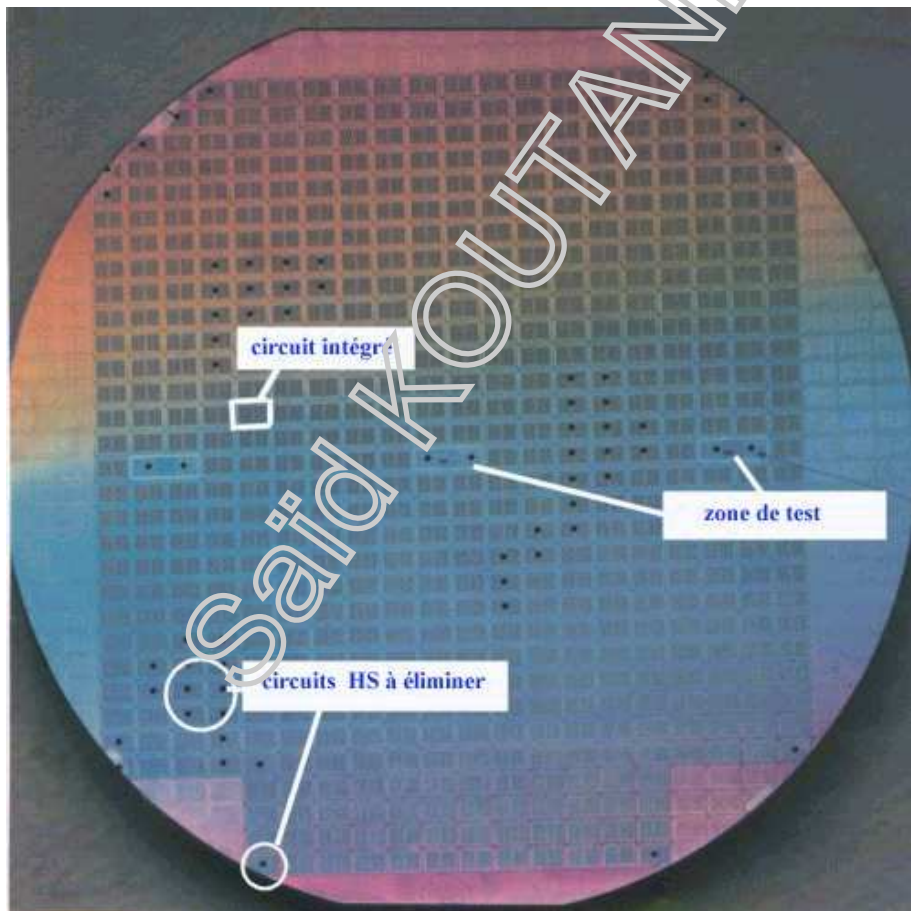


# PhySIqUE

## DES

### COMPOSANTS SEMICONDUCTEURS



# CONTENU

- I- Physique des semiconducteurs
  - Eléments de physique quantique : équation de Schrödinger, principe de Pauli, incertitude...
  - Eléments de cristallographie : réseaux de Bravais, réseau réciproque, zone de Brillouin.
  - Structure de bandes d'énergie dans les solides : métal, isolant et semiconducteur.
  - Semiconducteur à l'équilibre thermodynamique : niveau de Fermi
  - Courant électrique dans les semiconducteurs. Equations d'évolution des porteurs de charges.
  
- II- La jonction **pn**
  - Jonction abrupte à l'équilibre : champ et potentiel électriques, tension de diffusion.
  - Structure de bandes d'énergie.
  - Polarisation de la jonction : bandes d'énergie, caractéristique, capacité de transition
  - Claquage de la jonction : effet Zener et effet d'avalanche
  - Temps de recouvrement.
  
- III- Transistor bipolaire
  - Structure et fonctionnement : Structure de bandes d'énergie à l'équilibre et sous polarisation.
  - Equations d'Ebers-Moll : coefficients de transfert et modèles équivalents.
  
- IV- Contact Métal-Semiconducteurs
  - Emission thermoélectronique : énergie de sortie, affinité électronique
  - Examen des différentes structures à l'équilibre et polarisées
  - Contact résistif
  - Contact redresseur : propriétés de la diode Schottky
  
- V- Structure MIS - Dispositif CCD
  - Chute de potentiel, capacité MCS
  - CCD
  
- VI- Transistor à effet de champ
  - JFET
  - MOSFET
  - Barrière de Schottky
  
- VII- Composants optoélectroniques
  - Détecteurs
  - Emetteurs, LASER
  
- VIII- Technologie de fabrication

Saïd KOUTANI

# ELEMENTS DE MECANIQUE QUANTIQUE

## I- NECESSITE DE LA MECANIQUE QUANTIQUE

### 1- Introduction

La mécanique classique étudie séparément deux objets : les corpuscules (mouvement d'un corps de masse  $m$ ) et les ondes (propagation d'une grandeur).

- Equation d'un corpuscule de vitesse  $v$  dans un champ conservatif d'énergie potentielle  $W$  :

$$(1) \frac{1}{2}mv^2 + W = E = cte \quad E \text{ est l'énergie du corpuscule.}$$

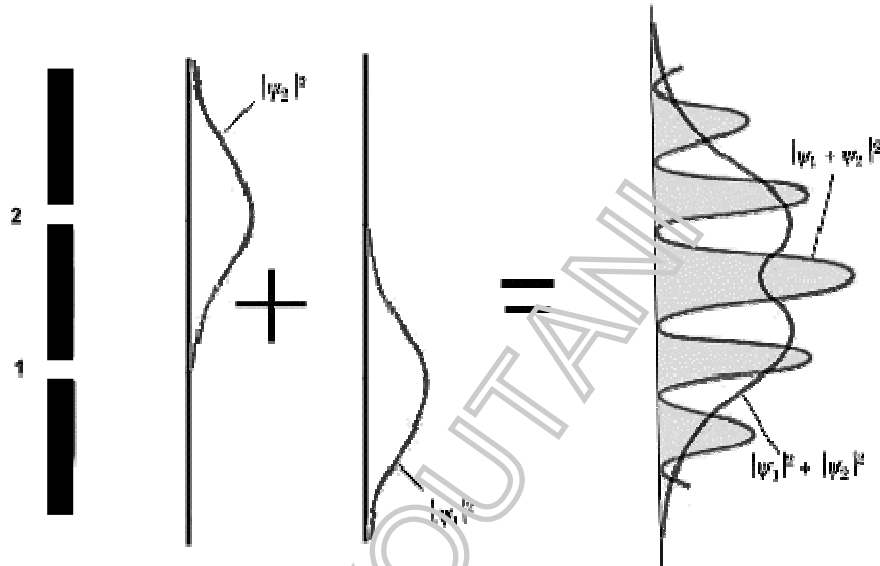
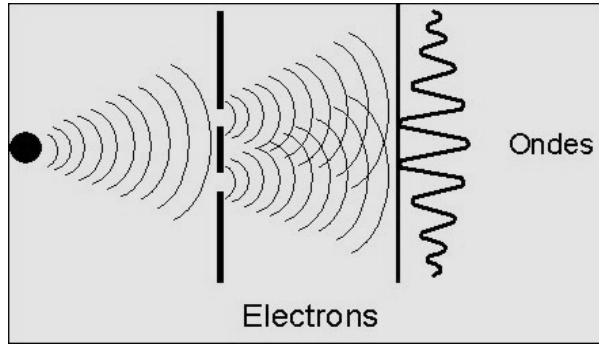
- Equation de propagation d'une onde de fréquence  $\nu = \frac{1}{T}$  et de longueur d'onde  $\lambda$  :

$$(2) \Delta\psi - \frac{1}{v_\phi^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0 \quad v_\phi = \frac{\lambda}{T} \text{ est la vitesse de phase.}$$

Dans ses concepts fondamentaux, la mécanique classique est incapable d'expliquer des phénomènes à l'échelle particulaire de la matière ( $\bar{e}$ ,  $\bar{p}$ ...), tels que les spectres de raies des atomes, l'effet photoélectrique (voir annexe), etc. En fait, les résultats que l'on obtient dans le cadre classique deviennent incohérents, parce que les forces entre particules d'une part, et l'interaction de ces particules avec les ondes électromagnétiques d'autre part, sont importantes. A titre d'exemple, le champ électrique produit par un noyau atomique de charge  $e = 1.610^{-19} C$  est de l'ordre de  $10^{11} V/m$ , valeur très supérieure à celle du champ qui règne dans les tubes électroniques.

### 2- Expérience des fentes d'Young

On observe des franges sombres et d'autres claires. Celles-ci ne peuvent résulter que du phénomène d'interférence. Les  $\bar{e}$  se comportent collectivement comme des ondes, pourtant ils sont individuellement des corpuscules. Il faut en conséquence fusionner la physique corpusculaire et la physique ondulatoire : physique quantique.



### 3- Ondes de matière

De Broglie a proposé d'associer à une particule une onde (onde de De Broglie) de longueur d'onde  $\lambda$ , de fréquence  $\nu = \frac{1}{T}$  et de vecteur d'onde  $\vec{k}$  ( $k = |\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$ ). La particule, l' $\bar{e}$  en l'occurrence, devient un quantum d'énergie

$$(3) E = \hbar\omega = h\nu, \quad \omega = 2\pi\nu \text{ est la pulsation.}$$

$h$  est la constante de Planck ( $h = 6.624 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ ) et  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ .

La quantité de mouvement de la particule est

$$\vec{p} = \hbar\vec{k}$$

## II- EQUATION DE SCHRÖDINGER

Nous allons fusionner (1) et (2). Considérons une fonction d'onde de la forme

$$\psi = \varphi(x, y, z)e^{i2\pi\nu t}$$

Avec 
$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -4\pi^2 \nu^2 \psi, \quad \text{l'équation (2) devient}$$

$$\Delta \varphi - 4\pi^2 \frac{\nu^2}{v_\varphi^2} \varphi = 0.$$

Naturellement, nous avons à distinguer la vitesse de phase  $v_\varphi = \frac{\lambda}{T}$  (vitesse de propagation) de la vitesse de groupe  $\nu$  qui est la vitesse de la particule (vitesse dans l'équation (1)).

On a alors

$$\frac{4\pi^2 \nu^2}{v_\varphi^2} = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} = \frac{p^2}{\hbar^2} = \frac{m^2 \nu^2}{\hbar^2} = \frac{m^2}{\hbar^2} \frac{2(E-W)}{m}.$$

L'équation d'onde devient

$$\Delta \varphi + \frac{2m(E-W)}{\hbar^2} \varphi = 0$$

Soit finalement

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \varphi + W \varphi = E \varphi.$$

C'est l'équation de Schrödinger des *états stationnaires* d'énergie  $E$ . Il s'agit d'une équation aux vecteurs et valeurs propres de l'opérateur hamiltonien  $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + W$ , que l'on peut écrire sous la forme

$$\hat{H} \varphi = E \varphi$$

Les états stationnaires (états propres) ont des fonctions d'onde  $\varphi_n$  (vecteurs propres) et des énergies  $E_n$  (valeurs propres). Les fonctions d'onde  $\varphi_n$  forment une base de l'espace de Hilbert.

Le principe de superposition conduit à décrire l'état d'un système physique par un vecteur d'un espace de Hilbert associé à ce système. Cet espace peut être extrêmement vaste pour un système à plusieurs particules. D'où la richesse de la physique quantique, importante par rapport à la physique classique.

En physique quantique, on a l'habitude d'utiliser la notation de Dirac:

L'état  $\varphi_n$  est représenté par  $|\varphi_n\rangle$  et l'état conjugué par  $|\varphi_n\rangle^* = \langle \varphi_n |$ . On a alors

$$\hat{H}|\varphi_n\rangle = E_n|\varphi_n\rangle \quad \text{et} \quad \langle \varphi_n | \hat{H} | \varphi_n \rangle = \langle \varphi_n | E_n | \varphi_n \rangle = E_n \langle \varphi_n | \varphi_n \rangle.$$

La fonction d'onde n'est pas une grandeur physique (pas mesurable).  $\langle \varphi_n | \varphi_n \rangle$  représente la densité de probabilité de présence de la particule.  $\langle \varphi_n | \varphi_n \rangle dx dy dz$

représente la probabilité de présence de la particule dans l'élément de volume  $dx dy dz$ .

Et l'on comprend que l'espace de Hilbert est un espace vectoriel métrique (muni d'une mesure). En fait, la norme est donnée par

### III- PRINCIPE D'INCERTITUDE D'HEISENBERG

#### 1- Position et quantité de mouvement

Pour tous les types d'expérience, les incertitudes  $\Delta x$  et  $\Delta p_x$  sont reliées par l'expression

$$\Delta x \Delta p_x > h$$

#### 2- Temps et énergie

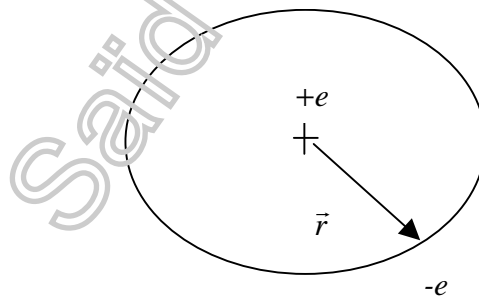
De même pour le temps et l'énergie, une précision parfaite sur l'énergie nécessite un temps de mesure infini.

$$\Delta E \Delta t > h$$

Vous pourrez toujours perfectionner les instruments de mesure, vous n'arriverez pas à violer ces inégalités.

Notons que la mécanique classique se présente maintenant comme un approximation de la quantique : il suffit de faire tendre  $h$  vers zéro..

### IV- L'ATOME D'HYDROGENE : SPECTRE D'ENERGIES ET NOMBRES QUANTIQUES



L'énergie d'interaction

$$W = -eV = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad \text{et} \quad \hat{H}\phi_n = E_n \phi_n$$

Ici, le laplacien  $\Delta$  est à considérer dans l'espace tridimensionnel. Vue la symétrie du problème, le choix des coordonnées sphériques s'impose.

Il n'est pas question de reproduire le calcul ici, malgré l'intérêt qu'il présente. On trouve que les valeurs propres  $E_n$  sont données par :

$$E_n = -\frac{R}{n^2}$$

où  $R$  est la constante de Rydberg :  $R = \frac{me^4}{2\hbar^2} = 13,6 \text{ eV}$ , ce qui correspond à l'énergie du niveau fondamental.

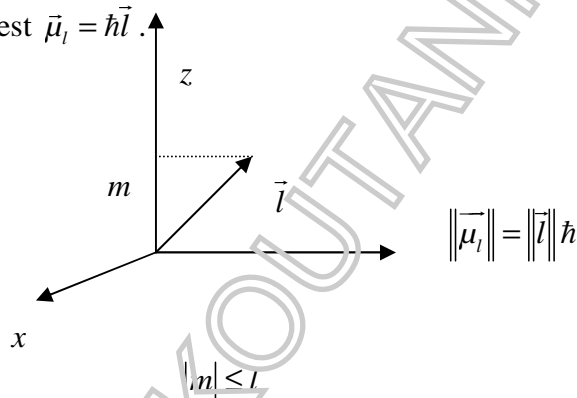
Les états propres  $\phi = \phi_{nlm}$  dépendent des nombres  $n$ ,  $l$  et  $m$ , appelés nombres quantiques.

$n$  : nombre quantique principal, il correspond au niveau d'énergie

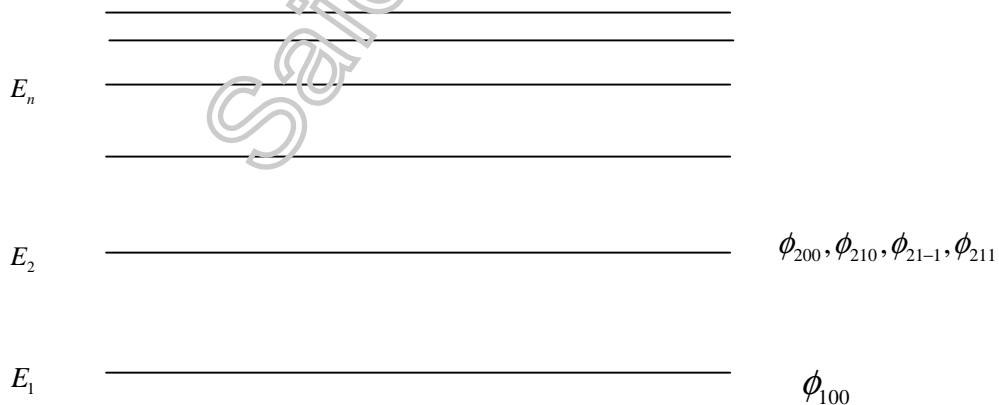
$l$  : représente le moment cinétique de l'électron (lui aussi quantifié)  $0 \leq l \leq n-1$

$m$  : projection de  $\vec{l}$  selon une direction de quantification (arbitraire)

le moment cinétique est  $\vec{\mu}_l = \hbar \vec{l}$ .

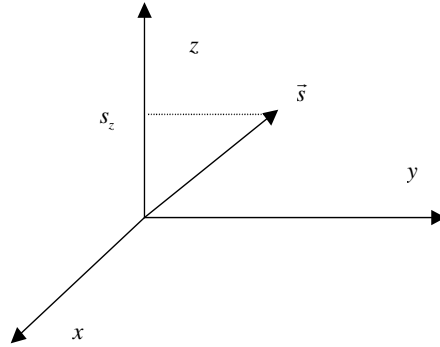


On remarque que l'énergie  $E_n$  ne dépend que du nombre  $n$



Il existe un autre nombre, celui-ci correspond au moment intrinsèque de l'électron, qu'on appelle spin de l'électron :  $\vec{\mu}_s = \hbar \vec{s}$





Pour l'électron,  $\|\vec{s}\| = 1/2$  et  $s_z = \pm 1/2$ . Il suffit d'observer la figure ci-dessus pour réaliser que le spin ne peut être représenté par un vecteur. Pour l'électron,  $s_z$  ne peut prendre que deux valeurs :  $\pm 1/2$ .

En physique quantique, on distingue 2 types de particules ; celles qui ont un spin entier  $\|\vec{s}\| = 1, 2, 3, \dots$  appelées Bosons (par exemple les photons) et celles qui ont un spin demi-entier  $\|\vec{s}\| = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$  qui sont des fermions (par exemple les électrons).

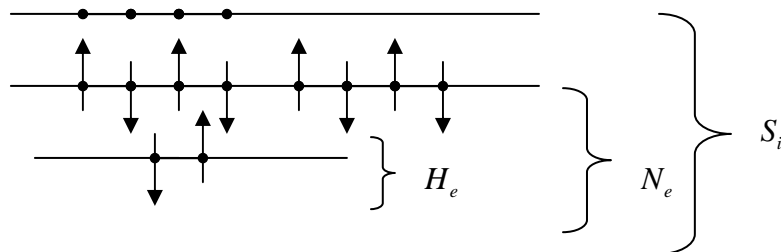
En résumé : nous avons, pour déterminer un état quantique, un jeu de 4 nombres quantiques :  $n, l, m,$  et  $s_z$ . Pour un ensemble de germions,  $s$  est le même.

L'hydrogène ne contient qu'un seul électron ; à  $0\text{ K}$ , il occupe l'état fondamental  $\phi_{100}$  d'énergie  $E_1$ .

Pour les autres atomes, comment les électrons sont disposés vis-à-vis de cet ensemble des états propres ?

Principe d'exclusion de Pauli

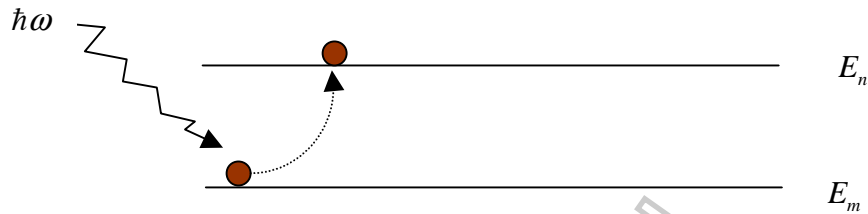
Deux électrons ne peuvent avoir le même jeu de nombres quantiques ( $n, l, m,$  et  $s_z$ ). Donc nous avons la configuration suivante :



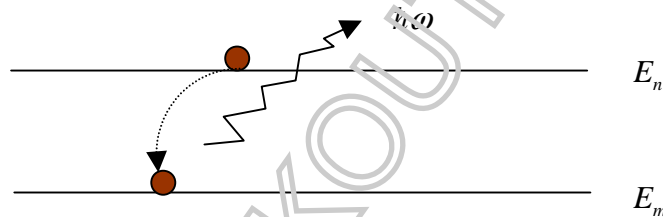
#### IV- ABSORPTION ET EMISSION DE LA LUMIERE PAR UN ATOME

Le corpuscule, le quantum, correspondant aux ondes électromagnétiques est le photon. C'est un paquet d'énergie de valeur  $E = \hbar\omega$ . Lors de l'interaction d'un photon avec un atome, un électron peut absorber l'énergie du photon, si celle-ci est suffisante, et passer à un niveau d'énergie supérieure. L'énergie échangée est donnée par

$$\hbar\omega = E_n - E_m = R \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$



On assiste au phénomène inverse lors de l'émission d'un photon, durant la désexcitation d'un atome.



## ANNEXE

### *I- Rayonnement du corps noir*

Un corps noir est un four porté à la température  $T$  dont les parois ne laissent passer aucun rayonnement vers l'extérieur. On perce naturellement un petit trou pour la détection.

Les charges d'un *corps noir* porté à la température  $T$  oscillent. Par agitation thermique, il y a émission d'un rayonnement électromagnétique de densité spectrale

$$I(\lambda, T) = \frac{\hbar c^2 \lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$$

Max Planck a obtenu cette relation (en 1900) en considérant que l'énergie est émise par paquet (*quantum*)  $h\nu$ . Ce qui n'était qu'un artifice mathématique !

### *II- L'effet photoélectrique (Einstein 1905)*

On peut arracher les électrons d'un métal en le soumettant à un rayonnement d'une fréquence donnée. L'électron ne peut être arraché avec une fréquence plus faible, même avec une intensité de radiation plus forte. En Physique quantique, ce phénomène est normal. Car c'est le photon qui arrache l'électron, il doit donc avoir l'énergie  $h\omega$  suffisante.

L'effet photoélectrique a aussi confirmé la quantification de l'énergie électromagnétique.

### *II- Paradoxe EPR (Einstein-Podolsky-Rosen) : l'intrication reconfirmée*

En physique quantique, si 2 particules interagissent puis s'éloignent l'un de l'autre, elles sont et **restent** corrélées même à très longues distances : c'est l'intrication. 2 photons émis par un même atome excité présente cette particularité.

Les photons ont un spin = 1, ce qui correspond à la polarisation, définie comme la direction du champ électrique qui leur est associée: deux photons corrélés auront donc une mesure de polarisation de +1 (up) pour l'un et obligatoirement de -1 (down) pour l'autre.

En quantique, une mesure sur une particule perturbe aussi l'autre particule ! Et cette influence se propage **instantanément**, quelle que soit la distance entre les deux.

Selon Einstein (dans un article célèbre publié avec Podolsky et Rosen en 1935), dans le but de dénoncer l'incohérence de la théorie quantique, l'intrication impliquerait l'existence d'influence se propageant plus vite que la lumière. Ce qui était tout à fait impossible selon lui.

Donc :

selon l'interprétation classique, chaque photon a conservé sa polarisation après leur séparation: l'un est polarisé +1 et l'autre -1, bien avant que l'observateur n'effectue de mesure. Les deux photons constituent **deux systèmes séparés** et sont totalement indépendants l'un de l'autre.

selon l'interprétation quantique, tant que personne n'a effectué de mesure, la polarisation de chaque photon reste indéterminée. Le même principe s'applique à la position indéterminée de l'électron autour du noyau atomique avant mesure. Ce n'est donc qu'au moment où la mesure est faite sur un photon que l'autre acquiert ses caractéristiques: si la polarisation d'un photon est +1, l'autre devient -1 et vice-versa. Les deux particules forment **un ensemble inséparable**, même si elles sont infiniment éloignées...

Les expériences d'Alain Aspect en 1983 tranchent nettement en faveur de l'interprétation quantique. Cela a naturellement des conséquences sur notre vision du monde : deux particules corrélées forment un tout quelque soit la distance qui les sépare. La connaissance de l'une influe sur l'autre instantanément, sans transmission d'information résultant d'une action physique.

