

3.1 Introduction :

La caractérisation des propriétés électroniques des matériaux et l'une des étapes importantes dans l'industrie de fabrication des composants électronique. Par exemple, la bonne estimation de la valeur de la longueur de diffusion des porteurs de charge d'une cellule solaire est cruciale pour prévoir ses performances de conversion de l'énergie.

Récemment, les scientifiques ont commencés à explorer des matériaux sous forme des couches minces et de nanostructures pour fabriquer les cellules solaires. Pour le cas des nano fil, Les matériaux III-V et II-VI sont les candidats les plus promoteurs [1-4].

L'EBIC est une technique de caractérisation électrique, largement utilisée pour déterminer de la longueur de diffusion des porteurs de charges, L , des composants électroniques tel que les cellules solaires [5-12]. Pour déterminer ce paramètre, les profils EBIC expérimentaux enregistrés sont souvent confrontés à une équation théorique de type $I = I_{max} \exp\left(-\frac{x}{L}\right)$ avec I_{max} le courant maximal, x , la distance entre le point d'impact du faisceau primaire et la jonction de collecte de courant, et L la longueur de diffusion [13-15]. Cette équation est applicable sur le cas d'un semiconducteur massif avec une vitesse de recombinaison surfacique $v_r = 0$ (effet des bornes négligé). En plus, l'application de cette loi exige la satisfaction de certaines conditions e.g. $x > 2L$ et $R \ll L$ [14]. En effet, cette méthode a été utilisée par plusieurs auteurs pour déterminer la valeur de L des porteurs de charge des cellules solaire de forme de nano fil [16-29]. Pour le cas les nano fil semiconducteurs, vu leurs faible dimension radiale, le report de surface sur le volume est important ce qui rend l'effet de surface libre non négligeable. Donc, négliger l'effet la recombinaison des porteurs de charges sur la surface latérale du fil peut induire une surestimation dans la détermination de la valeur de la longueur de diffusion, En plus, la diffusion des porteurs de charge désormais n'est plus unidimensionnelle, ceci rend l'usage de l'équation mentionnée au-dessus est suspecté.

Dans ce qui ce suit nous allons proposer un modèle théorique qui décrit le signal EBIC pour le cas d'une jonction pn de forme nano fil. Nous allons prendre en considération, la longueur du fil, son rayon, le dopage des deux régions, la largeur de la zone de charge d'espace, la longueur de diffusion des porteurs de charge et leur la vitesse de recombinaison sur la surface latérale du fil. Les résultats sont comparés à ceux obtenues par le modèle de Donolato et celui de la loi exponentiel.

3.2 Le model

La figure 3.1 montre le schéma du modèle proposé. On considère une jonction pn formée par un fil semiconducteur de forme cylindrique de longueur h et de rayon r_a . Le dopage est considéré homogène dans les deux régions de la jonction. La région n est caractérisée par un dopage homogène de concentration N_d et une longueur de diffusion constante L_p pour les porteurs minoritaires qui sont les trous. La région p est caractérisée par un dopage homogène de concentration N_a et une longueur de diffusion constante L_n pour les porteurs minoritaires qui sont les électrons.

La jonction pn est considérée comme étant une jonction préfète (pas de recombinaison des porteurs de charges à l'intérieur de la zone de charge d'espace). Les contacts de collection de courant réalisés sur les deux bases du fil (à $z=0$ et à $z=d$) sont considérés aussi parfaits (il n'y a pas de recombinaison). Sur surface latérale du fil, les recombinaisons non radiatives qui ont lieu sont pris en considération. Le taux recombinaison sur cette surface est caractérisé par une quantité appelée vitesse de recombinaison v_r .

Le faisceau d'électronique de bombardement (électrons primaires) est considéré perpendiculaire sur la surface latérale du fil.

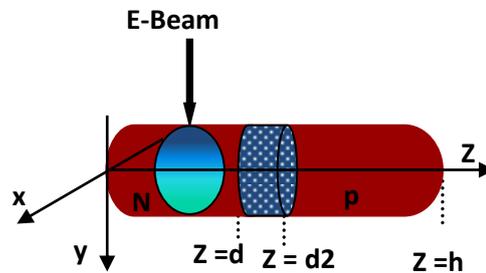


Figure 3.1: Schéma du modèle proposé.

Dans le cas du faible taux d'injection des porteurs de charge, le transport des porteurs minoritaires de charges générés est contrôlé par l'équation de continuité avec des conditions aux limites appropriées pour chaque région du fil.

Région n:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - R + \frac{1}{e} \nabla J_p \quad (3.1.a)$$

$$J_p = ep\mu_p \vec{E} - eD_p \left. \frac{dp}{dz} \right|_{z=d} \quad (3.1.b)$$

avec, G et R le taux de génération et de recombinaison des trous. J_p est le flux de courant des porteurs de charges. \vec{E} le champ électrique dans la zone neutre $\vec{E} = \vec{0}$

En régime permanent l'équation de continuité est exprimée en coordonnées cylindrique par :

$$\frac{\partial^2 p(r,z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p(r,z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 p(r,z)}{\partial z^2} - \lambda^2 p(r,z) = -\frac{g(r-r_0,z)}{D_p} \quad (3.1.c)$$

$$\lambda^2 = \frac{1}{L_p}, L_p = D_p \tau \text{ et } g(r-r_0,z) \text{ la fonction de génération.}$$

$$p = 0 \text{ à } z = 0 \quad (3.2.a)$$

$$p = 0 \text{ à } z = d \quad (3.2.b)$$

$$p \prec \infty \text{ à } r < r_a \quad (3.2.c)$$

$$D_p \frac{\partial p}{\partial r}(r = r_a, z) = -v_r \cdot p(r = r_a, z) \quad (3.2.d)$$

L'équation différentielle 3.1.c sujette aux conditions aux limites 3.2.a–d, peut être résolue par la méthode des fonctions de green (voir l'annexe pour les détails de calcul):

$$p(r,z) = \iint G(r,r',z,z') \cdot g(r'-r'_0,z') dr' dz' \quad (3.3)$$

$G(r,r',z',z')$ est la fonction de green.

$r_0 = 0.3R_c$, R_c le parcours électronique, son expression est donnée par [30]:

$$R_c(\mu m) = 4.75 \cdot \frac{10^{-4} A}{\rho Z^{0.889}} E_0^{1.67} \quad (3.4)$$

Où ρ (g/cm^3) est la masse volumique du matériau, A et Z sont, respectivement, la masse atomique et le nombre atomique, et E_0 (keV) est l'énergie incidente des électrons.

$g(r,z)$ La fonction génération dans un volume élémentaire est donnée par [31]:

$$g(r-r_0,z) = \frac{1}{a} \exp\left(-\frac{z^2}{\sigma_1^2}\right) (r_a - (r-r_0)) \exp(-(r_a - (r-r_0))/\sigma_2) \quad (3.5)$$

$$a = \sqrt{\pi} \sigma_1 \sigma_2^3$$

$$\sigma_1 = \sqrt{0.05 + 0.0001 E_0^{2.78}} \text{ et } \sigma_2 = 0.02 + 0.003 E_0^{1.50}$$

$G(r,r',z,z')$ la fonction de Green de problème peut être écrite:

$$G(r, r', z, z') = \frac{1}{\pi.d.D} \sum_{i=0}^{\infty} \left(M(\mu_p, r_a) \cdot I_0(\mu_p \cdot r_{>}) + K_0(\mu_p \cdot r_{>}) \right) \cdot I_0(\mu_p \cdot r_{<}) \cdot \sin(k_i z) \cdot \sin(k_i z') \quad (3.6)$$

$$\text{avec } \mu_p = \sqrt{k_i^2 + L_p^2} \text{ and } k_i = \frac{i\pi}{d} \quad (3.7)$$

$$r_{>} = \max(r, r'), \quad r_{<} = \min(r, r')$$

$$M(\mu_p, r_a) = \frac{\mu_p \cdot K_1(\mu_p \cdot r_a) - s_p \cdot K_0(\mu_p \cdot r_a)}{\mu_p \cdot I_1(\mu_p \cdot r_a) + s_p \cdot I_0(\mu_p \cdot r_a)} \quad (3.8)$$

$$\text{avec, } s_p = v_r / D_p.$$

Région p :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - R - \frac{1}{e} \nabla J_n \quad (3.9.a)$$

$$J_p = -ep\mu_p \vec{E} + eD_n \left. \frac{dp}{dz} \right|_{z=d_2} \quad (3.9.b)$$

avec, G et R le taux de génération et de recombinaison des trous. J_n est le flux de courant des porteurs de charges. \vec{E} le champ électrique dans la zone neutre $\vec{E} = \vec{0}$

$$\frac{\partial^2 n(r, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n(r, z)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 n(r, z)}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 n(r, z)}{\partial z^2} - \lambda'^2 n(r, z) = -\frac{g(r-r_0, z)}{D_n} \quad (3.9.c)$$

$$\lambda'^2 = \frac{1}{L_n}, \quad L_n = D_n \tau$$

$$n(r, z = d_2) = 0 \quad (3.10.a)$$

$$n(r, z = h) = 0 \quad (3.10.b)$$

$$n < \infty \text{ à } r < r_a \quad (3.10.c)$$

$$D_n \frac{\partial n}{\partial r}(r = r_a, z) = -v_r \cdot n(r = r_a, z) \quad (3.10.d)$$

