

Chapitre 3. Physique de la cellule solaire photovoltaïque – Jonction PN

Introduction

Il existe plusieurs types de jonctions comme les jonctions exponentielles, linéaires, etc.... Cependant l'étude d'une jonction abrupte étant plus simple et de plus aisément généralisable à une jonction quelconque, nous n'étudierons que ce seul modèle.

I. Jonction PN abrupte à l'équilibre thermodynamique

I.1. Définition

Une jonction PN est la mise en contact entre un semi-conducteur type N et un semi-conducteur type P issus d'un même cristal. La différence des densités de donneurs et d'accepteurs $N_D - N_A$ passe « brusquement» d'une valeur négative pour la région P à une valeur positive pour la région N.

I.2. Mécanisme de formation de la jonction PN

La figure III. 2 permet de mieux comprendre l'effet du rapprochement des deux semi-conducteurs sur le bilan électronique de la jonction. Nous observons ainsi qu'à proximité de la jonction les électrons de conduction excédentaires côté N passent côté P pour se recombiner avec des trous. Ainsi, une charge d'espace statique négative se crée côté P et une charge d'espace statique positive se crée côté N. Le lieu où réside cette charge d'espace est appelé **zone de charge d'espace** ou **zone de déplétion**. En raison de la présence, dans cette zone, d'un champ électrique intense, la densité de porteurs libres dans cette région est négligeable à l'équilibre thermodynamique. En outre les frontières entre la zone dépeuplée et les zones neutres de la jonction sont très abruptes.

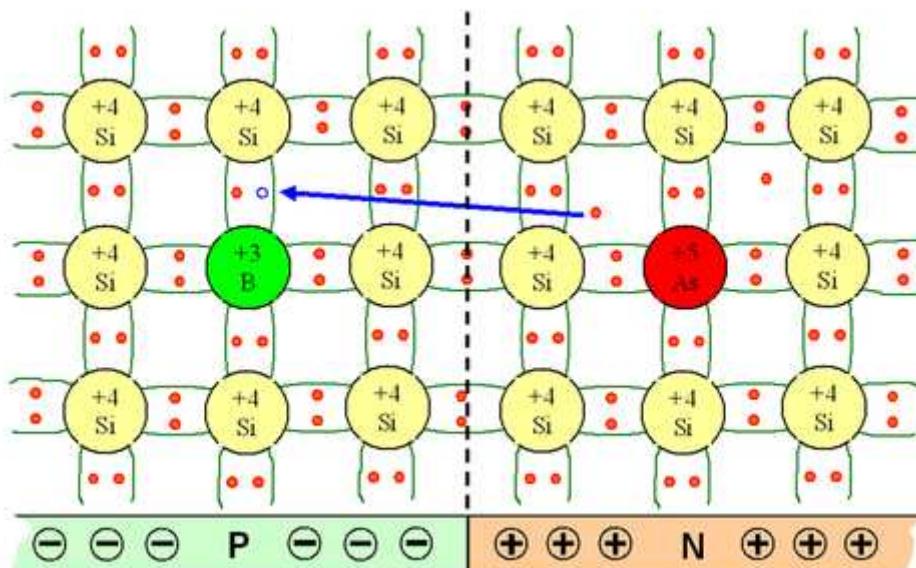


Figure III.2. Représentation schématique des liaisons électroniques pour une jonction PN de semi-conducteurs silicium (Si). Le dopage N est obtenue par de l'arsenic (As) et le dopage P par du Bohr (B).

Après la mise en contact des deux semi-conducteurs de dopage différent, une barrière de potentiel pour les trous et les électrons est constituée. En effet, la double couche de charges négatives coté P et positives coté N, crée un champ électrique dirigé de N vers P qui empêche la diffusion et maintient la séparation des trous coté P et des électrons coté N. Par ailleurs à cause de cette double couche, le potentiel électrostatique varie brusquement dans la zone de la jonction et la d.d.p. V_d , appelée tension de diffusion, atteint des valeurs non négligeables (ex : 0,8V pour le silicium).