Bien qu'étrange, ce phénomène d'intrication a des applications qui restent encore aujourd'hui du domaine du laboratoire :

**Cryptographie quantique** : clés sûres, toute écoute devient décelable.

**Calcul quantique** : traitement quantique de l'information...

Saïd KOUTANI

# INTRODUCTION A LA PHYSIQUE DU SOLIDE

## I- PROPRIETES GENERALES DES CRISTAUX

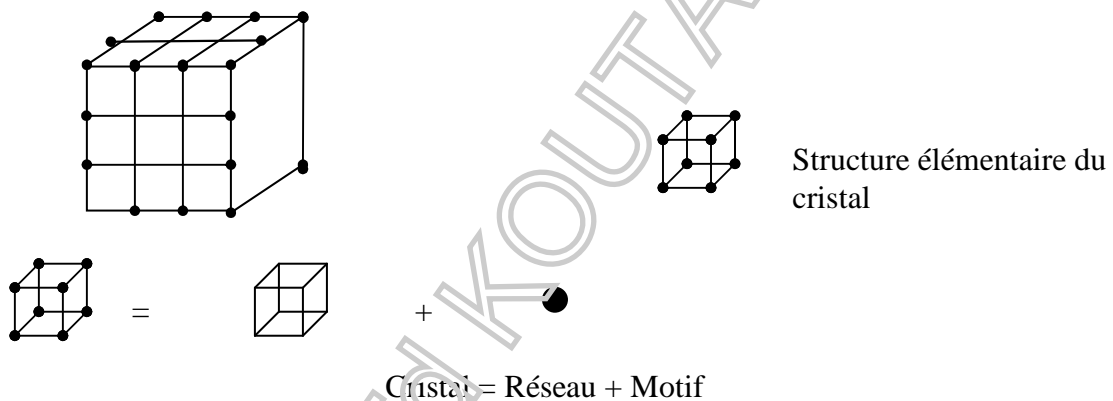
Pourquoi va-t-on parler des cristaux ?

Une grande majorité des semiconducteurs utilisés dans les composants électroniques est basée sur des cristaux.

Les propriétés électroniques sont étroitement liées aux propriétés géométriques d'un cristal.

### 1- Définition :

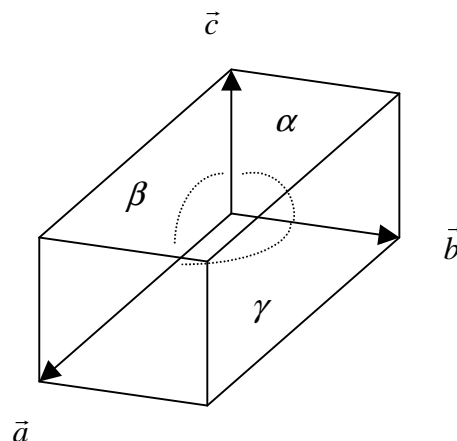
Un cristal est un arrangement régulier - à caractère périodique - d'atomes dans l'espace. On décrit un cristal en déterminant un réseau (notion abstraite), appelé réseau direct, aux nœuds duquel est attaché un atome (ou plusieurs) qui forme le motif.



### 2- Géométrie du réseau direct

On définit une maille élémentaire par :

- 3 vecteurs de translation fondamentaux :  $\vec{a}$ ,  $\vec{b}$  et  $\vec{c}$
- 3 angles entre ces 3 vecteurs :  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$
- 

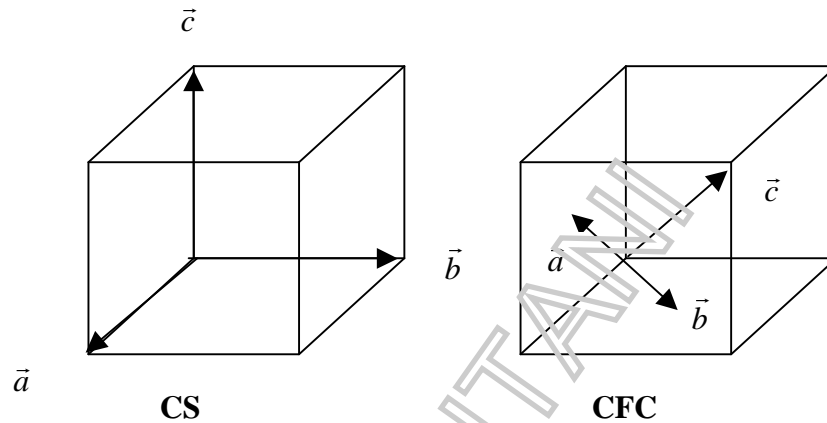


La maille ne contenant qu'un seul nœud est dite maille primitive.  
 On peut décrire tout le réseau en faisant des translations du type :

$$\vec{R} = n_1 \vec{a} + n_2 \vec{b} + n_3 \vec{c}$$

On appelle rangée, une direction du réseau que l'on définit par 3 coordonnées entières les plus petites du réseau. Toute rangée est parallèle à une rangée atomique du cristal.

Maille primitive du Cubique Simple, Cubique Face Centrée et du Cubique Centré :



réseaux de Bravais

les réseaux sont classés selon leurs invariances par des opérations de symétrie. Au total, il existe 14 réseaux dits de Bravais

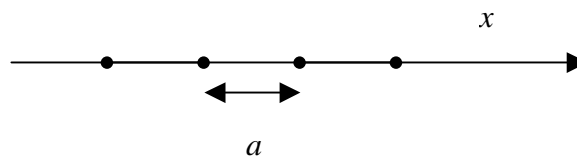
**3- réseaux réciproques :**

La structure périodique du réseau direct, lié à un cristal, implique une périodicité pour les propriétés du cristal. Par exemple, un électron se déplaçant dans un matériau cristallin voit le potentiel créé par les noyaux atomiques varier de façon périodique.

On écrit alors pour le potentiel  $V$

$$V(\vec{r} + \vec{a}) = V(\vec{r}) \quad , \quad V(\vec{r} + \vec{b}) = V(\vec{r}) \quad \text{et} \quad V(\vec{r} + \vec{c}) = V(\vec{r})$$

Pour simplifier, on choisit une chaîne d'atomes linéaire : problème à 1D



On développe  $V$  en série de Fourier.

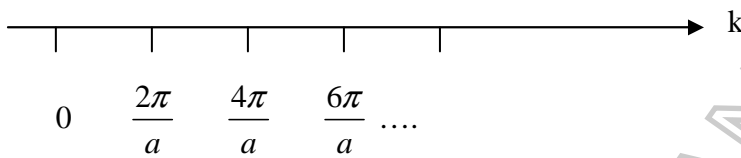
$$V(x) = \sum_k V_k e^{ikx}$$

$$V(x+a) = \sum_k V_k e^{ik(x+a)}$$

$$V(x) = v(x+a) \Rightarrow e^{ika} = 1 \rightarrow ka = 2p\pi \Rightarrow k = \frac{2p\pi}{a}$$

En fait, on opère la transformation :  $r \in RD \xrightarrow{TF} k \in RR$

Le réseau réciproque est défini par les valeurs positives et négatives de  $k = \frac{2p\pi}{a}$



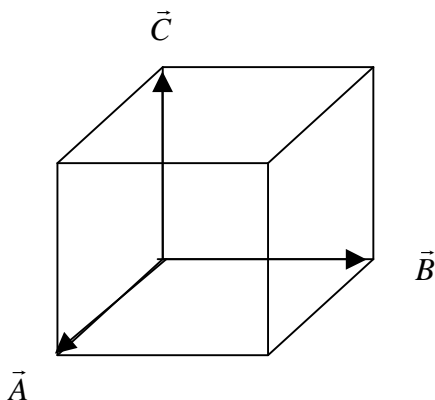
A 3 dimensions on a :

$$v(\vec{r}) = \sum_k v_k e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$$

$$\vec{k} = \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \\ k_z \end{pmatrix} \rightarrow \begin{matrix} k_x = 0, \frac{2\pi}{a}, \frac{4\pi}{a}, \frac{6\pi}{a} \dots \\ k_y = 0, \frac{2\pi}{b}, \frac{4\pi}{b}, \frac{6\pi}{b} \dots \\ k_z = 0, \frac{2\pi}{c}, \frac{4\pi}{c}, \frac{6\pi}{c} \dots \end{matrix}$$

la maille élémentaire du RR a pour côtés  $\frac{2\pi}{a}, \frac{2\pi}{b}, \frac{2\pi}{c} \dots$

Vecteur fondamental du RR :  $\|\vec{A}\| = \frac{2\pi}{a}, \|\vec{B}\| = \frac{2\pi}{b}, \|\vec{C}\| = \frac{2\pi}{c}$



Maille élémentaire du réseau réciproque d'un CS

En fait pour chaque RD  $(\vec{a}, \vec{b}, \vec{c})$ , il existe un RR  $(\vec{A}, \vec{B}, \vec{C})$

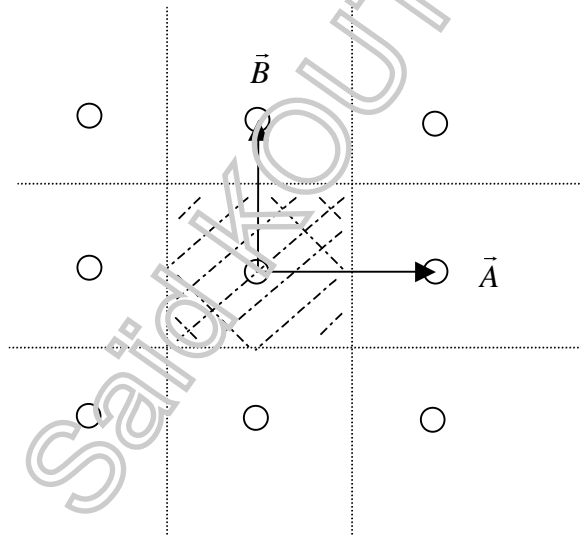
$$\vec{A} = 2\pi \frac{\vec{b}\vec{c}}{a\cdot b\Lambda c} \quad \vec{B} = 2\pi \frac{\vec{a}\vec{c}}{a\cdot b\Lambda c} \quad \vec{C} = 2\pi \frac{\vec{a}\vec{b}}{a\cdot b\Lambda c}$$

Voici les résultats des calculs : RR(CC)=CS, RR(CFC)=CC et RR(CC)=CFC

#### 4- Zone de Brillouin

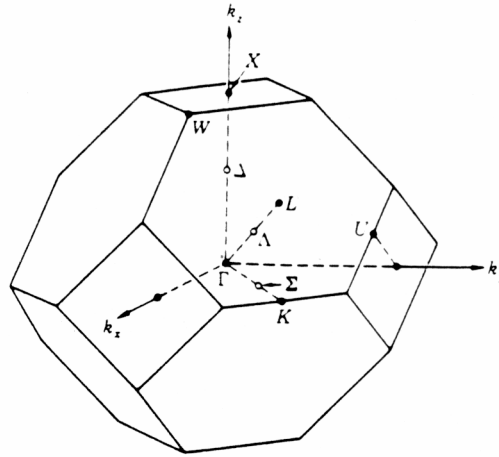
De manière générale (définition), la première zone de Brillouin est la zone limitée par les plans qui coupe  $\vec{A}, \vec{B}$  et  $\vec{C}$  en  $\pm \left\| \frac{\vec{A}}{2} \right\|, \pm \left\| \frac{\vec{B}}{2} \right\|$  et  $\pm \left\| \frac{\vec{C}}{2} \right\|$  respectivement. C'est aussi une maille élémentaire du R.R. à 2 D.

Pour le réseau carré, on a



La zone hachurée correspond à la première zone de Brillouin à 2 dimensions.  
Sur la figure ci-dessous est représenté cette zone pour un réseau cubique à face centrée.



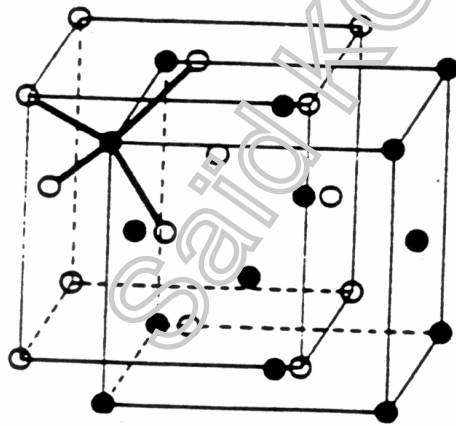
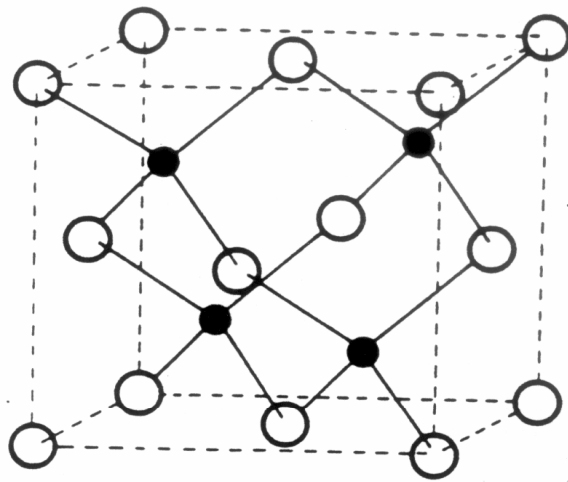


### Structure du type diamant

Le silicium et le germanium cristallisent dans la structure du type diamant. C'est une structure relativement compliquée. Il n'est pas possible de trouver une maille élémentaire à un atome par maille. On considère une maille à deux atomes.

Sur la figure ci-dessous est représentée cette structure. Celle-ci peut être vue comme deux structures de Carbone emboîtées.

C'est dans cette structure que cristallisent le Silicium et le Germanium qui nous intéressent dans ce cours, en tant que matériaux semi-conducteurs.

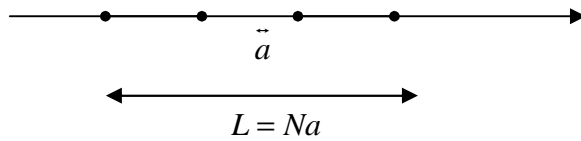


## II- BANDES D'ENERGIE DANS LES SOLIDES

Pourquoi, dans la classification des cristaux selon leurs propriétés électroniques, on trouve des isolants, des conducteurs et des semiconducteurs ? Toute la question est de savoir comment les électrons voient le potentiel créé par les noyaux atomiques disposés régulièrement dans un cristal. Le modèle des bandes d'énergie (modèle quantique) répond à la question.

### 1- Modèle des bandes d'énergie

Pour simplifier, considérons une chaîne atomique linéaire (problème à 1 dimension)



L'équation de Schrödinger s'écrit

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi}{dx^2} + w(x)\Psi = E\Psi$$

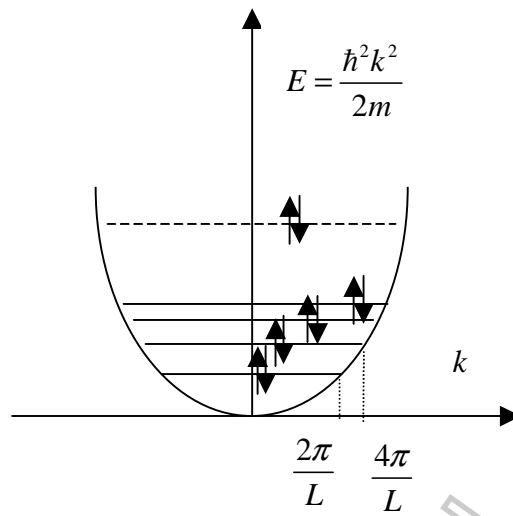
**a-  $w(x)$  très faible (métaux alcalins)**

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi}{dx^2} = E\Psi$$

$\Psi = Ae^{iqx}$  est une solution à condition que  $E = \frac{\hbar^2 q^2}{2m}$

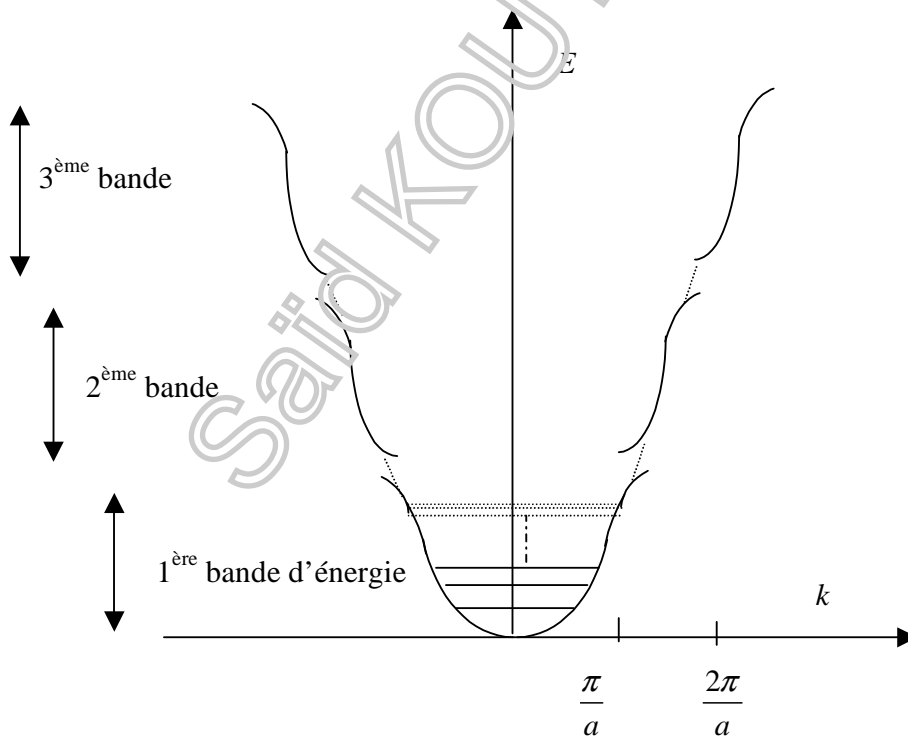
$$\Psi(x) = \Psi(x+L) \rightarrow q = \frac{2\pi n}{L} \quad n \in \mathbb{Z}$$

Chaque niveau  $n$  est doublement dégénéré, en dehors de la dégénérescence de spin.



**b-  $w(x)$  est faible, mais  $w$  n'est plus négligeable (voir TD)**

$w(x)$  est périodique, le potentiel a levé la dégénérescence

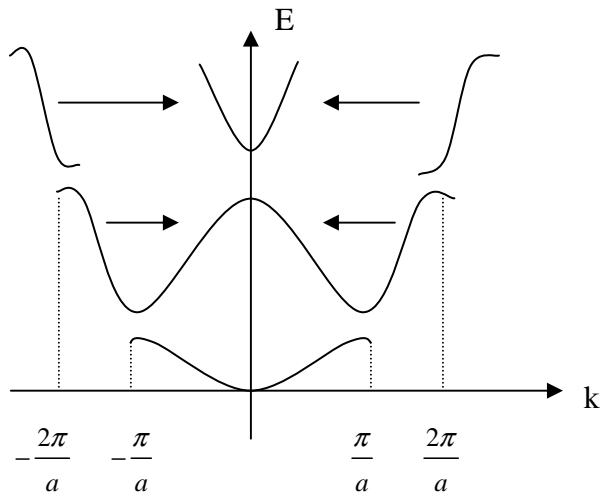


On pose  $E_g = E^+ - E^-$ ,  $E_g$  est appelé gap.

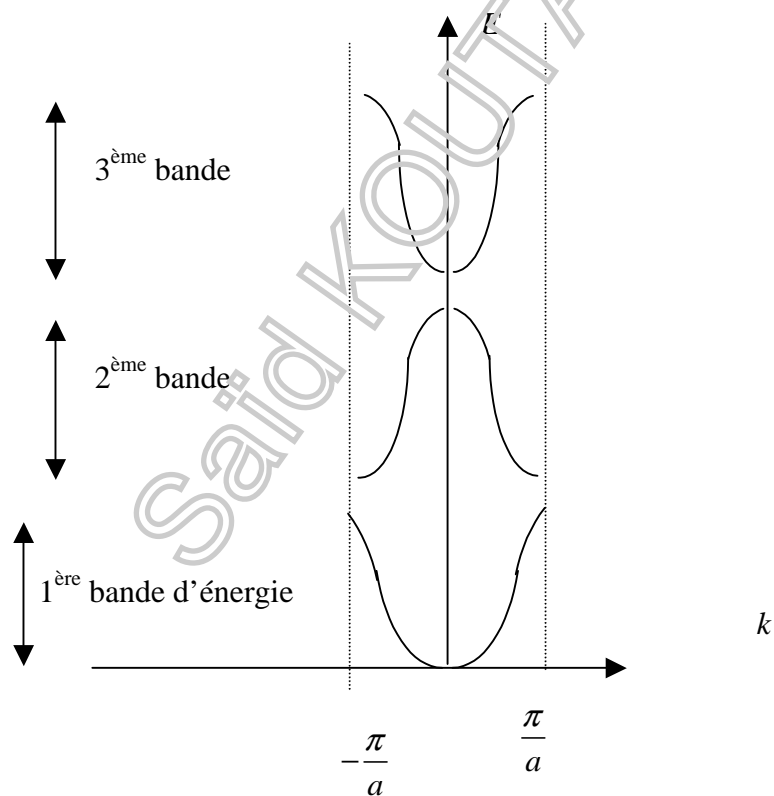
### **III- STRUCTURE DES BANDES D'ENERGIE DANS SI, GE**

#### **1- Schéma des zones réduites**

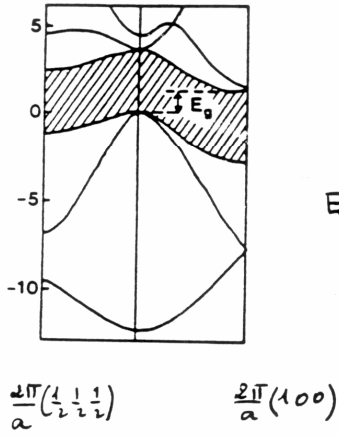
On a l'habitude de représenter les bandes d'énergie dans la 1<sup>ère</sup> zone de Brillouin.



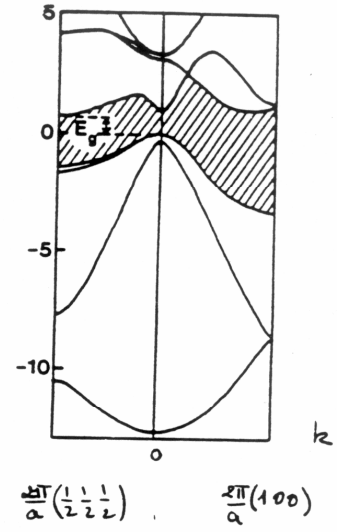
C'est ce qu'on appelle schéma de zones réduites.



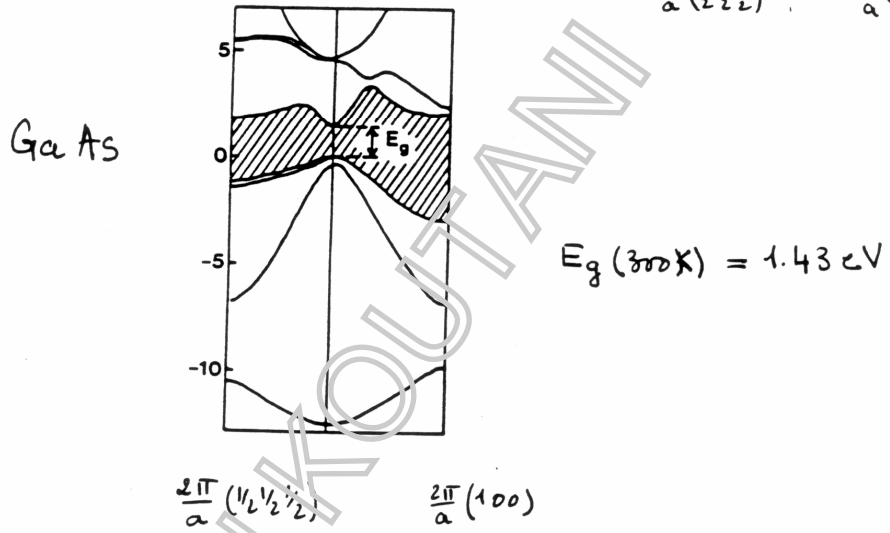
La figure ci-dessous donne les structures de bandes d'énergie pour Si, Ge et GaAs, sous formes réduites pour des directions particulières dans l'espace réciproque.