La solution de l'équation différentielle 3.9 soumise aux conditions aux limites 3.10.a-d, peut être exprimée par (voir l'annexe pour les détails de calcul):

$$n(r, z) = \iint G'(r, r', z, z') \cdot g(r', z' - z_0) dr' dz' \quad (3.11)$$

$$G'(r, r', z, z') = \frac{1}{2\pi \cdot (h-d_2) \cdot D_n} \sum_{i=0}^{\infty} (M(\mu_n, r_a) \cdot I_0(\mu_n \cdot r_>) + K_0(\mu_n \cdot r_>)) \cdot I_0(\mu_n \cdot r_<) \cdot \sin(k'_i(h-z)) \cdot \sin(k'_i(h-z')) \quad (3.12)$$

$$\text{avec } \mu_n = \sqrt{k'_i{}^2 + L_n^2} \text{ and } k'_i = \frac{i \cdot \pi}{(h-d_2)} \quad (3.13)$$

$$r_> = \max(r, r'), \quad r_< = \min(r, r')$$

$$M(\mu_n, r_a) = \frac{\mu_n \cdot K_1(\mu_n \cdot r_a) - s_n \cdot K_0(\mu_n \cdot r_a)}{\mu_n \cdot I_1(\mu_n \cdot r_a) + s_n \cdot I_0(\mu_n \cdot r_a)} \quad (3.14)$$

$$\text{avec, } s_n = v_r / D_n.$$

Zone de charge d'espace ZCE:

A cause du champ électrique intense qui règne dans cette région, le transport des porteurs de charges se fait principalement par dérive. Le champ électrique va séparer immédiatement les paires électron-trous générées dans cette région. En outre, la jonction pn est considérée parfaite (pas de recombinaison dans ZCE), donc, toutes les charges générées dans cette région sont collectées et participent à la formation du signal EBIC enregistré.

Le courant collecté

L'expression du courant EBIC collecté peut être estimé par:

-Dans ZCE:

$$I_C(ZCE) = 2\pi \int_0^{\min(R_c, r_a)} \int_{d_1}^{d_2} g(z' - z_0, r') dz' dr' \quad (3.15)$$

Dans la région n:

$$I_C = e \cdot D_p \cdot 2\pi \int_0^{r_a} r dr \frac{\partial p}{\partial z} (z = d) \quad (3.16)$$

Dans la région p:

$$I'_C = -e \cdot D_n \cdot 2\pi \int_0^{r_a} r dr \frac{\partial n}{\partial z} (z = d_2) \quad (3.17)$$

Les courant total collecté est

$$I_{CC} = I_C + I'_C + I_C(ZCE) \quad (3.18)$$

Organigramme de calcul :

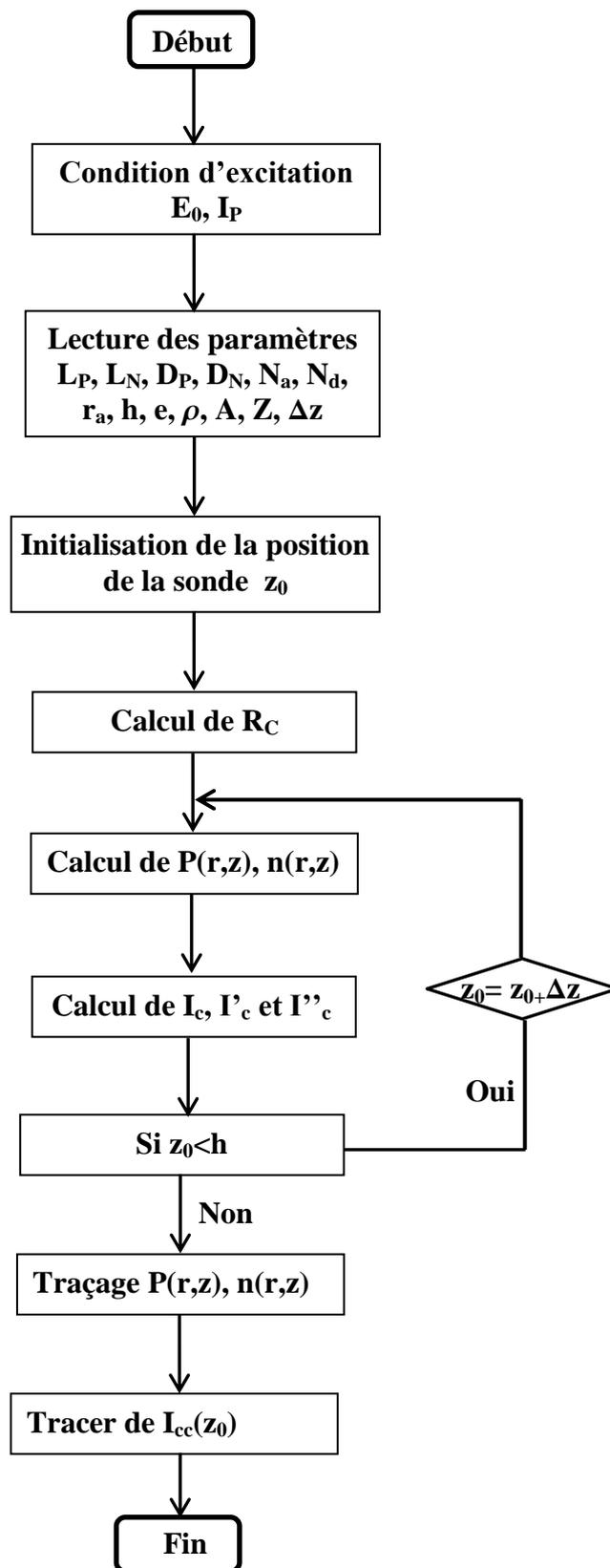
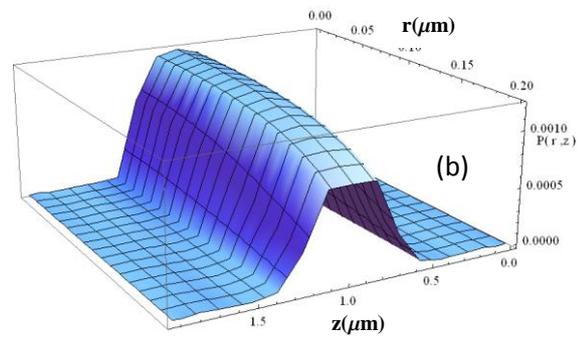
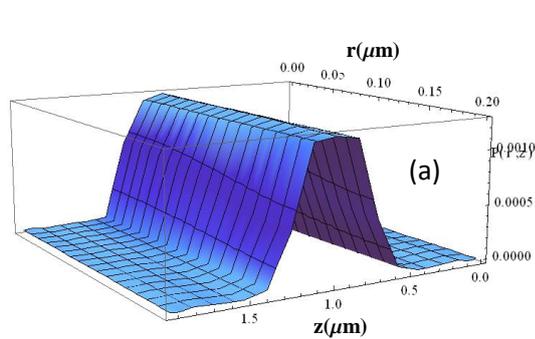


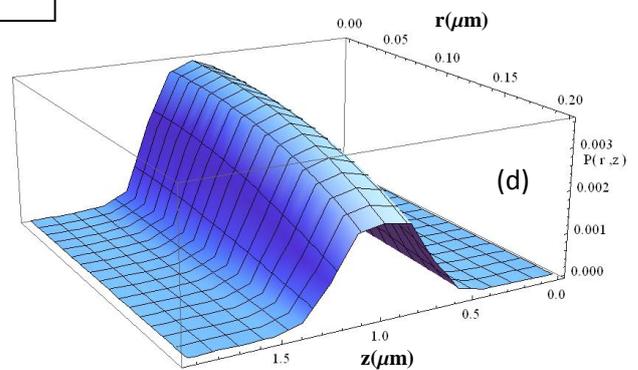
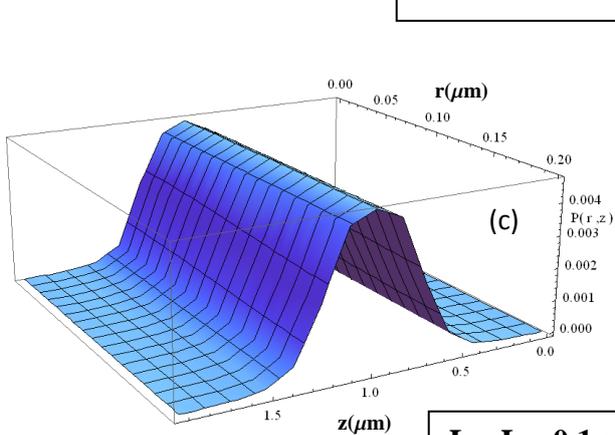
Figure 3.2: Organigramme de calcul

