

Influence d'une onde électromagnétique sur une photopile au silicium sous éclairement multi spectral en régime statique

Issa Zerbo ^{1*}, Martial Zoungrana ¹, Ahmed Douani Seré ², Francois Ouedraogo ³,
Raguilignaba Sam ², Bernard Zouma ¹ et François Zougmore ¹

¹ Laboratoire de Matériaux et Environnement, Département de Physique,
Unité de Recherche et de Formation en Sciences Exactes et Appliquées,
Université de Ouagadougou, Burkina Faso

² Département de Physique, Institut des Sciences Exactes et Appliquées,
Université Polytechnique de Bobo Dioulasso, Burkina Faso

³ Département de Physique, Institut Universitaire de Technologie,
Université Polytechnique de Bobo Dioulasso, Burkina Faso

(reçu le 17 Mars 2011 – accepté le 26 Juin 2011)

Résumé - Dans ce travail, nous étudions l'influence d'une onde électromagnétique produite par une source de télécommunication (antenne émettrice) de puissance donnée sur le comportement d'une photopile en régime statique, éclairée par une lumière blanche et placée à une certaine distance de l'antenne. Après la résolution de l'équation de continuité des porteurs minoritaires de charge en présence du champ électromagnétique, nous établissons de nouvelles expressions de la densité des porteurs minoritaires de charge, de la densité de photo courant, de la vitesse de recombinaison à la face arrière de la base et de la photo tension, toutes dépendantes du champ électromagnétique. La densité des porteurs minoritaires de charge, la densité de photo courant, la vitesse de recombinaison à la face arrière de la base et la photo tension sont étudiées en fonction de l'intensité du champ électromagnétique elle-même fonction de la distance séparant la photopile de la source de production des ondes électromagnétiques. Afin de mieux caractériser la photopile, nous étudions la puissance électrique délivrée par la base de la photopile au circuit de charge extérieur en fonction de l'intensité du champ électromagnétique et nous déduisons le rendement de conversion de la photopile.

Abstract - This work deals with a study of electromagnetic wave's influence on a silicon solar cell illuminated by a white light in steady state. The electromagnetic wave is produced by a telecommunication source (amplitude modulation radio antenna) of a given power situated at a certain distance of the solar cell. The magneto transport equations of excess minority carriers are solved with new boundary conditions. New analytical expressions of minority carrier's density, photocurrent density, back surface recombination velocity and photo voltage depending on electromagnetic field intensity are established. The dependence of the electromagnetic field on minority carrier's density, photocurrent density, back surface recombination velocity and photo voltage is studied. The intensity of the electromagnetic field depends on the distance between the solar cell and the telecommunication source. For a better characterization of the solar cell, we study the influence of the electromagnetic field on the electric power delivers by the solar cell to an external charge. Thus, using the maximum of the electric power delivers by the solar cell to an external charge, we deduce the conversion efficiency.

Mots clés: Puissance rayonnée - Onde électromagnétique - Puissance électrique - Rendement de conversion – Photopile.

* izerbo@univ-ouaga.bf

1. INTRODUCTION

Une des principales causes limitant les performances d'une photopile est la recombinaison des porteurs de charges photo générés avant que ceux-ci ne puissent participer au photo courant. C'est ainsi que la caractérisation des paramètres de recombinaison des porteurs minoritaires de charges est d'une importance capitale lors de la conception de ces dispositifs optoélectroniques.

Plusieurs études portant sur l'influence du champ magnétique et/ou électrique du au gradient de concentration au sein de la photopile en régime statique ou quasi-statique, en régime transitoire et en régime dynamique fréquentiel ont été menées sur les photopiles afin d'étudier le comportement des porteurs de charge ou de déterminer les paramètres de recombinaison [1-4].

Dans le présent article, nous étudions l'influence d'un champ électromagnétique produit par une antenne de station radio fonctionnant en modulation d'amplitude (AM). Cette antenne de station radio est la source de production d'une onde électromagnétique plane progressive monochromatique polarisée rectilignement.

L'intensité du champ électrique mesurée à une distance 'r' de la source est fonction de la puissance rayonnée par la source et de la distance 'r'.

Nous étudions donc l'influence du champ électromagnétique sur la densité des porteurs minoritaires de charge, la densité de photo courant, la vitesse de recombinaison à la face arrière et la photo tension à partir de la variation de distance séparant la photopile de la source de production des ondes électromagnétiques.

Nous étudions également l'influence du champ électromagnétique sur la puissance électrique délivrée par la base de la photopile au circuit de charge extérieur et nous en déduisons le rendement de photo conversion de la photopile.

2. THEORIE

2.1 Densité des porteurs minoritaires en excès

Nous considérons une photopile au silicium polycristallin à champ arrière ou Back Surface Field (B.S.F) de structure n^+p-p^+ [5]. La contribution de la base au photo courant étant plus importante que celle de l'émetteur [6-9], l'analyse unidimensionnelle sera uniquement développée dans cette région, c'est-à-dire la base.

Par ailleurs nous nous situons dans l'hypothèse de la base quasi-neutre (Q.N.B) en négligeant le champ cristallin qui existe au sein de la photopile.

Nous supposons que la photopile comme l'indique la figure 1, est soumise à l'action d'une onde plane progressive monochromatique polarisée rectilignement, 'OPPMR', de direction de polarisation O_x et se propageant dans le sens des z z croissants. $\vec{n}$ est le vecteur unitaire de la direction de propagation de l'onde électromagnétique, tel que le trièdre $(\vec{E}, \vec{B}, \vec{n})$ soit direct.