Si  
 $E_g(300K) = 1.12 \text{ eV}$

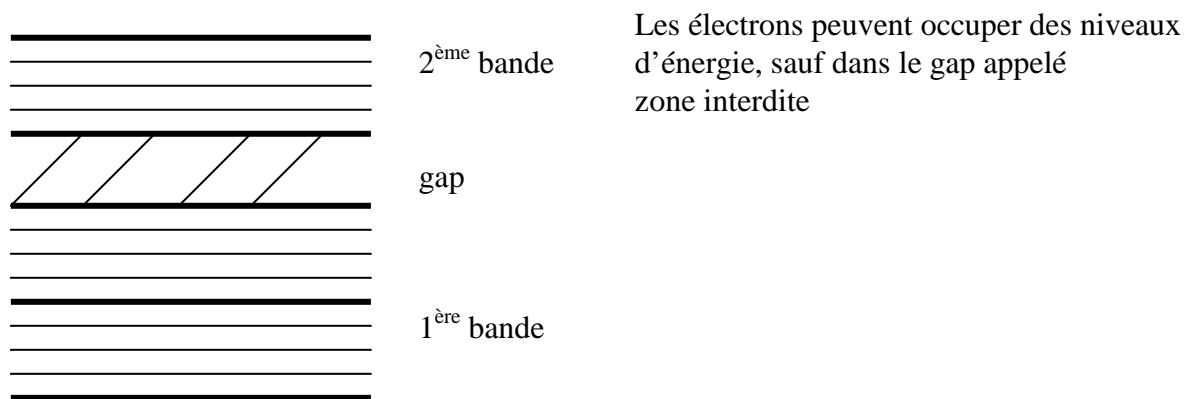


Ge  
 $E_g(300K) = 0.66 \text{ eV}$



GaAs  
 $E_g(300K) = 1.43 \text{ eV}$

## 2- Schéma simplifié



A zéro Kelvin, les électrons occupent des niveaux d'énergie en respectant le principe d'exclusion de Pauli, le dernier niveau occupé est appelé niveau de Fermi d'énergie  $E_F$

Il faut admettre le résultat suivant :

Une bande entièrement remplie, ses électrons ne participent pas à la conduction : bande de Valence. Une bande partiellement remplie, ses électrons participent à la conduction : bande de conduction.

Conséquences :

- un isolant a toutes les bandes d'énergie entièrement remplies,
- un conducteur a au moins une bande partiellement remplie,
- un semiconducteur est un isolant à OK, mais à une température finie l'énergie thermique permet aux électrons de franchir le gap, et donc devient conducteur. Dans les semiconducteurs,  $E_g \approx 1\text{eV}$   $\ll E_g$  des isolants.

Le silicium et le germanium sont des semiconducteurs.  $E_g$  est de  $1,1\text{eV}$  pour Si et de  $0,76\text{eV}$  pour Ge. Leurs structures de bandes sont assez compliquées, car il faut déterminer  $E(\vec{k})$  selon les directions  $\vec{k}$  de l'espace réciproque. On rappelle que Ge et Si cristallisent dans CFC. (voir figure)

On constate que pour Ge et Si, le sommet de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont situés en des points différents de l'espace réciproque. Ce sont des semiconducteurs à gap indirect, contrairement à GaAs qui est à gap direct.

## 2- Notion de masse effective

On a :

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \rightarrow \frac{dE}{dk} = \frac{\hbar^2 k}{m} \text{ avec } p = \hbar k = mv \text{ (voir cours propagation)}$$

$$v = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} \Rightarrow \frac{dv}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2E}{dk} \frac{1}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2E}{dk^2} \frac{dk}{dt}$$

La force que subit l'électron dans le solide est

$$F = \frac{dp}{dt} = \hbar \frac{dk}{dt} \Rightarrow F = \left[ \frac{\hbar^2}{\frac{d^2E}{dk^2}} \right] \frac{dv}{dt}$$

On pose  $m^* = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2E}{dk^2}}$ ,  $m^*$  est appelé masse effective, elle contient des informations sur le potentiel cristallin (courbure de  $E(k)$ ).

### 3- Classification des solides

Nous allons montrer, qualitativement, que lorsqu'une bande est entièrement remplie, ses électrons ne participent pas à la conduction.

Avec

$$\frac{dv}{dt} = \frac{1}{\hbar^2} \left( \frac{d^2E}{dk^2} \right) F,$$

le signe de  $\frac{dv}{dt}$  est celui de  $\frac{d^2E}{dk^2}$  (la courbure de  $E(k)$ ).

Cas d'une bande saturée :

Les électrons du haut de la bande voient leur vitesse diminuer contrairement aux électrons situés en bas de la bande : une bande saturée ne peut pas participer à la conduction ; les électrons ont une vitesse moyenne nulle.

Isolants : toutes les bandes contenant des électrons sont saturées

Métaux : il existe une bande d'énergie partiellement remplie.

A ce stade, on peut répondre à la question : qu'est-ce qu'un semiconducteur ?

C'est un isolant à OK, mais du fait que l'énergie  $E_g \approx 1eV$ , à température finie, des électrons franchissent le gap par excitation thermique et occupent des niveaux d'une bande anciennement vide : le solide devient conducteur.

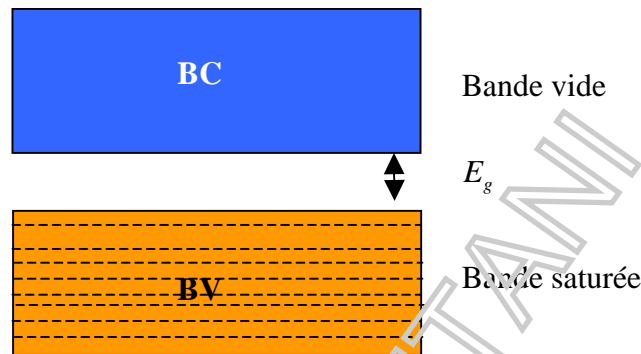


# PHYSIQUE DES SEMICONDUCTEURS

## I- SEMICONDUCTEUR A L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

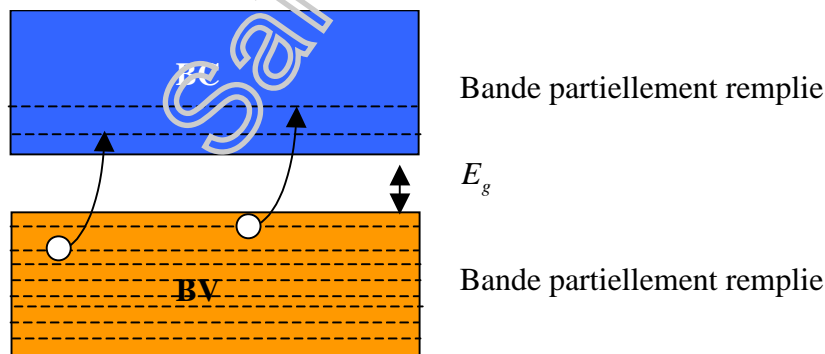
A zéro Kelvin, la configuration des électrons est celle qui minimise l'énergie de l'ensemble des électrons (système). Les électrons occupent les niveaux les plus bas, successivement jusqu'au niveau de Fermi.

A zéro Kelvin le matériau est isolant.



A température finie, des électrons de la bande de Valence, franchissent le gap et se trouvent dans la bande de conduction. Chacun de ces électrons laisse derrière lui un trou dans la bande de Valence. On assimile le trou à une charge positive pouvant se déplacer dans la BV, et on

lui attribue une masse effective  $m_p^* = \frac{\hbar^2}{d^2 E} \frac{d^2 E}{d\hbar^2}$ .



Comment les électrons et les trous sont répartis dans la BC et la BV, respectivement ? La statistique quantique montre que les électrons ont une concentration  $n$  donnée par :

$$n = 2 \left( \frac{m_n^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_F - E_g}{kT}} = N_c e^{-\frac{E_F - E_g}{kT}}$$

et pour les trous dans la BV, on a :

$$p = 2 \left( \frac{m_p^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_F}{kT}} = N_v e^{-\frac{E_F}{kT}}$$

Il faut bien noter que pour un semiconducteur, n et p ne dépendent que de la température. En multipliant les 2 expressions, on obtient une relation très utile (action de masse)

$$np = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

$k$  : constante de Boltzmann

## II- SEMICONDUCTEUR INTRINSEQUE ET SEMICONDUCTEUR EXTRINSEQUE

Un semiconducteur ne contenant aucune impureté est dit intrinsèque (pratiquement impossible) dans ce cas,

$$n = p = n_i \text{ (concentration intrinsèque)}$$

$$n_i = \sqrt{np}$$

A la température ambiante, on a :

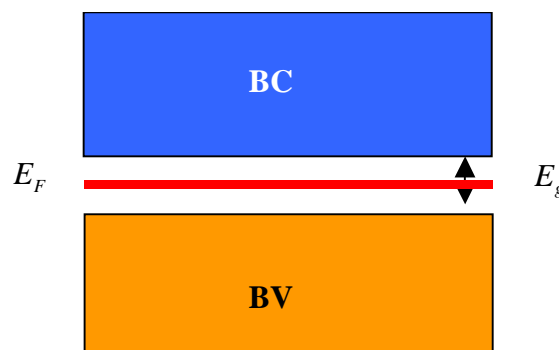
- Pour GaAs,  $n_i = 3.10^6 \text{ cm}^{-3}$
- Pour Si,  $n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
- Pour Ge,  $n_i = 2.10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

L'égalité des concentrations implique la position du niveau de Fermi

$$E_F = \frac{E_g}{2} - \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_e^*}{m_v^*}$$

L'énergie de Fermi est en fait de l'ordre de  $\frac{E_g}{2}$  (Voir Applications numériques TD).

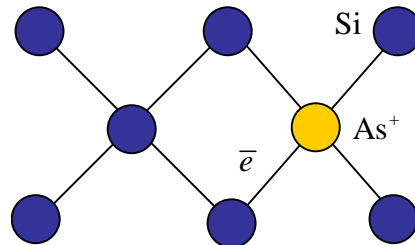
On a donc la représentation



En dopant un semiconducteur par des impuretés spécifiques, on obtient un semiconducteur extrinsèque dont les propriétés électriques sont plus intéressantes (voir TD).

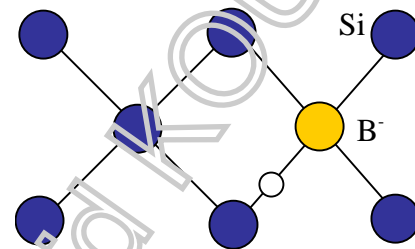
- Semiconducteur du type n

Exemple : Le Si ∈ la colonne IV. On le dope par l'Arsenic ∈ la colonne V. 4 électrons de As assurent les 4 liaisons covalentes et l'électron excédentaire passe dans la bande de conduction par agitation thermique. As est appelé centre donneur. Il faut noter la présence d'un trou dans la BV.



- Semiconducteur du type p

Exemple : on dope le Si par le Boron colonne III. B lui manque un électron pour satisfaire les 4 liaisons. En prenant un électron à un Si voisin, il crée un trou dans la BV, et lui, il devient porteur d'une charge négative.



En réalité il existe toujours des centres donneurs de concentration  $n_d$  et des centres accepteur de concentration  $n_a$ .

- lorsque  $n_d > n_a$  alors semiconducteur du type n

$$n = n_d - n_a = N_c e^{\frac{E_F - E_g}{kT}} = N_c e^{\frac{E_F - E_g}{kT}} e^{\frac{E_F^n - E_F}{kT}}$$

$$p = N_v e^{\frac{E_F}{kT}} = N_v e^{\frac{E_F}{kT}} e^{\frac{E_F - E_{F_i}}{kT}}$$

$$np = n_i^2$$

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

- lorsque  $n_a > n_d$  alors semiconducteur du type p

$$p = n_a - n_d = N_v e^{-\frac{E_F^p}{kT}}$$

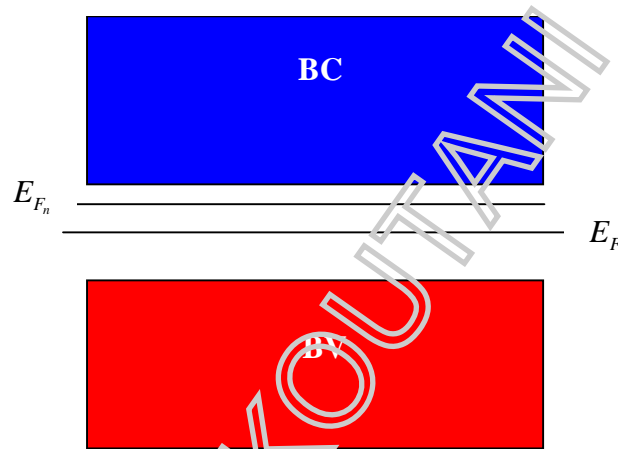
porteurs majoritaires = trous et porteurs minoritaires = électrons

Conséquences : position du niveau de fermi

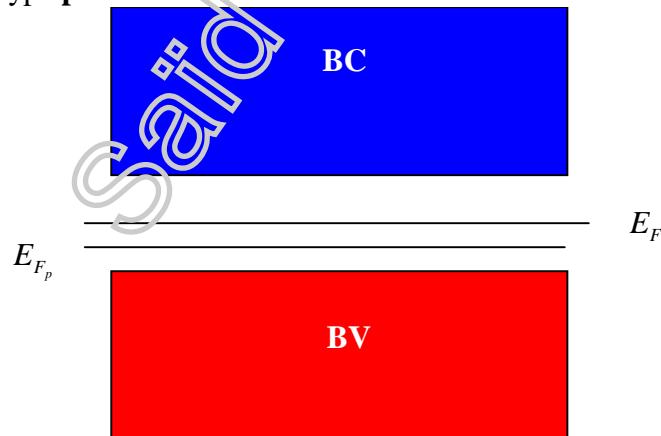
$$E_F^n = E_g + kT \ln \frac{n_d - n_a}{N_C}$$

$$E_F^p = -kT \ln \frac{n_a - n_d}{N_V} = -kT \ln \frac{n_a - n_d}{2} \left( \frac{2\pi\hbar^2}{m_h^* h \Gamma} \right)^{3/2}$$

Semiconducteur du type n



Semiconducteur du type p



### III- COURANT ELECTRIQUE DANS LES SEMICONDUCTEURS

Dans les semiconducteurs, le courant électrique résulte en général :

- d'un gradient de concentration (force de diffusion) : courant de diffusion
- d'un gradient de potentiel électrique (force électrique) : courant de conduction.

#### 1- Courant de conduction

Le courant de conduction résulte d'un champ électrique dérivant d'un potentiel.

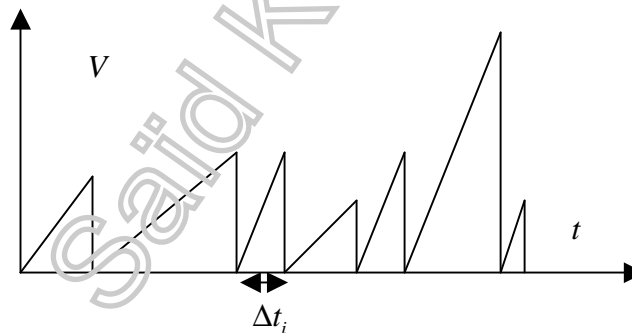
##### a- mobilité des porteurs de charge

Sous l'action d'un champ électrique  $\vec{E}$ , on peut dire que la vitesse des électrons suit l'équation

$$m_e^* \frac{d\vec{V}}{dt} = -e\vec{E} \rightarrow d\vec{V} = -\frac{e\vec{E}}{m_e^*} dt$$

Cette équation prévoit visiblement une croissance indéfinie de la vitesse au cours du temps. En fait, cette équation ne tient pas compte des collisions que subit l'électron dans le cristal.

La variation de la vitesse au cours du temps représentée dans la figure suivante est probablement plus réaliste.



La valeur moyenne des durées  $\Delta t_i$  entre deux collisions est posée égale à  $\tau_n$ , et la vitesse moyenne s'écrit  $v_n = -\frac{e\tau}{m_e^*} E$ , ou encore  $v_n = -\mu_n E$ , où  $\mu_n = \frac{e\tau}{m_e^*}$  est la mobilité des électrons.

Comme il existe dans les semiconducteurs deux types de porteurs de charges, on a :

- pour les électrons :  $\mu_n = \frac{e\tau_n}{m_e^*}$
- pour les trous :  $\mu_p = \frac{e\tau_p}{m_n^*}$

Il faut noter que  $\mu_n$  et  $\mu_p$  sont des fonctions de la température.

On définit le libre parcours moyen comme étant la distance moyenne parcourue entre deux collisions.

Pour les électrons :  $l_n = v_n \tau_n$  et pour les trous :  $l_p = v_p \tau_p$

### b- densité de courant

Au déplacement des charges, correspond un courant de densité :

$$\vec{J}_n = -nev_n = ne \mu_n \vec{E} \rightarrow \text{pour les électrons}$$

$$\vec{J}_p = pev_p = pe \mu_p \vec{E} \rightarrow \text{pour les trous}$$

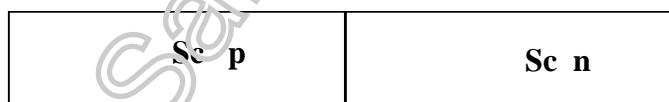
Le courant de conduction total est donc :

$$\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p = [n \mu_n + p \mu_p] e \vec{E}$$

On a donc  $\vec{J} = \sigma \vec{E}$  où  $\sigma = e [n \mu_n + p \mu_p]$  est la conductivité.

### 2- Courant de diffusion

Ce courant résulte du gradient de concentration, lorsque celui-ci existe. Considérons par exemple deux semiconducteurs, un silicium dopé **n** et un silicium dopé **p**



Les électrons sont minoritaires  
Les trous sont majoritaires

Les électrons sont majoritaires  
Les trous sont minoritaires

La structure ainsi réalisée présente, initialement, à la fois un gradient de concentration des électrons et un gradient de concentration des trous. On doit donc avoir, en l'absence de toute polarisation électrique, un courant de trous de **p** vers **n** et un courant d'électrons de **n** vers **p** : ce sont des courants de diffusion.

Densités de courants de diffusion :

Electrons :  $J_n = eD_n \frac{dn}{dx}$  (à 3 dimensions :  $\vec{J}_n = eD_n \vec{\nabla} n$ )

$$\text{Trous : } J_p = -eD_p \frac{dp}{dx} \quad (\text{\`a 3 dimensions : } \vec{J}_p = -eD_p \vec{\nabla}n)$$

$D_n$  et  $D_p$  sont les constantes de diffusion. A. Einstein a montr e que

$$D_n = \frac{kT\mu_n}{e} \text{ et } D_p = \frac{kT\mu_p}{e}$$

### 3- Courant dans les semiconducteurs

En présence d'un gradient de potentiel électrique (d'un champ  $\vec{E}$ ) et d'un gradient de concentration, on somme alors les deux densités de courants :

$$J_n = e \left[ n \mu_n E + D_n \frac{dn}{dx} \right]$$

$$J_p = e \left[ p \mu_p E - D_p \frac{dp}{dx} \right]$$

A l'équilibre, on a :

$$J_n = 0 \quad \text{et} \quad J_p = 0$$

### 4- Equations d'évolution

Il s'agit de l'équation de continuité ou de conservation de la charge.

A priori, on doit avoir :

$$\text{pour les électrons : } \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial J_n}{\partial x}$$

$$\text{pour les trous : } \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x}$$

Or dans un semiconducteur, 2 types de porteurs existent et peuvent se recombiner. Il faut donc prendre en compte la perte par recombinaison des porteurs électron-trou.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial J_n}{\partial x} - \frac{n - n_0}{\tau_n}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x} - \frac{p - p_0}{\tau_p}$$

$\tau_n$  et  $\tau_p$  sont les temps moyens ou les durées de vie moyennes des électrons et des trous respectivement.

$n_0$  et  $p_0$  représentent les concentrations à l'équilibre.

Il faut noter qu'à chaque recombinaison il y a émission d'un photon caractéristique. Ce processus sera étudié ultérieurement.

Saïd KOUTANI



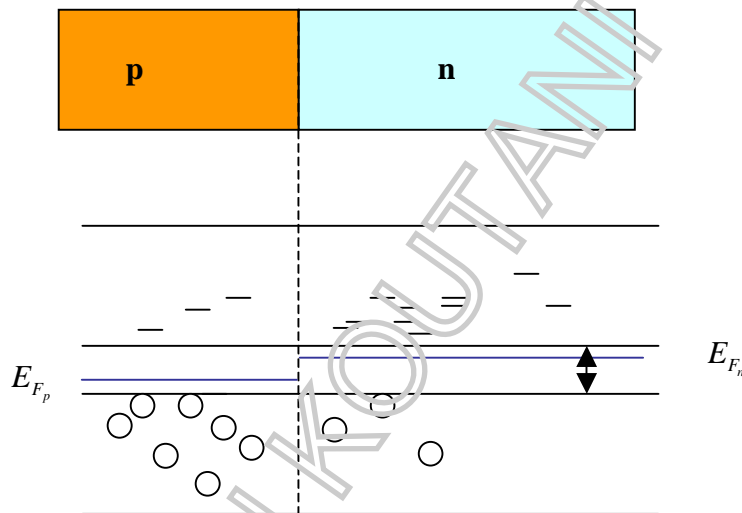
# JONCTION pn ABRUPTTE

## I- CONTACT DE DEUX SEMICONDUCTEURS DE DOPAGES DIFFERENTS

Les jonctions abruptes sont celles que l'on obtient par épitaxie. Le passage de **p** vers **n** est net, il n'y a pas de zone mal définie.

### 1- Jonction à l'équilibre

Pour comprendre les phénomènes intervenant dans l'évolution vers l'équilibre de la jonction, on imagine la réalisation à un instant initial d'un contact de deux tranches d'un même semiconducteur, l'un dopé **p** et l'autre **n**.

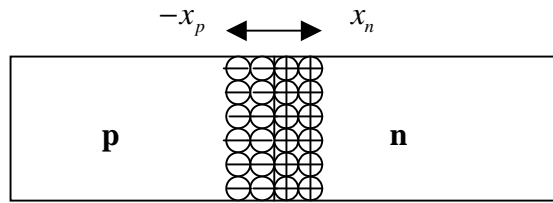


Initialement, les niveaux de Fermi sont différents ; cela représente les différences de concentration en trous et en électrons entre **p** et **n**.

Le système **pn** se trouvant hors équilibre doit évoluer vers un état d'équilibre où les niveaux de Fermi sont les mêmes. Les électrons vont diffuser de **n** vers **p** et les trous de **p** vers **n**. Electrons et trous se recombinent de part et d'autre de la jonction, et il apparaît une zone chargée négativement du côté **p** et positivement du côté **n**, appelée zone de déplétion. Ces charges sont des atomes ionisés dont la charge se trouve non compensée. Il s'agit d'une zone isolante, car dépourvue de charges libres. (A noter que les charges de cette zone sont fixes parce que les atomes sont liés au réseau cristallin !)

Il résulte de la présence de ces charges un champ électrique  $\vec{E}$  dans la zone chargée dirigé de **n** vers **p**, qui, de par son orientation, va empêcher la diffusion. L'arrêt de la diffusion marquant l'équilibre se produit lorsque la force de diffusion devient égale à la force électrostatique.

### 2- Champ électrostatique et zone de déplétion



Densité de charge :

Pour  $x < -x_p$  et  $x > x_n$ , on a  $\rho(x) = 0$

Et puis, dans les zones conductrices neutres :

$$\begin{aligned} x \in ]-x_p, 0[ , \quad \rho(x) &= -en_a \\ x \in ]0, x_n[ , \quad \rho(x) &= en_d \end{aligned}$$

$n_a$  et  $n_d$  : concentrations des accepteurs et donneurs ionisés

On doit intégrer l'équation de Poisson pour avoir le potentiel  $V(x)$  :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon}$$

Et avec  $E = -\frac{dV}{dx}$ , on détermine le champ électrique.

Dans  $]-x_p, 0[$   $\rightarrow \frac{dV}{dx} = \frac{en_a x}{\epsilon} + C_1 = -E$

Dans  $]0, x_n[$   $\rightarrow \frac{dV}{dx} = \frac{en_d x}{\epsilon} + C_2 = -E$

La zone de transition a un caractère isolant et les zones neutres ont un caractère conducteur à cause de l'absence et de la présence de charges libres.

