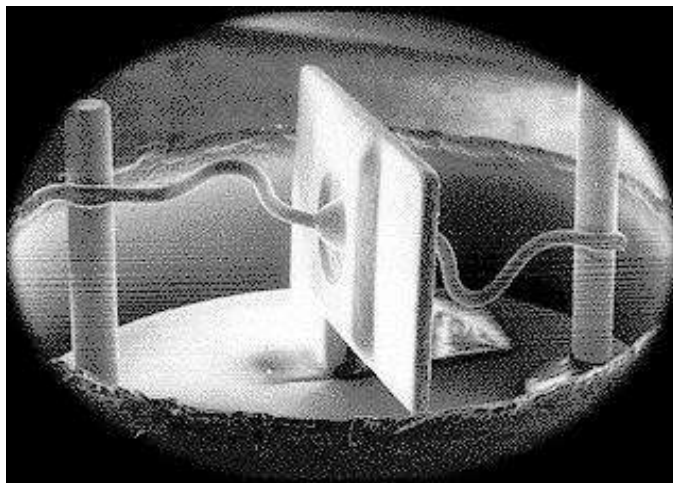


**THEORIE GENERALE SIMPLIFIEE DES SEMI-CONDUCTEURS**

**JONCTION PN AU SILICIUM**

**EFFET TRANSISTOR BIPOLAIRE**



**Transistor au germanium (en 1950)**

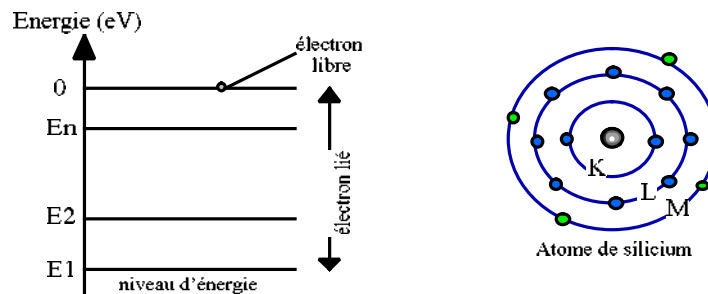
# THEORIE GENERALE SIMPLIFIEE DES SEMI-CONDUCTEURS

## 1) RAPPELS SUR LA STRUCTURE DE LA MATIERE

### 1.1 Cas de l'atome

L'atome est constitué d'un noyau autour duquel gravitent des électrons de charge électrique  $-q$  soit  $-1.6 \cdot 10^{-19}$  Coulomb. Le noyau contient deux types de particules : les neutrons qui ne sont pas chargés et les protons qui portent une charge électrique  $+q$ . L'atome étant électriquement neutre, le nombre de protons est égal au nombre d'électrons.

Les électrons d'un atome gravitant autour du noyau sont assujettis à occuper des niveaux d'énergie discrets  $E_1, E_2, \dots, E_n$  qui définissent chacun une couche électronique. Plus le niveau est élevé, plus la couche qui lui correspond est éloignée du noyau. Si l'on choisit comme origine des énergies ( $E = 0$  eV, 1eV représentant  $1.6 \cdot 10^{-19}$  Joule) celle d'un électron soustrait à l'influence du noyau (c'est à dire porté à une distance infinie), toutes les valeurs de  $E_n$  sont négatives. Cela se traduit par le fait qu'il faut produire un travail pour éloigner un électron.

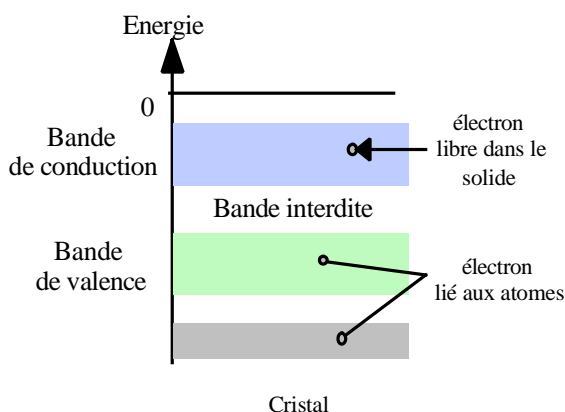


On distingue :

- Les électrons internes qui occupent les couches internes et qui sont très fortement liés au noyau
- Les électrons périphériques (ou de valence) qui occupent la couche la plus externe et qui sont peu liés au noyau.

A titre d'exemple, l'atome de silicium possède 14 électrons qui sont répartis sur trois couches : K avec 2 électrons, L avec 8 électrons et M qui possède 4 électrons. Contrairement aux deux premières, la couche M est incomplète, en effet elle peut accueillir 4 électrons supplémentaires. De façon générale, *tous les atomes tendent à avoir huit électrons sur leur couche externe.*

### 1.1 Cas d'un cristal



Un cristal est constitué d'un ensemble d'atomes dont les noyaux sont répartis dans l'espace de façon régulière. La cohésion des atomes est assurée par la mise en commun des électrons de valence pour former des liaisons dites de covalence.

Les états énergétiques possibles des électrons du cristal sont représentés par un diagramme analogue à celui de l'atome. Mais du fait de l'interaction des atomes, les niveaux d'énergie se transforment en bandes d'énergie séparées par des bandes interdites (où il n'y a pas d'états permis).

Comme dans le cas de l'atome, le nombre d'électrons susceptibles d'occuper une bande d'énergie est limité et les **électrons du solide**

**comblent en priorité les états d'énergie les plus faibles.**

Un électron dont l'énergie est située dans une bande en dessous de la bande de valence est lié à un atome donné du solide. Dans la **bande de valence**, l'électron est commun à plusieurs atomes.

La bande située au-dessus de la bande interdite s'appelle la **bande de conduction**. L'électron dont l'énergie est comprise dans cette bande circule librement dans le solide. C'est un porteur de charge qui participe à l'écoulement du courant dans le solide lorsque ce dernier est soumis à une différence de potentiel.

Chaque type de matériau présente une hauteur de **bande interdite** qui lui est propre, cette différence d'énergie, qui joue un rôle fondamental, permet de distinguer les matériaux isolants, semi-conducteurs et conducteurs.

## 2) SEMI-CONDUCTEUR INTRINSEQUE

II	III	IV	V
	Bore B (Z=5)	Carbone C (Z=6)	Azote N (Z=7)
	Aluminium Al (Z=13)	Silicium Si (Z=14)	Phosphore P (Z=15)
Zinc Zn (Z=30)	Gallium Ga (Z=31)	Germanium Ge (Z=32)	Arsenic As (Z=33)
Cadmium Ca (Z=48)	Indium In (Z=49)	Étain Sn (Z=50)	Antimoine Sb (Z=51)

### ↓

#### SILICIUM

14 électrons

4 électrons de valence

$5 \cdot 10^{22}$  atomes  $\text{cm}^{-3}$

densité :  $2.33 \text{g cm}^{-3}$

Les semi-conducteurs (germanium et surtout silicium dont les propriétés sont indiquées en annexe ) possèdent 4 électrons sur leur couche périphérique car ils appartiennent à la 4<sup>e</sup> colonne de la classification périodique des éléments indiquée ci-dessus. Il est possible de les produire avec un haut degré de pureté (moins de 1 atome étranger pour  $10^{11}$  atomes de semi-conducteur) : on parle alors de S.C. intrinsèque.

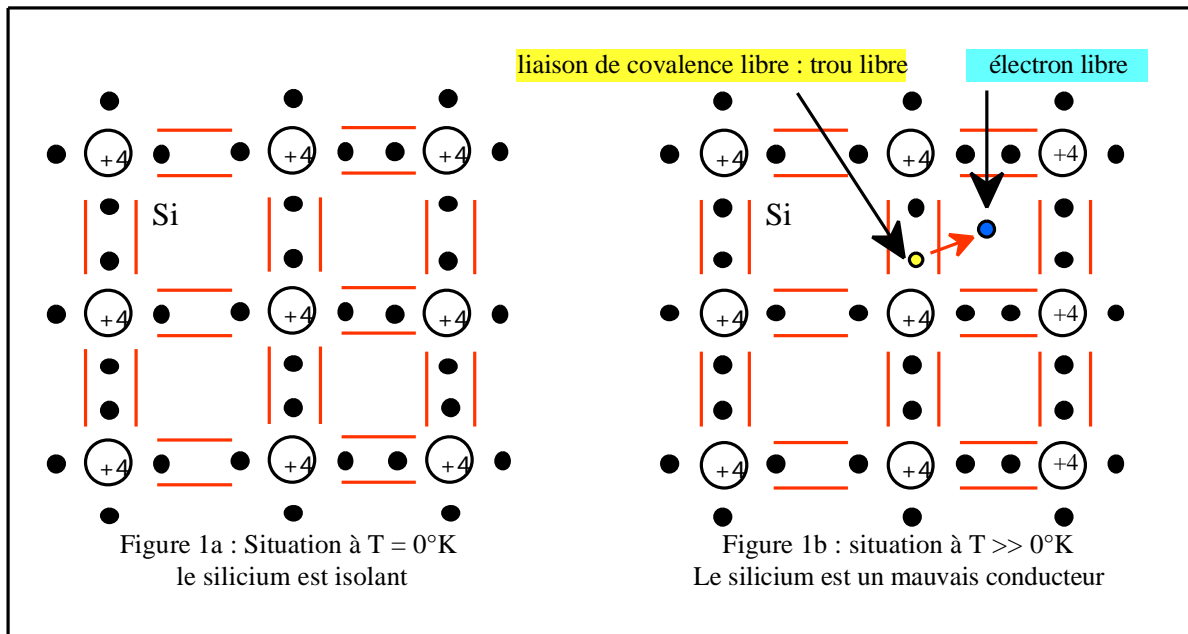
### 2.1) Liaison de covalence : semi-conducteur non excité

Considérons un cristal de silicium non excité au zéro absolu (0°K) dans l'obscurité. Afin de voir huit électrons sur sa couche externe, chaque atome de silicium met ses 4 électrons périphériques en commun avec les atomes voisins. On obtient ainsi, pour le cristal de silicium la représentation de la figure 1a. C'est la mise en commun des électrons périphériques, appelée liaison de covalence, qui assure la cohésion du cristal de silicium. Les électrons qui participent à ces liaisons sont fortement liés aux atomes de silicium. Il n'apparaît donc aucune charge mobile susceptible d'assurer la circulation d'un courant électrique. Le S.C. est alors un isolant, en effet la bande de valence est saturée, toutes les places sont occupées alors que la bande de conduction qui offre des places libres est vide.

### 2.2) Ionisation thermique : génération de paires électron-trou

Lorsque la température n'est pas nulle, l'agitation thermique désordonne la configuration précédente : les électrons possèdent une énergie supplémentaire positive qui provoque la rupture de quelques liaisons de covalences (figure 1b). Un des électrons participant à cette liaison acquiert ainsi de l'énergie nécessaire pour quitter l'atome auquel il était lié. Il devient un porteur de charge libre, capable de se déplacer dans le cristal, et autorisant ainsi la circulation d'un courant électrique sous une différence de potentiel.

