

Propriétés de base des matériaux

Chap. 2 Les semi-conducteurs

Pr. Rachid EL BOUAYADI

Département GERST

ENSA

Univ. Ibn Tofail

rachid.elbouayadi@univ-ibntofail.ac.ma

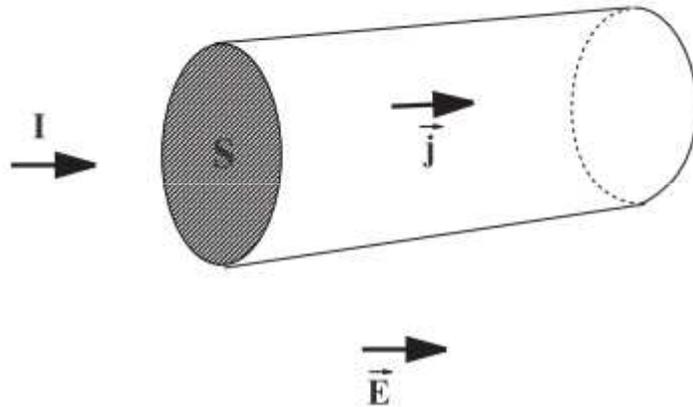




I. Généralités

Lorsqu'un champ électrique \vec{E} est appliqué à un matériau quelconque, la densité de courant \vec{j} qui le traverse est proportionnelle au champ :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}$$



avec \vec{j} : densité de courant telle que :

$$j = \frac{I}{S}$$

La constante de proportionnalité σ est la **conductivité** qui s'exprime en $\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ ou Siemens (S).

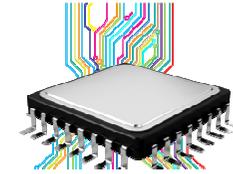
Résistance et résistivité $R = \rho \frac{l}{S}$ avec $\rho = \frac{1}{\sigma}$ = résistivité.

la relation précédente représente tout simplement la loi d'Ohm.

En effet $J = \frac{I}{S}$ et $|E| = \frac{V}{L}$ Ce qui donne $V = RI$



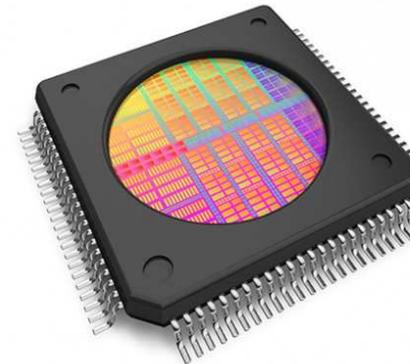
Les semi-conducteurs



Classification des matériaux en électricité

Les matériaux utilisés en électricité sont classés suivant leur conductivité :

| matériaux | conductivité ($\Omega.m$) ⁻¹ |
|------------------|---|
| conducteurs | $10^2 - 10^6$ |
| semi-conducteurs | $10^{-6} - 10^2$ |
| isolants | $10^{-16} - 10^{-8}$ |



La conductivité des semi-conducteurs

σ dépend de : pureté des cristaux, leur structure, leur orientation, température, etc...

⇒ création d'une large gamme de composants électronique pour différentes applications

Les semiconducteurs sont des matériaux solides utilisés pour la fabrication des composants électroniques. Le matériau semiconducteur le plus utilisé est le **silicium (Si)**. Autres matériaux semiconducteurs : **germanium(Ge)**, **arséniure de gallium (AsGa)**, **phosphure d'indium (InP)**...



II. Niveaux d'énergie

II.1. Atome isolé

Modèle de Bohr semi-classique = l'électron ne peut se déplacer que sur des orbites circulaires discrètes (numérotées $n=1,2,3,\dots$),. Lorsqu'un électron passe d'une orbite supérieure d'énergie E à une orbite inférieure d'énergie E' moins élevée, l'électron cède une quantité d'énergie $\Delta E = E - E' = h \cdot \nu$

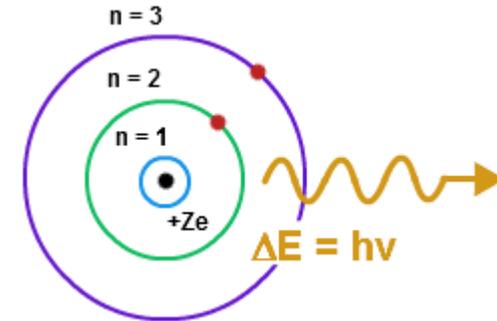


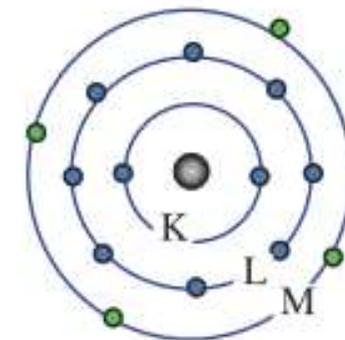
Fig.1. Modèle de Bohr

On distingue :

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

Exemple : silicium qui possède 14 électrons ($Z = 14$). Ces électrons sont répartis sur trois couches électroniques :

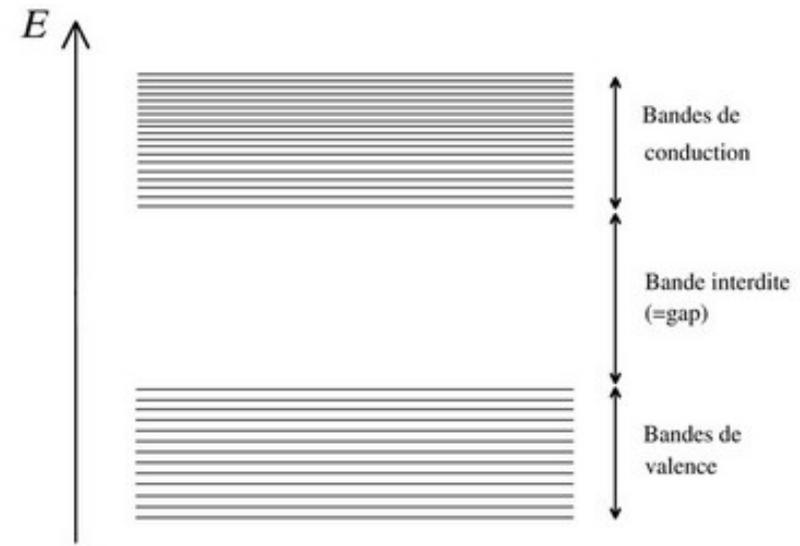
- K (2 électrons)
- L (8 électrons)
- M (4 électrons)



Atome de silicium

II.2. Bandes d'énergies dans un solide

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 entre eux, les niveaux d'énergie se transforment en **bandes d'énergie**.



un électron de la bande de valence est commun à plusieurs atomes. L'électron dont l'énergie se situe dans bande de conduction circule librement dans le solide.

La bande **Interdite** est défini par : $E_g = E_c - E_v$

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**.

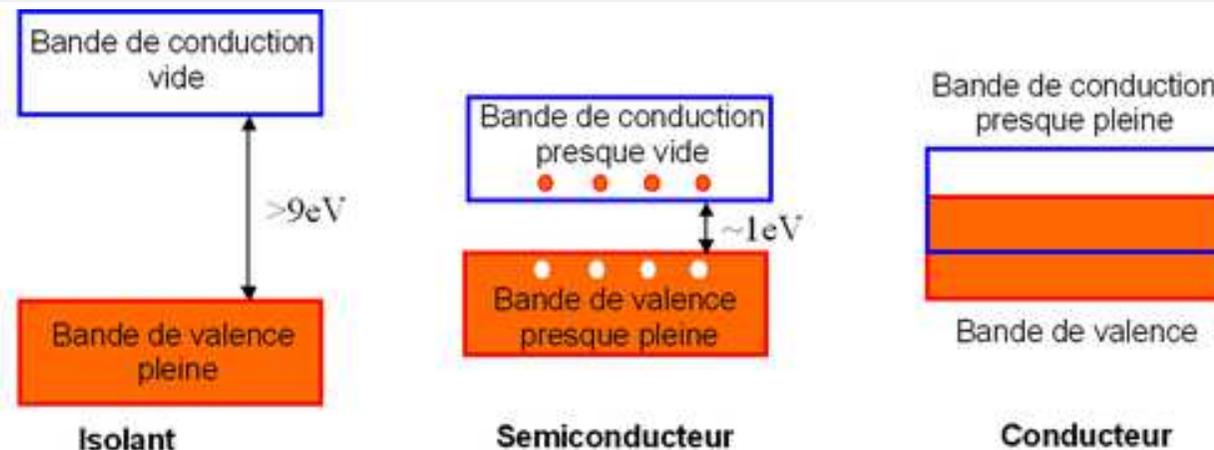
III. Notion de métal, isolant et semi-conducteur

➤ Matériau **isolant** (gap élevé). Tous les e- de la couche périphérique sont utilisés dans les liaisons chimiques covalentes. A basses T° : pas d'e- dans la BC. T° ↗ (énergie) nécessaire au passage de certains e- dans la BC, mais à T° ambiante, le matériau reste isolant.

➤ Matériau **conducteur**, les liaisons chimiques n'utilisent pas tous les électrons de la couche périphérique ⇒ e- libres dans la bande de conduction, même à 0 K : gap nul ou négatif

➤ Matériau **semi-conducteur** (faible gap) : parfaitement isolant à 0 K, mais devient progressivement conducteur lorsque T° ↗ ou par apport d'énergie sous une forme quelconque (lumière ou tout rayonnement électromagnétique, chauffage, etc.)

