.4)$$

✓ *Si le métal est porté à un potentiel positif par rapport au semiconducteur :*

La courbure des bandes augmente, la barrière de potentiel s'est accrue, le courant ne circule pas. La barrière est polarisée en inverse.

✓ *Si le métal est porté à un potentiel négatif par rapport au semiconducteur :*

La courbure des bandes d'énergie diminue, la barrière de potentiel est affaiblie, les électrons peuvent repasser du métal vers le semiconducteur, il apparait un courant électrique. La barrière est polarisée en direct.

CHAPITRE III : Cellules solaires de type Métal-Semiconducteur

hyperfréquences. On l'utilise aussi pour sa capacité à laisser transiter de relativement fortes intensités pour le redressement de puissance avec des pertes par effet joule réduites du fait de sa faible chute de tension.

La diode SCHOTTKY exploite l'effet redresseur que peut présenter une structure M-Sc. Les premières diodes à l'état solide (diodes des postes à galène) étaient de ce type et furent découvertes par F. BRAUN en 1874.

III.3.1. La diode SCHOTTKY non polarisée :

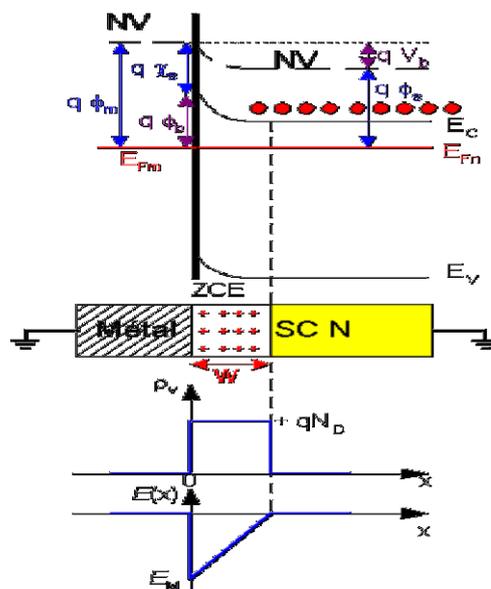


Figure III.6 : diode SCHOTTKY non polarisée.

III.3.1. 1. La barrière Métal-Semiconducteur :

Considérons une structure M-SC avec un semiconducteur de type N et $q\Phi_m > q\Phi_s$. Nous avons vu que :

- dans le sens Métal \longrightarrow Sc, il existe une barrière de potentiel: $q\phi_b = q\phi_m - q\chi_s$
- dans le sens Sc \longrightarrow Métal, il existe une barrière: $qV_b = q\phi_m - q\phi_s$

CHAPITRE III : Cellules solaires de type Métal-Semiconducteur

On suppose que :

- Le dopage N_D du semiconducteur est constant.
- La surface S de la structure est plane.
- La ZCE d'épaisseur W est totalement dépourvue de porteurs majoritaires.
- La densité d'états de surface est négligeable.

Pour calculer l'épaisseur W on part de la loi de POISSON:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{qN_D}{\epsilon} \dots\dots\dots(III.5)$$

On intègre en tenant compte que le champ électrique est nul hors de la ZCE : $E(W) = 0$.

$$E(x) = -\frac{qN_D W}{\epsilon} \left[1 - \frac{x}{W}\right] \dots\dots\dots(III.6)$$

En intégrant le champ électrique sur toute la longueur W de ZCE on trouve:

$$W = \left[\frac{2\epsilon}{qN_D} V_b \right]^{1/2} (\mu\text{m}) \dots\dots\dots(III.7)$$

La présence de la zone de la ZCE génère une capacité statique :

$$C_j(0) = S \left[\frac{q\epsilon N_D}{2 V_b} \right]^{1/2} (\text{pF}) \dots\dots\dots(III.8)$$

III.3.1.2 .Passage des porteurs à l'interface :

RICHARDSON et DUSHMANN ont montré que le courant d'émission I_0 d'une cathode métallique avec un travail de sortie $q\Phi_s$, situé dans le vide, de surface S , portée à la température T est donné par la relation :

$$I_0 = SRT^2 \exp - \left(\frac{q\phi_b}{KT} \right) (\mu\text{A}) \dots\dots\dots(III.9)$$

Avec : R constante de RICHARDSON.

Dans le cas d'une barrière M-Sc, par analogie, on peut exprimer le courant d'émission du métal vers le semiconducteur par la relation III.10 :

$$I_0 = SR^*T^2 \exp - \left(\frac{q\phi_b}{KT} \right) (\mu\text{A}) \dots\dots\dots(III.10)$$

Avec :

$$R^* = R(m_n/m_0) \dots\dots\dots(III.11)$$

CHAPITRE III : Cellules solaires de type Métal-Semiconducteur

Pour cela, un électron pour qu'il quitte le métal vers le semiconducteur il doit franchir une barrière de potentiel $q\Phi_b$ au lieu de $q\Phi_m$ (il aura une masse effective m_n au lieu de m_0 : masse dans le vide).

La structure n'est pas polarisée donc elle n'est pas traversée par un courant, c'est-à-dire le courant d'émission qui est engendré par les électrons qui ont assez d'énergie pour passer du métal vers le Sc est compensé par un courant de diffusion qui est due par le passage des porteurs de charges du Sc vers le métal.

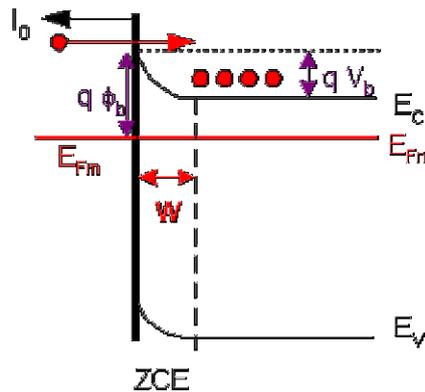


Figure III.7 : courant d'émission entre un métal et un semiconducteur

III.2.2. La diode SCHOTTKY polarisée en direct :

Appliquons sur le métal une tension $V_j > 0$ par rapport au semiconducteur. Le Niveau de FERMI du métal va descendre de qV_j par rapport au niveau de FERMI du semiconducteur (potentiel $V_j > 0$ appliqué sur une charge $-q$).

Dans ces conditions :

- la hauteur de la barrière de potentiel Métal-Sc reste la même : $q\Phi_b$
- l'énergie de la barrière de potentiel Sc-métal devient :

$$qV_b' = qV_b - qV_j \text{ (eV)(III.12)}$$

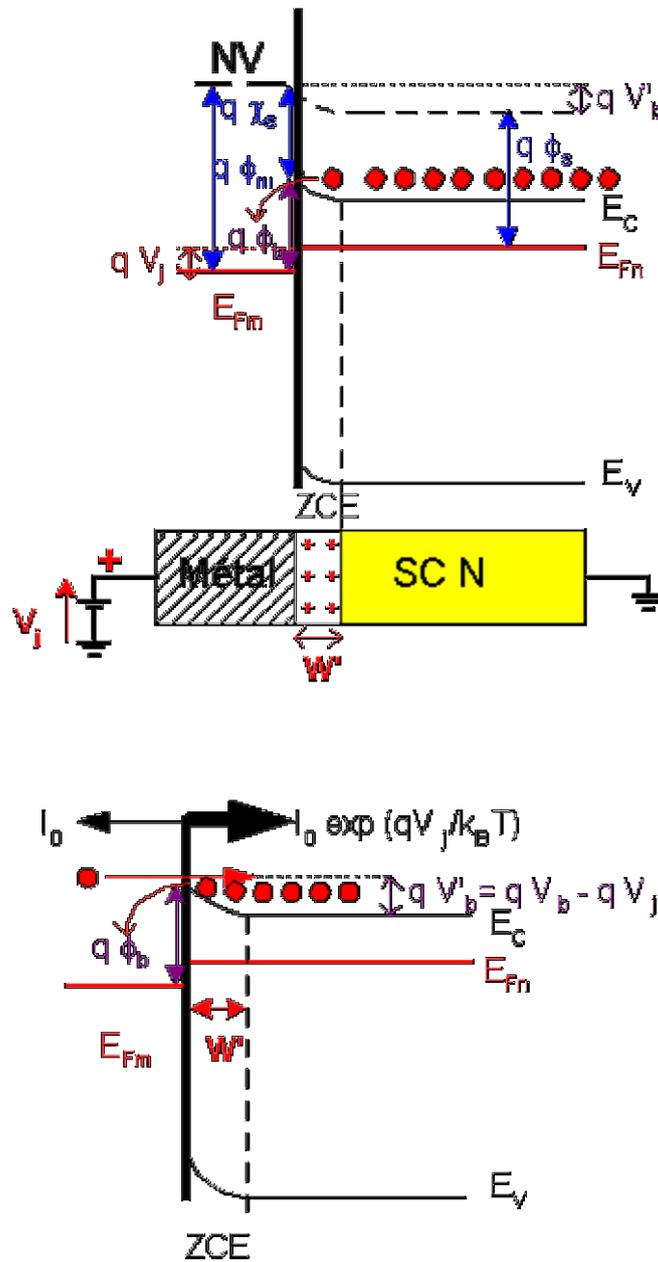


Figure III.8 : diode SCHOTTKY polarisée en direct.

Le courant thermoïonique Métal-Sc (I_0) n'est plus égal au courant de diffusion du Sc-M. L'expression de ce courant est donnée par la formule suivante :

$$I = I_0 \exp(qV_j / K T) \gg I_0 \text{ car } V_j > 0 \dots\dots\dots (III.13)$$

Il en résulte un courant direct à travers la barrière :

$$I_d = I_0 \left[\exp \frac{qV_j}{K T} - 1 \right] \text{ (mA)} \dots\dots\dots (III.14)$$

CHAPITRE III : Cellules solaires de type Métal-Semiconducteur

Quand on applique une différence de potentiel positive sur le métal par rapport au semiconducteur, la barrière est traversée par un courant qui croît exponentiellement en fonction de la tension appliquée. Comme dans le cas d'une jonction PN polarisée en directe.

Une analyse plus détaillée met en évidence l'existence d'un courant dû à la diffusion des trous du semiconducteur vers le métal :

$$I_{p0} = S q n_i^2 \left[\frac{D_p}{n N_p} \right] \quad (\text{nA}) \dots\dots\dots(\text{III.15})$$

L'ordre de grandeur entre la quantité de trous (porteurs minoritaires) et la quantité d'électrons (porteurs majoritaires) entraîne que ce courant est négligeable.

La présence d'états de surface entraîne qu'en pratique l'énergie de la barrière de potentiel entre le Métal-Sc ($q \Phi_b$) se situe entre :

$$q\phi_b = E_G - qE_0 \dots\dots\dots(\text{III.16})$$

Et:

$$q\phi_b = q\phi_m - q\chi_s \dots\dots\dots(\text{III.17})$$

Expérimentalement le courant direct prend la forme suivante :

$$I_d = I_0 \left[\exp \frac{q V_j}{n K T} - 1 \right] \quad (\text{mA}) \dots\dots\dots(\text{III.18})$$

Avec n : facteur d'idéalité $1 < n < 2$ (la diode est idéale quand $n = 1$).

III.3.3. La diode SCHOTTKY polarisée en inverse :

On porte le métal à un potentiel inférieur à celui du semiconducteur ($V_j < 0$) :

Le Niveau de FERMI du métal va monter de qV_j par rapport au niveau de FERMI du semiconducteur (potentiel $V_j < 0$ appliqué sur une charge $-q$).

Dans ces conditions :

- la hauteur de barrière Métal-Sc reste la même : $q\Phi_b$
- l'énergie de la barrière de potentiel Sc-métal devient :

$$qV_b'' = qV_b - qV_j \quad (\text{eV}) \dots\dots\dots(\text{III.19})$$

CHAPITRE III : Cellules solaires de type Métal-Semiconducteur

L'épaisseur de la zone désertée devient :

$$W'' = W \left(1 - \frac{V_j}{V_b}\right)^{1/2} \dots\dots\dots(III.20)$$

Plus V_j devient négative, plus l'épaisseur de la ZCE augmente et l'évolution de la capacité statique d'une barrière de surface S s'écrit :

$$\frac{1}{C_j^2(V_j)} = \frac{2(V_b - V_j)}{\epsilon N_D S^2} \quad (\text{pF}) \dots\dots\dots(III.21)$$

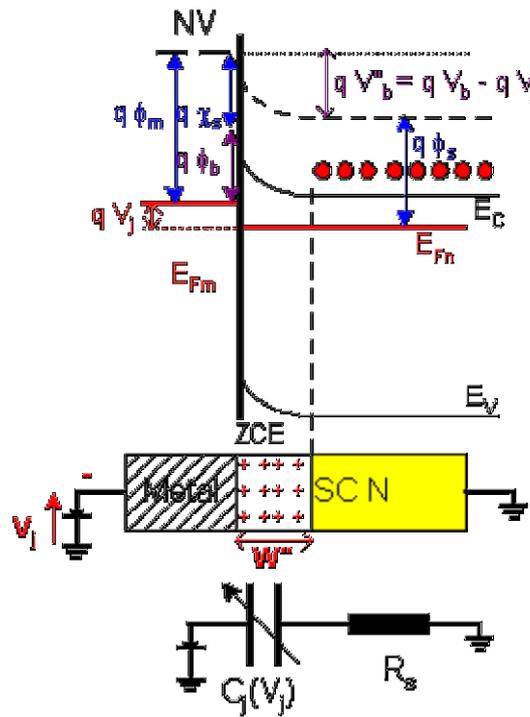


Figure III.9 : diode SCHOTTKY polarisée en inverse

Le courant d'émission d'électrons du métal vers le semiconducteur est toujours présent, par contre la barrière de potentiel qV''_b étant nettement plus importante, le courant de diffusion des électrons du semiconducteur vers le métal s'annule. Il en résulte un courant inverse traversant la barrière de potentiel qui est égal à I_0 .