L'expression complexe du champ électrique est de la forme:

$$\vec{E} = E_0 \times \vec{e}_x \times \exp j(\omega.t - k.z) \quad (1.a)$$

soit en notation réelle:

$$\vec{E} = E_0 \times \vec{e}_x \times \cos (\omega.t - k.z) \quad (1.b)$$

Le champ magnétique d'une onde plane progressive s'obtient par la relation:

$$\vec{B} = \frac{\vec{n} \times \vec{E}}{c} \quad (2)$$

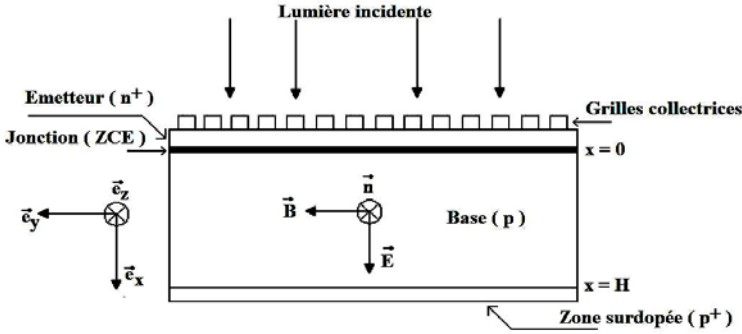


Fig. 1: Photopile monofaciale au silicium sous éclairage et soumise à l'action d'une OEM

et son expression est de la forme:

$$\vec{B} = B_0 \times \vec{e}_y \times \exp j (\omega.t - k.z) \quad (3.a)$$

soit en notation réelle:

$$\vec{B} = B_0 \times \vec{e}_y \times \cos (\omega.t - k.z) \quad (3.b)$$

Nous choisissons comme origine de l'espace et du temps le moment où l'onde électromagnétique rencontre la photopile.

$$\text{A } t = 0, z = 0, \quad \text{d'où} \quad \vec{E} = E_0 \times \vec{e}_x \quad \text{et} \quad \vec{B} = B_0 \times \vec{e}_y$$

E_0 et B_0 sont respectivement les amplitudes des champs électrique et magnétique.

En télécommunication, le niveau de réception en un lieu donné du signal rayonné par un émetteur se mesure au travers de l'intensité du champ électrique E_0 de cette onde.

Pour une antenne isotrope rayonnant une puissance P_r (W) en espace libre, l'intensité du champ électrique E_0 (V/m) en fonction de la distance r (m), est donnée par l'expression (4) [10]:

$$E_0 = \frac{1}{2 \cdot r} \times \sqrt{\frac{P_r \times Z_0}{\pi}} \quad (4)$$

r étant la distance qui sépare la source de rayonnement au point de mesure de l'intensité du champ électrique E_0 et Z_0 est l'impédance caractéristique en espace libre.

Lorsque cette photopile est éclairée par une lumière multi spectrale en régime statique, l'équation de magnéto transport dans la base s'écrit [11]:

$$\vec{j}_n = e \times D_n \times \vec{\nabla} \delta - \mu_n \times \vec{j}_n \times \vec{B} + e \times \mu_n \times \delta \times \vec{E} \quad (5)$$

On suppose que les dimensions de la base selon y et z sont très grandes devant son épaisseur, et de ce fait, il y a une répartition uniforme des charges dans le plan yOz , ce qui nous permet d'écrire que:

$$\frac{\partial \delta}{\partial y} = \frac{\partial \delta}{\partial z} = 0 \quad (6)$$

Après résolution de l'équation de magnéto transport, la densité de photo courant dans la base de la photopile s'écrit:

$$j_x = \frac{e \times D_n}{1 + (\mu_n \times B_0)^2} \times \frac{\partial \delta}{\partial x} + \frac{e \times \mu_n \times E_0}{1 + (\mu_n \times B_0)^2} \times \delta \quad (7.a)$$

L'équation {eq. (7.a)} peut se ramener à la formule {eq. (7.b)}:

$$j_x = e \times D_n^* \times \frac{\partial \delta}{\partial x} + \frac{e \times \mu_n \times E_0}{1 + (\mu_n \times B_0)^2} \times \delta \quad (7.b)$$

avec $D_n^* = \frac{D_n}{1 + (\mu_n \times B_0)^2}$, le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires sous influence du champ magnétique.

La densité de photo courant est la somme de la densité de photo courant de diffusion sous influence du champ magnétique et de la densité de photo courant de conduction due à la présence du champ électrique.

L'équation de continuité des porteurs minoritaires de charge en excès générés dans la base de la photopile soumise à un éclairage multi spectral constant et à l'action d'un champ électromagnétique s'écrit:

$$\frac{1}{e} \times \frac{\partial j_x}{\partial x} - \frac{\delta(x)}{\tau} + G(x) = 0 \quad (8)$$

En remplaçant l'expression de la densité de courant donnée par l'équation (7.b) dans l'équation {eq. (8)}, on obtient:

$$\frac{\partial^2 \delta(x)}{\partial x^2} + \frac{L_E}{L_n^2} \times \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} - \frac{\delta(x)}{L_n^{*2}} + \frac{G(x)}{D_n^*} = 0 \quad (9)$$

Dans cette expression, $L_E = \frac{\mu_n \times E_0 \times L_n^2}{D_n}$ est un coefficient qui rend compte des phénomènes de migration au sein de la base de la photopile, μ_n la mobilité des électrons, E_0 l'intensité du champ électrique, L_n la longueur de diffusion des électrons, L_n^* la longueur de diffusion des électrons en présence de champ magnétique. $\delta(x)$ et $G(x)$ représentent respectivement la densité des porteurs et le taux de génération optique.

Le terme $\frac{L_E}{L_n^2} \times \frac{\partial \delta(x)}{\partial x}$ de l'équation (9) étant une dérivée première de la densité des porteurs par rapport à la position x , s'identifie à un terme d'amortissement.