S'il est **pur**, on dit que le semi-conducteur est **intrinsèque**



IV. Semi-conducteurs intrinsèques

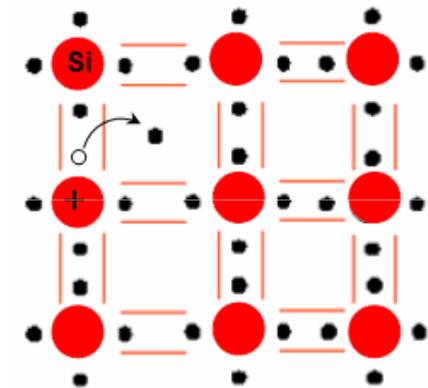
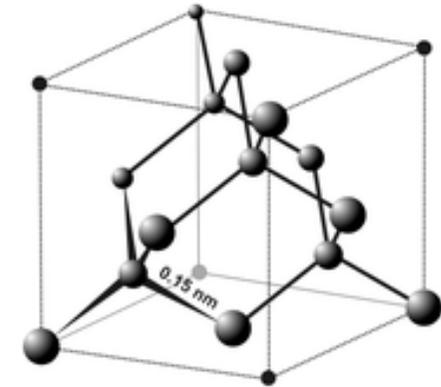
La structure cristalline du silicium pur est de type diamant, où chaque atome de la maille se trouve entourée de quatre atomes de silicium selon un tétraèdre.

| III A (13) | IV A (14) | V A (15) |
|---------------|--------------|-------------|
| B | C | N |
| Al | Si | P |
| Ga | Ge | As |

Si dans le tableau périodique

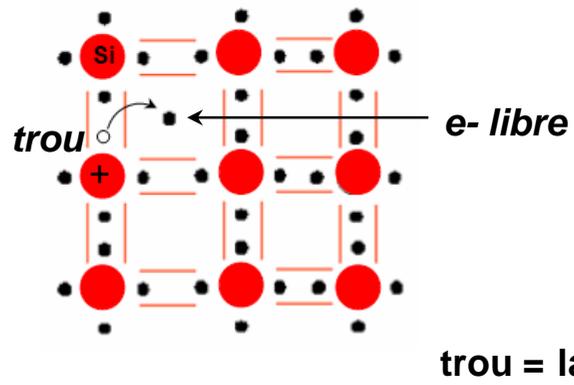
Colonne (14) : chaque atome a quatre électrons à partager avec les atomes adjacents \Rightarrow liaisons chimiques : donc pas d'e- libre (pas courant électrique) \Rightarrow bon isolant

C-à-d que sa bande de valence est saturée (toutes les places sont occupées). Sa bande de conduction (qui offre cependant des places libres) est alors vide.



structure cristalline (représentation en plan)

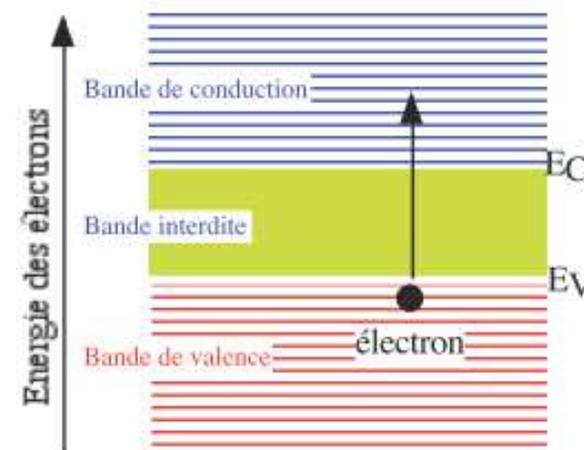
Notion de trou (lacune)



Lorsqu'un électron participant à une liaison de covalence acquiert une énergie suffisante pour quitter l'atome auquel il était lié, il devient alors un **porteur libre**,

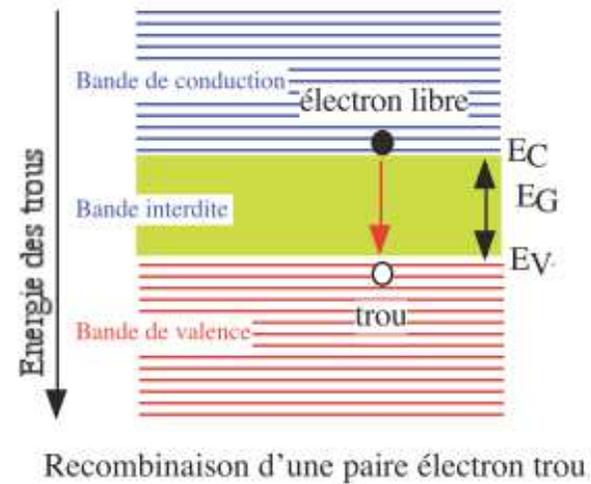
L'atome de silicium qui a perdu un électron n'est plus alors électriquement neutre : il est devenu **un ion positif**.

l'énergie minimale requise pour générer une paire électron-trou correspond à la hauteur de bande interdite $E_g = E_c - E_v$



Phénomène de recombinaisons

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.



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.). Le photon émis a une énergie égale à E_g selon

$$\lambda \cdot E_G = h c$$

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

IV.1. Concentration intrinsèque

Déterminer les populations d'électrons et de trous dans chacune des bandes de conduction et de valence.

Densité d'états dans la bande de conduction

la place disponible pour les électrons dans la bande de conduction

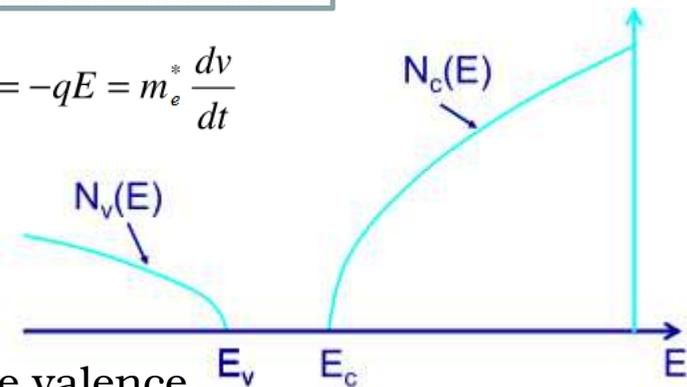
Masse effective de l'électron Énergie du bas de la BC

$$N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2 m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} = \frac{8\pi\sqrt{2}}{h^3} m_e^{*3/2} \sqrt{E - E_c}, \text{ for } E \geq E_c$$

$\hbar = h / 2\pi$ est la constante de Planck normalisée

m_e^* masse effective (les électrons dans le cristal= particules quasi-libres (subissent l'influence du réseau).
Pour le GaAs $m_e^*/m_0=0,066$ avec $m_0=0,911 \cdot 10^{-30}$ kg la masse de l'électron libre.

$$F = -qE = m_e^* \frac{dv}{dt}$$



Densité d'états dans la bande de valence

la place disponible pour les trous dans la bande de valence

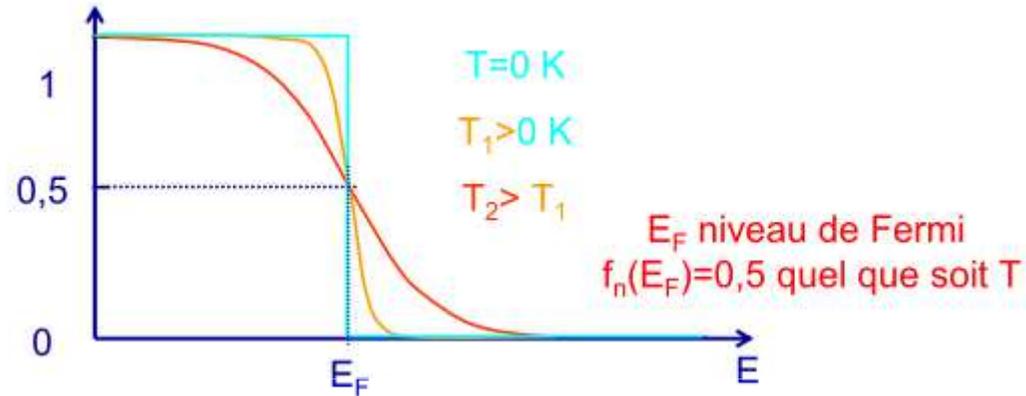
$$N_v(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2 m_h^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} = \frac{8\pi\sqrt{2}}{h^3} m_h^{*3/2} \sqrt{E_v - E}, \text{ for } E \leq E_v$$

$N(E)$: densité d'états quantique dans l'intervalle $[E, E+dE]$ par unité d'énergie par unité de volume.