Expérimentalement, il apparaît une légère augmentation du courant inverse en fonction de la tension appliquée. Ce phénomène trouve son origine dans la diminution de la hauteur de la barrière de potentiel entre le Métal et le Semiconducteur sous l'effet d'un champ électrique extérieur :

$$I_0 = SR^*T^2 \exp - \left[\frac{q(\phi_b - \Delta\phi_b)}{KT} \right] \dots\dots\dots(III.22)$$

$$\text{Avec : } \Delta\phi_b = \frac{qE_{ext}}{4\pi\epsilon}$$

Pour des tensions inverses très grandes (V_j très négative), le champ électrique à l'interface métal-Sc devient suffisant pour provoquer un phénomène d'avalanche. La caractéristique $I(V)$ présente une brusque augmentation du courant inverse exactement comme dans la jonction PN.

Quand on applique une différence de potentiel négative sur le métal par rapport au semiconducteur, la diode SCHOTTKY est traversée par un courant très faible (elle est bloquée). Son schéma électrique se réduit alors à une résistance série tenant compte de l'épaisseur du semiconducteur et de la capacité dont la valeur est fonction de la tension appliquée. Comme dans la jonction PN, on est dans le cas d'une polarisation inverse.

III.3.4. Comparaison diode SCHOTTKY et diode PN :

La différence fondamentale entre les deux composants est que le fonctionnement fait appel aux porteurs majoritaires dans la diode SCHOTTKY alors que ce sont les porteurs minoritaires qui interviennent dans la diode PN.

Si les caractéristiques $I(V)$ des diodes SCHOTTKY et des diodes PN sont assez semblables on peut noter les différences suivantes :

- le courant inverse de la diode PN est plus faible.
- le courant direct apparait rapidement pour une diode Schottky que pour une diode PN.
- Commutation contrôlée par Thermalisation des électrons Injectés (quelques picosecondes) pour une diode SHOTTKY par contre une commutation contrôlée par la recombinaison (disparition) des porteurs minoritaires pour une diode pn.

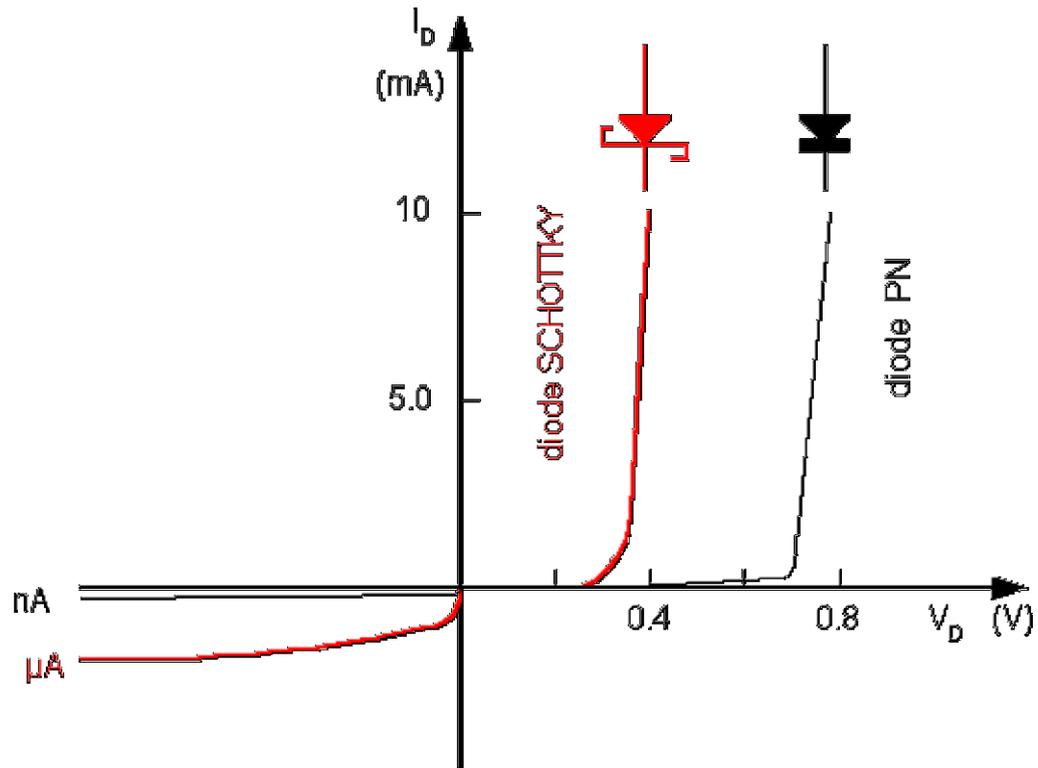


Figure III.10 : comparaison entre la caractéristique I(V) d’une diode SCHOTTKY et d’une diode PN

Le fonctionnement en fréquence de la diode SCHOTTKY peut être estimé à partir de la fréquence de coupure.

$$f_c = \frac{1}{2 \pi r C_j (V_d)} \dots \dots \dots (III.23)$$

Avec r est résistance dynamique qui est égale à : $r = \left[\frac{\partial V_d}{\partial I_d} \right]_{V_d=0}$

(Pratiquement R_s la résistance série $\ll r$).

En réalisant des composants de petites dimensions avec des matériaux de haute mobilité (GaAs), des fréquences de fonctionnement de l'ordre de 100 GHz sont possibles.

Pour une diode PN, la fréquence de coupure est donnée par :

$$f_c = \frac{1}{2 \pi r (C_j(V_d) + c_d)} \dots \dots \dots (III.24)$$

Avec r est résistance dynamique qui est égale à : $r = \left[\frac{\partial V_d}{\partial I_d} \right]_{V_d=0}$

Où c_d est la capacité dynamique de la jonction qui fait intervenir la durée de vie des porteurs minoritaires.

CHAPITRE III : Cellules solaires de type Métal-Semiconducteur

Un contact ohmique avec un Semiconducteur de type 'n' est théoriquement réalisable avec un métal de travail de sortie inférieur à celui du semiconducteur. Malheureusement cette situation idéale est rarement réalisée.

En pratique, on diminue la résistance du contact en surdopant superficiellement la région où l'on veut réaliser le contact : on réalise une couche tampon dégénérée (de 10^{19} à 10^{20} cm^{-3}).

La ZCE de la barrière ainsi formée entre la couche tampon et le métal du contact est tellement fine que les porteurs peuvent la traverser par effet tunnel. Le contact n'est plus redresseur et la caractéristique $I(V)$ est symétrique.

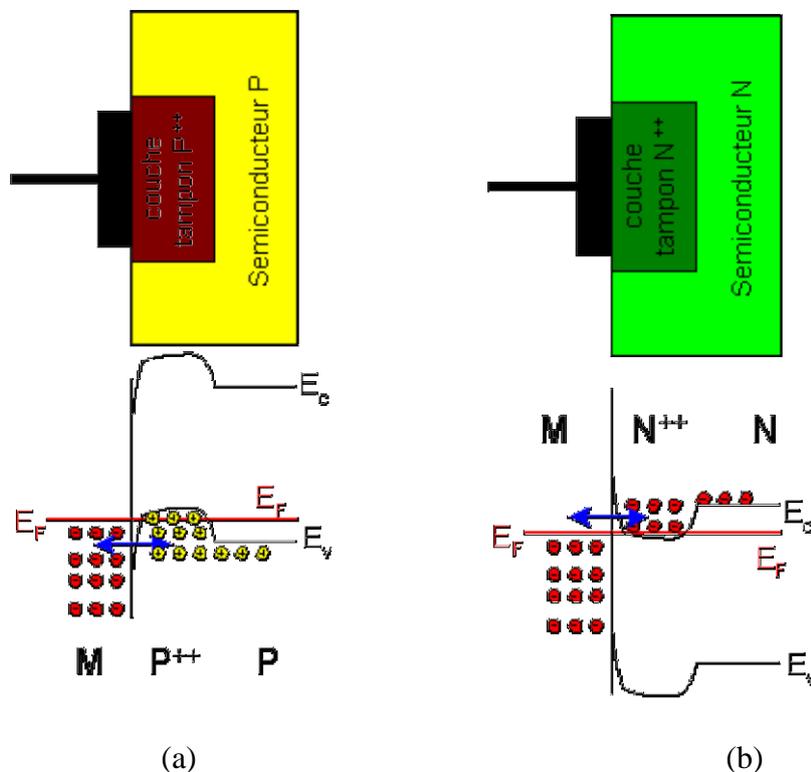


Figure III.11. (a) contact ohmique sur semiconducteur type n, (b) contact ohmique sur semiconducteur type p.

III.4.1. Le principe de fonctionnement d'une cellule solaire métal semiconducteur :

Le Principe de l'effet photovoltaïque est basé sur les trois mécanismes suivants :

- Absorption des photons (dont l'énergie est supérieure au gap) par le matériau constituant le dispositif.

CHAPITRE III : Cellules solaires de type Métal-Semiconducteur

- Conversion de l'énergie des photons en énergie électrique, ce qui correspond à la création de paires électrons/trous dans le matériau semiconducteur. Les paires électrons/ trous seront séparée par le champ électrique interne qui existe à l'intérieure de la ZCE.
- Collecte des particules générées dans le dispositif.

Si l'énergie du photon est plus grande que celle de la hauteur de la barrière de potentiel Métal-semi-conducteur, les électrons du métal passe du coté semi-conducteur.

$$J_t = \left[A^* T^2 \exp \frac{-q\phi_b}{kT} \right] \exp \frac{qV}{kT} - A^* T^2 \exp \frac{-q\phi_b}{kT} \dots\dots\dots(III.25)$$

$$= \left(A^* T^2 \exp \frac{-q\phi_b}{kT} \right) \left(\exp \frac{-qV}{kT} - 1 \right)$$

Donc

$$J_t = J_0 \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \dots\dots\dots(III.26)$$

Avec :

$$J_0 = A^* T^2 \exp \frac{-q\phi_b}{kT} \text{ est le courant de saturation.}$$

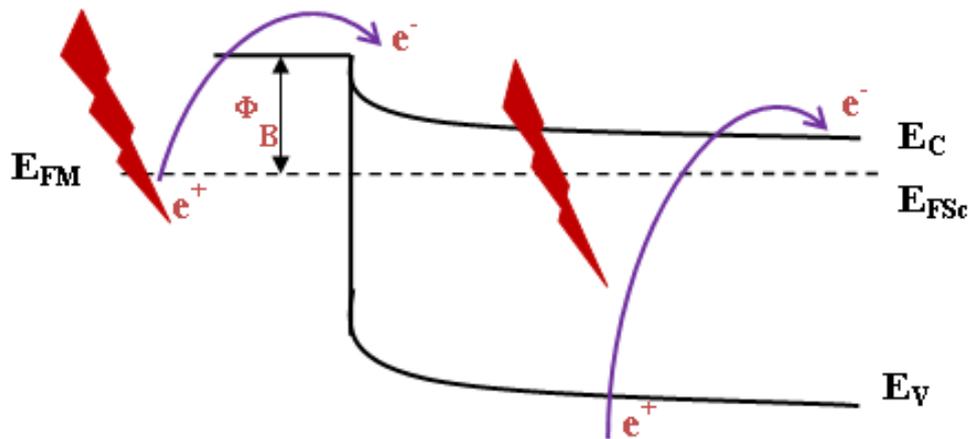


Figure III.12 : cellule solaire de type métal-semi-conducteur sous illumination

CHAPITRE III : Cellules solaires de type Métal-Semiconducteur

Il est nécessaire que le métal de l'hétérostructure soit transparent pour transmettre le rayonnement solaire dans le substrat actif (semi-conducteur) sans atténuation. ce qui nous permettra d'exploité les avantages de matériau semi-conducteur transparents qui sont :

- ✓ l'effet antireflet de la couche métallique transparente.
- ✓ la réalisation du contact métallique en face avant présentant une faible résistance de contact.

III.4.2. Les paramètres photovoltaïques des cellules solaires du type Métal-Semi-conducteur (M-Sc) :

A partir de la courbe courant-tension, appelé aussi « caractéristique de la cellule solaire » figure(III.17), on peut calculer la puissance électrique développée et le rendement de conversion de la photopile, aussi extraire le courant de court-circuit (I_{cc}), la tension de circuit ouvert (V_{co}), le rendement énergétique (η) et le facteur de forme (FF).

La caractéristique courant-tension d'une cellule à hétérojonction du type métal-semi-conducteur dépend de la hauteur de la barrière de potentiel entre le métal et le semi-conducteur.