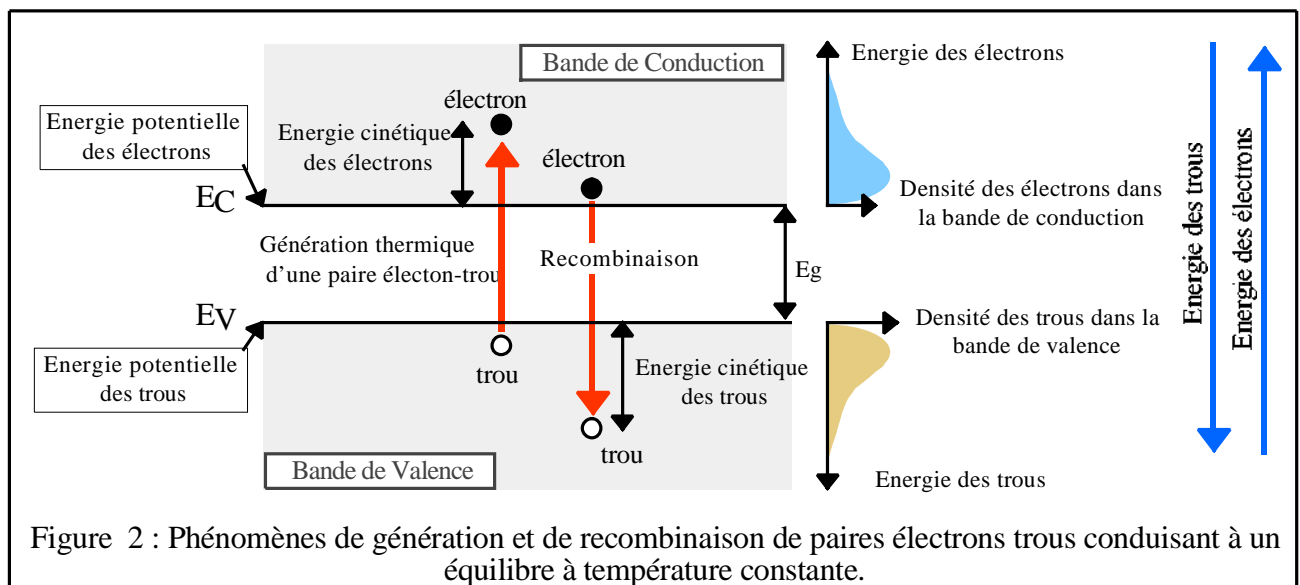
**Le cristal devient alors un mauvais isolant d'où son appellation de semi-conducteur.**



L'atome de silicium qui a perdu un électron n'est plus électriquement neutre : il est devenu un ion positif. Ce phénomène n'intéresse qu'un nombre très faible d'atomes de silicium (3 sur  $10^{13}$  à la température de  $300^\circ\text{K}$ ).

**La place vacante laissée par l'électron de la bande de valence est appelée trou.**

### 2.3) Hauteur de bande interdite et génération de paires électrons-trous



Le paramètre essentiel qui caractérise le S.C. est la quantité d'énergie minimale nécessaire pour briser une liaison de covalence, ce qui revient dans le modèle des "bandes d'énergie" à faire "grimper" un électron de l'un des niveaux de la bande de valence sur l'un des niveaux de la bande de conduction (figure 2).

L'énergie minimale requise pour générer une **paire électron-trou** correspond à la **hauteur de bande interdite  $E_G$**  dont la valeur est indiquée dans le tableau suivant pour divers matériaux :

Semi-conducteur	$E_G$ (eV) 300 °K	$E_G$ (eV) 0°K
C diamant	5,47	5,51
Ge	0,66	0,75
Si	1,12	1,16

A une température différente du zéro absolu, un certain nombre d'électrons de valence acquiert assez d'énergie thermique pour rompre leurs liaisons et devenir des électrons libres. Ce gain d'énergie, qui doit être au moins égal à  $E_G$ , fait accéder les électrons à des places libres de la bande de conduction. Corrélativement, ils laissent derrière eux des places disponibles vides (trous) dans la bande de valence.

La hauteur de bande interdite du diamant ( $E_G = 5.47$  eV) en fait un parfait isolant. En effet même aux températures élevées, il est impossible de faire passer des électrons de la bande de valence à la bande de conduction. L'oxyde de silicium  $SiO_2$  important pour la fabrication des circuits intégrés, avec  $E_G = 9$  eV est lui aussi un isolant.

Les conducteurs métalliques ont une structure cristalline et à ce titre on leur associe un schéma de bandes. Celui-ci présente cependant une configuration particulière telle qu'à toutes les températures il existe des électrons libres disponibles (environ  $10^{23}$  cm<sup>-3</sup>). En effet, soit la bande de conduction dispose toujours de places libres, soit il existe un chevauchement entre bandes de valence et de conduction qui supprime la bande interdite.

## 2.4) Recombinaison

L'ionisation thermique conduirait, à terme à l'ionisation de tous les atomes de silicium ( soit  $5.10^{22}$  atomes par cm<sup>3</sup>) si elle n'était compensée par un autre phénomène : **les recombinaisons**. En effet, un électron libre, arrivant, lors de son déplacement dans le cristal, à proximité d'un ion positif peut être "capturé" par ce dernier afin de satisfaire sa liaison de covalence (trou libre). La liaison de covalence est alors rétablie. Dans le modèle des bandes (figure 2) un électron de la bande de conduction libère sa place et vient occuper une place libre dans la bande de valence, neutralisant alors un trou.

Lorsque l'électron descend de la bande de conduction vers la bande de valence, le semi-conducteur restitue l'énergie sous forme de chaleur ou émet de la lumière (photon). Ce dernier effet est utilisé dans les diodes électroluminescentes (L.E.D.) ou les lasers semi-conducteurs. Le photon émis a une énergie égale à  $E_g$  selon :  $\lambda E_g = h.c$  (où  $\lambda$  représente la longueur d'onde,  $h$  la constante de Plank et  $c$  la vitesse de la lumière) soit  $\lambda(\mu m) = \frac{1.24}{E_g(eV)}$ .

En sens inverse, un photon qui possède une énergie supérieure ou égale à  $E_G$  a le pouvoir de générer une paire électron-trou.

## 2.5) Concentration $n_i$ des porteurs dans le silicium intrinsèque

A température constante, un équilibre s'établit (figure 3) entre les phénomènes d'ionisation thermique et de recombinaison ; les électrons libres et les ions de silicium apparaissant en quantités égales. La concentration en électrons libres  $n$  et en trous libres  $p$  sont égales à  $n_i$  la concentration intrinsèque.

La mécanique statistique montre que la population des porteurs libres ( $n$  électrons.cm<sup>-3</sup> dans la bande de conduction et  $p$  trous .cm<sup>-3</sup> dans la bande de valence s'exprime selon les lois :

$$n = N_c \exp\left(-\frac{\Delta E_n}{kT}\right) \quad p = N_v \exp\left(-\frac{\Delta E_p}{kT}\right)$$

- Où  $N_c$  et  $N_v$  sont respectivement la densité effective d'états des électrons dans la bande de conduction (  $2.82 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  à  $300^\circ\text{K}$  pour  $\text{Si}$ ) et la densité effective d'états des trous dans la bande de valence (  $1.83 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  à  $300^\circ\text{K}$  pour  $\text{Si}$ ). Ces deux coefficients évoluent avec la température selon une loi en  $T^{3/2}$ .
- $\Delta E_c$  et  $\Delta E_n$  représentent deux différences d'énergies liées à un niveau appelé Fermi qui indique les écarts de population entre les électrons et les trous.
- $k$  : constante de Boltzman  $8,6 \cdot 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$
- $T$  : température absolue en  $^\circ\text{K}$

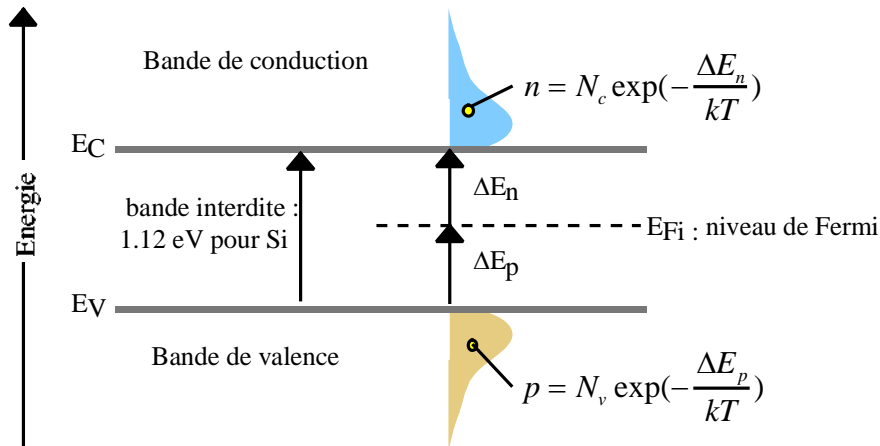


Figure 3 : populations des porteurs du S.C. intrinsèque et niveau de Fermi

Pour le silicium pur à  $300 \text{ K}$ , où  $p=n=n_i$ , on montre que le niveau de Fermi  $E_{Fi}$  est pratiquement situé au milieu de la bande interdite ( en effet :  $\Delta E_n - \Delta E_p = 11.2 \text{ meV}$  est négligeable devant la hauteur de bande interdite  $\Delta E_p + \Delta E_n = 1.12 \text{ eV}$ ).

La concentration intrinsèque  $n_i$  en électrons libres et en trous libres par  $\text{cm}^3$  dépend de la hauteur de bande interdite  $E_G$  et de la température  $T$  (voir graphe en annexe) selon la loi :

$$n = p = n_i = A T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_G}{2KT}\right)$$

$A$  : constante du matériau

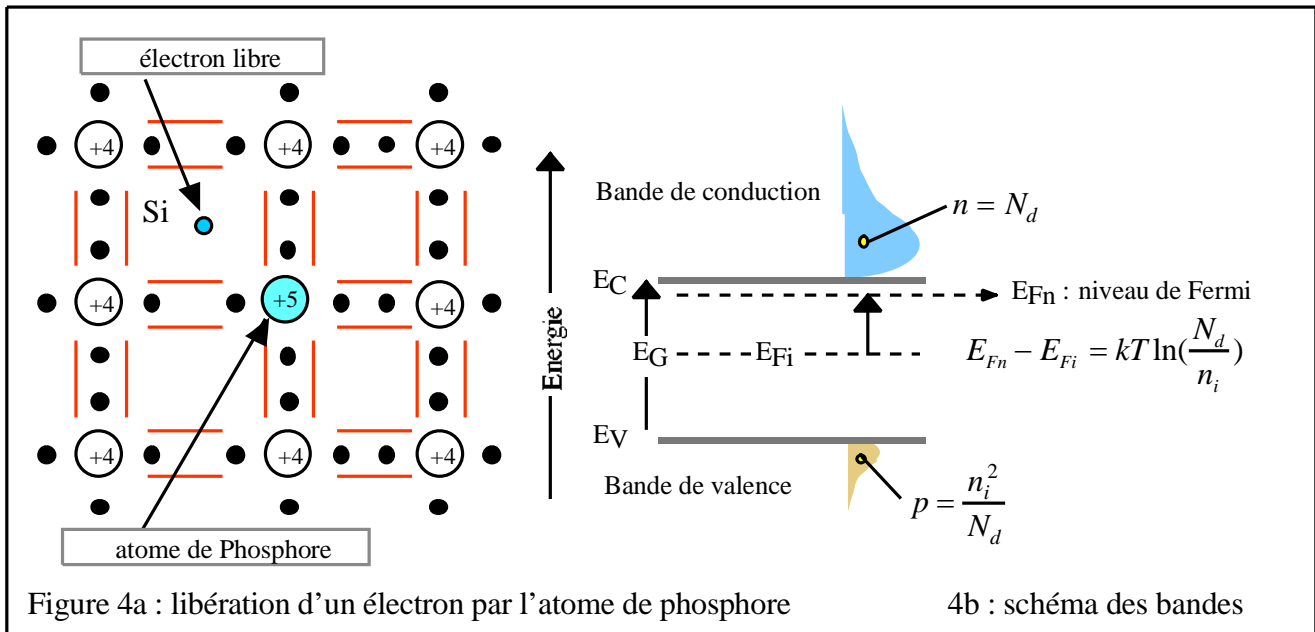
Concentration intrinsèque du silicium à  $T= 300^\circ\text{K}$  :

$$n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

Le silicium intrinsèque a des applications pratiques limitées : photorésistance, thermistance. Cependant, il est possible en introduisant certaines impuretés en quantité contrôlée, de privilégier un type de conduction : par électrons libres ou trous libres.