Fonction de distribution des électrons

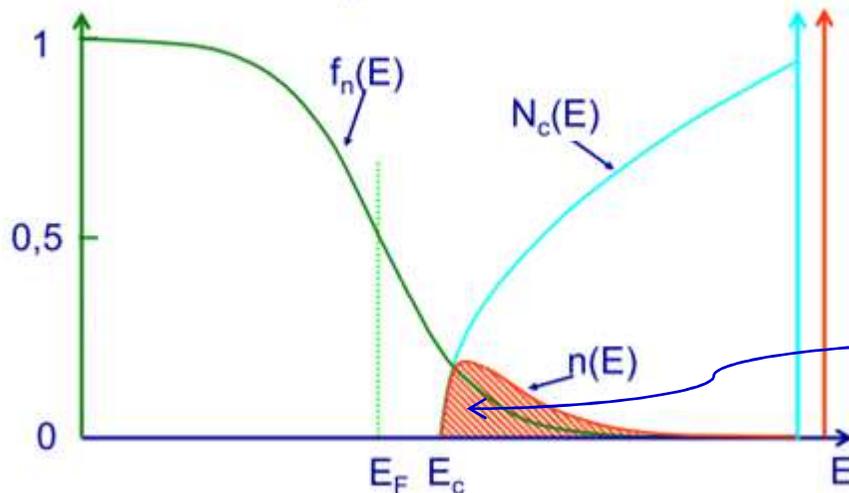
la probabilité de présence d'un électron sur un niveau d'énergie E . Cette probabilité est donnée par la fonction de Fermi-Dirac :

Fonction de Fermi pour les électrons $f_n(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}}$



Densité des électrons

$$n = \int_{E_c}^{E_{cmax}} N_c(E) f_n(E) dE$$



n est La densité d'électrons [cm^{-3}] dans la bande de conduction

$$n = \int_{E_c}^{E_{cmax}} n(E) dE$$

Fonction de distribution pour les trous

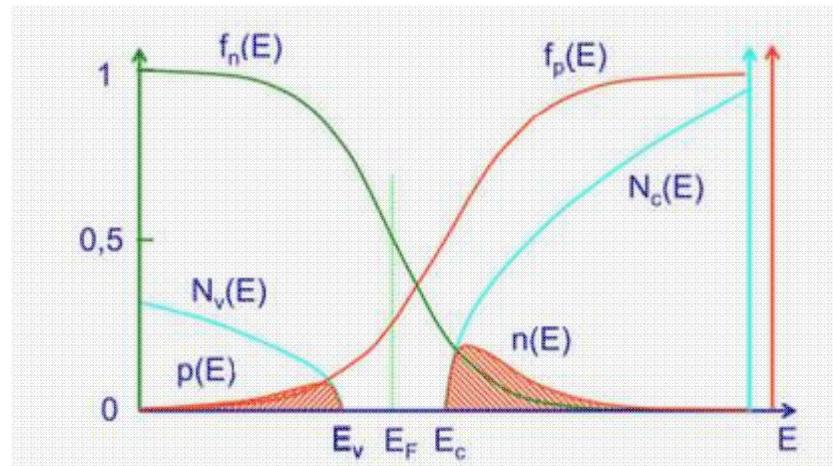
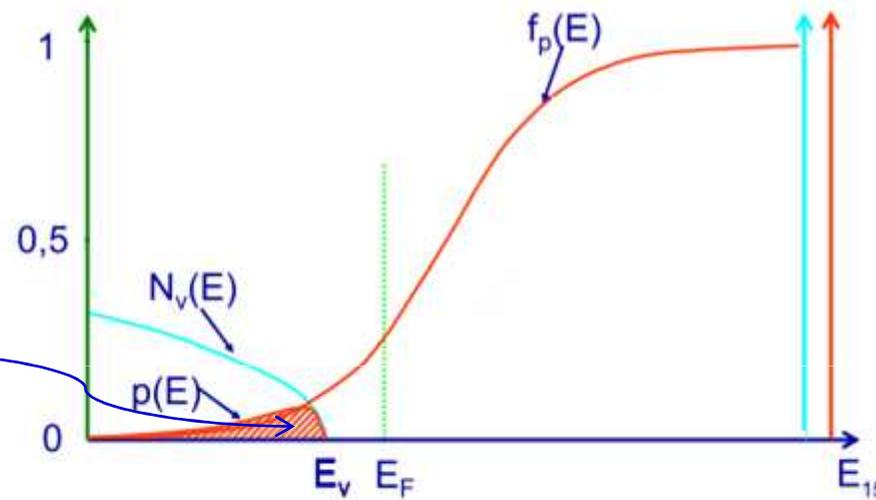
Il va de soit que la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E par un trou est : $f_p(E) = 1 - f(E)$ car l'absence d'un électron implique la présence d'un trou et vice versa.

Densité des trous

p est la densité des trous dans la bande de valence:

$$p = \int_{E_{vmin}}^{E_v} p(E) dE$$

$$p = \int_{E_{vmin}}^{E_v} N_v(E) f_p(E) dE$$



Semi-conducteurs non dégénérés

Semi-conducteur dont le niveau de Fermi E_F est distant des extrêmes de plus de $3kT$

$$\begin{array}{l}
 E_C - E_F > 3kT \\
 E_F - E_V > 3kT
 \end{array}
 \Rightarrow
 \begin{array}{l}
 f_n(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} \approx e^{-(E-E_F)/kT} \\
 f_p(E) = \frac{1}{1 + e^{-(E-E_F)/kT}} \approx e^{(E-E_F)/kT}
 \end{array}$$

Bande de conduction

Bande interdite

Bande de valence

E_F

Distribution de Fermi est remplacée par la distribution de Maxwell-Boltzmann

$$\begin{aligned}
 f_n(E) &\approx e^{-(E-E_F)/kT} & N_c(E) &= \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E-E_c)^{1/2} \\
 n &= \int_{E_c}^{E_{cmax}} N_c(E) f_n(E) dE = \int_{E_c}^{E_{cmax}} N_c(E) e^{-(E-E_F)/kT} dE \\
 n &= \int_{E_c}^{+\infty} N_c(E) e^{-(E-E_c)/kT} dE e^{-(E_c-E_F)/kT} = N_c e^{-(E_c-E_F)/kT}
 \end{aligned}$$

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_c^* kT}{\hbar^2} \right)^{3/2}$$

est la densité équivalente (ou effective) d'états. Elle représente le nombre d'états utiles, à la température T , dans la bande de conduction

Semi-conducteurs non dégénérés

$$N_c = 2 \left(\frac{2 \pi m_e^* k T}{h^2} \right)^{3/2}$$

$$N_v = 2 \left[\frac{2 \pi m_h^* k T}{h^2} \right]^{3/2}$$

$$n = N_c(T) e^{-(E_c - E_F)/kT}$$

$$p = N_v(T) e^{(E_v - E_F)/kT}$$

$$np = N_c e^{-(E_c - E_F)/kT} N_v e^{(E_v - E_F)/kT}$$

$$np = N_v(T) N_c(T) e^{-E_g/kT}$$

loi d'action de masse

$$np = n_i^2$$

$$n_i = (N_v N_c)^{1/2} e^{-E_g/2kT}$$

| à 300 K | Germanium | Silicon | Gallium Arsenide |
|---------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|
| N_c (cm ⁻³) | 1.02 x 10 ¹⁹ | 2.81 x 10 ¹⁹ | 4.35 x 10 ¹⁷ |
| N_v (cm ⁻³) | 5.64 x 10 ¹⁸ | 1.83 x 10 ¹⁹ | 7.57 x 10 ¹⁸ |

$$N_c(T) = N_c(300K) \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2}$$

la relation donnée par le produit $n.p$ des densités de porteurs est indépendante du niveau de Fermi. Elle est donc valable pour les semi-conducteurs intrinsèques mais aussi extrinsèques

n_i est la densité de porteurs intrinsèques (pour le silicium à 300K, $n_i = 10^{10}$ cm⁻³).

Semi-conducteurs intrinsèques

A chaque électron de la bande de conduction correspond un trou dans la bande de valence

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

où A est une constante spécifique du matériau.

Niveau de Fermi

$$n = N_c(T) e^{-(E_c - E_F)/kT}$$

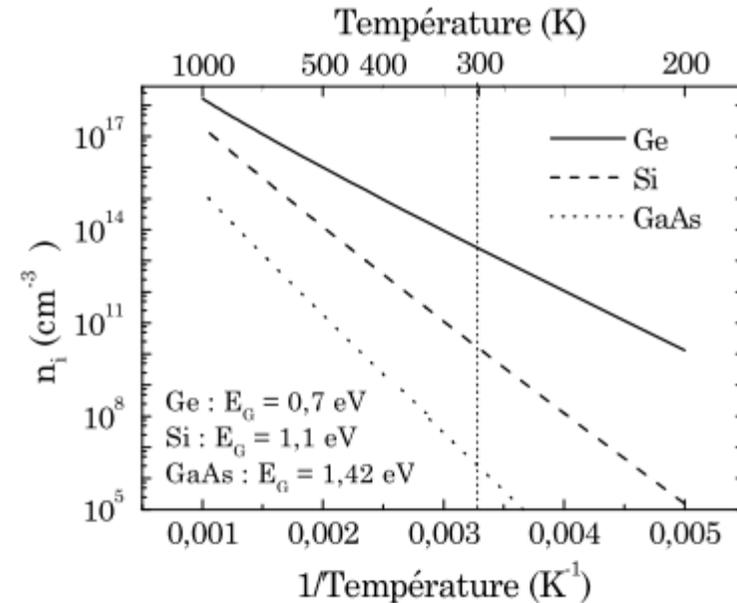
$$p = N_v(T) e^{(E_v - E_F)/kT}$$

$$E_{F_i} = \frac{E_c + E_v}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{N_c(T)}{N_v(T)} \approx \frac{E_c + E_v}{2}$$

