

## CHAPITRE I

# NOTIONS DE BASE DE PHYSIQUE DES SEMI-CONDUCTEURS

### I- INTRODUCTION

Dans la nature, la matière peut être trouvée dans l'une des trois états : gaz, liquide et solide. La différence entre les matériaux réside dans la nature de liaison entre les différents atomes qui les constituent.

Du côté électrique, les matériaux peuvent être répartis sur trois grandes catégories principales : conducteurs, isolants et semi-conducteurs. Dans ce qui suit nous nous limitons à la présentation des semi-conducteurs, matière de base dans la fabrication de la majorité des composants électroniques.

Dans ce chapitre nous donnerons les formules principales liant les différents paramètres physiques d'un semi-conducteur, ainsi que les formules des densités d'électrons et de trous dans les bandes permises d'un semi-conducteur intrinsèque puis d'un semi-conducteur extrinsèque.

### I.1 NOTIONS DE BANDES ENERGETIQUES DANS LES SOLIDES

Pour mieux comprendre la notion de bandes d'énergie dans un solide, revenons à la présentation de l'élément de base de ces structures, qui n'est autre que l'atome. D'après le physicien Bohr l'atome est imaginé comme un noyau autour duquel gravitent des électrons, comme le montre la figure-1. Le nombre des électrons dépend de la classification du corps en question dans le tableau de Mendéléiev.

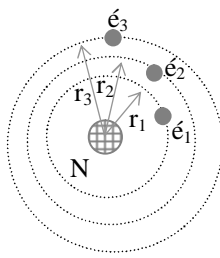
Les électrons sont maintenus sur des orbites de rayon  $r_i$ , à cause de l'égalité de la force centrifuge due à leurs vitesses de rotation avec la force électrique qui les attire vers le noyau. De point de vue énergétique, l'électron a une énergie totale  $E$  composée d'une énergie cinétique  $E_c$  et d'une énergie potentielle  $E_p$ .

$$E = E_c + E_p$$

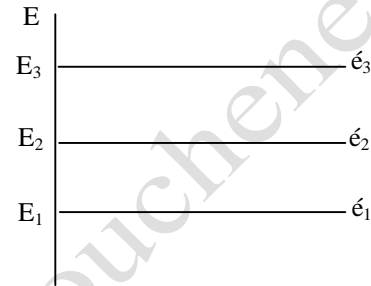
$$E_c \sim mv^2$$

$$E_p \sim k \frac{q}{r}$$

Par conséquent, on peut énoncer que les électrons, dans le cas d'un atome isolé, sont répartis sur des niveaux d'énergie  $E_i$  comme le montre la figure-2.



**Fig-1 Répartition des électrons sur des orbites**

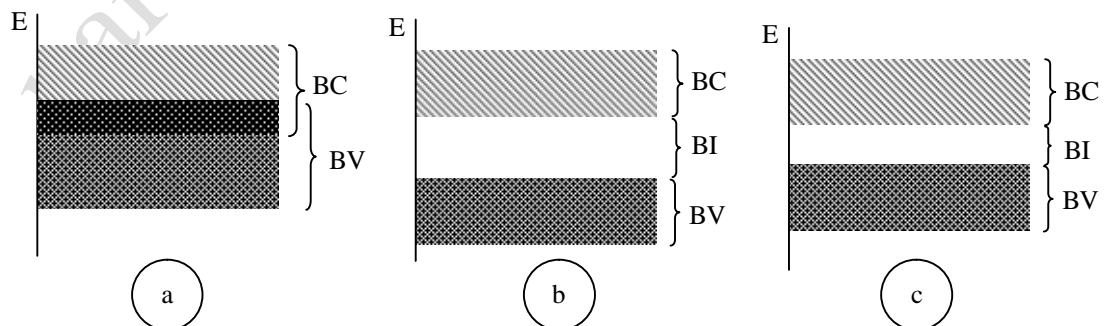


**fig-2 répartition des électrons sur des niveaux d'énergie**

$m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31}$  Kg masse de l'électron.

$e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  C charge de l'électron.

Dans un solide l'interaction des atomes fait apparaître des ensembles de niveaux d'énergie regroupés en bandes d'énergie. Ces bandes d'énergie regroupent les états d'énergie qu'un électron peut occuper. Les schémas des figures -3-a, 3-b et 3-c montrent les deux dernières bandes d'énergie pour respectivement conducteur, isolant et semi-conducteur.



**Fig-3 Structure des deux dernières bandes d'énergies d'un cristal**

BC : bande de conduction. Elle constitue l'ensemble des niveaux d'énergie qui peuvent être occupés par les électrons de conduction. Ce sont les électrons de cette bande qui sont responsables de la conduction d'électricité.

BV : bande de valence. Elle définit l'ensemble des niveaux d'énergie qui peuvent être occupés par les électrons de valence. La fonction des électrons de cette bande est d'assurer les liaisons de covalence entre les différents atomes d'un corps.

BI : bande interdite. Elle regroupe l'ensemble des états non permis.

Comme il peut être constaté sur la figure-3, les trois types de matériaux se distinguent par les largeurs de leurs bandes interdites.

#### **Cas de conducteurs**

Les bandes de conduction BC et de valence BV chevauchent. La bande interdite est complètement absente (Fig-3-a).

#### **Cas d'isolants**

Les bandes de conduction BC et de valence BV sont séparées par une bande interdite BI dont la largeur ( $E_g$ ) est supérieure à 3eV (Fig-3-b).

Citons comme exemple :

- Le diamant a  $E_g=5,47\text{eV}$ .
- L'oxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ) a  $E_g= 8\text{eV}$ .

#### **Cas de semi-conducteurs**

Les bandes de conduction BC et de valence BV sont séparées par une bande interdite BI dont la largeur ( $E_g$ ) est inférieure à 2eV (Fig-3-c).

Citons le cas des trois semi-conducteurs les plus utilisés :

- Silicium (Si)  $E_g=1,12\text{eV}$ .
- Germanium (Ge)  $E_g= 0,66\text{eV}$ .
- Arséniure de Galium (AsGa)  $E_g= 1,43\text{eV}$ .

## II-SEMI-CONDUCTEURS

Un semi-conducteur est généralement défini comme étant un matériau dont la résistivité dépend de la température de telle façon que :

- Si la température (T) croît, la résistivité ( $\rho$ ) décroît.
- Si la température (T) décroît, la résistivité ( $\rho$ ) croît.

Par conséquent, on peut qualifier le semi-conducteur d'isolant pour les basses températures et de conducteur pour les hautes températures. Cependant ce critère n'est pas suffisant pour définir complètement le comportement d'un semi-conducteur. En effet il y a d'autres paramètres qui entrent en jeu tels que: l'éclairement, le dopage et la concentration des porteurs de charge...

### II-1 PORTEURS DE CHARGES

Les semi-conducteurs ont la même structure cristallographique que celle du diamant. Par conséquent, un corps semi-conducteur est isotrope pour une grande partie des propriétés physiques ; en d'autres termes une propriété donne la même valeur pour toutes les directions.

