

## Chapitre 4

### Propriétés électriques des semi-conducteurs

#### 4.1. Notions de conduction

Les électrons de la bande de conduction, ainsi que les trous de la bande de valence, sont appelés porteurs libres car ils permettent la circulation d'un courant électrique. Lorsque l'on applique un champ électrique externe au cristal, ces porteurs libres se déplacent.

La manière dont les porteurs libres se déplacent dépend de l'intensité du champ électrique externe appliqué. Si cette intensité est faible, le comportement des porteurs de charges obéit à la loi d'Ohm. Pour les champs électriques appliqués plus importants, la loi d'Ohm n'est plus satisfaite. L'énergie cinétique moyenne communiquée aux porteurs devient supérieure à celle qu'ils auraient à la température du réseau. Lorsque les porteurs de charge sont des électrons, on les désigne sous le nom d'électrons chauds, car leur température est supérieure à celle du réseau.

A  $T=0$  K, dans un semi-conducteur intrinsèque, tous les électrons se trouvent gelés dans la bande de valence, et de ce fait aucun ne peut se déplacer. Le semi-conducteur est un isolant parfait à cette température.

Si on augmente la température ( $T>0$  K), on augmente l'énergie, (on dit aussi que l'on transmet de l'énergie au cristal sous forme de phonons), et certains électrons peuvent franchir la bande interdite et devenir libres. On dit qu'il y a génération de paires électron-trou. Simultanément et statistiquement il y a recombinaison. Les deux processus définissent l'état d'équilibre thermodynamique pour la température considérée.

Les électrons ainsi libérés possèdent une énergie moyenne qui se traduit par une vitesse thermique  $v_{th}$ ; ceux-ci suivent un processus aléatoire à travers le cristal du fait des collisions avec les atomes du réseau.

Il est important de noter que le niveau le plus bas dans la bande de conduction, soit  $E_c$ , peut représenter l'énergie d'un électron de conduction au repos.

L'énergie d'un électron au repos est naturellement l'énergie potentielle ; par conséquent,  $E_c$  représente l'énergie potentielle de l'électron. De la même façon, la limite supérieure  $E_v$  de la bande de valence représente l'énergie potentielle d'un trou.

Si un électron est situé à un niveau supérieur à  $E_c$  ou un trou à un niveau inférieur à  $E_v$ , cet électron ou ce trou a une énergie cinétique représentée par la différence entre son énergie totale et la limite respective de la bande de conduction ou la bande de valence.

Dans un semi-conducteur, les électrons et les trous libres sont animés en permanence d'un mouvement rapide d'agitation thermique. Leur vitesse dépend du niveau d'énergie qu'ils occupent dans la bande de conduction ou la bande de valence.

La valeur moyenne de la vitesse thermique  $v_{th}$  pour les porteurs d'une bande peut s'évaluer en supposant qu'ils forment un gaz parfait et que leur énergie cinétique moyenne vaut :  $\frac{3}{2}KT$

L'énergie interne d'un cristal de  $N$  molécules est :  $E = \frac{3}{2}NKT$

Or, le mouvement d'un porteur dans un cristal nous rappelle celui d'une molécule dans un gaz.

Par conséquent, on peut supposer que l'énergie cinétique d'un porteur (électron) dans un cristal est identique à l'énergie d'une molécule dans un gaz.

$$\text{Soit : } \frac{1}{2} m_e^* v_{th}^2 = \frac{3}{2} KT$$

$$\text{D'où, } v_{th} = \sqrt{\frac{3KT}{m_e^*}}$$

Où,

$$\left\{ \begin{array}{l} m_e^* : \text{Masse effective de l'électron,} \\ K : \text{constante de Boltzmann,} \\ T : \text{température.} \end{array} \right.$$

Le mouvement des porteurs est perturbé par deux effets :

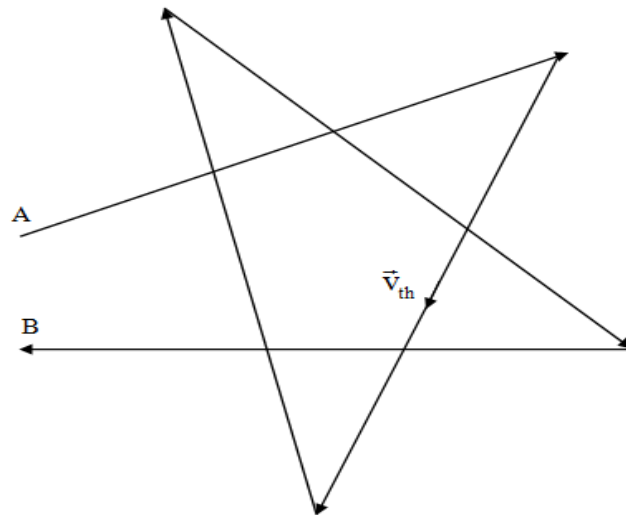
- L'agitation thermique des atomes du solide,
- La présence des impuretés et des défauts.