### 3) SILICIUM DOPE UNIQUEMENT N

On obtient un S.C. de type N en dopant le cristal de silicium par des atomes possédant 5 électrons sur leur couche périphérique (phosphore ou arsenic de la 5<sup>o</sup> colonne de la classification).



Quatre de ces cinq électrons sont mis en commun avec les atomes de silicium voisins pour réaliser des liaisons de covalences (figure 4a). Le 5<sup>e</sup> électron, inutilisé, est très faiblement lié à l'atome pentavalent. Une très faible énergie suffit pour le libérer et il se retrouve "libre" dans la bande de conduction. L'atome de phosphore qui a fourni un électron libre est appelé atome donneur. Il a perdu sa neutralité pour devenir un ion positif fixe.

A la température ordinaire, la quasi-totalité des atomes donneurs sont ionisés. **Si  $N_D$  est la concentration des atomes donneurs, ceux-ci vont libérer  $n = N_D$  électrons libres.** Les concentrations en électrons libres ( $n$ ) et en trous libres ( $p$ ) sont liées par la **loi d'action de masse** :

$$n \cdot p = n_i^2$$

Avec  $N_D = n = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  alors :  $p = 225 \text{ cm}^{-3}$  à  $T = 300 \text{ °K}$

**Les électrons sont les porteurs majoritaires et les trous les porteurs minoritaires.**

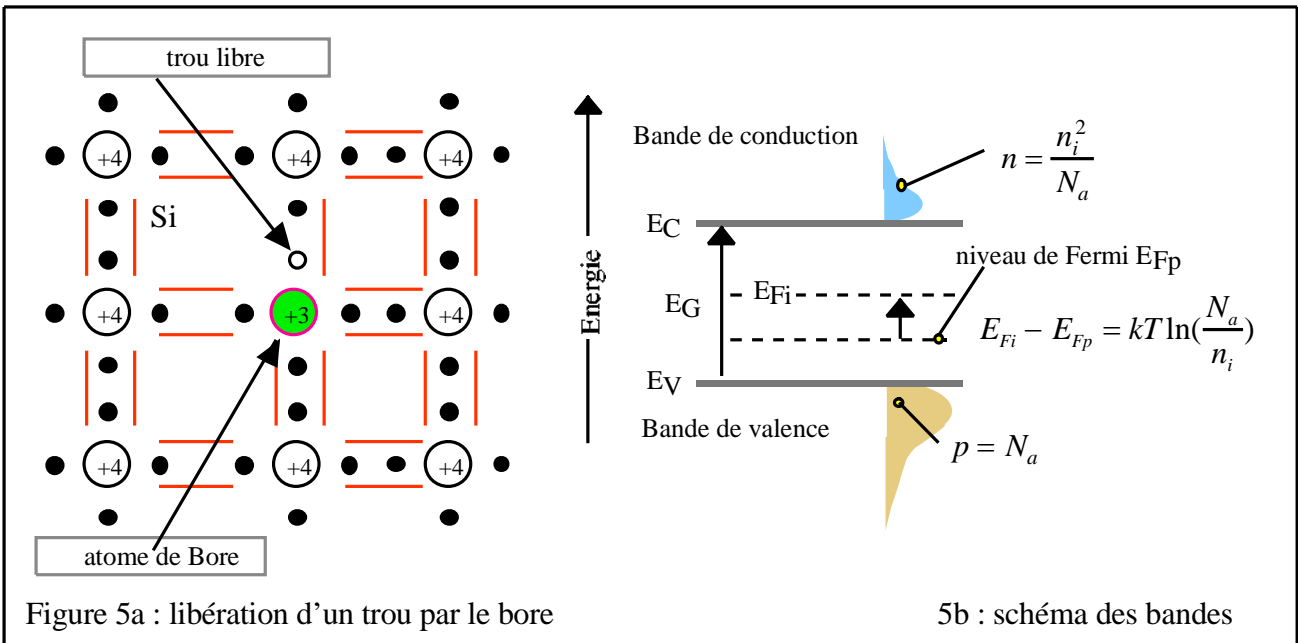
Dans la modélisation du schéma des bandes d'énergie (figure 4b), la population des électrons libres de la B.C. est beaucoup plus importante que celle des trous libres dans B.V..

Le niveau indicateur de Fermi  $E_{Fn}$  se déplace donc du milieu de la bande interdite ( $E_{Fi}$ ) vers la bande de conduction de telle manière que :

$$E_{Fn} - E_{Fi} = kT \cdot \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right)$$

#### 4) SILICIUM DOPE UNIQUEMENT P

On obtient un S.C. dopé P en injectant dans le silicium des atomes de la 3<sup>o</sup> colonne (bore, indium) qui possèdent trois électrons périphériques.



Il manque ainsi un électron à l'atome trivalent pour réaliser les liaisons covalentes avec les quatre atomes de silicium qui l'entourent (figure 5a). En fait, les électrons participant aux liaisons sont indiscernables les uns des autres. Tout ce passe alors comme si un des atomes de silicium voisin avait cédé un électron à l'atome trivalent de bore, créant ainsi un trou dans le cristal de silicium. L'atome de bore qui capte un électron d'un atome de silicium voisin, est appelé atome accepteur, il a perdu sa neutralité pour devenir un ion négatif fixe.

A la température ordinaire, la quasi-totalité des atomes accepteurs sont ionisés. Si  $N_A$  est la concentration par  $\text{cm}^3$  des atomes accepteurs, ceux-ci vont libérer :  $p = N_A$  trous libres. Les concentrations en électrons libres ( $n$ ) et en trous libres ( $p$ ) sont liées par la loi d'action de masse :

$$n \cdot p = n_i^2$$

Exemple :  $N_A = p = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  conduit à  $n = 2.10^4 \text{ cm}^{-3}$  à  $T = 300\text{K}$ .

**Les trous sont les porteurs majoritaires et les électrons les porteurs minoritaires.**

Dans la modélisation du schéma des bandes d'énergie (figure 5b), la population des électrons libres de la B.C. est beaucoup plus faible que celle des trous libres dans B.V.. Le niveau indicateur de Fermi  $E_{Fp}$  se déplace du niveau intrinsèque  $E_{Fi}$  vers la bande de valence de telle manière que :

$$E_{Fi} - E_{Fp} = kT \cdot \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right)$$



## 5) CAS GENERAL : DOPAGES SUCCESSIFS

Le silicium a subi plusieurs dopages successifs. Par exemple, un premier dopage au bore a été suivi par un deuxième dopage au phosphore. Après ces deux opérations, la population en électrons libres ( $n$ ) et en trous libres ( $p$ ) est encore donnée par la loi d'action de masse :

$$n \cdot p = n_i^2$$

Cependant on doit aussi tenir compte de la neutralité électrique du cristal à savoir : charges + (trous libres et ions +) = charges - (électrons libres et ions -), qui conduit à une deuxième relation :

$$q(p + N_D) = q(n + N_A)$$

On en déduit les expressions des concentrations en porteurs :

$$n = \frac{(N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2}}{2}$$

$$p = \frac{-(N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2}}{2}$$

Conséquences :

- Si  $N_A > N_D$  le matériau est de type P
- Si  $N_D > N_A$  le matériau est de type N
- Si  $N_A = N_D$  le matériau est de type intrinsèque par compensation

La situation la plus courante est celle où l'une des concentrations domine très largement l'autre :

- Si  $N_A \gg N_D$  le matériau est de type P affirmé
- Si  $N_D \gg N_A$  le matériau est de type N affirmé

## 6) CONDUCTION DES SEMI-CONDUCTEURS

### 6.1) Mobilité des porteurs de charge : électrons et trous

Considérons un semi-conducteur isolé. Les porteurs de charges mobiles s'y déplacent en tous sens et comme aucune direction n'est privilégiée, on n'observe aucune circulation de charges à l'échelle macroscopique.

Appliquons au S.C. une différence de potentiel  $V$ . Compte-tenu de la relation champ-potential :  $\vec{E} = -\text{grad} V$  soit  $\vec{E} = -\frac{dV(x)}{dx} \vec{f}$  sur un axe  $ox$  de vecteur unitaire  $\vec{f}$ , il apparaît dans le S.C. un champ

électrique  $\vec{E}$  qui favorise le déplacement des trous dans le sens du champ électrique et le déplacement des électrons mobiles dans le sens opposé.

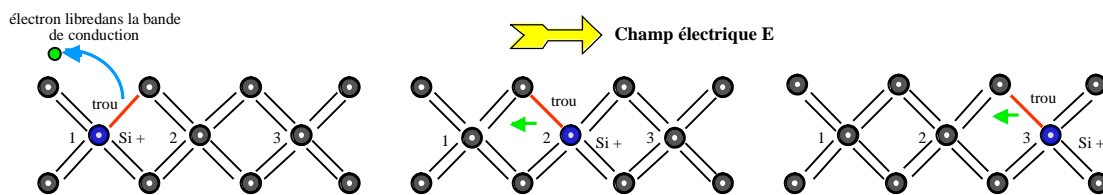
A l'échelle macroscopique, les trous et les électrons prennent des vitesses d'ensemble :

$\vec{v}_p = \mu_p \vec{E}$	$\vec{v}_n = -\mu_n \vec{E}$	• $\mu_p$ est la mobilité des trous
		• $\mu_n$ est la mobilité des électrons

Mobilité à $T = 300^\circ\text{K}$	électrons ( $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ )	trous ( $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ )
<b>Ge</b>	3900	1900
<b>Si</b>	1500	475
<b>GaAs</b>	8500	400

Ces mobilités dépendent de la température, du champ électrique et du dopage (voir annexe).

- La mobilité diminue lorsque la température augmente, en effet, l'agitation thermique accroît le nombre de "chocs" qui s'oppose au déplacement.
- A température ordinaire,  $\mu_p$ , la mobilité des trous est inférieure à  $\mu_n$  la mobilité des électrons. Cela se conçoit dans la mesure où  $\mu_n$  provient du déplacement direct des électrons de la bande de conduction alors que  $\mu_p$  résulte des actions successives illustrées par la figure suivante.



Situation 1 : ionisation thermique, c'est à dire, création d'une paire électron-trou au niveau de l'atome de silicium 1 qui devient un ion positif

Situation 2 : sous l'action du champ électrique, l'électron de valence de l'atome 2 est venu combler le trou de l'atome 1

Situation 3 : sous l'action du champ électrique, l'électron de valence de l'atome 3 est venu combler le trou de l'atome 2

**Le mouvement des trous correspond à un mouvement d'électrons dans la bande de valence.**

## 6.2 ) Densité de courant de conduction

Considérons (figure 6) un barreau de silicium homogène de section  $S$  et de longueur  $L$  à température constante. Les porteurs libres sont constitués de  $p$  trous et  $n$  électrons par  $\text{cm}^3$ .

