



# Simulation numérique et modélisation de cellule solaire PIN utilisant méthode des différences finies

Ziane Abderrezzaq<sup>\*1</sup>, Amrani Mohamed<sup>2</sup>, Rebehi Abdelaziz<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Unité de Recherche en Energies Renouvelables Milieu Saharien, URAMS, Centre de Développement des Energies Renouvelables, CDER,

<sup>2</sup>Département d'Electronique Djillali Liabes Université de Sidi Bel Abbess

<sup>3</sup>Unité de Recherche Appliquée en Energies Renouvelables, URAER, Centre de Développement des Energies Renouvelables, CDER  
AB.P. 478 Route de Reggane - Adrar , Algerie

\*a.ziane@urrams.dz

**Abstract**— Dans notre travail, nous sommes intéressés à établir un programme de simulation en Pascal en utilisant le modèle Drift-Diffusion et Scharfetter-Gummel approximation pour étudier le comportement de la cellule solaire PIN; potentiel, distribution de la concentration des porteurs (électrons et trous) dans un état de court-circuit et circuit ouvert sous obscurité et éclairage. La méthode de discrétisation utilisée est celle des différences finies. Les paramètres caractérisant la cellule solaire tels que l'efficacité de conversion, facteur de forme, la puissance de sortie maximale ... etc seront déduits des caractéristiques courant-tension simulées.

**Keywords**— Cellule Solaire; diode PIN ; drive -diffusion; Differences Finis ; Courant-Tension

## I. INTRODUCTION

Le comportement d'une cellule solaire peut être décrit par des expressions dérivées analytiquement, mais ils ne peuvent pas complètement et correctement décrire le fonctionnement de certaines cellules pratiques parce qu'ils dépendent fortement des approximations simplifiées. Pour ces raisons, nous avons créé un logiciel sous Pascal basé sur des méthodes numériques pour obtenir des résultats plus précis pour étudier phénomènes internes de la cellule solaire PIN.

## II. MODEL MATHÉMATIQUE

Le système d'équation décrivant le comportement électrique d'une cellule solaire, dans un état stationnaire en deux dimensions formé par l'équation de poisson, les deux équations de continuité qui tiennent en compte de l'effet de photo génération ainsi que les deux équations de transport, prend la forme suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = \frac{q}{\varepsilon} (-p + n - \Sigma p_T + \Sigma n_T - N_D^+ + N_A^-) \\ -\frac{1}{q} \left( \frac{\partial^2 j_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 j_x}{\partial y^2} \right) = n_x - g_x \\ \frac{1}{q} \left( \frac{\partial^2 j_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 j_y}{\partial y^2} \right) = r_x - g_x \end{cases} \quad (1)$$

Où n et p sont les concentrations des porteurs libres des électrons et des trous,  $\varepsilon$  est la constante diélectrique,  $N_A^-$  et  $N_D^+$  sont les concentrations des impuretés ionisées d'accepteurs et des donneurs et  $\Sigma p_T, \Sigma n_T$  sont les concentrations des états de pièges ionisés d'accepteurs et de donneurs, leurs expressions sont données par le modèle Shockley, Read et Hall (SRH).

$$\begin{cases} \Sigma p_T = N_{TD} \frac{C_n p + C_n N_c \exp\left(\frac{E_{TD} - E_c}{KT}\right)}{C_n \left( n + N_c \exp\left(\frac{E_{TD} - E_c}{KT}\right) \right) + C_p \left( p + N_v \exp\left(\frac{E_v - E_{TD}}{KT}\right) \right)} \\ \Sigma n_T = N_{TA} \frac{C_p n + C_p N_v \exp\left(\frac{E_v - E_{TA}}{KT}\right)}{C_n \left( n + N_c \exp\left(\frac{E_{TD} - E_c}{KT}\right) \right) + C_p \left( p + N_v \exp\left(\frac{E_v - E_{TD}}{KT}\right) \right)} \end{cases} \quad (2)$$