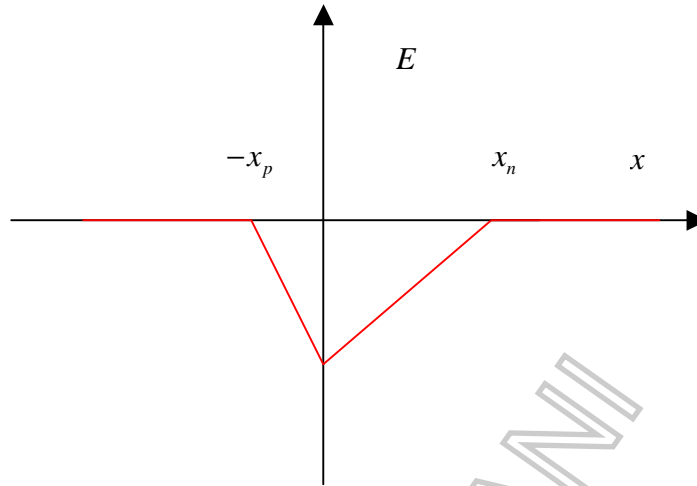
Pour  $x < -x_p$  et  $x > x_n$   $\frac{dV}{dx} = -E = 0$

Continuité de  $E$  en  $-x_p$  et en  $x_n$

$$\begin{aligned} -\frac{en_a x_p}{\epsilon} + C_1 &= 0 & \rightarrow & C_1 = \frac{en_a x_p}{\epsilon} \\ \frac{en_d x_n}{\epsilon} + C_2 &= 0 & & C_2 = -\frac{en_d x_n}{\epsilon} \end{aligned}$$

Dans la zone  $]-x_p, 0[$  on a :  $E = -\frac{eN_a}{\epsilon}(x+x_p)$ .

Dans la zone  $]0, x_n[$  on a :  $E = \frac{eN_d}{\epsilon}(x-x_n)$ .

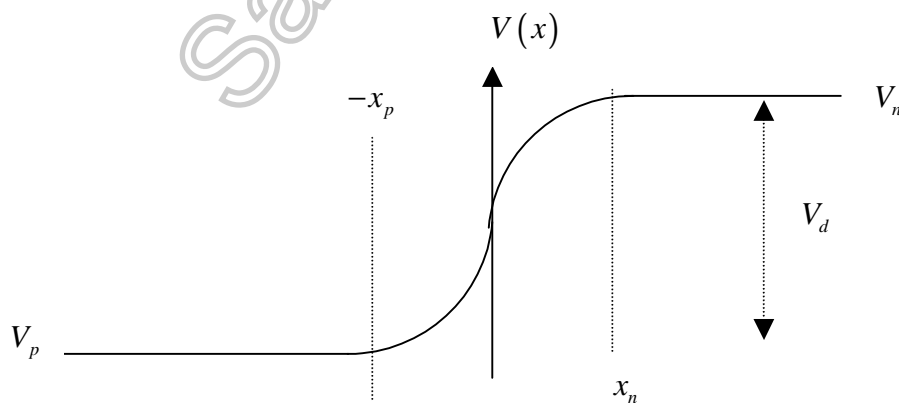


Pour le potentiel

Dans  $[-x_p, 0]$ ,  $V = +\frac{eN_a}{2\epsilon}(x+x_p)^2 + V_p$

Dans  $[0, x_n]$ ,  $V = -\frac{eN_d}{2\epsilon}(x-x_n)^2 + V_n$

La zone de déplétion n'est pas symétrique en général. Dans les dispositifs (diodes), **p** (ou **n**) peut être plus dopé que **n** (ou **p**) :  $10^{13}$  fois plus.



La tension  $V_d$ , résultant de la diffusion est appelée tension de diffusion.

Calculons la largeur  $d$  de la zone de déplétion. La continuité de  $E$  et de  $V$  en  $x = 0$  implique :

$n_a x_p = n_d x_n$ , ce qui montre que si  $n_a \square n_d \rightarrow x_n \square x_p$ , on a  $d = x_n + x_p \square x_n$

$\frac{en_a}{2\epsilon} x_p^2 + V_p = -\frac{en_d}{2\epsilon} x_n^2 + V_n$ , et dans l'approximation on a  $V_p \square -\frac{en_d}{2\epsilon} x_n^2 + V_n$

$$x_n = \left( \frac{2\epsilon V_d}{en_d} \right)^{1/2}$$

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon}{en_d} V_d}$$

La résolution sans approximation du système conduirait à :

$$x_p = \frac{1}{n_a} \left[ \frac{2\epsilon}{e} \frac{1}{\frac{1}{n_a} + \frac{1}{n_d}} \right]^{1/2} V_d^{1/2}$$

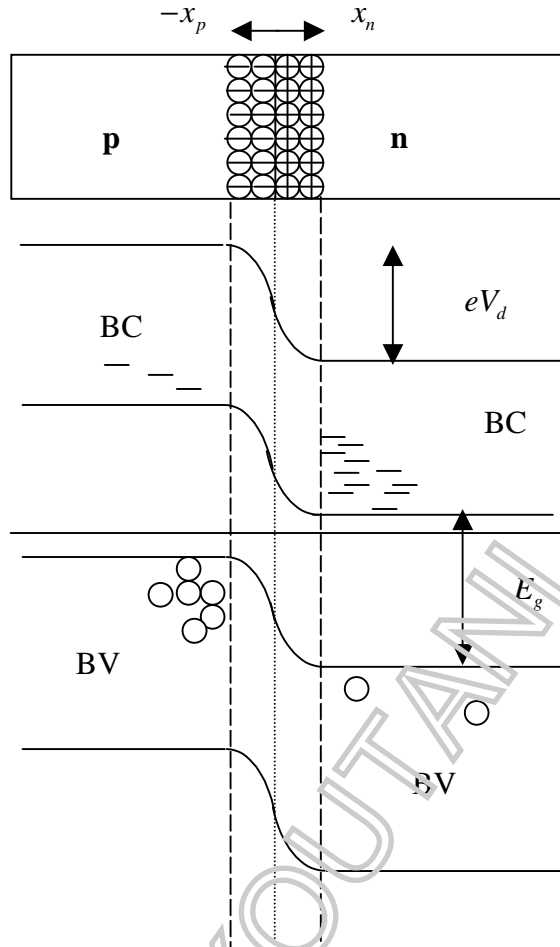
$$x_n = \frac{1}{n_d} \left[ \frac{2\epsilon}{e} \frac{1}{\frac{1}{n_a} + \frac{1}{n_d}} \right]^{1/2} V_d^{1/2}$$

Il suffit de faire la somme  $d = x_n + x_p$ . Notons que  $d$  dépend de  $n_a$  et  $n_d$  (fabrication) et de la température à travers la tension  $V_d$  (voir plus loin).

### 3- Structure de bandes d'énergie à l'équilibre

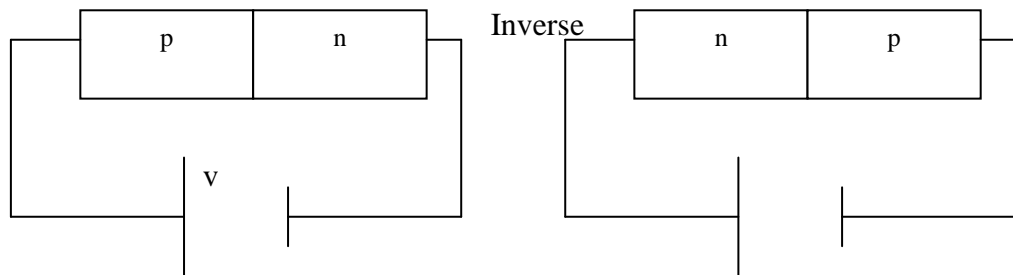
Rappelons que l'énergie de Fermi est équivalente au potentiel chimique. L'équilibre thermodynamique de la jonction **pn** ne peut être assuré que par l'égalité des niveaux de Fermi. Pour ce faire, il faut une énergie supplémentaire, due au contact des deux semiconducteurs, c'est-à-dire du champ électrique résultant de la diffusion des porteurs de charges. La structure de bandes de chaque semiconducteur, **p** et **n**, résulte de l'interaction des porteurs avec le potentiel cristallin. Pour la structure **pn**, la diffusion a établi la tension de diffusion aux bornes de la jonction, et l'énergie correspondante est  $eV(x)$ .

On voit facilement qu'il faut donc ajouter l'énergie  $(-eV(x))$ , pour trouver la structure de bandes du contact **pn** à l'équilibre.



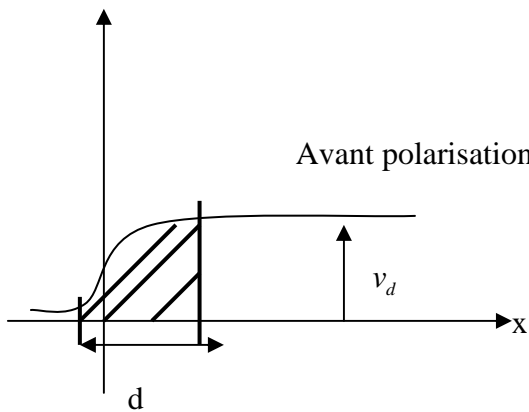
A l'équilibre, c'est-à-dire à l'égalité des niveaux de Fermi, une barrière d'énergie  $eV_d$  stoppe la diffusion des électrons et la diffusion des trous.

## II-POLARISATION DE LA JONCTION



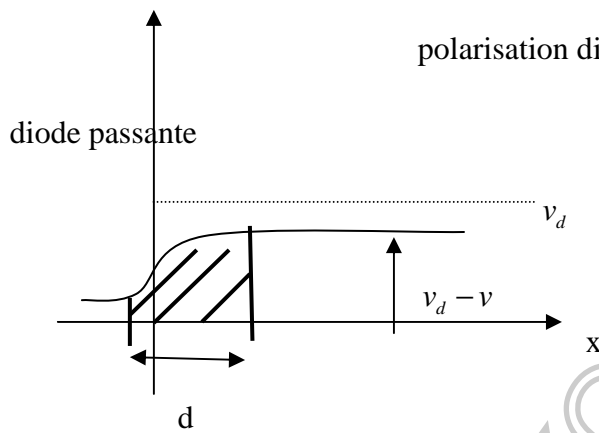
- Avant la polarisation :  $v_n - v_p = v_d$
- Après la polarisation :  $v_n - v_p = v_d - v \rightarrow$  en direct on augmente  $v_p$  et on diminue  $v_n$ .

### 1- Structure des bandes d'énergie



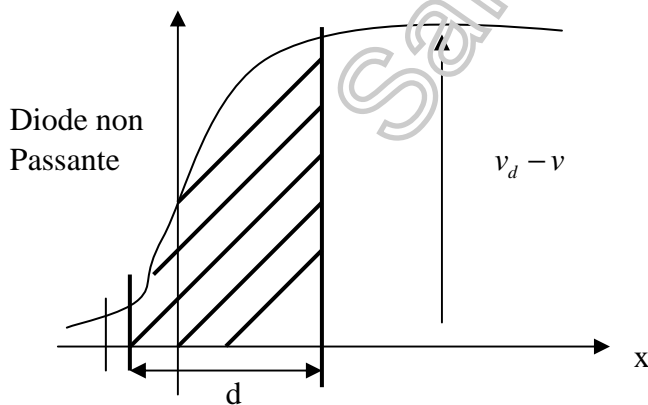
Avant polarisation

$v_d$  : barrière de potentiel  
Empêche la diffusion



polarisation directe  $v > 0$

$v > 0$  :  $v_d - v$ , barrière plus petite, favorise la diffusion des porteurs  
largeur de la zone isolante ↓



Diode non Passante

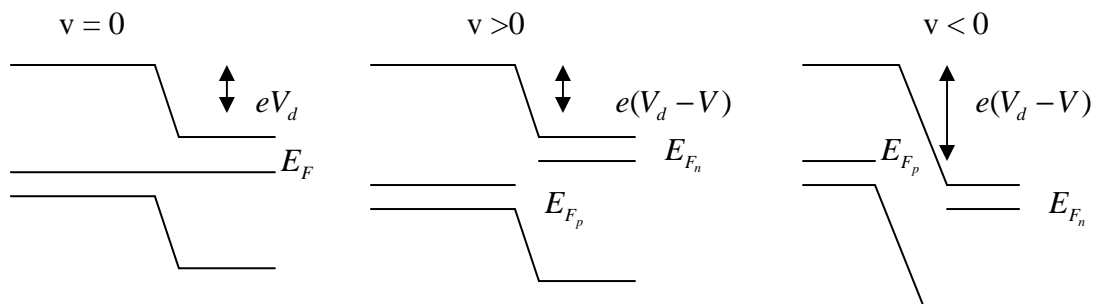
$v < 0$  : barrière plus grande annule la diffusion  
largeur de la zone isolante ↑

Il suffit de remplacer  $v_d$  par  $v_d - v$ , et la largeur  $d$  s'écrit

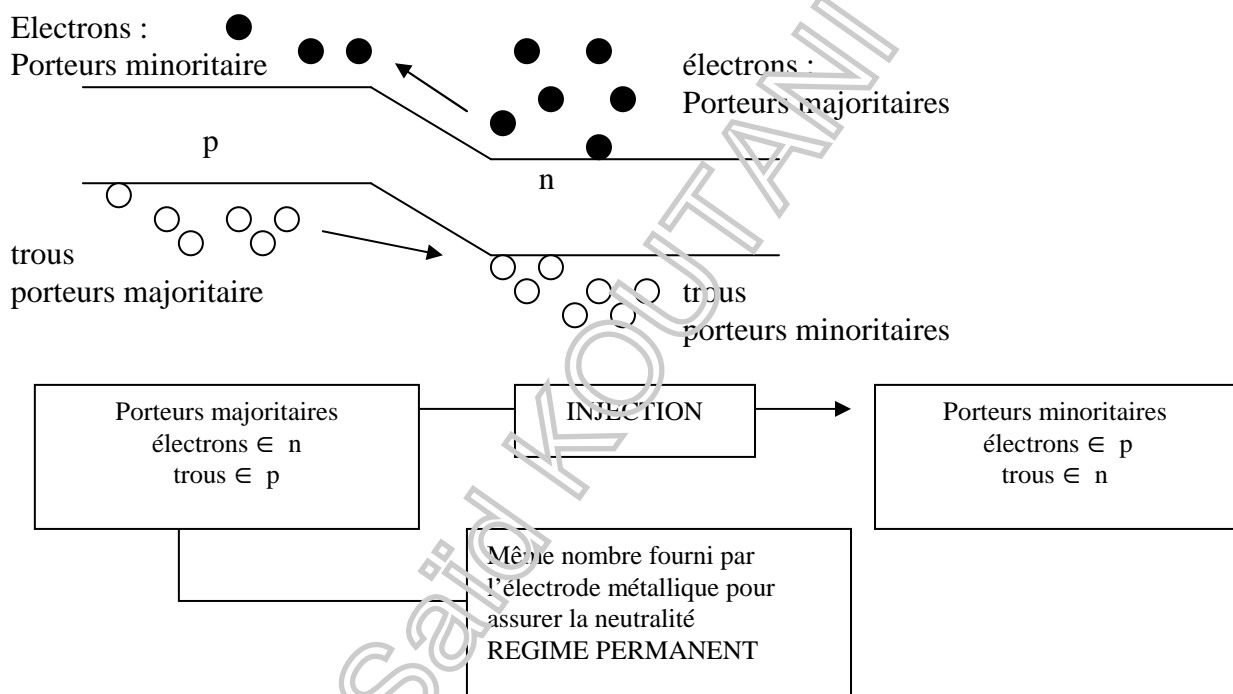
$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon(v_d - v)}{e} \frac{1}{N_a + N_d} \left(1 + \frac{N_d}{N_a}\right)}$$

Par rapport à l'équilibre, la largeur  $d$  décroît lorsque  $V > 0$  et croît lorsque  $V < 0$

D'où la structure de bandes d'énergie



En polarisation directe :



## 2-Régime de faible injection

Considérons la région **n** de la jonction polarisée..

$\Delta p_n(x_n)$  : Accroissement des trous, porteurs minoritaires, en  $x_n$ , c'est  $p_n(x_n) - p_{no}(x_n)$ .

$\Delta n_n(x_n)$  : Accroissement des électrons en  $x_n$ , porteurs majoritaires, c'est  $n_n(x_n) - n_{no}(x_n)$

$$\Delta n_n(x_n) = \Delta p_n(x_n)$$

L'hypothèse de faible injection dit simplement que Les porteurs majoritaires restent majoritaires ( $n_n \square n_{no}$ ) et que les porteurs minoritaires restent minoritaires ( $p_p \square p_{po}$ ).

On a  $\Delta n_n \square n_{no}$  et  $\Delta p_n \square p_{po}$ .

Conséquences : la polarisation laisse la jonction proche de l'état d'équilibre, ce qui est vrai pour des tensions faibles.

$$J_n = \mu_n \left( neE + kT \frac{dn}{dx} \right) \approx 0$$

$$J_p = \mu_p \left( peE - kT \frac{dp}{dx} \right) \approx 0$$

Cela implique :

$$\int_{-x_p}^{x_n} \frac{dn}{n} = -\frac{\mu_n e}{kT} \int_{-x_p}^{x_n} dx E \rightarrow \ln n_n(x_n) - \ln n_p(x_p) = \frac{\mu_n e}{kT} (V_n - V_p)$$

$$\frac{n_n(x_n)}{n_p(x_p)} = e^{\frac{\mu_n e}{kT} (V_d - V)}$$

$$\frac{p_p(x_p)}{p_n(x_p)} = e^{\frac{e\mu_p}{kT} (V_d - V)}$$

On peut en déduire  $V_d = f(T)$ , il suffit de poser  $V = 0$

$$\frac{n_n(x_n)}{n_p(x_p)} = e^{\left(\frac{e}{kT} V_d\right)} e^{\left(-\frac{e}{kT} V\right)}$$

$$V = 0 \rightarrow \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = e^{\frac{e}{kT} V_d}$$

$$V_d = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}}$$

$$\frac{n_n(x_n)}{n_p(x_p)} = \frac{n_{n0}}{n_{p0}} e^{-\frac{e}{kT} V}$$

$$n_n(x_n) = n_n^Z : \text{limite de zone}$$

$$\text{faible injection} \rightarrow n_n \approx n_{n0}$$

Il faut bien noter que les concentrations à l'équilibre, à savoir  $n_{n0}$  et  $n_{p0}$  dépendent aussi de la température.

$$\frac{n_p^Z}{n_p^{Z0}} = e^{\frac{eV}{kT}}$$

De la même façon, on trouve pour les trous :



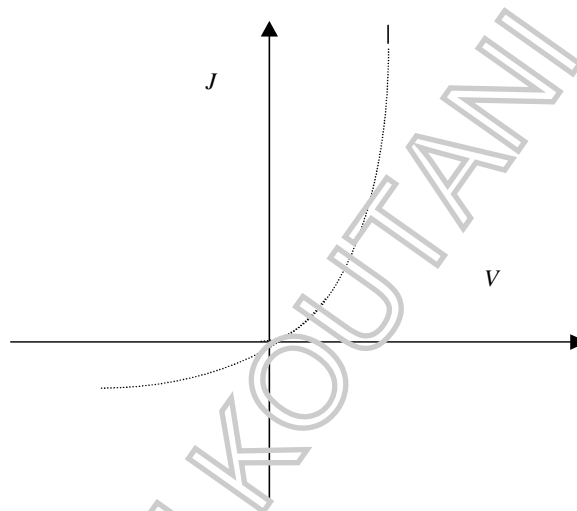
$$\frac{p_n^Z}{p_n^{Z0}} = e^{\frac{eV}{kT}}$$

On voit donc que lorsque  $V > 0$ , la concentration des porteurs minoritaires croît proche de la zone de déplétion, et lorsque  $V < 0$ , la concentration des porteurs minoritaires décroît proche de la zone de déplétion.

### 3-caractéristiques (voir TD)

On montre qu'en régime de faible injection, c'est-à-dire proche de l'équilibre, on a la caractéristique

$$J = J_s \left[ e^{eV/kT} - 1 \right]$$



### 4-Capacité de transition

Polarisons la jonction en inverse avec une tension  $V = -V_i$

La zone de transition se comporte comme un condensateur portant une charge  $q_t$

$$q_t = |q^-| = ex_p S n_a$$

$$q_t = |q^+| = ex_n S n_d$$

$$q_t = en_d S x_n = en_d S \sqrt{\frac{2\epsilon}{en_d}} \sqrt{(V_d + V_i)}$$

$q_t$  n'est pas linéaire en tension, contrairement aux condensateurs classiques. On appelle capacité de transition la fonction  $C_t(V_i)$  telle que  $C_t = \frac{dq_t}{dV_i}$

$$C_t(V_i) = \frac{S}{2} \left[ \frac{2en_d\epsilon}{4} \right]^{1/2} (V_d + V_i)^{-1/2}$$

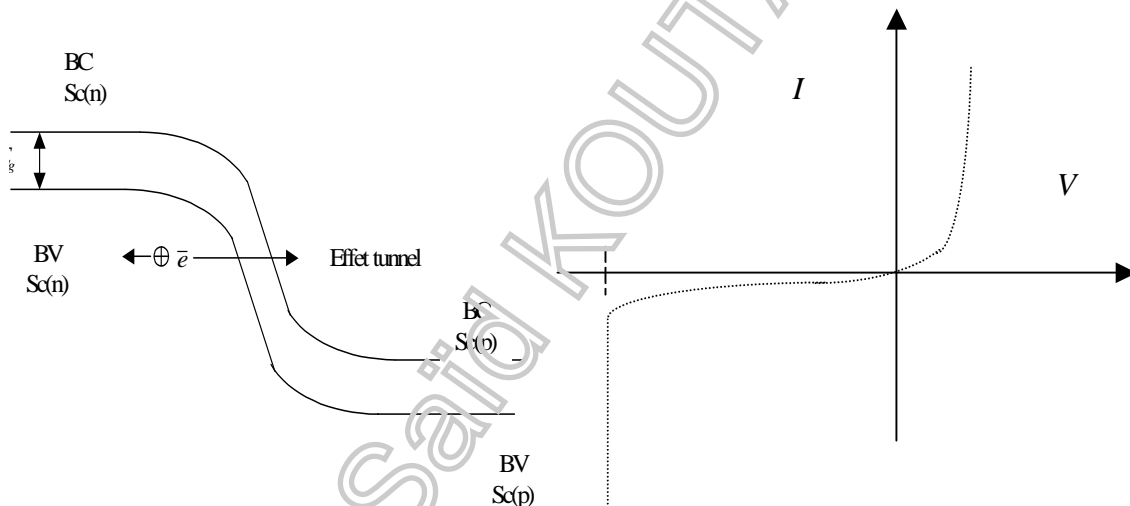
on peut vérifier que  $C_t(V) = S\varepsilon \left( \frac{eN_d}{2\varepsilon} \right)^{1/2} (V_d + V_i)^{-1/2} = \frac{\varepsilon S}{d}$

$C_t$  varie de 0,1 à 1 nanoFarad (faible). Cette capacité est exploitée dans les modulateurs de fréquence avec des jonctions appelées Varicaps.

### III- CLAQUAGE DE LA JONCTION EN POLARISATION INVERSE

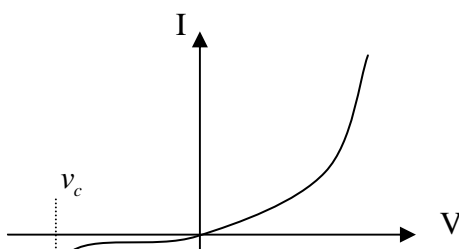
#### 1- Effet Zener $E \approx 10^6 \text{ v/cm}$

Les électrons du haut de la bande de valence du semiconducteur **p** peuvent être libérés sous la force  $\vec{F} = -e\vec{E}$ . Ils franchissent la barrière de potentiel par effet tunnel et passent à la bande de conduction du semiconducteur **n** : c'est l'effet Zener. L'ionisation des atomes de la bande de valence donne naissance à un courant très important lorsque la tension atteint la valeur  $V_c$  (tension de claquage).



#### 2- Effet d'avalanche

Les électrons mobiles atteignent des vitesses considérables sous  $\vec{E}$  intense. Par collision, ces électrons ionisent des atomes de la zone de transition. Les électrons résultant de l'ionisation répètent le même processus etc : c'est l'effet d'avalanche.



