

Université Kasdi Merbah Ouargla

FACULTE DES SCIENCES ET SCIENCES DE L'INGENIEUR N° d'ordre : N° de série :

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Mémoire Présenté pour l'obtention du diplôme de

MAGISTER

Spécialité : Physique Option : Physique Energétique Présenté par : Souici Fatma-Zohra Thème

Modélisation d'une cellule solaire en couche mince à base de Cuivre Indium Sélénium(CuInSe₂)

Soutenu publiquement le : .. / .. / 2009

Devant le jury composé de :

Mr. Kamel E Aiadi	Maître de conférence A	Université d'Ouargla	Président
Mr. Ferhat Rehouma	Professeur	C. U. EL-Oued	Examinateur
Mr. Daoudi Bahmed	Maître de conférence B	Université d'Ouargla	Examinateur
Mr. Abdelouahab Ouahab	Maître de conférence A	Université d'Ouargla	Rapporteur
Mr. Abdelkader Benmir	Maître Assistant A	Université d'Ouargla	Co-encadreur

REMERCIEMENTS

Avant tout je remercie **Dieu** qui m'a aidé à réaliser ce travail.

Je remercie mon encadreur Monsieur **Abdelouahab Ouahab**, Maître de conférence à l'université Kasdi Merbah Ouargla, pour m'avoir suivi durant mon travail dans le cadre de ce mémoire, pour ses conseils précieux et la compétence de son encadrement.

J'exprime tous mes remerciements à mon co-encadreur Monsieur **Abdelkader Benmir**, maître assistant chargé de cours à l'université Kasdi Merbah Ouargla pour tous ses efforts,ses soigneux conseils.

Je remercie Monsieur **Kamel Aiadi**, Maître de conférences à l'université Kasdi Merbah Ouargla, pour avoir accepté de présider ce jury.

Je remercie Monsieur **Ferhat Rehouma**, Professeur au centre universitaire d'El-Oued, et **Daoudi Bahmed** Maître de conférence à l'université Kasdi Merbah Ouargla, pour avoir accepté de juger ce travail.

Je remercie également, Monsieur **Salah Aida** Professeur à l'université de Constantine, **Ali Chemsa**, Maître assistant chargé de cours et **Dr.Ben haoua**, au centre universitaire d'El-Oued, pour leurs aides, leurs consieils, ainsi que leurs encouragements.

Je remercie mes amies :B. Nacira, N. Nadia, M. Roukia, B. Warda, Z. Fatma, G. Zakia, pour leur soutien moral et leur aide durant mon travail.

Ι

SOMMAIRE

REMERCIMENTS	I
SOMMAIRE	II
NOMENCLATURE	VI
INTRODUCTION	1

CHAPITRE. I

LA CONVERSION PHOTOVOLTAIQUE

I.1.Introduction	4	
I.2. Le rayonnement solaire		
I.3. Matériaux semi-conducteurs	5	
I.3.1. Différent types de dopage	5	
I.3.1.1. Semi- conducteur dopé n	5	
I.3.1.2. Semi-conducteur dopé p	6	
I.3.2. Les propriétés électro-optiques	6	
I.3.2.1. L'absorption optique	6	
I.3.2.2. La génération	7	
I.3.2.3. La diffusion	7	
I.3.2.4. La recombinaison de surface	8	
I.4. La jonction P-N	9	
I.5. L'homojonction	10	
I.6. L'hétérojonction	12	
I.6.1. Hétérojonction à l'équilibre thermodynamique	14	
I.7. L'energie photovoltaïque	18	
I.7.1. Historique		
I.7.2. La conversion photovoltaïque	19	
I.7.2.1. Principe de la conversion photovoltaïque	19	
I.7.2.2. Les cellules solaires	20	
a) Cellule solaire idéale	20	
b) Cellule solaire réelle	21	
I.7.2.3. Caractéristique d'une celle solaire	22	
1) Le courant de court circuit, I _{sc}	22	

2) La tension de circuit ouvert, V _{co}	22
3) La réponse spectrale, SR (λ)	23
4) La puissance maximale, P _m	23
5) Le facteur de forme, FF	
6) Le rendement de conversion, η	
I.8. Les photopiles en films minces	24

CHAPITRE. II

CELLULES SOLAIRES EN COUCHE MINCE À BASE DE CUIVRE INDIUM SÉLÉNIUM (CuInSe₂)

II.1. Introduction	27
II.2. Historique	27
II.3. Le matériaux CuInSe ₂	
II.4. Les méthodes de déposition de couches minces pour les cellules sola	aires à base
CuInSe2	
a) La sénélisation des couches métalliques	
b) Evaporation à partir de Cu-In-Se	31
c) La pyrolyse spray	31
d) Les techniques de dépôt de particules	31
II.5. Pourquoi le choix du CdS	31
II.6. Les techniques de dépôts de couche CdS	
II.7. Coefficient d'absorption	
a) Le matériau CuInSe ₂	
b) Le matériau CdS	32
II.8. Les différents composants de la photopile	
a) La couche absorbante	
b) La couche tampon	
c) La couche d'oxyde transparent conducteur (OTC)	
II.9. Le coefficient de réflexion	35

CAPITRE. III

MODÈLE DE CALCUL ET ORGANIGRAMMES

III.1. Introduction	37
III.2. Modèle d'Anderson d'une hétérojonction	37
III.3. Le modèle de calcul	39
III.3.1. Eclairement, puissance incidente et flux solaire au sol	
III.3.2. Recherche bibliographique	40
III.3.3. Coefficient d'absorption	40
III.3.4. Les taux de génération et taux de recombinaison	44
III.3.5. Le champ électrique	44
a) La première zone neutre N (CdS)	48
1) L'équation de continuité	48
2) L'équation de densité de courant	48
b) La deuxième zone neutre P (CuInSe2)	50
1) L'équation de continuité	50
2) L'équation de densité de courant	50
c) La densité de courant dans la zone de charge d'espace pour les deux semi	-
conducteurs	52
III.3.6. Densité de photo courant totale, <i>J</i> _{ph}	52
III.3.7. Réponse spectrale SR (λ)	53
III. 3.8. Caractéristique courant tension	53
a) La densité de courant de saturation inverse, Js	53
b) Caractéristique J-V idéale	54
c) Caractéristique J-V réelle	55
III.4.Optimisation	55
III.5.Organigrammes	56

CHAPITRE IV.

RÉSULTATS ET DISCUSSION

IV.1.Introduction	62
IV.2. distrubutions des densités de courant dans les régions N, ZCE et P	62
IV.3.Réponse spectrale	62

IV.4.Effet de l'épaisseur de la couche N	66
IV.5.Effet de l'épaisseur de la couche P	70
IV.6.Effet de gap optique de la couche N (E_{g1})	74
IV.7.Effet de gap optique de la couche P (E_{g2})	79

CONCLUSION	85
BIBLIOGRAPHIE	88

INTRODUCTION

L'énergie a été depuis l'antiquité le moteur de l'activité humaine, elle joue un rôle très important dans la vie quotidienne et dans le développement des nations.

Selon les besoins plusieurs formes d'énergies sont apparues au fur et à mesure du développement de la civilisation humaine. Généralement ces formes proviennent des sources d'énergie fossiles telles que le charbon, le pétrole, le gaz naturel et l'uranium.

L'épuisement et la pollution provoquée par ces sources ainsi que la crise énergétique des années soixante-dix, amènent les pays qui ont de grands besoins d'énergie à se tourner vers des sources d'énergies renouvelables telles que le soleil, le vent, l'eau, la biomasse et la géothermie.

Parmi ces sources d'énergie on trouve le soleil, qui est contrairement aux autres sources d'énergies renouvelables, abondante et propre, d'autre part annuellement elle fournit à la terre une énergie supérieure à celle de la consommation mondiale.

L'électricité est l'une des formes non polluantes et silencieuses de conversion de l'énergie solaire, elle se produit au moyen d'un dispositif de conversion appelée « cellule solaire » basé sur l'effet photovoltaïque.

Les cellules solaires font actuellement l'objet de multiples recherches dans le but de réaliser le meilleur rapport entre le rendement énergétique et le prix de revient. Parmi les types de cellules les plus répandues actuellement et qui font encore des sujets de recherches et de développement nous trouvons celles réalisées à base de cuivre, indium et sélénium.

Pour diminuer à la fois le poids et le prix de ces dispositifs tout en augmentant leurs surfaces et leurs souplesses, des cellules en couches minces ont été réalisés. Les cellules solaires en couches minces qui utilisent le cadmium soufre (CdS) et le cuivre indium, sélénium (CuInSe₂) représentent l'approche la plus prometteuse au plan de réduction des coûts de production. L'avantage de ce matériau est son faible prix de revient d'une part, son élaboration facile d'autre part il ne nécessite aucun dopage.

Un modèle théorique d'une structure de cellule solaire est un outil performant qui nous permettra de lier les caractéristiques de cette cellule avec les propriétés du matériau et la technologie de fabrication. L'objectif de ce présent mémoire est de faire une modélisation d'une cellule solaire en couche mince de structure N-P à base de CuInSe₂ en vue d'optimiser les caractéristiques physiques et géométriques des différentes couches de la cellule.

Ce travail est organisé comme suit :

- > Dans le premier chapitre : On fait appel à la conversion photovoltaïque.
- Le deuxième chapitre est consacré aux cellules solaires en couche mince à base de CuInSe₂
- > Le troisième chapitre est réservé au modèle de calcul et organigrammes.
- > Dans le dernier chapitre nous présentons et discutons les résultats obtenus.

I. 1. Introduction :

Dans cette partie, nous allons essayer de discuter succinctement du rayonnement solaire, puis de la base de ces cellules solaires qui est la jonction P-N (l'homo jonction et l'hétérojonction), ensuite nous aborderons le principe de l'effet photovoltaïque et nous observerons les caractéristiques des cellules solaires et enfin nous allons faire un aperçu au sujet des différents types des cellules solaires en couches minces.

I.2. Le rayonnement solaire:

Le rayonnement reçu par la terre en incidence normale avoisine les 1400 W/m² avant d'aborder la couche atmosphérique. En traversant l'atmosphère, le rayonnement solaire subit une atténuation et une modification de son spectre.

La couche d'ozone, par exemple, absorbe une partie du rayonnement sur une large bande de l'ultraviolet au visible, et l'oxygène présentes deux bandes étroites d'atténuation vers 690 et 760 nm.

La vapeur d'eau enfin possède de nombreuses bandes d'absorption dans le visible et encore plus dans l'infrarouge.

Le flux énergétique reçu au sol se réduit alors à 1000 W/m² avec un spectre décalé vers le rouge.

Pour tenir compte de l'épaisseur d'atmosphère traversée par le rayonnement solaire incident (Figure 1.1), on introduit un coefficient appelé nombre de masse (AM) défini par :

$$AM = 1/\cos(\theta) \tag{I.1}$$

Où θ est l'angle que fait le soleil avec son zénith. Par définition, AM0 correspond aux conditions hors atmosphère.

Quand le soleil fait un angle de 48° par rapport au zénith, la lumière incidente est dite AM1.5.

Le nombre de masse d'air caractérise la puissance transportée par le rayonnement solaire (83.3 mW/cm² pour AM1.5) et de plus, sert de standard pour quantifier les performances de nouveaux dispositifs photovoltaïques. Les conditions standard de caractérisation sont définies par les normes IEC-60904 de l'International Electrotechnical Commission (IEC) selon une distribution spectrale AM1.5 global (somme des rayonnements directs et diffus), d'intensité 100mW/cm² et pour une température de cellule de 25 °C.

Au sol, le rayonnement solaire a au moins deux composantes : une composante directe et une composant diffuse (rayonnement incident diffusé ou réfléchi par un obstacle : nuages, sol) formant le rayonnement global.

La figure (1.1) montre le spectre d'émission solaire sous AM1.5 global normalisé à 100 mW/cm² [1].



Fig.1.1 Radiation spectrale pour différent air masses

I.3. Matériaux semi-conducteurs

I.3.1. Différent types de dopage

Les semi conducteurs intrinsèques n'ont pas une grande utilité en tant que tels ; ils servent de base aux semi conducteurs dopés : on y rajoute des impuretés pour modifier leur comportement. Il existe deux types de semi conducteurs extrinsèques.

I.3.1.1. Semi- conducteur dopé n

Matériau dopé n est un semi-conducteur dont la concentration en électrons est largement supérieure à la concentration en trous.

La concentration de donneurs sera donc supérieure à la concentration d'accepteurs $(N_d - N_a > 0$ dans le même semi-conducteur) ce qui correspond à la définition d'un semi-conducteur dopé n.

A la température ambiante pratiquement tous les donneurs sont ionisés et si la concentration en atomes donneurs est N_d , la densité de porteurs libres du semi-conducteur

$$n = n_0 + N_d \tag{I.2}$$

Où *no* est la densité d'électrons générés par le processus de rupture de liaisons de covalence qui engendre des paires électrons-trous.

I.3.1.2. Semi-conducteur dopé p

Il s'agit d'un semi-conducteur dont la concentration en trous est largement supérieure à la concentration en électrons.

La concentration d'accepteurs sera donc supérieure à la concentration de donneurs $(N_a - N_d > 0 \text{ dans le même semi-conducteur}).$

De la même façon que pour le semi-conducteur dopé n, la concentration en trous du semiconducteur sera :

$$p = p_0 + N_a \tag{I.3}$$

I.3.2. Les propriétés électro-optiques

I.3.2.1. L'absorption optique

Soit un faisceau lumineux d'énergie, E = hv (*E* l'énergie d'un photon) arrivant à la surface d'un semi-conducteur. Une partie de ce faisceau est réfléchie. Selon la longueur d'onde, le faisceau incident traverse le cristal sans ou avec atténuation. L'intensité d'une onde lumineuse, I, décroît exponentiellement suivant la loi de Bouguer Lambert

$$I = I_0 \exp(-\alpha x) \tag{I.4}$$

Le coefficient α qui exprime la probabilité d'absorption d'un photon sur une unité de longueur s'appelle coefficient d'absorption [2,3].