Le potentiel (chimique) d'un semi-conducteur étant donné par l'énergie de Fermi, la **tension de diffusion** est proportionnelle à la différence des niveaux de Fermi des semi-conducteurs non joints: A l'équilibre thermodynamique, le niveau de Fermi coté dopé P et coté dopé N est indentique. Le diagramme d'énergie de la jonction PN comporte donc une courbure des bandes de conduction et de valence. Cette courbure fait apparaître une différence d'énergie potentielle électrostatique de qV_d .

N.B. le potentiel électrochimique est constant dans tout le cristal y compris dans la zone de charge d'espace car ce potentiel prend en compte non seulement le potentiel électrostatique mais aussi le gradient de concentration des porteurs qui compense exactement l'effet de ce dernier.

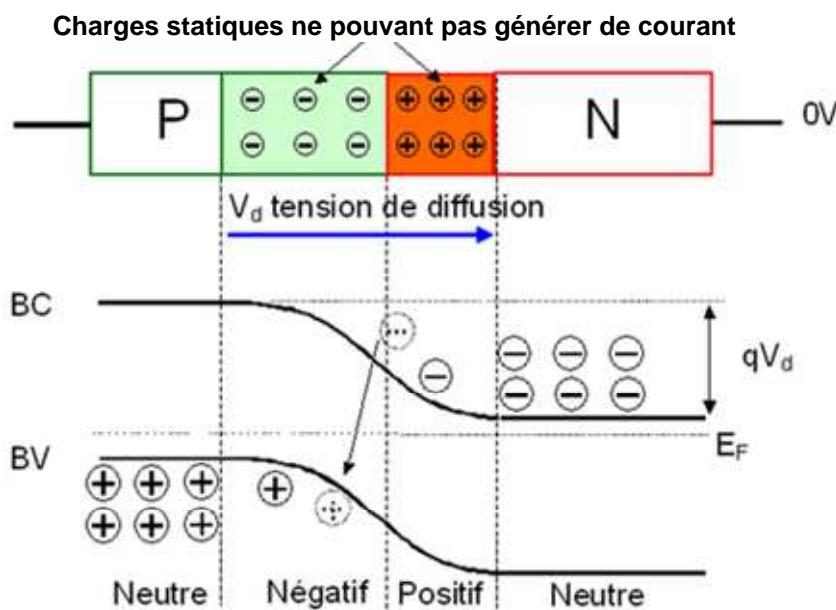


Figure III.3. Diagramme d'énergie d'une jonction PN à l'équilibre thermodynamique.

I.3. Tension de diffusion V_d ou «built in potential V_{Bi} »

- **Définition:** différence de potentiel entre la région N et la région P

$$V_d = V_{Bi} = V_N - V_p$$

- **Equation du courant de trous**

$$J_P(x) = e \left[\mu_p p(x) E(x) - D_p \frac{dp(x)}{dx} \right] = 0$$

Soit encore:

$$\frac{\mu_p}{D_p} E(x) = \frac{1}{p(x)} \frac{dp(x)}{dx} \quad \text{ou} \quad \frac{-e}{kT} \frac{dV(x)}{dx} = \frac{1}{p(x)} \frac{dp(x)}{dx}$$

En intégrant de la région P à la région N:

$$V_D = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{p_p}{p_n}\right)$$

$$\text{Soit finalement: } V_d = V_{Bi} = \frac{KT}{e} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right)$$

I. 4. Champ, potentiel et largeur de zone d'espace

- **Champ électrique $E(x)$:**

$$E_n(x) = +\frac{eN_D}{\epsilon_{sc}}(x - W_N) \quad E_P(x) = -\frac{eN_A}{\epsilon_{sc}}(x + W_P)$$

Continuité du champ en $x=0$:

$$N_D W_N = N_A W_P$$

$$E_M = -\frac{eN_D W_N}{\epsilon_{sc}} = -\frac{eN_A W_P}{\epsilon_{sc}}$$

- **Potentiel électrique**

$$V_n(x) = -\frac{eN_D}{2\epsilon_{sc}}(x - W_N)^2 + V_n$$

$$V_p(x) = \frac{eN_A}{2\epsilon_{sc}}(x + W_P)^2 + V_p$$

- **Zone de charge d'espace (ZCE)**

$$V(W_n) - V(-W_p) = V_d = \frac{eN_D W_n^2}{2\epsilon_{sc}} + \frac{eN_A W_p^2}{2\epsilon_{sc}}$$

$$W_p(V_d) = \sqrt{\frac{2\epsilon_{sc}}{e} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} V_d}$$

$$W_n(V_d) = \sqrt{\frac{2\epsilon_{sc}}{e} \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} V_d}$$