3.3 Résultats et interprétations

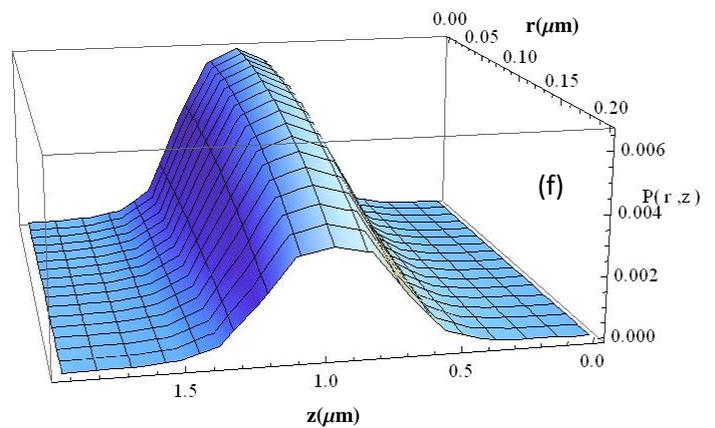
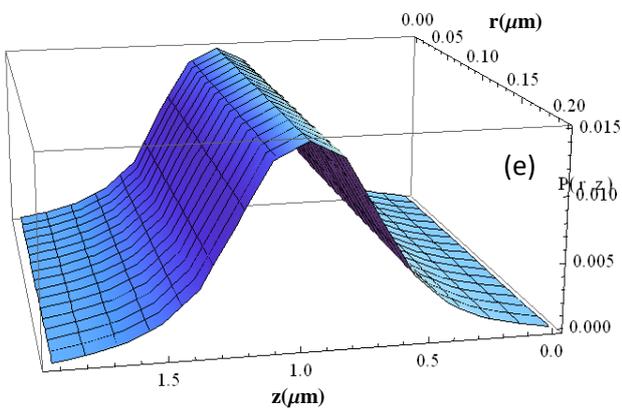
3.3.1 Distribution des porteurs de charge



$$L_p=L_n=0.05 \mu\text{m}$$



$$L_p=L_n=0.1 \mu\text{m}$$



$$L_p=L_n=0.2 \mu\text{m}$$

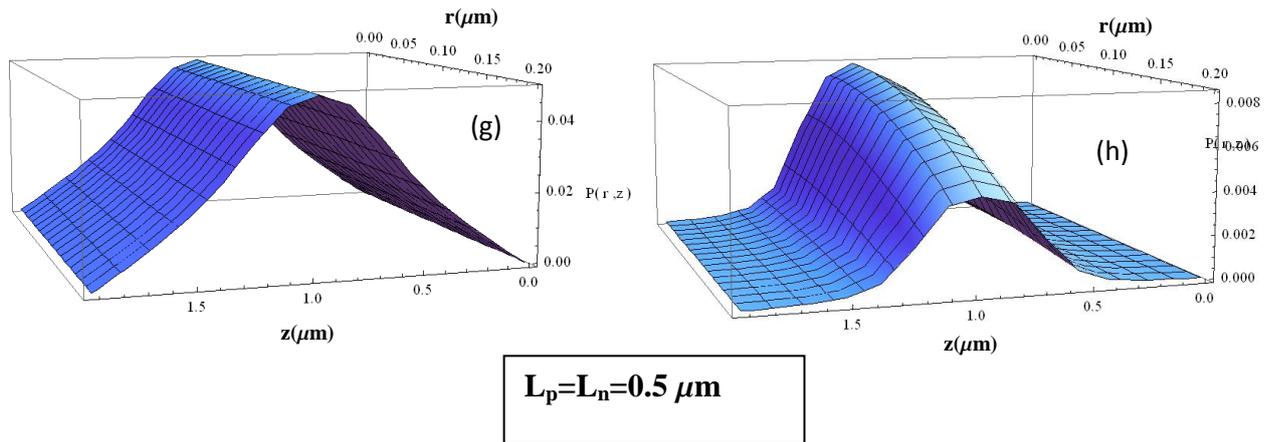


Figure 3.3: La distribution des porteurs de charge dans la region N pour différentes valeurs de longueur de diffusion avec faible et forte valeurs de vitesse de recombinaison.

$E_0 = 7\text{keV}$, le dopage $N_a = N_d = 10^{17}\text{cm}^{-3}$, $r_a = 0.2\mu\text{m}$, $h = 4\mu\text{m}$, position de la sonde $z_0 = 0.5d$ (a peut pres au mieu de la region n). (a,c, e,g) $S_p = S_n = 0.01\mu\text{m}^{-1}$, (b,d,f,h) $S_p = S_n = 10\mu\text{m}^{-1}$

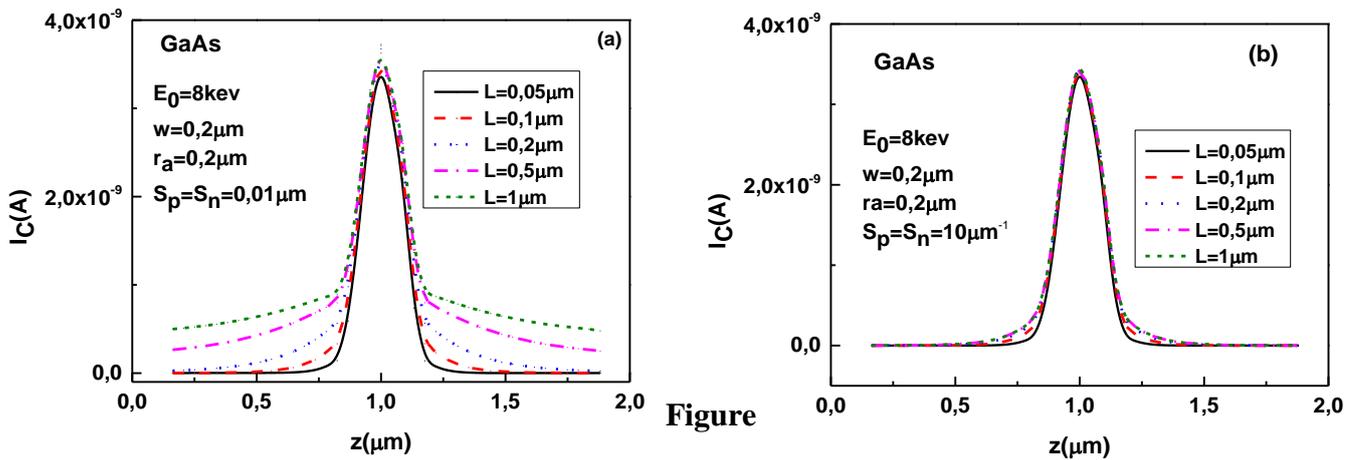
La figure 3.3 présente la variation de la concentration normalisée (il faut la multiplier par la constante G_0 pour trouver la concentration).

La surface de recombinaison v_r à travers les parametres S_p et S_n influe énormément sur la distribution spatiale des porteurs en excès $P(r,z)$. La concentration $P(r,z)$ augmente avec la diminution de S_n . Pour les faible valeurs de S_n , $P(r,z)$, dépend principalement de la direction z figure 3.1 (a, c, e et g). Pour des longueurs de diffusion $L_p < r_a$, la distribution $P(r,z)$ est principalement localisée au voisinage du volume de génération avec une extension spatiale de l'ordre de R (parcours électronique) suivant l'axe z . Pour $L_p > r_a$, l'extension spatiale suivant z devient plus perceptible. La décroissance de $P(r,z)$ suivant la direction z suit une loi exponentiel si $L_p \leq r_a$ (Figure 3.3.a,c,e) et elle est quasi linéaire si $L_p > r_a$ (Figure 3.3.g).

Pour les grandes valeurs de S_n , la concentration des porteurs de charge dépende de la direction radiale r et la longueur z , donc, le processus de diffusion est désormais n'est plus unidimensionnel. La décroissance de la concentration $P(r,z)$ dans la direction radiale, depuis le centre du fil à sa surface est de l'ordre de la moitié ce qui traduit le grand effet de recombinaison des porteurs de charge sur la surface latéral du fil. L'extension de profile de concentration suivant la direction, z , est localisé au voisinage du volume de génération. La décroissance de $P(r,z)$ suivant la direction z a une forme exponentielle comme celle de la diffusion classique.

3.3.2 Effet de la longueur de diffusion sur le signal EBIC

La longueur de diffusion est définie comme étant la distance moyenne parcourue par les porteurs de charge avant d'être recombinés. Plus cette distance est grande plus la probabilité de collecte de ces porteurs augmente, alors, une augmentation dans le courant EBIC collecté sera constatée.



Figure

3.4: Variation du signal EBIC pour différentes valeurs de L pour une jonction de rayon $r_a=0.2\mu\text{m}$, de longueur $h=2\mu\text{m}$. $E_0=8\text{kV}$, le dopage $N_a=N_d=10^{17}\text{cm}^{-3}$, (a) $S_n=S_p=0.01\mu\text{m}^{-1}$, (b) $S_n=S_p=10\mu\text{m}^{-1}$.