Le taux de génération optique des paires électrons-trous pour une lumière multispectrale est donné par [12]:

$$G(x) = \sum_{i=1}^3 a_i \times e^{-b_i \cdot x} \quad (10)$$

Les termes a_i et b_i sont obtenus à partir des valeurs tabulées du rayonnement solaire et de la dépendance du coefficient d'absorption du silicium avec la longueur d'onde sous les conditions standards Air Mass 1,5. [13]

La densité des porteurs minoritaires de charge en excès (électrons), solution de l'équation (9) est donnée par l'expression:

$$\delta(x) = e^{\alpha \cdot x} \times [A \times \text{ch}(\beta \cdot x) + B \times \text{sh}(\beta \cdot x)] - \sum_{i=1}^3 K_i \times e^{-b_i \cdot x} \quad (11)$$

$$\text{Avec: } K_i = \frac{-a_i}{D_n^* \times \left[b_i^2 - \frac{1}{L_n^*{}^2} - \frac{L_E \times b_i}{L_n^2} \right]}; \quad \alpha = -\frac{L_E}{2 \times L_n^2}$$

$$\beta = \frac{\left(L_n^*{}^2 + 4 \times L_n^2 \times \left[1 + (\mu_n \times B_0)^2 \right] \right)^{1/2}}{2 \times L_n^2}$$

Les constantes A et B sont déterminées à l'aide des deux conditions aux limites données par les équations {eq. (12.a)} et {eq. (12.b)}:

- A la jonction émetteur-base ($x = 0$)

$$\left. \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \right|_{x=0} = S_f \times \frac{\delta(0)}{D_n^*} \quad (12.a)$$

- A la face arrière de la base ($x = H$)

$$\left. \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \right|_{x=H} = -S_b \times \frac{\delta(H)}{D_n^*} \quad (12.b)$$

S_f et S_b sont respectivement les vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière de la base. La vitesse de recombinaison S_f est imposée par une impédance de charge extérieure variable et par les états d'interface au niveau de la jonction:

$$S_f = S_{f0} + S_{fj} \quad (13)$$

En effet, S_f est la somme de deux contributions: S_{f0} qui est la vitesse de recombinaison intrinsèque (ne dépendant que des paramètres intrinsèques de la photopile et elle est induite par la résistance shunt) et S_{fj} qui traduit le courant de fuite

induite par la charge externe et définit le point de fonctionnement de la photopile [14-16].

Le **Tableau 1** donne des informations concernant la distance ‘r’ et l’intensité des champs électrique et magnétique utilisées dans la simulation numérique pour une antenne de puissance de rayonnement $P = 2 \text{ MW}$.

Tableau 1: Distance et intensité des champs électrique et magnétique

	Distance r (m)	E_0 (V/m)	B_0 (T)
a-	10	774,3	$2,581 \times 10^{-6}$
b-	50	154,9	$5,162 \times 10^{-7}$
c-	100	77,4	$2,581 \times 10^{-7}$
d-	500	15,5	$5,162 \times 10^{-8}$
e-	1000	7,7	$2,581 \times 10^{-8}$
f-	Distance infinie ou Absence d’antenne	0	0

Des études ont montré que les valeurs du champ magnétique obtenues dans le tableau pour une antenne de puissance de rayonnement $P = 2 \text{ MW}$ n’ont aucune influence sur les différents paramètres de recombinaison de la photopile. En effet, ces études ont montré que pour des valeurs de champ magnétique $B \leq 10^{-4} \text{ .T}$, le comportement d’une photopile n’est pas modifié [2, 4].

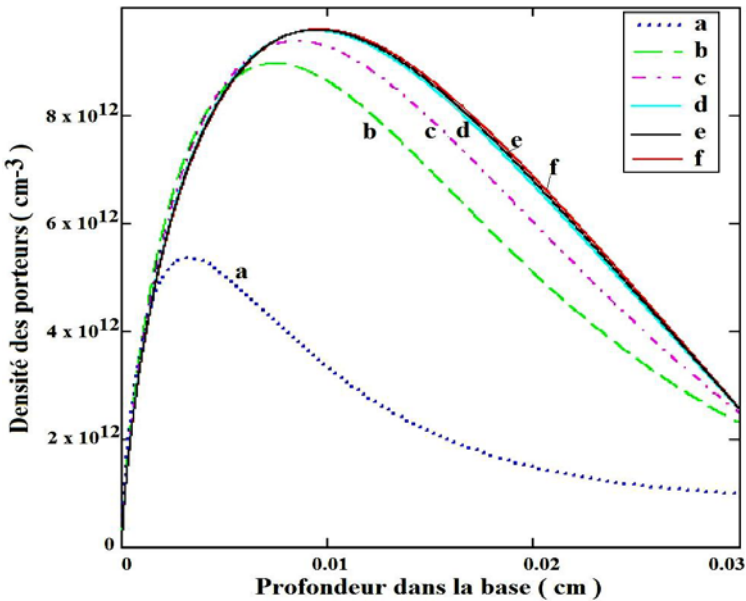


Fig. 2: Densité de porteurs photo générés en fonction de la profondeur x de la base pour différentes distances r
($L=0.02 \text{ cm}$; $S_f=10^8 \text{ cm}^2/\text{s}$; $H=0.03 \text{ cm}$; $D=26 \text{ cm}^2/\text{s}$; $\mu_n=1350 \text{ cm}^2/\text{V.s}$)

La figure 2 montre le profil des courbes de densité de porteurs de charge dans la base de la photopile en situation de court-circuit pour différentes valeurs de l'intensité du champ électromagnétique ou pour différentes valeurs de la distance séparant la photopile de la source d'émission des ondes électromagnétiques.

Les différentes courbes de la figure 2 montrent que la densité des porteurs de charge présente trois zones. Une première zone située près de la jonction, où le gradient des porteurs est positif. Tous les porteurs situés dans cette zone peuvent traverser la jonction et participer au photo courant.

Puis une deuxième zone correspondant au maximum des courbes de densité des porteurs où le gradient est nul et enfin une troisième zone où le gradient des porteurs est négatif. Les porteurs de charge qui se trouvent dans cette dernière zone ne peuvent pas traverser la jonction et participer au photo courant. Ils sont alors recombinés en volume ou en face arrière de la base.

On constate que lorsque l'intensité du champ électromagnétique augmente, le maximum de chaque courbe diminue et se déplace vers la jonction avec un gradient de plus en plus élevé. On observe également une déplétion de porteurs de charge dans la base de la photopile. La déplétion des porteurs observée dans la base de la photopile n'est pas la conséquence des recombinaisons à la face arrière de la base, mais plutôt s'explique par un important départ de porteurs de la face arrière de la base vers la jonction. Ce phénomène sera vérifié lors de l'étude de la vitesse de recombinaison à la face arrière de la base.

