

## **JONCTION SEMI-CONDUCTRICE AU SILICIUM**

## 1) FORMATION D'UNE JONCTION PN

Considérons deux barreaux de silicium : l'un dopé P au bore, l'autre dopé N au phosphore. Le bilan des porteurs libres pour une température T fixe est indiqué en figure 14 :

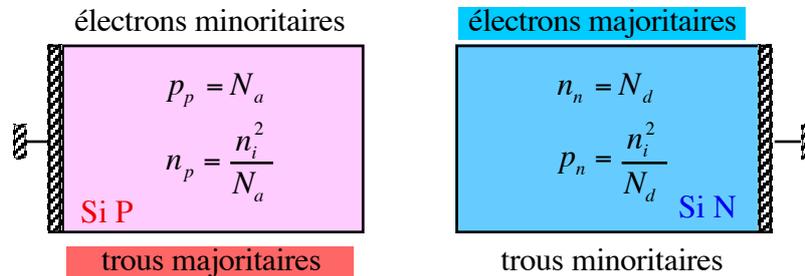


Figure 14

Imaginons que l'on rapproche les deux barreaux de manière à réaliser leur contact physique au niveau d'une jonction dite "métallurgique". On assisterait alors à deux phénomènes se manifestant de part et d'autre de l'interface :

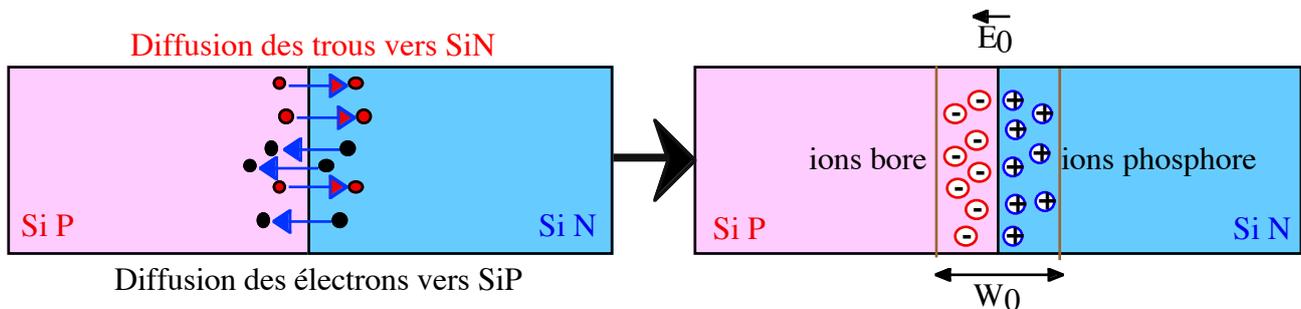


Figure 15a

Figure 15b

- Phénomène transitoire de durée très brève (figure 15a) : des trous de la région P, proches de l'interface, diffusent vers la région N. En effet comme les trous sont plus nombreux dans P que dans N, ils vont avoir tendance à diffuser pour rétablir l'équilibre (idem pour les électrons proches de l'interface qui vont diffuser de N vers P).
- Phénomène permanent (figure 15b) : les trous qui ont envahi la région N (où ils ont disparu par recombinaison avec les électrons majoritaires dans cette région) ont laissé derrière eux des ions fixes de bore ionisés négativement. De même, les électrons de la région N qui sont passés du côté P ont laissé derrière eux des ions fixes de phosphore ionisés positivement.

Ces ions fixes de bore et de phosphore chargés respectivement - et + forment de part et d'autre de la jonction métallurgique une **zone de charge d'espace (Z.C.E.)** d'épaisseur faible  $W_0$ .

Cette zone de charge d'espace est caractérisée par une **barrière de potentiel  $V_\phi$**  qui provoque alors l'apparition d'un **champ électrique interne  $E_0$** .

Cette barrière de potentiel  $V_\phi$  équilibre en fait les phénomènes de diffusion et de conduction.