Dans les deux régions neutres (p ou n), le signal EBIC augmente avec la diminution de la distance entre la sonde et la jonction. Il atteint sa valeur maximale lorsque la sonde est focalisée sur les bornes de zone de charge d'espace (soit sur le cote p ou n). Dans ce cas, les paires électrons-trous générées sont proches de la jonction alors leur probabilité de collection est grande. Pour le cas des faibles valeurs de la vitesse de recombinaison (figure 3.4a), le signal EBIC augmente l'augmentation de L de manière similaire à celle du cas du massif, ce qui prouve la dominance de l'effet diffusif unidimensionnel (la diffusion des porteurs de charge suivant la direction z) dans les régions neutres. Pour le cas des grandes valeurs de vitesse de recombinaison (figure 3.4b), la variation du signal diminue considérablement, sa dépendance avec L diminue aussi. Ceci confirme que lorsque la vitesse de recombinaison est grande, la distribution des porteurs de charge reste confinée dans une zone proche du volume de génération. L'écart entre les courbes diminue avec l'augmentation de L pour des deux cas étudiés, une saturation du signal EBIC est obtenue pour une certaine valeur de L pour les deux cas. Dans la zone de charge espace, le signal EBIC est indépendant de L , ceci est due à

l'hypothèse imposée sur la diffusion et la collecte des porteurs dans cette zone (pas de recombinaison et tous les porteurs générés sont collectés).

3.3.3 Effet de la vitesse de recombinaison

Vu le rapport important de la surface libre sur le volume pour le cas du fil (surface latéral), on s'attend à un effet très remarquable de ce paramètre sur le signal EBIC collecté. La figure 3.5 (a) et (b) présente l'effet de ce paramètre sur le signal EBIC calculé pour le cas $L_p > r_a$ et $L_p < r_a$ respectivement.

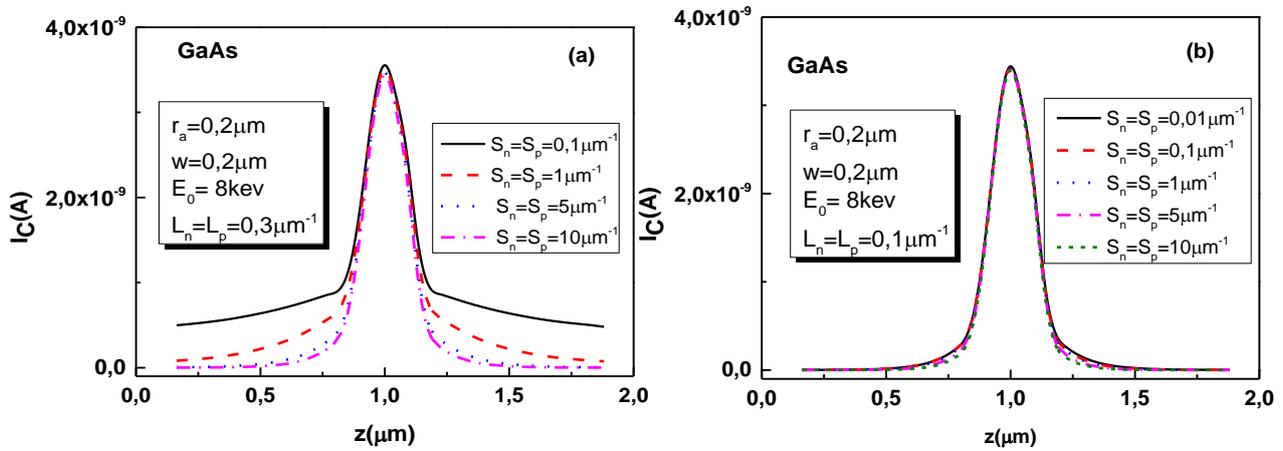


Figure 3.5: Variation du signal EBIC pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison pour une jonction de rayon $r_a = 0.2 \mu\text{m}$, de longueur $h = 2 \mu\text{m}$. $E_0 = 8 \text{ keV}$, le dopage $N_a = N_d = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. (a) $L_n = L_p = 0.3 \mu\text{m}$, (b) $L_n = L_p = 0.1 \mu\text{m}$.

Le signal EBIC diminue avec l'augmentation de la vitesse de recombinaison des porteurs de charge sur la surface latérale du fil. Le signal EBIC présente une forte dépendance ce paramètre pour le cas où $L_p > r_a$ (figure 3.5a). Ceci prouve que la diffusion des porteurs de charge n'est plus unidimensionnelle et qu'une grande partie de ces porteurs générés diffusent vers la surface latérale ou ils seront piégés. Pour le cas où $L < r_a$, le signal EBIC est quasiment indépendant de la valeur de la vitesse de recombinaison (figure 3.5b). Le courant EBIC calculé décroît rapidement suivant la direction la longueur du fil ce qui montre que la distribution des porteurs générés reste confinée au voisinage du volume de génération.

3.3.4 Effet de rayon du fil

La figure 3.6 présente un exemple sur l'effet de rayon du fil sur le signal EBIC. L'intensité de courant EBIC calculé augmente avec l'augmentation de r_a . Ce résultat est expliqué par le fait lorsque r_a augmente l'effet de recombinaison sur la surface latérale

diminue, donc, il reste uniquement l'effet de la recombinaison des porteurs de charge en volume (recombinaison des paires électrons trous). De plus les surfaces des plans de collecte à $z=d$ et $z=d_2$ augmentent avec l'augmentation de r_a ce qui se traduit par une augmentation de signal EBIC.

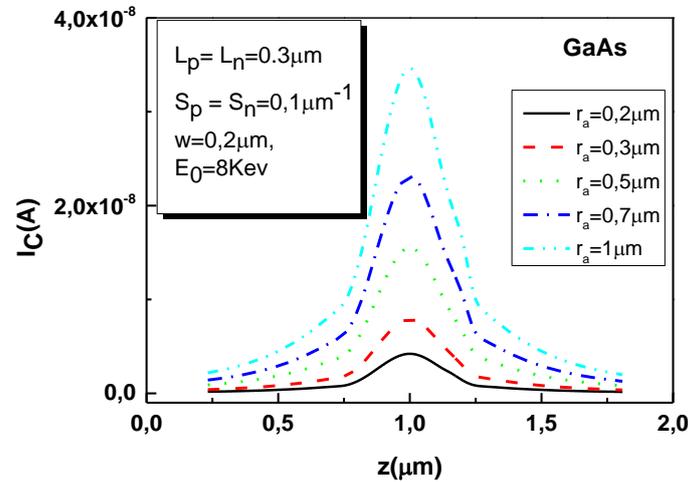


Figure 3.6: Variation du signal EBIC pour différentes valeurs de r_a pour une jonction de de longueur $h = 2 \mu m$. $E_0 = 10 kV$, le dopage $N_a = N_d = 10^{17} cm^{-3}$, $L_n = L_p = 0.3 \mu m$, $S_n = S_p = 0.1 \mu m^{-1}$.

3.3.5 Effet de la longueur de fil

Pour mettre en évidence l'effet de la longueur de fil sur le signal EBIC calculé, nous avons fixé la position du faisceau électronique de bombardement à une distance de tel sorte que la limite du volume de génération soit à la frontière $z=d$ de la zone de charge d'espace. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.7.

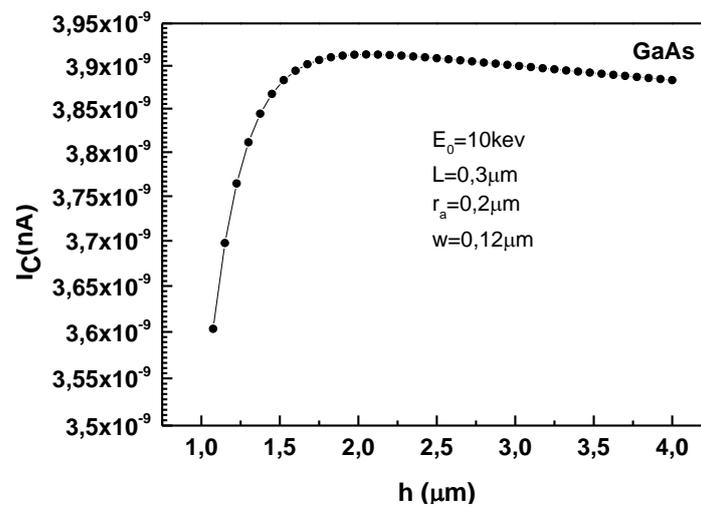


Figure 3.7: Variation du signal EBIC pour différentes valeurs de h pour une jonction de de rayon $r_a = 0.2 \mu m$. $E_0 = 10 kV$, le dopage $N_a = N_d = 10^{17} cm^{-3}$, $L_p = 0.3 \mu m$, $S_n = S_p = 0.1 \mu m^{-1}$.

Le signal EBIC augmente avec l'augmentation de h jusqu'à une valeur critique, h_c , à partir de laquelle il est constant. Dans le cas présenté, la longueur critique du cylindre $h_c=2 \mu\text{m}$. Le côté n est de longueur $h'=h/2=1\mu\text{m}$, si on enlève l'extension de la zone de charge d'espace dans le côté n on trouve la longueur de la zone neutre dans le côté n est de l'ordre de $3L$. L'augmentation de signal EBIC Pour $h < h_c$, peut être attribué à l'effet de la base du fil.

3.3.6 Vérification du modèle

Pour comprendre comment influe le choix du modèle théorique sur la détermination de la longueur de diffusion et/ou la vitesse de recombinaison des porteurs de charge, nous avons reproduit des points expérimentaux des diodes de GaAs de forme fil [19], en utilisant notre modèle, celui de Donolato [32] et aussi la formule de l'exponentiel [14]. Les principaux paramètres de fit sont adressés dans les tableaux 1 et 2.