Diode à avalanche

### Jonction peu dopée et largeur de zone de transition grande

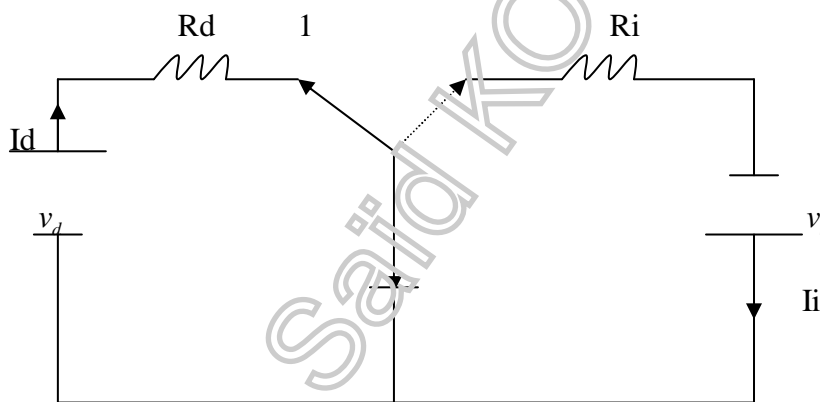
- Effet d'avalanche apparaît avant l'effet Zener, nécessité d'une distance suffisante pour accélérer les électrons,
- tension de claquage  $|v_c| > 8V$  pour Si

### Jonction fortement dopée $10^{18} \text{ ions/cm}^3$ et d petit

- Effet d'avalanche apparaît après l'effet Zener,
- tension de claquage  $|v_c| < 5 V$  pour Si.

## IV- Régime de commutation

Soit le circuit suivant avec un commutateur pouvant passer de ① à ②.

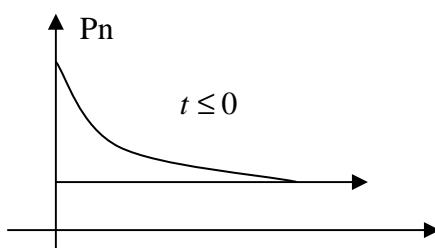


Pour  $t \leq 0$  polarisation directe  $\rightarrow$  position ①

Pour  $t > 0$  polarisation inverse  $\rightarrow$  position ②

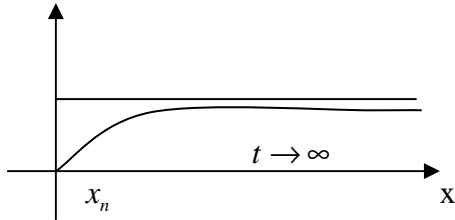
Analyse :

$t \leq 0 \rightarrow$  diode passante : passage de trous de p  $\rightarrow$  n et des électrons de n  $\rightarrow$  p. Dans la région n les trous se recombinent avec les électrons.

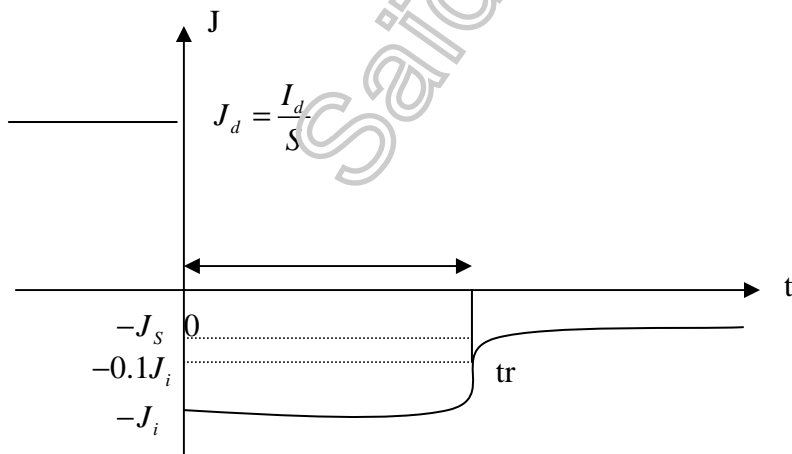
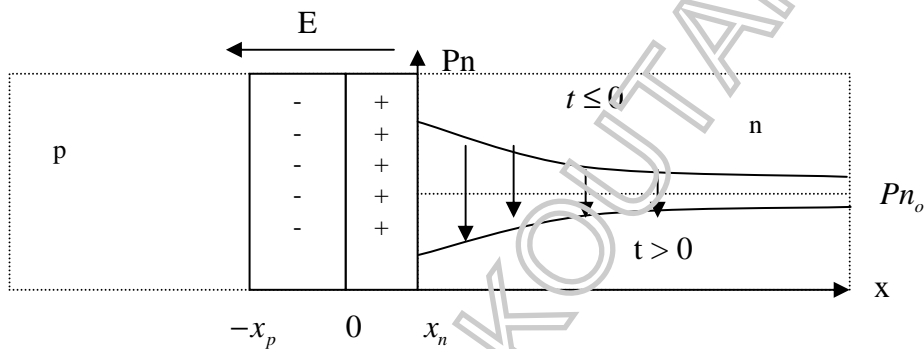


$x_n$  $x$ 

$t < 0 \rightarrow$  diode bloquée : se comporte comme un isolant



Au moment de la commutation  $t = 0$ , il y a une concentration  $p_n$  de trous, et pour les évacuer par recombinaison, il faut un certain temps dit temps de commutation. En fait, il faut que la concentration  $p_u(t \leq 0)$  tende vers  $p_n(t > 0)$ .



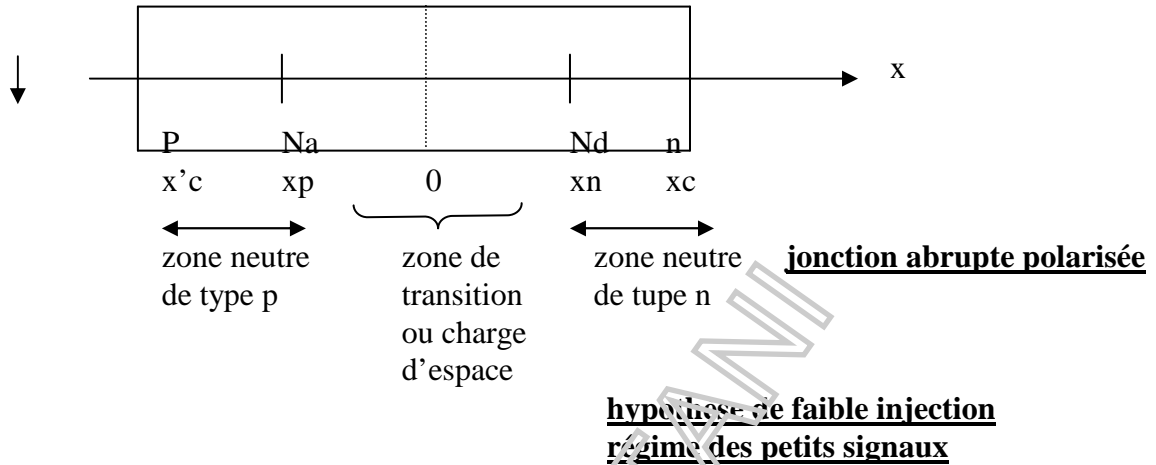
Temps de recouvrement de la diode  $t_r$ , c'est le temps au bout duquel la densité de courant est égal à  $-0,1 J_i$ .

Le temps  $t_r$  est un paramètre caractéristique de la diode.

Saïd KOUTANI

**EXERCICE** *Caractéristique et admittance d'une jonction pn*

$$v = v_0 + v_1 e^{j\omega t}$$



La différence  $(n_d - n_a)$  passe brutalement d'une valeur négative à une valeur positive, ceci dans le plan  $x = 0$ . (**jonction abrupte**)

Faible injection : la concentration des porteurs majoritaires reste constante.

Petits signaux :  $v_1 \ll v_0$ . De toutes façons les deux tensions sont faibles.

**1) Concentration des porteurs minoritaires au bord de la zone de transition**

$$p_n(x_n, t) = p_{no} e^{\frac{eV}{kT}}$$

$$n(x_p, t) = n_{po} e^{\frac{eV}{kT}}$$

Formules du cours obtenues en écrivant que dans la zone de transition  $J_p = J_n = 0$

**Développement limité au premier ordre de ces expressions**

$$\frac{n_n(x_n)}{n_p(x_p)} = e^{\frac{e}{kT}(v_d - v)}$$

$$\frac{p_p(x_p)}{p_n(x_p)} = e^{\frac{e}{kT}(v_d - v)}$$

$$v_d = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{no}}{n_{po}}$$

$$\frac{n_n(x_p)}{n_p(x_p)} = \frac{n_{no}}{n_{po}} e^{-\frac{e}{kT}v}$$

Régime de faible injection

$$u_n \ll u_n^0$$

$$p_p \ll p_{po}$$

$$n_p = n_{po} e^{\frac{ev}{kT}}$$

$$\frac{p_p}{p_n} = \frac{p_{po}}{p_{no}} e^{-\frac{e}{kT}v}$$

$$p_n = p_{no} e^{\frac{e}{kT}v}$$

$$p_n(x_n, t) = p_{no} e^{\frac{e}{kT}(v_o + v_1 e^{j\omega t})}$$

$$p_n(x_n, t) = p_{no} e^{\frac{ev_o}{kT}} \left[ e^{\frac{ev_1}{kT} e^{j\omega t}} \right]$$

$$p_n(x_n, t) = p_{no} e^{\frac{ev_o}{kT}} \left( 1 + \frac{ev_1}{kT} e^{j\omega t} \right)$$

de même

$$n_p(x_p, t) = n_{po} e^{\frac{ev_o}{kT}} \left( 1 + \frac{ev_1}{kT} e^{j\omega t} \right)$$

## 2) Dans les zones neutres,

$$J_p = -eD_p \frac{\partial p_p}{\partial x} + ep\mu_p E$$

0

$$J_n = eD_n \frac{\partial n}{\partial x} + en\mu_n E$$

On admet que le courant résulte principalement dans les zones neutres de la diffusion des porteurs. Les zones neutres sont dopées et fortement conductrices ; la tension à leurs bornes est donc faible et le champ  $\vec{E}$  résultant négligeable.

3)

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x} - \frac{p_n - p_{no}}{r_p}$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial J_n}{\partial x} - \frac{n_p - n_{po}}{r_n}$$

Ce qui donne

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{no}}{r_p} \quad \text{①}$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} - \frac{n_p - n_{po}}{r_n}$$

On cherche une solution de ① sous la forme :

$$p_n(x, t) = p(x) + p'(x)e^{j\omega t}$$

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = p' j\omega e^{j\omega t}$$

$$\frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} = \frac{d^2 p}{dx^2} + \frac{d^2 p'}{dx^2} e^{j\omega t}$$

$$\textcircled{1} \rightarrow j\omega P' e^{j\omega t} = D_p \frac{d^2 p}{dx^2} + D_p \frac{d^2 p'}{dx^2} e^{j\omega t} - \frac{p - p_{no}}{r_p} - \frac{P' e^{j\omega t}}{r_p}$$

soit 
$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_{no}}{r_p} = 0$$

et 
$$D_p \frac{d^2 p'}{dx^2} - \frac{1 + j\omega r_p}{r_p} P' = 0$$

ou 
$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_{no}}{L_p^2} = 0$$

$$\frac{d^2 p'}{dx^2} - \frac{1 + j\omega r_p}{L_p^2} P' = 0$$

résolution de ② traduit la réponse statique à la polarisation continue (voir cours).

$$p - p_{no} = Ae^{-\frac{x}{L_p}} + Be^{\frac{x}{L_p}}$$

conditions aux limites

$$\begin{cases} x = x_n, p_n = p_{no} e^{\frac{ev_o}{kT}} \text{ (voir *)} \\ x \rightarrow +\infty, p \rightarrow 0 \text{ ce qui revient à considérer } dp = x_c - x_n \square Lp \end{cases}$$

$$\rightarrow B = 0$$

et 
$$p_n \left( e^{\frac{ev_o}{kT}} - 1 \right) = Ae^{-\frac{x_n}{L_p}}$$

ce qui donne 
$$A = p_n \left( e^{\frac{ev_o}{kT}} - 1 \right) e^{\frac{x_n}{L_p}}$$

$$p = p_n + p_n \left[ e^{\frac{ev_o}{kT}} - 1 \right] e^{\frac{x_n - x}{L_p}}$$



résolution de ③

$$p' = A' e^{-\gamma_p x} + B' e^{\gamma_p x}$$

avec  $\gamma_p^2 = \frac{1 + j\omega r p}{L_p^2}$

conditions aux limites

$$\begin{cases} x = x_n, & p' = p_n e^{\frac{ev_o}{kT}} \frac{ev_1}{kT} \\ x \rightarrow +\infty, & p' \rightarrow 0 \end{cases}$$

$\rightarrow B' = 0$

et

$$A' e^{-\gamma_p x_n} = p_n e^{\frac{ev_o}{kT}} \frac{ev_1}{kT}$$

soit

$$A' = p_n \frac{ev_1}{kT} e^{\frac{ev_o}{kT}} e^{\gamma_p x_n}$$

$$p' = p_n \frac{ev_1}{kT} e^{\frac{ev_o}{kT}} e^{\gamma_p (x_n - x)}$$

on trouve donc :

$$p(x, t) = p_n \left[ 1 + \left( e^{\frac{ev_o}{kT}} - 1 \right) e^{\frac{x_n - x}{L_p}} + \frac{ev_1}{kT} e^{\frac{ev_o}{kT}} e^{\gamma_p (x_n - x)} e^{j\omega t} \right]$$

et

$$n(x, t) = n_p \left[ 1 + \left( e^{\frac{ev_o}{kT}} - 1 \right) e^{\frac{x - x_p}{L_n}} + \frac{ev_1}{kT} e^{\frac{ev_o}{kT}} e^{\gamma_n (x - x_p)} e^{j\omega t} \right]$$

à obtenir à partir de la précédente équation  
avec cette fois  $n \rightarrow 0$  quand  $x \rightarrow -\infty$

4)

$$J = J_n(x_p) + J_p(x_p)$$

$$J = J_n(x_p) + J_p(x_n)$$

$$J = e \left[ \frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right] \left( e^{\frac{e v_o}{kT}} - 1 \right) + \frac{e^2 v_1}{kT} (D_p p_n \gamma_p + D_n n_p \gamma_n) e^{\frac{e v_o}{kT}} e^{j \omega t}$$

$$J = J_- + J_v$$

5)

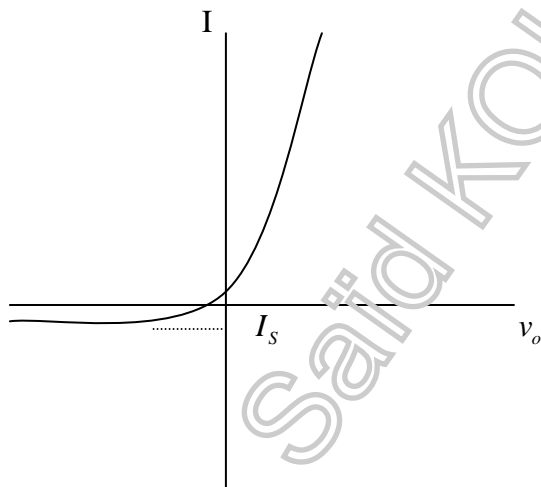
$$J_- = J_S \left( e^{\frac{e v_o}{kT}} - 1 \right)$$

avec

$$J_S = e \left( \frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right)$$

Donc

$$I = I_S \left( e^{\frac{e v_o}{kT}} - 1 \right)$$



$$I_S = 200 \mu A \text{ (Ge)}$$

$$I_S = 1 pA \text{ (Si)}$$

6)

$$Y = \frac{J v}{v_1} = \frac{e^2}{kT} e^{\frac{e v_o}{kT}} (D_p p_n \gamma_p + D_n n_p \gamma_n)$$

on annule  $v_o$

avec

$$\gamma_p = \frac{1}{L_p} \left( 1 + \frac{1}{2} j \omega r_p \right)$$

et

$$\gamma_n = \frac{1}{L_n} \left( 1 + \frac{1}{2} j\omega r n \right)$$

$$Y = \frac{e^2}{kT} e^{\frac{eV_0}{kT}} \left[ \frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{1}{2} j (p_n L_p + n_p L_n) \omega \right]$$

$$\boxed{Y = g_d + jC_d \omega}$$

$g_d$  : conductance de diffusion

$C_d$  : capacité de diffusion

Saïd KOUTANI

Saïd KOUTANI

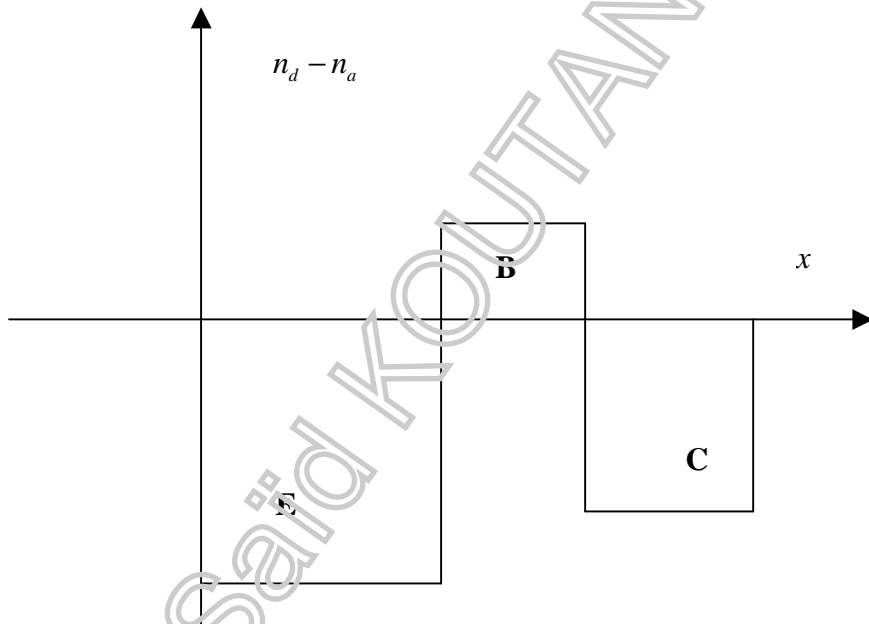
# TRANSISTOR BIPOLAIRE

## I- CONSTITUTION

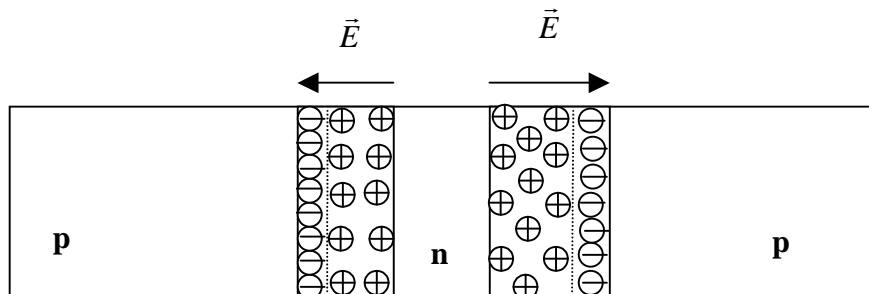
Dispositif électronique dont le fonctionnement est basé sur la jonction **pn**. Il comporte 3 régions dopées p, n et p (transistor **pnp**) ou n, p et n (transistor **npn**). Pour comprendre son fonctionnement, il suffit de transposer ici des résultats de la jonction **pn**.

On a vu que lorsque  $n_a \ll n_d$ ,  $d \approx x_n$ . Cela va nous guider pour construire les zones de déplétion.

Pour un profil de dopage homogène, voici la variation typique de la concentration des dopants dans les 3 régions :



Ce qui correspond à



Les trois régions portent successivement les noms : Emetteur, Base et Collecteur.

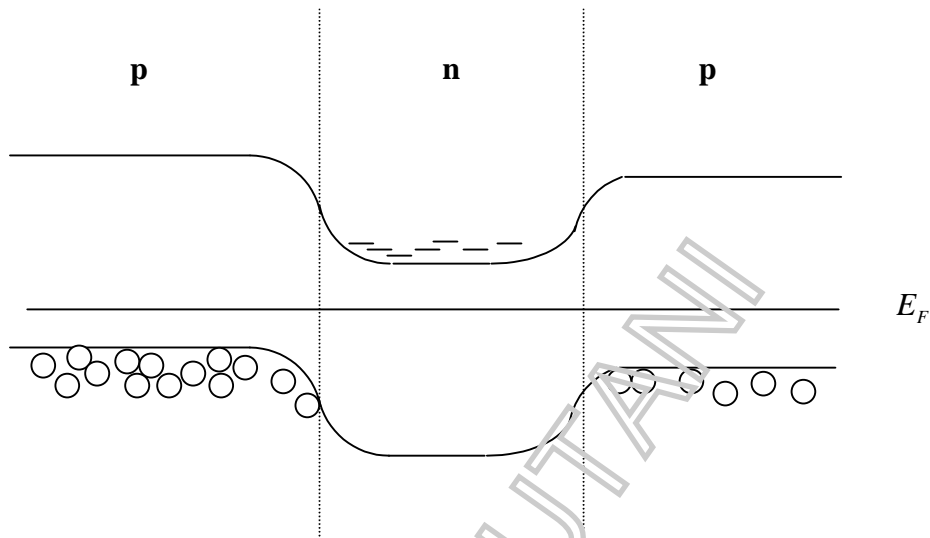
- Emetteur : fortement dopé,
- Base : mince ( $\ll 1\mu m$ ) et très peu dopée,

- Collecteur : moins dopé que E.

## II- PRINCIPE DU FONCTIONNEMENT

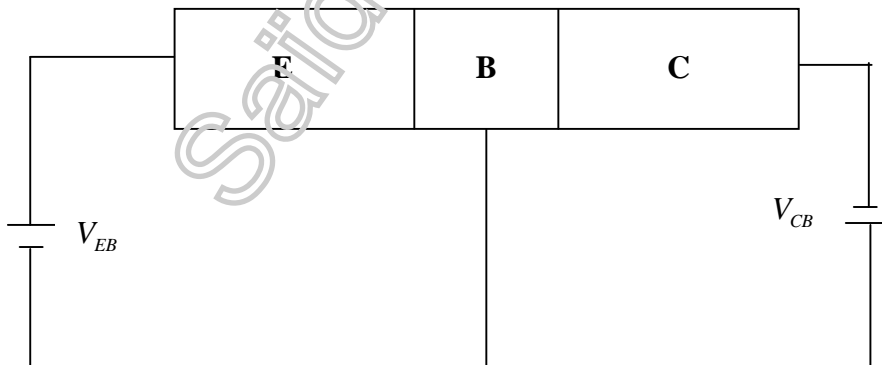
Même mécanisme pour établir l'équilibre que pour la jonction **pn** : la diffusion donne naissance à une force électrique et des tensions de diffusion équilibrent les niveaux de Fermi.

### 1- Bandes d'énergie : schéma basé sur la jonction **pn**



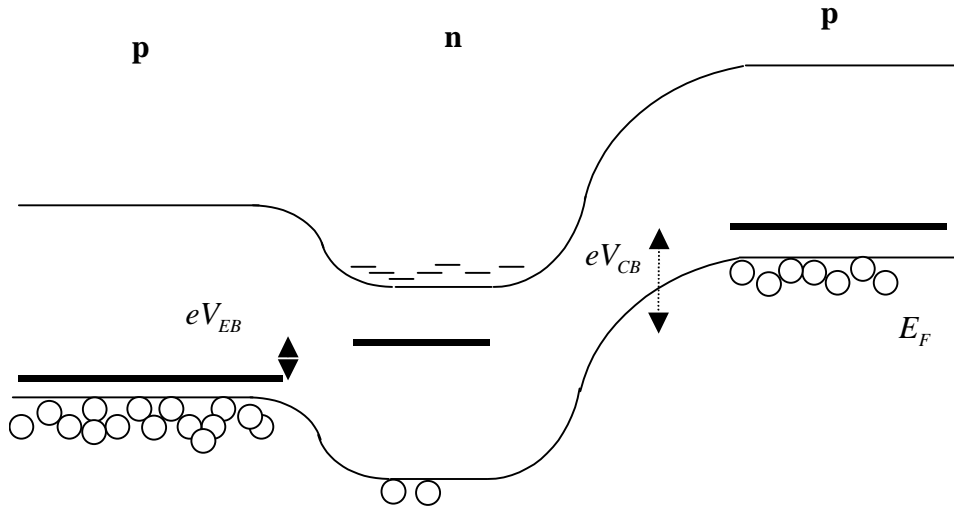
### 2- transistor polarisé

Fonctionnement normal : EB polarisé en direct :  $V_{EB} = V_E - V_B$   
 CB polarisé en inverse :  $V_{CB} = V_C - V_B$



On a donc :

- diode EB passante : jonction **pn** polarisée en direct,
- diode BC non passante (*a priori*) : jonction **pn** polarisée en inverse.