Sur la figure 3, nous présentons le profil des courbes de densité de porteurs de charge dans la base de la photopile en situation de circuit ouvert pour différentes valeurs de l'intensité du champ électromagnétique ou pour différentes valeurs de la distance séparant la photopile de la source d'émission des ondes électromagnétiques.

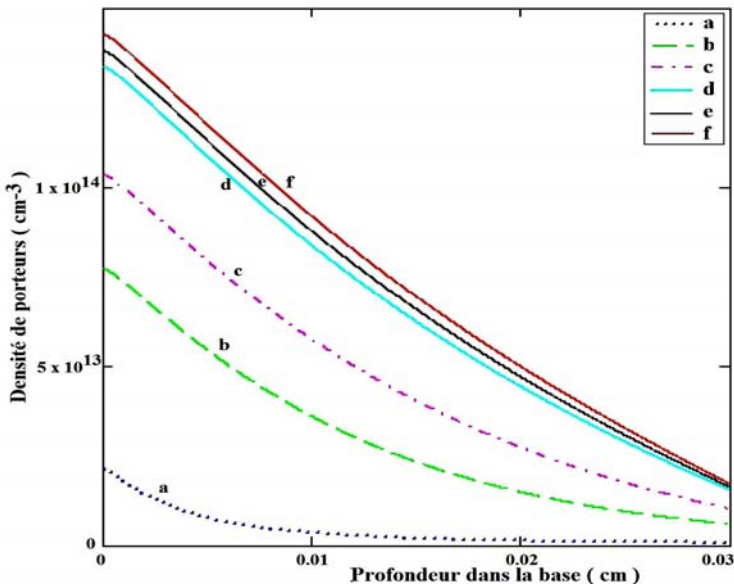


Fig. 3: Densité de porteurs photogénérés en fonction de la profondeur x de la base pour différentes distances r

($L=0.02$ cm ; $S_f=10^8$ cm/s ; $H=0.03$ cm ; $D=26$ cm²/s ; $\mu_n=1350$ cm²/V.s)

En situation de circuit ouvert, on constate que le gradient des porteurs est négatif et que lorsque l'intensité du champ électromagnétique augmente, on a une déplétion de porteurs dans la base de la photopile.

On constate également que pour une intensité donnée du champ électromagnétique, le maximum de densité de porteurs en circuit ouvert est supérieur à celui correspondant au court-circuit et ce maximum décroît lorsque l'intensité du champ électromagnétique croît.

La baisse du maximum de porteurs stockés à la jonction en fonction de l'intensité du champ électromagnétique traduit un passage des porteurs à travers la jonction lorsque l'intensité du champ électromagnétique croît, donc la présence d'un courant même si la photopile est en situation de court-circuit et aussi une baisse de la tension de circuit ouvert.

Cette affirmation sera confirmée par l'étude de la densité de photo courant et de la photo tension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction.

2.2 Densité de photo courant

En appliquant la loi de Fick à la jonction de la photopile, nous obtenons l'expression de la densité de photo courant des porteurs minoritaires de charge en présence du champ électromagnétique:

$$J_{ph} = q \times \left[D_n * \times \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \Big|_{x=0} + \frac{\mu_n \times E_0}{1 + (\mu_n \times B_0)^2} \times \delta(0) \right] \quad (14)$$

où q représente la charge de l'électron.

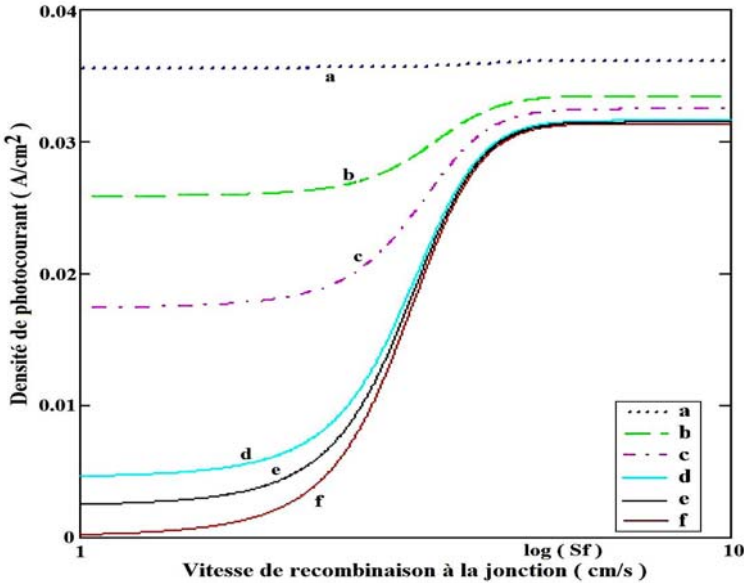


Fig. 4: Densité de photo courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes distances r ($L=0.02$ cm ; $H=0.03$ cm ; $D=26$ cm²/s ; $\mu_n=1350$ cm²/V.s)

Les courbes de densité de photo courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction sont représentées sur la figure 4, pour différentes valeurs de l'intensité du champ électromagnétique ou pour différentes valeurs de la distance séparant la photopile de la source d'émission des ondes électromagnétiques.

Les courbes de la figure 4 montrent que pour les grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction ($Sf \geq 10^6$ cm/s), les courbes de densités du photo courant présentent un gradient nul: on est en court-circuit et le courant correspondant est le courant de court-circuit.

Pour les faibles valeurs de Sf correspondant au fonctionnement en circuit ouvert, la densité de photo courant est nulle en absence de champ électromagnétique et non nulle en présence de champ électromagnétique.

Le courant de circuit ouvert est proportionnel à l'intensité du champ électromagnétique et tend vers la valeur du courant de court-circuit pour les grandes valeurs de l'intensité du champ électromagnétique.

La présence de photo courant au voisinage du circuit ouvert avec l'augmentation de l'intensité du champ électromagnétique pourrait expliquer la baisse de la densité des porteurs de charge observée lors de l'étude de la densité des porteurs de charge en circuit ouvert.