Tableau1 Différents paramètres de fit de la diode 1.

| Paramètre | $L_n(\mu\text{m})$ | $L_p(\mu\text{m})$ | $v_m(\text{cm/s})$ | $v_{rp}(\text{cm/s})$ | $h(\mu\text{m})$ | $r_a(\mu\text{m})$ | $E_0(\text{kV})$ | $I_0(\text{nA})$ |
|-------------|--------------------|--------------------|--------------------|-----------------------|------------------|--------------------|------------------|------------------|
| N. model | 0.13 | 0.11 | 200 | 150 | 2 | 0.2 | 10 | - |
| Donolato | - | 0.15 | - | 3000 | 2 | - | 4 | - |
| exponentiel | - | 0.18 | - | - | - | - | - | 2.1 |

La figure 3.8 présente un fit du signal EBIC enregistré pour une diode de forme fil de longueur de $2\mu\text{m}$ et de rayon $r_a = 0.2 \mu\text{m}$ bombardée avec un faisceau électronique d'une énergie $E_0 = 10 \text{ kV}$. Le fit est fait sur la région n de la diode.

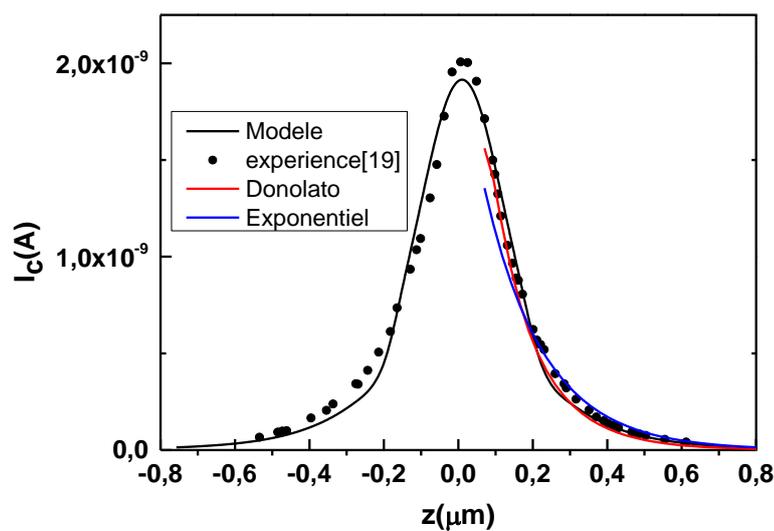


Figure 3.8: Fit du signale EBIC différents avec différents modèles mathématiques.

$$N_a = 1.610^{19} \text{ et } N_d = 10^{18}.$$

Les paramètres de fit obtenus dépendent du modèle mathématique utilisé. Pour le cas du modèle de Donolato, le fit est obtenu avec une énergie d'accélération des électrons E_0 différente de celle utilisée dans l'expérience ($E_0 = 4\text{kV}$ au lieu de 10 kV). Pour le cas de l'usage de la loi exponentiel, il été démontré que si la vitesse de recombinaison est nulle le signal EBIC peut prendre la forme $I_c = I_0 \exp\left(-\frac{z}{L}\right)$ avec I_0 le courant au front de la zone de charge d'espace [15]. Les résultats obtenues avec cette loi sont proches de ceux tirés par notre modèle ceci justifie la faible valeur de la vitesse de recombinaison obtenu par notre modèle.

Tableau2. Différents paramètres de fit de la diode 2.

| Paramètre | $L_n(\mu\text{m})$ | $L_p(\mu\text{m})$ | $v_m(\text{cm/s})$ | $v_{rp}(\text{cm/s})$ | $h(\mu\text{m})$ | $r_a(\mu\text{m})$ | $E_0(\text{kV})$ | $I_0(\text{nA})$ |
|------------|--------------------|--------------------|--------------------|-----------------------|------------------|--------------------|------------------|------------------|
| N. model | 0.18 | 0.15 | 3000 | 3000 | 2 | 0.17 | 10 | - |
| Donolato | - | 0.2 | - | 1000 | 2 | - | 8 | - |
| Exponentie | - | 0.2 | - | - | - | - | - | 6.5 |

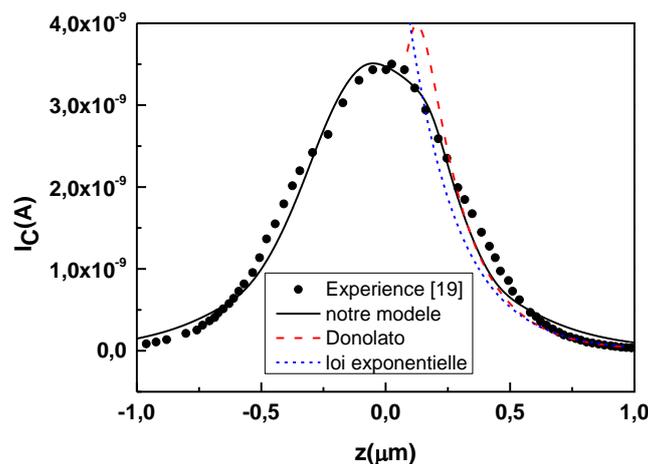


Figure 3.9: Fit du signal EBIC différents avec différents modèles mathématiques.

$$N_a = 1.610^{19} \text{ et } N_d = 10^{18}.$$

Le modèle de Donolato et la loi exponentiel ne peuvent pas reproduire les points expérimentaux. Ceci peut expliquer par le fait que la diffusion des porteurs de charge n'est plus unidimensionnel lorsque la vitesse de recombinaison et pris en charge ce qui le montre clairement les profil $P(r,z)$ pour le cas de grande vitesse de recombinaison (figure 3.3 b,d,f,h).

On conclusion le modèle proposer permet le fit des profils EBIC expérimentaux tout en tenant compte des propriétés électronique et géométrique de la diode.

Reference

- [1] N. I. Goktas, P. Wilson, A. Ghukasyan, D. Wagner, S. McNamee, and R. R. LaPierre, *Appl. Phys. Rev.* 5, p. 041305 (2018).
- [2] E.C. Garnett, M.L. Brongersma, Y. Cui, and M.D. McGehee, "Nanowire Solar Cells" *Ann. Rev. of Mat. Res.* 4, 1269 – 295(2011)
- [3] J.E. M. Haverkort, E.C. Garnett, and E.P. A. M. Bakkers, *App. Phys. Rev.* 5, p. 031106 (2018).
- [4] G. Otnes and M.T. Borgström, *Nano Today* 12, 31 (2017)
- [5] D. Abou-Ras and T. Kirchartz, *ACS Appl. Energy Mater.* 2, 6127 (2019).
- [6] P.M. Haney, H.P. Yoon, P. Koirala, R.W. Collins, N.B. Zhitenev, IEEE 40th Photovoltaic Specialist Conference 14683485 (2014)
- [7] P.M. Haney, H.P. Yoon, B. Gaury, and N.B. Zhitenev, *J. Appl. Phys.* 120, 095702 (2016)
- [8] Melanie Nichterwitz, "Charge carrier transport in Cu(In,Ga)Se₂ thin-film solar-cells studied by electron beam induced current and temperature and illumination dependent current voltage analyses" PhD thesis, von der Fakultät IV - Elektrotechnik und Informatik der Technischen Universität at Berlin (2012).
- [9] N. Kedem, T.M. Brenner, M. Kulbak, N. Schaefer, S. Levchenko, I. Levine, D. Abou-Ras, G. Hodes, and D. Cahen, *J. Phys. Chem. Lett.* 6, 2469–2476 (2015).
- [10] M. Nichterwitz, R. Caballero, C.A. Kaufmann, H-W Schock, and T. Unold, *J. Appl. Phys.* 113, 044515 (2013).
- [11] A. Kraxner "Investigation of carrier transport in silicon p-n junction devices using scanning electron microscopy with electron beam induced current", PhD thesis, Graz University of Technology (2016).
- [12] J.E. Moore, C. A. Affouda, S. I. Maximenko and P. Jenkins, *J. Appl. Phys.* 124, 113102 (2018).
- [13] H. Higuchi and H. Tamura, *Jap. J. Appl. Phys.* 4, 316(1965).
- [14] F. Berz and H. K. Kuiken, *Sol. Stat. Elec.* 19, 437(1976).
- [15] V. K. S. Ong, J. C. H. Phang, and D. S. H. Chan, *Sol. Stat. Elect.* 37, 1(1994).
- [16] Q. Gao, L. Fu, L. Li, K. Vora, Z. Li, F. Wang, Z. Li, Y. Wenas, S. Mokkaapati, F. Karouta, H.H. Tan, and C. Jagadish, Conference: Optical Nanostructures and Advanced Materials for Photovoltaics, Suzhou China 2–5 November 2015