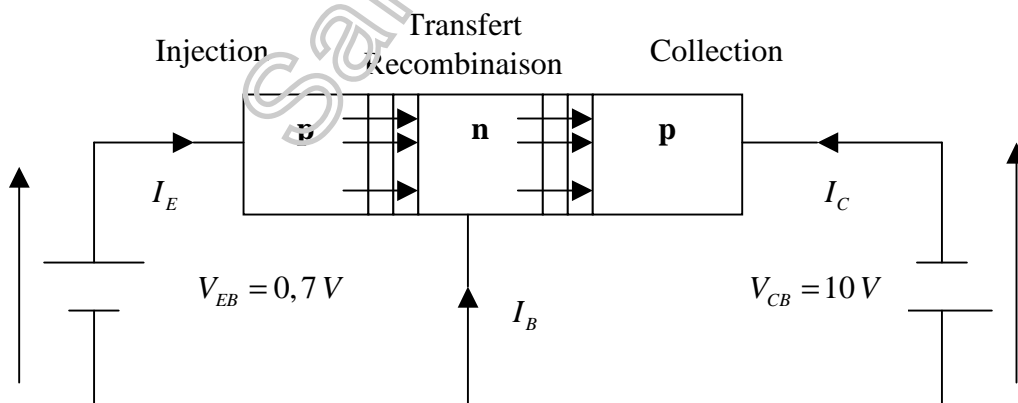


### 3- L'effet transistor

Conséquences de la polarisation directe de EB et de la polarisation inverse de CB :

- des trous sont injectés dans la base ( $I_E$ ),
- dans la base, il existe un gradient de C % : les trous diffusent vers le collecteur ( plus de 95% atteignent la zone de transition collecteur car la base est étroite) ( $-I_C$ )
- le champ électrique très élevé dans la zone de transition de CB polarisé en inverse aspire les trous dans le collecteur.

*L'effet transistor consiste à moduler le courant inverse de BC, en injectant des trous dans la base à partir de l'émetteur. C'est donc un dispositif commandé par un courant.*



Dans la base semiconductrice quelques trous se recombinent avec des électrons venus de l'électrode de base ( $I_B$ ). Ces trous constituent une faible proportion du courant ( $I_E$ ).

Il faut noter que des électrons en tant que porteurs minoritaires dans E et C, circulent aussi à travers les 2 jonctions et participent au courant ( $I_B$ ) dans la base. Ces courants d'électrons jouent des rôles parasites.

### III- MODELE D'EBERS-MOLL: CARACTERISTIQUE STATIQUE

On considère les jonctions EB et BC comme des jonctions **pn** idéales. Si chacune fonctionnait seule, on aurait :

$$I_E = I_{SE} \left( e^{eV_{EB}/kT} - 1 \right)$$

$$I_C = I_{SC} \left( e^{eV_{CB}/kT} - 1 \right)$$

Or, comme nous venons de le voir, dans le transistor une fraction  $\alpha$  du courant  $I_E$  de la diode EB est injectée dans le collecteur et réciproquement une fraction  $\alpha_i$  du courant  $I_C$  de la diode CB est injectée dans l'émetteur.

On a les équations suivantes par superposition des effets :

$$I_E^t = I_{ES} \left( e^{eV_{EB}/kT} - 1 \right) - \alpha_i I_{CS} \left( e^{eV_{CB}/kT} - 1 \right)$$

$$I_C^t = -\alpha I_{ES} \left( e^{eV_{EB}/kT} - 1 \right) + I_{CS} \left( e^{eV_{CB}/kT} - 1 \right)$$

Ce sont les équations d'Ebers-Moll, qui traduisent les relations *courant-tension*.

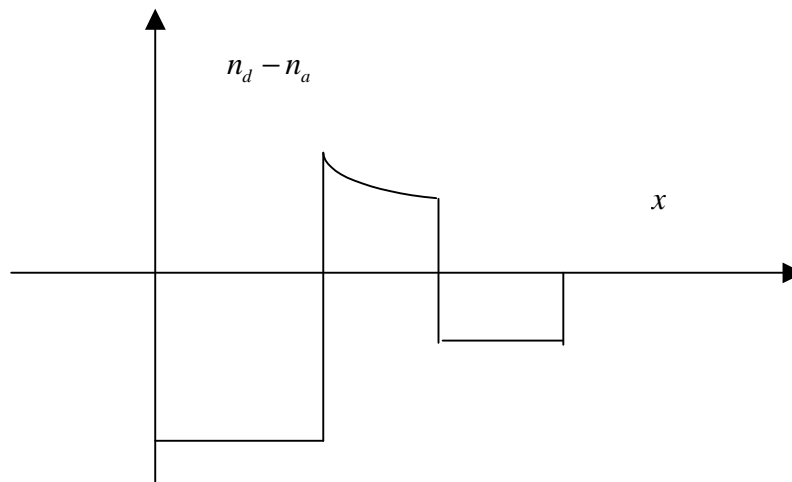
$\alpha$  : coefficient de transfert direct de E vers C

$\alpha_i$  : coefficient de transfert de C vers E

On souhaite que  $\alpha$  soit proche de 1 et que  $\alpha_i$  soit faible.  $\alpha$  et  $\alpha_i$  dépendent du profil de dopage. Pour un profil homogène de dopage, on montre que  $\alpha$  est voisin de 1 si :

- la base est étroite et moins dopée que E et C,
- la mobilité des porteurs minoritaires est importante dans la base par rapport à l'émetteur.

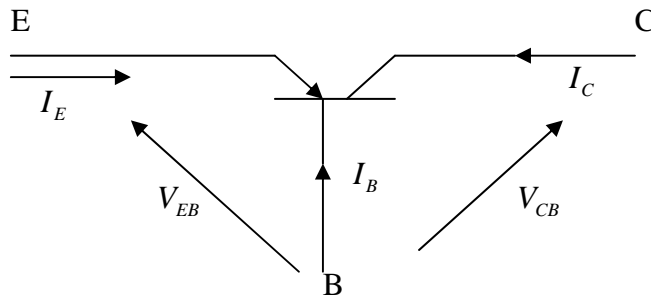
Pour un profil de dopage inhomogène de la base : *Transistor drift*, l'inhomogénéité crée un champ électrique intense dans B, qui accélère les porteurs minoritaires et empêche par conséquent la recombinaison.





### III- MONTAGE PRATIQUE ET COURBES CARACTERISTIQUES

Représentation symbolique d'un transistor **pnp**

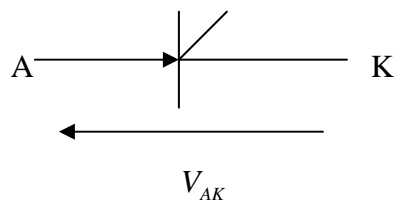
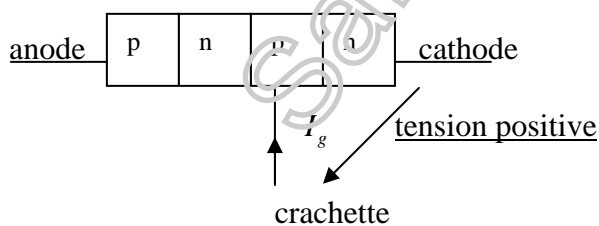


Utilisation pratique : le courant d'une électrode est considéré comme courant de commande ou d'entrée et un autre courant comme courant de travail ou de sortie.

Montage	Courant de commande	Courant de travail
<i>Base commune</i>	$I_E$	$I_C$
<b>Emetteur commun</b>	$I_B$	$I_C$
<b>Collecteur commun</b>	$I_B$	$I_E$

V- Thyristors (**pnp haute puissance : pas large (peu dopé), avantage en I pas en D**)

c'est un dispositif essentiel en électronique de puissance,  
c'est une structure de type pnpn

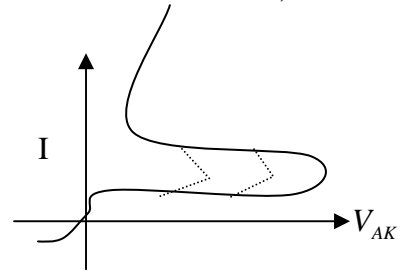


que la tension  $V_{AK}$  soit positive ou négative, le thyristor reste bloqué. Il se comporte comme un isolant.

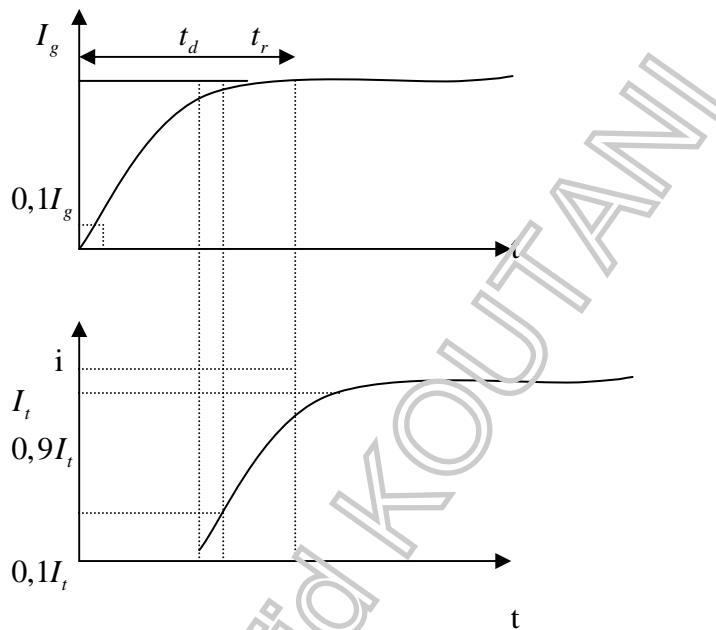
Si on envoie une impulsion  $I_g$ , thyristor devient conducteur,

Pour le bloquer, il faut :

- ↔ Soit inverser  $V_{AK}$ ,
- ↔ Soit supprimer  $V_{AK}$

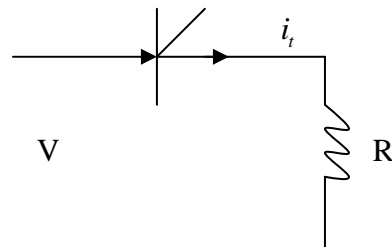


### déblocage du thyristor

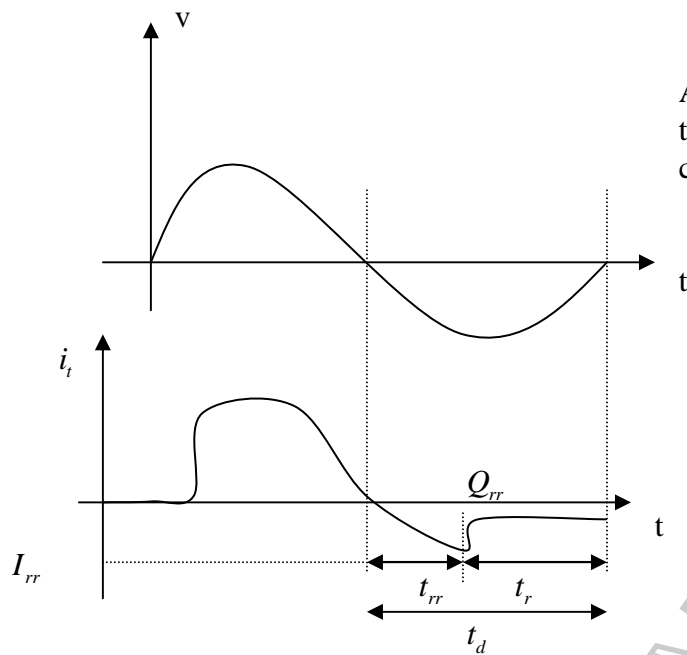


Le temps de déblocage :  $t_{off} = t_d + t_r$

### commentaires



t off : temps au bout duquel le thyristor supporte à nouveau sans s'amorcer une tension directe : q. l. q.  $\mu s$



A ne pas mettre le thyristor sous tension directe avant de le bloquer complètement

$t_{rr}$  : temps de recouvrement  
 $t_r$  : temps de recombinaison

Montage à base commune :

On pose :

$$I_{EO} = I_{ES}(1 - \alpha x_i)$$

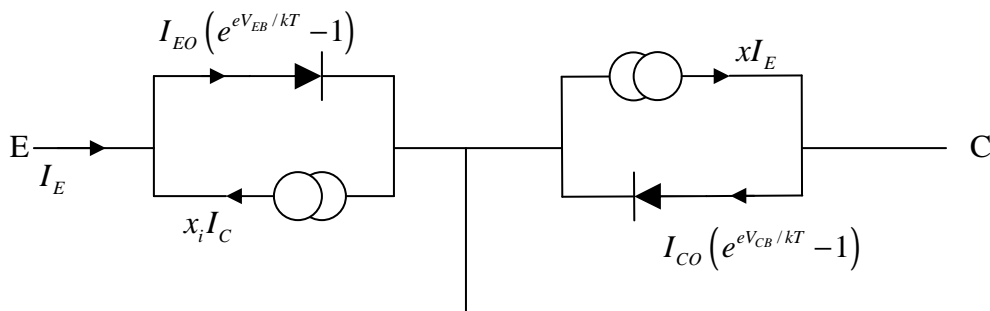
$$I_{CO} = I_{CS}(1 - \alpha x_i)$$

Les équations d'Ebers-Moll deviennent

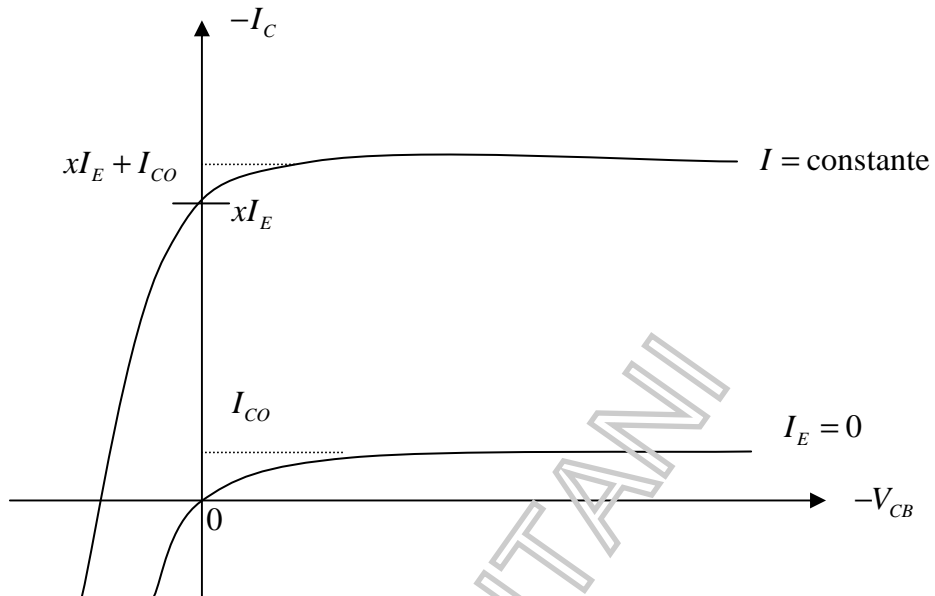
$$I_E = I_{EO} (e^{eV_{EB}/kT} - 1) - \alpha I_C$$

$$I_C = -\alpha I_E + I_{CO} (e^{eV_{CB}/kT} - 1)$$

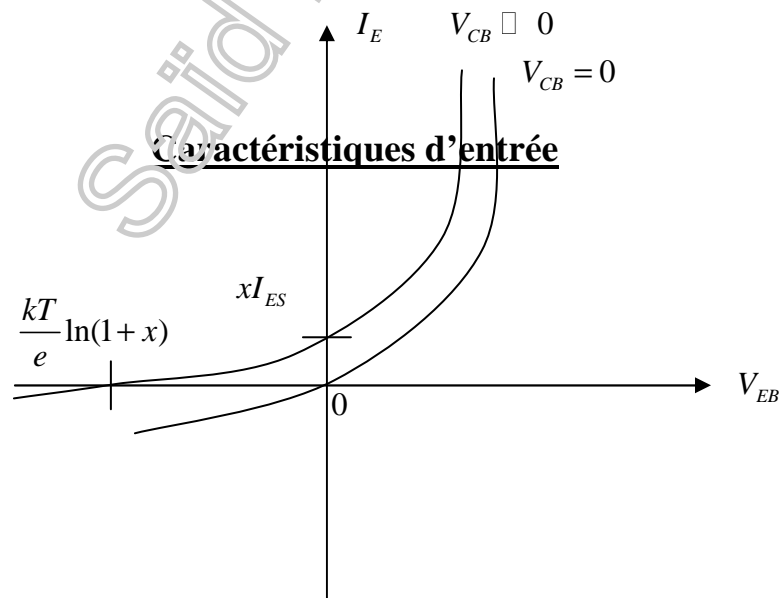
Ce qui correspond au modèle équivalent



**TRANSISTOR BIPOLAIRE : Caractéristique du montage à base commune**

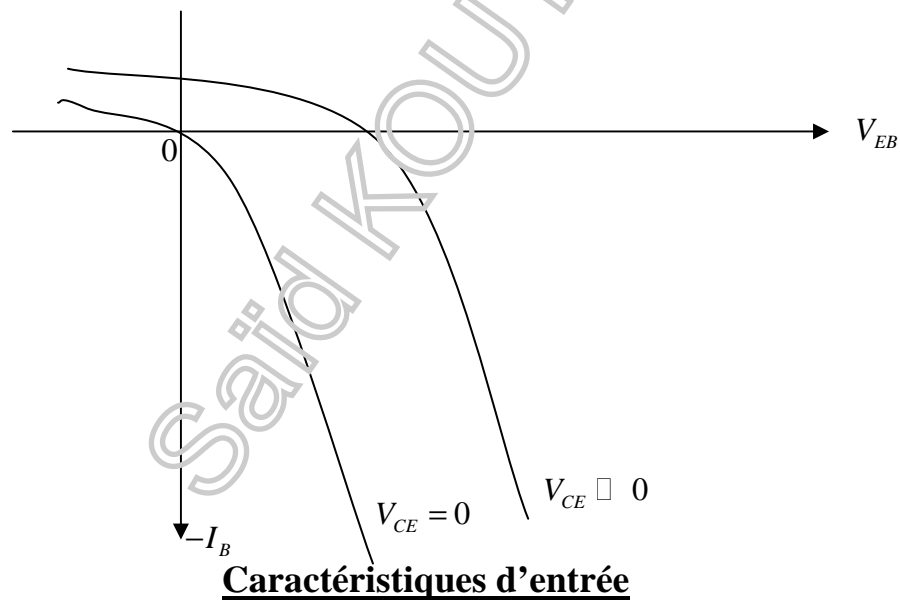
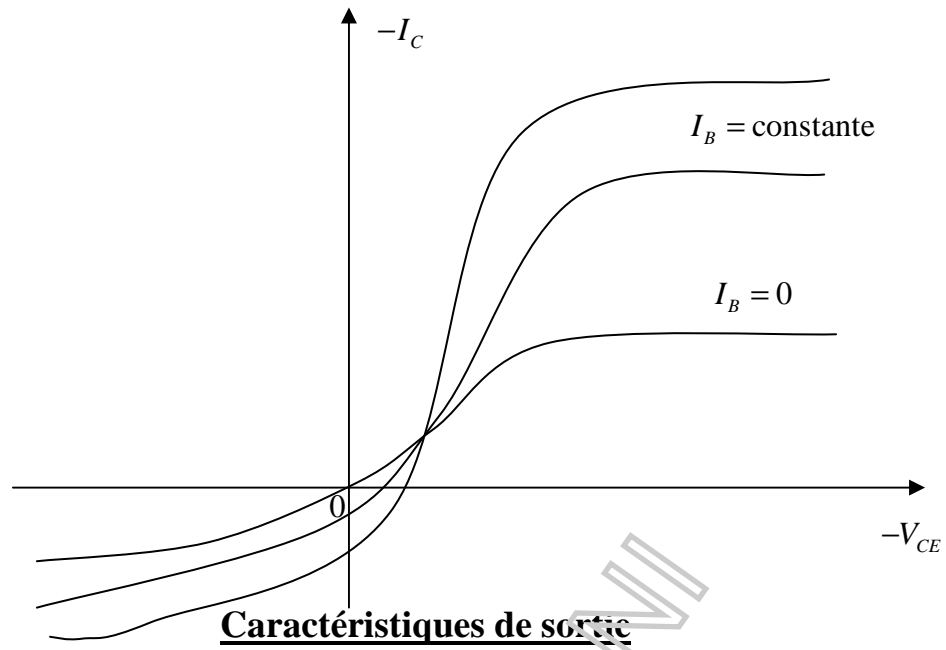


**Caractéristiques de sortie**



**Caractéristiques d'entrée**

**TRANSISTOR BIPOLAIRE : Caractéristiques du montage à émetteur commun**



Montage à émetteur commun :

On a :

$$I_B = -(I_E + I_C)$$

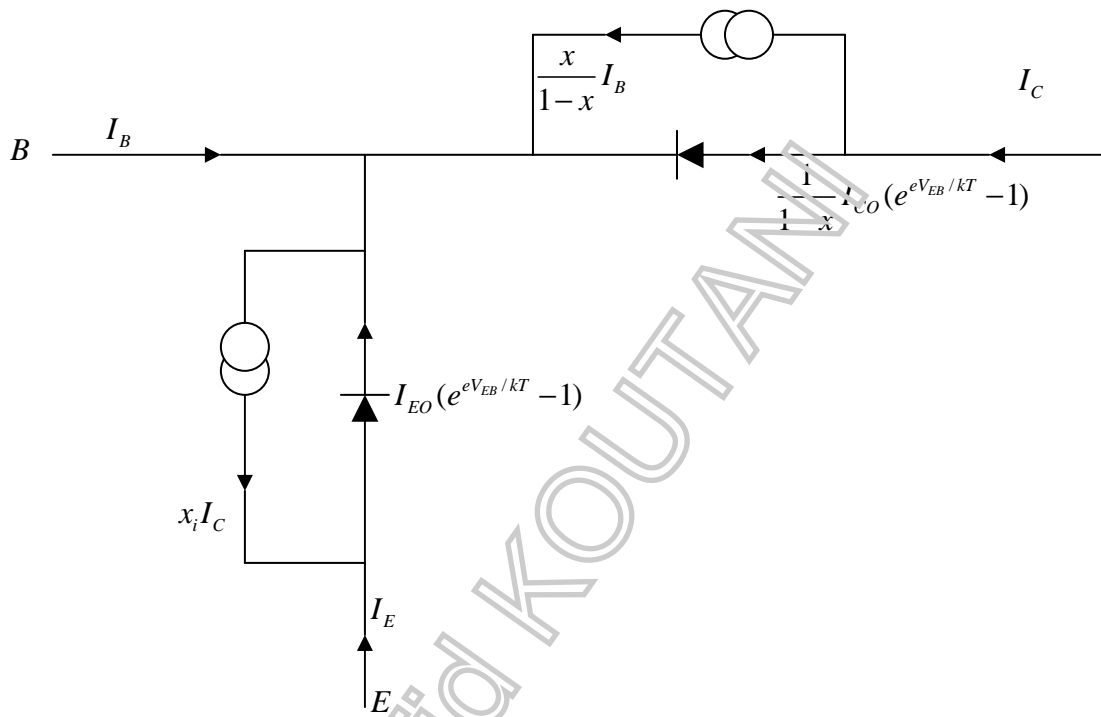
$$V_{CE} = V_{CB} - V_{EB}$$

Les équations d'Ebers-Moll s'écrivent :

$$I_C = \frac{x}{1-x} I_B + \frac{I_{CO}}{1-x} \left[ e^{(V_{CE} + V_{EB})/kT} - 1 \right]$$

$$I_B = -(1-x) I_{ES} \left[ e^{eV_{EB}/kT} - 1 \right] - (1-x_i) I_{CS} \left[ \frac{e(V_{CE} + V_{EB})}{kT} - 1 \right]$$

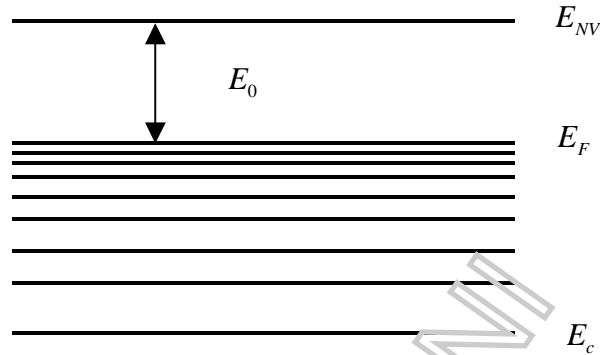
Ce qui correspond au modèle suivant :



# CONTACT METAL-SEMICONDUCTEUR

## 1- EMISSION THERMOELECTRONIQUE

### 1- Travail de sortie des électrons d'un solide



A zéro Kelvin, les électrons occupent des niveaux d'énergie jusqu'au niveau de Fermi. Pour sortir un électron, l'énergie minimale à fournir est  $E_0 = E_{NV} - E_F$ , où  $E_{NV}$  est le niveau du vide (sortie sans vitesse). Par excitation thermique, les électrons peuvent atteindre  $E_{NV}$  et sortir du solide, que celui-ci soit un métal ou un semiconducteur. Le flux des électrons constitue le courant dit thermoélectronique.