La différence de potentiel  $V$  appliquée au barreau crée un champ électrique de norme constante qui provoque le déplacement des porteurs.

Durant un temps  $dt$ , un observateur placé en  $x$  voit passer :

- $N$  électrons animés de la vitesse :  

$$\mathcal{P}_n = -\mu_n \mathcal{E}$$
- $P$  trous animés de la vitesse :  

$$\mathcal{P}_p = \mu_p \mathcal{E}$$

Durant le temps  $dt$ , ces porteurs vont parcourir une distance  $dx_n$  et  $dx_p$ .

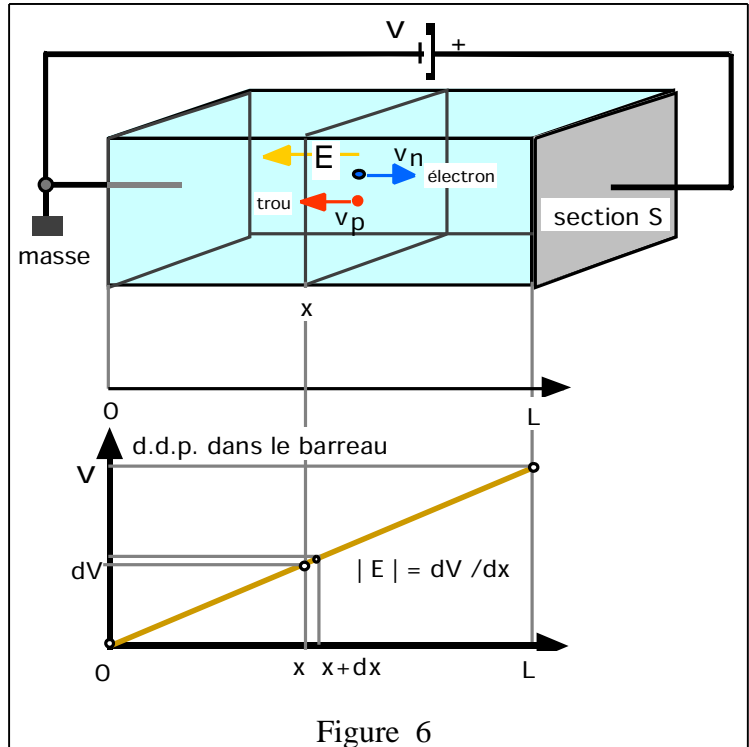


Figure 6

La densité de courant de conduction totale  $J_{\text{cond}}$  est alors proportionnelle au champ électrique et à la conductivité  $\sigma$  ( $\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ ) du cristal :

$$J_{\text{cond}} = q \frac{N}{S dt} + q \frac{P}{S dt} \quad \text{avec} \quad dt = \frac{dx_n}{\mu_n E} = \frac{dx_p}{\mu_p E}$$

$$J_{\text{cond}} = q (n \mu_n + p \mu_p) E = \sigma E$$

### Remarque : inclinaison du schéma de bandes et mouvement des porteurs.

On montre que la présence d'un champ électrique dans le barreau, conséquence de la d.d.p. appliquée, va entraîner une inclinaison du schéma de bandes du S.C. dans le sens des potentiels croissants (figure 7). On dispose alors d'une analogie mécanique pour illustrer le sens du mouvement des porteurs :

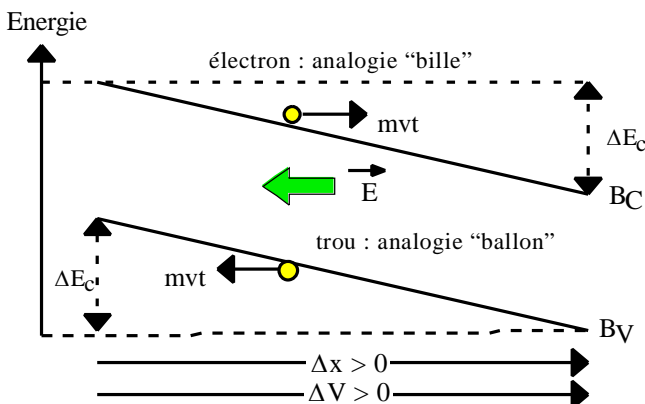


Figure 7

Les électrons de la bande de conduction se comportent comme des billes sur un plan incliné. En se déplaçant vers la droite leur énergie cinétique augmente alors que leur énergie potentielle diminue. La somme des énergies étant bien entendu constante

Les trous de la bande de valence se comportent comme des ballons se déplaçant le long d'un plafond incliné. Vers la gauche ils voient leur énergie cinétique augmenter alors que leur énergie potentielle diminue.

## 7) DENSITE DE COURANT DE DIFFUSION DES SEMI-CONDUCTEURS

Dans les semi-conducteurs non homogènes, les porteurs peuvent aussi se déplacer par diffusion. Pour expliquer le processus de diffusion, imaginons (figure 8a) un milieu présentant 14 particules en  $x$  et 6 particules en  $x+dx$ .

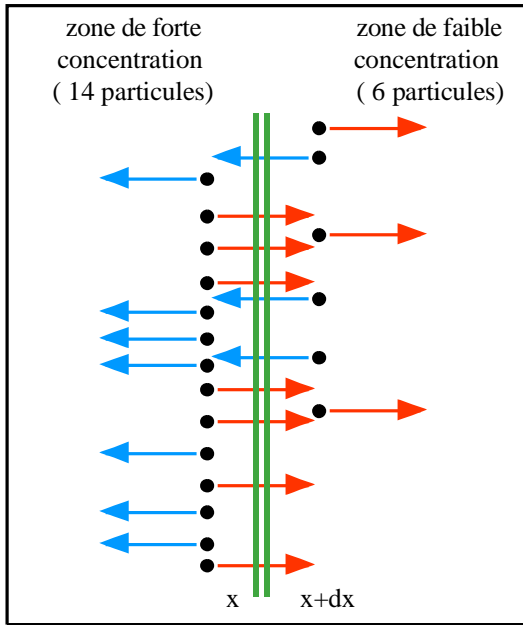


Figure 8a

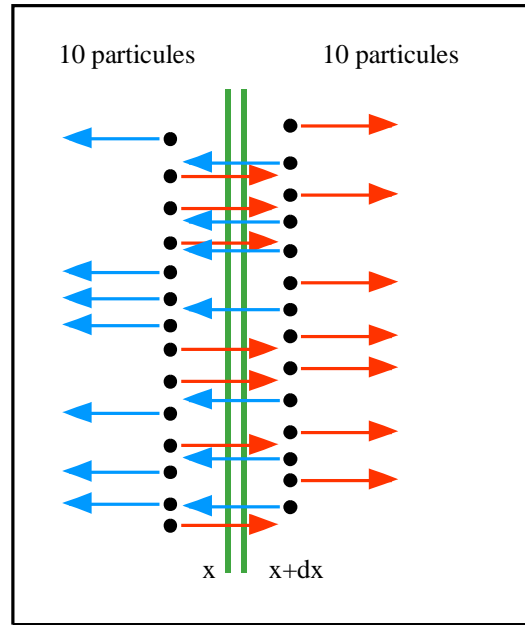


Figure 8b

Le nombre total de particules qui se déplacent vers la gauche est aussi grand que celui qui se déplace vers la droite. Comme il y a plus de particules sur la gauche que sur la droite, il se produit un flux net de la gauche vers la droite. Aussi, la surface d'épaisseur  $dx$  voit donc passer 7 particules de la gauche vers la droite et 3 de droite à gauche. On assiste donc au passage de 4 particules de  $x$  vers  $x+dx$ , proportionnelle à la différence de concentration c'est à dire du coefficient directeur  $d(\text{concentration}) / dx$ .

Si la concentration de gauche et de droite sont égales (figure 8b), cela ne veut pas dire qu'il n'y aura plus de particules en mouvement. Il y a en revanche autant de particules qui se déplacent vers la droite que vers la gauche, l'écoulement net a donc disparu : il y a équilibre dynamique.

### 7.1) Diffusion des électrons

Considérons un barreau de S.C. de type P ( $p = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n = 2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) soumis à une source lumineuse intense sur une de ses faces (figure 9). Cette source lumineuse va produire, par apport d'énergie, une génération paires électrons-trous (par exemple :  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ ) en  $x = 0$ . Au niveau de la surface éclairée, on crée donc une surpopulation d'électrons ( $n(0) = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ) par rapport à l'équilibre où  $n(L) = 2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ .

Les électrons en surplus, vont diffuser de la gauche vers la droite du barreau comme les molécules d'un gaz qui, injectées dans un récipient, tendent à occuper tout le volume (autres analogies : diffusion d'un parfum dans une pièce, diffusion du thé dans de l'eau...).

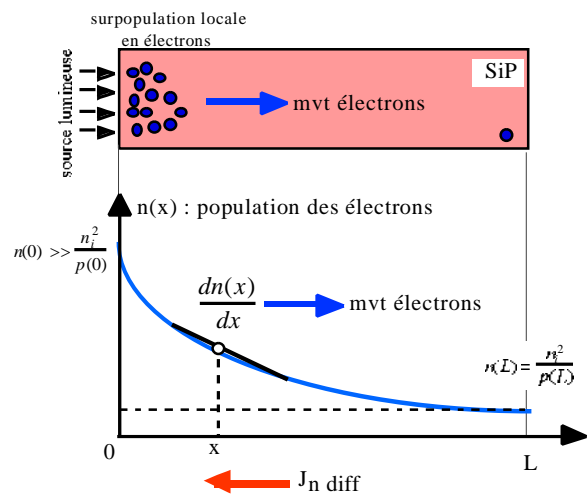


Figure 9

Ces électrons supplémentaires sont recombinés par la forte population des trous du Si P et leur population diminue en fonction de la distance x selon :

$$n(x) = n(0) \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) \text{ avec } L_n: \text{longueur de diffusion des électrons}$$

On définit en x une densité de courant de diffusion des électrons :  $J_{ndiff}$  proportionnelle au gradient de concentration ( $D_n \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  est la constante de diffusion des électrons dans le silicium) :

$$J_{n \text{ diff}} = q D_n \frac{dn(x)}{dx} \text{ où } D_n = \mu_n \frac{kT}{q}$$

Remarque :  $\frac{dn(x)}{dx}$  est négatif donc  $J_{n \text{ diff}}$  est bien dirigé dans le sens des x négatif sur la figure 9.

## 7.2) Diffusion des trous

De la même manière, considérons un barreau de S.C. de type N soumis à une source lumineuse intense sur une de ses faces (fig. 10). Comme précédemment on obtient un phénomène de diffusion des trous excédentaires avec :

$$p(x) = p(0) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right)$$

où  $L_p$  représente la longueur de diffusion des trous.