- [17] O. Saket, C. Himwas, V. Piazza, F. Bayle, A. Cattoni, F. Oehler, G. Patriarche, L. Travers, S. Collin, F. H. Julien, J-C Harmand, M. Tchernycheva, *Nanotechnology*, 31, 145708 (2019)
- [18] M. Yang, D. Dvorak, K. Leistner, C. Damm, S.P. Watkins and K.L. Kavanagh, *Nanotechnology* 30, 025701 (2019).
- [19] C. Gutsche, R. Niepelt, M. Gnauck, A. Lysov, W. Prost, C. Ronning, and F-J. Tegude *Nano Lett.* 12, 1453 (2012).
- [20] V. Piazza, S. Wirths, N. Bologna, A. A. Ahmed, F. Bayle, H. Schmid, F. Julien, M. Tchernycheva, *Appl. Phys. Lett.* 114, 103101 (2019)
- [21] Z. Zhong, Z. Li, Q. Gao, Z. Li, K. Peng, L. Li, S. Mokkaapati, K. Vora, J. Wu, G. Zhang, Z. Wang, L. Fu, H. H. Tan, and C. Jagadish, *Nano Energy* 28, 106 (2016).
- [22] M. Yang, D. Dvorak, K. Leistner, C. Damm, S.P. Watkins and K.L. Kavanagh, *Nanotechnology* 30, 025701 (2019).
- [23] C. Y. Chen,¹ A. Shik, A. Pitanti, A. Tredicucci, D. Ercolani, L. Sorba, F. Beltram, and H. E. Ruda, *Appl. Phys. Lett.* 101, 063116 (2012)
- [24] Ahmed Ali Ahmed "Développements des dispositifs à base des nanofils III-V pour le photovoltaïque" Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay (2018).
- [25] M. Vladimir Neplokh "Développement et application de la technique analytique de courant induit par faisceau d'électrons pour la caractérisation des dispositifs à base de nanofils de nitrure de gallium et de silicium" Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay (2016).
- [26] P. Tchoufian, F. Donatini, F. Levy, A. Dussaigne, P. Ferret, and J. Pernot *NanoLett.* 14, 3491 (2014).
- [27] Z. Fang, F. Donatini, B. Daudin and J. Pernot *Nanotechnology* 29, R1 (2018)
- [28] M. Tchernycheva, V. Neplokh, H. Zhang, P. Lavenus, L. Rigutti, F. Bayle, F. H. Julien, A. Babichev, G. Jacopin, L. Largeau, R. Ciechonski, G. Vescovi and O. Kryliouk, *Nanoscale* 7, 11692 (2015).
- [29] Y. Dan, K. Seo, K. Takei, J. H. Meza, A. Javey, and K.B. Crozier, *Nano Lett.* 11, 2527 (2011).
- [30] K. Kanaya and S. Okayama, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 5, 43 (1972).
- [31] J.M. Bonard and J.D. Ganiere, *J. Appl. Phys.* 79, 6987 (1996).
- [32] C. Donolato, *Solid State Electronics* 28, 1143 (1982).

Conclusion

Dans ce mémoire nous avons proposé d'un modèle mathématique pour décrire le signal EBIC d'une jonction pn de forme fil à fin de l'appliquer pour la détermination de quelques paramètres électriques et géométriques importants d'une cellule solaire de 3^{ème} génération (nanofil). Les paramètres électriques tels que la longueur de diffusion des porteurs de charges et la vitesse de recombinaison de ces derniers sur la surface latérale du fil. Les paramètres géométriques tels que la longueur de la cellule (le fil) et son rayon.

L'effet des différents paramètres sur la distribution de la concentration des porteurs de charges et sur le signal EBIC a été illustré.

Les résultats montrent que la distribution des porteurs de charge dépend de la vitesse de recombinaison. Pour les petite valeurs de cette dernière, si $L < r_a$, la distribution des porteurs de charge est localisée au voisinage du volume de génération avec une décroissance quasi linéaire suivant la longueur du fil. Si $L > r_a$, L'extension spatial de $P(r, z)$ devienne plus perceptible avec une décroissance qui suive une loi exponentiel le long de fil. Pour des grandes valeurs de la vitesse de recombinaison, la diffusion des porteurs de charge dépend de la direction r et z . L'extension spatial de $P(r,z)$ suit une loi exponentiel suivant la longueur du fil et reste localiser au voisinage du volume de génération.

Le signal EBIC calculé augmente avec l'augmentation de la valeur de L jusqu'à une valeur critique L_C à partir de laquelle il est indépendant de ce paramètre. Par contre, il diminue avec l'augmentation de la vitesse de recombinaison et il est indépendant de ce paramètre pour le cas des faibles valeurs de v_r . Le signal EBIC augmente avec l'augmentation de rayon r_a . Pour la longueur de fil, le signal EBIC calculé augmente avec l'augmentation de la longueur jusqu'à une valeur h_C , à partir de laquelle le signal est constant. Cette valeur dépend de la longueur de diffusion des porteurs de charges, de la vitesse de recombinaison et du rayon du fil mais elle est en générale au tour de $3L$ ($h_C \sim 3L$). Une étude expérimentale plus approfondie pour vérifier et quantifier cette dépendance est exigée, car, ce résultat permet l'optimisation de la longueur de la cellule pour avoir un maximum de collection des porteurs de charge et par conséquence un meilleur rendement de conversion.

Annexe

A. Calcul de la fonction de green:

On a la fonction de Green doit satisfaire l'équation:

$$\frac{\partial^2 G(r, r', \theta, \theta', z, z')}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial G(r, r', \theta, \theta', z, z')}{\partial r} + \frac{\partial^2 G(r, r', \theta, \theta', z, z')}{\partial z^2} - \lambda^2 G(r, r', \theta, \theta', z, z') = -\frac{1}{D2\pi r} \delta(r - r') \delta(\theta - \theta') \delta(z - z') \quad (\text{A.1})$$

Avec les conditions aux limites:

Le contacte arrière est parfait $z=0$;

$$G(r, r', \theta, \theta', z = 0, z') = 0 \quad (\text{A.2})$$

On considère que la jonction est parfaite:

$$G(r, r', \theta, \theta', z = d, z') = 0 \quad (\text{A.3})$$

Sur la surface latérale

$$D \frac{\partial G}{\partial r}(r = r_a, r', \theta, \theta', z, z') = -v.p(r = r_a, \theta, \theta', z, z') \quad (\text{A.4})$$

$$G(r, r', \theta, \theta', z, z') < \infty \text{ si } r < r_a$$

Considérant le problème de Sturm-Liouville pour la variable z . Donc, je commence par la résolution de l'équation:

$$\frac{\partial^2 \varphi(z)}{\partial z^2} + k_n^2 \varphi(z) = 0 \quad (\text{A.5})$$

Avec les conditions aux limites:

$$\varphi(z = 0) = 0 \text{ à } z=0 \quad (\text{A.7})$$

$$\varphi(z = d) = 0 \text{ à } z=d \quad (\text{A.8})$$

La solution est :

$$\varphi(z) = \sum_{i=0}^{\infty} \sin(k_n(d - z)) \quad (\text{A-9})$$

$$\text{avec, } k_n = \frac{n\pi}{d}$$

nous développons la fonction $\delta(z, z')$ sous forme d'un produit de fonctions orthogonales :

$$\delta(z, z') = \sum_{i=0}^{\infty} c_n \varphi_n(z) \quad (\text{A.10})$$

$$c_n = \frac{\int_0^d \delta(z, z') \varphi_n(z) dz}{\int_0^d \varphi_n^2(z) dz} = \frac{2}{d} \sin(k_n z') \quad (\text{A.11})$$

$$\delta(z, z') = \frac{2}{d} \sum_{i=0}^{\infty} \sin(k_n z) \cdot \sin(k_n z') \quad (\text{A.12})$$

On développe la fonction sous la forme:

$$\delta(\theta - \theta') = \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} \frac{e^{i(\theta - \theta')}}{2\pi} \quad (\text{A.13})$$

Donc, la solution sera

$$G(r, r', z, z') = \frac{1}{\pi.d.D} \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} \frac{e^{i(\theta - \theta')}}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} g_m(r, r') \cdot \sin(k_n z) \cdot \sin(k_n z') \quad (\text{A.14})$$

En remplaçant dans l'équation différentiel on trouve :

$$\frac{\partial^2 g_m(r, r')}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial g_m(r, r')}{\partial r} - \mu_p^2 g_m(r, r') = -\frac{1}{r} \delta(r - r') \quad (\text{A.15})$$

$$\frac{\partial g_m}{\partial r}(r = r_a, r') = -s \cdot g_m(r = r_a, r') \quad (\text{A.16})$$

$$\lim_{r \rightarrow 0} g_m(r, r') < \infty \quad (\text{A.17})$$

$$\text{avec } \mu_p = \sqrt{k_n^2 + L_p^2} \text{ and } k_n = \frac{n \cdot \pi}{d}$$

$$s = v/D \quad (\text{A.18})$$

$$\begin{cases} g_1(r, r') = A \cdot I_0(\mu_p \cdot r) + B \cdot K_0(\mu_p \cdot r) & \text{si } r < r' \\ g_2(r, r') = C \cdot I_0(\mu_p \cdot r) + E \cdot K_0(\mu_p \cdot r) & \text{si } r > r' \end{cases} \quad (\text{A-19a})$$

$$\quad (\text{A-19b})$$

De (A.17) on a :

$$g_1(r, r') = A \cdot I_0(\mu_p \cdot r) \text{ et } B=0 \quad (\text{A.20})$$

De (A.16)

$$C \cdot \mu \cdot I_1(\mu \cdot r_a) - \mu E \cdot K_1(\mu \cdot r_a) = -s \cdot (C \cdot I_0(\mu \cdot r_a) + E \cdot K_0(\mu \cdot r_a)) \quad (\text{A.21})$$

$$C = \frac{\mu \cdot K_1(\mu \cdot r_a) - s \cdot K_0(\mu \cdot r_a)}{\mu \cdot I_1(\mu \cdot r_a) + s \cdot I_0(\mu \cdot r_a)} E \quad (\text{A.22})$$

$$g_2(r, r') = \frac{\mu \cdot K_1(\mu \cdot r_a) - s \cdot K_0(\mu \cdot r_a)}{\mu \cdot I_1(\mu \cdot r_a) + s \cdot I_0(\mu \cdot r_a)} E \cdot I_0(\mu \cdot r) + E \cdot K_0(\mu \cdot r) \quad (\text{A.23})$$