Coefficient d'absorption

Le coefficient d'absorption, α , peut être exprimé sous la forme [4] :

$$\alpha = (h\nu - E_{o})^{\gamma}$$

Où γ est une constante dépendant de la nature des transitions.

a) transitions verticale permises entre extremums, dites transitions directes : $\gamma = 1/2$.

b) transitions verticales interdites : $\gamma = 3/2$

c) transition indirectes entre extremums situé à des pois différents dans la zone de Brillouin : $\gamma=2$

Ces dernières transition ne peuvent se faire qu'avec émission ou absorption des phonons. L'énergie minimale d'un photon nécessaire pour assurer une transition indirecte d'un électron est E = hv

Lorsque la température augmente ou la pression diminue, la largeur de la bande interdite dans la plupart des semi-conducteurs décroît suivant une loi linéaire [2].

I.3.2.2. La génération

Le taux de génération des électron-trou dans un matériau semi-conducteur à une profondeur x de la surface, $G(x,\lambda)$, dépend de l'intensité lumineuse I(x), et du coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$.

Le taux de génération donc [4] :

$$G(x,\lambda) = \alpha(\lambda)F(\lambda)(1 - R(\lambda))\exp(-\alpha(\lambda)x)$$
(I.5)

Où : $F = \frac{\eta I_0}{h \nu}$ est le nombre des paires électron-trou photo générés par unité de surface par seconde par unité de longueur d'onde, $R(\lambda)$ est le coefficient de réflexion et $G(x, \lambda)$ s'exprime en (1/m³.s), η (rendement quantique) Io : l'intensité lumineuse incidente,

 $O\hat{u} : I(x) = Io(1-R)$

I.3.2.3. La diffusion

Dans un semi-conducteur et en absence de tout champ électrique, il existe un phénomène de diffusion des porteurs de charge du à la répartition non uniforme de ces porteurs sous l'effet de cette inhomogénéité, les porteur de charge (soient électrons ou trous) diffusent de la région de forte concentration vers celle faible concentration.

Cette diffusion est régie par la première loi de Fick, reliant le flux de porteur au gradient de concentration.

Les densités de courant de diffusion des électrons et des trous, sont respectivement :

$$J_n = qD_n \,\overline{\text{grad}}(n) \tag{I.6}$$

$$I_p = -qD_p \overrightarrow{grad}(p) \tag{I.7}$$

 D_n, D_p Sont appelées les constantes de diffusion des électron et des trous, respectivement, elles s'expriment en (cm^2s^{-1}) .

I.3.2.4. La recombinaison de surface

Les propriétés des matériaux semi-conducteurs en grande part de l'état de leur surface qui constitue un dérangement évident de la régularité du réseau. Les liaisons chimiques des atomes de surface étant incomplètes. La structure énergétique qui se trouve juste à la surface se caractérise par l'existence des états quantiques localisés près de la surface dont l'énergie se situe souvent dans la bande interdite. La présence d'impuretés à la surface contribue, elle aussi, à la présence d'états de surface pouvant être des centres de recombinaison très efficaces. Le processus de recombinaison consiste en ce qu'un électron de la bande de conduction passe à un niveau de surface à la frontière du corps et ensuite dans la bande de valence en se recombinant avec un trou. La probabilité d'un tel processus est plus élevée que celle de passage direct de l'électron d'une bande à l'autre.

✤ La vitesse de recombinaison en surface (SRV)

La vitesse de recombinaison en surface, S, d'un semi-conducteur est un paramètre important dans la caractérisation des propriétés de surface des matériaux. Elle décrit directement le taux de recombinaison des porteurs en excès via les états électroniques de surface, et elle est déterminée principalement par l'imperfection et la contamination de la surface.

En pratique un décapage de la surface des matériaux diminue la valeur de S de plus de 100 fois.

La continuité de la densité de courant aux surfaces limites du matériau semi-conducteur au point $x=x_s$ (coordonnée de la surface), est donnée par [5] :

$$-q D_{p} \left(\frac{\partial P_{n}}{\partial x}\right)_{x=x_{s}} = q S_{p} \Delta p(x_{s}) = q S_{p} (p_{n}(x_{s}) - p_{n_{0}})$$
(I.8)

Pour un semi-conducteur de type N, est :

$$q D_n \left(\frac{\partial n_p}{\partial x}\right)_{x=x_s} = q S_n \Delta n(x_s) = q S_n (n_p(x_s) - n_{p_0})$$
(I.9)

Pour un semi-conducteur de type P où S_p et S_n sont les vitesses de recombinaison en surface des trous et des électrons respectivement.

Le taux de recombinaison des électrons dans un semi-conducteur de type P est :

$$U_n = \frac{n - n_0}{\tau_n} \tag{I.10}$$

Et le taux de recombinaison des trous dans un semi-conducteur de type N est :

$$U_p = \frac{p - p_0}{\tau_p} \tag{I.11}$$

La distance parcourue par un porteur pendant une durée de vie est appelée longueur de diffusion, où :

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \tag{I.12}$$

Est la longueur de diffusion des électrons :

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \tag{I.13}$$

Est celle des trous.

Où τ_n et τ_p sont la durée de vie des électrons et des trous respectivement.

I.4. La jonction P-N

Parmi tous les dispositifs à semi conducteur, la jonction P-N est un composant essentiel à la fois pour ses applications directes et parce que la compréhension de sa physique permet la compréhension de nombreux autres dispositifs. Une jonction P-N est constituée par un cristal semi-conducteur dont la concentration en impuretés profondes varie avec x pour passer d'une région de type P à une région de type N.

Lorsque la première est mise en contact avec la seconde, les électrons en excès dans le matériau N diffusent dans le matériau P. La zone initialement dopée N devient chargée positivement, et la zone initialement dopée P chargée négativement. Il se crée donc entre elles un champ électrique qui tend à repousser les électrons dans la zone N et les trous vers la zone

P.

Une jonction (dite P-N) a été formée. La zone où la charge n'est pas nulle porte le nom de zone de charge d'espace (ZCE).

En ajoutant des contacts métalliques sur les zones N et P, une diode est obtenue.



Fig.1.2 Structure de la jonction

Cette jonction peut être de même semi-conducteur (homo jonction), ou de genres différents (hétérojonction).

- Structures de la jonction P-N peut être :
 - ➢ jonction abrupte

Une jonction P-N est de type abrupt si la qualité $N_a - N_d$ est constante et positive

dans la zone P et elle constante et négative dans la zone N

➢ jonction graduelle

Une jonction est dite progressive linéaire si la quantité $N_d - N_a$ suit la loi linéaire

suivante : $N_d - N_a = C x$

Où C est une constante positive.

I.5. L'homojonction

Lorsque deux semi-conducteur de même matériau et de type différents sont au contact l'un de l'autre, il apparaît une barrière de potentiel à l'interface, données par :

$$V_{b} = V_{n} - V_{p} = E_{cp} - E_{cn}$$
(I.14)

Où $E_{cp} - E_{cn}$ est la différence d'énergie potentielle des électrons de conduction entre la région de type p et la région de type n.

La tension de diffusion est, par conséquent, donnée par

$$V_d = \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{N_d N_a}{n_i^2} \right) \tag{I.15}$$

La densité de charge $\rho(x)$ est :

$$\rho(x) = \begin{cases}
0 & ; x < -x_p \text{ ou } x > x_n; \\
-qN_a & ; -x_p \le x \le 0; \\
qN_d & ; 0 \le x \le x_n;
\end{cases}$$
(I.16)

L'équation de poisson va s'écrire :

$$div(\vec{E}) = \frac{dE(x)}{dx} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon}$$
(I.17)

Après tout calcul fait et avec les conditions $E(-x_p) = E(x_n) = 0$ on trouve :

$$E(x) = \begin{cases} 0 \qquad ; x < -x_p \text{ ou } x > x_n . \\ \frac{-qN_a}{\varepsilon}(x+x_p) \qquad ; -x_p \le x \le 0 \\ \frac{qN_a}{\varepsilon}(x+x_n) \qquad ; 0 \le x \le x_n \end{cases}$$
(I.18)

à la surface de séparation en (x = 0) le champ électrique est continu donc :

$$E_{\max} = \frac{qN_a}{\varepsilon} x_p = \frac{qN_d}{\varepsilon} x_n \Longrightarrow N_a x_p = N_d x_n .$$
(I.19)

Cette équation reflète la neutralité électrique. Si $N_a \gg N_d$ alors $x_n \gg x_p$. L'épaisseur de la zone de charge d'espace est :

$$W = x_n + x_p = \left(\frac{2\varepsilon}{q}V_d\left(\frac{N_a + N_d}{N_a N_d}\right)\right)^{1/2}.$$
 (I.20)

Où
$$x_n = \left(\frac{2\varepsilon}{q}V_d\left(\frac{N_a}{N_d(N_a + N_d)}\right)\right)^{1/2}$$
. (I.21)

$$x_{p} = \left(\frac{2\varepsilon}{q}V_{d}\left(\frac{N_{d}}{N_{a}(N_{a}+N_{d})}\right)\right)^{1/2}.$$
(I.22)



Fig.1.3. Champ électrique de l'homojonction abrupte

I.6. L'hétérojonction

Lorsque deux semi-conducteurs différents sont au contact, il apparaît une barrière de potentiel à l'interface, donnée par [6].

$$E_b = q\left(\chi_1 - \chi_2\right) \tag{I.23}$$

Où $q\chi_1$ et $q\chi_2$ représentent les affinités électroniques des semi-conducteurs.

Considérons deux semi-conducteurs caractérisés par les affinités électroniques $q\chi_1$ et $q\chi_2$, les gaps E_{g1} et E_{g2} et les dopages représentés par les distances $q\phi_{F1}$ et $q\phi_{F2}$ du niveau de

Et

Fermi à la bande de conduction. En l'absence de tout contact les diagrammes énergétiques dans chacun des semi-conducteurs sont représentés sur la figure (1.4).



Fig.1.4 Diagramme énergétique dans chacun des semi-conducteurs

Lorsque les deux semi-conducteurs sont mis en contact, ils échangent des électrons de manière à aligner leurs niveaux de Fermi. Cet échange se fait au voisinage de la jonction et fait apparaître comme dans la jonction P-N, une charge d'espace à laquelle est associée une barrière de potentiel(la tension de diffusion V_d) qui arrête la diffusion des porteurs et définit l'état d'équilibre.

Nous avons choisi comme origine des énergies l'énergie potentielle de l'électron dans le vide au voisinage du semi-conducteur 1, soit $NV_1 = 0$.

A partir de cette origine, le niveau de Fermi est fixé à la distance $q\phi_1$ au-dessous , $q\phi_1$ représente le travail de sortie du semi-conducteur 1. A partir de ce niveau on peut positionner Ec_1 , Ev_1 , Ec_2 et Ev_2 .

Le niveau NV₂ de l'électron dans le vide au voisinage du semi-conducteur 2 est situé audessus de E_F à la distance $q\phi_2$ (q = e).

La différence d'énergie potentielle entre l'électron dans le vide au voisinage du semiconducteur1, et l'électron dans le vide au voisinage du semi-conducteur 2 est :

$$NV_2 - NV_1 = q(\phi_2 - \phi_1) \tag{I.24}$$

Il en résulte que la différence de potentiel entre les deux semi-conducteurs, c'est-à-dire la tension de diffusion, est donnée par

$$V_d = V_2 - V_1 = \phi_1 - \phi_2 \tag{I.25}$$



Fig.1.5 Diagramme énergétique loin de l'interface

I.6.1. Hétérojonction à l'équilibre thermodynamique





Fig.1.6 Diagramme énergétique d'hétérojonction n-p

Considérons l'hétérojonction n-p représentée sur la figure (1.6). Nous supposerons les semi-conducteurs dopés de manière homogène. Nous appellerons N_{d1} l'excés de donneurs N_d - N_a dans le semi-conducteur 1, et N_{a2} l'excès d'accepteurs N_a - N_d dans le semi-conducteur 2.