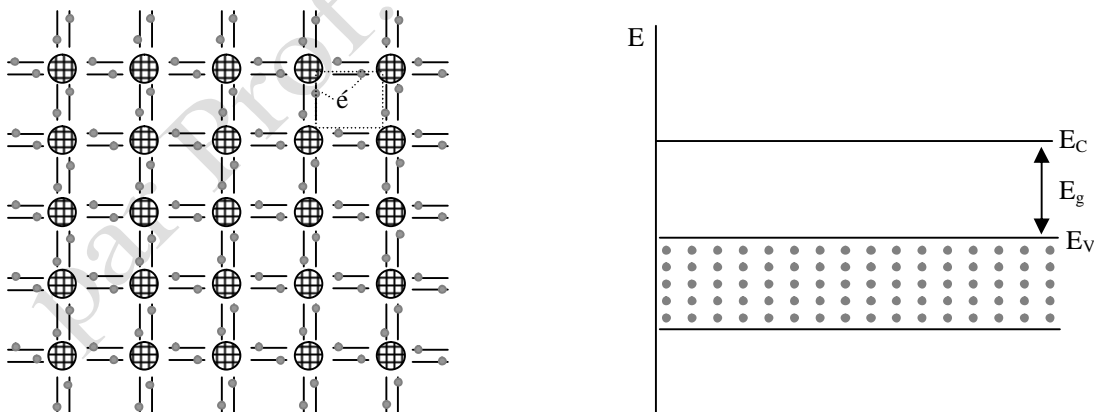
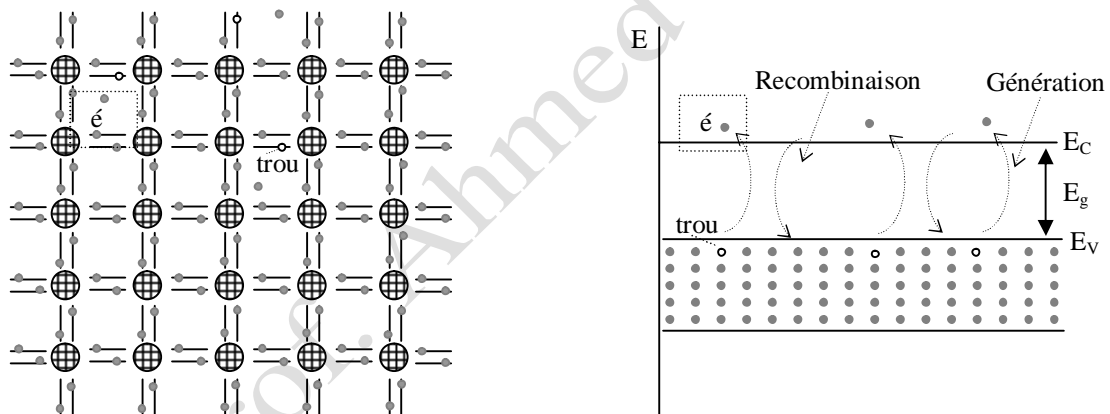


Fig-4 Etat d'une structure semi-conductrice à  $T=0^{\circ}K$

Dans un cristal semi-conducteur, les atomes sont arrangés de telle sorte qu'un atome sera entouré de quatre autres atomes. L'atome semi-conducteur est un atome tétravalent, il a quatre (4) électrons sur sa couche périphérique. Alors une fois cet atome, dans un cristal, est entouré par quatre autres atomes de même nature il se trouve avec huit (8) électrons sur sa couche périphérique comme montré sur la figure-4.

Aux très basses températures tous les électrons de la couche de valence assurent les liaisons entre les atomes. On se trouve alors dans un cas où la bande de conduction est totalement vide. Par conséquent, le corps semi-conducteur se comporte comme un isolant.

Aux températures élevées ou même ambiantes les électrons de valence reçoivent de l'énergie thermique qui peut dans certains cas dépasser  $E_g$  et qui permet par la suite aux électrons excités de passer de la bande de valence à la bande de conduction comme illustré sur la figure-5.



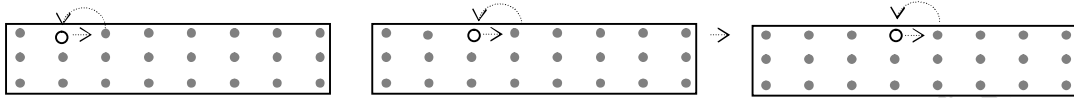
**Fig-5 Etat d'une structure semi-conductrice à T ambiante**

Le passage d'électron de la bande de valence à la bande de conduction est appelé « Génération ». En perdant son énergie, l'électron excité retombe dans la bande de valence, ceci est appelé « recombinaison ».

Par application d'un champ extérieur au substrat de silicium, les électrons de la bande de conduction acquièrent une vitesse qui leur permet de se déplacer dans le sens opposé à celui du champ électrique appliqué. La présence de trous dans la bande de valence, qui ne sont que des états permis abandonnés par des électrons, vont permettre aux électrons de la bande de

valence de se déplacer d'un trou à autre. Ceci donne l'impression que les trous se déplacent dans le même sens que celui du champ électrique appliqué, d'où le trou est considéré comme charge positive.

Pour mieux comprendre le mouvement des trous dans la bande de valence nous montrons sur la figure 6 trois étapes de passage d'électron d'un trou à un autre.



**Fig-6 Déplacement des trous dans la bande de valence**

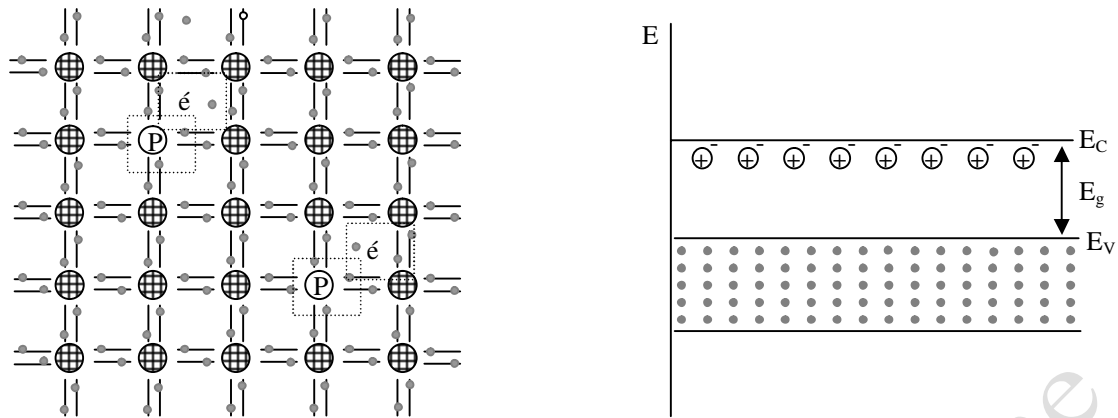
En conclusion, à la température ambiante ou plus, un semi-conducteur peut être considéré comme conducteur d'électricité, et la conduction d'électricité est assurée par deux types de porteurs de charge :

- Trou de la bande de valence : porteur de charge positive **p**.
- Electron de la bande de conduction : porteur de charge négative **n**.

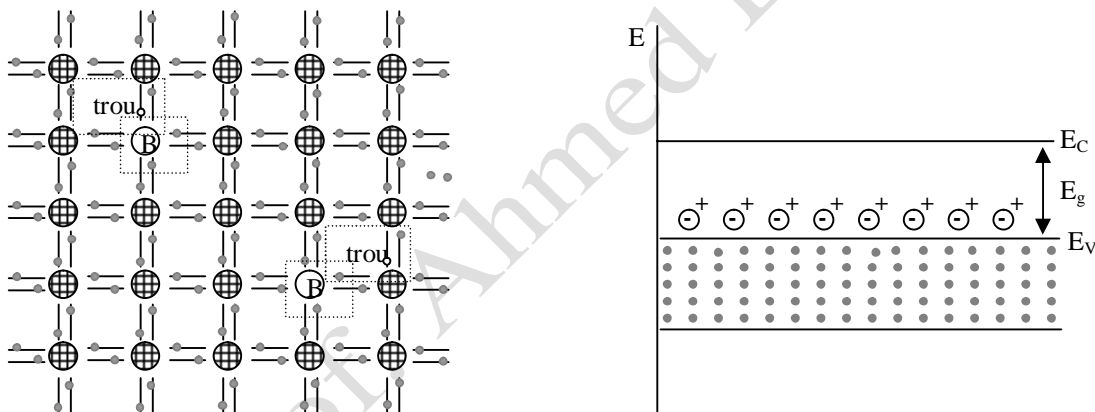
## II-2 DOPAGE

Le dopage définit le procédé d'ajout des atomes d'impuretés pour augmenter un type donné de porteurs de charge. Pour augmenter le nombre **n** des porteurs de charge négative (électrons de la bande de conduction), on ajoute au semi-conducteur pur des atomes pentavalents « Phosphore et Arsenic », le semi-conducteur obtenu est dit extrinsèque et il est de **type N**.

Pour augmenter le nombre **p** des porteurs de charge positive (trous de la bande de valence), on ajoute au semi-conducteur pur des atomes trivalents « Aluminium ou Bore », le semi-conducteur ainsi obtenu est dit extrinsèque et il est de **type P**.



**Fig-7 Addition d'atomes pentavalents (P) à une structure semi-conductrice**



**Fig-8 Addition d'atomes trivalents (B) à une structure semi-conductrice**

Comme il peut être constaté sur les deux figures 7 et 8 que l'introduction des atomes d'impuretés introduisent des niveaux d'énergie voisins de la bande de conduction (dans le cas des donneurs) ou de la bande de valence (dans le cas des accepteurs). Par conséquent, une faible quantité d'énergie suffit pour permettre de libérer le cinquième électron de l'atome donneur, ou faire bouger les électrons de la bande de valence d'un trou à un autre des atomes accepteurs.