Où  $C_n$  et  $C_p$  sont les coefficients de capture et d'émission des électrons et des trous,  $E_{TA}, E_{TD}$  sont les positions énergétiques des états de pièges d'accepteurs et de donneurs, Avec  $N_c$  la densité des états effective de la bande de conduction  $N_v$  la densité des états effective de la bande de valence

Le taux de photogénération pour chaque longueur d'onde  $\lambda$  est calculé par l'équation (3) :



$$G(\lambda, x) = \alpha(\lambda)I_0(\lambda)e^{-\alpha(\lambda)x} \quad (3)$$

Avec  $I_0(\lambda)$  intensité de photon à  $x=0$ ,  $I(\lambda, x)$  intensité de photon au point  $x$ ,  $\alpha(\lambda)$  le coefficient d'absorption qui dépend de la longueur d'onde de la lumière  $\lambda$ .

Le taux de photogénération total est l'intégral de taux de photogénération spectral pour le spectre solaire borné par  $\lambda_{max}$  et  $\lambda_{min}$

L'avantage de ce modèle est de prendre en compte les effets des centres de piégeage [1]. La méthode de discrétisation utilisée est la différence finie et l'approximation Scharfetter-Gummel [2].

### III. RESOLUTION NUMERIQUE

La difficulté de résoudre ce système d'équations est trop de variables inconnues. Pour cela, nous devons simplifier un système à trois inconnues qui sont potentiel électrostatique  $\phi$ , et les deux concentrations  $n$  et  $p$ .

En raison des termes exponentiels trouvés dans les expressions de  $n$  et  $p$  les équations ainsi formés sont fortement non linéaires.

La discrétisation du domaine étudié est basé sur la méthode des différences finies, avec l'utilisation d'un maillage variable de suffisamment nette pour permettre une simulation précise le long de la structure discrétisée [3] le maillage doit être suffisamment serré dans les zones qui présentent un fort gradient de potentiel (telles que les jonctions métallurgiques)

Après discrétisation du domaine d'étude, nous remplaçons l'équation différentielle par une équation de différence.

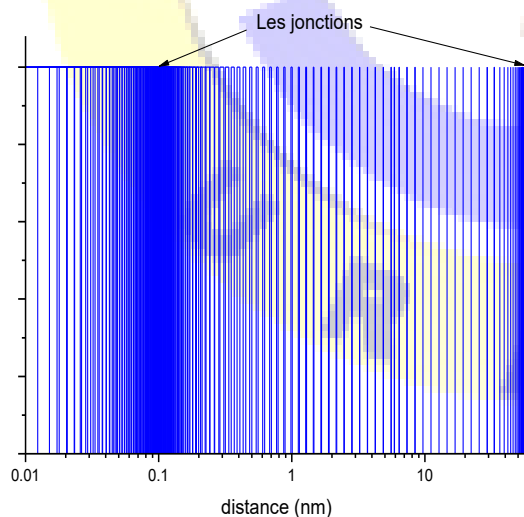


Fig. 1 Le maillage d'une structure PIN en (1D)

L'algorithme développé par le Gummel [4] est utilisée pour résoudre le système. L'algorithme est basé sur la résolution successivement les trois équations du système. Chaque équation est résolue sur la base d'une autre solution inconnue deux estimée. La valeur corrigée de chaque inconnue est mis à jour par l'équation suivante. Ce processus itératif est répété en alternance jusqu'à ce que la convergence des trois équations.