On définit en x une densité de courant de diffusion des trous :  $J_{p \text{ diff}}$  proportionnelle au gradient de concentration ( $D_p \text{ en cm}^2 \text{ s}^{-1}$  est la constante de diffusion des trous dans le silicium) :

$$J_{p \text{ diff}} = -q D_p \frac{dp(x)}{dx} \text{ où } D_p = \mu_p \frac{kT}{q}$$

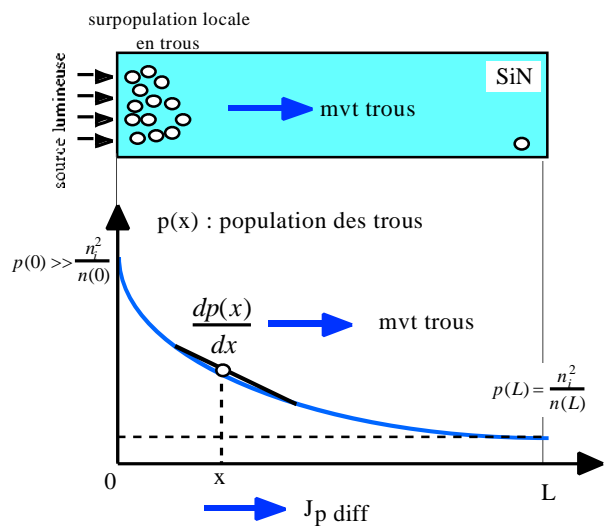


Figure 10

Remarque :  $\frac{dp(x)}{dx}$  est négatif, sachant que  $J_{p \text{ diff}}$  est dirigé dans le sens des x positif il faut affecter l'expression de  $J_{Dp}$  du signe - !

## 7) DENSITE DE COURANT DE CONDUCTION ET DE DIFFUSION

Lorsque le semi-conducteur est soumis aux deux phénomènes de conduction et de diffusion des porteurs, la densité de courant est telle que :

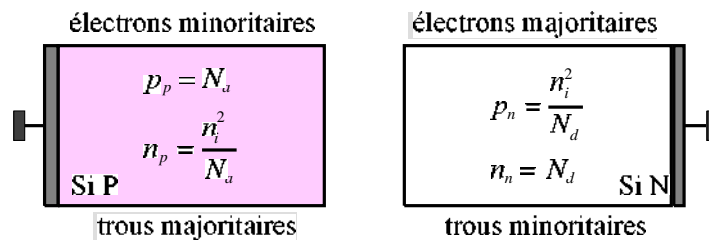
Pour les trous :  $J_p = J_{p \text{ cond}} + J_{p \text{ diff}} = q p(x) \mu_p E - q D_p \frac{dp(x)}{dx}$

Pour les électrons :  $J_n = J_{n \text{ cond}} + J_{n \text{ diff}} = q n(x) \mu_n E + q D_n \frac{dn(x)}{dx}$

# JONCTION SEMI-CONDUCTRICE AU SILICIUM

## 1) FORMATION DE LA JONCTION PN

Considérons deux barreaux de silicium : l'un dopé P au bore, l'autre dopé N au phosphore. Le bilan des porteurs libres à une température fixée est indiqué ci-dessous :



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 PN :

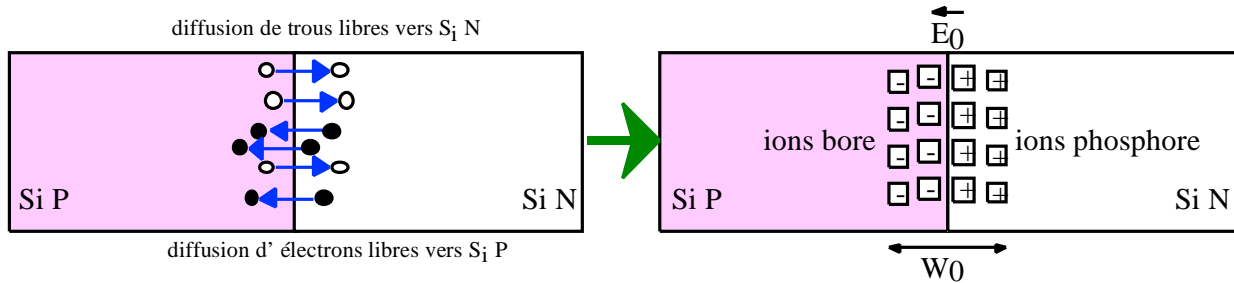


Figure 11a

Figure 11b

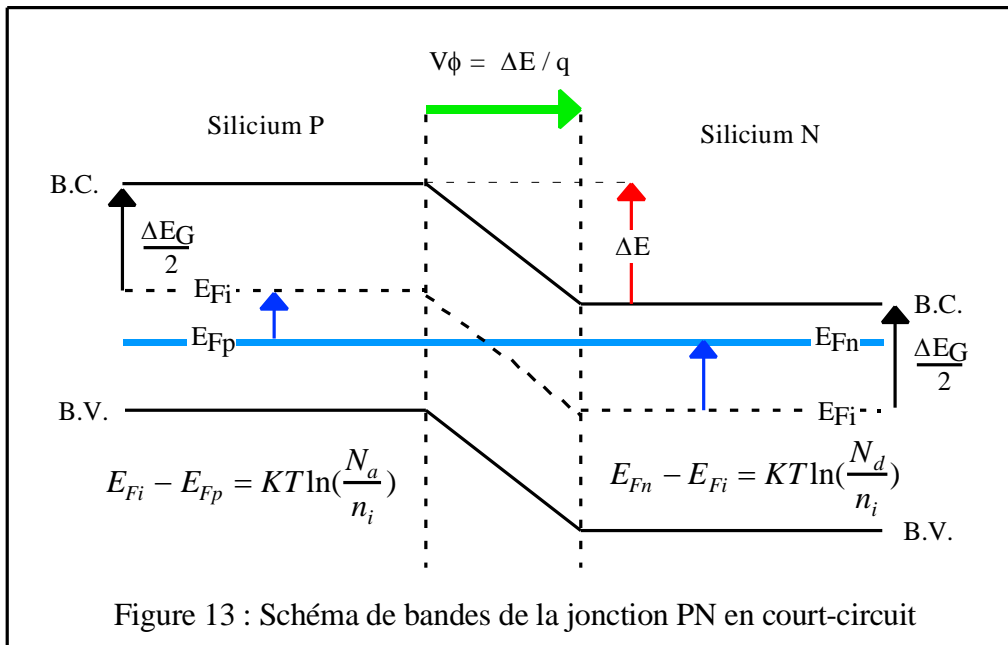
- Transitoire de durée très brève (figure 11a) à savoir diffusion des trous de la région P vers la région N. En effet comme les trous sont plus nombreux dans P que dans N, ils vont avoir tendance à diffuser pour rétablir l'équilibre (idem pour les électrons qui vont diffuser de N -> P).
- Permanent (figure 11b), les trous qui ont envahi la région N (où ils ont disparu par recombinaison avec les électrons majoritaires dans cette région) ont laissés 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  $W_0$ . Cette Z.C.E. est caractérisée par une **barrière de potentiel  $V_\phi$**  qui provoque l'apparition d'un **champ électrique interne  $E_0$** .

La barrière de potentiel  $V_\phi$  équilibre 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 13, qui représente le schéma de bandes d'une jonction PN en court-circuit, illustre ce principe.



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.

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

On sait que la variation d'énergie potentielle  $\Delta E$  d'un électron soumis à une différence de potentiel  $\Delta V$  est telle que :  $\Delta E = -q \Delta V$ . Dans ces conditions, à la différence d'énergie  $\Delta E$  entre les bandes, on fait 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 Z.C.E. qui s'étend principalement du côté le moins dopé est telle que (voir annexe en fin de document) :

$$W_0 = \sqrt{\frac{2 \epsilon_0 \epsilon_{Si}}{q} \left( \frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) V_\phi} \quad (1)$$

Pour :  $N_a = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,  $W_0 = 0.96 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $V_\phi = 0.75 \text{ V}$  et  $E_{0\text{max}} = 1.56 \cdot 10^4 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$   
avec :  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ F/cm}$ ,  $\epsilon_{Si} = 12$

## 1.2 Courants circulant dans la Z.C.E. de la jonction en court circuit.

L'anode et la cathode étant à la masse, la jonction est en court-circuit et son courant doit être nul. En effet la zone de charge d'espace (figure 12) est traversée par deux courants opposés qui s'annulent :

- 1) Le courant  $I_S$  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 :  $p = n_i^2/N_d$ ,  $n = n_i^2/N_a$ )
- 2) Le courant ayant pour origine les porteurs libres majoritaires de N et de P, très voisins de la Z.C.E., et dont l'énergie suffisante pour sauter la hauteur de barrière  $qV_\phi$ .

Ce phénomène conduit à un courant de la forme  $I_0 \exp(-V_\phi/U_T)$  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 :  $I_s = I_0 \exp\left(-\frac{V_\phi}{U_T}\right)$  (2)

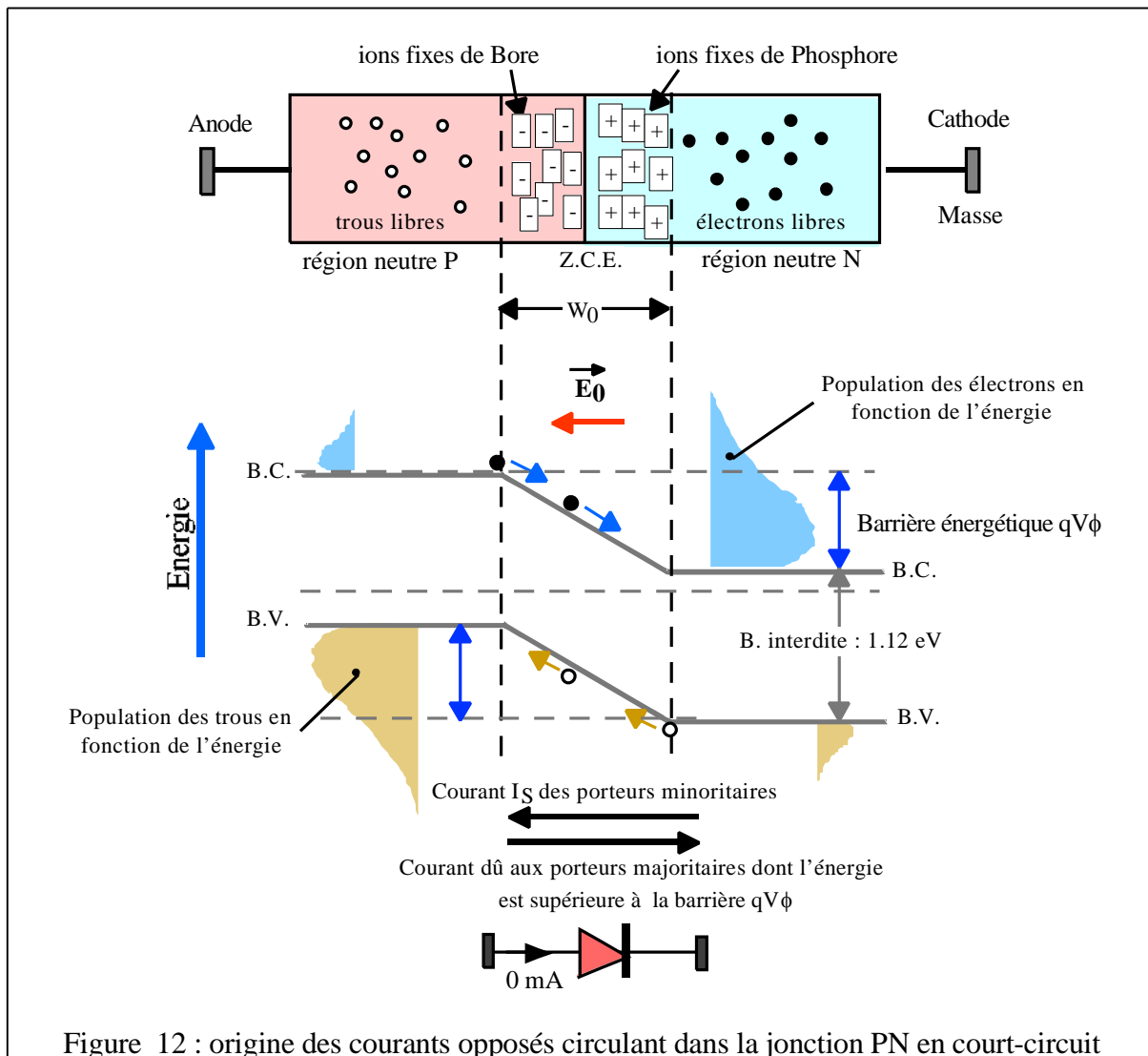


Figure 12 : origine des courants opposés circulant dans la jonction PN en court-circuit



## 2) JONCTION POLARISÉE EN INVERSE

Le semi-conducteur de type N étant à la masse, on relève à l'aide d'un générateur de tension  $V_{inv}$ , le potentiel du semi-conducteur de type P (figure 14).