## II-3 CONCENTRATION DES PORTEURS DE CHARGES

Le calcul de la concentration des électrons dans la bande de conduction et celle des trous dans la bande de valence nécessite la connaissance de :

- La loi de répartition de la densité des états quantiques dans chacune de ces bandes en fonction de l'énergie.
- La probabilité pour que ces états soient effectivement occupés par les porteurs (électrons dans la bande de conduction et les trous dans la bande de valence), cette probabilité obéît à la statistique de Fermi - Dirac.

### II.3.1 DENSITE DES ETATS

Les densités d'états quantiques par unité de volume, dans un intervalle d'énergie limité par  $dE$  et  $E+dE$ , dans la bande de conduction ou dans la bande de valence sont données respectivement par  $D_C(E)$  et  $D_V(E)$ . Sans faire de calcul nous nous limitons aux deux expressions suivantes :

$$D_C(E) = \frac{4 \cdot \pi}{h^3} (2 \cdot m_e^*)^{3/2} \cdot (E - E_C)^{1/2} \quad (1.1)$$

$$D_V(E) = \frac{4 \cdot \pi}{h^3} (2 \cdot m_t^*)^{3/2} \cdot (E_V - E)^{1/2} \quad (1.2)$$

Où

$h=6,625 \cdot 10^{-34}$  j.s (constante de Planck)

$m_e^*$  : masse effective de l'électron au bas de la bande de conduction

$m_t^*$  : masse effective de trou en haut de la bande de valence

$E_C$  : Energie potentiel, limite inférieure de la Bande de Conduction.

$E_V$  : Energie potentiel, limite supérieure de la Bande de Valence.

### II.3.2 FONCTION DE FERMI-DIRAC

La densité des états quantiques  $D_C(E)$  ou  $D_V(E)$  représente le nombre de places disponibles entre  $E$  et  $E+dE$ . Cependant tous les niveaux permis ne sont pas rigoureusement occupés, il faut donc connaître la probabilité d'occupation d'un état d'énergie. Cette probabilité obéît à la statistique de



Fermi-Dirac. Donc la probabilité d'occupation de l'électron d'un niveau d'énergie à la température absolue est donnée par la fonction de Fermi-Dirac :

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{KT}}} \quad (1.3)$$

Où

$$K = 8,62 \cdot 10^{-5} \text{ eV/ } ^\circ\text{K} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ j/}^\circ\text{K} \text{ (constante de Boltzmann).}$$

$E_F$  = Niveau de Fermi

Connaissant la densité des états quantiques et la probabilité d'occupation de ces états, nous pouvons calculer la densité de porteurs dans un cristal semi-conducteur.

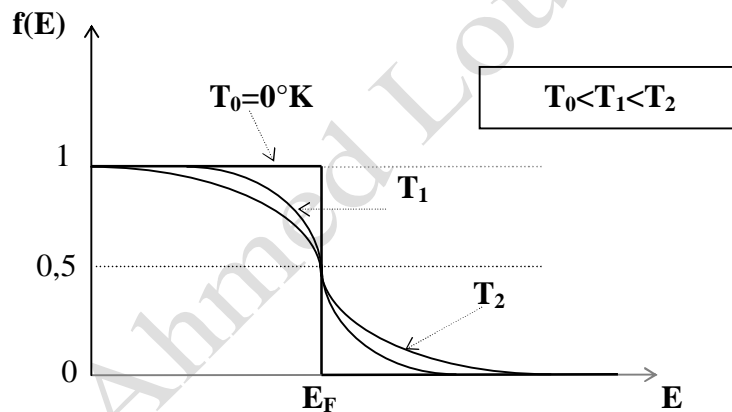


Fig-9 le chronogramme de  $f(E)$

Donc le nombre de porteurs de charge dans le volume limité par E et  $E+dE$  est exprimé pour les deux types de porteurs par :

$$dn = D_C(E) \cdot f(E) \cdot dE \quad (1.4)$$

$$dp = D_V(E) \cdot [1 - f(E)] \cdot dE \quad (1.5)$$

Pour connaître les concentrations totales  $n$  et  $p$ , il faut intégrer les équations (1.4) et (1.5) sur toute la bande correspondante :

$$n = \int_{E_C}^{\infty} D_C(E) \cdot f(E) \cdot dE \quad (1.5)$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} D_V(E) \cdot [1 - f(E)] \cdot dE \quad (1.6)$$

En tenant compte de l'approximation de Boltzmann qui suppose que le niveau de Fermi est suffisamment éloigné des bandes ( $E - E_F \gg K_B T$ ), nous obtiendrons les approximations suivantes :

- Pour l'occupation des états de la bande de conduction

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{KT}}} \Rightarrow f(E) = e^{\frac{E_F - E}{KT}}$$

- Pour la présence d'un trou dans la bande de valence

$$1 - F(E) = \frac{e^{\frac{E - E_F}{KT}}}{1 + e^{\frac{E - E_F}{KT}}} \quad 1 - f(E) = e^{\frac{E - E_F}{KT}}$$

En remplaçant  $f(E)$  et  $1 - f(E)$  par leurs approximations au niveau des équations (1.5 et 1.6), nous aurons :

$$n = \frac{2}{h^3} \cdot (2\pi m_e^* K.T)^{3/2} \cdot e^{\frac{E_F - E_C}{KT}} \quad (1.7)$$

$$p = \frac{2}{h^3} \cdot (2\pi m_t^* K.T)^{3/2} \cdot e^{\frac{E_V - E_F}{KT}} \quad (1.8)$$

Soient

$$n = N_C \cdot e^{\frac{E_F - E_C}{KT}} \quad (1.9)$$

$$p = N_V e^{\frac{E_V - E_F}{KT}} \quad (1.10)$$

Où

$$N_C = \frac{2}{h^3} \cdot (2\pi m_e^* K.T)^{3/2} \quad (1.11)$$

$$N_V = \frac{2}{h^3} \cdot (2\pi m_t^* K.T)^{3/2} \quad (1.12)$$

$N_c$  : Densité effective d'électrons dans la bande de conduction

$N_v$  : Densité effective des trous dans la bande de valence.

La figure 10, illustre d'une façon graphique la dépendance de la concentration des porteurs de charge avec la densité des états et la fonction de Fermi-Dirac.

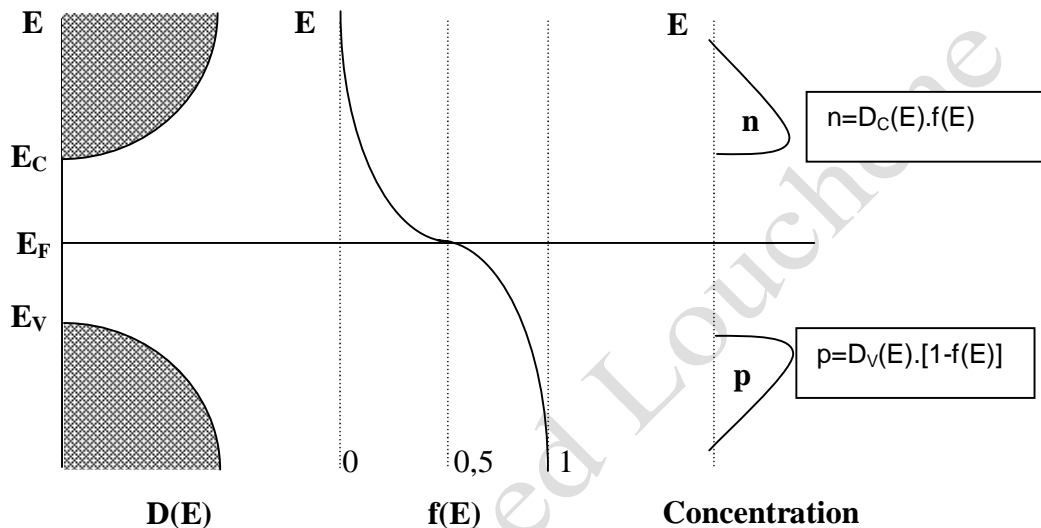


Fig-10 Diagrammes montrant  $n(E)=D_C(E).f(E)$ . et  $p(E)=D_C(E).[1-f(E)]$ .