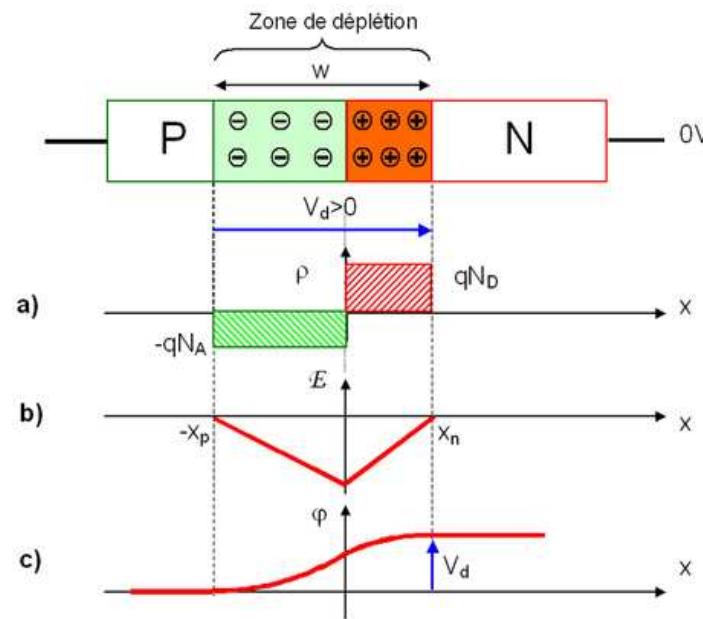


Figure III.4. Jonction PN à l'équilibre thermodynamique.

a) Charge d'espace, b) Champ électrique, c) Potentiel électrostatique.

$$W(V_d) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{sc}}{e} \frac{N_D + N_A}{N_A N_D} V_d}$$

II. Jonction PN sous polarisation

Cette polarisation va rompre l'équilibre entre les forces de diffusion et de conduction.

Hypothèses simplificatrices

- ZCE vide de porteurs
- Faible injection
- Approximation de Boltzmann
- Toute la tension VA appliquée sur la jonction
- Pas de phénomènes de Génération - Recombinaison

Polarisation directe	Polarisation Inverse
Tension positive sur P <ul style="list-style-type: none"> • Diminution de la tension de diffusion • Processus de diffusion prédomine • Fort courant 	Tension négative sur P <ul style="list-style-type: none"> • Augmentation du champ interne par E externe dans le même sens • Faible courant

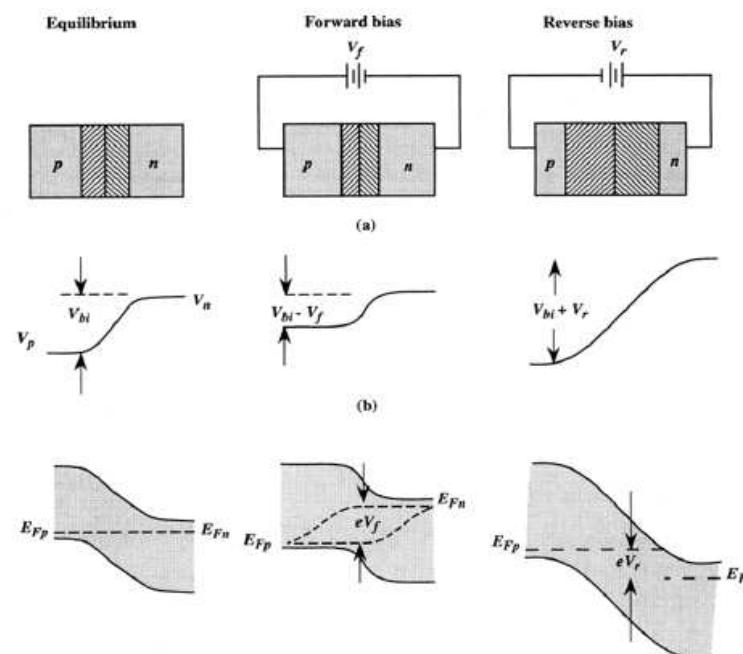


Figure III.5. Polarisation directive et inverse.