On considère cette hétérojonction comme jonction abrupte

L'équation de Poisson s'écrit

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon}$$
(I.26)

Dans le semi-conducteur 1, $\rho(x) = eN_{d1}$

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = -\frac{eN_{d1}}{\varepsilon_1}$$
(I.27)

En intégrant une fois avec la condition E = 0 en $x = x_1$ on obtient

$$\frac{dV(x)}{dx} = -E(x) = -\frac{eN_{d1}}{\varepsilon_1}(x - x_1)$$
(I.28)

En x = 0

Chapitre I.

$$E_{s1} = -\frac{eN_{d1}}{\varepsilon_1} x_1 \tag{I.29}$$

En intégrant une deuxième fois et en appelant V_1 le potentiel de la région neutre du semiconducteur 1, on obtient

$$V(x) = -\frac{eN_{d1}}{2\varepsilon_1}(x - x_1)^2 + V_1$$
(I.30)

Dans le semi-conducteur 2, $\rho(x) = -eN_{a2}$

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = \frac{eN_{a2}}{\varepsilon_2}$$
(I.31)

$$\frac{dV(x)}{dx} = -E(x) = \frac{eN_{a2}}{\varepsilon_2}(x - x_2)$$
 (I.32)

En x = 0

$$E_{s2} = \frac{eN_{a2}}{\varepsilon_2} x_2 \tag{I.33}$$

$$V(x) = \frac{eN_{a2}}{2\varepsilon_2} (x - x_2)^2 + V_2$$
(I.43)

Le champ et le potentiel électriques sont représentés sur la figure (1.7). La continuité du vecteur déplacement à l'interface s'écrit

$$\varepsilon_1 E_{s1} = \varepsilon_2 E_{s2} \tag{I.35}$$

$$-eN_{d1}x_1 = eN_{a2}x_2 \tag{I.36}$$



Fig.1.7 (a) Champ et (b) potentiel électrique à l'interface d'une hétérojonction n-p

Où, en posant $W_1 = |x_1|$ et $W_2 = |x_2|$

$$N_{d1}W_1 = N_{a2}W_2 (I.37)$$

La continuité du potentiel en x = 0 s'écrit

$$-\frac{eN_{d1}}{2\varepsilon_1}W_1^2 + V_1 = \frac{eN_{a2}}{2\varepsilon_2}W_2^2 + V_2$$
(I.38)

$$V_1 - V_2 = \frac{eN_{d1}}{2\varepsilon_1} W_1^2 + \frac{eN_{a2}}{2\varepsilon_2} W_2^2$$
(I.39)

On en utilisant la relation (I.27)

$$V_1 - V_2 = \frac{eN_{d1}}{2\varepsilon_1} W_1^2 \left(\frac{\varepsilon_1 N_{d1} + \varepsilon_2 N_{a2}}{\varepsilon N_{a2}}\right) = \frac{eN_{a2}}{2\varepsilon_2} W_2^2 \left(\frac{\varepsilon_1 N_{d1} + \varepsilon_2 N_{a2}}{\varepsilon N_{d1}}\right)$$
(I.40)

D'où les expressions de la largeur de la zone de charge d'espace dans chacun des semiconducteurs

$$W_{1} = \left(\frac{2N_{a2}}{eN_{d1}}\frac{\varepsilon_{1}\varepsilon_{2}}{\varepsilon_{1}N_{d1} + \varepsilon_{2}N_{a2}}\right)^{\frac{1}{2}} (V_{1} - V_{2})^{\frac{1}{2}}$$
(I.41)

$$W_{2} = \left(\frac{2N_{d1}}{eN_{a2}} \frac{\varepsilon_{1}\varepsilon_{2}}{\varepsilon_{1}N_{d1} + \varepsilon_{2}N_{a2}}\right)^{\frac{1}{2}} (V_{1} - V_{2})^{\frac{1}{2}}$$
(I.42)

La largeur totale de la zone de déplétion est donnée par W=W1+ W2

$$W = \left(\frac{2\varepsilon_{1}\varepsilon_{2}(N_{d1} + N_{a2})^{2}}{eN_{d1}N_{a2}(\varepsilon_{1}N_{d1} + \varepsilon_{2}N_{a2})}\right)^{\frac{1}{2}}(V_{1} - V_{2})^{\frac{1}{2}}$$
(I.43)

Où V_1 - $V_2 = V_d$ la différence de potentiel s'établit en partie dans chacun des semi-conducteurs.

I.7. L'énergie photovoltaïque

I.7.1. Historique

C'est en 1839 que le physicien français Edmond Becquerel découvre que certains matériaux délivraient une petite quantité d'électricité quand ils étaient exposés à la lumière.

Albert Einstein expliqua le phénomène photoélectrique en 1912. Mais ce n'est qu'en 1954 que la première cellule photovoltaïque a été mise au point par des chercheurs du laboratoire Bell aux USA. Cette première cellule PV était en silicium et avait un rendement de 4,5%.

C'est dans les années soixante-dix avec la crise énergétique, que les cellules solaires ont connu leurs premières applications terrestres [7].

I.7.2. La conversion photovoltaïque

I.7.2.1. Principe de la conversion photovoltaïque

Considérons une jonction P-N recevant un rayonnement de fréquence v, telle que hv>Eg . Si les photons incidents interagissent avec les électrons de la bande de valence en leurs communicant leur énergie, ceux-ci passent dans la bande de conduction laissant des trous dans la bande de valence. Le rayonnement incident excite des paires électron-trou. Les électrons créés dans la région P et les trous engendrés dans la région N se diffusent. Seuls atteignent la zone de charge d'espace et les porteurs libérés de part et d'autres de la jonction à une distance inférieure à leur longueur de diffusion L, pris et accélérés par le champ électrique *E* ils traversent la zone de transition. La région N reçoit des électrons et se charge négativement, la région P accepte des trous et devient positive.

Le rayonnement incident a pour effet de polariser la jonction en direct.



Fig.1.8 Profil de bande d'une jonction P-N



Fig.1.9 Jonction P-N éclairée

Les porteurs séparés créent un champ électrique E' qui est opposé au champ E. Le champ résultant est donc E-E', ce qui veut dire que la différence de potentiel électrostatique entre le côté P et le côté N est réduite de V_d à V_d -V comme le montre la figure (1.8). Ceci va conduire à une auto-polarisation dans le sens passant de la diode. La tension V est la même tension qu'il faudrait appliquer dans le sens passant de la diode non éclairée pour qu'il laisse passer un courant, I_d , égal au photo courant, I_{ph} .

Le résultat global étant la création d'une différence de potentiel V, aux bornes de la jonction. L'apparition de cette tension aux bornes d'une jonction illuminée porte le nom :

"Effet photovoltaïque". La valeur maximum de V est V_d, lui- même inférieur à $\frac{E_g}{a}$

$$V_{d} = \frac{E_{g}}{q} + \frac{KT}{q} \log\left(\frac{N_{a}N_{d}}{N_{c}N_{v}}\right)$$
(I.45)

I.7.2.2. Les cellules solaires

La figure (1.9) représente une cellule solaire éclairée, le rayonnement arrivant sur cette cellule sera en partie réfléchi, une autre partie sera absorbée et le reste passera au travers de l'épaisseur de la cellule, les photons dont l'énergie est supérieure à l'énergie du gap seront absorbés.

a) Cellule solaire idéale

Si la caractéristique de la jonction est de la forme :

$$I = I_s \left(e^{\frac{qV}{QkT}} - 1 \right) \tag{I.46}$$

 I_s : courant de saturation.

On peut admettre qu'en présence de lumière il y a apparition d'un photocourant supplémentaire, I_{ph}

Dont le sens est opposé au courant direct.En branchant un circuit extérieur sur la cellule éclairée, on recueille ce courant.

Le courant sous lumière vaut :

$$I = I_{ph} - I_s \left(e^{\frac{qV}{QkT}} - 1 \right)$$
(I.47)

Et la tension V est donnée par :

$$V = QU_t \ln\left(\frac{I_{ph} + I_s - I}{I_s}\right)$$
(I.48)

Où $U_t = \frac{KT}{q}$, Q est le facteur de qualité.

La caractéristique courant-tension d'une cellule solaire éclairée est montrée sur la figure (1.10).



Fig.1.10 Schéma équivalent d'une cellule solaire idéale

b) Cellule solaire réelle

La figure (1.11) présente le schéma équivalent d'une cellule solaire réelle, où deux résistances parasites sont introduites dans ce schéma, elles vont influer sur la caractéristique I-V de la cellule.

La première est la résistance série, R_s , cette résistance est liée à l'impédance des électrodes et de la base, il en résulte que la tension V aux bornes de la cellule est différente de la tension aux bornes de la jonction.

La deuxième est la résistance shunt, R_{sh} , qui correspond aux pertes dans la surface et pertes dues aux défauts dans le matériau, il en résulte qu'une partie du courant I_{ph} sera dérivée par cette résistance et ne pourra être délivrée à la charge.

L'équation de la caractéristique I-V de la cellule photovoltaïque compte tenu des résistances parasites R_s et R_{sh} s'écrit donc :

$$I(V) = I_{ph} - I_d - I_{sh}$$
(I.49)

$$I(V) = I_{ph} - I_{s} \left[e^{\frac{V + R_{s}I}{QU_{t}}} - 1 \right] - \frac{V + R_{s}I}{R_{sh}}$$
(I.50)



Fig.1.11 Schéma équivalent d'une cellule solaire réelle

I.7.2.3. Caractéristique d'une cellule solaire

1) Le courant de court circuit, I _{sc}

Le courant de court circuit est le courant débuté par la cellule sous éclairement en courtcircuitant la sortie. C'est à dire que : $I_{sc} = I(V=0)$.

Pour une cellule solaire idéale le courant de court circuit est égal au courant de photogénération I_{ph} .

2) La tension de circuit ouvert, V _{co}

La tension de circuit ouvert est la différence de potentiel mesurée aux bornes de la cellule lorsque la sortie est en circuit ouvert.c'est à dire : $V_{co} = V$ (I=0).

Pour une cellule solaire idéale la tension de circuit ouvert est donnée par :

$$V_{co} = QU_t \ln\left(\frac{I_{ph}}{I_s} + 1\right)$$
(I.51)

3) La réponse spectrale, SR (λ)

La réponse spectrale d'une cellule solaire est le rapport du courant total généré par la cellule au courant qui peut être généré pour chaque longueur d'onde du spectre incident.

Elle renseigne sur la réaction de la radiation incidente et permet de fixer la gamme d'utilisation de la cellule.

$$SR(\lambda) = \frac{I_{ph}(\lambda)}{qF(\lambda)(1 - R(\lambda))}$$
(I.52)

4) La puissance maximale, P_m

La puissance débitée par une cellule solaire est maximum quand le produit (V.I) est maximum.

Si $V_m I_m$ sont la tension et le courant pour lesquels on a ce maximum, la puissance maximum est la surface du plus grand rectangle de côtés V_m et I_m qu'on peut inscrire sous la courbe I (V) (Fig.1.12)

$$P_m = (IV)_{\max} = I_m V_m \tag{I.53}$$

5) Le facteur de forme, FF

On appelle facteur de forme, le rapport de la puissance maximale au produit $I_{sc}V_{co}$. Le facteur de forme indique la qualité de la cellule, il traduit l'influence des pertes par les deux résistances parasites $R_s etR_{sh}$.

$$FF = \frac{P_m}{I_{sc}V_{co}} \tag{I.54}$$

6) Le rendement de conversion, η

Le rendement de conversion d'une cellule solaire est le rapport de la puissance maximale pouvant être extraite à la puissance du rayonnement incident.



Fig.1.12. Caractéristique courant tension d'une cellule solaire éclairée

I.8. Les photopiles en films minces

La faible consommation de matière, l'élaboration directe du matériau par les techniques de dépôt usuelles sur un matériaux support de faible coût comme le verre, l'acier, céramique, silicium métallurgique ou un polymère sans avoir besoin d'autres étapes de mise en forme coûteuse, font de la technologie en couche mince une solution particulièrement attractive pour les cellules photovoltaïques.

Pour avoir une cellule couche mince, il faut de préférence utiliser des semi-conducteurs ayant une bande électronique interdite directe et de valeur adaptée au spectre solaire de l'ordre de 1.5 (ev). Si l'épaisseur de la couche semi-conductrice est plus grande que l'inverse du coefficient d'absorption, la plupart de la lumière incidente sera absorbée.

Si la longueur de diffusion est plus grande que l'épaisseur du film, la plupart des porteurs photo générés seront rassemblées.

De très nombreux efforts de recherche ont donc été entrepris sur un assez grand nombre de matériaux, depuis une quarantaine d'années, afin d'arriver à des cellules Photovoltaïques en couche mince possédant à la fois, un bon rendement de conversion et un faible coût.

Historiquement deux matériaux ont été particulièrement étudié et ont fait l'objet d'une industrialisation : le silicium amorphe et le tellurure de cadmium (CdTe), tous deux déposés sur verre. Le rendement maximum de ce type de cellules pour des tailles significatives, reste malheureusement limité. Ceci tient à la difficulté d'obtenir ce type de matériaux avec une faible densité de défauts et, par là, de bonnes propriétés électroniques.

Le silicium amorphe soufre de plus d'un effet de vieillissement lié à l'instabilité de l'hydrogène dans sa structure due aux effets de surface et aux réactions chimiques avec le milieu extérieur (H₂O, CO₂,...).

Pour le (CdTe), la présence du cadmium qui est un métal lourd de toxicité comparable à celle du mercure rend le (CdTe) relativement inapproprié à une application grand public.

Récemment, des avancées remarquables ont été obtenues sur un autre type de matériaux, les chalcopyrites, avec comme référence les séléniures de cuivre et d'indium (CuInSe₂) ou (CIS). Cette filière est devenue donc rapidement la filière couche mince de référence.

Le champ de recherche sur ces matériaux couches minces reste relativement ouvert, toute la gamme des matériaux possibles n'a pas été étudiée en détail.

De nombreux efforts sont encore nécessaires pour obtenir une mise en œuvre assurant à la fois le coût minimum et le rendement maximum [8].

Dans le chapitre suivant, nous aborderons l'étude de la cellule solaire à hétérojonction CuInSe2/CdS et ses techniques de fabrication.

II.1. Introduction

Les films minces, qu'ils soient amorphes ou microcristallins, présentent des avantages certains dans la course à la production de modules solaires à grande échelle :

- Capacité de produire de grandes plaques où l'interconnexion des cellules est intégrée.
- Consommation très réduite de matière.
- Faible consommation énergétique durant le cycle de production.

Il existe un spectre très étendu de composés semi-conducteurs présentant les caractères requis pour la conversion photovoltaïque.

Faisant cependant le choix de matériaux à fort coefficient d'absorption, où les épaisseurs requises sont de l'ordre du μ m, nous nous contenterons d'étudier le type le plus performant. En effet, deux options se détachent nettement depuis quelques années par leur performance et leur simplicité de mise en œuvre : la filière CuInSe₂, associée à une couche fenêtre au CdS.

II.2. Historique

L'émergence des cellules solaires, basées sur les matériaux à structures chalcopyrites, a fait suite à la réalisation de détecteurs photovoltaïques CuInSe2/CdS par S. Wagner et coll. de Bell Téléphone en 1974-1975. S. Wagner et coll. avaient rapporté la préparation d'hétérojonctions p-n CuInSe2/CdS à partir d'un monocristal CuInSe2, dont la conductivité est de type p, sur lequel une couche mince de CdS de 5-10 μ m d'épaisseur avait été déposée. La réponse photovoltaïque de ces détecteurs pour une lumière incidente à travers «la fenêtre» CdS donnait lieu à de très hauts rendements quantiques (≈70%) uniformes entre 0,55 et 1,25 μ m. Ces hétérojonctions avaient des rendements solaires de l'ordre de 5%. Les composés ternaires chalcopyrites qui peuvent jouer le rôle d'absorbeur sont principalement CuGaSe2, CuInS2, Cu (InAl) Se2 et Cu (InGa) Se2.