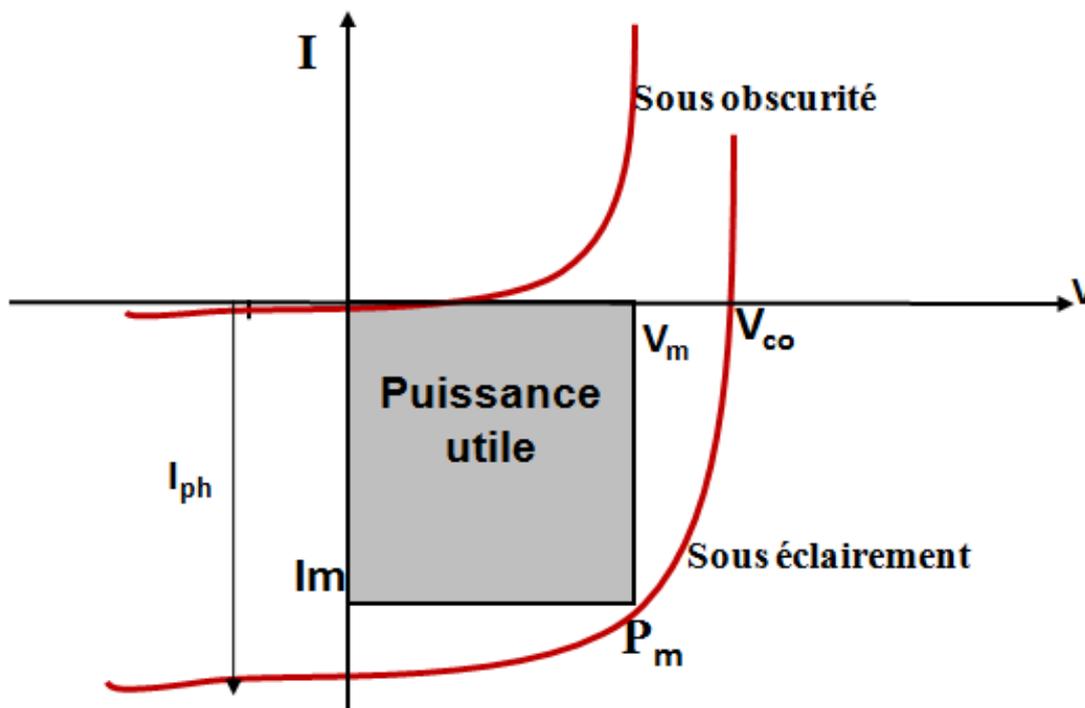


Figure III.13 : caractéristique courant/tension $[I(V)]$ d'une cellule solaire.

III.4.2.1. Le courant de court-circuit (I_{cc}) :

Le courant de court-circuit I_{cc} correspond au photocourant I_{ph} généré par le rayonnement lorsque les deux électrodes sont en court-circuit à travers un Ampèremètre. Pour une distribution spectrale donnée, ce photocourant est proportionnel à l'irradiation du rayonnement incident et à la surface active de captation. Il définit la quantité de paire électron-trou générée qui traverse la jonction sans recombinaison entre les longueurs de diffusion L_n et L_p [54].

La densité du courant de court-circuit est donnée par l'équation suivante :

$$J_{sc} = q \int \varphi(\lambda) (1 - R(\lambda)) R_s(\lambda) d\lambda \dots \dots \dots (III.27)$$

Où :

$\varphi(\lambda)$: Flux des photons incidents.

$R(\lambda)$: Coefficient de réflexion.

R_s : Réponse spectrale.

La réponse spectrale est le rapport entre la densité du courant collecté et la densité des photons incidents pour chaque longueur d'onde du rayonnement lumineux :

J_{ph} : Densité du courant pour la longueur d'onde λ .

Sous éclairage le courant délivré par la cellule sera donné par l'équation (III.28) :

$$J = J_0 \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) - J_{sc} \dots \dots \dots (III.28)$$

III.4.2.b. La tension du circuit ouvert V_{co} :

La tension du circuit ouvert V_{co} est la tension mesurée lorsqu'aucun courant ne circule dans le dispositif photovoltaïque. Elle dépend du type de la cellule solaire et elle varie avec l'éclairage et la température. A partir de l'expression du courant total de la cellule sous illumination équation (III.29), dans le cas d'un courant nul on obtient :

$$V_{CO} = \frac{nKT}{q} \ln \left(\frac{J_{CC}}{J_0} - 1 \right) \dots \dots \dots (III.29)$$

En remplaçant le courant inverse de saturation par sa formule (III.30), on obtient la variation de V_{co} en fonction de Φ_B , J_{sc} et T :

$$V_{CO} = n \left[\phi_b + \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{J_{sc}}{A^* T^2} \right) \right] \dots \dots \dots (III.30)$$

CHAPITRE III : Cellules solaires de type Métal-Semiconducteur

La caractéristique courant-tension d'une cellule solaire à hétérojonction du type métal semiconducteur dépend de la hauteur de barrière de potentiel métal-semiconducteur.

III.4.2.c. Le facteur de forme FF :

C'est le rapport entre la puissance maximale qui peut être fournie à la charge et la puissance délivré par la cellule.

$$FF = \frac{J_{\max} V_{\max}}{J_{sc} V_{co}} \dots \dots \dots (III.31)$$

III.4.2.d. Le rendement photovoltaïque η :

Le rendement de conversion photovoltaïque d'une cellule solaire est le rapport entre la puissance maximale fournie par la cellule et la puissance solaire incidente.

$$\eta = \frac{V_{\max} I_{\max}}{P_i} = FF \frac{V_{co} I_{sc}}{P_i} \dots \dots \dots (III.32)$$

P_i : puissance d'éclairement reçu par unité de surface

P_c (puissance crête) : c'est la puissance maximale délivré par la cellule photovoltaïque pour un éclairement énergétique incident de 1000 w/m²

$$P_c = \eta \cdot 1000 \cdot S$$

S : surface de la cellule en m²

III.4.3. Schéma électrique équivalent d'une cellule solaire :

Le circuit équivalent d'un système électrique est fréquemment utilisé afin de décrire son comportement électrique à l'aide de composants électriques élémentaires (source, résistance, diode, bobine, condensateur, etc.). L'expérience montre qu'à l'obscurité, une cellule solaire suit le comportement d'une diode classique, elle commence à conduire lorsque la tension appliquée est supérieure à la tension de seuil V_s . Dans le cas d'une cellule idéale à l'obscurité, la caractéristique $I-V$ peut être représenté par la relation suivant [54] :

CHAPITRE III : Cellules solaires de type Métal-Semiconducteur

R_{sh} . Elle est liée à l'impédance des électrodes et du matériau; il en résulte que la tension V aux bornes de la cellule est différente de la tension aux bornes de la jonction. Ce terme doit idéalement être le plus faible possible pour limiter son influence sur le courant de la cellule[55].

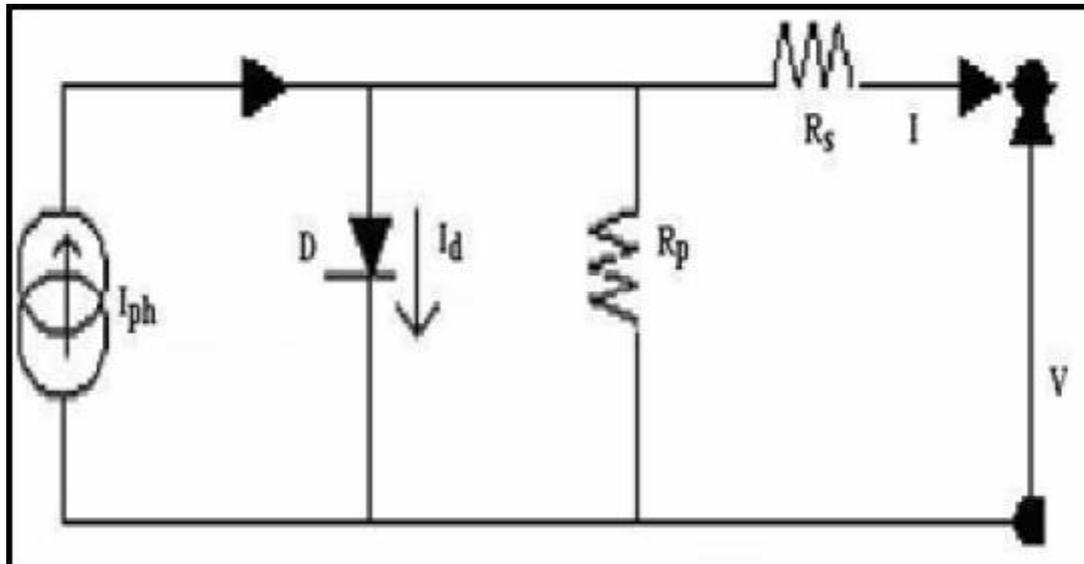


Figure III.14 : Circuit électrique équivalent d'une cellule solaire.

- Le générateur du courant I_{ph} : délivre le courant I_{ph} correspondant au courant photogène.
- La diode D : modélise la jonction P-N.
- La résistance série R_s : modélise les pertes résistives au sein de la photopile.
- La résistance parallèle R_p (résistance shunt R_{sh}) : correspond à une résistance de fuite entre les deux zones N et P de la jonction; il en résulte qu'une partie du courant I_p sera dérivée par cette résistance et ne pourra être délivrée à la charge. Cette résistance devra être la plus élevée possible [55].

La caractéristique réelle et le schéma équivalent de la cellule sont représentés sur la Figure III.15. Les valeurs respectives des divers éléments du schéma équivalent déterminent les performances de la cellule réelle.

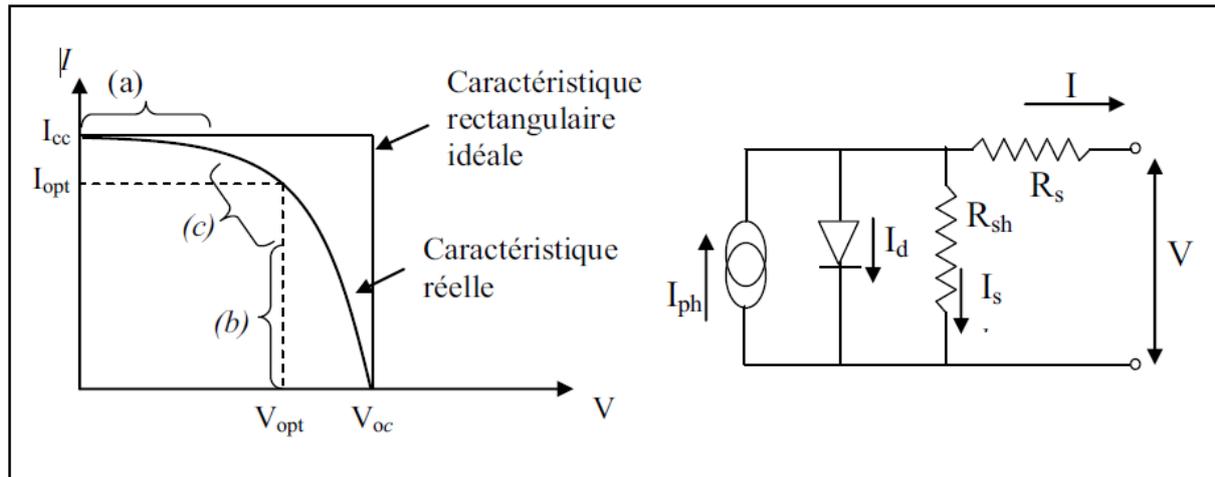


Figure III.15 : caractéristique et schéma équivalent d'une cellule photovoltaïque réelle.

La caractéristique se divise en trois parties :

- La zone (a) où la cellule se comporte comme un générateur de courant I_{cc} proportionnel à l'éclairement,
- La zone (b) où la cellule se comporte comme un générateur de tension V_{oc} ,

La zone (c) où l'impédance interne du générateur varie rapidement [56].

III.4.4. Les cellules photovoltaïques du type $\text{SnO}_2\text{-Si}$:

Les cellules solaires à hétérojonction, fabriquées par évaporation de film de SnO_2 sur des substrats de Si monocristallins et poly cristallins montrent des rendements de conversion de 9.9 %, des facteurs de remplissage de 0.64 et des tensions en circuit ouvert de 525 mV sous irradiation AM1 simulée. Le SnO_2 est un semiconducteur de type n qui agit comme une fenêtre transparente à l'irradiation solaire et comme un revêtement antireflet du Si, il fournit la bande de flexion dans le Silicium nécessaire pour la conversion photovoltaïque. Les films de SnO_2 nominalement de 50 nm d'épaisseur, ont des conductivités de l'ordre de $10^3 (\Omega\text{-cm})^{-1}$ de sorte que le film assure un bon contact électrique entre la jonction et les contacts métalliques frontaux. La mesure des caractéristiques sont cohérente avec la théorie de hétérojonction, et les données impliquent une affinité électronique du SnO_2 d'environ 0.8 eV, supérieur à l'affinité électronique de Si, cette valeur limite la tension de circuit ouvert des H J S C réalisé sur des substrats de type P à des valeurs trop faibles pour la conversion photovoltaïque utile.

CHAPITRE III : Cellules solaires de type Métal-Semiconducteur

Le photocourant dépend des états d'interface à travers les lesquelles les trous photo génères dans le Si se recombinent avec les électrons dans le SnO₂ [50].

Et il faut préciser que ces cellules solaires présentent un prix de fabrication bas.

Le diagramme de bande d'énergie d'une cellule solaire a hétérojonction SnO₂/Si est illustré sur la Figure (III.16).