## 1.1 Schéma de bandes de la jonction PN en court-circuit et barrière de potentiel $V_\phi$

On montre que dans un cristal semi-conducteur non soumis à une différence de potentiel et à l'équilibre thermique, quel que soit son dopage P ou N, les niveaux de Fermi associés,  $E_{Fp}$  et  $E_{Fn}$  (voir paragraphes 3 et 4), restent alignés dans le schéma de bandes. La figure 16, qui représente le schéma de bandes d'une jonction PN en court-circuit, illustre ce principe.

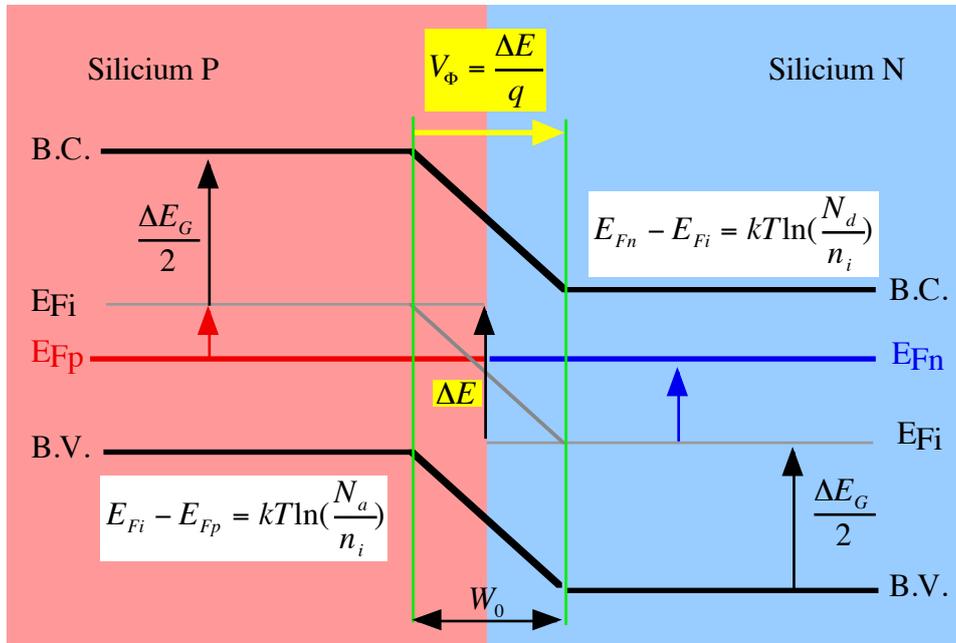


Figure 16 : Schéma de bandes de la jonction PN en court-circuit

Sachant que les niveaux de Fermi  $E_{Fp}$  et  $E_{Fn}$  respectivement associés aux côtés P et N sont alignés, la bande de conduction du silicium P se situe à une énergie plus élevée que celle du silicium N. Il en est de même pour les bandes de valence. Ceci entraîne la présence d'une différence d'énergie  $\Delta E$  entre ces bandes :

$$\Delta E = (E_{Fi} - E_{Fp}) + (E_{Fn} - E_{Fi}) \text{ soit : } \Delta E = kT \cdot \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right)$$

Sachant que la variation d'énergie potentielle  $\Delta E$  d'un électron soumis à une différence de potentiel  $\Delta V$  est telle que :  $\Delta E = -q \Delta V$ . A la différence d'énergie  $\Delta E$  entre les bandes, on fait donc correspondre une différence de potentiel interne appelée hauteur de barrière de potentiel  $V_\phi$  telle que :

$$V_\phi = \frac{kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right)$$

La largeur  $W_0$  de la zone de charge d'espace (qui s'étend principalement du côté le moins dopé) est telle que :

$$W_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_{si}}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d}\right) V_\phi}$$

(Le calcul de cette expression est donné en annexe)

Exemple :  $N_a = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,  $W_0 = 0.96 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $V_\phi = 0.75 \text{ V}$  et  $E_{0 \text{ max}} = 1.56 \cdot 10^4 \text{ V.cm}^{-1}$   
avec :  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ F/cm}$  et  $\varepsilon_{Si} = 12$