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

La hauteur de barrière entre les régions P et N est renforcée par la tension extérieure appliquée et devient  $V_\phi + V_{inv}$ . Le champ électrique dans la Z.C.E. augmente ainsi que son étendue ( dans l'équation (1)  $V_\phi$  devient  $V_\phi + V_{inv}$ ). Les porteurs majoritaires des régions N et P n'ont plus l'énergie nécessaire pour sauter cette barrière de potentiel (le courant 2 du § 1.2 est nul).

**La jonction est alors traversée par le très faible courant de saturation  $I_s$  (le courant 1 du § 1.2). Ce courant issu du phénomène d'ionisation thermique du silicium, dépend de la température :**

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

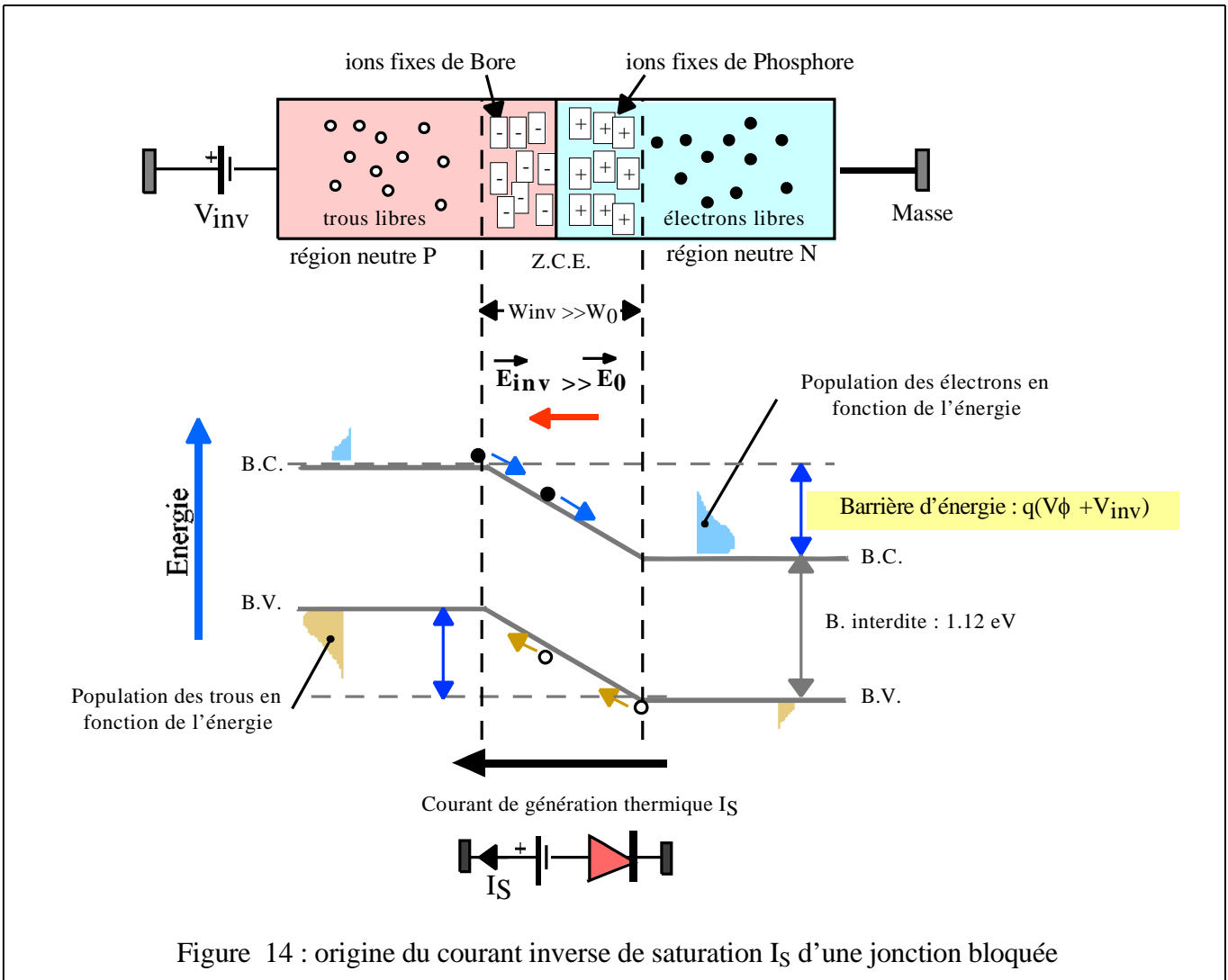


Figure 14 : origine du courant inverse de saturation  $I_s$  d'une jonction bloquée

## 2.2) Capacité de transition

La jonction PN est constituée de deux charges opposées immobiles (ions  $N_a^-$  côté P, ions  $N_d^+$  du côté N). Elle se comporte donc comme un condensateur dont la Z.C.E. est le diélectrique et les régions N et P les électrodes. La capacité correspondante est nommée capacité de transition :

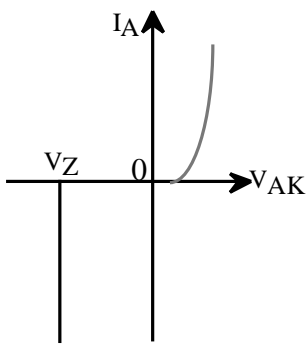
$$C_T = \epsilon_0 \epsilon_{si} \frac{S}{W}$$

avec S l'aire de la jonction et W l'épaisseur de la Z.C.E qui dépend de la hauteur de barrière. Aussi

on peut écrire :  $C_T = \frac{C_{T0}}{\sqrt{1 - \frac{V_{inv}}{V_\phi}}}$  où  $C_{T0}$  correspond à  $V_{inv} = 0V$

Cette capacité qui dépend de la température a des valeurs typiques comprises entre 1 et 200 pF.

## 2.3) Avalanche de la jonction : effet Zener



L'avalanche par multiplication, et le claquage par effet Zener sont les deux processus qui produisent une augmentation brutale du courant de la jonction polarisée en inverse par une tension suffisante  $V_Z$ .

Un porteur (figure 3) de la Z.C.E. d'origine thermique, appartenant donc à  $I_s$ , descend la barrière de jonction et acquiert de l'énergie cinétique du potentiel appliqué. Ce porteur qui entre en collision avec un ion silicium, peut rompre une liaison de covalence.

Outre le porteur initial, il existe maintenant une nouvelle paire électron-trou. Ces porteurs peuvent tirer assez d'énergie du champ appliqué, entrer en collision avec un autre ion et créer d'autres paires électron-trou. Cet effet cumulatif est appelé avalanche par multiplication. Il donne un grand courant inverse et on dit que la jonction est dans la région de claquage par avalanche.

Un autre phénomène lié à un champ électrique intense conduit à la même situation : effet Zener. Ici le champ électrique élevé exerce une force suffisante pour extraire des électrons de leurs liaisons de covalence créant alors des paires électron-trou qui augmentent aussi le courant inverse.

## 3) JONCTION POLARISÉE EN DIRECT

### 3.1) Courant direct de la jonction

Le fait de polariser la jonction sous une tension  $V_{direct}$  réduit la hauteur de barrière qui devient :  $V_\phi - V_{direct}$  entraînant une diminution de l'épaisseur de la Z.C.E (dans l'équation (1)  $V_\phi$  est remplacé par :  $V_\phi - V_{direct}$ ).

De nombreux électrons de la région N et de trous de la région P peuvent alors franchir cette barrière de potentiel et, se présentant alors dans un "milieu hostile" (P pour électrons et N pour les trous), ils sont recombinés (figure 15).

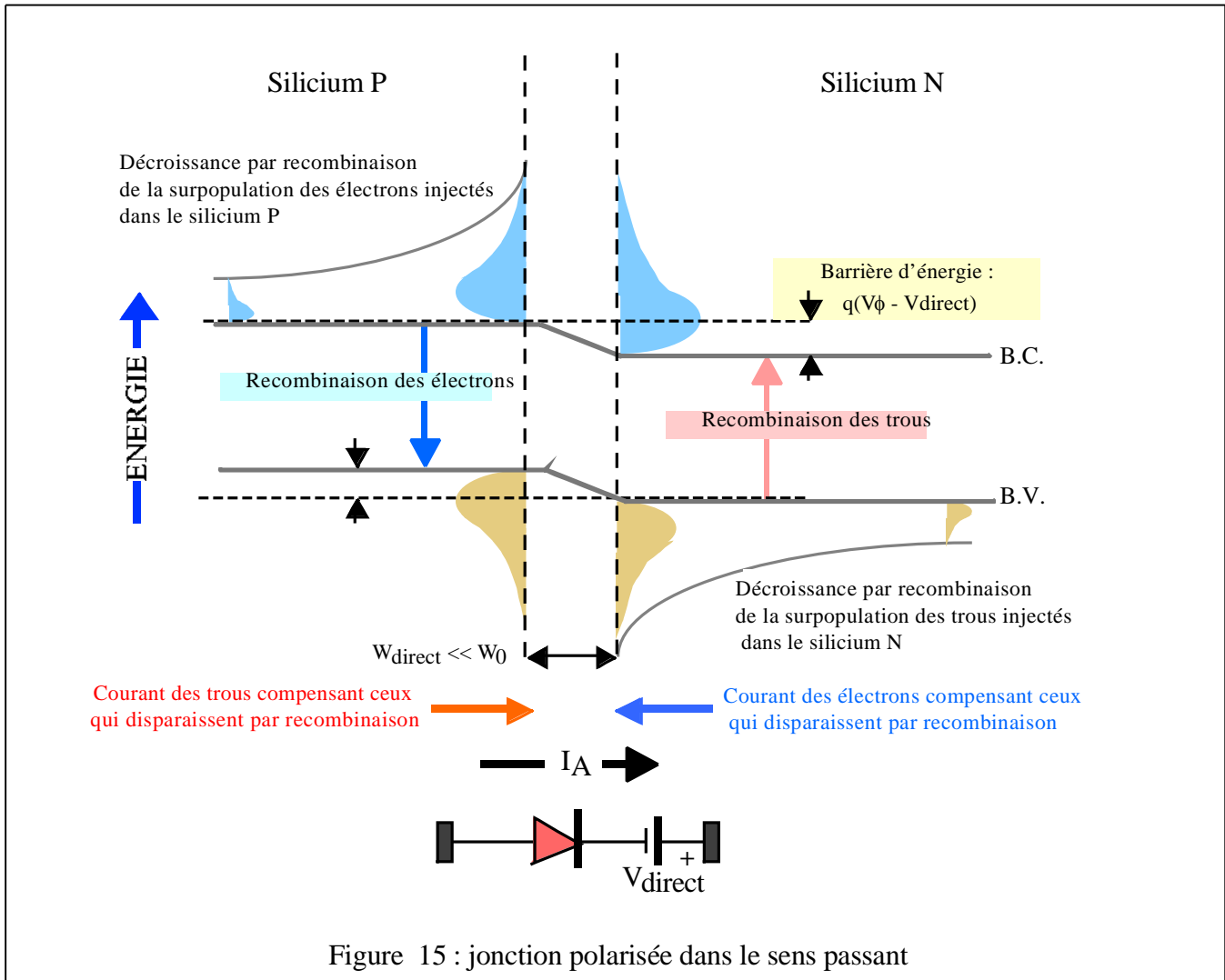
Cette recombinaison consomme près de la Z.C.E. des trous dans la région P (des électrons dans la région N). Pour rétablir l'équilibre, les trous de la région neutre P se mettent en mouvement vers la zone où se produit la recombinaison (déficit en trous). Les électrons de la région neutre N sont soumis à un phénomène analogue.