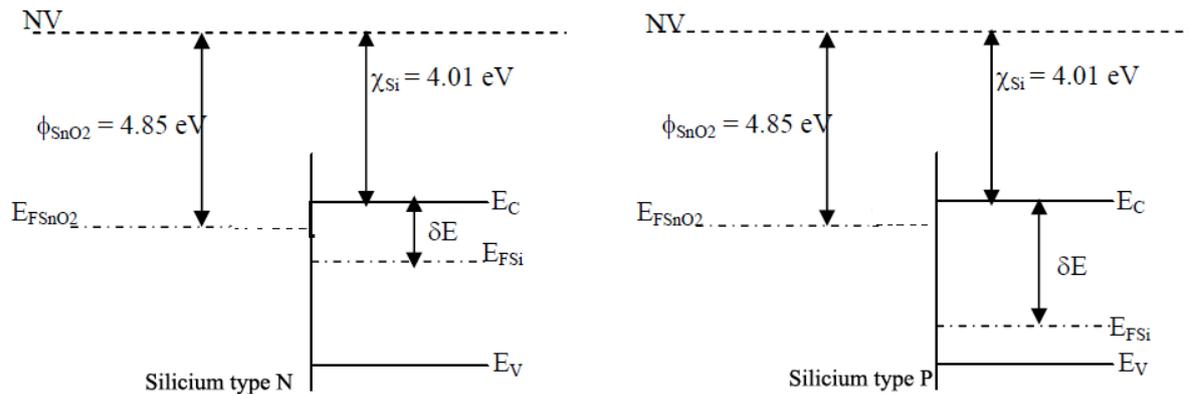


Figure III.16 : Diagramme des bandes d'énergie d'hétéro structure du type SnO₂/Si

III.4.4.1. Les caractéristiques photovoltaïques des cellules SnO₂-Si :

Le tableau (III.2) donne les caractéristiques photovoltaïques des cellules du type Silicium-oxyde d'étain [50].

	J _{Sc} (mA /cm ²)	V _{oc} (V)	FF (%)	η(%)	Référence
SnO ₂ .Si(n) (electron beam)	29	0,521	64	9,9	S.Franz[57]
SnO ₂ .Si(n) (sputtring)	30	0,505	55	8,27	A.K.Gosh [58]
SnO ₂ .Si(n) (CVD)	22,3	0,36	75	6,3	K.Singh[59]
SnO ₂ .Si(n) Spray pyrolyse	33,6	0,49	0,58	9,7	H.Cachet[60]

Tableau III.2 : Caractéristiques photovoltaïques des cellules solaires du type SnO₂-Si.

CHAPITRE III : Cellules solaires de type Métal-Semiconducteur

La caractéristiques courant tension des cellules photovoltaïques SnO₂/Si et représenté sur la Figure (III.17) [50].

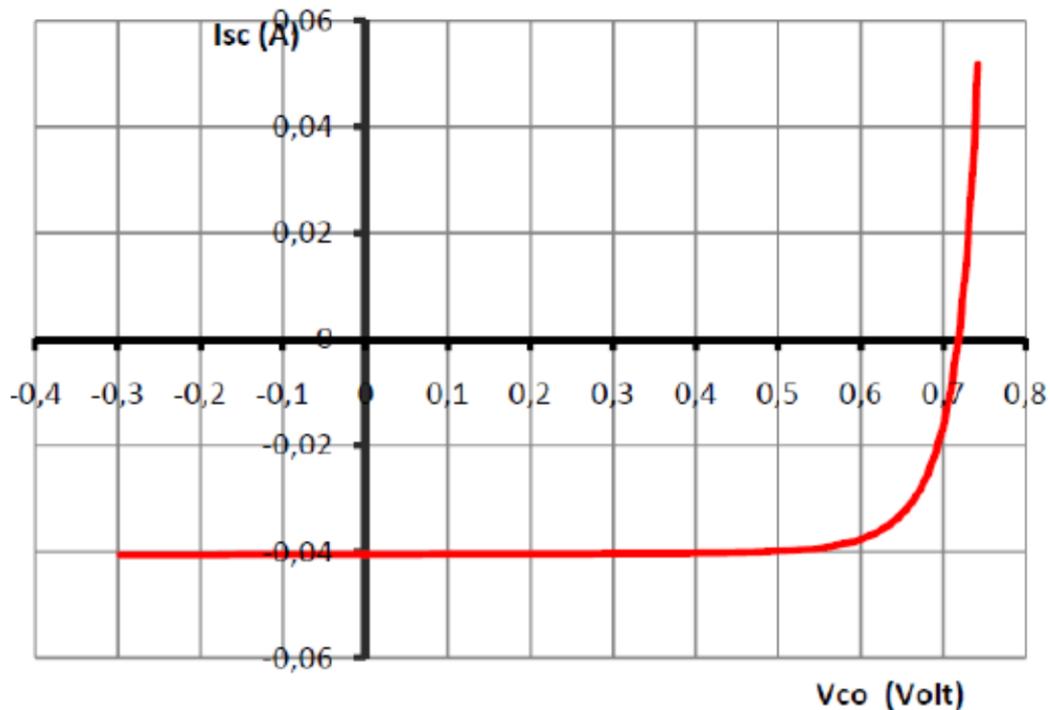


Figure III.17 : caractéristique I-V de la cellule solaire SnO₂/Si.

III.4.5. Les cellules photovoltaïques du type ZnO-Si :

Durant ses dernières années, beaucoup d'études ont été consacré a l'étude de l'hétérojonction ZnO/Si car le ZnO occupe une place très importante grâce a ses avantages qu'il présente par rapport aux autres TCO. Ses propriétés dépendent de la technique d'élaboration ainsi que les conditions expérimentales du dépôt [24].

La figure montre les diagrammes de bande d'énergie des hétérojonctions ZnO/n-Si et ZnO/p-Si.

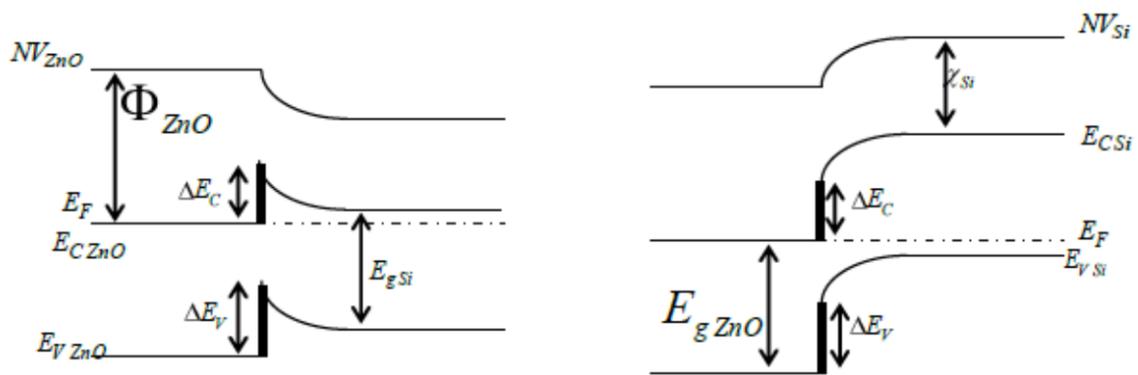


Figure III.18 : diagrammes de bande d'énergie des hétérojonctions ZnO/n-Si et ZnO/p-Si

Dans les deux cas la structure obtenue est une diode Schottky (cela dépend de la résistivité de silicium) dont les paramètres sont représenté dans le tableau suivant :

	n-ZnO /p-si	n-ZnO : Al/p-si	n-ZnO /n-si	n-ZnO : Al/n-si
N_D (m^{-3})	5.10^{23}	9.10^{23}	5.10^{23}	9.10^{23}
V_b (eV)	0,66	0,70	0,50	0,56
W (nm)	34	26	30	24

Tableau III.3 : caractéristique de l'hétérojonction ZnO/Si.

Introduction :

Dans cette partie nous allons présenter le logiciel AFORS-HET, faire la simulation des cellules solaires à hétérojonction de type $\text{SnO}_2/\text{Si}(p)$, $\text{ZnO}/\text{Si}(p)$, afin d'optimiser les paramètres physiques et électriques pour un rendement maximal.

IV.1. Présentation de logiciel de simulation AFORS-HET :

Le logiciel AFORS-HET (Automate **FOR** Simulation of **HET**ero structures) est un outil de simulation numérique à une dimension (1D), développé en Allemagne par le laboratoire Helmholtz-Zentrum Berlin (HZB) [51]. Ce logiciel est particulièrement adapté aux simulations des cellules solaires à hétérojonctions à base de silicium [61].

AFORS-HET possède une interface graphique intuitive qui permet de définir aisément des structures (assemblage de couches) dont on peut contrôler la plupart des paramètres physiques (affinité électronique, énergie de gap, mobilité, dopage, etc.). Cette interface est divisée principalement en trois zones, figure (AI.1) :

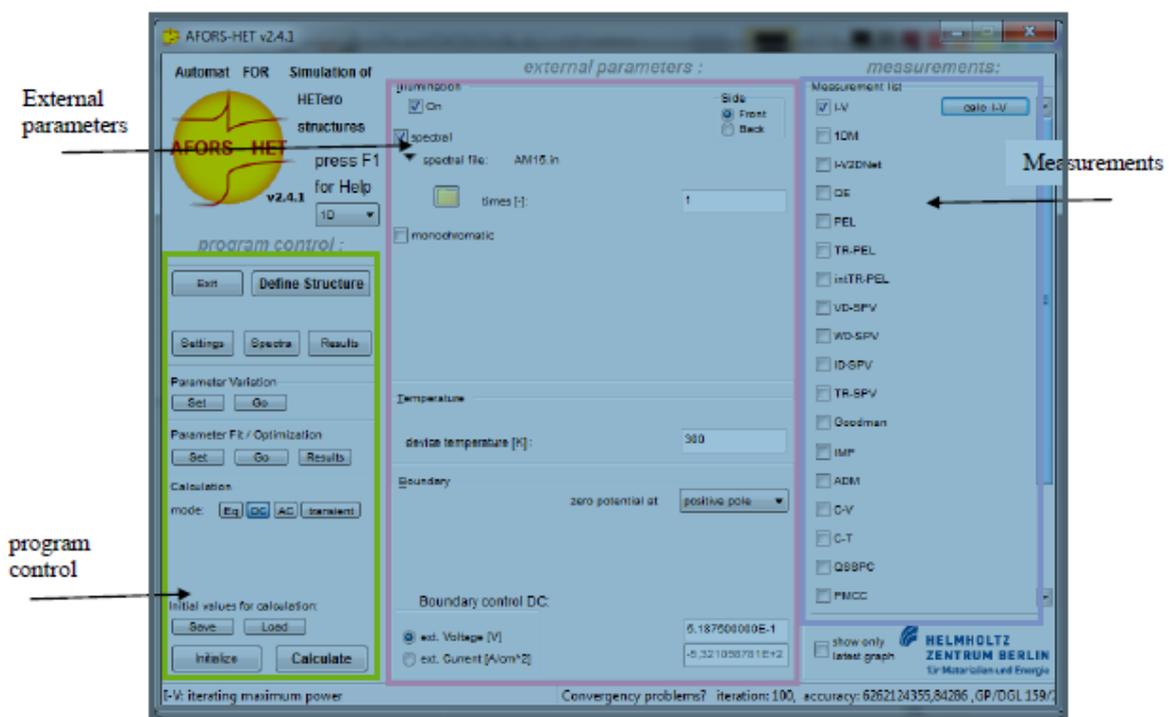


Figure IV.1 : interface graphique du logiciel de simulation ID AFORS-HET

a) Première zone : program control

C'est la zone où on peut définir la structure à simuler, ainsi que les paramètres de chaque matériau utilisé. Dans une structure on peut trouver : un contact avant, contact arrière et un certain nombre de couches entre lesquelles existent des interfaces.

b) Deuxième zone : External parameters

Les paramètres externes sont divisés en trois groupes : la température externe, le spectre d'illumination et les conditions aux limites.

c) Troisième zone : Measurements

C'est là où on peut choisir la mesure à effectuer.

AI.2. Etapes de simulation

La structure initiale définie dans AFORS-HET est donc constituée des couches suivantes (classées de l'avant à l'arrière de la cellule), figure (IV-2):

1. Contact avant : La couche de SnO₂ ou ZnO;
2. Interface SnO₂-Si(p) ou ZnO-Si(p) (modèle numérique) ;
- 3- couche Si(p)
4. Un contact arrière

Il est à noter que les modèles numériques à l'interface des couches seront spécifiés lors de la définition de la structure.