## 1.2 Etude de la jonction en court circuit.

L'anode et la cathode étant à la masse, la jonction est en court-circuit. Dans ces conditions, le courant dans le dispositif doit être nul. En effet, la zone de charge d'espace (figure 17) est traversée par deux courants opposés qui s'annulent :

- Le courant  $I_s$  (noté a sur la figure) qui correspond aux porteurs minoritaires des zones N (les trous) et P (les électrons) qui se présentent en bordure de la Z.C.E. et qui sont alors entraînés par le champ électrique local  $E_0$ , respectivement dans les zones P et N. La population de ces porteurs est proportionnelle à  $n_i^2$ , en effet :  $p = \frac{n_i^2}{N_d}$  et  $n = \frac{n_i^2}{N_a}$ .
- Le courant (noté b sur la figure) ayant pour origine les porteurs libres majoritaires de N et de P, très voisins de la zone de charge d'espace et dont l'énergie est suffisante pour sauter la hauteur de barrière  $qV_\phi$ . Ce phénomène conduit à un courant de la forme  $I_0 \exp(-\frac{V_\phi}{U_T})$  où  $I_0$  est le courant qui traverserait la jonction s'il n'y avait pas de barrière de potentiel c'est-à-dire si la diffusion s'effectuait librement.

Le courant total étant nul, il vient :