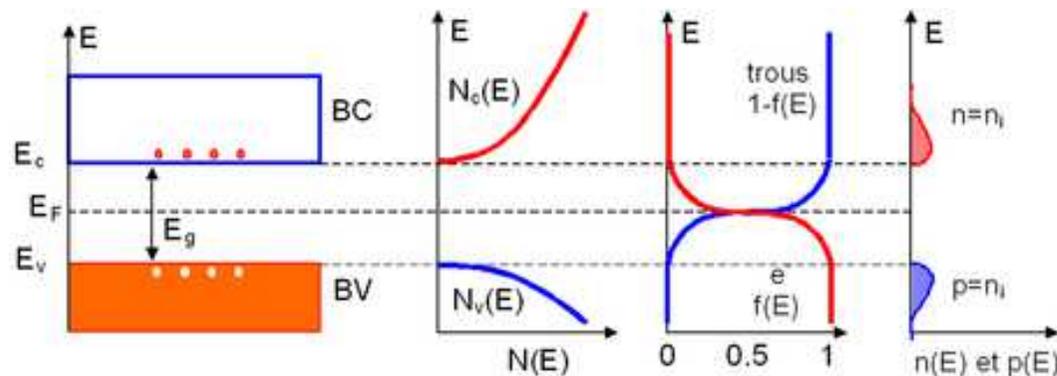
1,12 eV

5,58 meV

$$E_{F_i} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \left(\frac{m_h^*}{m_e^*} \right)$$



$\ln(n_i)$ en f(1/T) est une droite de pente $-E_G/2k$



15

Semi-conducteur intrinsèque

Semi-conducteurs intrinsèques

On exprime la densité n en fonction de n_i

$$E_C - E_F = (E_C - E_{Fi}) + (E_{Fi} - E_F)$$

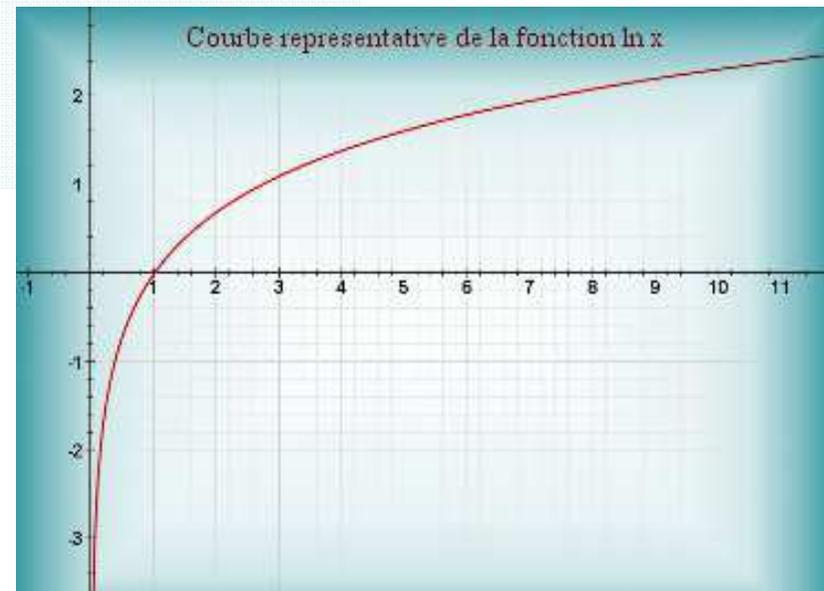
et en utilisant l'équation de n :

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_{Fi}}{kT}\right) \exp\left(-\frac{E_{Fi} - E_F}{kT}\right) = n_i(T) \exp\left(\frac{E_F - E_{Fi}}{kT}\right)$$

Cette équation confirme que si $n > n_i$ alors $E_F > E_{Fi}$.

L'expression de p en fonction de n_i est :

$$p = n_i(T) \exp\left(-\frac{E_F - E_{Fi}}{kT}\right) = \frac{n_i(T)^2}{n}$$



Conductivité d'un semi-conducteur intrinsèque

$$\vec{E}(x) = -\overrightarrow{\text{grad}}V(x) = -\frac{dV(x)}{dx}\vec{i}$$

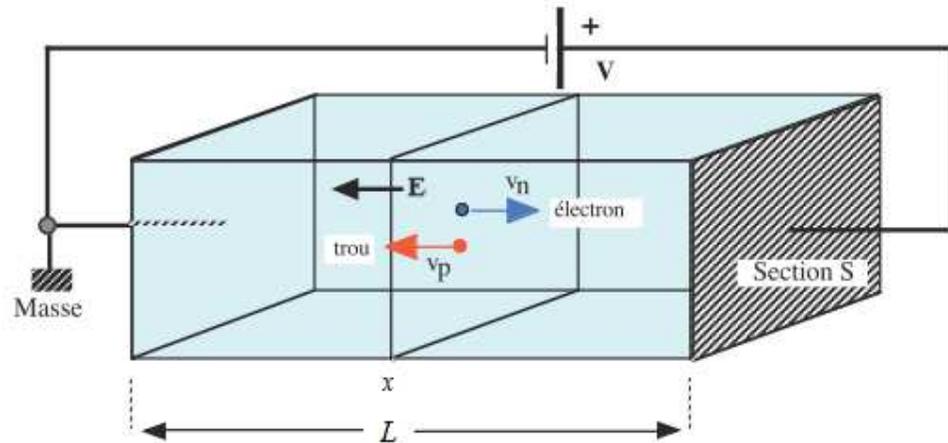
Champ électrique \Rightarrow les mouvements chaotiques des électrons libres et des trous deviennent orientés \Rightarrow courant électrique

$$\vec{v}_n = -\mu_n \vec{E} \quad \vec{v}_p = \mu_p \vec{E}$$

μ_p représente la mobilité des trous

μ_n est la mobilité des électrons

Exprimée en $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$



V appliquée au barreau de silicium crée un champ : $E = V/L$

Au point x , et durant un temps dt , N e- parcourent dx_n et P trous une distance dx_p .

La densité de courant correspondant au mouvement de porteurs de charge est :

$$J_{cond} = q \frac{N}{Sdt} + q \frac{P}{Sdt} \quad \text{or} \quad dt = \frac{dx_n}{\mu_n E} = \frac{dx_p}{\mu_p E} \quad \Rightarrow \quad J_{cond} = q(n\mu_n + p\mu_p)E = \sigma E$$

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

Pour un semi-conducteur intrinsèque : $n = p = n_i$, alors :

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

V. Semi-conducteurs extrinsèques « dopés »

Un semi-conducteur dopé : substitution d'un atome par un atome étranger (de valence 3 ou 5). Le dopage accroît la conductivité du cristal tout en le maintenant entre l'isolant et le conducteur.

La concentration N d'impuretés doit être : $n_i \ll N \ll N_{Si}$

Semi-conducteur de type « N »

le silicium est dopé avec des atomes possédant 5e- sur leur couche de valence (P, As,..).

Le cristal résultant a un excès d'électrons, de charge négative, et est appelé **de type « N »**

A la température ordinaire, la quasi-totalité des atomes donneurs sont ionisés.

$$n = n_i + N_D - (n_i - p) = p + N_D$$

↑ trous recombinaison avec les e- libres du donneur

$$n_i > p \quad \text{et Sachant que } n_i \ll N_D \implies n \approx N_D$$

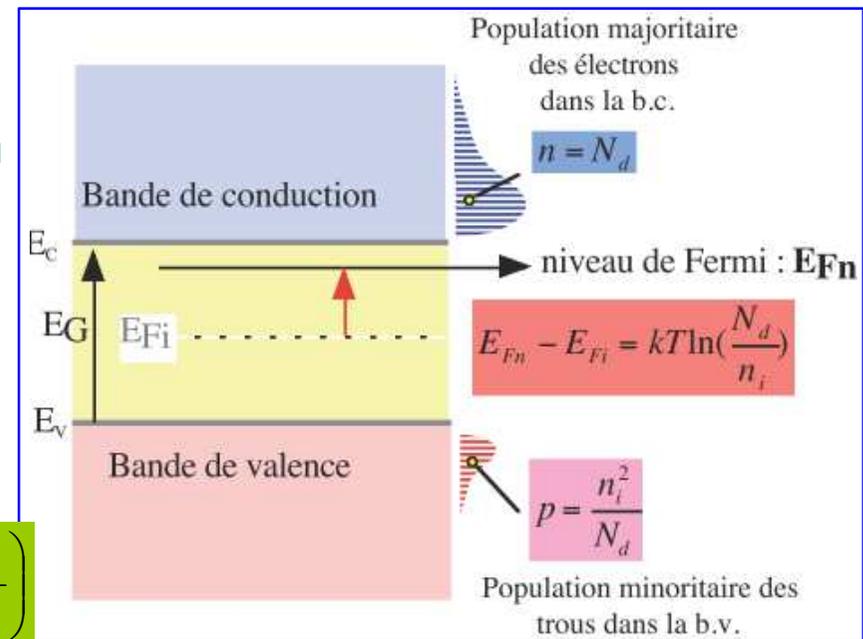
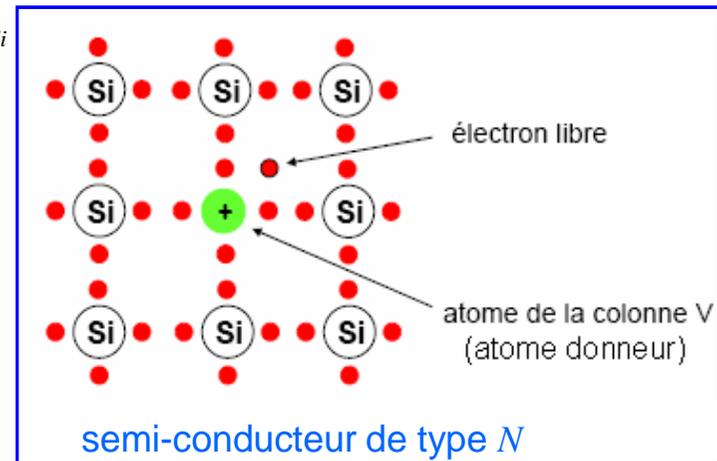
$$\implies \sigma = qN_D\mu_n$$

E_F se déplace vers la bande de conduction :

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

aussi

$$E_C - E_{Fn} = kT \ln\left(\frac{N_C}{N_D}\right)$$



V. Semi-conducteurs extrinsèques « dopés »

Semi-conducteur de type « P »

On injecte dans le silicium des atomes de la colonne III, possédant 3 électrons périphériques (B, In,..).