Le porteur part dans une direction, il subit un choc, repart dans une autre direction, etc... En l'absence de force agissant sur le porteur, cette agitation désordonnée ne conduit pas à un déplacement : il n'y a pas de conduction électrique en l'absence de champ électrique.

Les électrons et les trous se déplacent rapidement dans le cristal ; leurs trajectoires sont très compliquées.

Nous simplifions ces trajectoires en admettant qu'elles sont constituées de segments de droites, de longueur  $l$ , parcourus avec la vitesse  $v_{th}$  (**Figure 4.1**).

En l'absence de tout champ électrique appliqué, la direction de la vitesse du porteur étant distribuée au hasard, son déplacement est nul statistiquement (de A, il revient à B, qui sont sur la même ligne verticale).



**Figure 4.1 :** Trajectoire simplifiée d'un porteur libre dans le cristal.

Pour une vitesse thermique ( $v_{th}$ ) donnée, on peut définir un libre parcours moyen  $\langle l \rangle$  et un temps de relaxation  $\langle t \rangle$ , désigné aussi par  $\tau$ , tel que :  $v_{th} = \frac{\langle l \rangle}{\langle t \rangle} = \frac{\langle l \rangle}{\tau}$

Où,

- Le libre parcours moyen  $\langle l \rangle$ , représente la distance moyenne parcourue entre deux collisions consécutives. Il est de l'ordre de quelques dizaines de distances interatomiques, soit de  $10^{-8}$  à  $10^{-7}$  cm pour le silicium ;
- le temps de relaxation  $\tau$ , représente le temps moyen entre deux collisions consécutives. Il est de l'ordre de  $10^{-13}$  à  $10^{-11}$  s pour les semi-conducteurs classiques à température ambiante.

Les valeurs de  $\langle l \rangle$  et  $\tau$  dépendent :

- de la température du cristal qui conditionne l'agitation thermique des atomes ;
- de la teneur du cristal en défauts et en impuretés.