Matériau	a(nm)	c(nm)	Eg(eV)	Rendement (%)
CuGaSe2	0.560	1.099	1.67	8.3
CuInS2	0.551	1.106	1.53	11.4
Cu(InAl)Se2	0.575	1.145	1.16	16.9
CuInSe2	0.577	1.155	1.02	15.4
Cu(InGa)Se2	0,572	1.143	1.12	18.8

Tableau.2.1 Les caractéristiques structurales, optiques et le rendement de chaque couche mince.

Du fait de leurs grands coefficients d'absorption optique, une épaisseur de 1,5 à 2 μ m est suffisante pour absorber la partie utile du spectre solaire (contre 100 μ m pour le silicium).

Les deux principales méthodes de préparation de la couche absorbante de modules à hauts rendements sont la coévaporation et le dépôt séquentiel des différents constituants (ou des métaux précurseurs) suivi d'un recuit (sous atmosphère de chalcogène). Cependant, d'autres techniques sont aussi utilisées telle que la méthode de dépôt par voie électrochimique, procédé de faible coût, qui permet le dépôt des différents composants de la cellule solaire avec des rendements prometteurs. Le matériau le plus prometteur semble être le CIS. Cependant, sa faible bande interdite (1,02 eV) limite la tension de circuit ouvert et donc le rendement de la photopile.

Aussi, les travaux sur les cellules solaires à base de CIS portent aujourd'hui sur des alliages quaternaires Cu(InGa) Se2 (CIGS). On introduit le Ga, qui se substitue partiellement à In, de façon à élargir sensiblement la bande interdite [9-12].

II.3. Le matériaux CuInSe₂

Avec un gap optique direct de 1.02 eV, un peu en deçà de la valeur optimale pour une cellule à deux niveaux, ce matériau a une absorptivité optique remarquable de 10^5 cm⁻¹ entre 1.1 et 2.6 eV .Sa conductivité électrique, comme celle de nombreux composés I-III-VI de structure chalcopyrite est contrôlée par les écrits de stoechiométrie, en particulier par le rapport Cu/In.Ainsi on peut obtenir un matériau de type Pou N, de résistivité faible ou élevée.

Les propriétés électriques sont directement liées à la présence de défauts natifs. Des mobilités d'électrons de 1000 cm²/Vs et de trous de 20 cm²/Vs ont été mesurées dans le monocristal.

Les niveaux accepteurs dominants dans le cristal seraient liés aux lacunes de cuivre, et les niveaux donneurs aux lacunes de sélénium. Cependant cette influence des défauts intrinsèques est loin d'être claire .On sait cependant que les films minces, riches en cuivre (Cu/In >1) sont toujours de type P et de faible résistivité, quelque soit le rapport Se/Métal, supérieur ou inférieur à 1, les interstitiels de Cu joueraient donc le rôle d'accepteurs dans les films minces.

Enfin on peut dire que $CuInSe_2$ serait excellent comme matériau actif dans la cellule à faible gap d'une structure tandem [13].

Se/M>1		Se/M<1	Se/M<1	
Cu/In>1	Cu/In<1	Cu/In>1	Cu/In<1	
type p	type p	type p	type p	
ρ faible	ρ faible	ρ faible	ρ élevée	
	ou		ou	
	type n		type n	
	ρ élevée		ρ faible	
M= (Cu+In)				
métal				

Tableau.2.2. Conductivité électrique des couches minces de (CuInSe₂).



Fig.2.1. Structure du matériau CuInSe₂.

II.4. Les méthodes de déposition de couches minces pour les cellules solaires à base CuInSe₂

Une large gamme de méthodes de préparation pour les matériaux de couches minces utilisant CIS.La méthode déposition généralement a un large impact sur les propriétés physiques de la couche ainsi que le coût de production, la plupart des méthodes sont revues avec un principal intérêt pour le dépôt de la couche d'absorption. En plus les chacopyrites CIS et CIGS sont les plus importants matériaux d'absorption.

La préparation de couche mince standard CIS nécessite plusieurs étapes importantes.

La préparation d'un substrat normal comme par le dépôt d'une couche $(1-2) \mu m$ de Molybdène (Mo back contact), la qualité de cette couche et son adhésion au verre est très importante. Aprés le dépôt de la couche d'absorption, tampon et du conducteur transparent, les grilles métalliques sont déposées sur le conducteur transparent pour augmenter sa conductivité, enfin une couche antireflet est ajoutée pour minimiser les pertes de réflexion et augmenter le rendement.

Plusieurs techniques peuvent être utilisées pour obtenir des couches stœchiométriques CIS et CIGS, seulement peu de ces techniques ont un rendement supérieur à 15%, jusqu'ici les couches d'absorption de haut rendement sont généralement préparées par co-évaporation (Élémentaire ou couche composée) sans considérer les méthodes de déposition des couches d'absorption (CIS) à haut rendement ont une surface lisse. Les couches de structure chalcopyrite sont cristallines, et leurs compositions globales sont légèrement déficientes en cuivre pour permettre la formation de couche pauvre en cuivre (OVC) « ordered vacancy compound »sur la surface.

a) La sénélisation des couches métalliques

Trois méthodes de sénélisation sont comparées

- 1) H_2Se/Ar à la pression atmosphérique
- 2) Se solide sous un flux d'Ar à la pression atmosphérique
- 3) Le vapeur de Se dans le vide

Dans les trois cas des échantillons étaient chauffés pendant 10 min, à des températures au dessous de 500°C le Se obtenu par toutes les méthodes. Les couches de CuInSe₂ étaient obtenues en une seule phase par la méthode H₂Se à 400°C

b) Evaporation à partir de Cu-In-Se

L'évaporation thermique du CuInSe₂ de type p en couche mince à partir d'une seule source CIS au substrat avec des températures de 200 à 600° C était présentée par Sadigov et al. Parce que des difficultés de perfection stoechiométrique, cristalline et la phase binaire des films libres avec une bonne surface morphologique, on ajoute du Cu et de l'In en vapeur sur des films à la température ambiante et puis les films étaient sélénisés en une atmosphère contenant du Se.

c) La pyrolyse spray

Des couches minces CIS et CIGS de chalcopyrite d'une seule phase de forte orientation de typ-p avaient été préparées par cette technique à partir de solutions acides et de solutions d'éthanol de CuCl₂, InCl₃, GaCl₃ et d'azote (N). Malgré ces résultats prometteurs le rendement des cellules solaires, atteint était faible.

d) Les techniques de dépôt de particules

Un important avantage de ces méthodes est que depuis la proportion de métal est déjà fixé dans le matériau, la stoechiométrie du film final est indépendante de l'épaisseur et par conséquent des films de composition uniforme peuvent être préparés sur de larges surfaces et relativement des variations d'épaisseurs peuvent être tolérées.Le rendement des cellules entre 10 et 13% a été accompli par ces techniques [14].

II.5. Pourquoi le choix du CdS?

Les raisons pour le choix fréquent du CdS dans les cellules solaires ne peuvent pas être immédiatement apparentes. C'est pour cela que ça vaut la peine de l'expliquer avant de passer aux détails.

1) La bande interdite (gap)

la valeur de la bande gap du CdS est 2.42 eV, ce qui correspond à une longueur d'onde de $0.52\mu m$. Cela veut dire que la charge du spectre solaire est transmise tout à fait librement donc ceci le rend convenable comme une " couche fenêtre" au-dessus de l'absorbeur dans lequel la photo génération se crée où les porteurs minoritaires prennent place.

2) La résistivité

Les CdS ont une très haute résistivité, mais quand ils sont déposés en couche mince par sublimation ou vaporisation élémentaire, un manque dans le dépôt de la couche de soufre implique l'obtention d'un semi-conducteur de type N.

Aussi, on peut agir sur l'épaisseur pour avoir une résistivité d'une valeur appropriée pour la cellule solaire.

En plus, il est facile d'introduire un dopant afin d'avoir une résistivité efficace.

3) Contacts

C'est une matière simple pour prendre des contacts ohmiques des films CdS [15].

II.6. Les techniques de dépôts de couche CdS

Les dépôts des couches minces du CdS sont accomplis selon plusieurs méthodes :

La technique communément utilisée est l'évaporation à vide, dépôt chimique en vapeur, Spray pyrolyses et solution growth.

D'autres techniques sont utilisées comme l'électrodéposition et "screen printing".

La technique de dépôt de vapeur chimique utilise la réaction entre le composant Cd volatile (ou vapeur de Cd) avec un composant de sulfure (ou vapeur de S) sur la surface de substrats chauffés est très utilisée [16].

II.7. Coefficient d'absorption

Le coefficient d'absorption se mesure par le spectrophotomètre, bien que les propriétés structurelles et morphologiques soient différentes, presque semblables dans les propriétés optiques.

a) Le matériau CuInSe₂

La couche mince CuInSe₂ fabriquée à partir de In/Cu offre une augmentation en énergie plus élevée que E_g . Comme il est bien connu, CIS est un semi-conducteur à gap direct pour lequel le coefficient d'absorption dépend de l'énergie des photons hv, comme il suit [17].

$$\alpha = A \left(h \nu - E_g \right)^{1/2} \tag{II.1}$$

 E_g : énergie de gap du CIS.

A : constante.

h :constant de Planck.

v : la fréquence de radiation.

b) Le matériau CdS

Le coefficient d'absorption dépend de l'énergie des photons hv, selon la relation suivante [18]
Chapitre II. Cellules solaires en couche mince à base de cuivre indium sélénium (CuInSe₂)

$$\alpha = \frac{B}{h\nu} (h\nu - E_g)^{1/2}$$
(II.2)

 E_g : énergie de gap du CdS.

B : constante.

II.8. Les différents composants de la photopile



Fig.2.2. Structure complète d'une cellule solaire de structure P-N à base de CuInSe₂.

Comme nous pouvons le voir sur la figure (2.2) ci-dessus (cas du CIS), il existe six éléments principaux dans la photopile en couches minces, à savoir:

- le substrat : le plus utilisé est le verre sodé ; on peut aussi utiliser des substrats flexibles (type Upolex) ou métalliques.

- un contact ohmique inférieur : souvent le Molybdène

- une couche absorbante : dans le cas présenté, le CIS, de type p

- une couche tampon : souvent le CdS ou bien le ZnS, de type n. c'est à cette interface que se situe la jonction p-n

- un oxyde transparent conducteur (OTC) : ITO, ZnO

- un contact ohmique supérieur (grille métallique) : Ni-Al

A ceci est parfois ajouté une couche anti-réflexion (MgF2). Ces matériaux ne sont bien évidemment pas choisis au hasard et doivent posséder des propriétés physico-chimiques bien particulières que nous allons voir maintenant.

a) La couche absorbante

Une couche absorbante doit être constituée d'un matériau à grand coefficient d'absorption dans le domaine du visible, il est donc préférable que celui-ci ait une bande interdite directe, dont la valeur soit de l'ordre de (0.95-1.05) eV. Sa conductivité doit être de l'ordre de $1-10^{-2} (\Omega.cm)^{-1}$. Sa conductivité est de type p.

b) La couche tampon

La couche tampon est une couche située entre la couche absorbante et la couche d'oxyde transparent conducteur (OTC). Si un contact couche absorbante/OTC est directement réalisé, une jonction photovoltaïque peut exister mais son rendement sera limité par:

- l'inadaptation des bandes interdites

- les courants de fuite dus à la présence de zones désordonnées aux joints de grains

De ce fait il est préférable d'introduire une fine couche, dite couche tampon, entre ces deux composés afin d'optimiser les performances de la cellule. Cette couche doit avoir les propriétés suivantes:

- une bande interdite intermédiaire permettant une transition «souple » entre celle du semiconducteur et celle de l'OTC, soit une valeur comprise entre 2,4 et 3,2 eV.

- une conductivité de type n pour former la jonction avec la couche absorbante qui est, elle, de type p; de plus, afin d'éviter les effets de fuites de courant, sa conductivité doit être plus faible que celle de la couche absorbante, soit de l'ordre de $10^{-3} \Omega^{-1}$.cm⁻¹

- elle doit être morphologiquement très homogène pour éviter tout effet de court circuit au niveau des joints de grains.

c) La couche d'oxyde transparent conducteur (OTC)

Celle-ci doit être simultanément transparente et conductrice. Dans le domaine du spectre solaire la transmission des couches doit être supérieure à 80%. La conductivité de ces mêmes couches doit être supérieure 10^{-3} (Ω cm)-1. De telles propriétés sont obtenues en utilisant des couches minces de SnO 2, In2O3, de leur alliage ITO et de ZnO. Leur transparence est liée à la valeur de leur bande interdite tandis que leurs propriétés électriques dépendent de la composition des couches et d'un éventuel dopage. On dépose généralement une première couche non dopée de ZnO puis une couche dopée de ZnO:Al ou de ITO. En effet, la couche

de ZnO intrinsèque, donc non-conductrice, évite tout courant de fuite entre la couche absorbante et le contact supérieur. Il a été montré que cette couche pouvait être évitée si l'on déposait une couche tampon plus épaisse, CdS par exemple [19].

II.9. Le coefficient de réflexion

Pour réduire le coefficient de réflexion de la première face de la cellule, il est préférable de la recouvrir par une couche transparente et conductrice (**TCO**), ce qui permet son utilisation comme contact électrique en avant de la cellule.

Deux méthodes sont utilisées pour obtenir une couche anti-reflet [20] :

- Dépôt chimique en phase vapeur (CVD) d'une couche SiO_2 ou Si_xNy .
- Dépôt par la méthode de Spray.

Le coefficient de réflexion minimale, R_{min} , d'une couche d'indice de réfraction, n, déposée

entre deux milieux différents d'indices de réfraction, n_0 et n_1 est : $R_{\min} = \left(\frac{n^2 - n_0 n_1}{n^2 + n_0 n_1}\right)$;

Pour que R_{min} devient nulle ($R_{min}=0$), il faut que : $n = \sqrt{n_0 n_1}$.