En faisant le produit des deux expressions 1.7 et 1.8 on obtient un résultat qui ne dépend que du type du semi-conducteur et de la température tel qu'il est montré dans l'expression (1.12).. Par conséquent, à un équilibre thermique et pour un type donné de semi-conducteur  $np$  est constant.

$$np = \frac{4}{h^6} \cdot (2\pi K.T)^3 (m_e^* \cdot m_t^*)^{3/2} e^{-\frac{E_C - E_V}{KT}} = N_C N_V e^{-\frac{E_g}{KT}} \quad (1.12)$$

$E_C - E_V = E_g$  largeur de la bande interdite

A l'équilibre thermique

$$np = \text{cte}$$

Pour un semi conducteur intrinsèque  $n=p=n_i$

$$np = n_i^2 \Rightarrow n_i = \sqrt{N_C N_V} e^{-\frac{E_g}{2KT}} \quad (1.13)$$

$n_i$ : Concentration intrinsèque (caractéristique du matériau semi-conducteur pur), elle dépend fortement de la température. A la température ambiante  $T=300^\circ\text{K}$  la concentration intrinsèque pour les trois semi-conducteurs est :

$$n_i = 1,6 \cdot 10^{10} / \text{cm}^3 \text{ (Si)}$$

$$n_i = 2,5 \cdot 10^{13} / \text{cm}^3 \text{ (Ge)}$$

$$n_i = 1,1 \cdot 10^7 / \text{cm}^3 \text{ (GaAs)}$$

### Remarque

La concentration des impuretés ionisées sont données par:

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + e^{\frac{E_F - E_D}{KT}}}$$

$$N_A^- = \frac{N_A}{1 + e^{\frac{E_A - E_F}{KT}}}$$

Les deux types de porteurs de charge existent toujours dans un semi-conducteur quel que soit son type.

### SC type N

Si  $N_D$  est la concentration en atomes donneurs on a :

$$n = N_D^+ \quad \text{et} \quad p = \frac{n_i^2}{N_D^+}$$

### SC type P

Si  $N_A$  est la concentration en atomes accepteurs on a :

$$p = N_A^- \quad \text{et} \quad n = \frac{n_i^2}{N_A^-}$$

**A la température ambiante l'ionisation des atomes d'impuretés est considérée comme complète. Donc à  $T= 25^\circ\text{C}$  ( $300^\circ\text{K}$ ) on peut poser :  $n=N_D=N_D^+$  et  $p= N_A=N_A^-$**

### III- POSITION DU NIVEAU DE FERMİ

#### III-1 CAS D'UN SEMI-CONDUCTEUR INTRINSEQUE

Dans le cas d'un semi-conducteur intrinsèque les seuls porteurs de charge qui existent sont dus essentiellement à l'agitation thermique. Ils sont ainsi le résultat du phénomène de génération. Le nombre des porteurs de charge négative et le nombre des porteurs de charge positive sont égaux.

Alors on peut poser :

$$n = n_i$$

$$p = n_i$$

Soit  $E_{FI}$  le niveau de fermi dans le cas d'un semi-conducteur intrinsèque. Les expressions (I.9) et (I.10) donnent :

$$n = n_i = N_C \cdot e^{\frac{E_{FI} - E_C}{KT}} \quad (I.14)$$

$$p = n_i = N_V e^{\frac{E_V - E_{FI}}{KT}} \quad (I.15)$$

En faisant le rapport de (I.14) avec (I.15) nous obtenons :

$$1 = \frac{N_C}{N_V} e^{-\frac{E_C + E_V}{KT} + \frac{2E_{FI}}{KT}} \quad (I.16)$$

En appliquant le logarithme népérien pour l'expression (I.16) on trouve :

$$0 = \ln \frac{N_C}{N_V} - \frac{E_C + E_V}{KT} + \frac{2E_{FI}}{KT}$$

$$E_{FI} = \frac{E_C + E_V}{2} - \frac{KT}{2} \ln \frac{N_C}{N_V} \quad (I.17)$$

De la relation (I.17) nous tirons qu'à la température 0°K le niveau de Fermi pour un semi-conducteur intrinsèque se trouve au milieu de la bande interdite tel qu'il est illustré sur la figure-11. Pour les autres températures et avec l'approximation  $N_C \cong N_V$ , nous posons que  $E_{FI}$  est au milieu de la bande interdite.

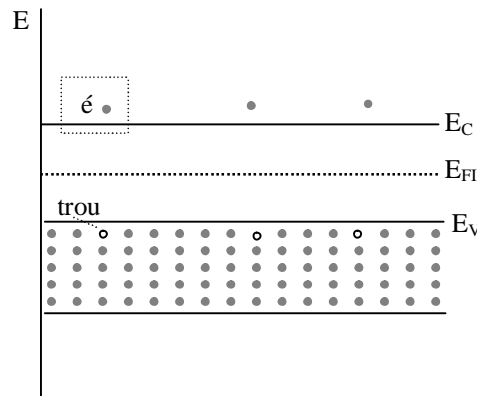


Fig-11  $E_{FI}$  au milieu de BI

### III-2 CAS D'UN SEMI-CONDUCTEUR EXTRINSEQUE

Des relations (I.14) et (I.15) nous exprimons les densités effectives  $N_C$  et  $N_V$  en fonction de la concentration intrinsèque  $n_i$  ce qui donne :

$$N_C = n_i \cdot e^{\frac{E_C - E_{FI}}{KT}} \quad (I.18)$$

$$N_V = n_i \cdot e^{\frac{E_{FI} - E_V}{KT}} \quad (I.19)$$

En remplaçant  $N_C$  et  $N_V$  par leurs expressions (I.18 et I.19) dans (I.9 et I.10) nous obtiendrons des relations qui dépendent de  $E_{FI}$  et  $E_F$ . Par conséquent, nous pouvons facilement déduire l'emplacement de  $E_F$  par rapport à  $E_{FI}$ .

$$n = n_i \cdot e^{\frac{E_C - E_{FI}}{KT}} = n_i \cdot e^{\frac{E_C - E_F}{KT}} = n_i \cdot e^{\frac{E_F - E_{FI}}{KT}} \quad (I.20)$$

$$p = n_i \cdot e^{\frac{E_{FI} - E_V}{KT}} = n_i \cdot e^{\frac{E_V - E_F}{KT}} = n_i \cdot e^{-\frac{E_F - E_{FI}}{KT}} \quad (I.21)$$

#### Cas d'un semi-conducteur N

$$n \gg n_i \Rightarrow E_F > E_{FI}$$

Donc pour un semi-conducteur type N le niveau de Fermi se rapproche de la bande de conduction comme le montre la figure-12.

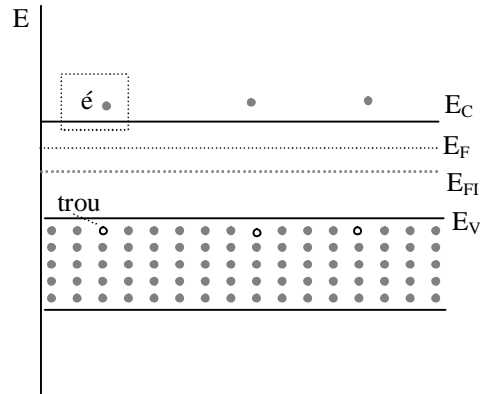


Fig-12 Niveau de Fermi pour SC type N

#### Cas d'un semi-conducteur P

$$p \gg n_i \Rightarrow E_F < E_{Fi}$$

Donc pour un semi-conducteur type P le niveau de Fermi se rapproche de la bande de valence comme le montre la figure-13.

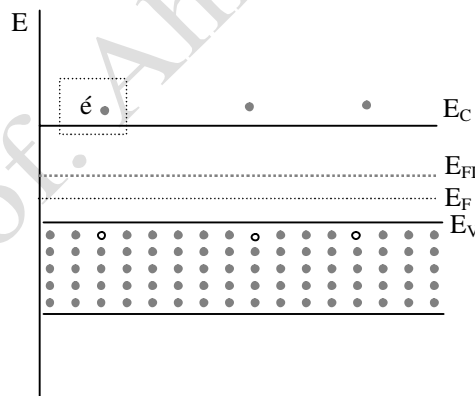


Fig-13 Niveau de Fermi pour SC type P

#### IV- COURANTS DANS UN SEMI-CONDUCTEUR

Le courant électrique dans un semi-conducteur est le résultat de mouvement des électrons libres ou des trous. Les causes de mouvement de ces porteurs de charges peuvent être :

- La présence d'un champ électrique.

- Le gradient de la densité du nombre de particules
- Le gradient de la température

Nous nous limitons dans notre cas aux deux premières causes.