La présence de photo courant au voisinage du circuit ouvert s'explique par la présence de courant de fuite à la jonction de la photopile.

En effet, en injectant la condition à la limite donnée par l'équation {eq. (12.a)} dans l'équation {eq. (14)}, celle-ci peut être réécrite sous la forme suivante:

$$J_{ph} = q \times \left[Sf + \frac{\mu_n \times E_0}{1 + (\mu_n \times B_0)^2} \right] \times \delta(0) \quad (15)$$

En réécrivant l'équation {eq. (15)} en tenant compte de l'équation {eq. (13)}, on obtient:

$$J_{ph}(Sf) = q \times \left[Sf_0 + Sf_j + \frac{\mu_n \times E_0}{1 + (\mu_n \times B_0)^2} \right] \times \delta(0) \quad (16)$$

Le photo courant peut se scinder en deux composantes: une composante qui dépend de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la jonction Sf_0 et du champ électromagnétique appliqué à la photopile $J_{ph}(Sf)_F$ et une seconde composante qui ne dépend que de l'impédance de charge extérieure $J_{ph}(Sf)_T$.

$$J_{ph}(Sf)_F = q \times \left[Sf_0 + \frac{\mu_n \times E_0}{1 + (\mu_n \times B_0)^2} \right] \times \delta(0), \quad J_{ph}(Sf)_T = q \times Sf_j \times \delta(0) \quad (17)$$

$J_{ph}(Sf)_T$ est le photo courant qui traverse la résistance de charge externe et $J_{ph}(Sf)_F$ est le photo courant qui est perdu à cause des phénomènes d'interface et de ce fait, $J_{ph}(Sf)_F$ est donc un photo courant de fuite.

Le courant de fuite de la photopile sous éclairage, qui est lié à la vitesse de recombinaison aux interfaces Sf_0 , correspond à un courant de diode sous obscurité.

En circuit ouvert, $Sf_j \ll \left[Sf_0 + \frac{\mu_n \times E_0}{1 + (\mu_n \times B_0)^2} \right]$ et $J_{ph}(Sf) \approx J_{ph}(Sf)_F$, le photo courant se réduit au courant de fuite.

En court-circuit, $Sf_j \gg \left[Sf_0 + \frac{\mu_n \times E_0}{1 + (\mu_n \times B_0)^2} \right]$ et $J_{ph}(Sf) \approx J_{ph}(Sf)_T$

Dans ce mode de fonctionnement, le photo courant est presque entièrement délivré au circuit extérieur, les pertes de courant aux interfaces étant faibles.

Dans un mode de fonctionnement intermédiaire, les recombinaisons liées aux effets d'interface et celles liées à l'impédance de charge externe sont à prendre en compte.

2.3 Vitesse de recombinaison à la face arrière

Les courbes de densité de photo courant sont asymptotiques pour les grandes valeurs de Sf ($Sf \geq 10^6$ cm/s), leur gradient est donc nul. Ce plateau permet d'extraire la vitesse de recombinaison à la face arrière de la base [5-8] sur la base de la relation(18).

$$\frac{\partial J_{ph}}{\partial Sf} = 0 \quad (18)$$

A partir de l'équation {eq. (18)}, nous obtenons l'expression de la vitesse de recombinaison à la face arrière:

$$Sb = D_n \times \sum_{i=1}^3 \frac{\beta \cdot b_i \times \left[\text{ch}(\beta \cdot H) - e^{-(b_i + \alpha) \cdot H} \right] + \left[\alpha \times (b_i + \alpha) - \beta^2 \right] \times \text{sh}(\beta \cdot H)}{\beta \times \left[\text{ch}(\beta \cdot H) - e^{-(b_i + \alpha) \cdot H} \right] - (\alpha + b_i) \times \text{sh}(\beta \cdot H)} \quad (19)$$

Sur la figure 5 ci-dessous nous présentons les courbes de vitesse de recombinaison à la face arrière de la base en fonction de la longueur de diffusion des porteurs pour différentes valeurs de l'intensité du champ électromagnétique correspondant à une position donnée de la photopile, par rapport à la source d'émission des ondes électromagnétiques.

Nous constatons que la vitesse de recombinaison à la face arrière de la base de la photopile est une fonction décroissante de la longueur de diffusion et de l'intensité du champ électromagnétique.

La composante électrique du champ électromagnétique est donc responsable de la baisse de la vitesse de recombinaison en face arrière la base de ce qui réduit les pertes de porteurs dans cette zone de la photopile et améliore ainsi l'effet BSF (Back Surface Field).

Ce résultat confirme le fait que la déplétion des porteurs observée dans la base lors de l'étude de la densité des porteurs de charge est due au fait que la composante électrique du champ électromagnétique intensifie la migration des porteurs vers la jonction.

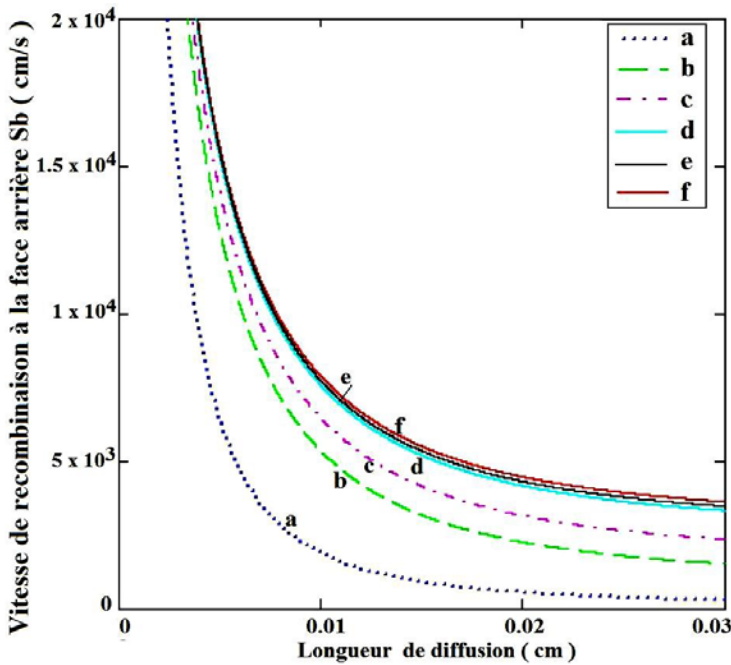


Fig. 5: Vitesse de recombinaison à la face arrière en fonction de la longueur de diffusion pour différentes distances r ($H=0.03\text{ cm}$; $D=26\text{ cm}^2/\text{s}$; $\mu_n=1350\text{ cm}^2/\text{V.s}$)