III.1. Introduction

Grâce aux promesses économiques suscitées par la conversion d'énergie par les cellules solaires à base de $CuInSe_2$, un grand effort est développé aujourd'hui pour atteindre un haut rendement avec une bonne stabilité, et par conséquent une meilleure utilisation du matériau.

Le modèle théorique d'une structure de cellule solaire est un outil performant qui nous permet de lier les caractéristiques de la cellule avec les propriétés du matériau et la technologie de fabrication. Le modèle analytique que nous présentons dans le paragraphe suivant ou le modèle d'Anderson est le plus simple pour les hétérojonctions de structure N-P.

La limitation de ce modèle analytique réside dans le besoin de suppositions simplifiées qui peuvent être acceptées seulement pour réduire la complexité de calcul.

III.2. Modèle d'Anderson d'une hétérojonction

Ce modèle a été proposé par Anderson (1962). Il est basé sur l'étude d'une hétérojonction à partir du diagramme des bandes d'énergies dans la structure de la cellule solaire, il suppose que l'hétérojonction est idéale, à savoir abrupte et dépourvue de charges d'interface, dues par exemple à un désaccord des mailles cristallines. Le courant est entièrement dû à l'injection de porteurs au dessus des barrières existantes dans les bandes de conduction, et de valence après jonction des deux semi-conducteurs considérés.

Soient Sc1 et Sc2, deux semi-conducteurs, le premier de type (N), et le second de type (P), caractérisés par les affinités électroniques χ_1 et χ_2 , les gaps (E_{g1}) et (E_{g2}), et les travaux d'extraction φ_1 et φ_2 . En l'absence de tout contact, les diagrammes énergétiques dans chacun des semi-conducteurs, sont représentés sur la figure (3.1). Les deux semi-conducteurs étant indépendants, la distribution des électrons dans chacun d'eux est indépendante de l'autre, de sorte que les distributions sont caractérisées par deux niveaux de Fermi différents E_{F1} et E_{F2} [21].



Fig.3.1. Diagramme de bande d'énergie de deux Semi-conducteurs isolés (sans contact)

Lorsque les deux semi-conducteurs sont mis en contact, il y a transfert d'électrons du semi-conducteur à plus fort niveau de Fermi vers le semi-conducteur à plus faible niveau de Fermi, de manière à réaliser l'alignement des niveaux de Fermi. Cet échange se fait au voisinage de la jonction et fait apparaître une charge d'espace à laquelle est associée une barrière de potentiel qui arrête la diffusion des porteurs de charge et définit l'état d'équilibre. L'alignement des niveaux de Fermi crée des discontinuités de la bande de conduction ΔE_c et de la bande de valence ΔE_v , données par :

$$\begin{cases} \Delta E_c = \Delta \chi \\ \Delta E_v = \Delta E_G - \Delta \chi \end{cases}$$
(III.1)

 $\Delta \chi$ et ΔE_G représentent respectivement les différences d'affinité électronique, et de bande interdite entre les deux semi-conducteurs (figure.3.2).



Fig.3.2 Diagramme de bande d'énergie d'une hétérojonction à l'équilibre.

III.3. Le modèle de calcul

III.3.1. Eclairement, puissance incidente et flux solaire au sol

Pour être utilisable dans le calcul analytique, l'éclairement solaire au sol est approximé par une fonction non linéaire sous la forme :

$$Ecl(\lambda) = y_0 + A \left[1 - e^{\frac{-(\lambda - \lambda_0)}{t_1}} \right]^p e^{\frac{-(\lambda - \lambda_0)}{t_2}} ; \qquad (III.2)$$

 $O\hat{u}: 0.3 \le \lambda \le 2.5 \mu m$

Par variation de tous les 6 paramètres y_0 , λ_0 , A, t_1 , p et t_2 tout en comparant au spectre solaire, on trouve l'expression suivante, a juste le mieux ce dernier (Voir Figure.3.3) :

$$Ecl(\lambda) = 0.06977 + 7.0625 \left[1 - e^{\frac{-(\lambda - 0.26053)}{0.15994}} \right]^{2.28411} e^{\frac{-(\lambda - 0.26053)}{0.22285}}; \quad [KW \text{ m}^{-2} \,\mu\text{m}^{-1}] \qquad (III.3)$$

D'où la puissance incidente au sol

$$P_{i} = \int_{\lambda \min}^{\lambda \max} Ecl(\lambda) d\lambda ; \qquad [Wcm^{-2}]$$
(III.4)

Où $Ecl(\lambda)$ en $[Wcm^{-2}\mu m^{-1}]$

Pour $\lambda_{min}=0.3 \ (\mu m)$ et $\lambda_{max}=1.4 \ (\mu m)$, on trouve que : $Pi=69.4908 \ (mW \ cm^{-2})$. Par conséquent le flux solaire au sol est (Voir figure 3.4) :

$$F(\lambda) = \frac{Ecl(\lambda)}{hv} \qquad [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \mu \text{m}^{-1}]$$
(III.5)

III.3.2. Recherche bibliographique

Suite à notre recherche bibliographique, nous avons regroupé dans le tableau.3.1.

Des résultats réalisés par des chercheurs, qui déterminent l'influence des caractéristiques physiques et géométriques des différentes couches de la cellule sur les différents paramètres caractéristiques de la cellule. Le résultat de cette recherche bibliographique nous a inspiré la gamme de variation des paramètres variant, où W_P varie de 0.8 à 2 µm [22], E_{g2} varie de 0.94 à 1.04 eV [23], pour le CuInSe₂, E_{g1} varie de 2.2 à 2.42 eV [24], W_n varie de 0.03 à 0.1µm [23,25].

Les données utilisées dans notre calcul sont illustrées dans les tableaux (3.2) et (3.3) pour les deux matériaux CdS et CuInSe₂ respectivement.

III.3.3. Coefficient d'absorption

Les valeurs du coefficient d'absorption, $\alpha(\lambda)$ peuvent être trouvées des différentes littératures.

En particulier, nous avons adopté les relations des deux matériaux : CuInSe₂ et CdS où les coefficients d'absorption sont donnés par :

1) pour le CdS [26] :

$$\alpha_{1}(\lambda) = \frac{A}{E} (E - E_{g1})^{1/2}$$
(III.6)

- 40 -

Avec

 $A=3.224.10^4$, E=hv, $E_{gl}=2.42$ eV,

Donc
$$\begin{cases} \alpha_{1}(\lambda) = \frac{3.224 \times 10^{4}}{hv} (hv - 2.42)^{1/2} & 0.3 \le \lambda \le 0.51 \mu \text{m}; \\ \alpha_{1}(\lambda) = 0 & \lambda > 0.51 \mu \text{m}; \end{cases}$$
 (III.7)

2) pour le CuInSe₂ [27]:

<

$$\begin{cases} \alpha_{2}(\lambda) = 8.10^{4} (h\nu - 1.04)^{1/2} & 0.3 \le \lambda \le 1.19 \,\mu\text{m}; \\ \\ \alpha_{2}(\lambda) = 0 & \lambda > 1.19 \,\mu\text{m}; \end{cases}$$
(III.8)

Où
$$hv = \frac{hc}{\lambda}$$
, $E_{g2} = 1.04 \text{ eV}$



Fig.3.3 Approximation de l'éclairement solaire au sol

Eg ₁	Eg ₂	$W_{N}(\mu m)$	Wp (µm)	J _{sc}	$V_{co}(V)$	FF (%)	η (%)	Référence
(ev)	(ev)			(mA/cm ²)				
2.42	1.04	0.05	1.8	32.2	0.65	76.1	15.9	[28]
2.42	1.04			41	0.508	68	14.1	[29]
2.42	1.04	0.05	1.6	38.01	0.5	68.4	13	[30]
2.42	1.04			38	0.6	60	18.8	[31]
		0.1	2	37	0.58	62	17.7	[18]

Tableau.3.1 Quelques valeurs de paramètres variantes trouvés dans la littérature.

Paramètre	Valeur
Concentration des atomes donneurs, N_d (cm ⁻³)	10^{17}
Concentration intrinsèque, n_{il} (cm ⁻³)	0.0125
La densité effective d'état d'électrons dans la bande de	2.10^{18}
conduction N_{c1} (cm ⁻³)	
La densité effective d'état des trous dans la bande de valence	10 ¹⁹
$N_{\nu I} ({\rm cm}^{-3})$	
L'énergie de gap, E_{g1} (ev)	2.42
La durée de vie des trous, $\tau_p(s)$	10 ⁻¹⁰
Permittivité relative, ε_{r_1}	10
La longueur de diffusion L_n (cm)	$1.2.10^{-6}$
Coefficient de diffusion $D_{\rm r}$ (cm ² /s)	0.26
Vitesse de recombinaison des trous à la surface avant S_n	10 ⁷
(cm/s)	
Permittivité relative, \mathcal{E}_{r1} La longueur de diffusion L_p (cm) Coefficient de diffusion D_p (cm ² /s) Vitesse de recombinaison des trous à la surface avant S_p . (cm/s)	10 1.2.10 ⁻⁶ 0.26 10 ⁷

Tableau.3.2 Les valeurs des données utilisées dans le calcul pour le CdS [32]

Concentration des atomes accepteurs, Na (cm ⁻³)5.10Concentration intrinsèque, ni_2 (cm ⁻³)1.1.10La densité effective d'état d'électrons dans la bande de5.10conduction N_{c2} (cm ⁻³)101La densité effective d'état des trous dans la bande de valence N_{v2} 101(cm ⁻³)1.04L'énergie de gap, Eg_2 (eV)1.04La durée de vie des électrons, τ_n (s)10 ⁻¹ Permittivité relative, ε_{r2} 15La longueur de diffusion, L_n (cm)6.6.14Coefficient de diffusion, Dn (cm ² /s)3.9	Paramètre					
(cm-3)1.04L'énergie de gap, Eg_2 (eV)1.04La durée de vie des électrons, τ_n (s)10 ⁻¹ Permittivité relative, ε_{r2} 15La longueur de diffusion, L_n (cm)6.6.14Coefficient de diffusion, Dn (cm ² /s)3.9	oncentration des atomes accepteurs, Na (cm ⁻³) oncentration intrinsèque, ni_2 (cm ⁻³) a densité effective d'état d'électrons dans la bande de onduction N_{c2} (cm ⁻³) a densité effective d'état des trous dans la bande de valence N_{c2}	5.10^{15} $1.1.10^{10}$ 5.10^{18} 10^{19}				
Vitesse de recombinaison des électrons à la surface arrière S_n 10' (cm/s)	m ⁻³) énergie de gap, Eg_2 (eV) a durée de vie des électrons, τ_n (s) ermittivité relative, ε_{r_2} a longueur de diffusion, L_n (cm) pefficient de diffusion, Dn (cm ² /s) itesse de recombinaison des électrons à la surface arrière m/s)	$ \begin{array}{r} 1.04 \\ 10^{-10} \\ 15 \\ 6.6.10^{-6} \\ 3.9 \\ 10^{7} \\ \end{array} $				

Tableau.3.3 Les valeurs des données utilisées dans le calcul pour le CuInSe₂ [32]

Paramètre	Valeur	Référence
<i>T</i> (K)	300	[32]
$R(\lambda)$	0.3	[33]
$R_s (\Omega.cm^{2)}$	3	[25]
$R_{sh} (\Omega.cm^2)$	900	[22]
Q	1.5	[31]

Tableau.3.4 Les valeurs des données utilisées dans le calcul pour la jonction CdS/CuInSe₂

III.3.4. Taux de génération et taux de recombinaison

Le taux de génération des paires électron -trou à une distance, x de la surface éclairée de la cellule est donné par :

$$G(x,\lambda) = \alpha(\lambda)F(\lambda)(1-R(\lambda))e^{(-\alpha(\lambda)x)} \qquad [1/(m^3s)] \qquad (III.8)$$

Le taux de recombinaison peut être approximé d'après la théorie de recombinaison de Shockley-Read-Hall et l'hypothèse de grand nombre des porteurs libres en excès, comme une fonction de la densité des porteurs minoritaires.

$$U_n = \frac{n - n_0}{\tau_n}$$
 est le taux de recombinaison des électrons dans la région P (CuInSe₂).
$$U_p = \frac{p - p_0}{\tau_n}$$
 est le taux de recombinaison des trous dans la région N (CdS).

Où n est la concentration des électrons dans la région P et p est celle des trous dans la région N.

 n_0 est la concentration des électrons à l'équilibre et p_0 est celle des trous à l'équilibre.

III.3.5. Le champ électrique, E(x)

La jonction (N/P) équivalant (CdS de type N/ CuInSe₂ de type P)

- a) les région neutres : E=0
- b) La zone de charge d'espace :

On calcule le potentiel V(x) dans cette zone et qui comprend deux semi-conducteurs.