### 2- Contact Métal-Semiconducteur

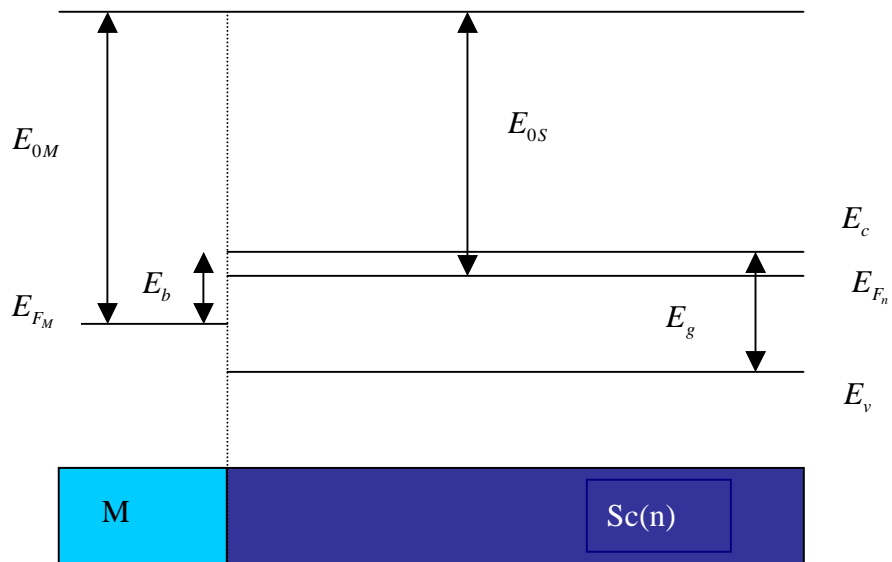
Le contact peut être simplement une soudure sur un semiconducteur ou tout autre dépôt métallique par un procédé physico-chimique. Pour déterminer le sens de déplacement des électrons dans l'évolution vers l'équilibre, on doit tenir compte des énergies de sortie et du type de semiconducteur (p ou n).

Considérons un semiconducteur du type n, et soit  $E_{0M}$  le travail de sortie du métal et  $E_{0S}$  le travail de sortie du semiconducteur. Plusieurs cas peuvent se présenter :

$$\underline{E_{0M} > E_{0S}}$$

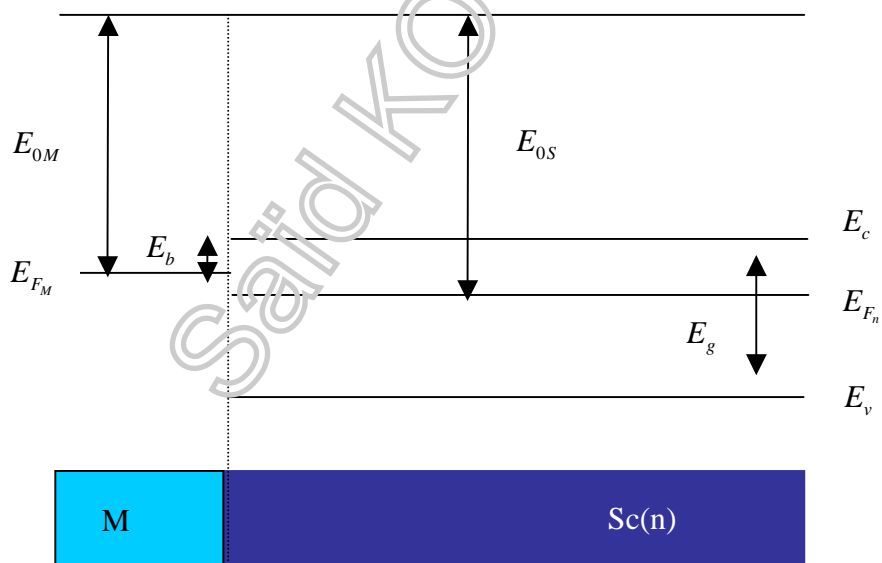
Rappelons que l'énergie de Fermi « indique » la concentration des électrons dans le solide. La différence des énergies de sortie implique un déséquilibre de concentration en électrons entre les éléments du système constitué après contact (M-S).

Ici, avec  $E_{0M} > E_{0S}$ , on doit avoir plus d'électrons dans le semiconducteur par rapport au métal. Initialement, le système ne se trouve donc pas à l'équilibre.



$$\underline{E_{0M} < E_{0S}}$$

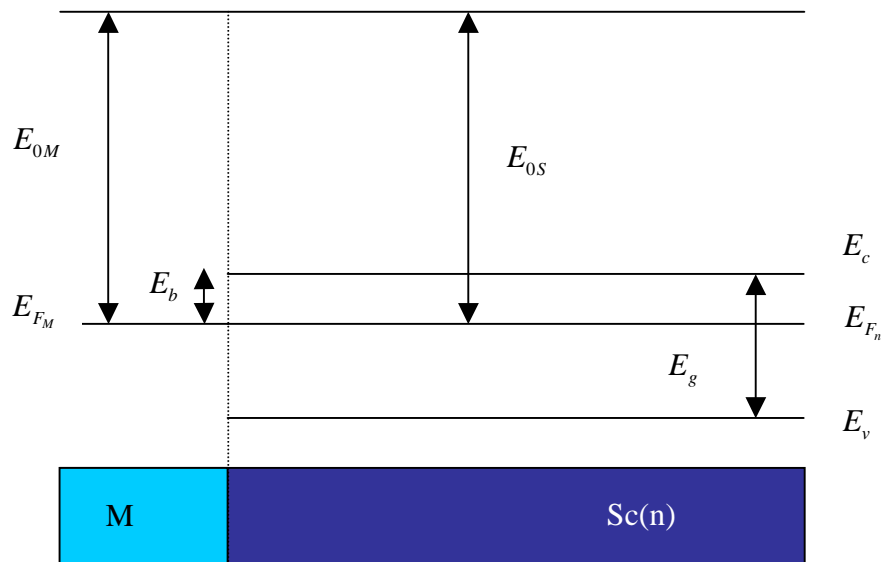
Ici, on doit avoir plus d'électrons dans le métal par rapport au semiconducteur. Le système n'est pas à l'équilibre ;



$$\underline{E_{0M} = E_{0S}}$$

Dans ce cas, on assiste à une situation d'équilibre, qui résulte initialement de l'égalité des niveaux de Fermi.





Dans tous les cas, pour sortir un électron du métal vers le semiconducteur l'électron doit passer de la bande de conduction du métal vers la bande de conduction du semiconducteur. Il y a une barrière d'énergie à franchir à l'interface des deux solides :

$$E_b = E_{0M} - (E_{NV} - E_c)$$

$(E_{NV} - E_c)$  représente l'affinité électronique du semiconducteur :

$$e\chi = (E_{NV} - E_c)$$

$e$  étant la charge de l'électron,  $\chi$  est donc un potentiel électrique.

## II- ETUDE DU CONTACT M-S AVEC $E_{0M} > E_{0S}$

Voici quelques énergies de sortie

Pour Al et Ag,  $E_{0M} = 4,3 eV$

Pour Cr,  $E_{0M} = 4,6 eV$

Pour Cu et Fe,  $E_{0M} = 4,4 eV$

Pour Pt,  $E_{0M} = 5,3 eV$ .

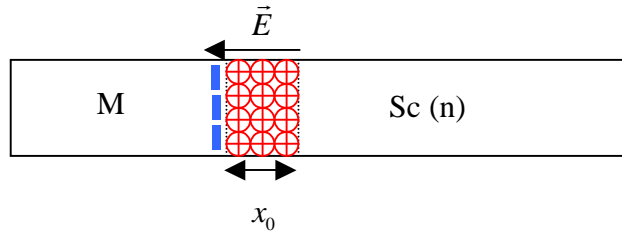
Quant aux semiconducteurs habituels

Pour Si,  $e\chi = 4,01 eV$  et  $E_{0,max} = 5,13 eV$

Pour Ge,  $e\chi = 4,13 eV$  et  $E_{0,max} = 4,79 eV$

Pour GaAs,  $e\chi = 4,07 eV$  et  $E_{0,max} = 5,50 eV$

### 1- Cas du semiconducteur (n)



Dès que le contact est établi, on assiste à une évolution vers l'équilibre. Comme dans la jonction pn, celui-ci correspond à l'égalité des niveaux de Fermi.

- On assiste à un flux d'électron du semiconducteur vers le métal. Ce flux laisse des ions donneurs ionisés avec une charge non compensée. La concentration de ces charges fixes est  $en_d$  sur une profondeur  $x_0$ . Les électrons arrivent sur la surface du métal, qui se trouve donc chargée négativement. Il n'y a donc de déplétion que dans le semiconducteur sur une profondeur  $x_0$ .
- Au cours de l'évolution vers l'équilibre, se crée un champ électrique dirigé du semiconducteur vers le métal. Ce champ va s'opposer au flux des électrons. A l'équilibre, il est suffisant pour stopper ce flux.
- A l'équilibre, il y a égalité des niveaux de Fermi.

On a donc la densité  $\rho$  nulle partout, sauf lorsque  $0 < x < x_0$ .

#### a- Zone de déplétion

Comme pour la jonction pn on calcule le champ et le potentiel électriques, à partir de l'équation de Poisson.

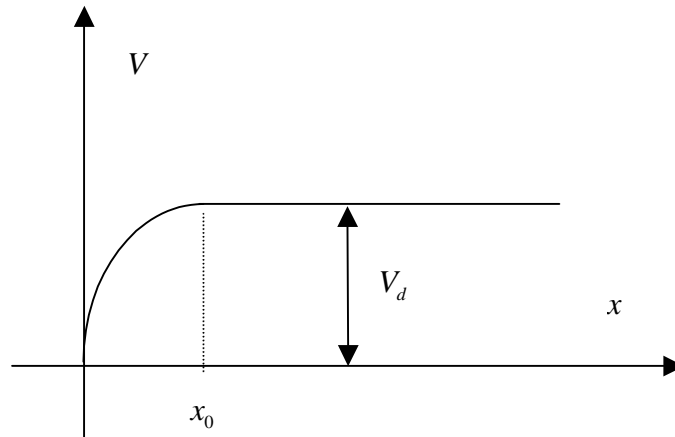
Avec  $E = 0$  pour  $x \geq x_0$  et l'origine du potentiel prise  $x = 0$ , on trouve dans la zone de déplétion

$$E(x) = \frac{en_d}{\epsilon_s} (x - x_0)$$

$$V(x) = \frac{en_d}{\epsilon_s} \left( \frac{x^2}{2} - x_0 x \right)$$

Le tension de diffusion est donc donnée par

$$V_d = V(x_0) - V(0) = \frac{en_d}{2\epsilon_s} x_0^2$$

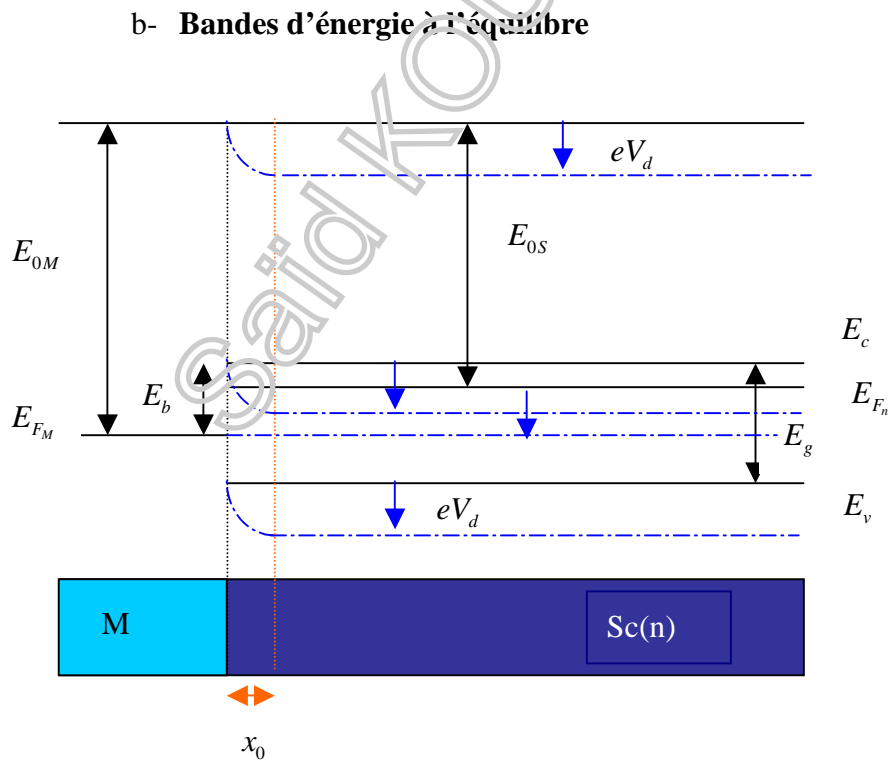


D'où la largeur de la zone de déplétion

$$x_0 = \left( \frac{2\epsilon_s V_d}{en_d} \right)^{1/2}$$

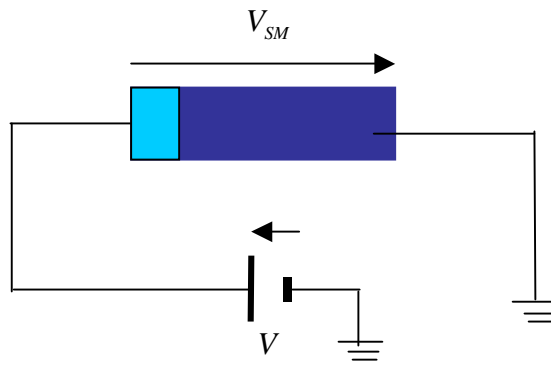
Il est utile de rappeler que l'énergie  $eV_d$  est celle qui équilibre les niveaux de Fermi à l'équilibre. On a

$$eV_d = E_{0M} - E_{0S} = E_{F_M} - E_{F_n}$$

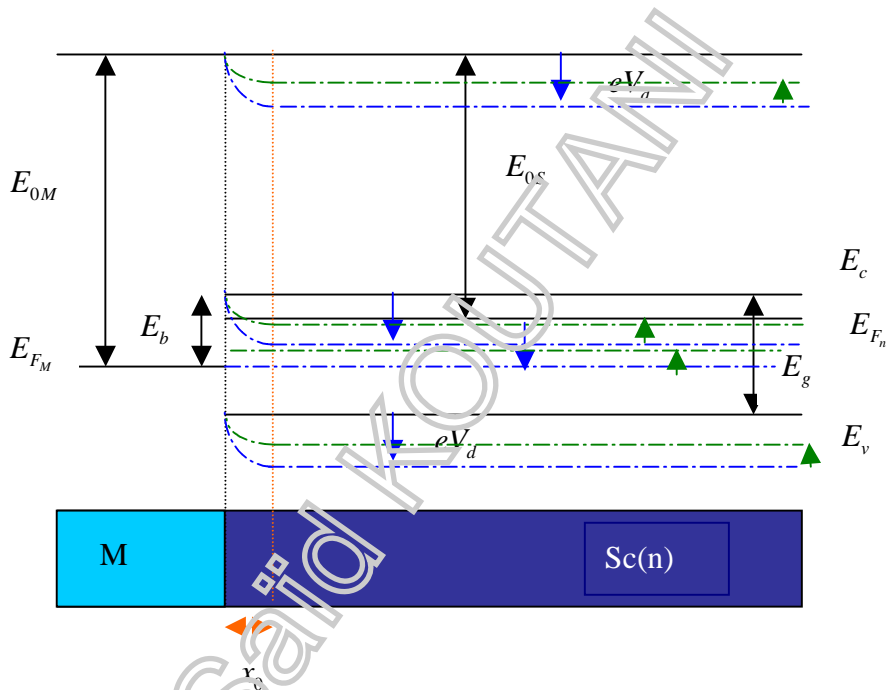


**c- Polarisation de la structure**

La barrière d'énergie  $eV_d$  a stoppé le flux des électrons. Si on abaisse cette barrière, en polarisant la structure, *a priori* le flux reprend.



En abaissant le potentiel du semiconducteur par rapport au métal, on augmente l'énergie des électrons dans le semiconducteur. Il s'agit là évidemment d'une polarisation directe.



On comprend qu'une polarisation inverse ne peut qu'augmenter la barrière. La structure fonctionne par conséquent de façon similaire à une diode pn. Le contact M-Sc(n) avec  $E_{0M} > E_{0S}$  est redresseur : diode Schottky.

#### d- Capacité différentielle (ou de déplétion)

A l'interface, on a

$$Q = |Q_m| = Q_{sc} = en_d x_0 S$$

La capacité est donnée par

$$C(V) = \frac{dQ}{dV} = S \left( \frac{\epsilon_s en_d}{2} \right)^{1/2} (V_d - V)^{-1/2}$$

C est généralement de l'ordre de  $10^{-12}$  Farad .

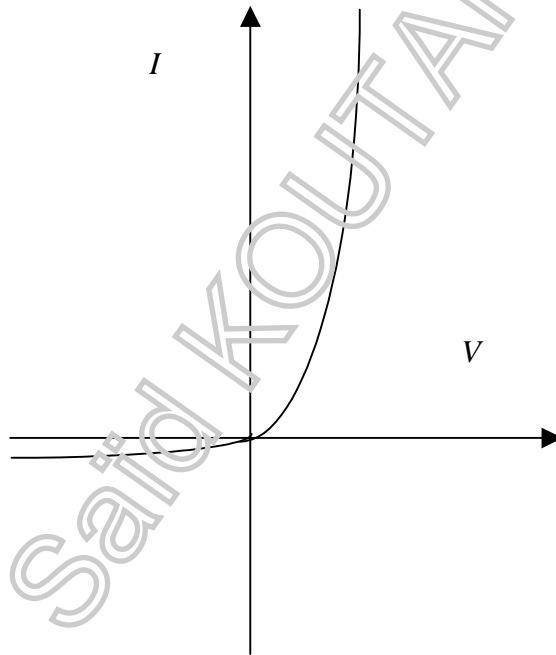
## e- Caractéristique Courant-tension

Ici le courant est dû aux porteurs majoritaires. Dans la diode Schottky, on montre que la caractéristique est de la forme

$$I = I_s \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right),$$

On montre que  $I_s = SRT^2 e^{-\frac{E_b}{kT}}$ , où  $S$  est la section de contact,  $R$  est la constante de Richardson et  $E_b$  l'énergie de barrière Métal/Semiconducteur. On a  $\frac{4\pi em_e k^2}{h^2}$ .

Il est utile de remarquer la différence dans la forme de dépendance en température entre la jonction pn et la diode Schottky.



### 2- Cas du semiconducteur p

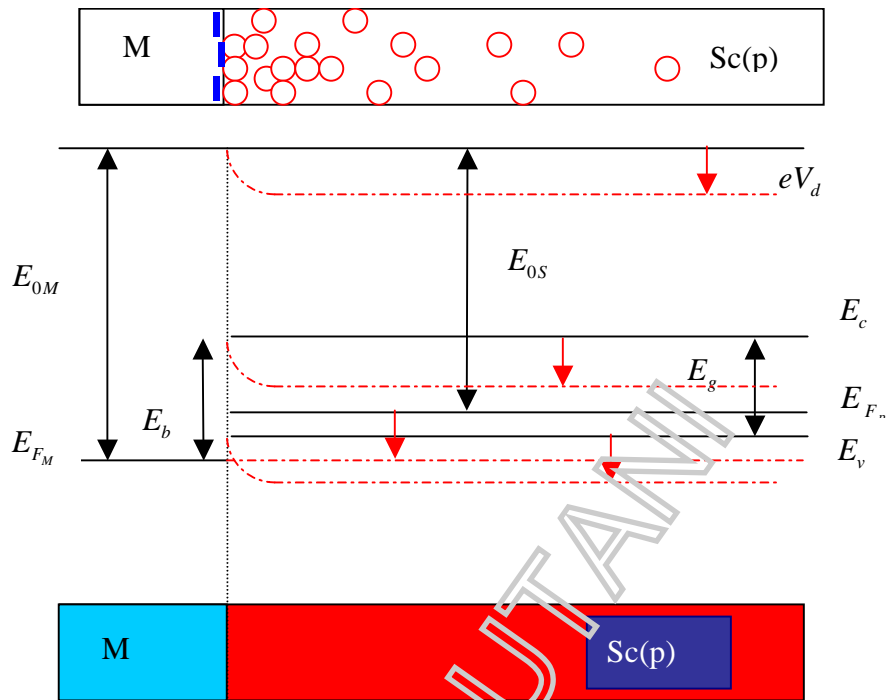
Nous conservons la condition  $E_{0M} > E_{0S}$ .

Au contact, là encore le système se trouve hors équilibre. Les électrons alors vont diffuser du semiconducteur vers le métal jusqu'à l'égalité des niveaux de Fermi. Il faut cependant remarquer :

- Les porteurs libres majoritaires dans le semiconducteurs sont les trous et non pas les électrons.
- Chaque électron quittant le semiconducteur laisse derrière lui un trou (provenant du Silicium intrinsèque), non compensé, dans le semiconducteur contenant des trous majoritaires.

On assiste donc ici à une accumulation de charges positives et il n'y a pas de zone vide de charges libres. Il n'y a pas de zone de déplétion.

En conséquence, il ne s'agit pas d'un contact redresseur. Il constitue une résistance.



### III- CONTACT M-S AVEC $E_{0M} < E_{0S}$

Avec le même raisonnement, on obtient dans ce cas des résultats opposés à ceux du cas précédent. C'est-à-dire :

Pour un semiconducteur (n) :	contact résistif
Pour un semiconducteur (p) :	contact redresseur.

La diode Schottky ne présente pratiquement pas de temps de recouvrement,  $t_r$  est inférieur à la nanoseconde. Les fréquences d'utilisation peuvent atteindre 100 GHz.

# STRUCTURE MOS

## I- INTRODUCTION

Il s'agit de la structure Métal-Oxyde-Semiconducteur. Sa réalisation est simple : on oxyde le semiconducteur thermiquement pour former une couche d'isolant ( $\text{SiO}_2$ ) de 10 à 50 nm, que l'on métallise.

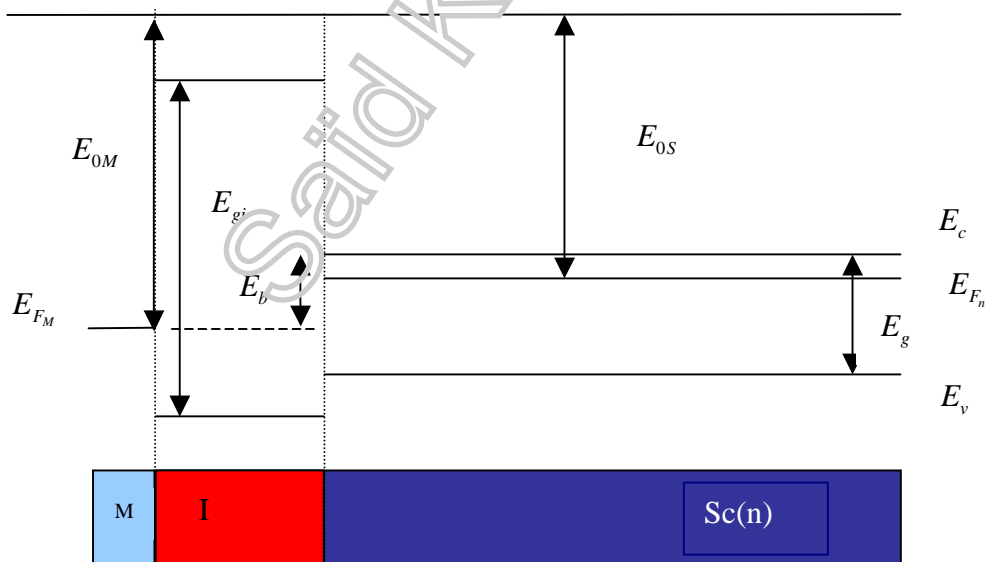
### 1- Diagramme d'énergie d'une structure M.I.S..