$$I_s = I_0 \exp(-\frac{V_\phi}{U_T})$$

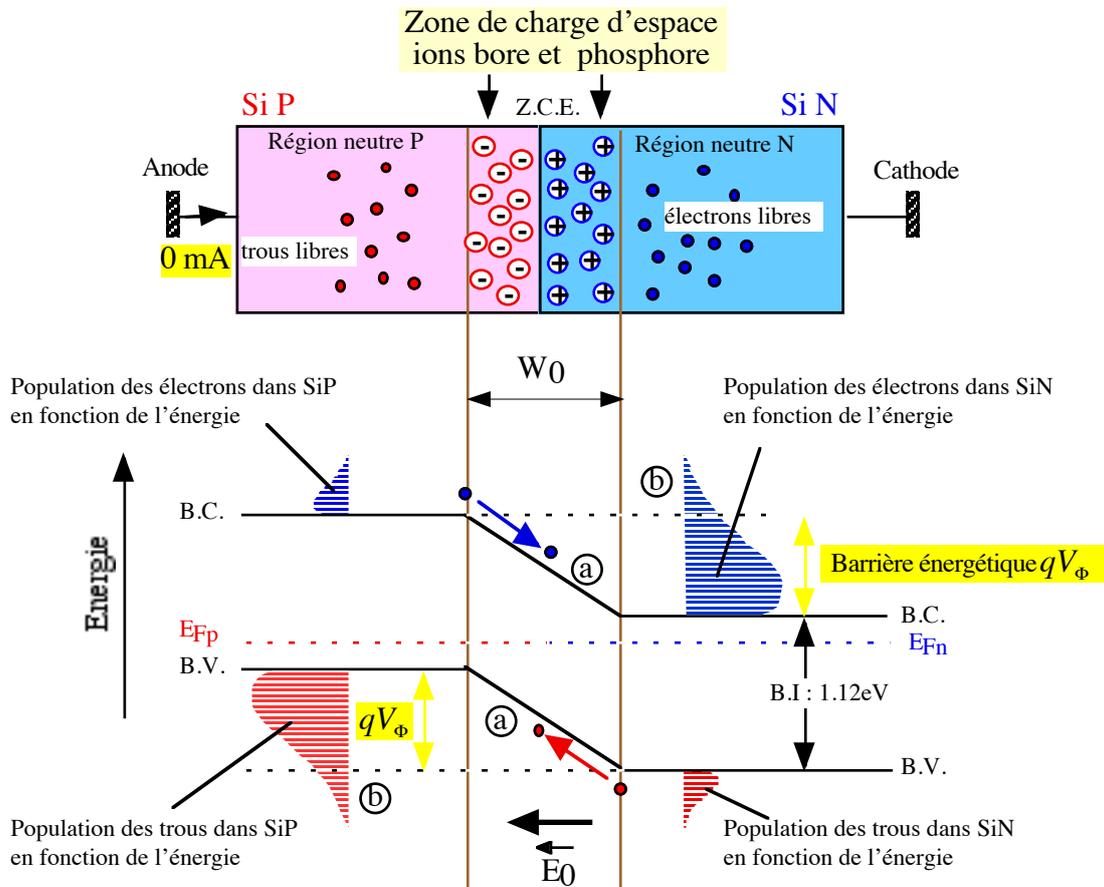


Figure 17 : Courants opposés circulant dans la jonction PN en court-circuit

## 2) JONCTION POLARISEE EN INVERSE

### 2.1) Tension $V_{inv}$ faible : courant inverse de saturation $I_s$

Pour polariser en inverse la jonction, une tension faible  $V_{inv}$ , négative par rapport à la masse est appliquée sur le semi-conducteur P alors que le semi-conducteur N est la référence des potentiels (figure 18). La tension  $V_{inv}$  extérieure appliquée entraîne une augmentation :

- De la hauteur de barrière énergétique entre les régions P et N qui devient  $q(V_\phi + V_{inv})$ .

- De l'étendu  $W(V_{inv})$  de la Z.C.E. :  $W(V_{inv}) = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{si}}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d}\right) (V_\phi + V_{inv})} > W_0$

Alors, les porteurs majoritaires des régions N (électrons) et P (trous) n'ont plus l'énergie nécessaire pour sauter la barrière de potentiel aussi, le courant de type b est nul (figure 17). La jonction est de ce fait traversée par le très faible courant de saturation  $I_s$  (le courant de type a de la figure 18). Ce courant, issu du phénomène d'ionisation thermique du silicium, dépend de la température :

$$I_s = AT^3 \exp\left(-\frac{E_G}{kT}\right) \quad \text{où } A \text{ est une constante du matériau}$$