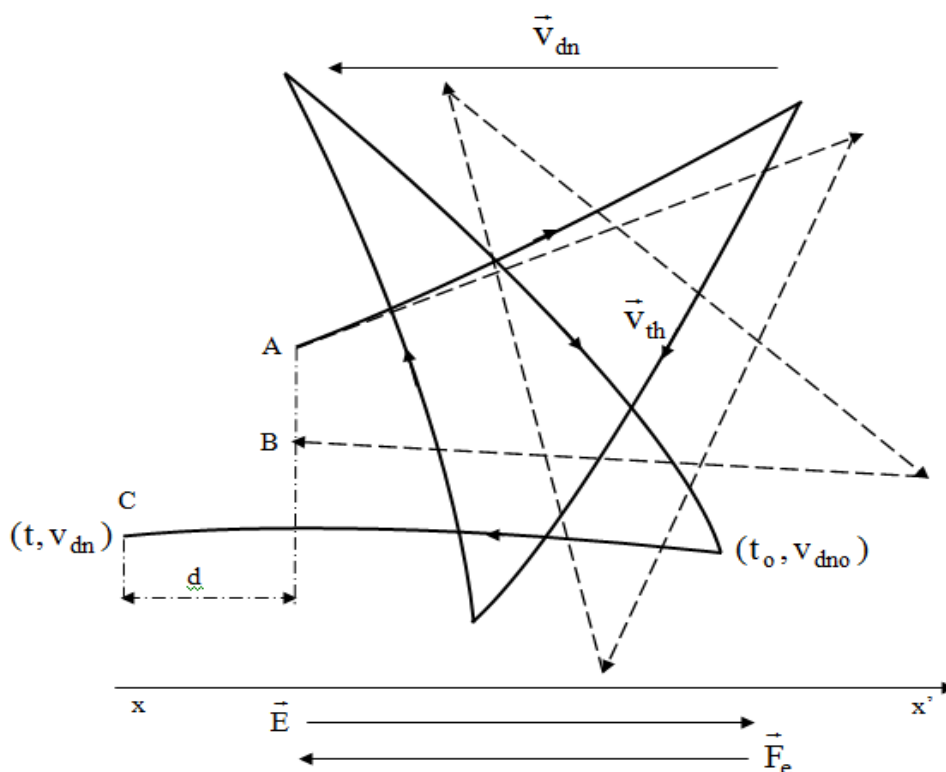
## 4.2. Mobilité des porteurs

La mobilité est un facteur important dans un matériau semi-conducteur. Plus elle est grande, plus grand est le courant transporté.

Considérons ce qui se passe en présence d'une force agissant sur le porteur. Si on applique un champ électrique, les porteurs subissent une force électrostatique, à l'agitation désordonnée se superpose un mouvement d'entraînement, caractérisé par une vitesse  $v_d$  qui conduit à un transport de charge.

Soit un champ électrique  $\vec{E}$  appliqué au cristal, parallèlement à l'axe  $xx'$  (**Figure 4.2**). Nous admettons que ce champ agit sur la particule de la même façon que dans le vide, donc chaque segment de trajectoire rectiligne en l'absence de champ devient parabolique, car il est dévié par la force électrostatique. Par suite, en présence du champ électrique  $\vec{E}$ , un déplacement moyen ( $d$ ), va prendre naissance dans le sens de la force électrostatique, auquel s'opposera une force visqueuse équivalente liée au processus de collision, soit :  $F_e = F_{visq}$

Le déplacement moyen ( $d$ ), représente la distance située entre les projections des positions de départ A et d'arrivée C sur l'axe  $xx'$



**Figure 4.2 :** Trajectoire simplifiée d'un électron libre dans le cristal :  
 (—) En présence d'un champ électrique  $E$  ;  
 (- -) En absence d'un champ électrique  $E$ .

En pratique, au bout d'un temps égal à quelque  $\tau$ , on atteint une vitesse limite  $v_d$ , que l'on appellera : vitesse d'entraînement ou vitesse de déplacement.

Il convient de faire la différence entre la vitesse du porteur sur sa trajectoire  $v_{th}$  et la vitesse d'entraînement  $v_d$ .

La force extérieure d'origine électrostatique agissant sur l'électron est :  $\vec{F}_e = -q\vec{E}$ .

Par ailleurs, la loi fondamentale de la dynamique appliquée à un électron de masse effective

$m_e^*$  et de vecteur vitesse de déplacement  $\vec{v}_{dn}$  s'écrit :  $\vec{F} = m_e^* \vec{\gamma} = m_e^* \frac{d\vec{v}_{dn}}{dt} = \vec{F}_e = -q\vec{E}$

$$\Longrightarrow \vec{\gamma} = \frac{d\vec{v}_{dn}}{dt} = \frac{-q\vec{E}}{m_e^*} \quad \Longrightarrow \int_{v_{dno}}^{v_{dn}} d\vec{v}_{dn} = \int_{t_0}^t \frac{-q\vec{E}}{m_e^*} dt$$

$$\Longrightarrow \vec{v}_{dn} - \vec{v}_{dno} = \frac{-q\vec{E}}{m_e^*} (t - t_0)$$

$t_0$  et  $v_{dno}$  représente le temps et la vitesse après la dernière collision.

La vitesse acquise par l'électron du fait du champ, devrait augmenter indéfiniment. Cependant, ce sont les collisions qui introduisent une limitation ; la vitesse croit linéairement avec  $t$  pendant l'intervalle de temps  $\tau$ , mais en moyenne, elle s'annule au cours du choc qui se produit, soit  $v_{dno} = 0$

En prenant  $t_0 = 0$ , la valeur moyenne de la vitesse d'entraînement entre deux collisions, c'est-

à-dire pendant l'intervalle de temps  $\tau$  s'écrit :  $\vec{v}_{dn} = -\frac{q\tau}{m_e^*} \vec{E}$

La quantité  $\frac{q\tau}{m_e^*}$  est une constante pour chaque type de semi-conducteur.

On pose  $\mu_n = \frac{q\tau}{m_e^*}$  et on l'appelle la mobilité des électrons.

