Chapitre 3. Physique de la cellule solaire photovoltaïque

Jonction PN sous éclairement- Application à la photodiode

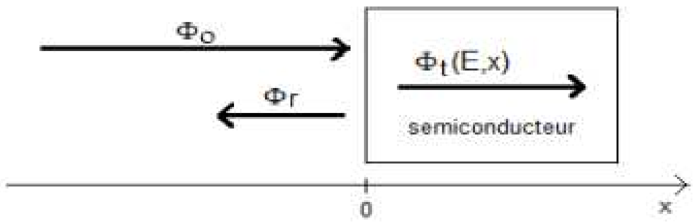
Introduction

Dans une diode à jonction nous avons vu qu'en l'absence de polarisation extérieure, le courant dans la jonction était nul et que deux phénomènes antagonistes se compensaient: un courant de porteurs majoritaires (porteurs obtenus par ionisation des éléments dopants), un courant de porteurs minoritaires (porteurs qui résultent de l'agitation thermique et qui sont mis en mouvement par le champ électrique lié à la zone de charges d'espace). L'éclairement de la jonction va générer des porteurs en excès Δn et Δp dans chaque région de la jonction mais seuls les minoritaires seront entrainés par le champ interne qui leur est favorable (Δn coté P e Δp coté N) donnant naissance à un courant sans polarisation externe.

I. Evolution du flux de photons à l'arrivée sur un semi-conducteur

I.1. Réflexion à l'interface air/semi-conducteur

On considère un rayonnement incident de photons d'énergie E. Le flux de photons incident $\Phi o(E)$ (nombre de photons d'énergie E qui frappent l'unité de surface de semi-conducteur par unité de temps) va en partie se réfléchir (Φr (E)) et le reste sera transmis au semi-conducteur (Φt (E)).



On appellera R(E) le coefficient de réflexion des photons d'énergie E. Le flux transmis peut donc s'exprimer de la façon suivante:

$$\Phi_t(E) = (1 - R(E)) \cdot \Phi_0(E)$$

Ordres de grandeur :

Le coefficient de réflexion peut être considéré comme pratiquement constant quand l'énergie E est voisine du gap. Il vaut entre 0,3 et 0,7 pour les rayonnements voisins du visible. Le coefficient dépend fortement de l'angle d'incidence.

I.2. Atténuation du flux de photon lors de la propagation

Le flux transmis Φ_t (E) va créer un excès de porteurs de charges en rentrant dans le matériau. En cours de propagation dans le matériau, des photons seront absorbés et le flux va donc décroître. Soit $\alpha(E)$ le coefficient d'absorption, qui quantifie la variation relative de flux par unité de longueur. On peut écrire qu'entre x et x+dx, on a:

$$d\Phi_t(E,x) = \Phi_t(E,x+dx) - \Phi_t(E,x) = -\alpha(E)\cdot\Phi_t(E,x)\cdot dx$$

Soit, si le flux rentre dans le matériau en x=0:

$$\Phi_t(E,x) = \Phi_t(E,0)\cdot e^{-\alpha(E)\cdot x} = (1-R(E))\Phi_0(E)\cdot e^{-\alpha(E)\cdot x}$$

- Si l'énergie des photons est inférieure au gap du semi-conducteur, aucun photon n'est absorbé, et le semi-conducteur est transparent au rayonnement. Alors α est nul.
- Si les photons sont d'énergie E suffisante pour permettre aux électrons de passer le gap, alors $\alpha \neq 0$ et le flux va décroître exponentiellement lors de la pénétration dans le matériau. On peut alors définir un taux de génération de paires électrons-trous égal au taux de disparition des photons. Soit G(E,x) ce taux.

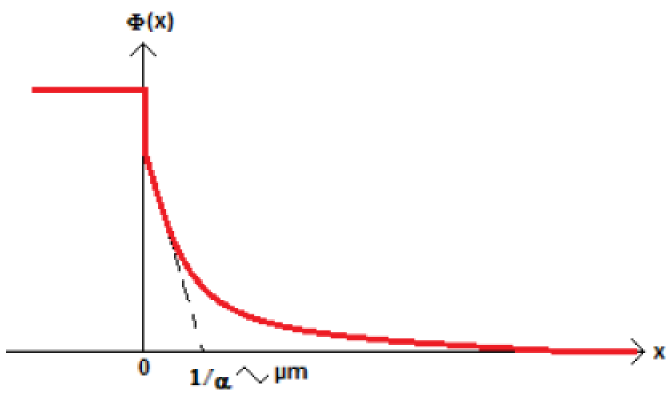
On a alors:

$$G(E,x) = \frac{-d\Phi_{(E,x)}}{dx} = (1-R(E))\Phi_0(E)\cdot\alpha(E)\cdot e^{-\alpha(E)\cdot x}$$