#### IV-1 COURANT DUE A UN CHAMP ELECTRIQUE

La présence d'un champ électrique dans un cristal semi-conducteur soumet les porteurs de charge à une force électrostatique  $q\vec{E}$ . Par conséquent, les électrons se déplacent dans le sens contraire du champ électrique, alors que les trous se déplacent dans le même sens que ce champ.

En appliquant la loi fondamentale de la dynamique  $\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt}$  nous aurons :

##### **Pour les électrons libres**

$$m_e^* \frac{d\vec{v}_n}{dt} = -q\vec{E} \quad (1.22)$$

Le signe moins dans la relation indique le sens de déplacement contraire au sens du champ électrique.

Si on considère que  $\vec{v}_n$  est la vitesse moyenne des électrons et que le temps  $t_c$  est le temps entre deux collisions, la vitesse prendra comme expression :

$$\vec{v}_n = \frac{q t_c}{m_e^*} \vec{E} \quad (1.23)$$

Avec la mobilité des électrons  $\mu_n$  donnée par :

$$\mu_n = \frac{q t_c}{m_e^*} \quad (1.24)$$

$$\vec{v}_n = \mu_n \vec{E} \quad (1.25)$$



**Pour les trous**

$$m_t^* \frac{d\vec{v}_p}{dt} = q\vec{E} \quad (1.26)$$

Si on considère que  $\vec{v}_p$  est la vitesse moyenne des électrons et que le temps  $t_c$  est le temps entre deux collisions, la vitesse prendra comme expression :

$$\vec{v}_p = \frac{q t_c}{m_t^*} E \quad (1.27)$$

avec la mobilité des trous  $\mu_p$  donnée par :

$$\mu_p = \frac{q t_c}{m_t^*} \quad (1.28)$$

$$\vec{v}_p = \mu_p \vec{E} \quad (1.29)$$

Une fois la mobilité des deux porteurs de charge est déterminée, nous passons aux densités de courant dû à chaque type de porteur de charge. Si  $n$  et  $p$  désignent les concentrations en électrons et trous respectivement, les densités seront données par :

$$\vec{J}_{n,c} = -qn\vec{v}_n = qn\mu_n \vec{E} \quad (1.30)$$

$$\vec{J}_{p,c} = qp\vec{v}_p = qp\mu_p \vec{E} \quad (1.31)$$

Le courant total a une densité qui exprimée par la somme des deux densités  $J_n$  et  $J_p$ .

$$\vec{J}_c = \vec{J}_{n,c} + \vec{J}_{p,c} = (qn\mu_n + qp\mu_p) \vec{E} \quad (1.32)$$

Le terme liant la densité de courant au champs électrique définit la conductivité du matériau en question et elle est notée par  $\sigma$ .

$$\sigma = q (n \mu_n + p \mu_p) \quad (1.33)$$

**IV-2 COURANT DE DIFFUSION**

Malgré l'absence d'un champ électrique, il apparaît un mouvement des porteurs de charge des régions à forte concentration aux régions à faible concentration. Ce phénomène est appelé diffusion. Le mouvement de ces

particules obéit à la loi de Fick, qui montre que le flux est proportionnel au gradient de la concentration tel que :

Pour les électrons

$$\vec{\phi}_n = -D_n \frac{dn}{dx} \quad (1.34)$$

$$\vec{J}_{n,d} = -q \vec{\phi}_n \quad (1.35)$$

Ce qui donne une densité de courant :

$$\vec{J}_{n,d} = q D_n \overrightarrow{\text{grad}} n \quad (1.36)$$

Où  $D_n$  : coefficient de diffusion des électrons

Pour les trous

$$\vec{\phi}_p = -D_p \frac{dp}{dx} \quad (1.37)$$

$$\vec{J}_{p,d} = q \vec{\phi}_p \quad (1.38)$$

Ce qui correspond à une densité de courant

$$\vec{J}_{p,d} = -q D_p \overrightarrow{\text{grad}} p \quad (1.39)$$

Où  $D_p$  : coefficient de diffusion des trous

Finalement la densité de courant totale dû au phénomène de diffusion est :

$$\vec{J}_d = \vec{J}_{n,d} + \vec{J}_{p,d} = q D_n \overrightarrow{\text{grad}} n - q D_p \overrightarrow{\text{grad}} p \quad (1.40)$$

### Conclusion

Dans un même cristal la densité totale du courant sera composée de ces deux parties,  $J_c$  provoquée par un champ électrique et  $J_d$  dû au phénomène de diffusion. En résumé :

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p$$

$$\mathbf{J}_n = \mathbf{J}_{n,c} + \mathbf{J}_{n,d}$$

$$\mathbf{J}_p = \mathbf{J}_{p,c} + \mathbf{J}_{p,d}$$

## V- JONCTION PN

### V-1 DEFINITION

Une jonction représente la limite entre deux semi-conducteurs de types différents obtenus par diffusion ou par bombardement ionique sur un même substrat de semi-conducteur. En se limitant à une seule dimension ( $x$ ), on présente sur la figure-14 le principe d'une jonction PN.

Après diffusion et au voisinage de la jonction se forme une zone qui ne contient que des ions fixes formés par les donneurs qui ont perdu un électron et par les accepteurs qui ont gagné un électron. Ce dipôle de charges est le siège d'un champ électrique qui après un certain nombre de diffusion prend une valeur suffisante pour arrêter le flux de particules qui diffusent. C'est ainsi que les électrons seront repoussés à la zone N, et les trous seront repoussés vers la zone P. N'oublions pas que le support de base de la jonction est un semi-conducteur, donc le phénomène de génération et de recombinaison ne s'arrête pas tant que l'énergie thermique le permet. Mais dès qu'une paire électron-trou apparaît dans la zone de charge, l'électron sera accéléré vers N et le trou sera accéléré vers P, d'où le nom de zone déserte ou de déplétion. Les diagrammes donnés sur la figure-15 résument l'état d'une jonction sans polarisation.