L'équation de Poisson s'écrit

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon}$$
(III.9)

1/ dans le semi-conducteur 1 (CdS) $\rho(x) = eN_{d1}$

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = -\frac{eN_{d1}}{\varepsilon_1}$$
(III.10)

En intégrant une fois avec la condition E=0 en $x = x_1$ on obtient

$$\frac{dV(x)}{dx} = -E(x) = -\frac{eN_{d1}}{\varepsilon_1}(x - x_1)$$
 (III.11)

En x = 0

$$E_{s1} = -\frac{eN_{d1}}{\varepsilon_1} x_1 \tag{III.12}$$

En intégrant une deuxième fois et en appelant V_1 le potentiel de la région neutre du semiconducteur 1, on obtient

$$V(x) = -\frac{eN_{d1}}{2\varepsilon_1}(x - x_1)^2 + V_1$$
(III.13)

2/ dans le semi-conducteur 2 (CuInSe₂) $\rho(x) = -eN_{a2}$

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = \frac{eN_{a2}}{\varepsilon_2}$$
(III.14)

$$\frac{dV(x)}{dx} = -E(x) = \frac{eN_{a2}}{\varepsilon_2}(x - x_2)$$
 (III.15)

En x = 0

$$E_{s2} = \frac{eN_{a2}}{\varepsilon_2} x_2 \tag{III.16}$$

$$V(x) = \frac{eN_{a2}}{2\varepsilon_2} (x - x_2)^2 + V_2$$
(III.17)

Le champ et le potentiel électriques sont représentés sur la figure (1.7). La continuité du vecteur déplacement à l'interface s'écrit $\varepsilon_1 E_{s1} = \varepsilon_2 E_{s2}$

$$-eN_{d1}x_1 = eN_{a2}x_2 \tag{III.18}$$

Où, en posant $W_1 = |x_1|$ et $W_2 = |x_2|$

$$N_{d1}W_1 = N_{a2}W_2 \tag{III.19}$$

La continuité du potentiel en x = 0 s'écrit

$$-\frac{eN_{d1}}{2\varepsilon_1}W_1^2 + V_1 = \frac{eN_{a2}}{2\varepsilon_2}W_2^2 + V_2$$
(III.20)

$$V_1 - V_2 = \frac{eN_{d1}}{2\varepsilon_1} W_1^2 + \frac{eN_{a2}}{2\varepsilon_2} W_2^2$$
(III.21)

En utilisant la relation (III.18)

$$V_1 - V_2 = \frac{eN_{d1}}{2\varepsilon_1} W_1^2 \left(\frac{\varepsilon_1 N_{d1} + \varepsilon_2 N_{a2}}{\varepsilon N_{a2}}\right) = \frac{eN_{a2}}{2\varepsilon_2} W_2^2 \left(\frac{\varepsilon_1 N_{d1} + \varepsilon_2 N_{a2}}{\varepsilon N_{d1}}\right)$$
(III.22)

Où la largeur totale de la zone de déplétion est donnée par $W = W_1 + W_2$

$$W = \left(\frac{2\varepsilon_{1}\varepsilon_{2}(N_{d1} + N_{a2})^{2}}{eN_{d1}N_{a2}(\varepsilon_{1}N_{d1} + \varepsilon_{2}N_{a2})}\right)^{\frac{1}{2}}(V_{1} - V_{2})^{\frac{1}{2}}$$
(III.23)

La tension de diffusion $V_d = V_1 - V_2$

D'après le modèle d'Anderson cette tension équivaut à :

$$V_d = \frac{kT}{q} \left(\frac{N_d N_a}{n_i^2} \right)$$
(III.24)

Où $N_d >> N_a$ donc $x_1 \ll x_2$

Et
$$n_i^2 = \frac{kT}{q} \left(\frac{N_d N_a}{N_{c1} N_{v1} \exp\left(\frac{-E_{g2}}{kT}\right)} \right)$$

 N_d : La concentration des atomes donneurs du CdS.

 N_a : La concentration des atomes accepteurs du CuInSe₂.



Fig.3.4 Les diagrammes énergétiques d'une cellule solaire de structure N-P



Fig.3.5 Les différentes dimensions d'une cellule solaire de structure N-P

a) La première zone neutre N (CdS)

1) L'équation de continuité

Les minoritaires sont des trous pour le semi-conducteur de type N.

L'équation de continuité s'écrit dans cette région comme :

$$G_{p} - \frac{p - p_{0}}{\tau_{n}} - \frac{1}{q} \frac{dJ_{p}}{dx} = 0$$
(III.25)

Où : $G_p = \alpha_1 F(1-R) \exp(-\alpha_1 x)$ désigne le taux de génération des paires électrons/trous.

2) L'équation de densité de courant

$$J_{p} = q\mu_{p}p_{n}E - qD_{p}\frac{dp_{n}}{dx}$$
(III.26)

Dans cette région E=0, donc $J_p = -qD_p \frac{dp_n}{dx}$

On remplace J_p et G_p dans l'équation de continuité, on obtient :

$$D_{p} \frac{d^{2} p_{n}}{dx^{2}} + \alpha_{1} F(1-R) \exp(-\alpha_{1} x) - \frac{p_{n} - p_{n0}}{\tau_{p}} = 0$$
(III.27)

La solution de cette équation est donnée par :

$$p_n - p_{n0} = A_1 ch(\frac{x}{L_p}) + B_1 sh(\frac{x}{L_p}) - \frac{\alpha_1 F(1-R)\tau_p}{\alpha_1^2 L_p^2 - 1} \exp(-\alpha_1 x)$$
(III.28)

Où : $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ est la longueur de diffusion des trous.

En peut trouver les deux constantes A_1 et B_1 à partir des conditions aux limites :

> A la surface, une recombinaison se produit avec une vitesse S_p la condition est :

Chapitre III.

$$D_{p} \frac{d(p_{n} - p_{n0})}{dx} = S_{p}(p_{n} - p_{n0}) \qquad \text{à} \qquad x = 0$$
(III.29)

A la limite de la jonction la densité des porteurs en excès réduite à zéro par le champ électrique dans la zone de déplétion, ceci est traduit par:

$$p_n - p_{n0} = 0$$
 à $x = x_i$ (III.30)

Donc

$$p_{n} - p_{n0} = \frac{\alpha_{1}F(1-R)\tau_{p}}{\alpha_{1}^{2}L_{p}^{2} - 1}$$

$$\times \left[\frac{\left(\frac{S_{p}L_{p}}{D_{p}} + \alpha_{1}L_{p}\right)sh\left(\frac{x_{j} - x}{L_{p}}\right) + \exp(\alpha_{1}x_{j})\left(\frac{S_{p}L_{p}}{D_{p}}sh\left(\frac{x}{L_{p}}\right) + ch\left(\frac{x}{L_{p}}\right)\right)}{\frac{S_{p}L_{p}}{D_{p}}sh\left(\frac{x_{j}}{L_{p}}\right) + ch\left(\frac{x_{j}}{L_{p}}\right)} - \exp(\alpha_{1}x) \right] \qquad (\text{III.31})$$

La densité de photo courant dans cette région est

$$J_{p} = -qD_{p} \left(\frac{dp}{dx}\right)_{x_{j}}$$
(III.32)

Donc

$$J_{p} = \left(q \frac{F(1-R)\alpha_{1}L_{p}}{\alpha_{1}^{2}L_{p}^{2}-1}\right)$$

$$\times \left[\frac{\frac{S_{p}L_{p}}{D_{p}} + \alpha_{1}L_{p} - \exp(-\alpha_{1}x_{j})\left(\frac{S_{p}L_{p}}{D_{p}}ch\left(\frac{x_{j}}{L_{p}}\right) + sh\left(\frac{x_{j}}{L_{p}}\right)\right)}{\frac{S_{p}L_{p}}{D_{p}}sh\left(\frac{x_{j}}{L_{p}}\right) + ch\left(\frac{x_{j}}{L_{p}}\right)} - \alpha_{1}L_{p}\exp(-\alpha_{1}x_{j})\right]$$
(III.33)

b) La deuxième zone neutre P (CuInSe2)

1) L'équation de continuité

Les minoritaires sont des électrons pour le semi-conducteur de type P, on peut écrire :

$$G_{n} - \frac{n - n_{0}}{\tau_{p}} - \frac{1}{q} \frac{dJ_{n}}{dx} = 0$$
(III.34)

 $O\dot{u}: G_n = \alpha_2 F(1-R) \exp(-\alpha_2 x)$

2) L'équation de densité de courant

$$J_n = q\mu_n n_p E + qD_n \frac{dn_p}{dx}$$
(III.35)

Dans cette région E=0, donc $J_n = qD_n \frac{dn_p}{dx}$

On remplace J_n et G_n dans l'équation de continuité, nous obtenons :

$$D_n \frac{d^2 n_p}{dx^2} + \alpha_2 F(1-R) \exp(-\alpha_2 x) - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} = 0$$
(III.36)

Dont la solution est :

$$n_{p} - n_{p0} = A_{2}ch(\frac{x}{L_{n}}) + B_{2}sh(\frac{x}{L_{n}}) - \frac{\alpha_{2}F(1-R)\tau_{n}}{\alpha_{2}^{2}L_{n}^{2} - 1}\exp(-\alpha_{2}x)$$
(III.37)

Où : $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ est la longueur de diffusion des électrons.

En peut trouver les deux constantes A_2 et B_2 à partir des conditions aux limites :

> A la surface, une recombinaison se produit avec une vitesse S_n la condition est :

$$-D_n \frac{d(n_p - n_{p0})}{dx} = S_n(n_p - n_{p0}) \qquad \text{à} \qquad x = H$$
(III.38)

A la limite de la jonction la densité des porteurs en excès réduite à zéro par le champ électrique dans la zone de déplétion :

$$n_p - n_{p0} = 0$$
 à $x = x_j + w_1 + w_2$ (III.39)

Donc

$$n_{p} - n_{p0} = \frac{\alpha_{2}F(1-R)\tau_{n}}{\alpha_{2}^{2}L_{n}^{2} - 1} \times \left[\frac{\left(\frac{S_{n}L_{n}}{D_{n}} + \alpha_{2}L_{n}\right)sh\left(\frac{x_{j} - x}{L_{n}}\right) + \exp(\alpha_{2}x_{j})\left(\frac{S_{n}L_{n}}{D_{n}}sh\left(\frac{x}{L_{n}}\right) + ch\left(\frac{x}{L_{n}}\right)\right)}{\frac{S_{n}L_{n}}{D_{n}}sh\left(\frac{x_{j}}{L_{n}}\right) + ch\left(\frac{x_{j}}{L_{n}}\right)} - \exp(\alpha_{2}x) \right]$$
(III.40)

La densité de photo courant dans cette région est

$$J_n = q D_n \left(\frac{dp}{dx}\right)_{x_j + w_1 + w_2}$$
(III.41)

Donc

$$J_{n} = \left(q \frac{F(1-R)\alpha_{2}L_{n}}{\alpha_{2}^{2}L_{n}^{2}-1}\right) \exp(-\alpha_{1}(x_{j}+w_{1})-\alpha_{2}w_{2})$$

$$\times \left[\alpha_{2}L_{n} - \frac{\frac{S_{n}L_{n}}{D_{n}} + \left(ch\left(\frac{H'}{L_{n}}\right) - \exp(-\alpha_{2}H')\right) + sh\left(\frac{H'}{L_{n}}\right)\alpha_{2}L_{n}\exp(-\alpha_{2}H')}{\frac{S_{n}L_{n}}{D_{n}}sh\left(\frac{H'}{L_{n}}\right) + ch\left(\frac{H'}{L_{n}}\right)}\right]$$
(III.42)

c) La densité de courant dans la zone de charge d'espace pour les deux semi-conducteurs

$$J_{w_1} = qF(1-R)e^{-\alpha_1 x_j} (1-e^{-\alpha_1 w_1})$$
(III.43)

$$J_{w_2} = qF(1-R)e^{-\alpha_1(w_1+x_j)}(1-e^{-\alpha_2w_2})$$
(III.44)

Donc la densité dans cette zone totale est :

$$J_{ZEC} = J_{w1} + J_{w2} \tag{III.45}$$

$$J_{ZEC} = qF(1-R)e^{-\alpha_1 x_j} \left((1-e^{-\alpha_1 w_1}) + e^{-\alpha_1 w_1} \left(1-e^{-\alpha_2 w_2} \right) \right)$$
(III.46)

Et par conséquent la densité du photo courant est donnée par :

$$J_{ph}(\lambda) = J_n(\lambda) + J_p(\lambda) + J_{ZEC}(\lambda)$$
(III.47)

III.3.6. Densité de photo courant totale, J_{ph}

La densité de photo courant totale, J_{ph} , *est* obtenue en intégrant la densité de courant, $J_{ph}(\lambda)$ Sur toute la gamme du spectre solaire utilisée. J_{ph} est donnée par :

$$J_{ph} = \int_{\lambda \min}^{\lambda \max} J_{ph}(\lambda) d\lambda = \int_{\lambda \min}^{\lambda \max} J_{p}(\lambda) d\lambda + \int_{\lambda \min}^{\lambda \max} J_{n}(\lambda) d\lambda + \int_{\lambda \min}^{\lambda \max} J_{ZEC}(\lambda) d\lambda$$
(III.48)

III.3.7. Réponse spectrale SR (λ)

La réponse spectrale est donnée par

$$SR(\lambda) = \frac{J_{ph}(\lambda)}{qF[1 - R(\lambda)]}$$
(III.49)

III. 3.8. Caractéristique courant tension

La principale caractéristique d'une cellule solaire est celle de la variation de la densité de courant débité par la cellule en fonction de la tension à ses bornes, communément appelée caractéristique J-V. A partir de cette caractéristique l'utilisation peut déduire aisément la densité de courant de court-circuit, la tension en circuit ouvert, ainsi que la puissance maximale que peut débiter la cellule.

a) La densité de courant de saturation inverse, Js

Le mécanisme de transport peut être simulé par la solution numérique de l'équation de poisson et les équations de continuité pour les électrons et les trous. la plupart des études expérimentales ont révélé que les propriétés électroniques à l'obscurité telle que la densité de courant de saturation inverse, J_s et le facteur de qualité, Q, jouent un rôle très important dans la caractéristique courant tension , J-V.