Par suite, la vitesse moyenne d'entraînement des électrons dans l'ensemble du cristal est :

$$\vec{v}_{dn} = -\mu_n \vec{E}$$

Le signe (-) indique que la direction du vecteur vitesse de déplacement  $\vec{v}_{dn}$  est opposée à celle du champ électrique appliqué  $\vec{E}$ .

Sous forme scalaire l'équation de la vitesse de déplacement s'écrit :  $v_{dn} = \mu_n E = \frac{q\tau E}{m_e^*}$

$$\text{Donc, } \mu_n = \frac{q\tau}{m_e^*} = \frac{v_{dn}}{E}$$

La vitesse d'entraînement croît linéairement avec le champ électrique. Cependant pour les champs forts ( $10^5$  V/cm), on observe une saturation de la vitesse d'entraînement à  $10^7$  cm/s, valeur voisine de la vitesse d'agitation thermique des porteurs.

La mobilité représente l'aptitude qu'ont les porteurs à se déplacer sous l'action d'un champ électrique. Elle est essentiellement limitée par la dispersion des porteurs par les impuretés ionisées et par les atomes du réseau, soit :

- A basse température, la mobilité est limitée par les interactions des porteurs avec les impuretés ionisées.
- A température élevée, la mobilité est limitée par l'agitation thermique des atomes du cristal

Un raisonnement similaire en prenant une charge positive (trou), nous permet d'obtenir :

- La vitesse d'entraînement des trous dans l'ensemble du cristal :

$$v_{dp} = \mu_p E = \frac{q\tau E}{m_t^*}$$

- La mobilité des trous :

$$\mu_p = \frac{q\tau}{m_t^*} = \frac{v_{dp}}{E}$$

### 4.3. Conductibilité électrique

La conductibilité électrique est une propriété de transmettre de l'électricité.

Considérons un cristal caractérisé par un gradient de concentration et soumis à l'application d'un champ électrique.

Dans ces conditions, deux mécanismes peuvent être à l'origine des courants :

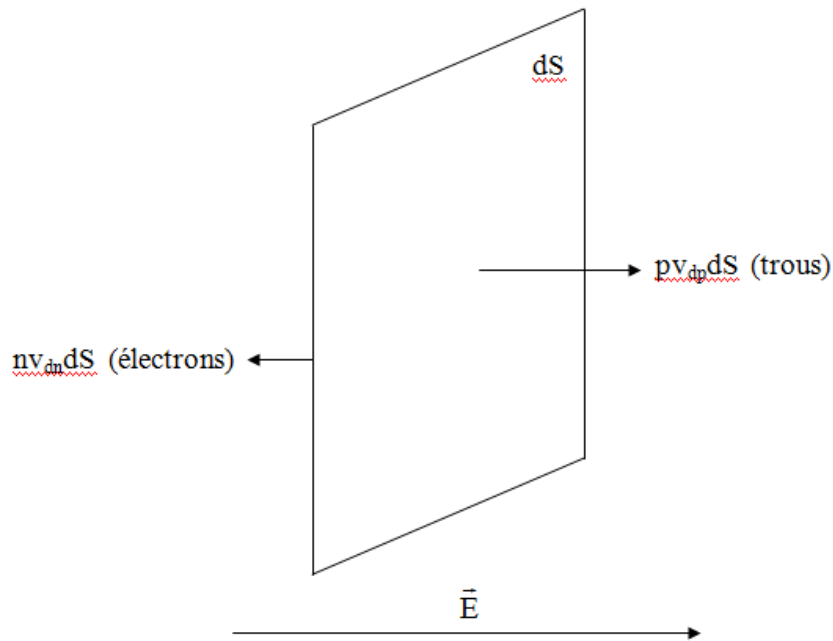
- La conduction : qui résulte de l'action du champ électrique ;
- la diffusion : qui est due au gradient de concentration.

### 4.3.1. Courant de conduction

Le courant de conduction qu'on appelle aussi courant de dérive résulte de l'action d'un champ électrique.