Ce phénomène a une double conséquence: en situation de court-circuit, il entraîne une augmentation du gradient des porteurs près de la jonction, voire une augmentation du courant de court-circuit alors qu'en situation de circuit ouvert, il est à l'origine du courant de circuit ouvert observé sur les courbes de la figure 4.

2.4 Photo tension à la jonction

La loi de Boltzmann permet d'exprimer la phototension à travers la jonction en fonction de la densité des porteurs minoritaires de charge à la jonction ($x = 0$) de la photopile.

$$V_{ph} = \frac{k_B \times T}{q} \times \ln \left(\frac{\delta(0)}{n_0} + 1 \right) \quad (20)$$

Avec $n_0 = n_i^{-2} \times N_B$ et $V_T = k_B \times T / q$, où n_i est la densité des porteurs intrinsèques à l'équilibre thermique; N_B est le taux de dopage de la base en atomes d'impuretés; et V_T la tension thermique.

Nous présentons sur la figure 6, les courbes de photo tension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de l'intensité du champ électromagnétique.

Les courbes de la figure 6 montrent que pour les grandes valeurs de S_f ($S_f > 10^{10}\text{ cm/s}$), la photo tension à la jonction est nulle. Tandis que pour les faibles

valeurs de S_f ($S_f \leq 10^3$ cm/s), la photo tension est une droite horizontale dont l'ordonnée correspond à la tension de circuit ouvert théorique.

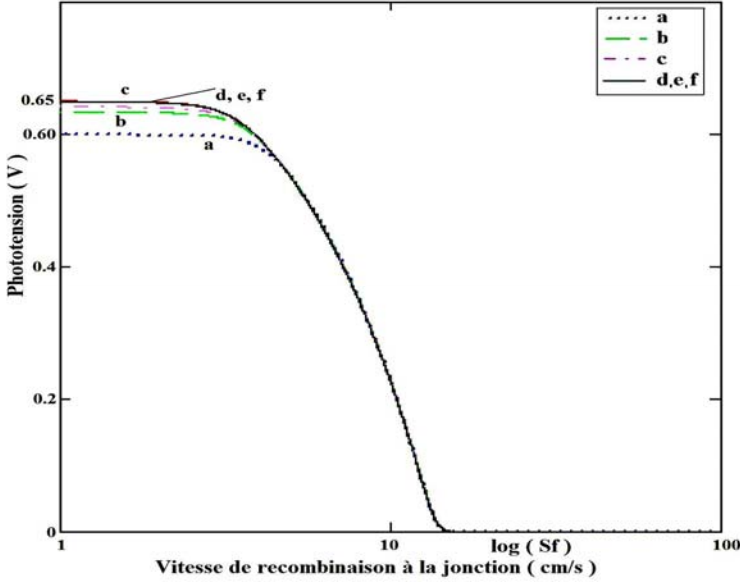


Fig. 6: Photo tension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes distances r
($L=0.02$ cm ; $H=0.03$ cm ; $D=26$ cm²/s ; $\mu_n=1350$ cm²/V.s)

On constate également que la tension de circuit ouvert théorique est une fonction décroissante de l'intensité du champ électromagnétique. Cette observation est une conséquence de la baisse de densité des porteurs près de la jonction en situation de circuit ouvert.

2.5 Puissance délivrée par la photopile au circuit extérieur

La puissance délivrée par la base de la photopile au circuit extérieur s'exprime à l'aide de l'équation suivante:

$$P_{\text{él}}(S_f) = V_{\text{ph}}(S_f) \times J_{\text{ph}}(S_f)T \quad (21)$$

La figure 7 présente les variations de la puissance électrique en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de l'intensité du champ électromagnétique.

L'analyse des différentes courbes montrent que la puissance électrique délivrée par la base de la photopile est nulle au voisinage du circuit ouvert et du court-circuit. Elle passe par un maximum qui se situe en un point de fonctionnement intermédiaire. Ce point de fonctionnement pour lequel la puissance est maximale se déplace vers le court-circuit (grandes valeurs de S_f) lorsque l'intensité du champ électromagnétique augmente.

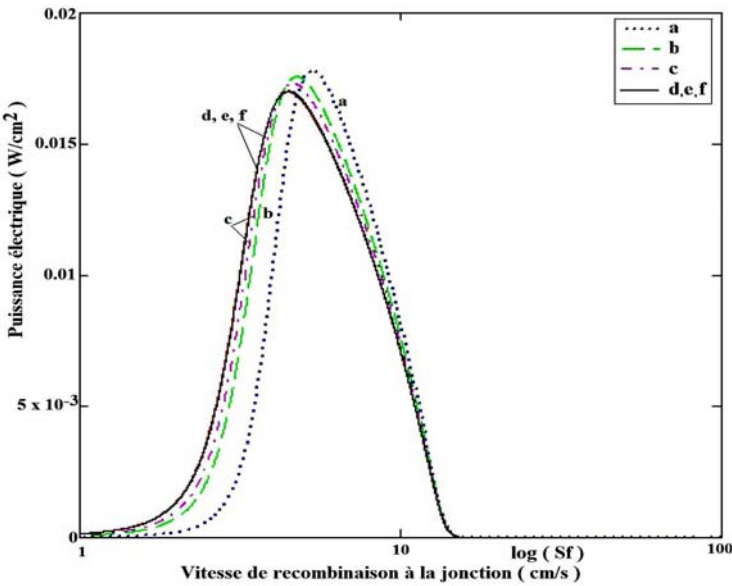


Fig. 7: Puissance électrique délivrée en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes distances r

($L=0.02\text{ cm}$; $H=0.03\text{ cm}$; $D=26\text{ cm}^2/\text{s}$; $\mu_n=1350\text{ cm}^2/\text{V.s}$)

Nous avons calculé les valeurs de la puissance électrique maximale fournie par la photopile au circuit de charge extérieur ainsi que les valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction correspondante et ce, pour différentes valeurs de l'intensité du champ électromagnétique. Ces résultats sont notés sur le **Tableau 2**.