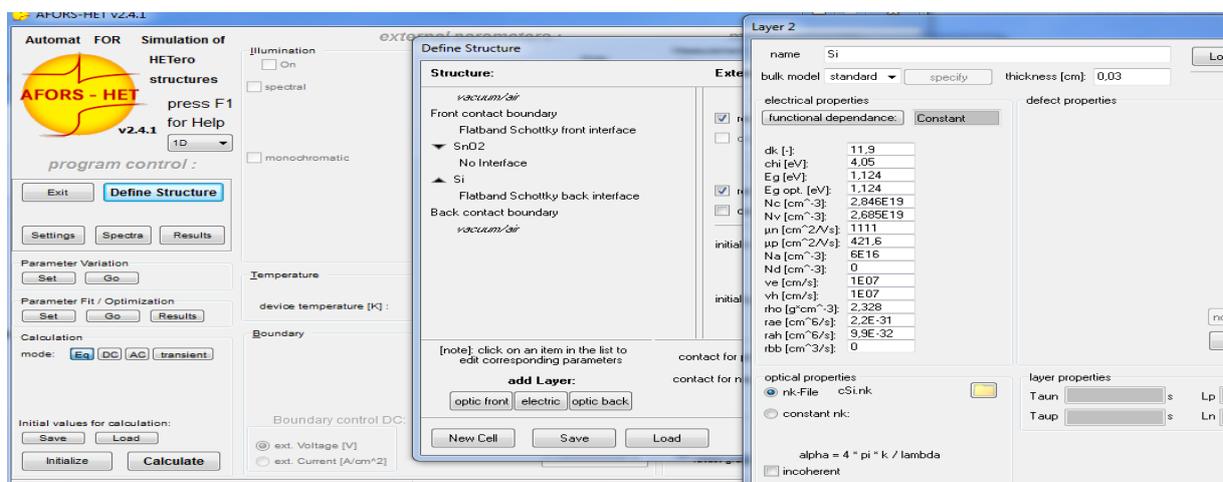


Figure IV.2 : Définition de la structure et introduction des paramètres

Lorsque la structure est enregistrée, le calcul des conditions d'équilibre thermodynamique est effectué. Il est ensuite possible d'ajouter une excitation via une polarisation (DC ou AC) et/ou de la lumière (monochromatique ou poly chromatique), figure (IV.3). On pourra donc reproduire de nombreuses techniques de caractérisation expérimentales (I-V, réponse spectrale, spectre de photoluminescence, C-V, etc.).

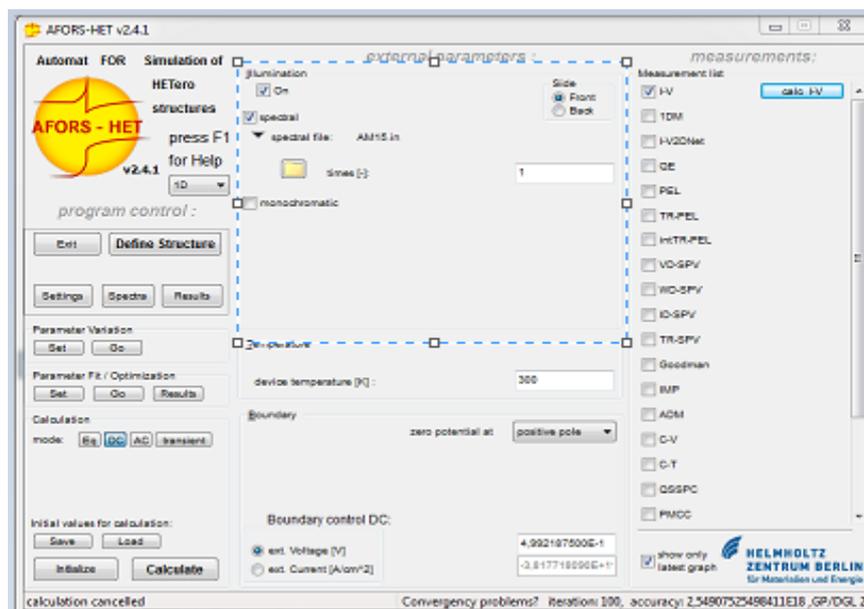
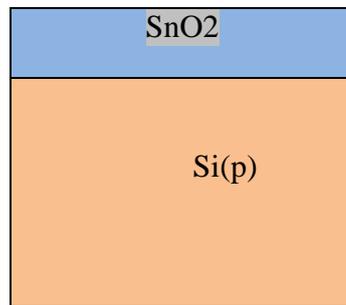


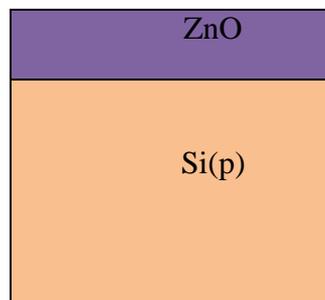
Figure IV.3 : Calcul des conditions d'équilibre thermodynamique et d'illumination de la cellule.

IV-2-1.-Structure des cellules solaires a simulé :

Les figures suivantes présentent les structures des cellules solaires utilisées pendant la simulation. Les structures ont été étudiées sous spectre solaire AM1.5 avec $P = 1000 \text{ W/m}^2$ et $T=300 \text{ K}$. Les mesures des paramètres ont été prises dans le cas d'une résistance parallèle infiniment grande et une résistance série nulle.



(a)



(b)

Figure IV.4 : Structures des cellules photovoltaïques à simuler avec : (a) $\text{SnO}_2/\text{Si(p)}$, (b) $\text{ZnO}/\text{Si(p)}$

Les paramètres de simulation :

Nous avons introduit les paramètres nécessaires dans la fenêtre de simulation.

Les simulations ont été effectuées sous le spectre solaire AM 1.5 et $P=1000 \text{ w/m}^2$ à une température $T=300 \text{ K}$.

Voici ci-dessous le tableau des paramètres de simulation pour l'hétérojonction SnO_2/Si : [62]

Paramètres	SnO ₂	c-Si(p)
Epaisseur de la couche W (cm)	5.10^{-6}	3.10^{-2}
Energie du gap (eV)	3.6	1.24
Gap optique (eV)	3.6	1.24
Concentration des atomes accepteurs, N _a (cm ⁻³)	0	6.10^{17}
Concentration des atomes donneurs, N _d (cm ⁻³)	$7.892.10^{19}$	0
Densité effective des états dans la bande de conduction, N _c (cm ⁻³)	$2.86.10^{19}$	$2.846.10^{19}$
Densité effective des états dans la bande de valence, N _v (cm ⁻³)	$3.1.10^{19}$	$2.685.10^{19}$
Affinité électronique χ (eV)	4.5	4.05
Mobilité des électrons μ_n (Cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	50	1111
Mobilité des trous μ_p (Cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	15	421.6
Constante diélectrique relative	9.6	11.9

Tableau IV.1 : paramètres des cellules solaire à simuler pour la cellule SnO₂/Si sous Afors-Het

- en utilisant ses paramètres de simulation on obtient les performances suivantes :

Paramètres	V _{co} (mV)	J _{sc} (mA/cm ²)	FF (%)	η (%)
SnO ₂ -Si(p)	712.3	31.49	84.53	18.96

Voici ci-dessous le tableau des paramètres de simulation pour l'hétérojonction ZnO/Si : [63]

Paramètres	ZnO	c-Si(p)
Epaisseur de la couche W (cm)	8.10^{-6}	3.10^{-2}
Energie du gap (eV)	3.4	1.24
Gap optique (eV)	3.4	1.24
Concentration des atomes accepteurs, Na (cm^{-3})	0	6.10^{17}
Concentration des atomes donneurs, Nd (cm^{-3})	7.10^{19}	0
Densité effective des états dans la bande de conduction, N _c (cm^{-3})	$2.2.10^{19}$	$2.846.10^{19}$
Densité effective des états dans la bande de valence, N _v (cm^{-3})	$1.8.10^{18}$	$2.685.10^{19}$
Affinité électronique χ (eV)	4.2	4.05
Mobilité des électrons μ_n ($Cm^2.V^{-1}.s^{-1}$)	200	1111
Mobilité des trous μ_p ($Cm^2.V^{-1}.s^{-1}$)	25	421.6
Constante diélectrique relative	9	11.9

Tableau IV.2: paramètres des cellules solaire à simuler pour la cellule ZnO/Si sous Afors-Het

- en utilisant ses paramètres de simulation on obtient les performances suivantes :

Paramètres	V _{co} (mV)	J _{sc} (mA/cm ²)	FF (%)	η (%)
ZnO-Si(p)	709	28.58	84.45	17.11

IV.2.2-caractéristique courant/tension des cellules solaires simulées :

Les caractéristiques courant -tension des cellules solaires simulé sont présenté à la figure IV.5 et figure IV.6.

Ces résultats montre que l'insertion des TCO augmente le courant de court circuit des cellules solaire induisant une amélioration de son rendement de conversion, cette amélioration est due à la réduction des pertes optiques par réflexion permettant une meilleur transmission du rayonnement ce qui engendre une amélioration de la caractéristique électrique de la cellule solaire.

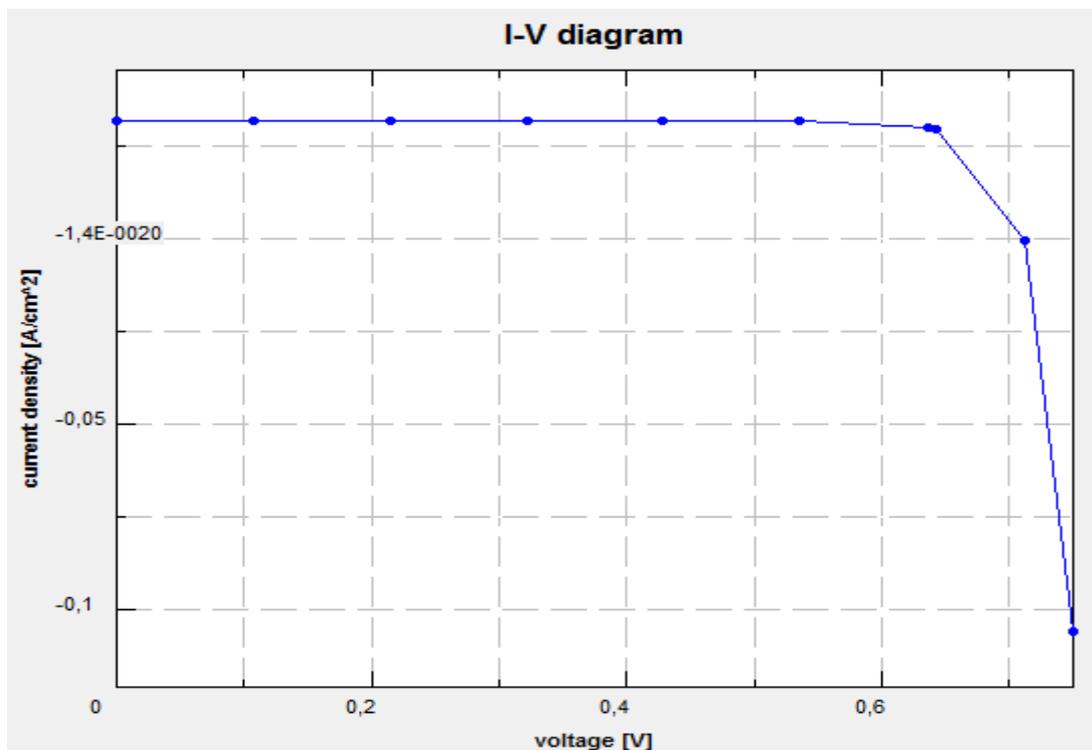


Figure IV.5 Caractéristique I-V de la cellule solaire SnO₂-Si(p)

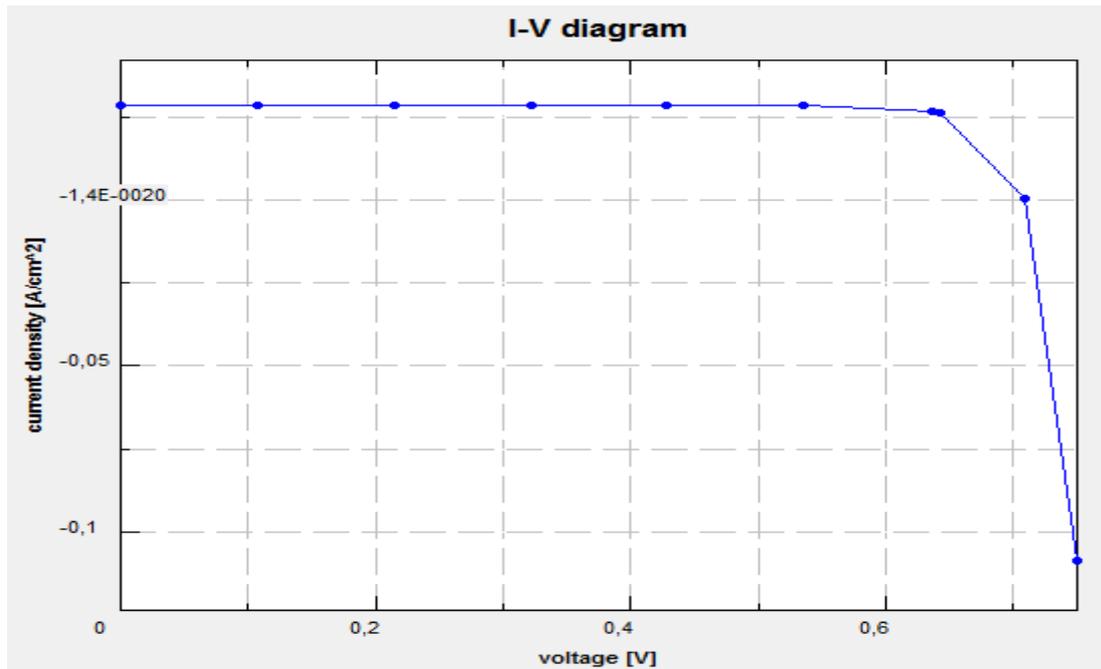


Figure IV.6 : Caractéristique I-V de la cellule solaire ZnO-Si(p)

IV.2.3- influence du dopage du substrat de silicium sur les cellules solaire SnO₂-Si et ZnO-Si :

Le dopage du silicium a une influence directe sur la hauteur de la barrière en modifiant le travail de sortie du silicium. Nous allons étudier dans ce cas l'influence du dopage du silicium sur les paramètres photovoltaïques des cellules solaire de type SnO₂-Si(p) et ZnO-Si(p) en fixant l'épaisseur du silicium à 300 μm et en variant la concentration du dopage du silicium de 10^{12} cm^{-3} à 10^{19} cm^{-3} . Les résultats (voir figure IV.7 et figure IV.8) pour la cellule solaire SnO₂-Si(p) et (figure IV.9 et figure IV.10) pour la cellule solaire ZnO-Si(p).