S le rayonnement n'est pas monochromatique, on aura:

$$G(x) = \int_{E>E_0} G(E,x).dE$$

Pour résumer, le flux de photons évolue avec l'allure suivante :



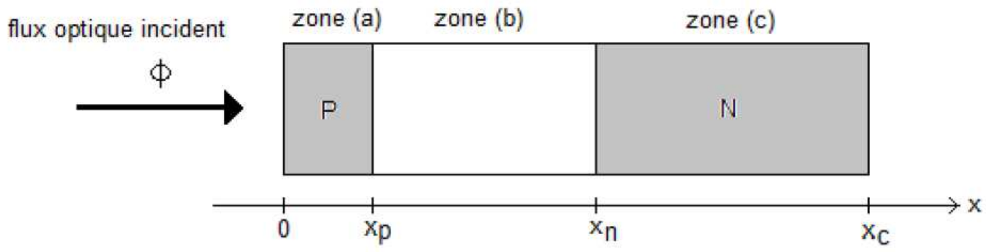
On peut considérer le coefficient d'absorption comme pratiquement constant et voisin de 10^6 m^{-1} si E supérieur à Eg (il est nul sinon), L'effet du flux sur la création de porteurs se fait sentir sur quelques µm.

II. Principe de fonctionnement d'une photodiode

La polarisation de la jonction PN modifie la barrière de potentiel, ce qui influe sur le courant de porteurs majoritaires et sur la taille de la zone de charges d'espace. Si la tension appliquée est une tension inverse assez importante, la largeur de la zone de charges d'espace augmente et le courant de porteurs majoritaires devient négligeable et il ne subsiste que le courant de porteurs minoritaires.

II.1. Structure d'une photodiode

Considérons la structure suivante:



La zone (a) d'épaisseur xp est une zone assez fine de semi-conducteur dopé P. La zone (b) d'épaisseur x_n -x_P est la zone de charges d'espace et la zone (c) de largeur x_C -x_n est une zone de semi-conducteur dopé N. Le flux incident va décroître dans le semi-conducteur quand x augmente en raison de la génération de porteurs résultant de l'interaction du matériau avec le rayonnement.

Les porteurs qui nous intéressent dans les zones dopées sont les porteurs minoritaires car les porteurs majoritaires seront bloqués par la barrière de potentiel dans la jonction qui doit être polarisée en inverse. Ces porteurs minoritaires créés en zone (a) sont des électrons et en zone (c) des trous. La diffusion va les conduire dans la zone de charge d'espace qu'ils traversent, accélérés par le champ électrique. On parle dans ce cas de photocourant de diffusion.

Dans la zone de charge d'espace, les paires électrons-trous créées par l'interaction avec le rayonnement sont dissociées par le champ électrique, les électrons allant vers la zone N et les trous vers la zone P. Le photocourant correspondant est appelé photocourant de génération.

Les courants de diffusion et de génération dont nous venons de parler contribuent à modifier le courant inverse de la diode, par rapport à ce qu'il serait en l'absence de rayonnement. Si I est le courant direct et V la tension de polarisation de la photodiode, le courant dans la photodiode peut donc s'écrire:

$$I = I_S\left(e^{\frac{eV}{KT}} - 1\right) - I_{photo}$$

Pour une photodiode polarisée en inverse, l'expression se simplifie et on a:

$$I = -I_S - I_{photo}$$

Dès que le flux lumineux est assez intense, $I_{photo} >> I_S$ et on a: $I \simeq -I_{photo}$

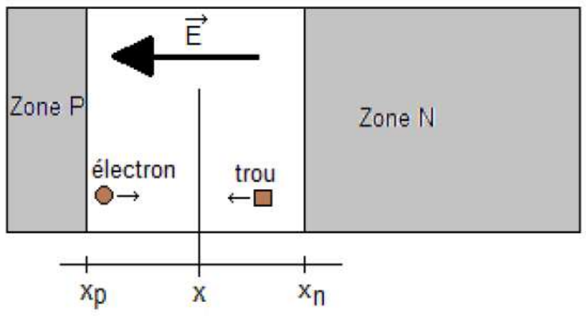
II.2. Calcul du photocourant et interprétation

Pour calculer la densité de photocourant, nous allons regarder la somme des différentes densités de courants de porteurs que nous venons d'évoquer en une abscisse particulière. En effet, cette densité doit avoir la même valeur quel que soit x. Nous choisirons x = x_n.