Soit une surface élémentaire  $dS$ , normale à  $\vec{E}$  (**Figure 4.3**), qui est traversée pendant chaque seconde par :

- $nv_{dn}dS$  électrons, qui transportent la charge :  $-qnv_{dn}dS$
- $pv_{dp}dS$  trous, qui transportent la charge :  $qpv_{dp}dS$



**Figure 4.3 :** Flux de porteurs à travers une surface élémentaire  $dS$  normale à  $\vec{E}$ .

La densité de courant de conduction, autrement dit, la charge traversant par seconde un centimètre carré de surface normale à  $\vec{E}$  est :

$$\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p = \frac{-qn\vec{v}_{dn}dS}{dS} + \frac{qp\vec{v}_{dp}dS}{dS} = qn\mu_n\vec{E} + qp\mu_p\vec{E} = q(n\mu_n + p\mu_p)\vec{E}$$

Et comme les courants d'électrons et de trous ont la même direction que le champ électrique, donc :

$$J = q(n\mu_n + p\mu_p)E$$

$$\text{Ou bien : } J = qn\mu_n E + qp\mu_p E = J_n + J_p$$

La densité de courant de conduction dans un semi-conducteur est en général la somme de deux composantes :

- l'une qui est due aux électrons libres (de la bande de conduction) :  $J_n = qn\mu_n E$
- et l'autre qui est due aux trous libres (de la bande de valence) :  $J_p = qp\mu_p E$

#### 4.3.2. Courant de diffusion

Le courant de diffusion est du à un gradient de concentration des porteurs.

Considérons un semi-conducteur dans lequel il existe un gradient de concentration en électrons. Les électrons vont diffuser de la région où leur concentration est la plus grande vers la région où leur concentration est la plus faible.

D'après la première loi de Fick, le flux d'électrons  $\Phi_n$  engendré par ce phénomène de diffusion est proportionnel au gradient de concentration en électrons.

$$\text{Soit, } \Phi_n = -D_n \frac{dn}{dx}$$

Ce flux multiplié par la charge  $-q$ , donne la densité de courant de diffusion des électrons :

$$J_n = -q\Phi_n = qD_n \frac{dn}{dx}$$

De façon similaire, dans le cas d'un gradient de concentration de trous, on obtient la densité de courant de diffusion des trous, qui portent chacun une charge  $+q$  :

$$\text{Soit, } J_p = q\Phi_p$$

$$\text{Et comme : } \Phi_p = -D_p \frac{dp}{dx}$$

$$\text{Donc : } J_p = q\Phi_p = -qD_p \frac{dp}{dx}$$

$D_n$  et  $D_p$  sont appelés coefficients de diffusion des électrons et des trous

Ces coefficients de diffusion représentent la fluidité avec laquelle les porteurs peuvent diffuser dans le cristal.



### 4.3.3. Courants électriques dans un semi-conducteur

Un semi-conducteur contient deux types de charges mobiles : les électrons et les trous, qui peuvent se déplacer sous l'influence, d'une part, d'un champ électrique (courant de conduction), et d'autre part d'un gradient de concentration (courant de diffusion).

Le courant électrique qui traverse un semi-conducteur est donc en général, la somme d'un courant d'électrons et d'un courant de trous.

Par suite, la densité de courant total circulant dans un semi-conducteur est :

$$J = J_{nt} + J_{pt}$$

Avec,

$$\text{Pour les électrons : } J_{nt} = J_n(\text{conduction}) + J_n(\text{diffusion}) = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx}$$

$$\text{Et pour les trous : } J_{pt} = J_p(\text{conduction}) + J_p(\text{diffusion}) = qp\mu_p E - qD_p \frac{dp}{dx}$$

$$\text{Dans le cas tridimensionnel : } \vec{J}_{nt} = qn\mu_n \vec{E} + qD_n \overrightarrow{\text{grad}n}$$

$$\text{et } \vec{J}_{pt} = qp\mu_p \vec{E} - qD_p \overrightarrow{\text{grad}p}$$

### 4.3.4. Conductivité électrique

La conductivité électrique est définie par le rapport de la densité de courant de conduction sur le champ électrique appliqué, soit :

$$\sigma = \frac{J}{E} = \frac{q(n\mu_n + p\mu_p)E}{E} = q(n\mu_n + p\mu_p)$$

#### 4.3.4.1. Cas d'un semi-conducteur intrinsèque

Dans le cas des semi-conducteurs intrinsèques :  $n=p=n_i$

Par suite, la conductivité électrique d'un semi-conducteur intrinsèque est :

$$\sigma_i = qn_i(\mu_n + \mu_p)$$

#### 4.3.4.2. Cas d'un semi-conducteur extrinsèque de type N

Pour les semi-conducteurs de type N :

- Les électrons libres de concentration  $n_N$ , constituent les porteurs majoritaires ;
- les trous libres de concentration  $p_N$ , constituent les porteurs minoritaires.