**C'est ce phénomène de recombinaison locale qui explique la circulation du courant direct  $I_A$  dans la jonction.**

Ce courant s'écrit :  $I_0 \exp\left(-\frac{V_\phi - V_{\text{direct}}}{U_T}\right)$  soit :  $I_S \exp\left(\frac{V_{\text{direct}}}{U_T}\right)$  avec la relation (2).

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, on obtient le courant total  $I_A$  qui circule dans la jonction :

$$I_A = I_S \left[ \exp\left(\frac{V_{\text{direct}}}{U_T}\right) - 1 \right]$$



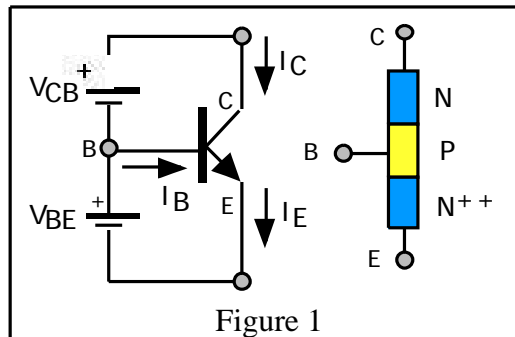
### 3.2) Capacité de diffusion

Le phénomène de recombinaison locale de part et d'autre de la Z.C.E. (figure 15) n'est pas instantané. En effet les électrons injectés dans SiP recombinent avec les trous présents après un certain temps moyen  $\tau_n$  : durée de vie des électrons (ordre de la nanoseconde). De même du côté SiN, on définit  $\tau_p$  durée de vie des trous.

Il y a donc toujours, de part et d'autre de la Z.C.E., une charge positive dans la cathode et une charge négative dans l'anode, composée de porteurs non recombinés. Ceci est équivalent à la présence d'une capacité dite capacité de diffusion  $C_D$  proportionnelle au courant direct  $I_A$  de la jonction.

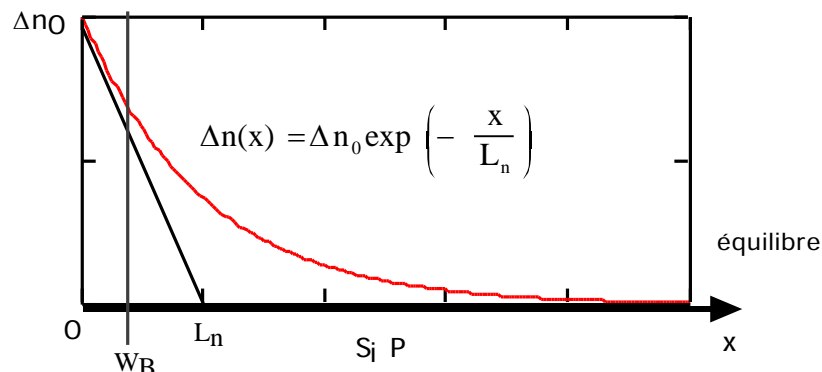
## EFFET TRANSISTOR BIPOLAIRE

Considérons un transistor NPN (figure 1) :



La tension  $V_{BE}$  positive, polarise la jonction base-émetteur du transistor en direct, alors que la tension  $V_{CB}$  polarise la jonction collecteur-base en inverse !

La jonction base-émetteur fonctionnant en mode direct est donc le siège des phénomènes de jonction passante vus précédemment. En effet, des électrons sont injectés de la région d'émetteur  $N^{++}$  très dopée dans la base  $P$  où ils subissent le phénomène habituel de recombinaison avec les trous qui sont ici porteurs majoritaires. La surpopulation des électrons injectés dans le silicium  $P$  disparaît selon la loi :



- $\Delta n_0$  : surpopulation des électrons se présentant dans la base
- $\Delta n(x)$  : population des électrons dans la base
- $L_n$  : longueur de diffusion des électrons dans la base  $P$
- $W_B$  : épaisseur de la base du transistor

Cependant, le transistor (figure 2) est caractérisé par une épaisseur de base  $W_B$  de 0.5 à 2  $\mu m$  très inférieure à la longueur de diffusion des électrons  $L_n$  soit 10 à 20  $\mu m$ . Dans ces conditions, tous les électrons injectés dans la base ne subissent pas le phénomène de recombinaison avec les trous, aussi, les électrons "chanceux" qui ont pu traverser la base sans se faire recombiner, parviennent à la frontière de la Z.C.E. de la jonction bloquée base-collecteur. Ils sont alors pris en charge par le champ électrique  $E$  qui y règne et se retrouvent dans le collecteur  $N$  où ils sont majoritaires et ne risquent plus la recombinaison.

**Ainsi un courant peut traverser la jonction bloquée base-collecteur : c'est l'effet transistor !**

Les électrons qui ont été recombinés dans la base créent le courant faible de base ce qui assure un courant de collecteur  $I_C$  voisin du courant d'émetteur  $I_E$ .

On peut exprimer le courant de collecteur selon :  $I_C = \alpha I_E + I_{SBC}$  avec :

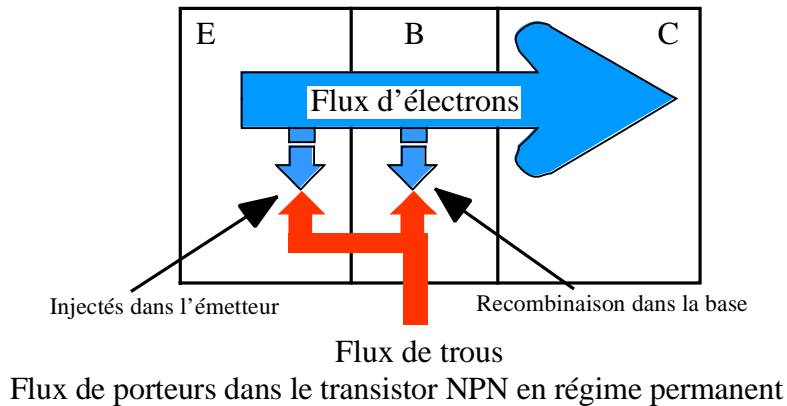
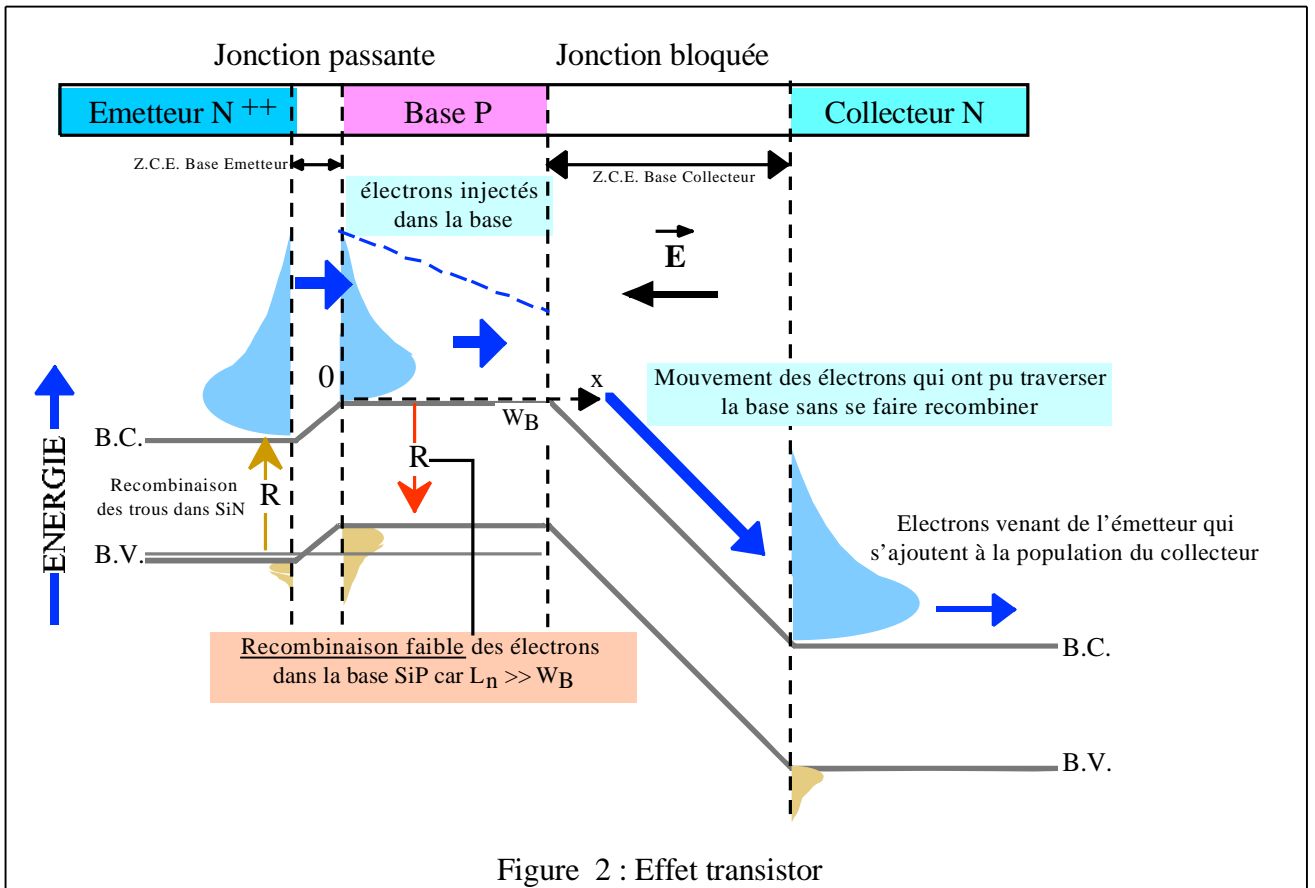
- $\alpha < 1$  : coefficient de transfert en courant
- $I_{S BC}$  courant inverse de saturation de la jonction B C.