On a alors: $J_{photo} = J_{elec\ zone\ P\ diff}(x_n) + J_{géné}(x_n) + J_{trous\ zone\ N\ diff}(x_n)$

Les trois termes de cette relation sont, dans l'ordre:

- Ja = la densité de courant de diffusion des électrons de la zone dopée P en x_n;
- J_b = la densité de courant de trous et d'électron générés en zone de charge d'espace en x_n
- Jc = la densité de courant de diffusion des trous de la zone dopée N en x_n.



● Calcul de J_b :

Dans la zone de charges d'espace, des paires électron-trou sont générées par l'interaction avec les photons et dissociées par le champ électrique. Les électrons sont envoyés vers la zone P et les trous vers la zone N. En un point x quelconque de la zone de charge d'espace, on a donc une densité de courant qui est la somme de la densité de courant d'électrons générés entre x_P et x avec la densité de courant de trous générés entre x et x_n .

Elle s'écrit donc:

$$J_{géné}(x) = J_{n[x_P;x]_{géné}} + J_{P[x;x_n]_{géné}}$$

En particulier, en x_n, seule la densité de courant d'électrons doit être prise en compte.

Dans la zone de charge d'espace, l'équation de continuité donne:

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right) = \frac{1}{e}.div\vec{J}_{n_{géné}} + G_n - R_n$$

En régime stationnaire et en l'absence de recombinaisons, et en une dimension, pour les électrons, on a:

$$\frac{1}{e}.\frac{\partial J_{n_{géné}}}{\partial x} + G_n = 0$$

On en déduit:

$$J_{géné}(x_n) = J_{n[x_P;x_n]_{géné}} = -e.\int_{x_P}^{x_n} G_n.dx = -e\int_{x_P}^{x_n} \Phi_t.\alpha.e^{-\alpha.x}.dx$$

Soit:

$$J_{géné}(x_n) = e.\Phi_t.\left[e^{-\alpha.x_n} - e^{-\alpha.x_P}\right] = e.\Phi_t.e^{-\alpha.x_P}.\left(e^{-\alpha.(x_n-x_P)} - 1\right)$$

Par la suite, on notera $L = x_n - x_P$ la largeur de la zone de charge d'espace.

● Effet de Jc:

En pratique, on aura intérêt à ce que le courant dans la photodiode soit essentiellement le courant issu de la zone (b), La zone de charge d'espace sera donc réalisée afin d'être assez large pour que l'essentiel du flux de photons soit absorbé avant d'atteindre la zone (c). On négligera ce courant.

● Calcul de Ja:

Comme on aura intérêt à ce que le courant dans la photodiode soit essentiellement le courant issu de la zone (b), on fera en sorte que la zone (a) soit la plus fine possible afin que le rayonnement qui rentre dans le semi-conducteur soit presque intégralement transmis à la zone (b) où il sera absorbé. On négligera ce courant.

● Bilan :

En pratique, pour avoir assez de photons dans la zone de charge d'espace, la zone P est très fine devant $1/\alpha$. On peut alors supposer que $x_P = 0$ et donc que x_n est voisin de L, largeur de la zone de charges d'espace. On supposera que le courant de diffusion des électrons est négligeable dans cette zone ainsi qu'en zone (c) si on suppose le flux de photon complètement absorbé en zone (b) ce qui signifie que $L \gg 1/\alpha$. On peut alors écrire que:

$$J_{photo} \approx e.\Phi_t.e^{-\alpha.x_P}.\left(e^{-\alpha.(x_n - x_P)} - 1\right) \approx e.\Phi_t.e^{-\alpha.0}.\left(e^{-\alpha.L} - 1\right) = e.\Phi_t\left(e^{-\alpha.L} - 1\right)$$

Soit: $J_{photo} \approx -e.\Phi_t$

Le courant correspondant ne dépend alors que du flux qui pénètre dans le semi-conducteur. Cette relation traduit le fait que le flux d'électrons (J_{photo}/e) dans la photodiode est égal au flux de photons qui est transmis dans le capteur. Il correspond au rendement maximum de ce dernier.