La conductivité d'un semi-conducteur extrinsèque de type N est :

$$\sigma_N = q(n_N \mu_n + p_N \mu_p) = \sigma_n + \sigma_p$$

Or,  $n_N \gg p_N$  donc  $\sigma_n \gg \sigma_p$

Par suite, la conductivité électrique d'un semi-conducteur extrinsèque de type N se réduit à :

$$\sigma_N = \sigma_n = qn_N \mu_n$$

#### 4.3.4.3. Cas d'un semi-conducteur extrinsèque de type P

Pour les semi-conducteurs de type P :

- Les trous libres de concentration  $p_p$ , constituent les porteurs majoritaires ;
- les électrons libres de concentration  $n_p$ , constituent les porteurs minoritaires.

La conductivité d'un semi-conducteur extrinsèque de type P est :

$$\sigma_p = q(n_p \mu_n + p_p \mu_p) = \sigma_n + \sigma_p$$

Or,  $p_p \gg n_p$  donc  $\sigma_p \gg \sigma_n$

Par suite, la conductivité électrique d'un semi-conducteur extrinsèque de type P se réduit à :

$$\sigma_p = \sigma_p = qp_p \mu_p$$

## 4.4. Résistivité

La résistivité d'un cristal c'est l'inverse de la conductivité ; par conséquent, la résistivité d'un semi-conducteur intrinsèque est :

$$\rho_I = \frac{1}{\sigma_I} = \frac{1}{qn_I(\mu_n + \mu_p)}$$

Pour un semi-conducteur extrinsèque, la résistivité s'écrit :

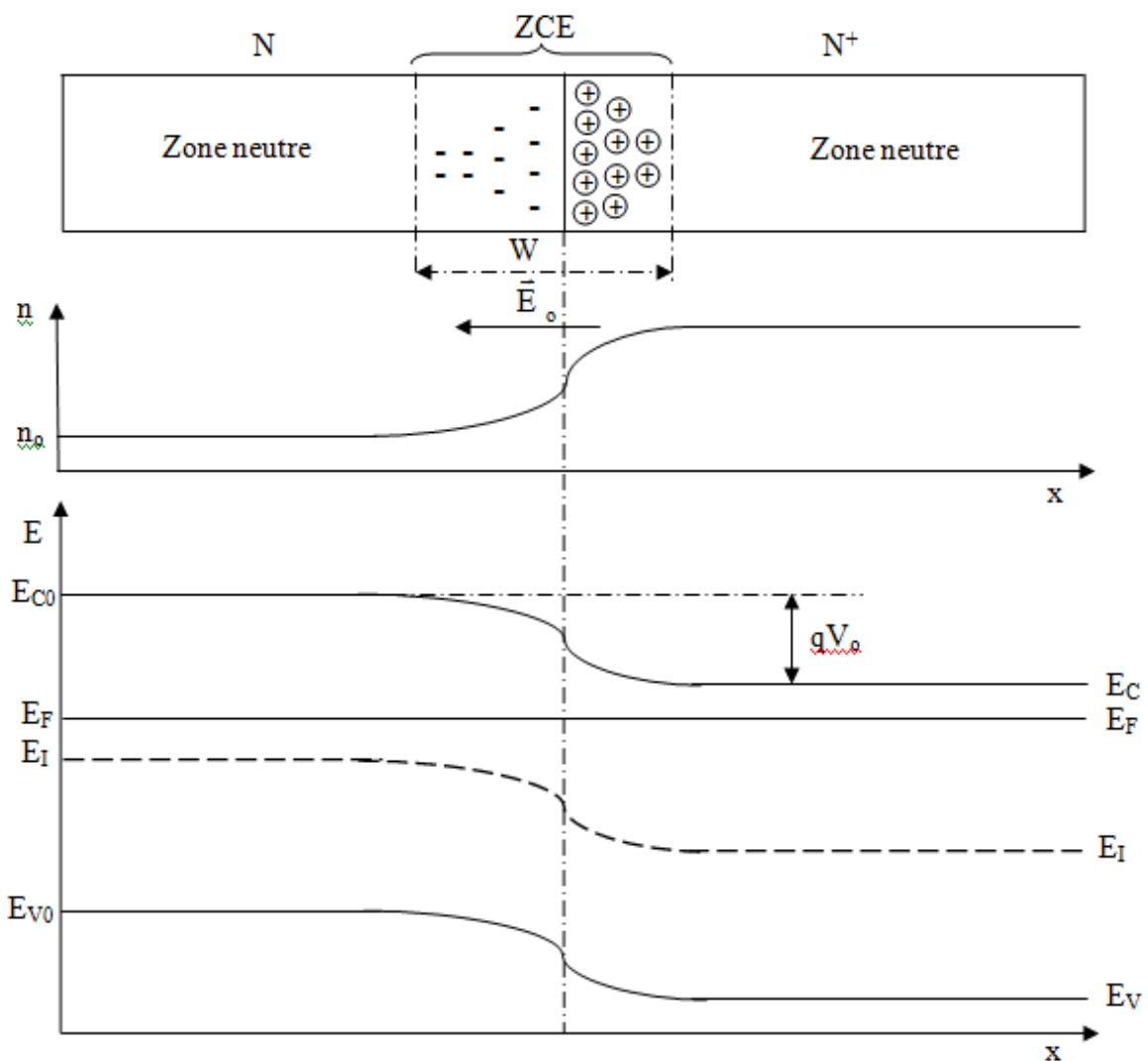
- Semi-conducteur de type N :  $\rho = \rho_N = \frac{1}{\sigma_N} = \frac{1}{qn_N \mu_n}$
- Semi-conducteur de type P :  $\rho = \rho_P = \frac{1}{\sigma_P} = \frac{1}{qp_P \mu_p}$