Le cristal résultant a un excès de trous, de charge positive, est appelé **de type « P »**

A la température ordinaire, la quasi-totalité des atomes accepteurs sont ionisés.

$$p = n_i + N_A - (n_i - n) = n + N_A \implies p \approx N_A$$

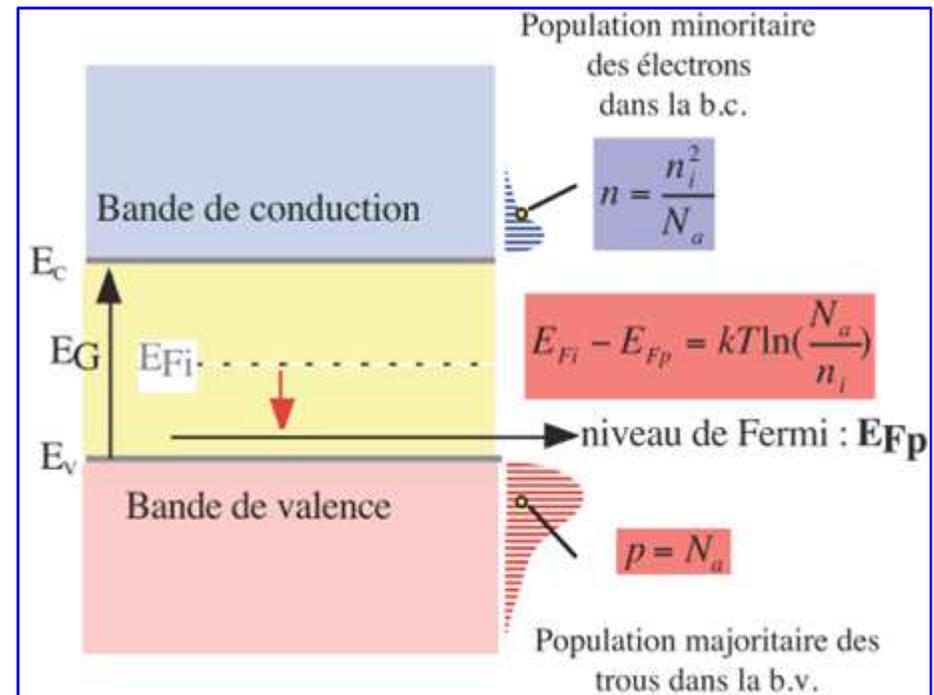
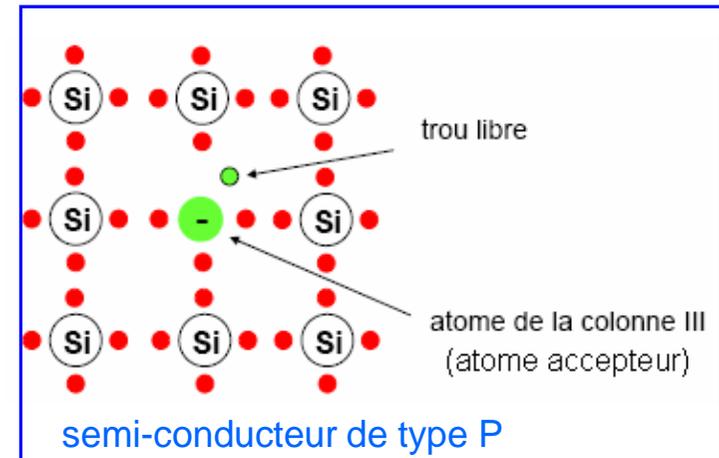
$$\sigma = qN_A\mu_p$$

Le niveau de Fermi se déplace vers la bande de valence

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

aussi

$$E_{Fp} - E_V = kT \ln\left(\frac{N_V}{N_A}\right)$$



VI. La jonction PN

La jonction : la frontière des deux matériaux

Zone P : anions fixes et des trous mobiles

Zone N : cations fixes et des électrons mobiles (porteurs majoritaires)
Chaque région est électriquement neutre.

Deux phénomènes se manifestant de part et d'autre de l'interface :

1. diffusion des porteurs de charges

⇒ recombinaison des charges mobiles

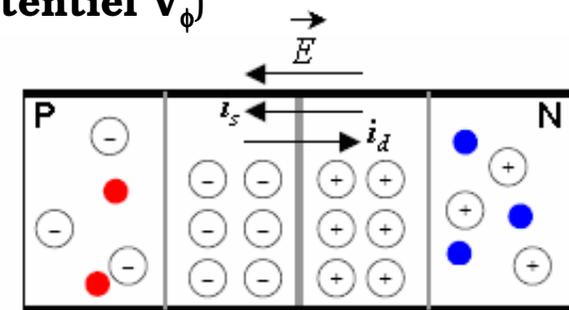
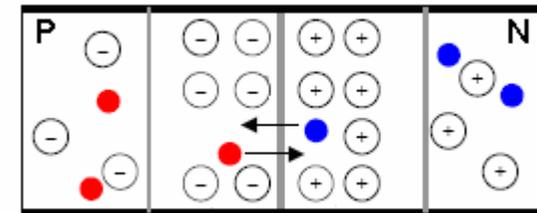
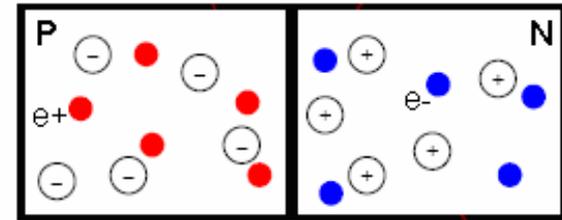
⇒ **2. l'apparition** de deux régions chargées de signes contraires : des cations du côté N, des anions du côté P. Cette région est appelée **Zone de Charge d'Espace (ZCE)**.

⇒ champ électrique \vec{E} apparaît dans la ZCE (**barrière de potentiel V_ϕ**)

La direction de \vec{E} est telle qu'il s'oppose à la diffusion des charges mobiles par laquelle il a été créé

⇒ la diffusion **décroît**.

Le champ crée un mouvement de charges opposé au mouvement de diffusion.



A l'équilibre :

Un courant de diffusion I_d (porteurs majoritaires)

Un courant de saturation I_s concernant les porteurs minoritaires

$$I_d = I_0 \exp\left(-\frac{V_\phi}{V_T}\right)$$

Donc à l'équilibre : $I_s = I_0 \exp\left(-\frac{V_\phi}{V_T}\right)$

$$V_T = \frac{kT}{q}$$

potentiel thermique
(~ 26mV à 25°C)

La jonction à l'équilibre (non polarisée)

Schéma de bandes

Lors de la mise en contact des deux SC (P et N), les niveaux de Fermi associées (E_{FP} et E_{FN}) **s'alignent** dans le schéma des bandes, ce qui entraîne une courbure des bandes à l'interface

⇒ La **BC** du Si-P se situe à une énergie plus élevée que celle du Si-N ⇒ présence d'une différence d'énergie ΔE entre ces bandes.

$$\Delta E = E_{FIP} - E_{FIN}$$

$$\Delta E = kT \cdot \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right)$$