Pour Nous utilisons une méthode de résolution qui ne traite que les éléments non nuls. Cette méthode aura donc l'avantage non seulement d'augmenter le nombre de nœuds mais aussi d'améliorer le temps de calcul

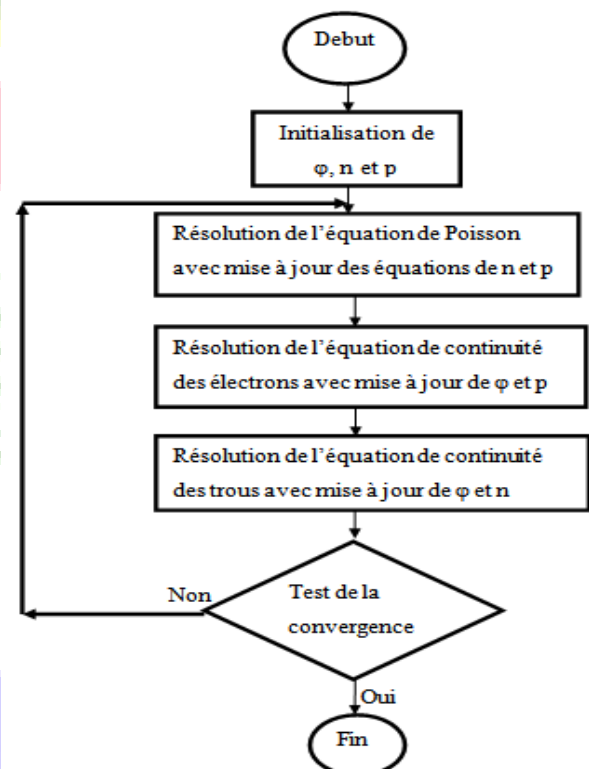


Fig. 2 Organigramme de résolution du système d'équations différentielles.

### IV. LES EQUATIONS DRIFT-DIFFUSION

Une fois que les trois paramètres  $\psi$ ,  $n$ ,  $p$  sont déterminés par la résolution bidimensionnelle du système formé par l'équation de Poisson et des équations de continuité des électrons et des trous, on peut calculer les densités de courant à l'aide du modèle de la dérive de diffusion [5]:



$$\begin{cases} j_{nx} = -q n \mu_n \frac{\partial \varphi}{\partial x} + q D_n \frac{\partial n}{\partial x} \\ j_{ny} = -q n \mu_n \frac{\partial \varphi}{\partial y} + q D_n \frac{\partial n}{\partial y} \end{cases} \quad (4)$$

$D_e$  et  $D_h$  sont constants de diffusion des électrons et des trous coefficients respectivement,  $\mu_e$  et  $\mu_h$  sont mobilités des électrons et des trous coefficients respectivement, la diffusion d'électrons et trous sont liés avec les mobilités des porteurs de la charge correspondants par l'Einstein relation

$$\begin{cases} \frac{D_e}{u_e} = \frac{KT}{q} \\ \frac{D_h}{u_h} = \frac{KT}{q} \end{cases} \quad (5)$$

### V. RESULTAT DE SIMULATION

Nous avons simulé cellule à base de silicium monocristallin homojonction avec des couches uniformément dopées; une région fortement dopée de type P  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  et une épaisseur de  $0,1 \text{ } \mu\text{m}$  et une région intrinsèque moins dopée de type P  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  et une épaisseur de  $50 \text{ } \mu\text{m}$  une région de type n de dopage  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et d'épaisseur  $1 \text{ } \mu\text{m}$ , figure (3) où une radiation solaire est utilisée comme source d'énergie pour le dispositif. L'absorption de la lumière est modélisée par la loi de Beer-Lambert, en utilisant la répartition spectrale du flux de photons pour AM1.5 [6] et le coefficient d'absorption [7].