Tableau 2: Puissance électrique maximale délivrée par la photopile et vitesse de recombinaison à la jonction correspondante pour différentes positions antenne-photopile

	Distance r (m)	E_0 (V/m)	B_0 (T)	Sf (cm/s)	$P_{\text{él,max}}$ (W/cm ²)
a-	10	774,3	$2,581 \times 10^{-6}$	$2,089 \times 10^5$	0.01800
b-	50	154,9	$5,162 \times 10^{-7}$	$5,623 \times 10^4$	0.01758
c-	100	77,4	$2,581 \times 10^{-7}$	$4,074 \times 10^4$	0.01733
d-	500	15,5	$5,162 \times 10^{-8}$	$3,020 \times 10^4$	0.01706
e-	1000	7,7	$2,581 \times 10^{-8}$	$3,020 \times 10^4$	0.01703
f-	Absence d'antenne	0	0	$3,020 \times 10^4$	0.01700

La puissance maximum délivrée par la base de la photopile au circuit de charge extérieur croît avec l'intensité du champ électromagnétique c'est-à-dire avec la diminution de la distance antenne-photopile.

Au delà de 500 m, la puissance électrique fournie par la base de la photopile au circuit de charge extérieur n'est pratiquement plus influencé par le champ électromagnétique.

2.6 Rendement de conversion de la photopile

Le rendement de conversion de la photopile est le rapport de la puissance électrique maximale fournie par la photopile au circuit extérieur et de la puissance du flux de lumière incident reçu par la photopile.

$$\eta = \frac{P_{\text{él}}(Sf)_{\text{max}}}{P_{\text{inc}}} \quad (22)$$

P_{inc} est la puissance du flux de lumière incident et $P_{\text{inc}} = 100 \text{ mW/cm}^2$ dans les conditions standards Air Mass 1,5.

Sur le **Tableau 3**, nous avons calculé le rendement de conversion de la photopile à partir de la puissance électrique maximale délivré par la photopile au circuit.

Tableau 3: Rendement de conversion de la photopile

Distance r (m)	10	50	100	500	1000	Absence d'antenne
$P_{\text{él}}(sf)_{\text{max}}$ (W/cm ²)	0.01800	0.01758	0.01733	0.01706	0.01703	0.01700
η (%)	18	17.58	17.33	17.06	17.03	17.00

Le rendement de conversion de la photopile et la puissance électrique maximale fournie par la photopile au circuit extérieur évolue dans le même sens, c'est-à-dire qu'ils diminuent lorsque nous nous éloignons de l'antenne.

3. CONCLUSION

Une étude théorique de l'influence d'une onde électromagnétique sur les paramètres de recombinaison d'une photopile au silicium est présentée. L'onde électromagnétique est produite par une antenne de radio AM qui rayonne une certaine puissance à une distance donnée.

L'étude a montré que l'effet du champ magnétique de l'onde électromagnétique est négligeable et que c'est la composante électrique du champ électromagnétique qui influence la photopile.

Il ressort également de cette étude que l'influence du champ électromagnétique de l'onde électromagnétique dépend de la distance qui sépare la photopile de la source de télécommunication (antenne émettrice). En effet les courbes **d**, **e** et **f** des différentes figures qui ont été présentées sont confondues, ce qui permet d'affirmer qu'au delà d'une distance de 500 m entre l'antenne et la position de la photopile, l'effet du champ électromagnétique est négligeable.

Nous avons pu observer également que le champ électromagnétique réduit les pertes de porteurs à la face arrière de la base et améliore le mouvement des porteurs grâce au phénomène de migration.

Ce phénomène conduit à une augmentation du courant de court-circuit et à une baisse de la tension de circuit ouvert. La baisse de la tension de circuit ouvert s'explique par l'existence d'un courant de circuit ouvert qui n'est rien d'autre qu'un courant de fuite ou courant de diode.

L'étude de la puissance électrique délivrée par la photopile au circuit extérieur et du rendement de conversion de la photopile a montré que pour une distance entre l'antenne et la position de la photopile inférieure à 500 m, la puissance électrique et le rendement de conversion sont d'autant meilleur que la photopile est proche de l'antenne.

NOMENCLATURE

E_0 : Amplitude du champ électrique, (V/m)	a_i, b_i : Coefficients tabulés du rayonnement solaire
B_0 : Amplitude du champ magnétique, (T)	Sf_j, Sf : Vitesse de recombinaison à la jonction, (cm/s)
ω : Pulsation temporelle de l'onde électromagnétique, (rad/s)	Sb : Vitesse de recombinaison à la face arrière, (cm/s)
k : Nombre d'onde ou pulsation spatiale de l'onde électromagnétique, (rad/m)	Sf_0 : Vitesse de recombinaison intrinsèque, (cm/s)
P_r : Puissance rayonnée par l'antenne, (W)	J_{ph} : Densité de photo courant, (A/cm ²)
$J_{ph}(Sf)_T$: Densité de photo courant traversant le circuit de charge, (A/cm ²)	$J_{ph}(Sf)_F$: Densité de photo courant de fuite, (A/cm ²)
Z_0 : Impédance du vide, (Ω)	r : Distance antenne-photopile, (m)
j_n : Vecteur densité de courant, (A/cm ²)	T : Température, (K)
D_n : Coefficient de diffusion des porteurs (cm ² /s)	V_{ph} : Photo tension, (V)
q, e : Charge électrique élémentaire (C)	V_T : Tension thermique (V)
$\delta(x)$: Densité des porteurs de charge (cm ⁻³)	k_B : Constante de Boltzmann (J/K)
μ_n : Mobilité des électrons (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	n_i : Densité de porteurs intrinsèques (cm ⁻³)
D_n^* : Coefficient de diffusion en présence de champ magnétique	N_B : Taux de dopage de la base en impuretés (cm ⁻³)
$G(x)$: Taux de génération optique des porteurs (N/cm ³ .s)	$P_{el}(Sf)$: Puissance électrique fournie par la photopile au circuit extérieur (W/cm ²)
τ : Durée de vie des électrons (s)	P_{inc} : Puissance du flux de lumière incident (W/cm ²)
L_n : Longueur de diffusion des électrons (cm)	η : Rendement de conversion de la photopile, (%)