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

hauteur de barrière de potentiel

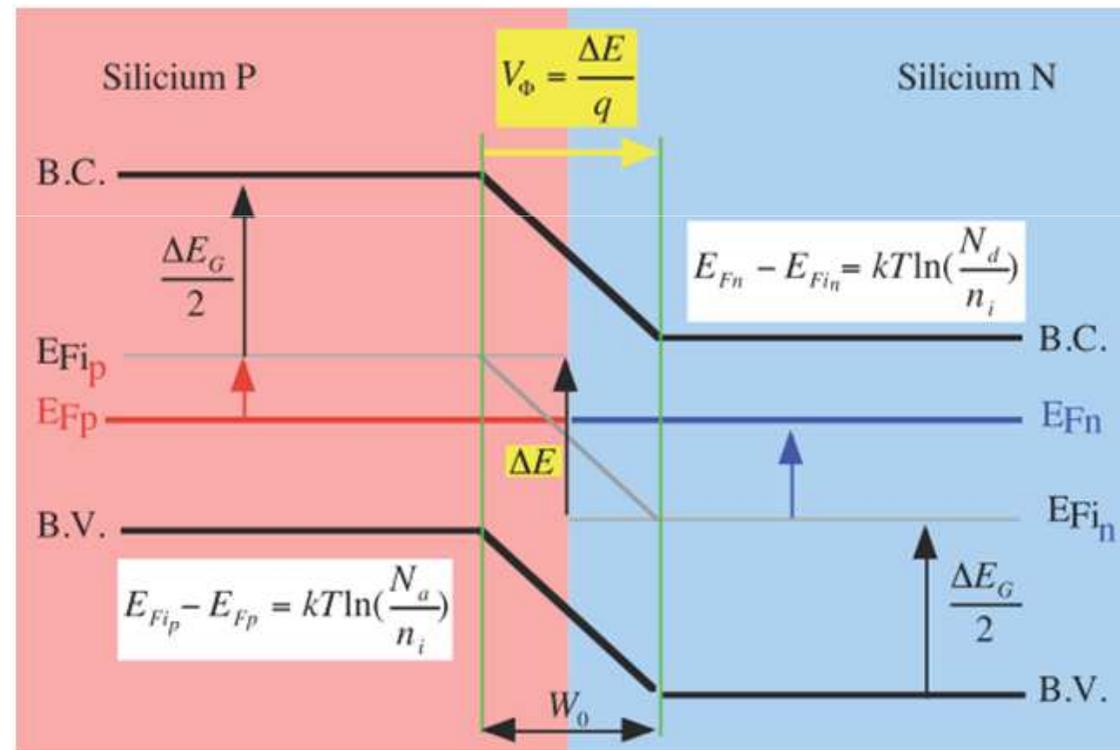
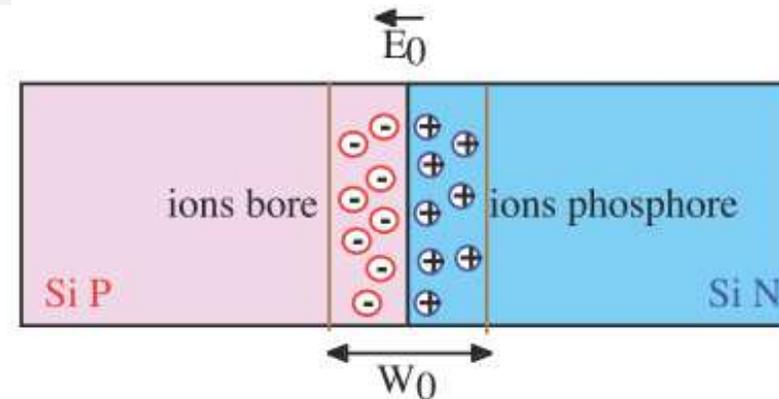
L'équilibre est caractérisé par E_0

$$V_\phi = E_0 \cdot W_0$$

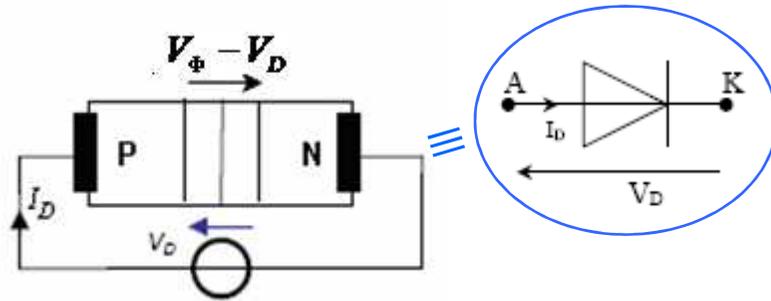
et une ZCE de largeur

$$W_0 = \sqrt{\frac{2\epsilon_{sc}}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \cdot V_\phi}$$

21



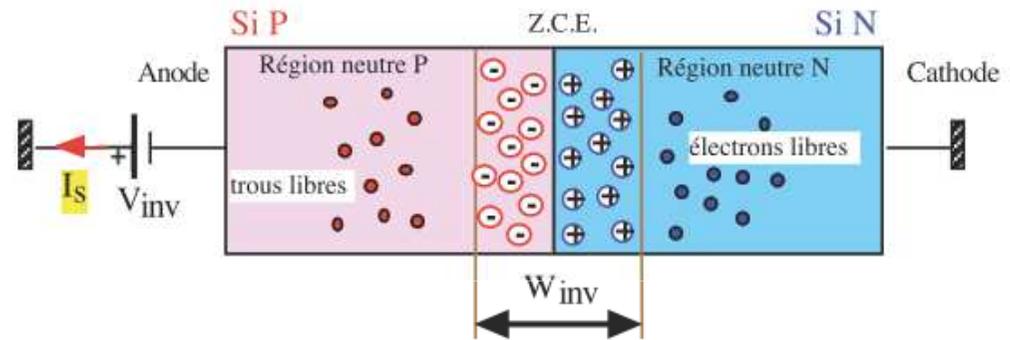
La jonction polarisée en inverse



$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_{sc}}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V_\phi - V_D)} \quad \text{et} \quad E = \frac{V_\phi - V_D}{W}$$

$$V_D = -V_{INV}$$

W et E ↗ Les porteurs majoritaires des régions N (électrons) et P (trous) n'ont plus l'énergie nécessaire pour sauter la barrière de potentiel

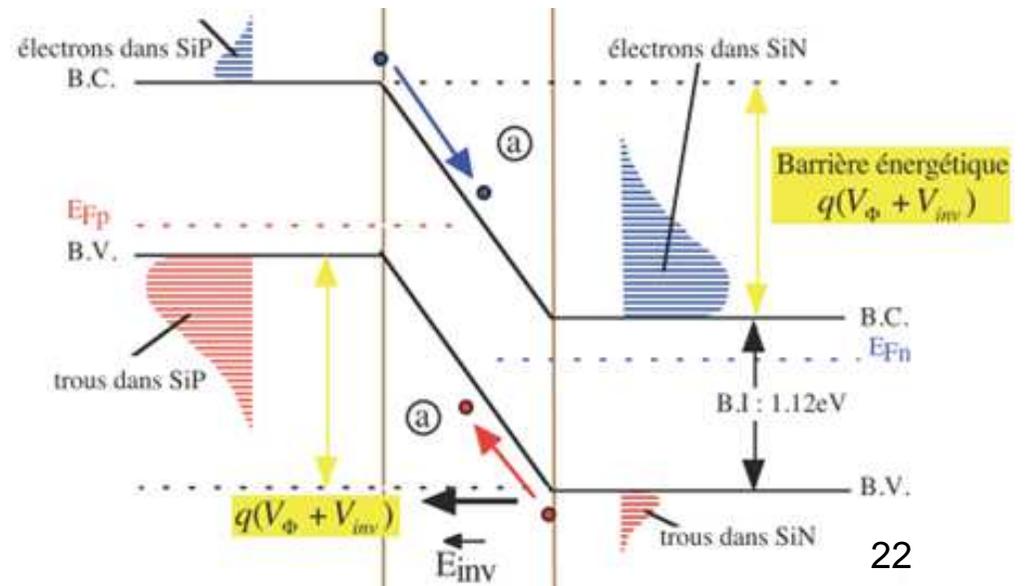


I_d ↘ et I_s devient plus favorisé (faible)

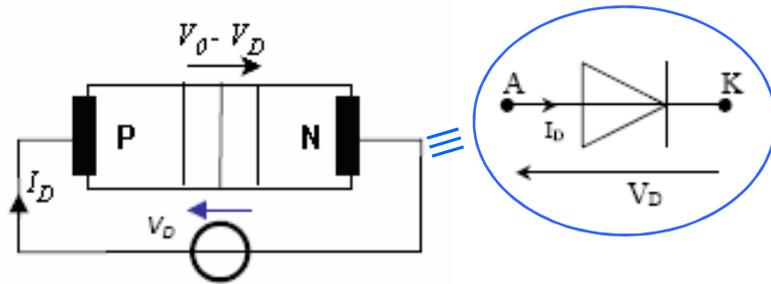
La jonction est bloquée

$$I_s = AT^3 \exp\left(-\frac{E_G}{kT}\right)$$

A est une constante du matériau



La jonction polarisée en direct

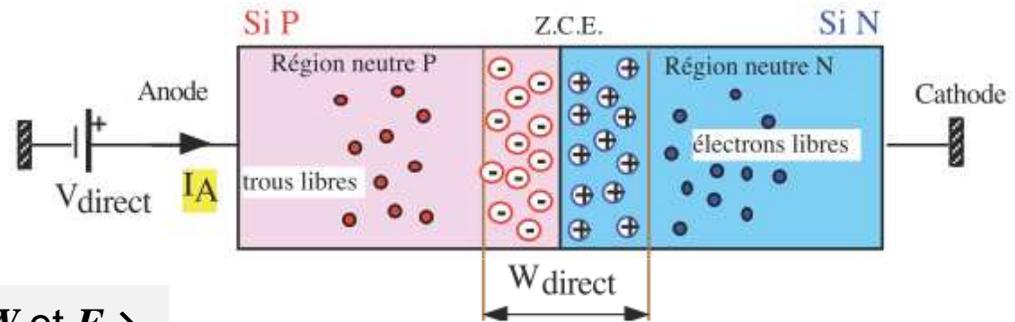


$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_{sc}}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V_\phi - V_D)} \quad \text{et} \quad E = \frac{V_\phi - V_D}{W}$$

$$V_D = V_{direct}$$

Une tension V_{direct} positive par rapport à la masse est appliquée sur le semi-conducteur P alors que le semi-conducteur N est la référence des potentiels.