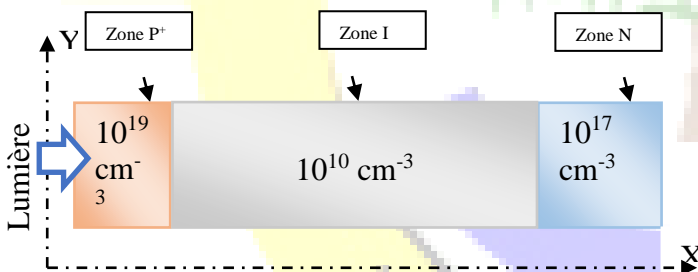


Fig. 3 modèle géométrique d'une diode PIN

La figure 4 représente un exemple de variation du potentiel électrostatique suivant l'axe X à différentes tensions de polarisation  $V_a$  en court-circuit ( $V_{cc}=0V$ ) et circuit ouvert ( $V_{co}=0.58V$ ). Nous observons que la largeur de la zone de charge d'espace de la jonction métallurgique varie proportionnellement à la tension inverse, ce qui conduit à une augmentation de la hauteur de la barrière de potentiel.

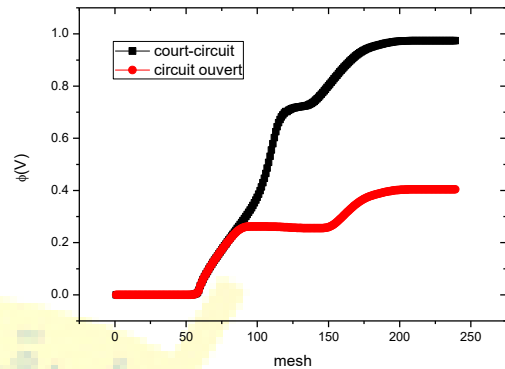


Fig. 4 Variation du potentiel électrostatique sous condition court-circuit et circuit ouvert

La figure 5 représente champs électrique dans le dispositif. L'étude du champ électrique dans les deux diodes montre qu'en réalité il existe deux zones de charge d'espace dans la diode au voisinage de chaque jonction.

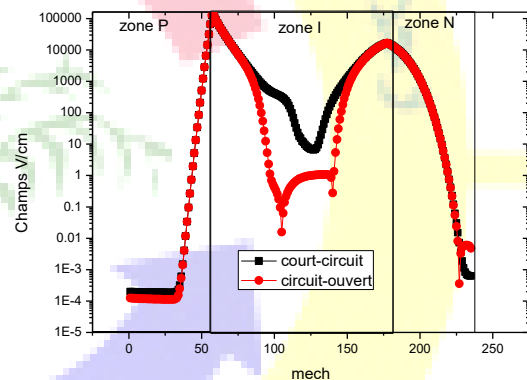


Fig 5 Variation du champ électrique dans une cellule solaire sous condition de court

Le profil de concentration des porteurs de charge dans une jonction p-n est schématiquement présenté dans la figure 6.

Dans les régions quasi neutres, la concentration des électrons et des trous est la même que dans les semi-conducteurs dopés. Les concentrations de porteurs de charge majoritaires dans la région de charge d'espace diminuent très rapidement. Ce fait, nous permet de supposer que la région de charge d'espace est épuisée de porteurs de charge mobiles.

Quand une diode PIN est illuminée, les paires électron-trous supplémentaires sont générées à travers la jonction. La concentration de porteurs majoritaires ne change pas de manière significative tandis que la concentration de porteurs minoritaires (électrons dans la région de type p et les trous dans la région de type n) va fortement augmenter.



# Le 4<sup>ème</sup> Séminaire International sur les Energies Nouvelles et Renouvelables

## The 4<sup>th</sup> International Seminar on New and Renewable Energies

Unité de Recherche Appliquée en Energies Renouvelables,  
Ghardaïa - Algérie 24 - 25 Octobre 2016

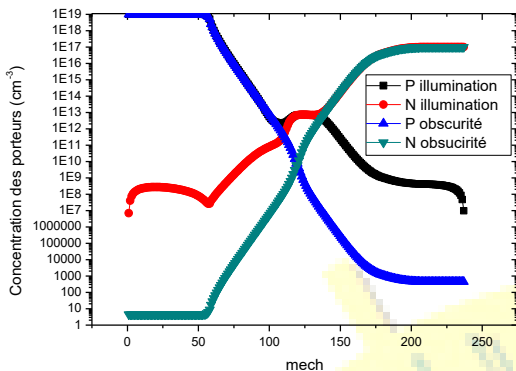


Fig. 6 Distribution des concentrations des porteurs N et P sous condition de circuit ouvert

La figure 7 représente les caractéristiques simulées des courant-tension à l'obscurité et sous éclairage.