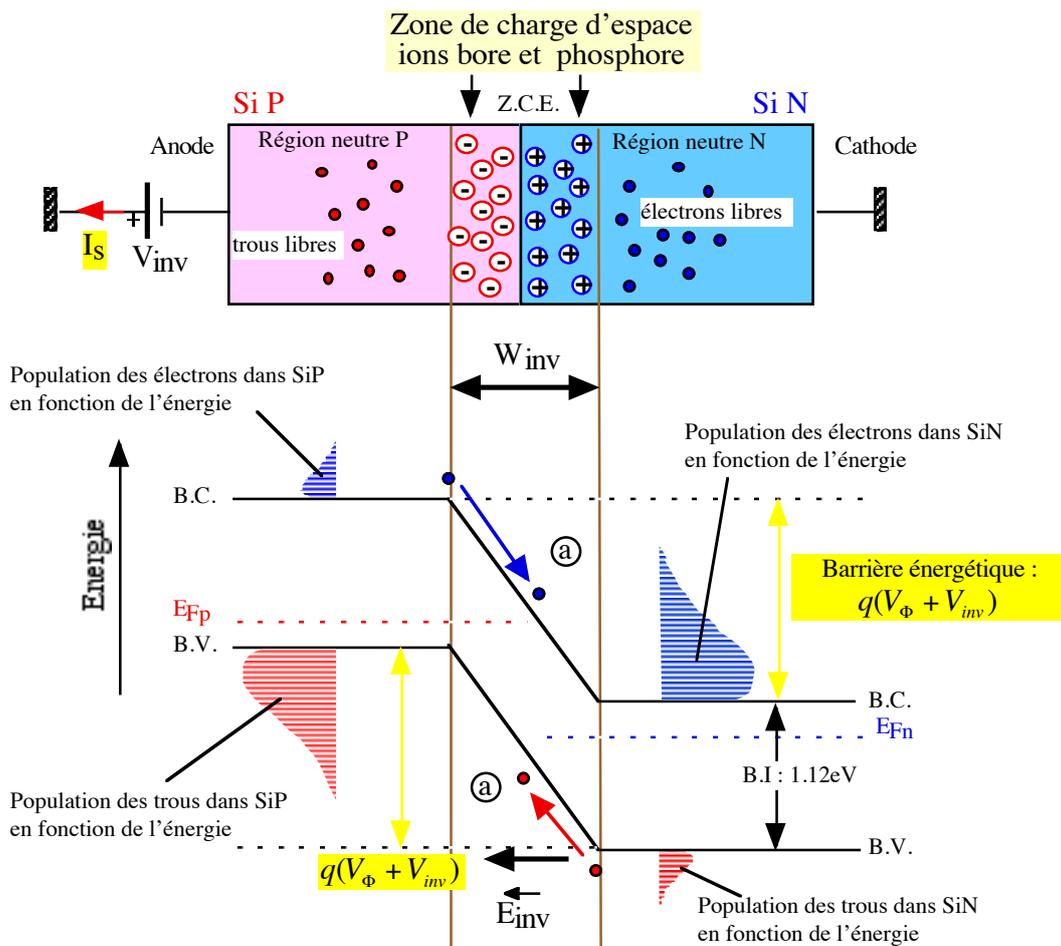


Figure 18 : Jonction PN bloquée : courant inverse de saturation  $I_s$

### 3) JONCTION PN POLARISEE EN DIRECT

#### 3.1) Relation courant tension de la jonction PN polarisée en direct

Pour polariser la jonction dans le sens passant, une tension  $V_{direct}$  positive par rapport à la masse est appliquée sur le semi-conducteur P alors que le semi-conducteur N est la référence des potentiels (figure 19). La tension extérieure  $V_{direct}$  entraîne une diminution :

- De la hauteur de barrière énergétique entre les régions P et N qui devient  $q(V_{\Phi} - V_{direct})$ .
- De l'épaisseur de la zone de charge d'espace :

$$W(V_{direct}) = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{si}}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d}\right) (V_{\Phi} - V_{direct})} < W_0$$

De nombreux électrons de la région N et de trous de la région P peuvent alors franchir cette barrière de potentiel (courants de type b de la figure 19). Ces porteurs se présentent alors dans un « milieu hostile » à savoir SiP pour électrons et SiN pour les trous.

- Une surpopulation d'électrons par rapport à l'équilibre s'établit dans le silicium P à l'entrée de la zone neutre. Cette surpopulation provoque une diffusion des électrons dont la population diminue par recombinaison avec les trous. Pour rétablir l'équilibre, les trous de la région neutre P se mettent en mouvement vers la zone où se produit la recombinaison (déficit en trous).
- Une surpopulation de trous par rapport à l'équilibre s'établit dans le silicium N à l'entrée de la zone neutre. Cette surpopulation provoque une diffusion des trous dont la population diminue par recombinaison avec les électrons. Pour rétablir l'équilibre, les électrons de la région neutre N se mettent en mouvement vers la zone où se produit la recombinaison (déficit en électrons).

C'est le phénomène de recombinaison locale qui explique la circulation du courant direct  $I_A$  dans la jonction polarisée en direct. Ce courant s'écrit :

$$I_0 \exp\left(-\frac{V_{\Phi} - V_{direct}}{U_T}\right) \text{ soit en développant : } I_s \exp\left(\frac{V_{direct}}{U_T}\right)$$

Sachant que le courant de saturation  $I_s$  correspondant aux porteurs minoritaires des zones N et P qui se présentent en bordure de la Z.C.E. est encore présent (courant b), on obtient le courant total  $I_A$  qui circule dans la jonction :

$$I_A = I_s \left( \exp\left(\frac{V_{direct}}{U_T}\right) - 1 \right)$$

Ce courant direct  $I_A$  de la jonction dépend fortement de la température par l'intermédiaire de  $I_s$  et du terme :  $U_T = \frac{kT}{q}$  (soit 26mV à 25°C)

Remarque : Pour  $V_{direct} > 250$  mV on peut utiliser :  $I_A \approx I_s \exp\left(\frac{V_{direct}}{U_T}\right)$