REFERENCES

- [1] A. Dieng, L. Ould Habiboulahy, A.S Maiga, A. Diao and G. Sissoko, 'Impedance Spectroscopy Method Applied to Electrical Parameters Determination on Bifacial Silicon Solar Cell Under Magnetic Field', Journal des Sciences, Vol. 7, N°3, pp. 48 – 52, 2007.
- [2] M. Zounggrana, M. Thiame, A. Dioum, S. Raguilnaba and G. Sissoko, '3 D Study of Bifacial Silicon Solar Cell Under Intense Light Concentration and Under External Constant Magnetic Field: Recombination and Electric Parameters Determination', Proceedings of the 22nd

- European Photovoltaic Solar Energy Conference, pp. 447 – 453, Milan, Italy, 3-7 September 2007.
- [3] M. Zoungrana, I. Ly, B. Zouma, F.I. Barro and G. Sissoko, ‘3 D Study of Bifacial Silicon Solar Cell Under Intense Light Concentration and Under External Constant Magnetic Field: Effect of Magnetic Field and Base Depth on Excess Minority Carrier Generation’, Journal des Sciences, Vol. 7, N°4, pp. 73 – 81, 2007.
 - [4] B. Zouma, A.S Maiga, M. Dieng, F. Zougmore, G. Sissoko, ‘3 D Approach of Spectral Response for a Bifacial Silicon Solar Cell Under a Constant Magnetic Field’, Global Journal of Pure and Applied Sciences, Vol. 15, N°1, pp. 117 – 124, 2009.
 - [5] Le Quang Nam, M. Rodot, J. Nijs, M. Ghannam et J. Coppye, ‘Réponse Spectrale de Photopiles de Haut Rendement au Silicium Multicristallin’, Journal de Physique III, Vol. 2, N°7, pp. 1305 – 1316, 1992.
 - [6] F.I. Barro, E. Nanema, A. Wereme, F. Zougmore and G. Sissoko, ‘Recombination Parameters Measurement in Silicon Double Sided Surface Field Solar Cell’, Journal des Sciences, Vol. 1, N°1, pp. 76 - 80, 2001.
 - [7] F.I. Barro, E. Nanema, F. Zougmore, A. Wereme, A.L. Ndiaye and G. Sissoko, ‘Transient Study of Double Sided Silicon Solar Cell under Constant White Bias Light : Determination of Recombination Parameters’, Journal des Sciences, Vol. 3, N°1, pp. 10 – 14, 2003.
 - [8] I. Zerbo, Z. Koalaga, F.I. Barro, F. Zougmore, A.L.Ndiaye, A. Diao and G. Sissoko, ‘Silicon Solar cell Recombination Parameters Determination under Frequency Modulated White Light using the Short Circuit Current Phase’, Journal des Sciences, Vol. 4, N° 2, pp. 42 – 46, 2004.
 - [9] O.H. Lemrabott, I. Ly, A.S. Maiga, A. Wereme, F.I. Barro and G. Sissoko, ‘Bulk and Surface Recombination Parameters Measurement in Silicon Double Sided Solar Cell under Constant Monochromatic Illumination’, Journal des Sciences, Vol. 8, N°1, pp. 44 – 50, 2008.
 - [10] U. Freyer, ‘Nachrichten-Uebertragungstechnik’, Edition Carl Hanser, Munich 1994.
 - [11] Y. Betser, D. Ritter, G. Bahir, S. Cohen and J. Sperling, ‘Measurement of the Minority Carrier Mobility in the Base of Heterojunction Bipolar Transistor Using a Magneto transport Method’, Applied Physics letters, Vol. 67, N°13, pp. 1883 – 1884, 1995.
 - [12] J. Furlan and S. Amon, ‘Approximation of the Carrier Generation Rate in Illuminated Silicon’, Solid-State Electronics, Vol. 28, N°12, pp. 1241 – 1243, 1985.
 - [13] S.N. Mohammad, ‘An Alternative Method for the Performance Analysis of Silicon Solar Cells’, Journal of Applied Physics, Vol. 28, N°2, pp. 767 – 772, 1987.
 - [14] H.L. Diallo, A.S. Maiga, A. Wereme and G. Sissoko, ‘New Approach of Both Junction and Back Surface Recombination Velocities in A 3 D Modeling Study of a Polycrystalline Silicon Solar Cell’, European Physical Journal Applied. Physics, Vol. 42, N°3, pp. 203 - 211, 2008.
 - [15] M.M. Deme, S. Sarr, R. Sam, S. Gueye, M.L. Samb, F.I. Barro et G. Sissoko, ‘Influence de la Taille de Grain, de la Vitesse de Recombinaison aux Joints de Grain et de l’Angle d’Incidence de l’Eclairissement sur l’Elargissement de la Zone de Charge d’Espace d’une Photopile Monofaciale’, Journal des Sciences, Vol. 9, N°2, pp. 17 – 27, 2009.
 - [16] M.M. Deme, S. Mbodji, S. Ndoeye, A. Thiam, A. Dieng and G. Sissoko, ‘Influence of Illumination Incidence Angle, Grain Size and Grain Boundary Recombination Velocity on the Facial Solar Cell Diffusion Capacitance’, Revue des Energies Renouvelables, Vol. 13, N°1, pp. 109 – 121, 2010.