### 4.5. Relation d'Einstein

Considérons un semi-conducteur dopé de façon inhomogène par un additif pentavalent (**Figure 4.4**). La présence d'un gradient de concentration d'électrons va engendrer un courant de diffusion d'électrons, vers la zone de plus faible dopage. Ces électrons laissent derrière eux des additives ionisées. La séparation des électrons de leurs atomes d'origine donne naissance

à un champ électrique interne  $E_o = -\frac{dV_o}{dx}$ .

Où,  $V_o$  : représente le potentiel interne.



**Figure 4.4 :** Diagramme énergétique d'un semi-conducteur dopé de façon inhomogène par un additif pentavalent.

Si le semi-conducteur est isolé électriquement, il n'est parcouru par aucun courant donc  $J_{nt}=0$ .

$$\text{Par suite : } J_{nt} = qn\mu_n E_o + qD_n \frac{dn}{dx} = 0 \quad \Longrightarrow \quad qn\mu_n E_o = -qD_n \frac{dn}{dx}$$

$$\text{Donc, } E_o = -\frac{D_n}{n\mu_n} \frac{dn}{dx}$$

$E_o$ , représente le champ électrique interne dans le semi-conducteur non homogène à l'équilibre.

$$\text{En égalisant les deux expressions de } E_o, \text{ on obtient : } \frac{dV_o}{dx} = \frac{D_n}{n\mu_n} \frac{dn}{dx}$$

$$\Longrightarrow n\mu_n \frac{dV_o}{dx} = D_n \frac{dn}{dx}$$

En multipliant et en divisant le deuxième membre par  $dV_o$ , on obtient :

$$n\mu_n \frac{dV_o}{dx} = D_n \frac{dn}{dx} \frac{dV_o}{dV_o} = D_n \frac{dn}{dV_o} \frac{dV_o}{dx}$$

$$\Longrightarrow n\mu_n = D_n \frac{dn}{dV_o}$$

Et comme,

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_F - E_C}{KT}\right) = N_c \exp\left(\frac{E_F - (E_{c0} - qV_o)}{KT}\right) = N_c \exp\left(\frac{E_F - E_{c0}}{KT}\right) \exp\left(\frac{qV_o}{KT}\right) = n_o \exp\left(\frac{qV_o}{KT}\right)$$

$$\text{Donc, } n_o \exp\left(\frac{qV_o}{KT}\right) \mu_n = D_n \frac{d}{dV_o} \left( n_o \exp\left(\frac{qV_o}{KT}\right) \right) = D_n n_o \frac{q}{KT} \exp\left(\frac{qV_o}{KT}\right)$$

$$\Longrightarrow \mu_n = D_n \frac{q}{KT}$$

$$\Longrightarrow \frac{D_n}{\mu_n} = \frac{KT}{q}$$

$$\text{D'une façon similaire, on obtient pour les trous : } \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{KT}{q}$$

$$\text{Finalement, on obtient : } \frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{KT}{q}$$

Cette équation c'est la relation d'Einstein, elle exprime la proportionnalité des constantes de diffusion aux mobilités des porteurs à l'équilibre thermodynamique.