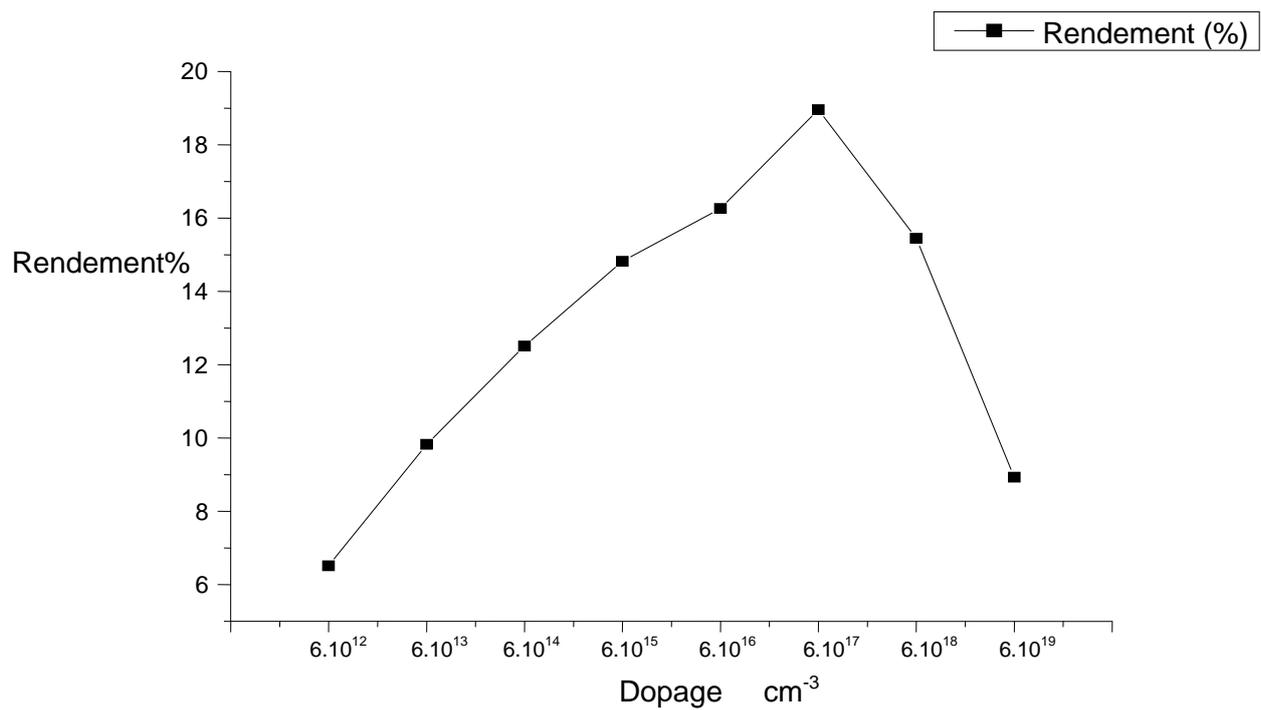


Figure IV.7 : Effet du dopage du silicium sur le rendement de l'hétérojonction SnO₂/Si(p).

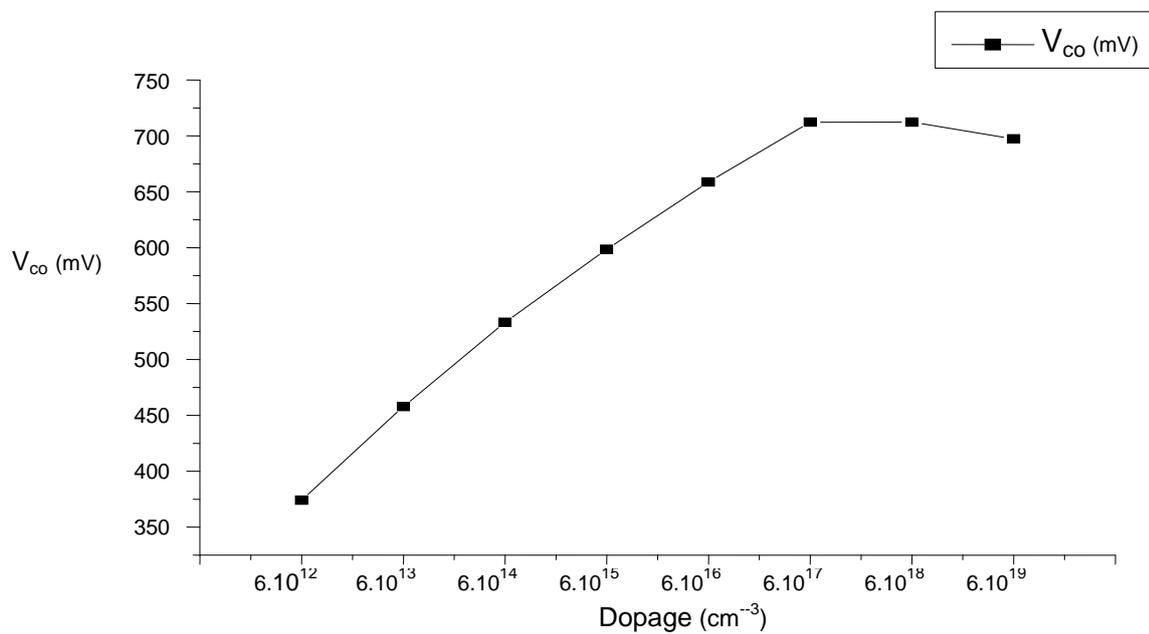


Figure IV.8 : Effet du dopage du silicium la tension V_{co} de l'hétérojonction SnO₂/Si(p).

Le rendement de conversion ainsi que la tension de circuit ouvert de la cellule à hétérojonction du type $\text{SnO}_2/\text{Si}(\text{p})$ est important pour le substrat de silicium fortement dopé jusqu'à 10^{17}cm^{-3} où l'on obtient un rendement maximal et au-delà de ce dopage le rendement est réduit de façon considérable à cause de la dégénération du semiconducteur.

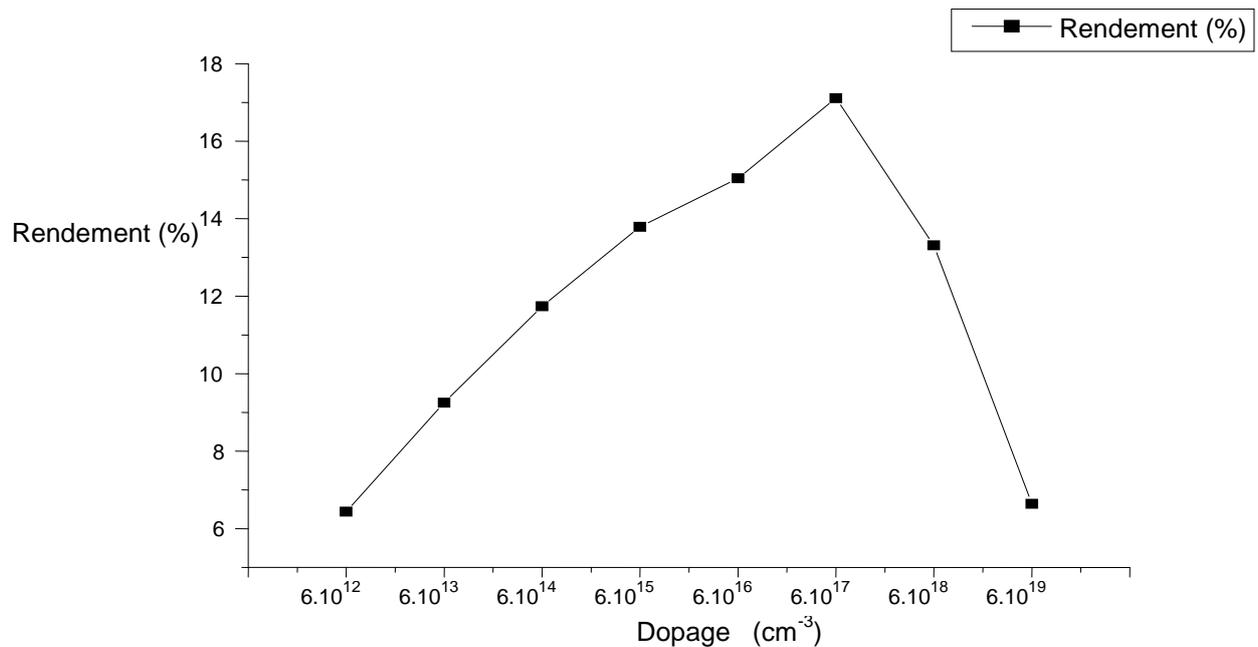


Figure IV.9 : Effet du dopage du silicium sur le rendement de l'hétérojonction $\text{ZnO}/\text{Si}(\text{p})$.

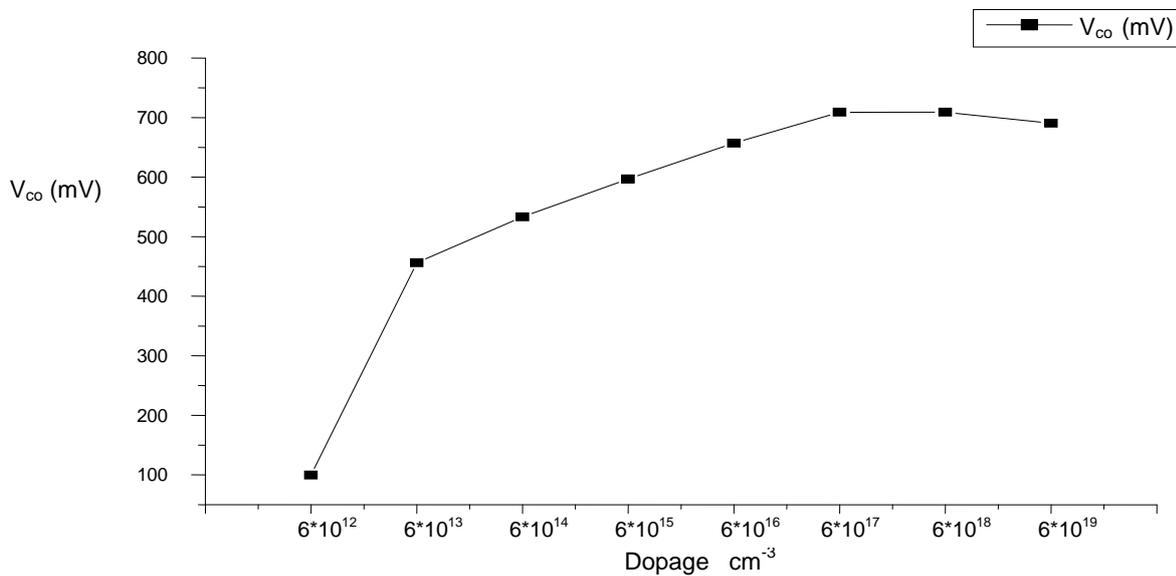


Figure IV.10 : Effet du dopage du silicium la tension V_{co} de l’hétérojonction ZnO/Si(p).

Le rendement de conversion ainsi que la tension de circuit ouvert de la cellule a hétérojonction du type ZnO/Si(p) est important pour le substrat de silicium fortement dopé. Jusqu’à 10¹⁷ cm⁻³ ou l’ont obtient un rendement maximal. Au-delà de ce dopage le rendement est réduit de façon considérable cause de la dégénération du semiconducteur.

Interprétation :

Le rendement de conversions des cellules solaires de type TCO/Si(p) est important pour des substrats de silicium fortement dopé (jusqu’à 10¹⁷ cm⁻¹).

Les faibles dopages du silicium de type P permettent l’augmentation de la barrière de potentiel entre le semi-conducteur et le TCO. La relation (IV.1) illustre la dépendance de la barrière de potentiel avec le dopage du silicium (travail de sortie). Plus le travail de sortie du silicium est élevé, plus la barrière de potentiel est importante.

$$V_d = \Phi_m + \Phi_{sc} = \chi + \frac{EC - EF_p}{q} - \Phi_m \dots\dots\dots(IV.1)$$

IV.2.4-Influence de l'épaisseur du silicium sur les cellules SnO₂-Si(p) et ZnO-Si(p) :

Pour voir l'effet de l'épaisseur du silicium, on va lancer la simulation en gardant tous les paramètres fixe et en faisons varié l'épaisseur du substrat de silicium de 50 μm à 350 μm .