La continuité de la fonction de Green :

$$g_1(r = r', r') = g_2(r = r', r') \implies A \cdot I_0(\mu \cdot r') = \frac{\mu \cdot K_1(\mu \cdot r_a) - s \cdot K_0(\mu \cdot r_a)}{\mu \cdot I_1(\mu \cdot r_a) + s \cdot I_0(\mu \cdot r_a)} E \cdot I_0(\mu \cdot r') + E \cdot K_0(\mu \cdot r')$$

$$A = \frac{\mu \cdot K_1(\mu \cdot r_a) - s \cdot K_0(\mu \cdot r_a)}{\mu \cdot I_1(\mu \cdot r_a) + s \cdot I_0(\mu \cdot r_a)} E + E \cdot K_0(\mu \cdot r') / I_0(\mu \cdot r') \quad (\text{A.24})$$

La discontinuité de la première dérivée de la fonction de green :

$$\frac{\partial g_2(r=r')}{\partial r} - \frac{\partial g_1(r=r')}{\partial r} = \frac{-1}{r'} \quad (\text{A.25})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\mu \cdot K_1(\mu \cdot r_a) - s \cdot K_0(\mu \cdot r_a)}{\mu \cdot I_1(\mu \cdot r_a) + s \cdot I_0(\mu \cdot r_a)} E \cdot \mu \cdot I_1(\mu \cdot r') - E \cdot \mu \cdot K_1(\mu \cdot r') \\ & - \left(\frac{\mu \cdot K_1(\mu \cdot r_a) - s \cdot K_0(\mu \cdot r_a)}{\mu \cdot I_1(\mu \cdot r_a) + s \cdot I_0(\mu \cdot r_a)} E + E \cdot \frac{K_0(\mu \cdot r')}{I_0(\mu \cdot r')} \right) \mu \cdot I_1(\mu \cdot r') = \frac{-1}{r'} \end{aligned}$$

$$-E \cdot \mu \cdot K_1(\mu \cdot r') - E \cdot \frac{K_0(\mu \cdot r')}{I_0(\mu \cdot r')} \cdot \mu \cdot I_1(\mu \cdot r') = \frac{-1}{r'} \quad (\text{A.26})$$

$$-E \cdot \mu \cdot (K_1(\mu \cdot r') I_0(\mu \cdot r') - E \cdot \mu \cdot K_0(\mu \cdot r') \cdot I_1(\mu \cdot r')) = \frac{-1}{r'} I_0(\mu \cdot r') \quad (\text{A.27})$$

$$I_0(\mu r') \cdot K_1(\mu r') + I_1(\mu r') \cdot K_0(\mu r') = \frac{1}{\mu r'} \quad ([1] \text{eq } 8.477 - 2) \quad (\text{A.28})$$

$$E = I_0(\mu \cdot r') \quad (\text{A.29})$$

$$A = \frac{\mu \cdot K_1(\mu \cdot r_a) - s \cdot K_0(\mu \cdot r_a)}{\mu \cdot I_1(\mu \cdot r_a) + s \cdot I_0(\mu \cdot r_a)} I_0(\mu \cdot r') + K_0(\mu \cdot r') \quad (\text{A.30})$$

$$C = \frac{\mu \cdot K_1(\mu \cdot r_a) - s \cdot K_0(\mu \cdot r_a)}{\mu \cdot I_1(\mu \cdot r_a) + s \cdot I_0(\mu \cdot r_a)} I_0(\mu \cdot r') \quad (\text{A.31})$$

$$g_1(r, r') = \left(\frac{\mu.K_1(\mu.r_a) - s.K_0(\mu.r_a)}{\mu.I_1(\mu.r_a) + s.I_0(\mu.r_a)} I_0(\mu.r') + K_0(\mu.r') \right) . I_0(\mu.r) \text{ si } r < r' \quad (\text{A-30a})$$

$$g_2(r, r') = \left(\frac{\mu.K_1(\mu.r_a) - s.K_0(\mu.r_a)}{\mu.I_1(\mu.r_a) + s.I_0(\mu.r_a)} . I_0(\mu.r) + K_0(\mu.r) \right) I_0(\mu.r') \text{ si } r > r' \quad (\text{A-30b})$$

$$g(r, r') = \left(\frac{\mu.K_1(\mu.r_a) - s.K_0(\mu.r_a)}{\mu.I_1(\mu.r_a) + s.I_0(\mu.r_a)} I_0(\mu.r_>) + K_0(\mu.r_>) \right) . I_0(\mu.r_<) \quad (\text{A.32})$$

$$r_> = \max(r, r') \text{ et } r_< = \min(r, r') \quad (\text{A.33})$$

$$g(r, r') = (M(\mu, r_a) . I_0(\mu.r_>) + K_0(\mu.r_>)) . I_0(\mu.r_<) \quad (\text{A.34})$$

$$M(\mu, r_a) = \frac{\mu.K_1(\mu.r_a) - s.K_0(\mu.r_a)}{\mu.I_1(\mu.r_a) + s.I_0(\mu.r_a)} \quad (\text{A.35})$$

La solution générale :

$$G(r, r', z, z') = \frac{1}{\pi.d.D} \sum_{i=0}^{\infty} (M(\mu, r_a) . I_0(\mu.r_>) + K_0(\mu.r_>)) . I_0(\mu.r_<) . \sin(k_n z) . \sin(k_n z') \quad (\text{A.36})$$

La distribution des porteurs est donnée par :

$$p(r, z) = \iint G(r, r', z, z') . g(r', z' - z_0) dr' dz' \quad (\text{A.37})$$

Même raisonnement pour la région P on trouve :

$$G'(r, r', z, z') = \frac{1}{2\pi.(h-d_2).D} \sum_{i=0}^{\infty} (M(\mu, r_a) . I_0(\mu.r_>) + K_0(\mu.r_>)) . I_0(\mu.r_<) . \sin(k_n(h - z)) . \sin(k_n(h - z')) \quad (\text{A.38})$$

$$n(r, z) = \iint G'(r, r', z, z') . g(r', z' - z_0) dr' dz' \quad (\text{A.39})$$

B- Model de Donolato

En 1981, Donolato [2] a proposé un modelé mathématique qui décrit le signal EBIC de la configuration planaire (le faisceau électronique est perpendiculaire à la jonction de collecte).

Dans ce modèle, Donolato a considéré :

- 1- La fonction de génération gaussienne dans un volume sphérique proposée par Fitting [3].
- 2- Une vitesse de recombinaison des porteurs de charge sur la surface libre.
- 3- Le faisceau électronique parallèle à la jonction de collecte.

La diffusion des porteurs minoritaires générés est exprimée par l'équation de diffusion. Pour le cas d'un semiconducteur de type n, elle est donnée par:

$$D_p \nabla^2 (\Delta p(r)) - \frac{1}{\tau} \Delta p(r) = -g(r) \quad (\text{B.1})$$

$\Delta p(r)$ est l'excès de trous, D_p et τ présent leur coefficient de diffusion et durée de vie respectivement. $g(r)$ est la fonction de génération.

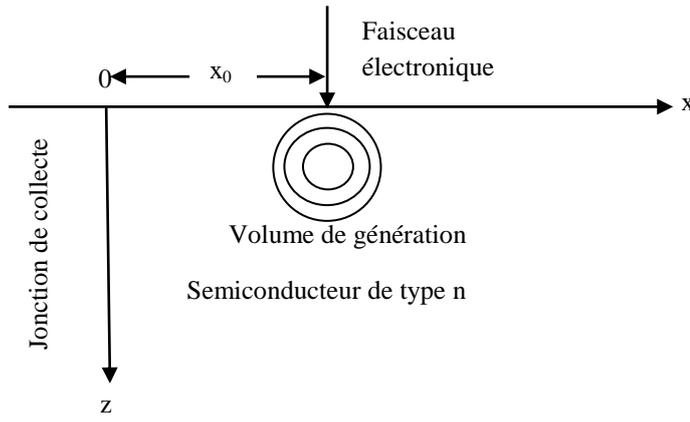


Figure B.1 Schémas illustratif du modèle de Donolato.