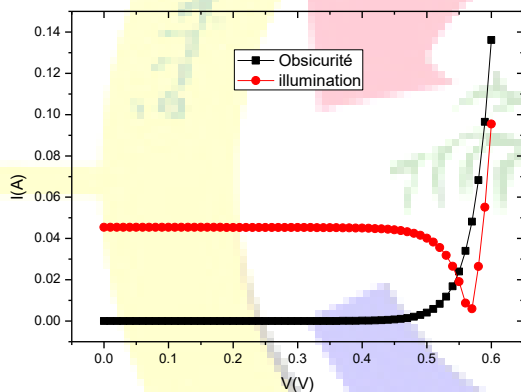


Fig. 7 Caractéristiques simulées I-V sous obscurité et sous illumination

Notons que le principe de superposition est reproduit. Les caractéristiques de I-V de la diode pin illuminés est le même que les caractéristiques I-V sous obscurité, mais elle est décalée par la densité de courant photo-généré  $J_{ph}$ . L'obscurité la cellule fonction comme diode pin. Le flux net de courant à travers la charge est déterminé comme étant la somme des courants photo et thermique - générés et le courant de

recombinaison (l'approximation de superposition) [8]. A partir de caractéristique I-V nous avons déduit les grandeurs photovoltaïques de la cellule

TABLE I  
PARAMETERS PHOTOVOLTAÏQUES DE CELLULE

I <sub>cc</sub> (mA)	V <sub>co</sub> (mV)	P <sub>max</sub> (mW)	FF(%)
45.4	560	20.41	0.80

### VI. CONCLUSIONS

Nous avons développé un programme de simulation de la caractéristique courant -tension d'une cellule solaire qui permet d'extraire les grandeurs photovoltaïques.

La mise en œuvre du programme était une tâche très difficile qui a nécessité beaucoup de perfectionnement avec les problèmes qui sont apparus au cours des exécutions

A l'aide de notre simulateur le principe de superposition est bien montré et nous avons extrait les paramètres de la cellule tels que ; le courant de court-circuit est 45.4 mA et tension de circuit-ouvert 0.56 V avec une puissance max d'ordre de 20.41 mW

### REFERENCES

- [1] Développement Du Logiciel Sim 3D Pour La Résolution Numérique à Trois Dimension De l'Equation de Poisson Et Les Deux Equations De Continuité Slimani A Journal of Scientific Research N° 0 vol. 2 (2010).
- [2] On the Scharfetter-Gummel Box-Method T. Kerkhoven simulation of semiconductor devices and processes Vol. 5 Edited by S. Selberherr (1993).
- [3] M. Amrani et al. : Materials Science and Engineering B49 197-201(1997).
- [4] A self-consistent iterative scheme for one-dimensional steady state transistor calculations par H.K.Gummel IEEE Trans. Electron Devices 11, 455-465 (1964).
- [5] On the Scharfetter-Gummel Discretization for Drift Diffusion Continuity Equations by P A Farrell, E C Gartland Computational methods for boundary and interior layers in several dimensions John J. H. Miller (1991).
- [6] ASTM G173-03
- [7] Optical properties of intrinsic silicon at 300 K par Green, M.A. and Keevers, M., Progress in Photovoltaics, p.189-92, vol.3, no.3; (1995)
- [8] The Superposition Principle for Homo Junction Solar Cells, N. Garry Tarr et David L. Pulfrey, IEEE Transactions en electron devices, Vol. Ed-27, No. 4 (1980).