Pour la cellule solaire à hétérojonction à base CuInSe2 de structure N - P, la densité de courant de saturation inverse J_s est donnée par [34].

$$J_{s} = q \left(\frac{p_{n0} D_{p}}{L_{p}} + \frac{n_{p0} D_{n}}{L_{n}} \right) = q \left(\frac{n_{i1}^{2} D_{p}}{N_{d} L_{p}} + \frac{n_{i2}^{2} D_{n}}{N_{a} L_{n}} \right)$$
(III.50)

Où n_{i1} est la concentration intrinsèque de la couche N (CdS) et n_{i2} est celle de la couche P. $n_{i1} \ll n_{i2}$.Utilisant cette inégalité dans l'équation (III.50), J_s peut être juste écrite comme :

$$J_{s} = q \left(\frac{n_{i2}^{2} D_{n}}{N_{a} L_{n}} \right)$$
(III.51)

Où:
$$n_{i2}^2 = \frac{kT}{q} \left(\frac{N_d N_a}{N_{c1} N_{v1} \exp\left(\frac{-E_{g2}}{kT}\right)} \right)$$

b) Caractéristique J-V idéale

La caractéristique J-V idéale est donnée par :

$$J = J_{ph} - J_s \left(e^{\frac{V}{QU_t}} - 1 \right)$$
(III.52)

Si la cellule est en court-circuit c'est à dire (V=0 et $J=J_{sc}$) on obtient le courant de courtcircuit donné par :

$$J_{sc} = J_{ph} \tag{III.53}$$

Autrement, si la cellule est en circuit ouvert c'est-à-dire ($V=V_{co}$ et J=0) on trouve la tension de circuit ouvert donnée par :

$$V_{co} = QU_t \ln\left(\frac{J_{ph}}{J_s}\right)$$
(III.54)

Entre le point (J, V) = (J_{sc} , 0) et le point (J, V) = (0, V_{co}) on représente la caractéristique, J-V. Parallèlement de cette représentation, on calcule la puissance maximale, donnée par :

$$P_m = (JV)_{\max} \tag{III.55}$$

Et par conséquent, on peut facilement déduire le facteur de forme et le rendement de conversion, qui sont donnés respectivement par :

$$FF = \frac{P_m}{J_{sc}V_{co}}$$
(III.56)

$$\eta = \frac{P_m}{P_i} \tag{III.57}$$

c) Caractéristique J-V réelle

Dans les cellules solaires, le schéma équivalent doit être modifié pour inclure la résistance série, R_s (résistance de perte ohmique dans la surface frontale) et la résistance shunte, R_{sh} , (résistance de courant de fuite), d'où l'équation caractéristique suivante :

$$J = J_{ph} - J_s \left(e^{\frac{V + R_s J}{QU_l}} - 1 \right) - \frac{V + R_s J}{R_{sh}}$$
(III.58)

Si V=0 alors $J=J_{sc}$, donc l'équation (III.58) devient :

$$J_{sc} = J_{ph} - J_{s} \left(e^{\frac{R_{s}J_{sc}}{QU_{t}}} - 1 \right) - \frac{R_{s}J_{sc}}{R_{sh}}$$
(III.59)

Cette équation est une équation non linéaire qu'on peut résoudre numériquement.

Aussi si J=0 alors V=Vco, donc l'équation (III.59) devient :

$$J_{ph} - J_{s} \left(e^{\frac{V_{co}}{QU_{t}}} - 1 \right) - \frac{V_{co}}{R_{sh}} = 0$$
(III.60)

Comme cette équation est non linéaire, alors elle admet une solution numérique qui est la tension de circuit ouvert V_{co} .

De la même manière que le cas précédente on peut calculer la puissance maximale P_m , le facteur de forme, FF et le rendement de conversion η .

III.4. Optimisation

L'optimisation consiste à faire varier le paramètre à étudier caractérisant la cellule, tel que E_{g1} , Eg2, Wp et W_n pour atteindre un rendement maximal de conversion.

III.5. Organigrammes

Toutes les étapes précédentes sont à organiser sous forme d'organigrammes.

La programmation est faite en utilisant le langage "Matlab ".











- 58 -





- 59 -



Org.4.Organigramme de la méthode de Newton pour trouver les solutions de J_{sc} , V_{vo} et J.

IV.1. Introduction

Pour étudier l'effet des différents paramètres à optimiser et par l'utilisation de l'approche présentée dans le chapitre III, nous exposons dans ce chapitre les différents résultats obtenus avec leurs interprétations physiques.

Les figures (4.1, 4.2, 4.3) représentes respectivement les courbes de l'éclairement et flux solaire au sol, les cœfficients d'absorption de CuInSe₂ et CdS en fonction de, et les cœfficients d'absorption de CuInSe₂ et CdS en fonction de hv.

IV.2. Distributions des densités de courant dans les régions N, ZCE et P

Sur la figure.4.4 qui représente la variation des différentes densités de courant en fonction de la longueur d'onde pour $Eg_1 = 2.42$ eV, $Eg_2 = 1.04$ eV, $w_n = 0.03 \mu m$ et $w_p = 1.2 \mu m$.

On voit que la densité de courant de la couche N, J_p , celle de la zone de charge d'espace (ZCE), J_{zce} , et celle de la couche P, J_n , ont leurs maximums dans la gamme des faibles, moyennes et grandes longueurs d'ondes. Rapporter à la gamme des longueurs d'ondes utilisées respectivement et ceci à cause de la diminution du coefficient d'absorption avec l'augmentation de l'épaisseur x.

La densité du courant J_{zce} est très grande lorsqu'on la compare avec les densités des courants J_p et J_n , parce que le phénomène de recombinaison est très considérable dans les couches N et P, que dans la zone de charge d'espace ZCE. A cause de l'absorption considérable dans la couche P. La densité de courant J_n est grande devant J_p .

On voit sur la figure.4.5 que la valeur de la densité de courant totale J_{ph} est faible pour les faibles et grandes longueurs d'ondes et le sommet de la courbe correspond aux longueurs d'ondes moyennes.

IV.3. Réponse spectrale

La cellule est très sensible aux photons incidents dans l'intervalle $0.3 \ \mu m$ à $1 \ \mu m$, au-delà elle commence à diminuer, la figure.4.6 représente le rapprochement des deux courbes de simulation et expérimentale [35].



Fig.4.1. Eclairement et flux solaire au sol.



Fig.4.2. Les cœfficients d'absorption de CuInSe₂ et CdS en fonction de λ .



Fig.4.3. Les cœfficients d'absorption de CuInSe₂ et CdS en fonction de hv.



Fig.4.4. Densités de courant J_{p, J_n} et J_{zec} en fonction de λ .



Fig.4.5. Densité de courant totale en fonction de λ .



Fig.4.6. Réponse spectrale par simulation et expérimentale [35].

IV.4. Effet de l'épaisseur de la couche N

Les figures 4.7-8-9-10-11 représentent l'effet de l'épaisseur de la couche N sur les densités de courant (J_p, J_{zce}, J_n) , la caractéristique J-V idéale, la caractéristique J-V réelle, les performances caractéristiques de la cellule idéale et réelle respectivement, pour $Eg_1=2.42$ eV $Eg_2 = 1.04$ eV et $w_p = 1.2 \mu m$. L'augmentation de w_n permet d'accroître l'absorption dans la couche N mais elle la diminue dans les deux zones ZCE et P, ce qui permet d'augmenter la densité de courant J_p et de diminuer les densités de courant J_n , J_{zce} (Fig.4.7).

Comme la densité de saturation inverse J_s est indépendante de w_n , et par conséquent la diminution des performances de la cellule idéale (Fig.4.8 et Fig.4.9) et réelle (Fig.4.10 et Fig.4.11).

Donc on préfère que l'épaisseur de la couche N soit la plus faible possible.



Fig.4.7. Densités de courant en fonction de l'épaisseur de la couche N.



Fig.4.8. Caractéristique J-V d'une cellule solaire idéale pour wn varie de 0.03 à 0.1 µm.













IV.5. Effet de l'épaisseur de la couche P

Les figures 4.12-13-14-15-16 représente l'effet de l'épaisseur de la couche N sur , les densités de courant(J_p , J_{zce} , J_n), la caractéristique J-V idéale, la caractéristique J-V réelle , les performances caractéristiques de la cellule idéale et réelle respectivement , pour $Eg_1 = 2.42$ eV, $Eg_2 = 1.04$ eV et w_n = 0.03 µm.

La couche P est la dernière couche éclairée donc w_p n'a pas d'influence sur les densités de courant J_p et J_{zce} mais elle influe seulement sur la densité de courant J_n (Fig.4.12).

La densité de courant de saturation inverse, J_s est constante, d'où l'augmentation légère des performances caractéristiques de la cellule idéale (Fig.4.13 et Fig.4.14) et réelle (Fig.4.15 et Fig.4.16).

On prend l'épaisseur de la couche P, là où le rendement commence à devenir constant.



Fig.4.12. Densités de courant en fonction de l'épaisseur de la couche P.


Fig.4.13. Caractéristique J-V d'une cellule solaire idéale pour wp varie de 0.8 à 2 µm.







Fig.4.15. Caractéristique idéale de la cellule en fonction de l'épaisseur de la couche P.



Fig.4.16. Caractéristique réelle de la cellule en fonction de l'épaisseur de la couche P.

IV.6. Effet de gap optique de la couche N (E_{gl})

Dans cette partie de notre étude nous avons pris les valeurs optimales des différentes régions obtenues précédemment. Sur les figures (4.17 et 4.18), on remarque que lorsque le gap E_{g1} augmente, la densité de courant J_p diminue car le nombre des photons absorbés diminue.

Les densités J_{zce} et J_n augmentent à cause de la diminution du coefficient d'absorption du semi-conducteur CdS (la couche N) ce qui entraîne l'augmentation du coefficient d'absorption du semi-conducteur CuInSe₂ (la couche P). La densité de courant de saturation inverse J_s reste constante à cause de la concentration intrinsèque faible du CdS par rapport à la concentration intrinsèque du CuInSe₂.

Les caractéristiques idéale et réelle de la cellule augmente en fonction de l'énergie du gap de CdS sont représentés dans les figures (4.21 et 4.22) respectivement.

Donc on préfère que le gap optique (E_{gl}) de la couche N soit le plus grande possible.



Fig.4.17. Densités de courant de la couche N et P en fonction du gap optique de CdS.



Fig.4.18. Densités de courant en fonction du gap optique de CdS.



Fig.4.19. Caractéristique J-V d'une cellule solaire idéale pour Eg₁ varie de 2.2 à 2.42 eV.



Fig.4.20. Caractéristique J-V d'une cellule solaire réelle pour Eg_1 varie de 2.2 à 2.42 eV.



Fig.4.21. Caractéristique de la cellule solaire idéale en fonction du gap.



Fig.4.22. Caractéristique de la cellule solaire réelle en fonction du gap.

IV.7. Effet de gap optique de la couche P (Eg2)

Nous avons pris les valeurs optimales des différentes régions obtenues précédemment. Sur les figures(4.23 et 4.24), on remarque lorsque le gap E_{g2} augmente, les densités de courant J_p , J_{zce} et J_n diminuent car le nombre de photons absorbés diminue, et la densité de courant de saturation inverse J_s diminue aussi à cause de la forte concentration intrinsèque du CuInSe₂.

Les caractéristiques idéale et réelle de la cellule augmentent en fonction de l'énergie de gap de CuInSe₂ sont représentées dans les figures (4.27 et 4.28). Les études actuelles s'orientent vers l'addition du Ga au CuInSe₂ pour augmenter le gap optique de ce matériau qui varie de 1.2 eV à 1.6 eV pour améliorer le rendement de conversion qui atteint 21.1% dans les conditions expérimentales [36].

Donc on préfère que le gap optique (E_{g2}) de la couche P soit le plus grande possible.



Fig.4.23. Densités de courant de la couche N et P en fonction du gap optique de CuInSe₂.



Fig.4.24. Densités de courant en fonction du gap optique de CuInSe₂.



Fig.4.25. Caractéristique J-V d'une cellule solaire idéale pour Eg₂ varie de 0.94 à 1.04 eV.



Fig.4.26. Caractéristique J-V d'une cellule solaire réelle pour Eg₂ varie de 0.94 à 1.04 eV.



Fig.4.27. Caractéristique de la cellule solaire idéale en fonction du gap.



Fig.4.28. Caractéristique de la cellule solaire réelle en fonction du gap.

CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons tenté de modéliser une cellule solaire à base de cuivre indium sélénium, ayant une structure N-P.

Le modèle que nous avons utilisé dans cette étude est le modèle d'Anderson pour les hétérojonctions. Ceci nous permet de calculer les densités de courant dans toutes les régions (Les deux zones N et P et la zone de charge d'espace) de la cellule solaire. Et par conséquent, la détermination de la densité de courant totale. Par l'intermédiaire de laquelle on peut calculer les caractéristiques de la cellule (J_{sc} , V_{co} , *FF et* η).

Le programme de calcul que nous avons élaboré, nous permet d'étudier l'influence de la géométrie de la cellule en l'occurrence, les épaisseurs des trois régions, et les propriétés du matériau à savoir le gap optique.

Les résultats obtenus ont montré que :

- ✓ On obtiendrait un meilleur rendement qui est de l'ordre de 24.95% (cellule idéale) et 20.054% (cellule réelle), pour E_{g1} =2.42 (eV) E_{g2} =1.04 (eV), W_n =0.03 (µm) et W_p =1.2 (µm).
- ✓ La contribution de la zone de charge d'espace est forte parce que il n' y a pas de recombinaison dans cette région, en revanche les régions N et P ont une contribution trop faible.
- ✓ plus l'épaisseur de la couche N est faible plus le rendement sera meilleur. Ce qui n'est pas le cas pour la couche P, plus cette couche est épaisse plus le rendement s'améliore mais de 1.2 à 2 µm le rendement sera constent.
- ✓ L'augmentation de gap optique E_{gI} de CdS entraîne la diminution du coefficient d'absorption de ce matériau et par conséquent la densité de courant de la zone N diminue, mais les densités des autres zones augmentent donc les caractéristiques de la cellule J_{sc} , Vco, FF et le rendement (η) augmentent.
- ✓ L'accroissement de E_{g2} de CuInSe₂ provoque une hausse de la tension de diffusion il en découle l'amplification de la largeur de la zone neutre N donc la densité de courant de cette zone s'affaiblit, et le coefficient d'absorption de ce semi-conducteur diminue.

Cela entraîne la décroissance des densités de courant de la zone de charge d'espace et la zone neutre P, mais la densité de saturation inverse diminue fortement et pour cela les caractéristiques de la cellule augmentent. Enfin cette étude nous permet de fabriquer une cellule solaire. Pour obtenir des caractéristiques J_{sc} , V_{co} , FF et le rendement (η) proches de celles obtenues par simulation.

On peut, dans une autre étude, suivre l'effet de la concentration des donneurs (N_d de CdS) et la concentration d'accepteurs (N_a de CuInSe₂) sur les caractéristiques de la cellule.