Pour le cas de cette configuration il y a une invariance sur l'axe y donc le problème se réduira à 2D l'équation B.1 devienne:

$$D_p \nabla^2 (\Delta p(x, z)) - \frac{1}{\tau} \Delta p(x, z) = -g(x, z) \quad (\text{B.2})$$

avec, les conditions aux limites:

$$\frac{\partial \Delta p(x, z)}{\partial z} = \frac{v_T}{D_p} \Delta p(x, z) \text{ à } z = 0 \quad (\text{B.3.a})$$

v_T , vitesse de recombinaison surfacique.

$$\Delta p(x, z) = 0 \text{ à } x = 0 \quad (\text{B.3.b})$$

En utilisant le formalisme de Green, la solution peut être exprimée par:

$$\Delta p(x, z) = \int_0^\infty dx' \int_0^\infty g(x', z') G(x, x', z, z') \quad (\text{B.4})$$

avec, $G(x, x', z, z')$ la fonction de green qui satisfait l'équation B.2, avec le remplacement de $g(x, z)$ par la fonction $\delta(z - z')$, avec les conditions aux limites données par les équations B.3.a et b. Le courant de collecte est donné par:

$$I = D_p \int_0^\infty \frac{\partial \Delta p}{\partial x} \Big|_{x=0} dz = \int_0^\infty dx' \int_0^\infty g(x', z') Q(x', z') dz' \quad (\text{B.5})$$

avec,

$$Q(x', z') = D_p \int_0^\infty \frac{\partial G}{\partial x} \Big|_{x=0} dz \quad (\text{B.6})$$

La fonction de Green est:

$$G(x, z) = \int_0^\infty a(k, z) \sin(kx) dk \quad (\text{B.7})$$

$$a(k, z) = \frac{1}{\pi D_p} \frac{\sin(kx_0)}{\mu} \left\{ \exp(-\mu|z - z_0|) + \frac{\mu - s}{\mu + s} \exp(-\mu(z + z_0)) \right\} \quad (\text{B.8})$$

avec,

$$\mu = \sqrt{\lambda^2 + 1/L^2} \quad \text{et} \quad s = \frac{v_T}{D_p} \quad (\text{B.9})$$

La fonction de génération est donnée:

$$g(x - x_0, z) = \frac{1.14}{2\pi\sigma_1} \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2}{2\pi\sigma_1}\right) \quad (\text{B.10})$$

avec, x_0 distance entre le faisceau électronique et la jonction de collecte, $z_0=0.3R_K$ (R_K étant le parcours électronique de Kyzer) et $\sigma_1^2 = \frac{R^2}{7.5}$

Le courant de collecte est donné par

$$I(x_0) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{k}{\mu^2} \left\{ \begin{array}{l} \exp\left(-\frac{k^2\sigma^2}{2}\right) - \\ 0.57 \exp\left(\frac{k^2\sigma^2}{2} - \mu z_0\right) \frac{s}{\mu + s} \operatorname{erf}\left(\frac{\sigma}{\sqrt{2}}\left(\mu - \frac{z_0}{\sigma}\right)\right) \end{array} \right\} \quad (\text{B.11})$$

avec, x_0 la distance entre la jonction et le point d'impact du faisceau électronique.

A l'aide de ce modèle, Donolato a pu tracer la courbe du signal EBIC en fonction de la distance de scan x_0 . Ce modèle a été utilisé par plusieurs auteurs pour la détermination de la longueur de diffusion et/ou la vitesse de recombinaison.

C- Loi exponentiel

Goucher et al. ont montré que les profils EBIC obtenus ont une forme exponentielle [4], alors, Higuchi et Tamura [5] ont estimé la longueur de diffusion en mesurant la distance de la jonction où le profil tombe à environ 1/e de sa valeur à la jonction.

Si le profil EBIC suit une forme exponentielle il peut être exprimé sous la forme:

$$I = I_{max} \exp\left(-\frac{x}{L}\right) \quad (\text{C.1})$$

avec I_{max} le courant maximal au borne de la jonction, x , la distance entre le point d'impact du faisceau primaire et la jonction de collecte de courant, et L la longueur de diffusion. On prend le logarithme naturel du profil qui donne généralement une ligne droite. C.1 peut être mise sous la forme :

$$I = I_{max} \exp\left(-\frac{x}{L}\right) \quad (\text{C.2})$$

La logarithmique naturelle du profil est simplement. Il peut être écrit comme

$$\ln(I) = \ln(I_{\max}) - \frac{x}{L} \quad (\text{C.3})$$

D'où, la pente de la droite correspond à $(-1/L)$.

En 1976, Berz et Kuiken ont dérivé une expression du courant EBIC pour une configuration de collecteur normal pour une valeur quelconque de vitesses de recombinaison de surface, [6]. Des expressions analytiques du signal EBIC ont été obtenues pour des cas particuliers de vitesses de recombinaison de surface (vitesse nulle $v=0$ et vitesse infinie $v=\infty$). Dans ce papier, ils ont montré que le courant EBIC peut se mettre sous la forme C.2 si $v=0$ et si $v=\infty$ il prend la forme :

$$I = kx^{-1/2} \exp\left(-\frac{x}{L}\right) \quad (\text{C.4})$$

Quelque année plus tard Ong et al [7] ont généralisé cette expression pour n'importe quelle valeur de v .

$$I = kx^\alpha \exp\left(-\frac{x}{L}\right) \quad (\text{C.5})$$

Avec $-\frac{1}{2} < \alpha < 0$.

Reference

- [1] I. S. Gradshteyn and I. M. Ryzhik, "Table of Integrals, Series, and Products", *Eighth Edition*, Academic Press, 936 (2014)
- [2] C. Donolato, *Solid State Electronics* 28, 1143 (1982).
- [3] H. J. Fitting, H. Glaefcke and W. Wild, *Phys. status solidi (a)* 32, 85 (1977).
- [4] F. S. Goucher, G. L. Pearson, M. Sparks, G. K. Teal, and W. Shockley, *Physical Review*, vol. 81, 637 (1951).
- [5] H. Higuchi and H. Tamura, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 4, 316 (1965).
- [6] F. Berz and H. K. Kuiken, *Solid State Electronics* 19, 437 (1976).
- [7] V. K. S. Ong, J. C. H. Phang, and D. S. H. Chan, *Solid State Electronics*, 37, 1 (1994).

Resume

This work deals with the modeling of the EBIC signal of pn junction with wire shape. The effect of electrical parameters of the junction such as diffusion length L and surface recombination velocity v_r and geometrical parameters such as the radii r_a and the length h on the generated charge carrier distribution and on the EBIC signal is investigated. The results show that the computed EBIC signal depends strongly on v_r when $L > r_a$. For case $L < r_a$ the EBIC signal is almost independent of v_r except some difference between the signal is noticed in region near the space charge zone. The EBIC signal decreases with the increasing of v_r for both studied case. However, the EBIC signal increases with the increasing of L till a L_s . from it the signal become independent of L . and addition the signal EBIC increase with the increasing of rayon of the wire. For the length of the wire h , the EBIC signal increase with this parameter till neutral zone (p ou n) got the length $h_c \approx 3L$ its becomes constant.

Résumé

Ce travail est consacré à une modélisation du signal EBIC d'une jonction pn avec forme de fil. L'effet des paramètres électriques de la jonction tels que la longueur de diffusion L et la vitesse de recombinaison surfacique v_r et des paramètres géométriques tels que les rayons r_a et la longueur h sur la distribution des porteurs de charge générés et le signal EBIC est étudié. Les résultats montrent que le signal EBIC calculé dépend fortement de v_r lorsque $L > r_a$. Pour le cas $L < r_a$, le signal EBIC est presque indépendant de v_r , sauf dans la région proche de la zone de charge d'espace ou une légère variation est constatée. Le signal EBIC diminue avec l'augmentation de v_r pour les deux cas étudiés. Par ailleurs, le signal EBIC augmente avec l'augmentation de L jusqu'à une valeur L_s . à partir de là le signal devient indépendant de L . En outre, le signal EBIC augmente avec l'augmentation de la rayonne du fil. Pour la longueur du fil h , le signal EBIC augmente avec ce paramètre jusqu'à ce que de la zone neutre (p ou n) ait la longueur $h_c \approx 3L$, à partir de laquelle le signal devient constante.

ملخص

في هذا العمل، قمنا بوضع نموذج حسابي لأجل حساب إشارة التيار المحرض من طرف الحزمة المصطدمة (EBIC) للوصلة PN ذات شكل سلك وقد تم دراسة تأثير المتغيرات الكهربائية للوصلة المتمثلة في مسافة الانتشار L و تأثير سرعة التجمع السطحية و كذلك تأثير عوامل الحزمة الإلكترونية كطاقة التسريع و كذلك تمت دراسة بعض العوامل الهندسية للوصلة مثل الطول h والقطر r_a على توزيع حاملات الشحنة التي تم توليدها و على الإشارة EBIC. النتائج المتحصل تبين أن شدة التيار تتأثر بقيمة سرعة الالتحام السطحي من أجل قيم مسافة الانتشار أقل من نصف قطر السلك وتكون شدة التيار شبه مستقلة عن هذا المتغير أجل قيم مسافة الانتشار أكبر من نصف قطر السلك. أن شدة التيار تتناقص مع تزايد قيمة سرعة الالتحام السطحي في كلى الحالتين. كما أن النتائج تبين أن شدة التيار تزداد مع تزايد مسافة انتشار حوامل الشحنة حتى قيمة حدية اعتبارا منها تكون شدة التيار مستقلة عن هذا المتغير. ومن جهة أخرى، تبين الحسابات أن شدة التيار تزداد مع تزايد نصف قطر السلك وتزايد مع تزايد الطول الوصلة حتى قيمة حدية اعتبارا منها تكون شدة التيار ثابتة، هذه القيمة تساوي بالتقريب 03 اضعاف طول مسافة الانتشار.