- ⊖ Atome Donneur
- ⊕ Atome Accepteur
- ⊖ Ion Donneur
- ⊕ Ion Accepteur

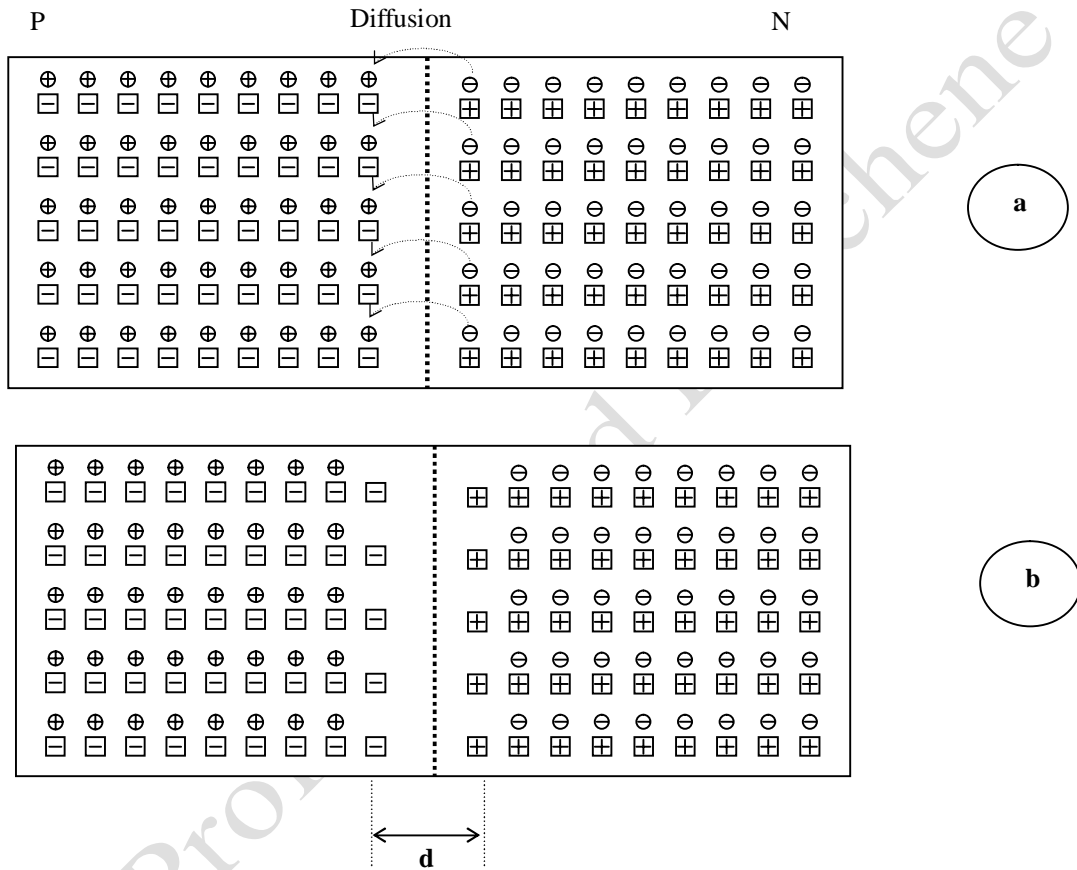


Fig-14 a- Jonction avant diffusion, b- jonction après diffusion

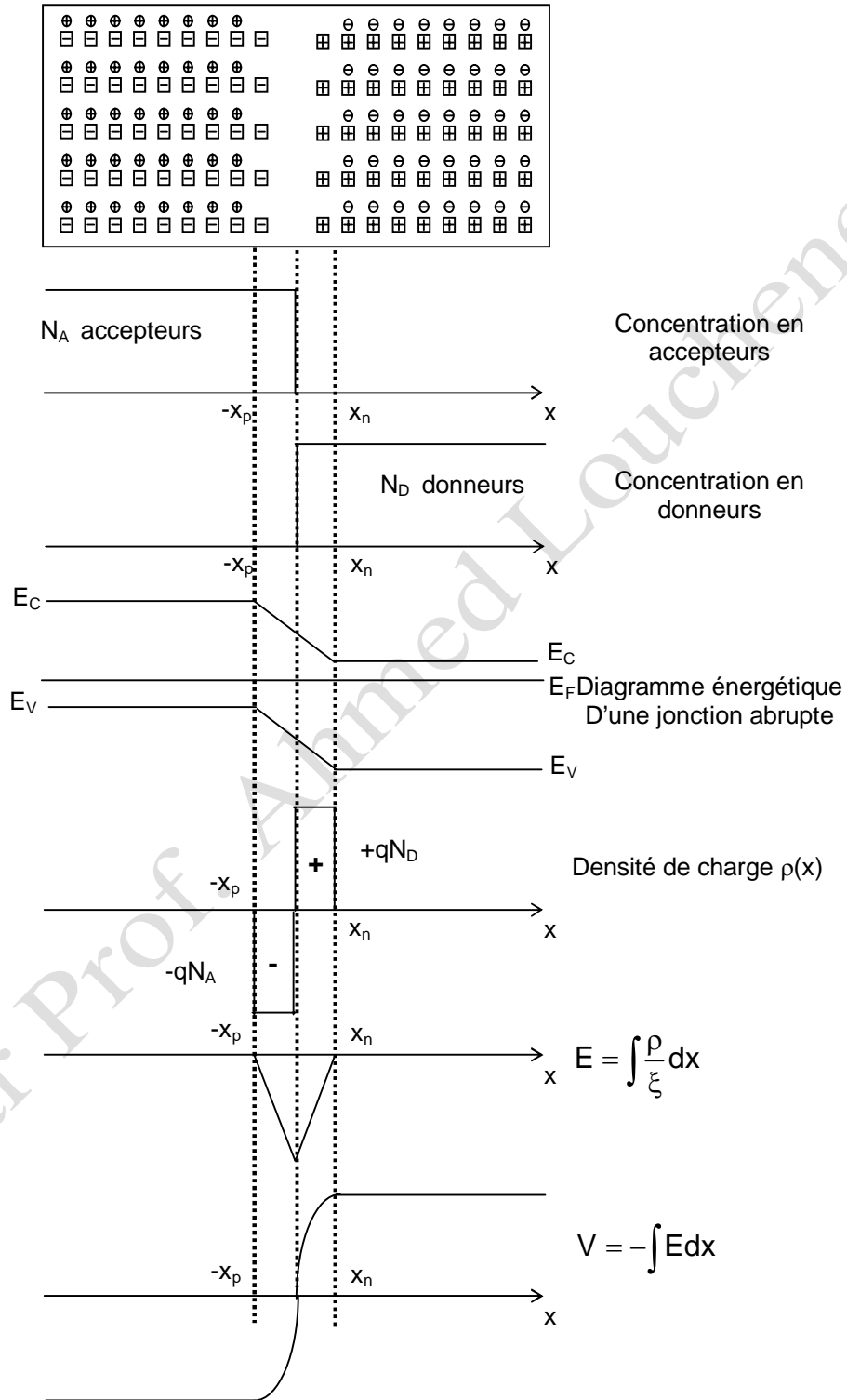


Fig-15 Jonction PN sans polarisation

## V-2 TENSION DE DIFFUSION

Il est d'une très grande importance d'analyser le comportement d'une jonction PN à l'équilibre thermodynamique et loin de toute source d'énergie externe. Dans un tel cas trois points doivent être pris en considération :

- **Courant total dû aux électrons est nul.**
- **Courant total dû aux trous est nul.**
- **En tout point  $pn=n_i^2$  reste vrai.**

Du premier point on a :

$$J_n = J_{n,c} + J_{n,d} = 0 \quad (1.41)$$

$$qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx} = 0 \quad (1.42)$$

$$E = -\frac{D_n}{\mu_n} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \quad (1.43)$$

$$\text{Or } E = -\frac{dV}{dx} \quad (1.44)$$

$$dV = \frac{D_n}{\mu_n} \frac{dn}{n} \quad (1.45)$$

En posant les limites de la zone de charge d'espace,  $x_n$  du côté N et  $x_p$  du côté P, et en faisant l'intégrale de l'équation entre  $x_p$  et  $x_n$  on a :

$$\int_{x_p}^{x_n} dV = \int_{x_p}^{x_n} \frac{D_n}{\mu_n} \frac{dn}{n} \quad (1.46)$$

$$V_n - V_p = \frac{D_n}{\mu_n} L_n \frac{n_n}{n_p} \quad (1.47)$$

Avec  $n_n$  et  $n_p$  les concentration en électrons respectivement dans la région N et dans la région P. De la relation d'Einstein :

$$\frac{KT}{e} = \frac{D}{\mu} \quad (1.48)$$

On a la tension de diffusion  $V_d$  :

$$V_d = V_n - V_p = \frac{KT}{e} \ln \frac{n_n}{n_p} \quad (1.49)$$

Dans le cas où la partie N dopée avec  $N_D$  donneurs et la partie P avec  $N_A$  accepteurs la tension de diffusion sera :

$$n_n = N_D \text{ et } n_p = \frac{n_i^2}{N_A} \quad (1.50)$$

$$V_d = \frac{KT}{e} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2} \quad (1.51)$$

### V-3 ZONE DE DEPLETION

Dans cette partie on doit manipuler deux équations. La première est tirée de la condition de neutralité électrique et la deuxième est l'équation de Poisson :

Neutralité électrique :

$$\int_{-x_p}^{x_n} \rho(x) dx = \int_{-x_p}^0 \rho(x) dx + \int_0^{x_n} \rho(x) dx = 0 \quad (1.52)$$

$$-qN_A(0 + x_p) + qN_D(x_n - 0) = 0 \quad (1.53)$$

$$N_A x_p = N_D x_n \quad (1.54)$$

Equation de Poisson

L'équation de Poisson ramenée à une seule dimension est :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{dE}{dx} = -\frac{\rho}{\xi} \quad (1.55)$$

où  $\xi = \xi_0 \xi_r$

Aux limites  $x_n$  et  $x_p$  de la zone de déplétion nous avons :

$$E(-x_p) = E(x_n) = 0 \quad (1.56)$$

Et

$$V(-x_p) = V_p \quad (1.57)$$

$$V(x_n) = V_n \quad (1.58)$$

**Cas-1** :  $-x_p \leq x \leq 0 \Rightarrow \rho = -qN_A$

En intégrant l'équation donnée par la relation (I.55) on obtient :

$$E = -\frac{qN_A}{\xi} x + \text{cte}$$

pour  $x = -x_p \Rightarrow E = 0 = \frac{qN_A}{\xi} x_p + \text{cte}$

$$\text{cte} = -\frac{qN_A}{\xi} x_p$$

$$E = -\frac{qN_A}{\xi} (x + x_p) \quad (I.59)$$

En intégrant une deuxième fois et en multipliant par un signe (-) on trouve la tension  $V_p(x)$ .

$$V_p(x) = \frac{qN_A}{\xi} \left( \frac{x^2}{2} + x_p x \right) + \text{cte}$$

$$V_p(-x_p) = V_p \Rightarrow \text{cte} = V_p + \frac{qN_A}{\xi} \frac{x_p^2}{2}$$