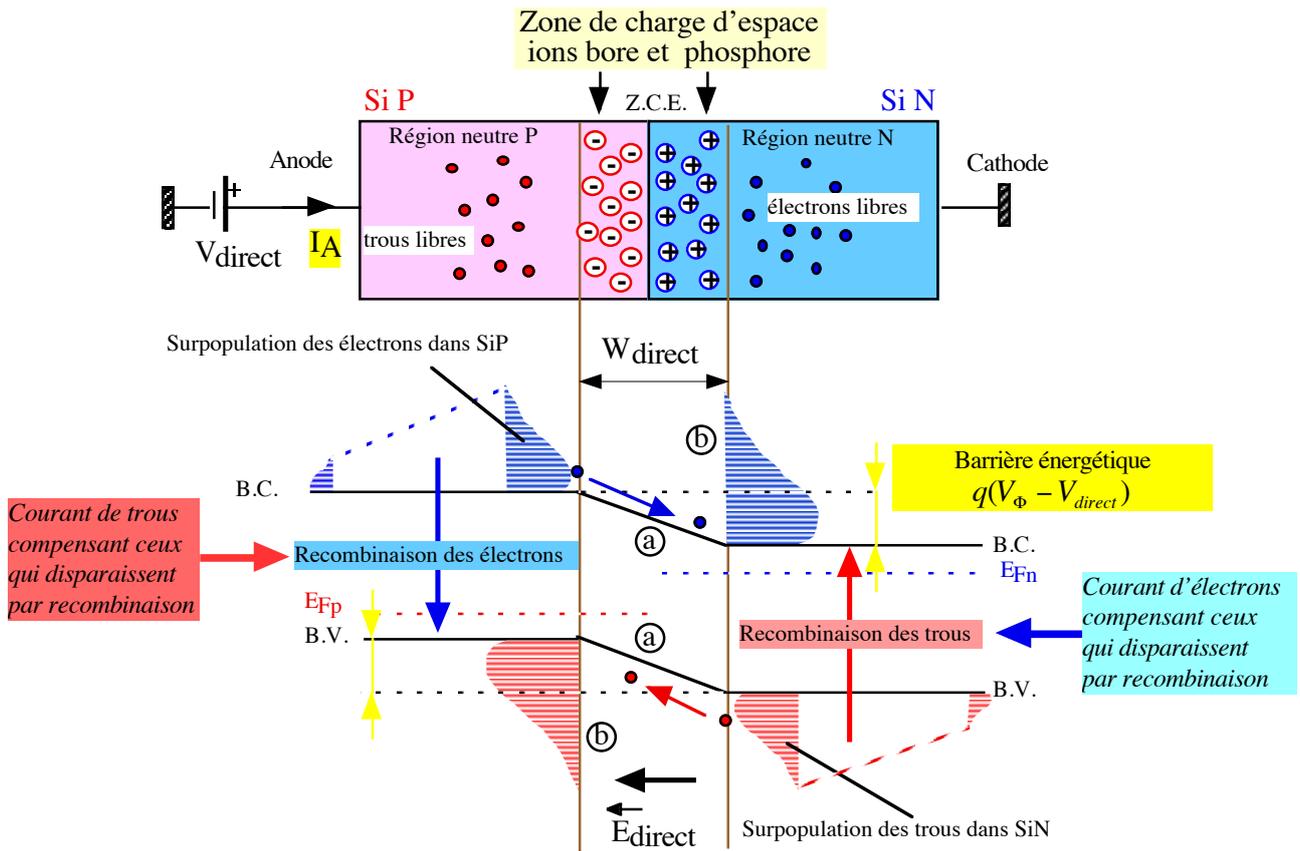


Figure 19 : Jonction polarisée dans le sens direct

### 3.2) Capacité de transition $C_T$ de la jonction PN bloquée

Nous avons montré que la jonction PN présente autour de la jonction métallurgique, de deux charges opposées immobiles : ions  $N_a^-$  côté P et ions  $N_d^+$  du côté N. Elle se comporte donc comme un condensateur  $C_T$  nommé **capacité de transition** dont la zone de charge d'espace est le diélectrique

$$(\epsilon_0 \epsilon_{si}) \text{ et les régions N et P les électrodes : } C_T = \epsilon_0 \epsilon_{si} \frac{S}{W (V_{inv})}$$