W et $E \searrow$



Diminution de la hauteur de barrière énergétique entre les régions P et N $q(V_\phi - V_{direct})$

De nombreux électrons de la région N et de trous de la région P peuvent alors franchir cette barrière de potentiel \Rightarrow La jonction devient passante

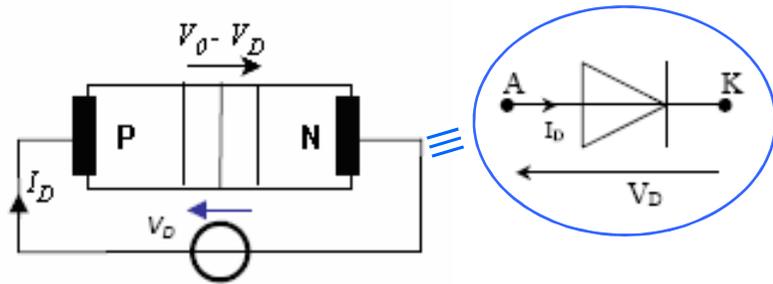
$$I_d = I_0 \exp\left(-\frac{V_\phi - V_D}{V_T}\right) = I_s \exp\left(\frac{V_D}{V_T}\right)$$

N'oublions pas que le courant de saturation est aussi présent dans la jonction

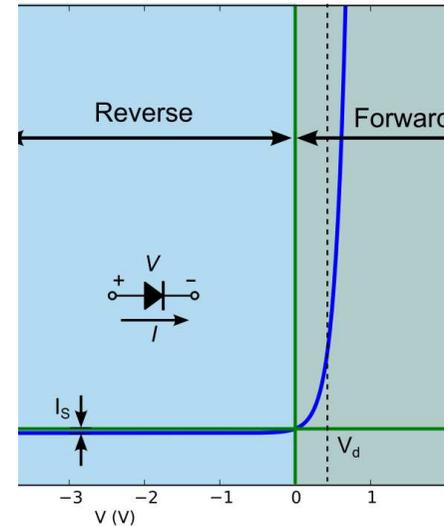
Le courant total I_D qui circule dans la jonction est donc

$$I_D = I_s \left[\exp\left(\frac{V_D}{V_T}\right) - 1 \right]$$

Équation généralisée de la caractéristique d'une diode à jonction PN



$$I_D = I_S \left[\exp\left(\frac{V_D}{V_T}\right) - 1 \right]$$



L'équation précédente n'est pas toujours valable à cause des phénomènes de second ordre qui apparaissent dans la jonction!!

Exple : Les résistances des régions neutres : Ces deux résistances sont en série avec la jonction. La tension V_D à la jonction devient : $V_D - r I_D$

$$\longrightarrow I_D = I_S \left[\exp\left(\frac{V_D - r I_D}{V_T}\right) - 1 \right] \quad (*)$$

r est la somme des résistances des régions neutres.

(*) équation difficile à manipuler \longrightarrow formule empirique

$$I_D = I_S \left[\exp\left(\frac{V_D}{\eta V_T}\right) - 1 \right]$$

$1 < \eta < 2$ est le coefficient d'ajustement empirique



En **pratique**, on repère la cathode à l'anneau sur le composant de forme cylindrique :

Les claquages dans les diodes

Le claquage est l'augmentation brusque et incontrôlable du courant inverse I_S de la diode provoquée par le champ électrique ou par la température.

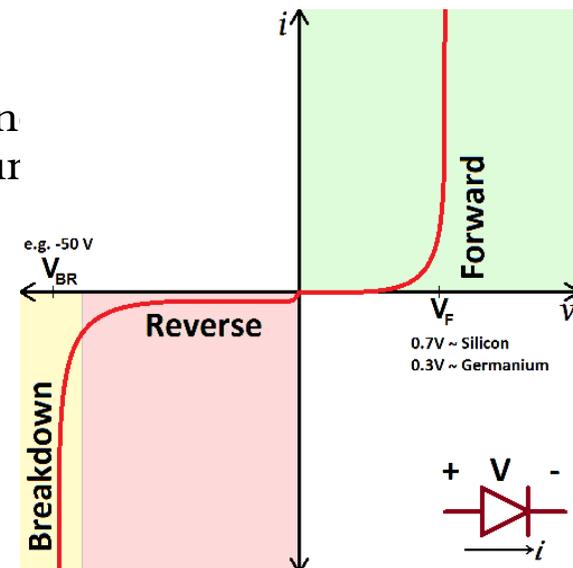
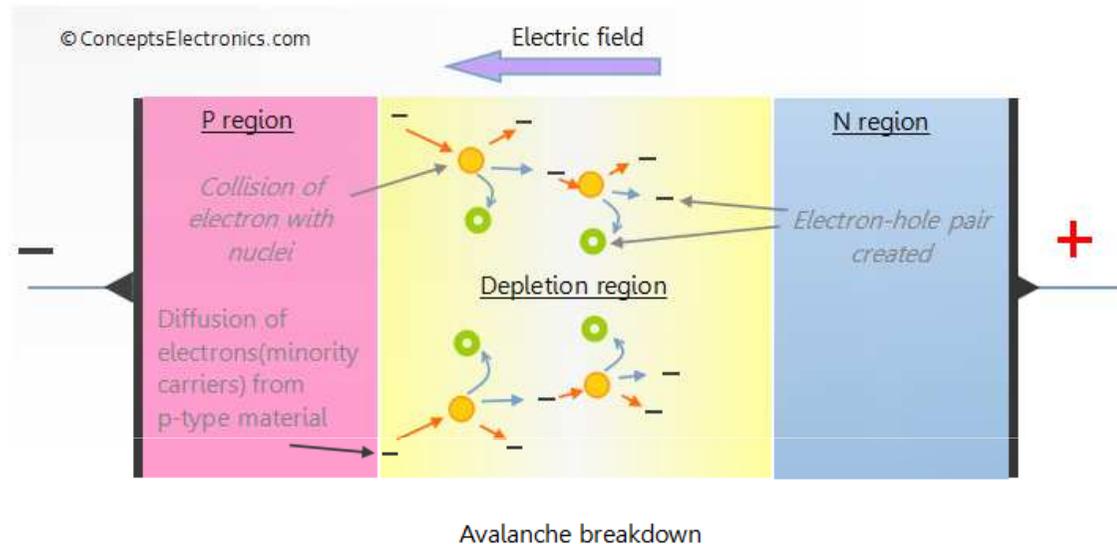
Le claquage par avalanche :

La tension inverse \Rightarrow champ E dans la jonction \nearrow , \Rightarrow une accélération des électrons trous de thermo-génération et une augmentation de leur énergie cinétique.

Lorsque cette énergie devient assez grande, les porteurs arrachent de nouveaux électrons-trous par chocs et on augmente aussi leur énergie cinétique....Et ainsi de suite...

Ce processus devient incontrôlable (comme un phénomène **d'avalanche**) lorsque la tension inverse atteint une valeur critique, appelée tension de **claquage** V_{BR} (**breakdown voltage**)

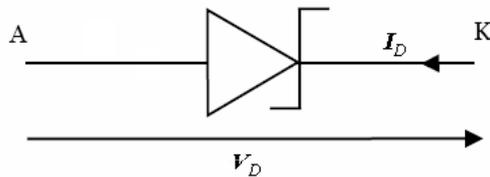
Pour $V_D < V_{BR}$, le courant inverse augmente très vite et peut être destructeur. On peut limiter ce courant par une résistance de protection en série avec la diode.