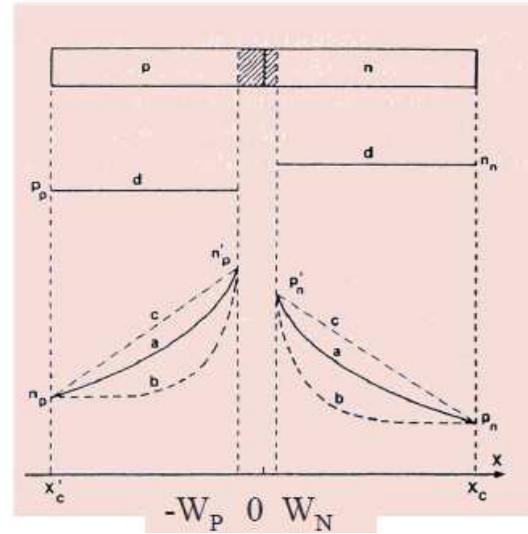
II. 2. Densité de porteurs injectés à la frontière de la ZCE

$$p'_n = p_n \exp\left(\frac{eV_A}{kT}\right) = \frac{n_i^2}{N_D} \exp\left(\frac{eV_A}{kT}\right) \quad n'_p = n_p \exp\left(\frac{eV_A}{kT}\right) = \frac{n_i^2}{N_A} \exp\left(\frac{eV_A}{kT}\right)$$

II. 3. Distribution des porteurs dans les régions neutres

$$p'(x) - p_n = \frac{p_n}{sh\left(\frac{d_n}{L_p}\right)} \left(e^{\frac{eV_a}{kT}} - 1 \right) sh\left[\frac{(x_c - x)}{L_p}\right]$$

$$n'(x) - n_p = \frac{n_p}{sh\left(\frac{d_p}{L_n}\right)} \left(e^{\frac{eV_a}{kT}} - 1 \right) sh\left[\frac{(x_c + x')}{L_n}\right]$$



Régions longues($d_{n,p} \gg L_{p,n}$)	Régions courtes($d_{n,p} \ll L_{p,n}$)
$p'(x) - p_n = p_n \left(e^{\frac{eV_a}{kT}} - 1 \right) e^{(W_N - x)/L_p}$	$p'(x) - p_n = \frac{p_n}{d_n} \left(e^{\frac{eV_a}{kT}} - 1 \right) (x_c - x)$
$n'(x) - n_p = n_p \left(e^{\frac{eV_a}{kT}} - 1 \right) e^{(x + x_c)/L_n}$	$n'(x) - n_p = \frac{n_p}{d_p} \left(e^{\frac{eV_a}{kT}} - 1 \right) (x_c + x)$

Avec $L_{n,p}$ longueur de diffusion des électrons et des trous et $d_{n,p}$ largeur des régions neutres:

II. 4. Courant de porteurs minoritaires dans les régions neutres

- La distribution connue, on peut facilement calculer le courant qui est un courant de diffusion:

$$J_p(x) = -eD_p \frac{dp(x)}{dx} \quad J_n(x) = eD_n \frac{dn(x)}{dx}$$

Hypothèse : pas de Phénomènes de G-R dans la ZCE

$$J(V) = J_p(-W_p) + J_n(W_p) = J_p(W_n) + J_n(-W_p)$$

On obtient la formule classique (J_S est le courant de saturation de la diode, ou courant inverse théorique)

$$J(V) = J_S \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right)$$

II.5. Courant de porteurs minoritaires dans les régions neutres

$$J_S = \frac{en_i^2 D_P}{N_D L_P th(\frac{d_n}{L_P})} + \frac{en_i^2 D_n}{N_A L_n th(\frac{d_p}{L_n})}$$

Régions longues	Régions courtes
$J_S = \frac{en_i^2 D_P}{N_D L_P} + \frac{en_i^2 D_n}{N_A L_n}$	$J_S = \frac{en_i^2 D_P}{N_D d_n} + \frac{en_i^2 D_n}{N_A d_p}$