L'influence de la variation de l'épaisseur du substrat en silicium Si(p) sur le rendement des cellules solaires de type SnO₂-Si(p) et ZnO-Si(p) est illustré dans les figure (IV.11) et figure (IV.12). Nous constatons une remarquable amélioration du rendement de conversion de ces cellules lorsque l'épaisseur du silicium augmente (voir Tableau IV.3 et Tableau IV.4), lorsque l'épaisseur du substrat augmente le nombre de photons absorbé augmente aussi.

Pour la cellule solaire de type SnO₂-Si(p) :

Epaisseur Si	50 μm	100 μm	150 μm	200 μm	250 μm	300 μm	350 μm
V _{co} (mV)	667.1	687.2	697.3	704	709	712.3	714
J _{sc} (mA/cm ²)	25.78	28.52	29.81	30.59	31.12	31.49	31.76
FF (%)	78.89	76.79	84.44	84.71	84.33	84.53	84.7
η (%)	13.57	15.05	17.55	18.24	18.6	18.96	19.21

Tableau IV.3 : résultats de simulation pour la structure SnO₂-Si(p)

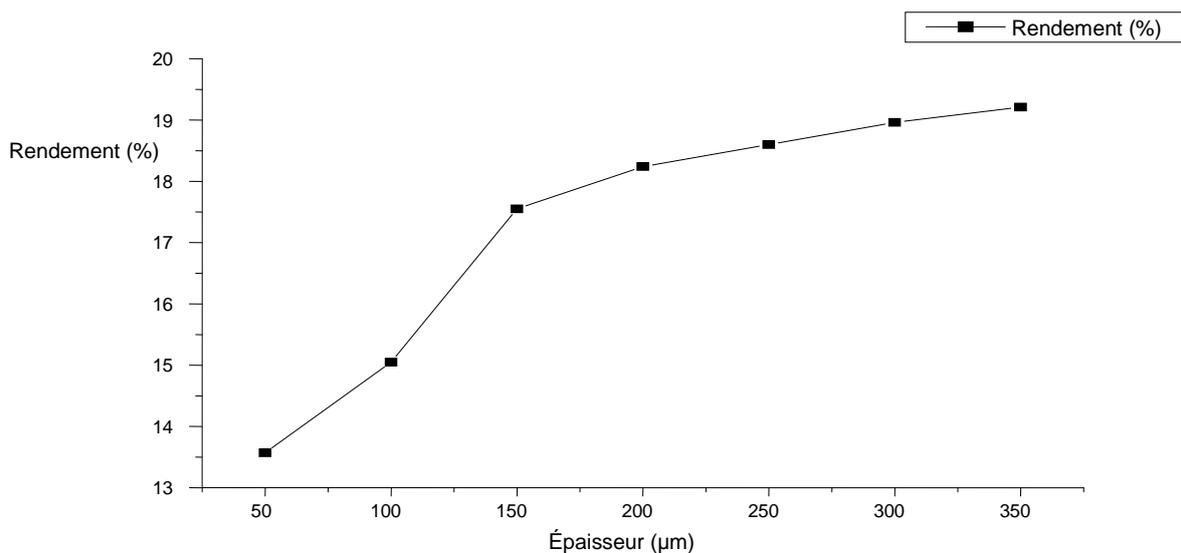


Figure IV.11 : variation du rendement en fonction de l'épaisseur du substrat de silicium pour la cellule solaire de type SnO₂-Si(p)

Pour la cellule solaire de type ZnO-Si(p) :

Epaisseur Si	50 μm	100 μm	150 μm	200 μm	250 μm	300 μm	350 μm
V_{co} (mV)	665.5	685.5	695.6	702.3	705.6	709	712.3
J_{sc} (mA/cm ²)	22.91	25.63	26.91	27.69	28.21	28.58	28.85
FF (%)	79.06	76.97	84.13	84.53	84.19	84.45	84.46
η (%)	12.05	13.52	15.75	16.44	16.76	17.11	17.36

Tableau IV.4 : résultats de simulation pour la structure ZnO-Si(p)

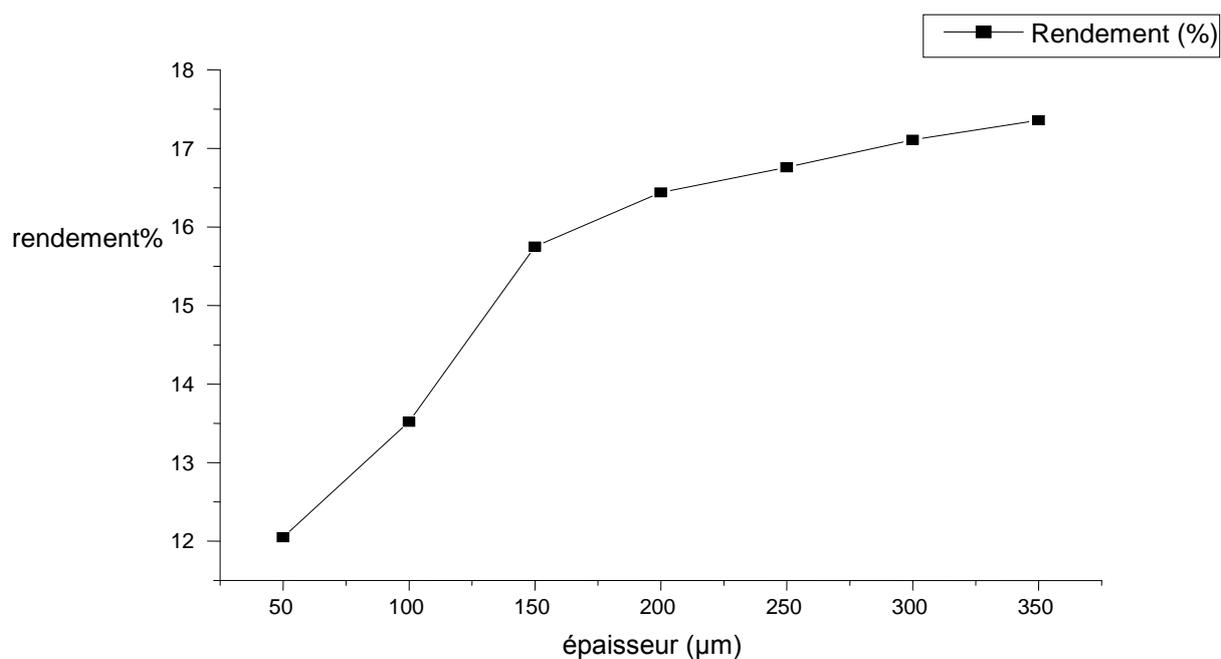


Figure IV.12 : variation du rendement en fonction de l'épaisseur du substrat de silicium pour la cellule solaire de type ZnO-Si(p)

Le rendement est plus important lorsque l'épaisseur du substrat est plus grand. On a obtenu un meilleur rendement pour une épaisseur de 350 μm .

Les figures (IV-11- IV-12), montrent une amélioration du rendement de conversion des cellules SnO₂-Si(p) et ZnO-Si(p) en augmentant l'épaisseur du substrat. Cette amélioration du rendement est due principalement à l'augmentation du courant du court-circuit I_{sc} mais aussi de la tension de circuit ouvert V_{co} , comme le montre l'équation :

$$\eta = \frac{v_{co} * I_{sc} * FF}{P_i} \dots\dots\dots (IV.2)$$

L'épaisseur du substrat en silicium a une influence directe sur le rendement des cellules solaire de type SnO₂-Si(p) et ZnO-Si(p). On constate que plus l'épaisseur est grande plus le rendement est important (350 μ m).

IV.2.5-Influence de l'épaisseur des TCO (SnO₂ et ZnO) sur les cellules SnO₂-Si(p) et ZnO-Si(p) :

Pour étudié l'influence de l'épaisseur des TCO (SnO₂ et ZnO) sur les paramètres photovoltaïques des hétérojonctions SnO₂-Si(p) et ZnO-Si(p), nous allons simuler les structures précédentes en faisons varié l'épaisseur des TCO de 50 nm a 100 nm.

A partir des résultats résumés dans les tableaux IV.5 et IV.6, le meilleur rendement de conversion est obtenu avec une épaisseur de 50 nm pour SnO₂ et 80 nm pour ZnO. Plus l'épaisseur est grande, le courant de court circuit diminue ce qui provoque la diminution du rendement des cellules.

Épaisseur SnO ₂	50nm	60nm	70nm	80nm	90nm	100nm
V _{co} (mV)	712.3	710.7	710.7	709	709	709
J _{sc} (mA/cm ²)	31.49	30.3	29.34	28.55	27.89	27.32
FF (%)	84.53	84.54	84.38	84.43	84.31	84.19
η(%)	18.96	18.2	17.59	17.09	16.67	16.31

Tableau IV.5 : paramètres photovoltaïques de la cellule solaire SnO₂-Si(p) avec différentes valeur de l'épaisseur de SnO₂

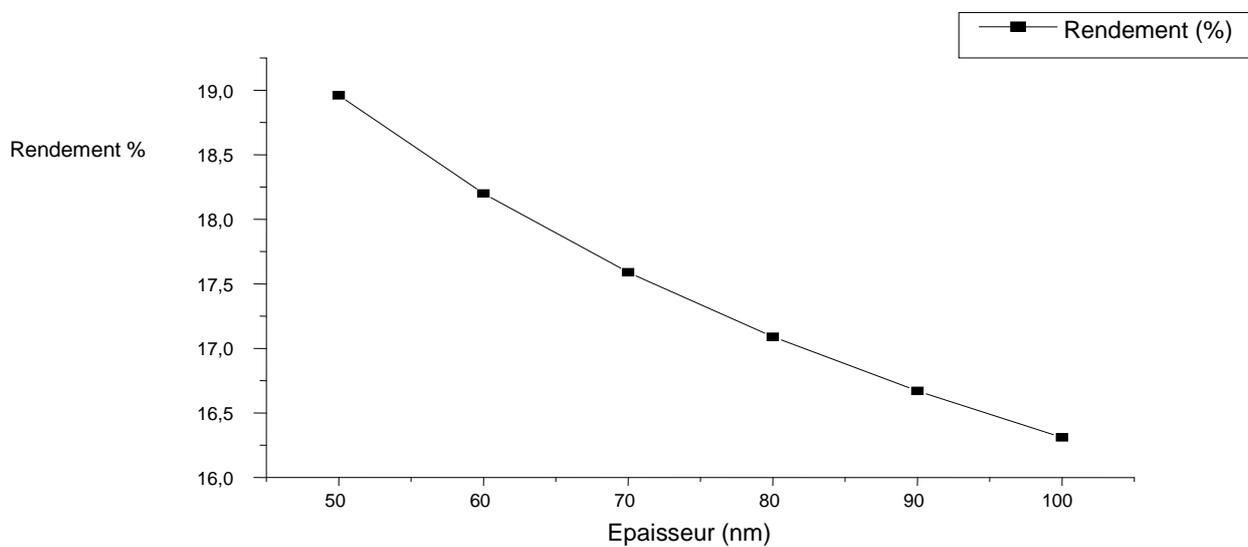


Figure IV.13 : variation du rendement en fonction de l'épaisseur de SnO₂

Epaisseur ZnO	80nm	90nm	100nm	110nm	120nm	130nm
V _{co} (mV)	709	709	709	707.3	707.3	707.3
J _{sc} (mA/cm ²)	28.58	29.91	27.34	26.85	26.41	26.02
FF (%)	84.45	84.32	84.21	84.31	84.21	84.13
η(%)	17.11	16.69	16.32	16.01	15.73	15.49

Tableau IV.6 : paramètres photovoltaïques de la cellule solaire ZnO-Si(p) avec différentes valeur de l'épaisseur de ZnO

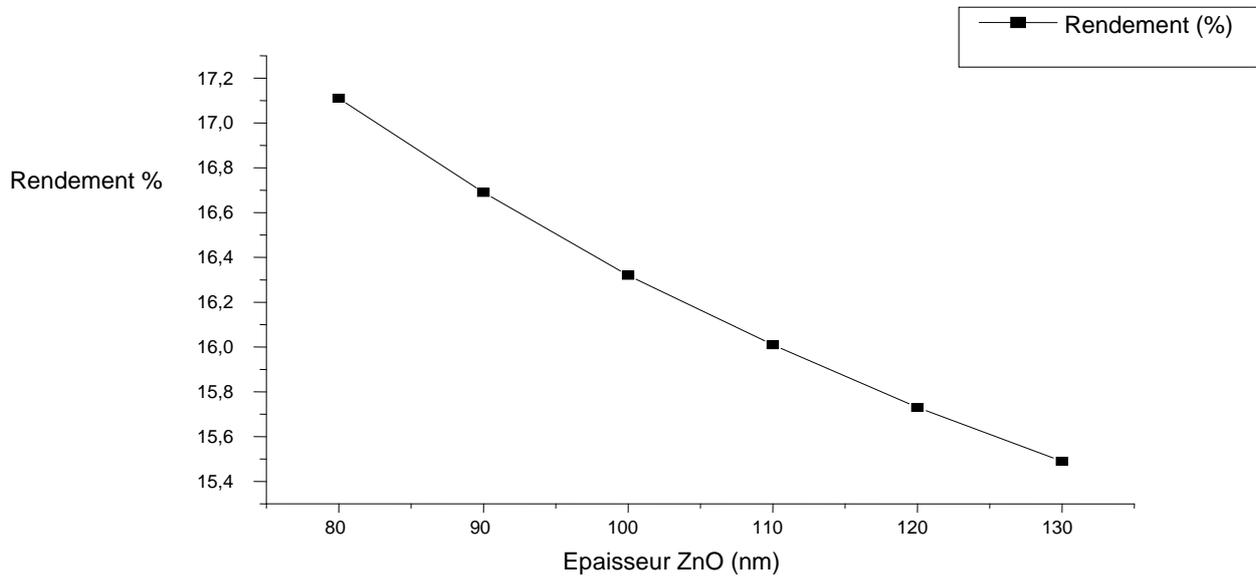


Figure IV.14 : Variation du rendement en fonction de l'épaisseur de ZnO

IV-3 -conclusion :

La simulation a l'aide du logiciel Afors-het des cellules solaires $\text{SnO}_2\text{-Si(p)}$ et ZnO-Si(p) nous a permis de constater l'influence des TCO sur les caractéristiques photovoltaïques des cellules solaires. Les résultats obtenus nous montrent que les cellules solaires peuvent atteindre des rendements de l'ordre de 19%. Ce rendement est atteint lorsque les épaisseurs du silicium (350 μm) et des TCOs sont respectées (50nm pour le TCO SnO_2 et 80nm pour le ZnO) et le dopage du silicium aussi $N_a=10^{17}\text{cm}^{-3}$.