Sachant que le transistor est un noeud de courant, la relation  $I_E = I_B + I_C$  qui conduit à :

$$I_C = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_B + \frac{I_{S BC}}{1-\alpha}$$

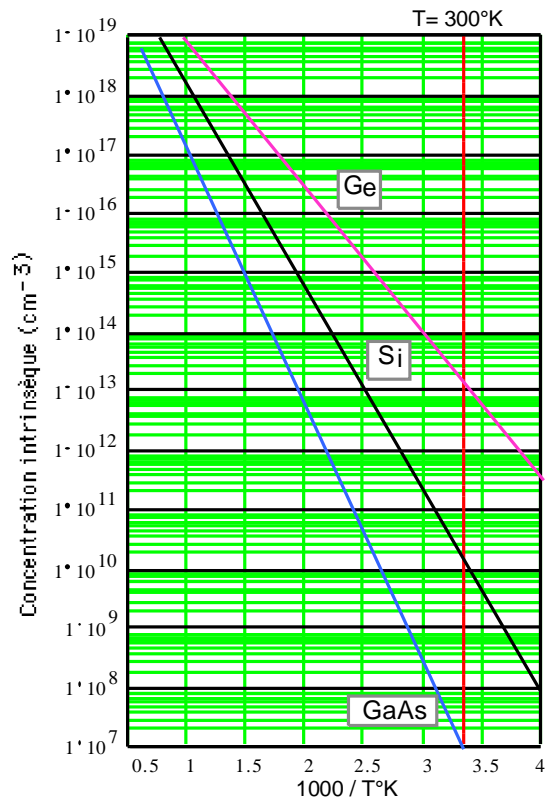
$$I_C = \beta I_B + I_{CE0}$$

Pour la plupart des transistors : le gain en courant  $\beta$  (ou  $H_{fe}$ ) est compris entre 50 et 500, alors que le courant de fuite de collecteur  $I_{CE0}$  est en général négligeable à température ambiante.



## ANNEXES

CARACTERISTIQUES DU SILICIUM PUR	VALEUR
Nombre atomique	14
Masse atomique (g par mole)	28.1
Densité (g/cm <sup>3</sup> )	2.33
Nombre d'atomes par cm <sup>3</sup>	5.0 10 <sup>22</sup>
Hauteur de bande interdite (eV) à 300 K	1.12
Résistivité ( $\Omega \cdot \text{cm}$ ) à 300 K	2.3 10 <sup>3</sup>
Constante diélectrique $\epsilon_{\text{Si}}$	11.9

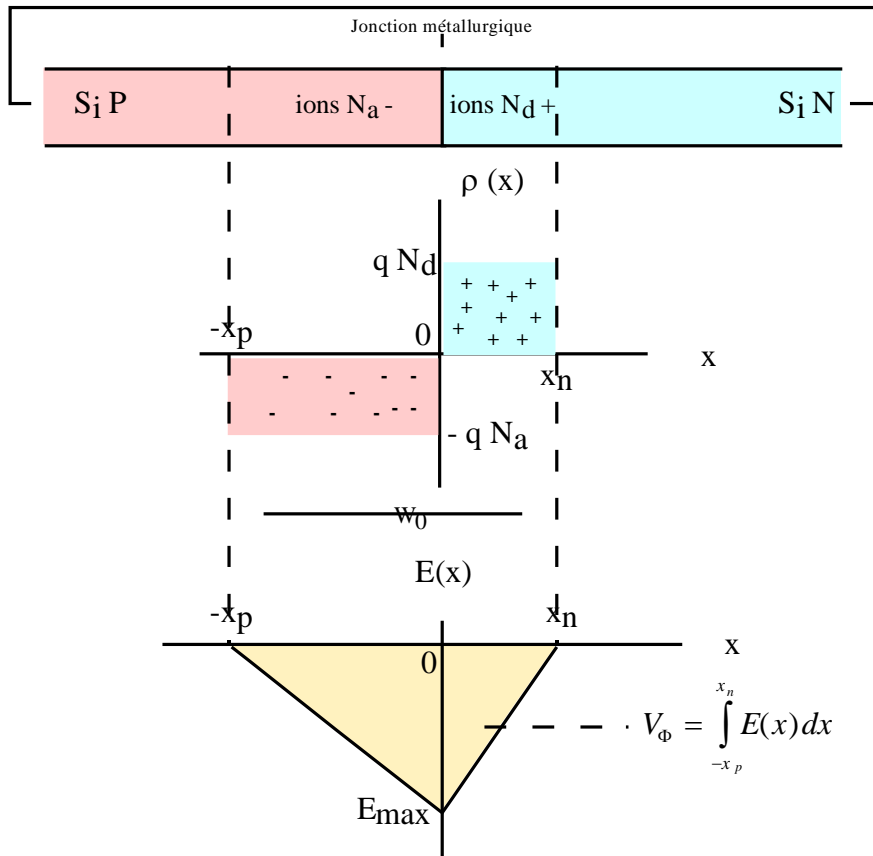


Evolution de la concentration intrinsèque  $n_i$  en fonction de  $1000/T(^{\circ}\text{K})$   
pour trois matériaux semi-conducteurs

# JONCTION ABRUPTE EN COURT-CIRCUIT

## 1) CALCUL DE L'ETENDUE $w_0$ DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE

La figure suivante représente les charges ioniques  $\rho(x)$  présentes de part et d'autre de la jonction métallurgique d'une diode PN en court-circuit ainsi que le champ électrique  $E(x)$  qui en découle. Les ions négatifs  $N_a$  et les ions positifs  $N_d$  s'étendent sur les distances respectives  $-x_p$  et  $x_n$  de part et d'autre de la jonction métallurgique.



a) Dans la zone de charge d'espace, le bilan des charges ioniques doit être nul soit :  $x_p N_a = x_n N_d$  aussi, la zone de charge d'espace s'étend du côté le moins dopé ( $N_a \ll N_d$  sur la figure).

b) Détermination du champ électrique  $E(x)$  à l'aide de l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0 \epsilon_{si}} \quad \text{sachant que : } E(x) = -\frac{dV(x)}{dx} \quad \text{il vient : } \frac{dE(x)}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_0 \epsilon_{si}}$$

Côté P :  $E(x) = -\frac{q N_a}{\epsilon_0 \epsilon_{si}} x + Cte \quad \text{avec : } E(-x_p) = 0 \quad \forall \quad E(x) = -\frac{q N_a}{\epsilon_0 \epsilon_{si}} (x + x_p)$

Par analogie, du côté N, le champ électrique est tel que :  $E(x) = \frac{q N_d}{\epsilon_0 \epsilon_{si}} (x - x_n)$

$\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1} \quad \epsilon_{si} = 12$

On en déduit le champ  $E_{max}$  en  $x=0$  :

$$E_{max} = - \frac{qN_a}{\epsilon_0 \epsilon_{si}} x_p = - \frac{qN_d}{\epsilon_0 \epsilon_{si}} x_n \quad (1)$$

### c) Calcul de l'étendue de la zone de charge d'espace $W_0 = x_p + x_n$

En utilisant les relations (1), on exprime l'étendue  $W_0$  de la Z.C.E.

$$W_0 = x_n + x_p = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{si}}{q} E_{max} \left( \frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)$$

En introduisant le potentiel de diffusion  $V_\Phi$  qui correspond à l'aire du triangle formé par  $E(x)$  soit :

$$V_\Phi = - \int_{-x_p}^{x_n} E(x) dx \quad \forall V_\Phi = \frac{1}{2} E_{max} (x_n + x_p) = \frac{1}{2} |E_{max}| W_0$$

On en déduit :

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

## 2) CALCUL DU POTENTIEL DE DIFFUSION $V_\Phi$

Pour calculer le potentiel de diffusion  $V_\Phi$ , il faut exploiter l'équilibre qui s'établit entre le courant de conduction dont est responsable le champ électrique  $E(x)$  dans la Z.C.E. et le courant de diffusion des porteurs entre les zones N et P. Cet équilibre se traduit pour les trous par la relation densité de courant nulle soit :  $J_p = 0$ .

$$J_p = q p(x) \mu_p E(x) - q D_p \frac{dp(x)}{dx} = 0$$

$$E(x) = \frac{D_p}{\mu_p} \frac{1}{p(x)} \frac{dp(x)}{dx} \quad \text{sachant que :} \quad \frac{D_p}{\mu_p} = U_T \quad \text{il vient :} \quad E(x) = \frac{U_T}{p(x)} \frac{dp(x)}{dx}$$

$$\text{Sachant que :} \quad V_\Phi = - \int_{-x_p}^{x_n} E(x) dx$$

il vient :

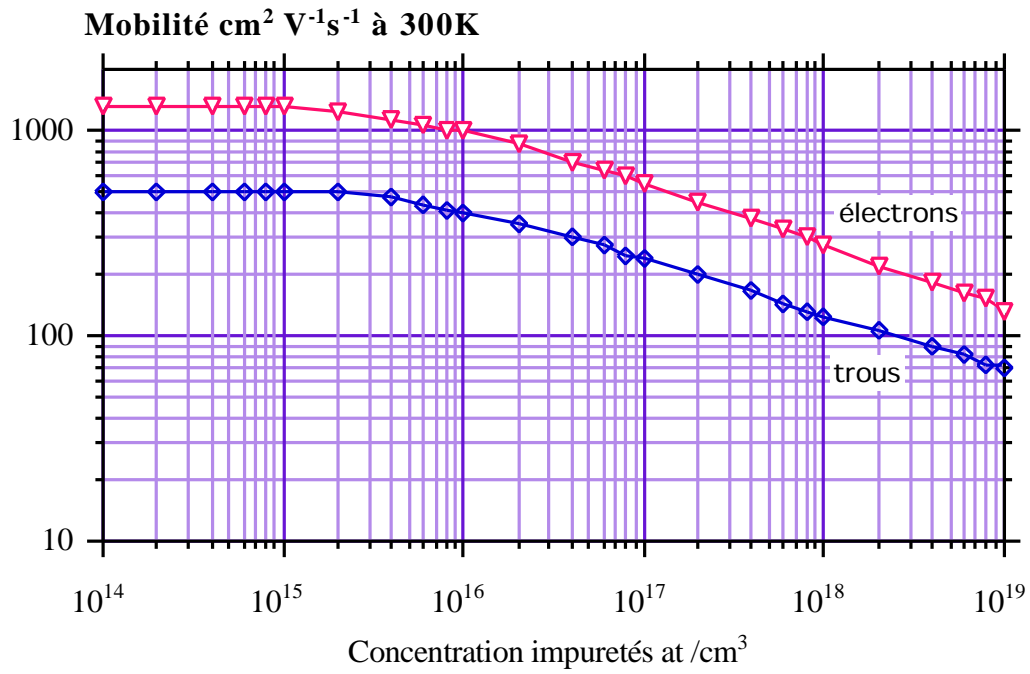
$$V_\Phi = - U_T \int_{p_p}^{p_n} \frac{dp}{p} = U_T \ln \left( \frac{\text{Concentration trous dans P}}{\text{Concentration trous dans N}} \right) = U_T \ln \left( \frac{N_a}{n_i^2} \frac{N_d}{N_d} \right)$$

soit :

$$V_\Phi = U_T \ln \left( \frac{N_a N_d}{n_i^2} \right)$$



**Evolution de la mobilité des porteurs dans le silicium en fonction de la concentration en atomes d'impuretés à 300 °K**



**Influence de la température sur la mobilité des porteurs dans le silicium**