Nous proposons comme perspective de ce travail, de modifier le modèle d'Anderson, afin de tenir compte les effets des états à l'interface entre les couches P et N de la cellule. Cet effet diminuera le rendement de la photopile, mais à quel point ?

Nomenclature

Ε	Energie, eV
E(x)	Champ électrique, Vm ⁻¹
E_g	Largeur de la bande interdite (gap), eV
ρ	Densité de charges électrique, VFm ⁻³
α	Coefficient d'absorption, cm ⁻¹
G	Taux de génération des paires électron-trou, W
Ecl	Eclairement solaire au sol, Wm ⁻² µm ⁻¹
F	Flux solaire au sol, cm ⁻² s ⁻¹ µm ⁻¹
n, p	Concentration des électrons et des trous respectivement, cm ⁻³
<i>n</i> ₀ , <i>p</i> ₀	Concentration des électrons et des trous à l'équilibre respectivement, cm ⁻³
J_n, J_p	Densité de courant des électrons et des trous respectivement, mAcm ⁻²
J_s	Densité de courant de saturation inverse, mAcm ⁻²
J_{ph}	Densité de courant de photo-génération, mAcm ⁻²
J	Densité de courant de sortie de la cellule, mAcm ⁻²
J_{sc}	Courant de court circuit, mAcm ⁻²
N_a , N_d	Concentration des atomes accepteurs et des atomes donneurs respectivement, cm ⁻³
τ_n, τ_p	Durée de vie des atomes et des trous respectivement, s
μ_n, μ_p	Mobilité des électrons et des trous respectivement, cm ⁻² Vs ⁻¹
D_n, D_p	Constante de diffusion des électrons et des trous respectivement, cm ² s ⁻¹
L_n , L_p	Longueur de diffusion des électrons et des trous respectivement, cm
U_n , U_p	Taux de recombinaison des électrons et des trous respectivement, cm ⁻³ s ⁻¹
Т	Température de cellule, °K
Q	Facteur de qualité
n_i	Concentration intrinsèque, cm ⁻³
S_n, S_p	Vitesse de recombinaison des électrons et des trous à la surface respectivement, cms ⁻¹
E ₀ , E _r , E	Permittivité du vide, relative et totale respectivement, Fcm ⁻¹ , . , Fcm ⁻¹
R	Coefficient de réflexion
λ_{min}	Longueur d'onde du spectre solaire minimal, µm
λ_{max}	Longueur d'onde du spectre solaire maximal, µm
R_s	Résistance série, w
R_{sh}	Résistance parallèle, w
q	Charge d'électron, 1.602.10 ⁻¹⁹ °C

$U_t = KT/q$	Potentiel thermodynamique, JC ⁻¹
V_d	Potentiel de diffusion, V
V	Tension de sortie de la cellule, V
V_{co}	Tension de circuit ouvert, V
FF	Facteur de forme
SR	Réponse spectrale, AW ⁻¹
P_m	Puissance maximale, W
η	Rendement de conversion
W_n	Epaisseur de la couche P, cm
W_p	Epaisseur de la couche N, cm
W	La largeur de la zone d'espace de charge, cm
Н	Epaisseur totale de la cellule, cm

BIBLIOGRAPHIE

[1] Wenham S. R., Green M. A. and Watt M. E, Applied Photovoltaic, Bridge Printer, Sidney (1994).

[2] S. Fidrikhove, S. Movnine, "Bases physique de la Technique électronique", Edition Mir-Mosco (1983).

[3] B. Sapoval, C. Hermann, "Physique des Semi-conducteur", Edition Ellipses (1980).

[4] N. Kesri et V.Gamourar, "La physique des semi-conducteur", 2^{ième} Edition, OPU, (1986).

[5] Y. Yan, Apple. Phys. Lett, 71 (3) 407, (1997).

[6] H. Mathieu, "Physique des semi-conducteurs et des composants électronique", Masson, Paris (1998).

[7] Chapin D.M, Fuller, C.S.and, Pearson G.L, "A new silicon pn junction photocell for converting solar radiation into Electrical power", J.Appl; phys, vol, 25, 676-677 (1954).

[8] B. Spinner, "Une politique de recherche et développement pour des énergies durables", Rapport interne, Ministère de la recherche et des nouvelles technologies (France) (2003).

[9] Udai. Singha, William. Shafarman, Robert. Birkmire, "Surface sulfurization studies of Cu(InGa)Se2 thin film", Solar Energy Materials & Solar Cells 90, 623–630 (2006)

[10] M. Purwins a, A. Weber a, P. Berwian a, G. MuLler a, F. Hergert b, S. Jost b, R. Hock b, "Kinetics of the reactive crystallization of CuInSe2 and CuGaSe2", Journal of Crystal Growth 287, 408–413 (2006).

[11] M. Krunks, O. Kijatkina, H. Rebane, I.Oja, V. Miklib, A. Mere, "Composition of CuInS2 thin films prepared by spray pyrolysis", Thin Solid Films 403 –404 (2002).

[12] M.ChLux-Steiner, A. Ennaoui, Ch. Fischer, A. Jaéger-Waldau, J. Klaer, R. Klenk, R. Koénenkamp, Th. Matthes, R. Scheer, S. Siebentritt, A. Weidinger, "Processes for chalcopyrite-based solar cells", Thin Solid Films ,535, 361-539 (2000).

[13] B Equer, "Physique et technologie de la conversion photovoltaïque", Ellipses Editions Marketing (1993).

[14] Marianna-Kemell, "Electrodeposition of CuInSe2 and doped ZnO thin films for solar cells", University of Helsinki Finland, ISBN 952-91-5823-8, Helsinki (2003).

[15].A.Othmani, J.C.Plenet, E.Berstein, C.Bovier, J.Dumas, P.Riblet, P.Gilliot, R.Lévy, B.Grun, "Nanocrystals of CdS dispersed in a sol-gel silica glass optical properties", Journal of crystal growth, 144, 141-149 (1994).

[16] Ting L. Chu and Shirley S. Chu, "Thin film II-VI photovoltaics", Solid-Stare Electronics Vol 38, No. 3. 533-549 (1994).

[17] R. Caballero, C. Guillén, "CuInSe2 Formation by selenization of sequentially evaporated metallic layers", Solar Energy Materials & Solar Cells 86, (2005).

[18] R.P. Raffaelle,H. Forsell,T. Potdevin, R. Friedfeld,J.G. Mantovani, S.G. Bailey, S.M. Hubbard, E.M. Gordon,A.F. Hepp, "Electrodeposited CdS on CIS p-n junctions", Solar Energy Materials & Solar Cells 57, 167-178 (1999).

[19] Claes.G. Granqvist, "Transparent conductors as solar energy materials: A panoramic review", Solar Energy Materials & Solar Cells 91, 1529–1598 (2007).

[20] Ben Mir. Abdelkader, Thèse de Magister, "Modélisation d'une cellule solaire en couche mince de structure p-i-n à base de (a-Si :H) ", Université de Ouargla (2000).

[21] S. M. Sze, , "Physics of semiconductor devices", John Wiley and Sons 801-817 (1981).

[22] Lawrence L. Kazmjxski, "The effects of grain boundary and interface recombination on the performance of thin film solar cells", Solid-state electronics, Vol. 21, (1978).

[23] Neelkanth G. Dhere, "Recent developments in thin film solar cells", Thin Solid Films, 193/194,757-768 (1990).

[24] Markus Gloeckler, "Device physics of Cu(In,Ga)Se2 thin-film solar cells", Physics Department Colorado State University, Fort Collins, 30 (2005).

[25] R. R. Potter, "Enhanced photocurrent ZnO/CdS/CuInSe2 Solar cells", 16, 521 – 527 (1986).

[26] M. Jayachandran, Mary Juliana Chockalingam, K. R. Murali and A. S. Lakshmanan, "CuInSe for photovoltaics", Invited Review, 34, 1-13 (1993).

[27] S.M. Firoz Hismanal, Quadir, Kh.S. Begum, M.A. Subhan, Kh. M. Mannan, "Analysis of the optical absorption characteristics of CuInSe2 thin films", Solar Energy Materials & Solar Cells 58, 349-360 (1999).

[28] John R. Tuttle, D.S. Albin, A. Tennant, A.M. Gabor, M. Contreras, R. Noufi. "Characterization of variable-band-gap thin-film Cu(In,Ga)Se2", Solar Energy Materials and Solar Cells 35, 193-201 (1994).

[29] Kim W. Mitchell, C. Eberspache, J. Ermer, K. Pauls, D. Pier and D. Tanner, "Progress on high-efficiency thin film cells and sub modules", Solar Cells, 27, 69 – 76 (1989).

[30] Jiyon Song , Sheng S.Li,C.H. Huang,O.D. Crisalle,T.J. Anderson, "Device modeling and simulation of the performance of Cu(In1_x,Gax)Se2 solar cells", Solid-State Electronics, 48, 73–79 (2004).

[31] A. Kassis, M. Saad, "Fill factor losses in ZnO/CdS/CuGaSe2 single-crystal solar cells", Solar Energy Materials & Solar Cells, 80, 491–499 (2003).

[32] K. W. Boer, "Polycrystalline semiconducteur heterojonction modeling (CdS/CuInSe2)", Solar Cells, 16, 591 – 609 (1986).

[33] C. Guillén and J. Herrero, "Optical properties of electrochemically deposited CulnSe2 thin films", Solar Energy Materials, 23, 31-45 (1991).

[34] Alain.Ricaud, "Photopiles solaires », Presses polytecniques romandes, 163-165 (1996).

[35] M. Nishitani , M. Ikeda, T. Negami, S. Kohoki, N. Kohara, M. Terauchi, H. Wada, T. Wada, "Fabrication of substrate-type CulnSe₂ thin film solar cells", Solar Energy Materials and Solar Cells 35 , 203-208 (1994).

[36] Lawrence L. Kazmerski, "Solar photovoltaics R&D at the tipping point", Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena 150, 105–135 (2006).

Les cellules solaires font actuellement l'objet de multiples recherches dans le but de réaliser le meilleur rapport entre le rendement énergétique et le prix de revient.

L'objectif de ce travail est de faire une modélisation d'une cellule solaire en couche mince à hétérojonction de structure N-P à base de cuivre indium sélénium (CuInSe₂) en vue d'optimiser les caractéristiques physiques et géométriques des différentes couches de la cellule.

On a étudié l'influence de l'épaisseur des différentes couches (N et P) et celle des gaps optiques de ces couches sur les performances photovoltaïques de la cellule.

Les résultats obtenus montrent que les caractéristiques photovoltaïques augmentent avec la diminution de l'épaisseur de la couche N (CdS) ou l'augmentation de l'épaisseur de la couche P (CuInSe₂) et l'augmentation des gaps optiques des deux couches. Nous avons déduit que l'épaisseur de la couche N et P a une valeur optimale de l'ordre de 0.03 μ m ,1.2 μ m respectivement. Le gap optique a une valeur optimale pour chaque matériau 2.42 eV pour CdS et 1.04 eV pour le CuInSe₂.

On obtiendrait un meilleur rendement qui est de l'ordre de 24.95% (cellule idéale) et 20.054% (cellule réelle), pour E_{g1} =2.42 (eV), E_{g2} =1.04 (eV), W_n =0.03 (µm) et W_p =1.2 (µm).

Mots-clés : modélisation, cellules solaires, couche mince, CuInSe2, CdS, hétérojonction.

Summary

Solar cells are the subject of several research's, at the present time in the aim to realize fraction between the energetic efficiency and the cost price.

This work is aimed to out a modelisation of N-P heterojunction $CuInSe_2$ /CdS solar cells, so as optimize the physical and geometrical features of different cell layers.

As a matter of fact, we have investigated the effect of the different layers thickness and the optical gaps on the photovoltaic performances.

The results showed that the photovoltaic performances increase with the decrease of the N layer thickness or the increase of P layer thickness and increase of the optical gap for two layers.

We have deduced that the N and P layers thickness has an optimal value of about 0.03µm

1.2 µm respectively. The optical gap has an optimal value for every material 2.42 eV for CdS and 1.04 eV for CuInSe₂.

We obtain the best efficiency which is of the order of 24.95% (ideal cell) et 20.054% (reel cell), pour E_{gl} =2.42 (eV), E_{g2} =1.04 (eV), W_n =0.03 (µm) et W_p =1.2 (µm).

Key-words: modelisation, solar cells, thin film, $CuInSe_2$, CdS, heterojunction.

ملخص
الخلايا الشمسية تمثل حاليا موضوع للعديد من الأبحاث بهدف تحسين النسبة بين المردود و السعر. إن الهدف من هذا العمل هو القيام بنمذجة خلية شمسية ذات بنية مصنوعة من أغشية رقيقة غير متجانسة منCuInSe وCdS بغية الحصول على أ فضل
الخصائص الفيزيائية و الهندسية لمختلف طبقات الخلية.
درسنا في هذا العمل تأثير سمك مختلف الطبقات (N و P) والفجوات الضوئية على الخصائص الفوتوفلتائية للخلية.
النتائج المتحصل عليها تبين أن الخصائص الفوتوفلتائية للخلية تزيد بنقصان سمك الطبقة N (CdS) أوبزيادة سمك الطبقة (CuInSe ₂) وزيادة الفجوات الضوئية
للطبقتين. إستنتجنا أن أفضل قيمة لسمك الطبقتين (eV 2.24 μm), (1.2 μm) على الترتيب وأفضل قيمة للفجوة الضوئية لكل مادة eV 2.24 من أجل CdS و 1.04
eV من أجل_CuInSe. تحصلنا على أحسن مردود من الرتبة %24.95 (الخلية المثالية) و %20.054 (الخلية الحقيقية) من أجل 4.04 (eV), E_{g2} =1.04 من أجل_CuInSe. تحصلنا على أحسن مردود من الرتبة %24.95 (الخلية المثالية) و
. W_n =0.03 (µm) et W_p =1.2 (µm)
الكلمات المفتاحية: نمذجة- خلايا شمسية- الطبقات الرقيقة- CuInSe ₂₋ CdS-الرابطة غير متجانسة.