Conclusion générale

L'objectif de notre travail constitue en l'optimisation de la structure d'une cellule solaire à hétérojonction à base de silicium de type Métal-Semiconducteur notamment l'effet de la couche d'oxyde transparent conducteur (TCO) sur l'hétérojonction.

Les cellules solaires à base des TCOs (Oxyde Transparent Conducteur) présentent un compromis entre la transparence et la bonne conductivité électrique.

Dans cette étude, nous avons choisis l'oxyde d'étain (SnO_2) et l'oxyde de zinc (ZnO) comme électrodes transparentes pour les cellules solaires de type M-Sc pour leur bonne conductivité électrique et une transparence élevée dans le spectre visible et proche de l'infrarouge.

La couche d'oxyde transparent TCO joue un rôle important dans l'amélioration des paramètres électriques (le courant de court-circuit, la tension de circuit ouvert, le facteur de forme et donc le rendement de conversion) d'une cellule solaire de structure M-Sc.

Dans le but d'optimiser les paramètres des cellules solaires de type $\text{SnO}_2\text{-Si(p)}$ et ZnO-Si(p) , nous avons simulé avec le logiciel AFORS-HET, les résultats montrent qu'un rendement de 19% pour du silicium de type p dopé avec une concentration de 10^{17} cm^{-3} est atteint.

De nombreux travaux restent à mener afin d'utiliser d'autres matériaux transparents et conducteurs comme électrodes afin de réduire le coût de fabrication et d'augmenter le rendement de conversion.

Résumé :

Dans ce travail de mémoire, nous avons utilisé la simulation numérique afin d'optimiser les paramètres des cellules solaires à hétérojonction du type oxyde transparent conducteur (SnO_2 et ZnO) /silicium type P.

Nous avons analysé l'influence du dopage et de l'épaisseur du silicium sur les performances de ces cellules solaires ainsi que l'influence de l'épaisseur des TCO sur ces mêmes cellules solaires à l'aide du logiciel de simulation numérique AFORS-HET.

Les résultats acquis en simulation montrent que ce type de cellules solaires peuvent atteindre un rendement théorique de 19% lorsque l'épaisseur et le dopage du silicium ainsi que l'épaisseur des TCO sont bien choisis, en effet pour la cellule de type $\text{SnO}_2/\text{Si(p)}$, avec un dopage du silicium de l'ordre de 10^{17}cm^{-3} et une épaisseur de $350\ \mu\text{m}$, avec une épaisseur de SnO_2 de l'ordre de $50\ \text{nm}$ on atteint le rendement de 19.21%.

et pour la cellule du type $\text{ZnO}/\text{Si(p)}$ avec un dopage du silicium de l'ordre de 10^{17}cm^{-3} et une épaisseur de $350\ \mu\text{m}$, avec une épaisseur de ZnO de l'ordre de 80nm on atteint un rendement de 17.36%.

Compte tenu de ces résultats, les cellules solaires à hétérojonction du type TCO/Si présentent un bon compromis entre le rendement de conversion et le coût de fabrication et peuvent ainsi permettre des applications potentielles en grandes surfaces.

Mots clés :

Cellule solaire à hétérojonction, TCO, Structure métal-semiconducteur, Cellule solaire à hétérojonction de type $\text{SnO}_2\text{-Si(p)}$, Cellule solaire à hétérojonction de type ZnO-Si(p) , Rayonnement solaire, AFORS-HET.

BIBLIOGRAPHIE :

- [1] D. Lambe et al/ Thin solid films 518 (2009) 1222-1224
- [2] G. Gordon/ MRS Bulletin/ 25(2000) 52-57
- [3] Y. Saadeddin/ thèse université Bordeaux I, 2009
- [4] J. Garnier « Elaboration de couches minces d'oxydes transparents et conducteurs par spray CVD assiste par radiation infrarouge pour applications photovoltaïques », Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, (2009).
- [5] www.scopus.com.
- [6] N.F. Mott, *on the transition to metallic conduction in semiconductors*, Can. J. Phys., 34, 1356 (1956)
- [7]: A.I. Inamdar, Solar Energy Materials & Solar Cells, 91(2007) 864-870
- [8]: E. Fortunato, Solar Energy & Solar cells, 92 (2008) 1605-1610
- [9]: R. Parra et al/ Materials Research Bulletin, 43(2008) 3202-3211
- [10] : E.N. Dattoli et al/ Nano Letters, 7(2007) 2463-2469
- [11]: X.L. Wang et al/ Journal of Physical: Condensed Matter, 20(2008) 045214
- [12]: J. Joseph et al/ Chinese Journal of Physics, 45 (2007) 84-97
- [13]: M-M. Bagheri-Mohaghighi et al/ Solid State Sciences, 11(2009) 233-239
- [14]: K. Jain et al/ Sensors and Actuators B, 113(2006) 823-829
- [15]: E. Elangovan et al/ Journal of Crystal Growth, 276 (2005) 215-221
- [16]: G. Srinivasan et al/ Optical Materials, 30 (2007) 314- 317
- [17]: K.S. Shamala et al/ Bulltin of Material Science, 27 (2004) 295- 301
- [18]: J. Zhao et al/ Acta Materialia, 58 (2010) 6243- 6248
- [19]: O. Maksimov/ Revue of Advanced Materials Science, 24 (2010) 26-34
- [20]: J. Wang et al/ Thin Solid Films, 515 (2007) 8785-8788
- [21] E. Elangovan, K. Ramamurthi, *A study on low cost-high conducting fluorine and antimony-doped tin oxide thin films*, Applied Surface Science, 2005, 249, p. 183–196.
- [23] R.Tala-Ighil et al, Solar Energy Materials Solar Cells, 90 (2006) 1797-1814.
- [24] Z. Nora, thèse de magister, Effet de l'épaisseur de la couche antireflet à base de TCO sur les cellules solaire a hétérojonction à base de silicium, Université tizi-ouzou (2013).
- [25] P. Drude, Ann. Phys., 1900, 3, p. 369.
- [26] T.J. Coutts, D.L. Young, and X. Li, Characterization of transparent conducting oxides, MRS Bulletin, 2000, 25(8), p. 58-6.
- [27] Kohnke E.E, Phys. Chem. Solids, 23, 1557-1562, (1962).
- [28] K. Reimann and M., Steube, Solid State Commun., 105, 649-652, (1998).
- [29] J. Maier and W. Goepel, J. Solid State Chem., 72, 293-302, (1988).

BIBLIOGRAPHIE :

- [30] M. Nagasawa, S. Shionoya, and S. Makishima, Japan. J. Appl. Phys., 4, 195-202, (1965).
- [31] M. Gaidi « Films minces de SnO₂ dopés au platine ou au palladium et utilisés pour la détection des gaz polluants : analyses *in-situ* des corrélations entre la réponse électrique et le comportement des agrégats métalliques », Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Grenoble, (1999).
- [32] K. Kessairi « Etude physique et technologie des capteurs à gaz à base d'oxyde d'étain », Thèse de magister, université d'Oran, (2003).
- [33] E. Dupuy, DEA Energétique Physique Rapport de stage, INP Grenoble et ENSPG, (2003).
- [34] C. Kittel, E. Kolb and N. Bardon. Physique de l'état solide. Paris ,7ème édition, 1998. ISBN 2-10-003267-4.
- [35] T. H. Breivik, S. Diplas, A. G. Ulyashin, A. E. Gunnaes, B. R. Olaisen, D. N. Wright, A. Holt, A. Olsen, Thin Solid Films 515 (2007) 8479.
- [36] I. Soumahoro, G. Schmerber, A. Douayar, S. Colis, M. Abd-Lefdil, N. Hassanain, A. Berrada, D. Muller, A. Slaoui, H. Rinnert, and A. Dinia, J. Appl. Phys. 109 (2011) 033708.
- [37] N. Ho kim, H. Woo kim, Materials Letters, 58, 938 (2004).
- [38] H. L. Hartnagel, A. L. Dawar, A. K. Jain, C. Jagadish, Semiconducting Transparent Thin Films. Bristol and Philadelphia: Institute of Physics Publishing (1995).
- [39] A. Rivaton, B. Mailhot, J. Soulestin, H. Varghese, J.L. Gardette, Euro. Polym. J, 38 (2002) 1349.
- [40] K. H. Hellwege and O. Madelung, Landolt-Börnstein New Serie, Group III, 17a (Springer, Berlin, 1982).
- [41] L. Gerward, and J. S. Olsen, Journal of Synchrotron Radiation 2 (1995) 233.
- [42] A. Fouchet, 'Croissance et caractérisations de films minces de ZnO et ZnO dopé cobalt
- [43] M. Bouderbala, S. Hamzaoui, B. Amrani, A.H. Reshak, M. Adnane, T. Sahraoui, M. Zerdali, Physica B 403 (2008) 3326–3330.
- [44] K.I. Chopra, S. Major and D.K. Pandya, Thin solid films 1, 102 (1986).
- [45] Handbook of Chemistry and Physics, 56th Edition, Ed. R.C. Weast, CRS Press, (1975).
- [46] M. Bachari, G. Baud, S. Ben Amor, M. Jacquet, Thin Solid Films, 348 ,165.1999.
- [47] T.K. Subramanyam, B. Srinivasulu Naidu, S. Uthanna. Cryst. Res. Technol .1193 (2000) 35.
- [48] A. Zaleska, E. Grabowska, J.W. Sobczak, M. Gazda, J. Hupka, Photocatalytic activity of n-modified TiO₂ under visible light: The effect of boron content, calcination temperature and

BIBLIOGRAPHIE :

TiO₂ matrix, Applied Catalysis B: Environmental, 89 (3-4), p. 469-475. Chapitre I. TCO & Spray CVD : Etat de l'art, 2009.

[49] R. W. G. Wyckoff, Crystal Structures, vol. 1, Inter Science Publishers, INC. New York 19. 1960.

[50] Kahina Lagha, mémoire de Magister, étude et réalisation du semiconducteur transparent SnO₂ par APCVD. Application photovoltaïque, UMMTO (2005).

[51] DJERIOUAT Khadidja, mémoire Magistere, Optimisation du rendement des cellules photovoltaïques a hétérojonctions : GaInP/GaAs, université abou-Bakr Belkaïd-Tlemcen, 2010-2011

[52] A. Labouret, M. Viloz, Energie solaire photovoltaïque, 3ème édition, DUNOD, Paris, 2006.

[53] Zhipeng QU, thèse doctorat, La nouvelle méthode Heliosat-4 pour l'évaluation du rayonnement solaire au sol, l'École nationale supérieure des mines de Paris, 2013

[54] O.Harici et A.Othmane (Etude et évaluation des performances des concentrateurs et poursuit solaires) Mémoire d'ingénieria, Juin 2005.

[55] Nichapour OleKsiy (simulation, fabrication et analyse de cellule photovoltaïque à contacte arrières interditées) Thèse de doctorat. L'institut national des sciences appliquées de Lyon 2005.

[56] H CHENOUFI, 'Optimisation du procédé technologique de réalisation d'une cellule solaire par la technique de diffusion'. Mémoire de Magistère, Université de Batna-2005

[57] Steohen Franz, Gordon Kent, Richard L. Anderson, Journal of electronic Materials, Volume 6, Issue 2, pp 107-123, March (1977).

[58] A.K Gosh et al/ Journal of Applied Physics, 49 6(1978) 3490-3498

[59] K.Singh et al/ Solar Energy Material ans Solar Cells, 56(1996) 343-348

[60] H. Cachet et al/ Solar Energy Materials and Solar cells 46 (1997) 101- 114

[61] W. Favre, thèse doctorat, « Silicium de type n pour cellules à hétérojonctions : caractérisations et modélisations», Université Paris-Sud11, (2011).

[62] Louna kaissa et Sadi Brahim, Mémoire Master, (Influence du dioxyde d'étain sur les performances des cellules photovoltaïques de type a-Si : H/c-Si), Université Mouloud Maamri Tizi-Ouzou, (2017).

[63] Oussidhoum Samira, mémoire Magister, (Etude comparative des performances des cellules solaires à jonctions simple et multiple), Université Mouloud Maamri Tizi-Ouzou, (2015).