D'où

$$V_p(x) = \frac{qN_A}{2\xi} (x + x_p)^2 + V_p \quad (I.60)$$

**Cas-1 :  $0 \leq x \leq x_n \Rightarrow \rho = qN_D$**

En intégrant l'équation donnée par la relation (I.55) on obtient :

$$E = \frac{qN_D}{\xi} x + \text{cte}$$

Pour  $x = x_n \Rightarrow E = 0 = \frac{qN_D}{\xi} x_n + \text{cte}$

$$\text{cte} = -\frac{qN_D}{\xi} x_n$$

$$E = \frac{qN_D}{\xi} (x - x_n) \quad (I.61)$$

En intégrant une deuxième fois et en multipliant par un signe (-) on trouve la tension  $V_n(x)$ .



$$V_n(x) = -\frac{qN_D}{\xi} \left( \frac{x^2}{2} - x_n x \right) + \text{cte}$$

$$V_n(x_n) = V_n \Rightarrow \text{cte} = V_n - \frac{qN_D}{\xi} \frac{x_n^2}{2}$$

D'où

$$V_n(x) = -\frac{qN_D}{2\xi} (x - x_n)^2 + V_n \quad (1.62)$$

La continuité du potentiel fait qu'à  $x=0$  on a

$$V_p(0) = V_n(0)$$

D'où

$$\frac{qN_A}{2\xi} x_p^2 + V_p = -\frac{qN_D}{2\xi} x_n^2 + V_n$$

$$V_d = V_n - V_p = \frac{q}{2\xi} (N_D x_n^2 + N_A x_p^2) \quad (1.63)$$

de l'équation (1.54)

$$x_n = \frac{N_A}{N_D} x_p \quad \text{et} \quad x_p = \frac{N_D}{N_A} x_n$$

En portant ces expressions dans (1.63) on obtient des relations liant  $x_p$  et  $x_n$  à  $V_d$ .

$$x_p = \sqrt{\frac{2\xi}{q} V_d \frac{N_D}{N_A (N_A + N_D)}} \quad (1.64)$$

$$x_n = \sqrt{\frac{2\xi}{q} V_d \frac{N_A}{N_D (N_A + N_D)}} \quad (1.65)$$

D'où la largeur de la zone de déplétion :

$$d = x_n + x_p = x_n \left( 1 + \frac{x_p}{x_n} \right) \quad (1.66)$$

En remplaçant  $x_p$  et  $x_n$  par (1.64) et (1.65) dans (1.66) nous obtiendrons :

$$d = \sqrt{\frac{2\xi}{q} V_d \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}} \quad (1.67)$$

#### V-4- CAPACITE DE TRANSITION

Comme nous l'avons mentionné précédemment, une zone de déplétion apparaît au niveau de la jonction dont les limites sont des charges positives du côté N et des charges négatives du côté P. Cette structure n'est autre que celle d'un condensateur de capacité C telle que :

$$C = \xi \frac{S}{d} \quad (I.68)$$

S : Section de la jonction

d : largeur de la zone de déplétion

$\xi$ : Permittivité

Dans le cas où la jonction est au repos, en d'autres termes si aucune tension externe n'est appliquée à cette jonction, la largeur **d** de la zone de déplétion est donnée par la relation (I.67). En remplaçant **d** par son expression dans (I.68) on obtient :

$$d = \sqrt{\frac{2\xi}{q} V_d \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}}$$

$$C = \xi S \sqrt{\frac{q}{2\xi} \frac{1}{V_d} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D}}$$

$$C = S \sqrt{\frac{\xi q}{2} \frac{1}{V_d} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D}} \quad (I.69)$$

#### VI- POLARISATION D'UNE JONCTION

La polarisation est obtenue par l'application, entre sa région P et sa région N, d'une tension externe  $V_{ex}$ . Il peut y avoir deux façons de branchement de la source externe, son plus au côté P ou son plus au côté N.

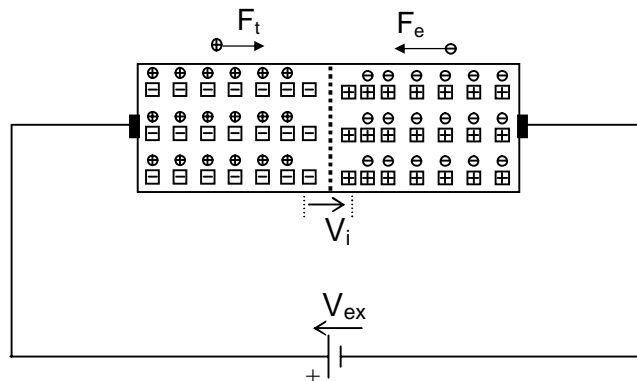
##### VI-1- POLARISATION DIRECTE D'UNE JONCTION

Une jonction PN est dite polarisée en directe si on lui applique une source de tension externe telle que :

Le plus de la source est lié au côté P de la jonction

Le moins de la source est lié au côté N de la jonction.

La figure-16 illustre le cas d'une polarisation directe d'une jonction PN.

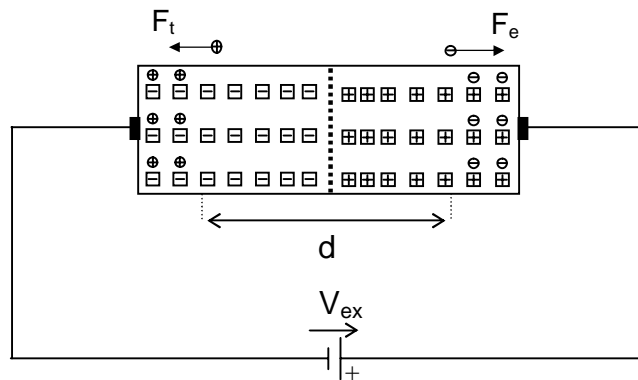


**Fig-16 Polarisation directe d'une jonction PN**

Le champ électrique  $E_{ex}$  créé par  $V_{ex}$  s'oppose à l'effet du champ interne  $E_i$  créé par  $V_i$ . Par conséquent, l'effet de diffusion va être renforcé et dans le cas où  $V_{ex}$  est supérieur à  $V_i$  il y aura naissance d'un courant  $I$  dans la jonction. Ce courant  $I$  peut prendre des valeurs très importantes.

## VI-2- POLARISATION INVERSE D'UNE JONCTION

Une jonction PN à laquelle on applique une tension externe qui s'oppose à l'effet de diffusion est dite jonction polarisée en inverse. La figure-17 qui illustre ce cas montre que le champ électrique dû à  $V_{ex}$  repousse les électrons vers leur région N et les trous vers leur région P. Il en résulte un élargissement de la zone de déplétion d'où augmentation de la résistance de cette jonction



**Fig-17 Polarisation inverse d'une jonction PN**

Dans ce cas de polarisation la barrière de potentielle est augmentée, chose qui empêche les porteurs de charge majoritaires des deux zones de se déplacer d'où un courant quasiment nul. Cependant, les porteurs de charge minoritaires « électrons de la région P et trous de la région N » vont se déplacer produisant ainsi un courant de faible valeur dans la jonction appelé courant de saturation  $I_s$ .

Si  $V_{ex}$  continue à augmenter, alors à une certaine valeur elle serait suffisante pour rompre certaines liaisons de covalence. Ce stade où certaines liaisons de covalence sont rompues est appelé **EFFET ZENER** et la tension produisant cet effet est appelée **tension Zener**. Si on continue à augmenter cette tension inverse les électrons minoritaires et les électrons des liaisons rompues vont acquièrent des vitesses qui après choc avec les atomes du cristal vont libérer d'autres électrons qui vont libérer à leurs tour d'autre d'où augmentation brusque du courant inverse qui inévitablement détruit la jonction. Ce phénomène est connu sous le nom de phénomène d'avalanche.

**Remarque**

Deux points importants à surveiller quand on manipule les jonctions PN :

- Le courant direct maximal à ne pas dépasser pour les jonctions polarisées en directe.
- La tension inverse maximale à ne pas dépasser dans le cas des jonctions polarisées en inverse.