Autres types de diodes

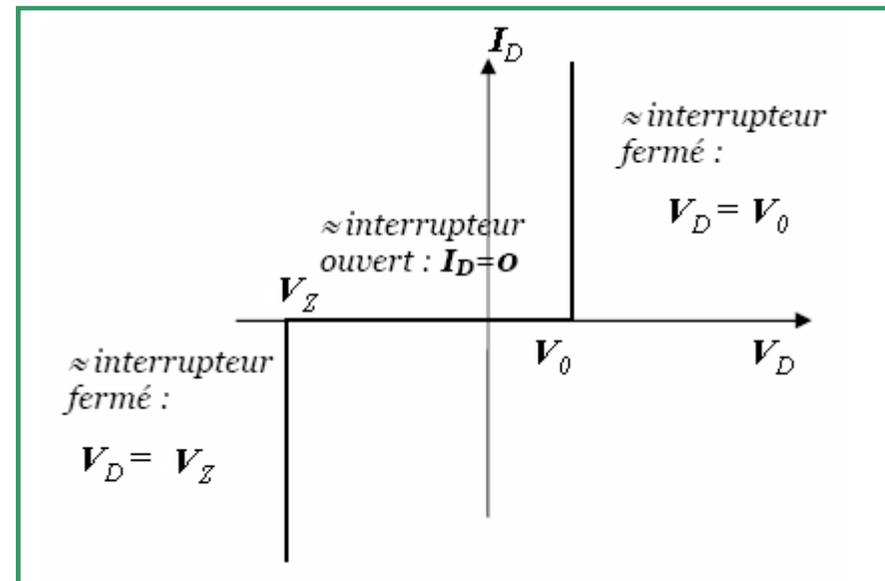
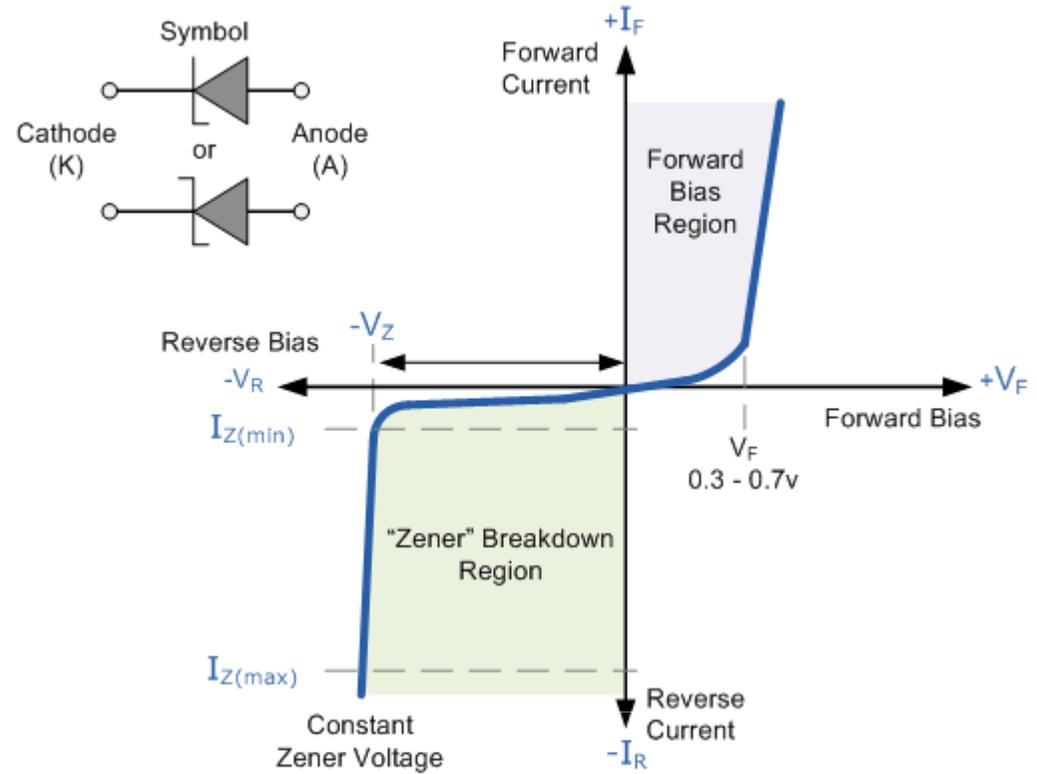
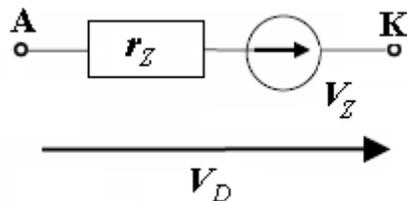
Les diodes Zéner

Ce sont des diodes à jonction PN spécialement fabriquées pour fonctionner dans leur zone de claquage électrique. On appelle alors la tension de claquage "tension Zéner" notée V_Z ($V_Z > 0$)



en régime statique, la diode peut être remplacée soit par son **modèle à seuil**, soit par son modèle linéarisé.

modèle linéarisé : schéma équivalent dans la zone de claquage



Autres types de diodes

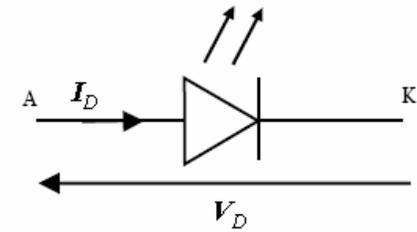
Les Diodes Electroluminescentes (DEL)

C'est un composant optoélectronique (production de lumière à partir de dispositifs à semi-conducteur).

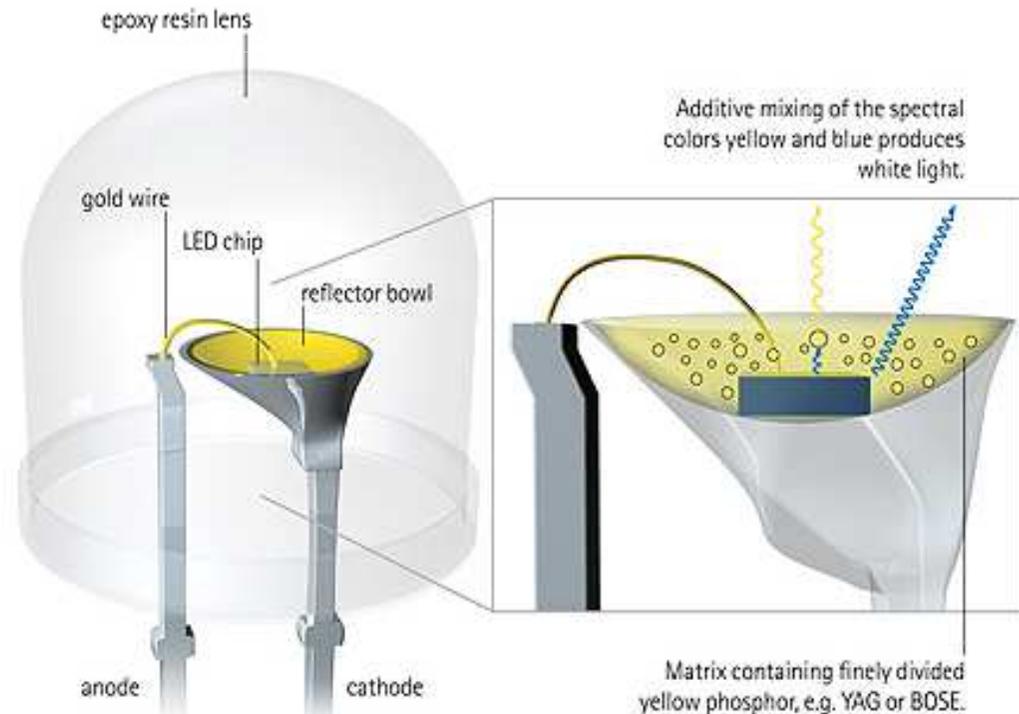
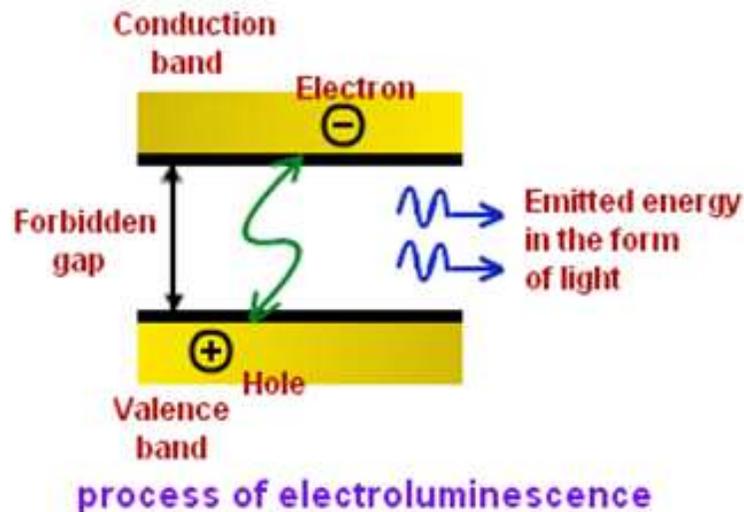
Le phénomène lumineux (visible ou non visible) se produit lorsque la diode est polarisée en direct, pour $V_D > V_0$

Exemples de valeurs de tensions seuils

LED rouge : $V_0 = 1,6 \text{ V}$; LED verte : $V_0 = 2 \text{ V}$; LED jaune : $V_0 = 2,2 \text{ V}$.



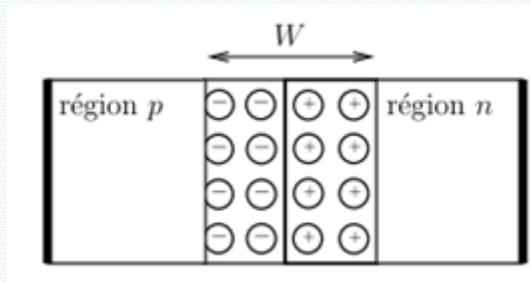
Electron recombines with hole travelling from conduction to valence band



Capacités de la diode

La jonction PN est assimilable à un condensateur plan de **capacité de transition**

$$C_T = \frac{\epsilon_s S}{W}$$



$$C_T = \frac{\epsilon \cdot S}{\sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} (V_\Phi - V_{INV})}} = \frac{\epsilon \cdot S}{\sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \cdot V_\Phi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{V_{INV}}{V_\Phi}\right)}}$$

$$C_T = \frac{C_{T0}}{\sqrt{\left(1 - \frac{V_{INV}}{V_\Phi}\right)}}$$

$$C_{T0} = C_T (V_{INV}=0)$$

Fabrication des diodes **varicap**

La diffusion, suivi d'une recombinaison non instantanée des porteurs de charges. Les électrons injectés dans SiP se recombinent avec les trous présents après un temps moyen τ : durée de vie des électrons

⇒ **capacité de diffusion** $C_D \propto$ au courant I_D .

$$C_D = \frac{\tau}{\eta \cdot V_T} I_D$$