## EXERCICES

### EXERCICE-I-1

1. Donner l'expression de la probabilité d'occupation d'un état d'énergie  $E$ , dans la bande de conduction, par un électron.
2. Que devient l'expression trouvée en (1), dans le cas où l'état à occuper a une énergie dépassant le niveau de Fermi d'un  $\Delta E$ , tel que  $\Delta E \gg kT$  ?
3. Calculer la valeur de cette probabilité en utilisant l'expression donnée en (1) puis celle donnée en (2) pour  $\Delta E = 3kT$ . Que peut-on en déduire ?
4. Calculer la valeur de la probabilité trouvée en (1) pour :

$$\Delta E = 0,01 \text{ eV et } T = 300^\circ \text{K.}$$

$$\Delta E = 0,6 \text{ eV et } T = 300^\circ \text{K.}$$

$$\Delta E = 0,01 \text{ eV et } T = 10^\circ \text{K}$$

### EXERCICE-I-2

Etant donné un matériau de silicium intrinsèque pour lequel à  $300^\circ \text{K}$  :

- la densité effective des états dans la bande de conduction est  $2,8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
- une concentration intrinsèque  $n_i = 1,5 \cdot 10^{10}$ .
- Une bande interdite  $E_g = 1,2 \text{ eV}$ .

On demande de déterminer la densité effective des états dans la bande de valence.

### EXERCICE-I-3

On considère un matériau intrinsèque de germanium où à  $300^\circ \text{K}$  les densités d'état effectives sont  $1,04 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  dans BC et  $6,0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  dans BV. Si sa bande interdite est de  $0,66 \text{ eV}$ , on demande :

- Sa concentration intrinsèque.
- Le rapport  $\frac{m_e^*}{m_0}$  où  $m_0$  est la masse de l'électron au repos.

- Le rapport  $\frac{m_t^*}{m_0}$ .

#### EXERCICE-I-4

1-Pour une température constante et égale à 300°K où se situe le niveau de Fermi pour:

- Un semi-conducteur intrinsèque
- Un semi-conducteur N
- Un semi-conducteur P

2- Est ce que le niveau de Fermi dépend de la température? Dans l'affirmatif justifier comment varie le niveau de Fermi lorsque T augmente pour les trois types de semi-conducteur.

3/- Que se passe-t-il pour le niveau de Fermi si la concentration en atomes d'impuretés croît ? Cas d'un semi-conducteur N et d'un semi-conducteur P.

#### EXERCICE-I-5

Etant donné un semi-conducteur dopé N. Si  $N_D$  et  $E_D$  sont respectivement la concentration en atomes donneurs et niveau du cinquième électron de l'atome impureté, calculer la position du niveau de Fermi pour les trois cas suivants :

- $KT \ll E_C - E_D$ . basses températures.
- $E_C - E_V > KT > E_C - E_D$  moyennes températures.
- $KT \geq E_C - E_V$  hautes températures.

#### EXERCICE-I-6

Soit un semi-conducteur extrinsèque de type P où  $\frac{m_t^*}{m_0} = 0,37$ ,  $K_B = 1,38 \times 10^{-23}$

J/°K et  $h = 6,62 \times 10^{-34}$  J.s . Pour une température constante et égale à 300°K :

1. Calculer la densité d'état effective dans la bande de valence.
2. Dans le cas où ce semi-conducteur est du Ge dopé avec  $N_A = 4,4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , exprimer son niveau de Fermi en fonction du niveau de fermi du Ge pur.
3. Calculer la concentration des porteurs de charge minoritaires.

### EXERCICE-I-7

1. Représenter le diagramme des bandes d'énergie pour une jonction PN abrupte à l'équilibre thermique. En considérant que le niveau de Fermi est le même dans toute la structure et qu'à la température ambiante tous les atomes d'impuretés sont ionisés.
2. Donner l'expression de la tension de diffusion  $V_D$  à la température 300°K
3. Pour  $N_A=10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et  $N_D=10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , calculer la valeur de la tension de diffusion pour les matériaux suivants:
  - Le silicium (Si) avec  $n_i=10^{10} \text{ cm}^{-3}$
  - Le germanium (Ge) avec  $n_i=10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

### EXERCICE-I-8

Le tableau ci-dessous résume quelques caractéristiques à 300°K pour les deux semi conducteurs Si et Ge les plus utilisés.

	$n_i$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$\mu_n$ ( $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ )	$\mu_p$ ( $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ )
Silicium	$1,5 \cdot 10^{10}$	1350	480
Germanium	$2,5 \cdot 10^{13}$	3900	1900

1. Prenons un barreau de section  $10 \text{ mm}^2$  et de longueur 200 mm. Trouver sa conductivité dans le cas où ce barreau est :
  - a- En silicium.
  - b- En germanium.
2. Trouver la valeur du courant qui le traverse quand on lui applique une tension de 10V pour les deux cas **a** et **b** cités ci-dessus.
3. Calculer pour les cas **a** et **b** la vitesse des porteurs de charge électrons de BC et trous de BV.
4. Que peut-on en déduire ?

### EXERCICE-I-9

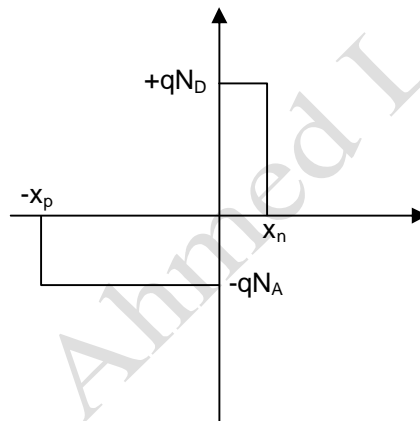
On considère un cristal en silicium pur pour lequel la mobilité des électrons et la mobilité des trous sont :  $\mu_n = 1500 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  et  $\mu_p = 450 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ . A la température ambiante, la concentration des électrons dans la bande de conduction est donnée comme  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .

On demande de :

1. Donner la concentration des trous dans la bande de valence.
2. Donner la valeur de la résistance d'un barreau de ce cristal de longueur  $L=5\text{cm}$  et de section  $S=1\text{cm}^2$ .

### EXERCICE-I-10

Soit une jonction PN abrupte dont la distribution de densité de charge est la suivante:



1. - En utilisant l'équation de neutralité électrique montrer que  $N_A x_p = N_D x_n$ .
2. - Calculer le champ électrique dans les zones de charges d'espace (pour les régions N et P) en utilisant l'équation de poisson. En déduire les potentiels ainsi que la tension de diffusion, en tenant compte de la continuité du potentiel au point  $x=0$ .
3. - Calculer les épaisseurs  $x_n$  et  $x_p$  de la zone des charges d'espace dans les régions N et P en fonction de la tension  $V_D$  et du dopage des deux régions. Que deviennent ces épaisseurs quand  $N_A \gg N_D$  (jonction P<sup>+</sup>N).
4. - La zone de charges d'espace est vide de porteurs de charges ce qui constitue un isolant. Calculer la capacité de transition  $C_t$ . Que devient son expression pour une jonction P<sup>+</sup>N.



### EXERCICE-I-11

- 1/ - Calculer la valeur de la tension de diffusion à la température ambiante d'une jonction P+N au silicium avec  $N_A=10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_D=10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\epsilon_r=12$ ,  $\epsilon_0=8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$  et  $n_i=1,6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .
- 2/ - Calculer les épaisseurs  $x_n$  et  $x_p$  des Z.C.E. , la valeur maximale du champs  $E_{\max}$  et la capacité de transition  $C_t$ .
- 3/ - Si on polarise la jonction avec une tension  $V=0,5\text{V}$  que deviendra la largeur  $d$  de la Z.C.E.?
- 4/ - Cette fois on polarise la jonction par une tension  $V=-10\text{V}$ , calculer  $d$  et  $C_t$ .

### EXERCICE-I-12

Etant donné une jonction abrupte N+P où  $N_A=10^{15} \text{ cm}^{-3}$  et  $N_D=10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

- 1/ Calculer la tension de diffusion  $V_D$ . Que deviennent  $x_n$  et  $x_p$  pour cette jonction? Donner la valeur de la largeur  $d$  la zone de charge d'espace.
- 2/ Dans le cas où la jonction est polarisée avec une tension inverse  $V=7\text{V}$ , donner le schéma de polarisation et calculer la nouvelle largeur de la zone Z.C.E. sachant que:

$$n_i=10^{10} \text{ cm}^{-3}, \epsilon_0=8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m} \text{ et } \epsilon_r=12.$$

### EXERCICE-I-13

Si à la température ambiante les électrons dans un barreau semi-conducteur atteignent la vitesse de 3000 m/s sous l'action d'un champ électrique de 26000V/m, calculer le coefficient de diffusion  $D_n$ .