Le métal est caractérisé par son travail de sortie  $E_{0M}$  et le semiconducteur par son travail de sortie  $E_{0S}$  et par son affinité électronique  $e\chi_s = E_{NV} - E_c$ . Quant à l'isolant, il est caractérisé par son gap  $E_{gi}$ , très important, et par son affinité électronique  $e\chi_i = E_{NV} - E_{ci}$ .

Si le métal et le semiconducteur sont reliés électriquement (par un simple fil), ils constituent un seul système thermodynamique, leur niveau de Fermi s'alignent et une différence de potentiel, créée par la différence des travaux de sortie, apparaît :

$$eV_d = E_{0M} - E_{0S}$$

On est ramené en fait à la situation du contact Métal-Semiconducteur. Suivant les valeurs de  $E_{0M}$  et de  $E_{0S}$ ,  $V_d$  peut être positif ou négatif. L'état d'équilibre dépend évidemment du type de semiconducteur (**n** ou **p**).



A l'équilibre, la structure se comporte comme un condensateur plan dont la tension  $V_d$  entre les armatures est constante. La charge dépend de la capacité donc de la distance entre les armatures. Si cette distance diminue, la capacité, donc la charge, augmente.

La charge dans le métal  $Q_m$  est égale et de signe opposé à celle dans le semiconducteur  $Q_s$ . Compte tenu des grandes différences de densités d'états disponibles entre le métal et le

semiconducteur, cette charge sera confinée sur une fraction de couche atomique dans le métal (épaisseur supposée nulle). La charge dans le semiconducteur s'étend sur quelques dizaines d'Angströms dans le cas d'une accumulation des porteurs majoritaires et sur quelques milliers d'Angströms dans le cas d'une désertion de porteurs majoritaires.

Dans le cas d'une structure Aluminium-SiO<sub>2</sub>-Si les ordres de grandeurs des différents paramètres physiques sont :

- Travail de sortie de l'aluminium :  $E_{0m} = 4,1 \text{ eV}$  .
- Affinité électronique de SiO<sub>2</sub> :  $e\chi_i = 0,9 \text{ eV}$  .
- Hauteur du gap de Si :  $E_g = 1,1 \text{ eV}$  .
- Affinité électronique de Si :  $e\chi_s = 4,05 \text{ eV}$  .
- Hauteur de la BI de SiO<sub>2</sub> :  $E_g = 8,1 \text{ eV}$  .

## 2- La structure Métal-Oxyde-Semiconducteur idéale

Pour comprendre les différents états d'une capacité MOS en fonction de la polarisation, nous considérons une structure idéale :

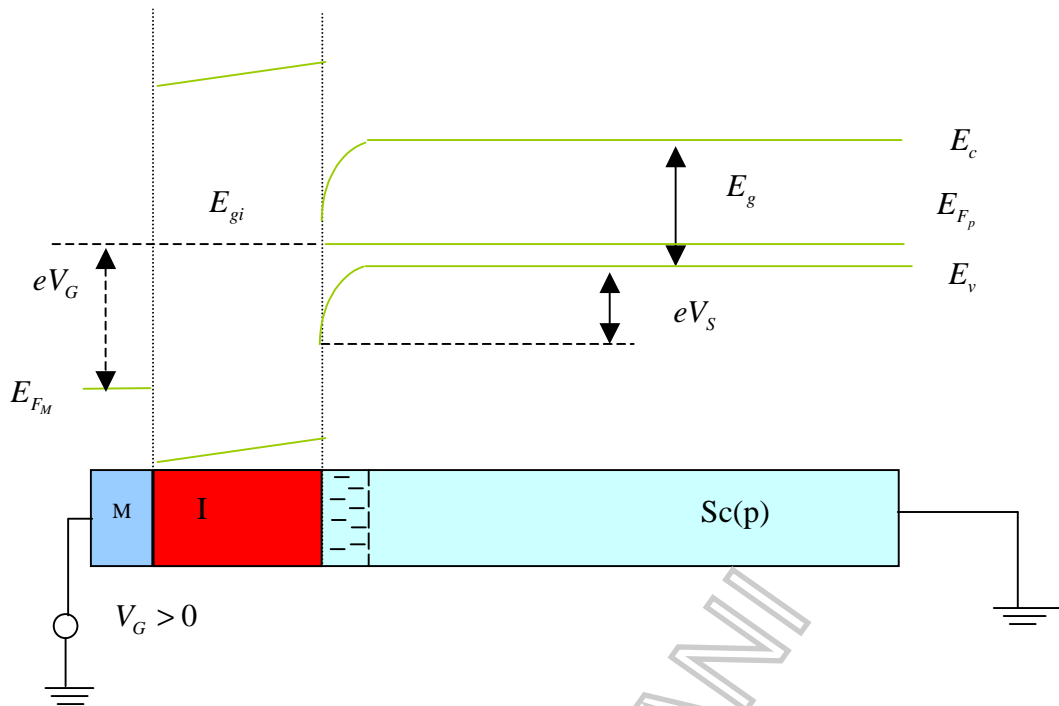
- les travaux de sortie du métal et du semiconducteur sont identiques :  $E_{0M} = E_{0S}$  . On est en régime de bandes plates (flat band) Le dopage  $n_a$  du semiconducteur est uniforme pour un semiconducteur **P**.

- Il n'y a pas de charges dans l'oxyde, l'isolant est parfait.

La structure MOS est polarisée par une tension appliquée entre le métal et le semiconducteur. Par convention cette tension  $V_G$ , dite tension de la grille est positive lorsque le contact métallique est à un potentiel supérieur au potentiel du contact sur le semiconducteur. Rappelons que la courbure des bandes d'énergie dans le semiconducteur représente la variation de l'énergie potentielle  $-eV$  des électrons. On obtient la structure suivante sous  $V_G > 0$ , laquelle correspond à un régime de déplétion que nous allons étudier maintenant.

### a- Structure des bandes d'énergie





Le potentiel dans le semiconducteur varie de zéro à  $V_s$ . C'est un régime de déplétion dans lequel des électrons se recombinent avec des trous, nombreux dans le semiconducteur P, et donnent naissance à des charges négatives fixes proche de l'isolant. C'est la charge  $Q_s$  du semiconducteur. Le métal se trouve donc chargé en surface d'une quantité  $Q_m = -Q_s$ .

### b- Forme du potentiel dans la structure en régime de déplétion

On a la distribution de charges suivante :

- pour  $x < -x_m$ , on a  $\rho = 0$ ,
- pour  $-x_m < x < 0$ , on a  $\rho = 0$ ,
- pour  $0 < x < x_p$ , on a  $\rho = -en_a$ .

Dans le semiconducteur, on a avec l'équation de Poisson et les conditions  $E = 0$  et  $V = 0$  en  $x = x_d$  :

$$E = \frac{en_a}{\epsilon_s}(x - x_d) \quad \text{et} \quad V = \frac{en_a}{\epsilon_s} \left( \frac{x^2}{2} - x_d x \right) + \frac{en_a}{2\epsilon_s} x_d^2$$

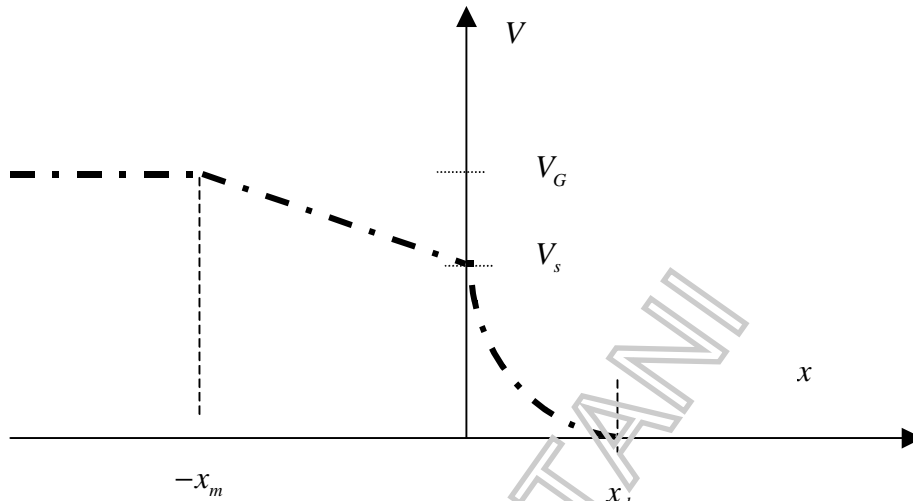
On pose  $V_s = V(0)$ . La largeur de la zone de déplétion est donnée par

$$x_d = \left( \frac{2\epsilon_s V_s}{en_a} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Dans l'isolant, on a avec  $V(-x_m) = V_G$  :

$$V = -\frac{V_G - V_s}{x_m} x + V_s.$$

D'où l'évolution :



Cette forme de potentiel explique la structure de bande d'énergie présentée ci-dessous.

### c- Capacité de la structure

- Dans l'isolant la tension chute de  $V_G$  à  $V_s$ . L'isolant peut être considéré comme un condensateur de capacité

$$C_i = \frac{Q_m}{V_G - V_s} = \frac{Q_m}{\Delta V_i}.$$

En régime dynamique, on a

$$C_i = \frac{dQ_m}{d(\Delta V_i)}$$

- Dans le semiconducteur, la tension chute de  $V_s$  à 0. La capacité liée à cette chute en régime dynamique est

$$C_s = -\frac{dQ_s}{dV_s}$$

La structure MOS se comporte comme un condensateur de capacité

$$C = \frac{dQ_m}{dV} = -\frac{dQ_s}{dV}.$$

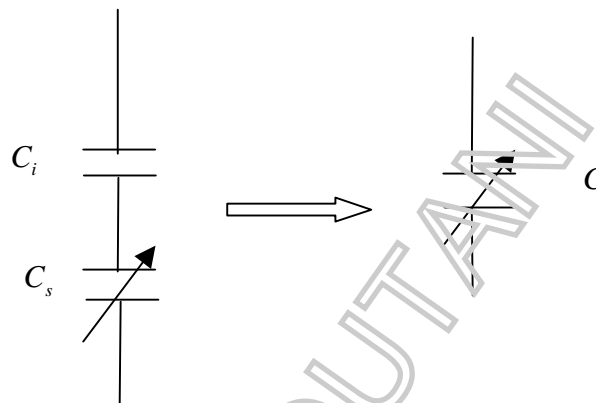
Avec

$$d\Delta V_i = dV_G - dV_s = -\frac{dQ_s}{C} + \frac{dQ_s}{C_s} = \frac{dQ_m}{C_i} = -\frac{dQ_s}{C_i},$$

on a :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_s} + \frac{1}{C_i}.$$

L'épaisseur de l'isolant étant constante, la capacité  $C_i$  est fixe. Ce qui n'est pas le cas pour la capacité du semiconducteur. La structure MOS correspond à deux capacités en série, l'une constante et l'autre variable.



### III-LES REGIMES D'INVERSION ET D'ACCUMULATION

#### 1- Régime d'accumulation

Considérons la structure métal-SiO<sub>2</sub>-Si(p) précédente. On applique maintenant une tension négative :  $V_G < 0$ . Sur l'électrode métallique apparaît une charge négative :

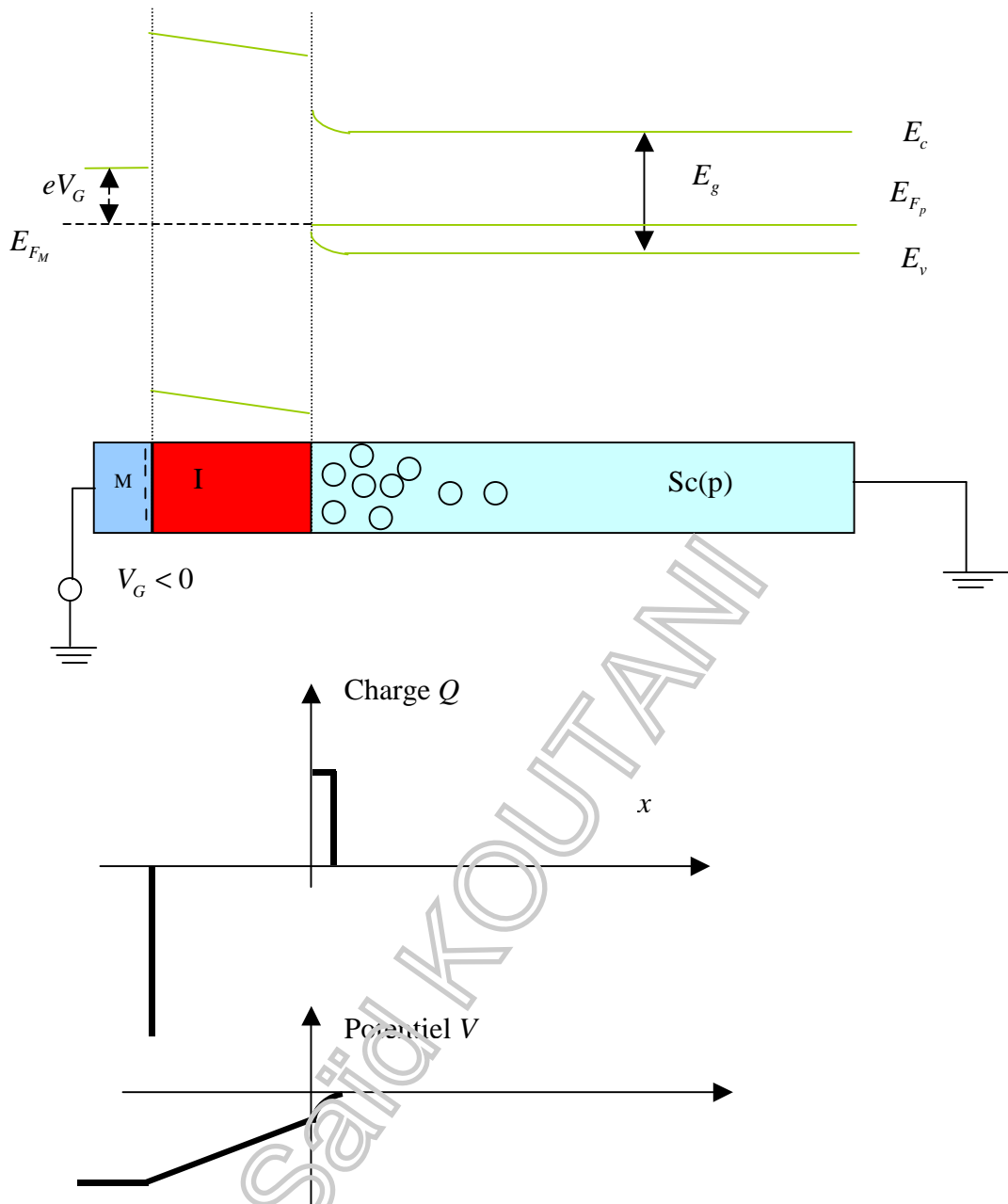
$$Q_m < 0$$

Par effet d'influence, les trous sont attirés vers l'interface Isolant-semiconducteur pour former la charge positive :

$$Q_s = -Q_m > 0$$

Il se forme une accumulation de trous dans le semiconducteur, proche de l'isolant. C'est le régime d'accumulation. Avec plus de porteurs libres, la conductivité au voisinage de l'interface Isolant-Semiconducteur est augmentée. Il y a un départ d'électrons du semiconducteur P, mais on a toujours une neutralité électrique globale du composant.

Le champ électrique dans l'isolant (dépourvu de charges piégées) est constant et le potentiel de surface  $V_s$  est très légèrement négatif.



La capacité totale de la structure est donnée par

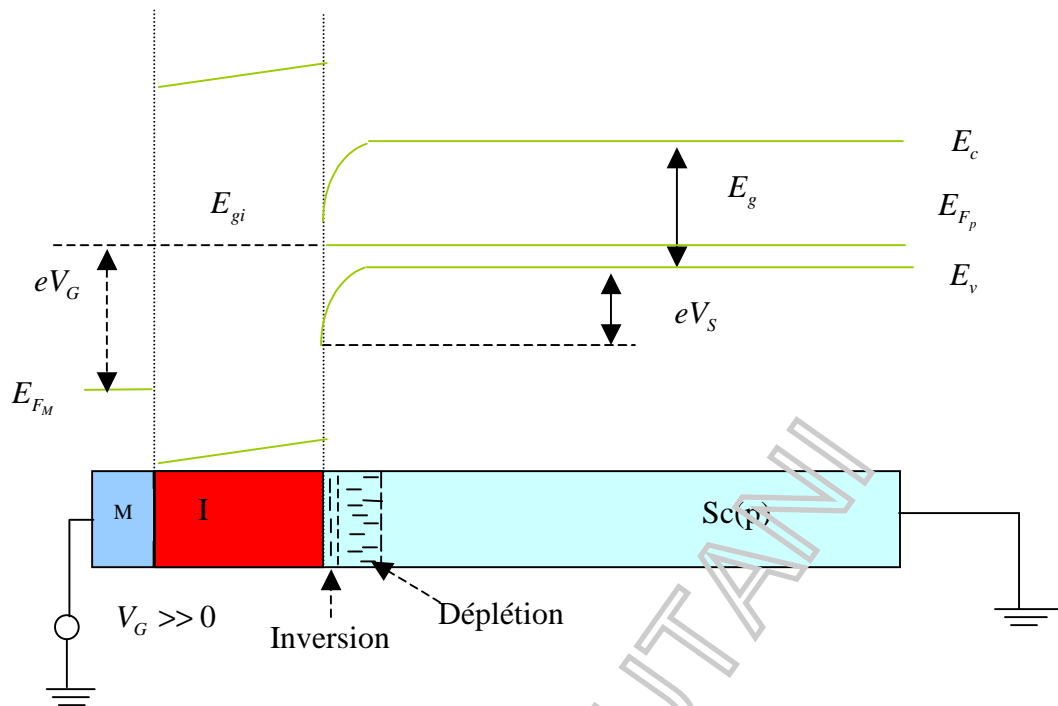
$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_i} + \frac{1}{C_s}$$

Pratiquement la valeur minimale de  $C_s$  est supérieur à  $C_i$ . On a donc

$$\frac{1}{C} \approx \frac{1}{C_i} = \frac{x_m}{\epsilon_i} \text{ en } F^{-1}.cm^2$$

## 2- Régime d'inversion

Si on applique maintenant une tension positive relativement importante, la structure MOS se trouve dans un état d'inversion. Il s'agit en fait de l'inversion du semiconducteur P en semiconducteur N.



Lorsque la tension de polarisation est positive (déplétion), il y a une arrivée d'électrons dans le semiconducteur qui se recombinaient avec des trous. La densité de trous diminue donc dans le semiconducteur mais reste supérieure à la densité des électrons pour que le semiconducteur demeure **p**. Si la tension est relativement importante, la disparition des trous devient importante et le semiconducteur s'inverse en **n** ( $n > p$ ). C'est proche de l'isolant que cette inversion s'opère, les électrons étant influencés par la charge positive à la surface du métal.

Il existe deux régimes d'inversion :

- Régime de faible inversion : Les charges de déplétion prépondérantes.

On peut écrire la tension  $V_G$  sous la forme

$$V_G = V_s - \frac{Q_s}{C_i}$$

Mais tenant compte du fait que cette charge est principalement de déplétion  $Q_s \approx -en_a x_d = -(2en_a \epsilon_s V_s)^{\frac{1}{2}}$ , on peut écrire

$$V_G = V_s - \frac{(2en_a \epsilon_s V_s)^{\frac{1}{2}}}{C_i}$$

- Régime de forte inversion : les charges libres sont prépondérantes. La densité des électrons devient importante dans la zone de charges d'espace.

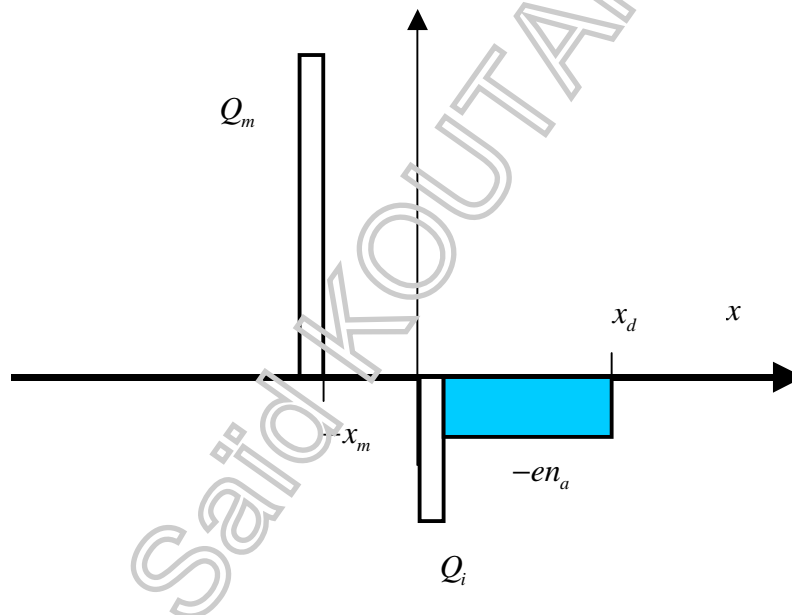
Il existe une valeur de  $V_s$  que l'on montre égale à  $\frac{2kT}{e} \ln \frac{n_a}{n_i}$  à laquelle on passe de la faible à la forte inversion. La tension seuil de la structure est donc :

$$V_T = \frac{2kT}{e} \ln \frac{n_a}{n_i} - \frac{\left( 2en_a \epsilon_s \frac{2kT}{e} \ln \frac{n_a}{n_i} \right)^{\frac{1}{2}}}{C_i}$$

Au-delà du seuil de forte inversion, la charge par unité de surface est

$$Q_s = Q_i + Q_s = Q_i - en_a(x_d - x_i)$$

où  $Q_i$  et  $Q_s$  sont respectivement la charge des électrons d'inversion et la charge de la zone désertée.



La charge stockée est donc commandée par le potentiel  $V_G$  du métal. La charge du métal est donc compensée par les deux types de charges  $Q_i$  et  $Q_s$ . Toute variation de  $V_G$  s'accompagne d'une variation de  $Q_i$  et  $Q_s$ . Or si la tension augmente rapidement les électrons de la charge d'inversion ne peuvent apparaître instantanément, c'est un phénomène relativement lent. C'est donc la charge de déplétion  $Q_s$  qui va croître dans un premier temps pour équilibrer  $Q_m$ . Elle va ensuite décroître avec la croissance de la charge d'inversion. On comprend donc que les caractéristiques de la capacité MOS vont dépendre de la fréquence du signal.

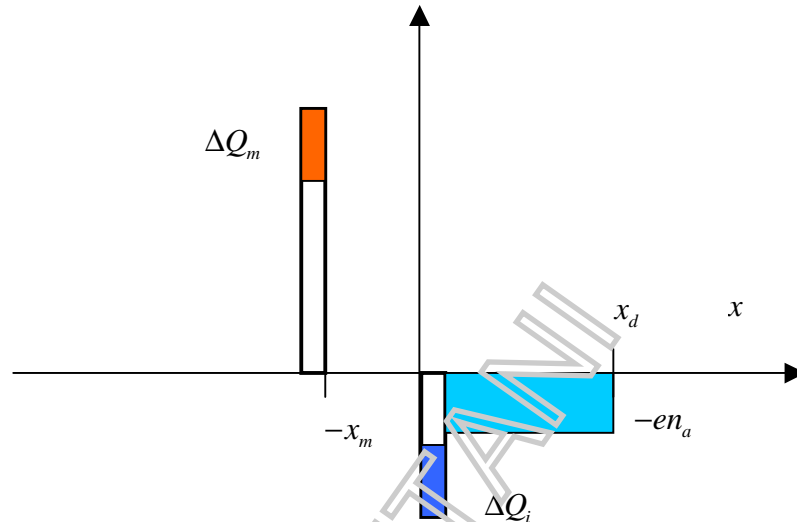
Qu'en est-il alors de la capacité ?

Toute variation de la tension s'accompagne d'une variation  $\Delta Q_m$  de la charge de la grille.

- **En basse fréquence cette variation est lente.** Elle est compensée par la charge d'inversion. La capacité qui en résulte est

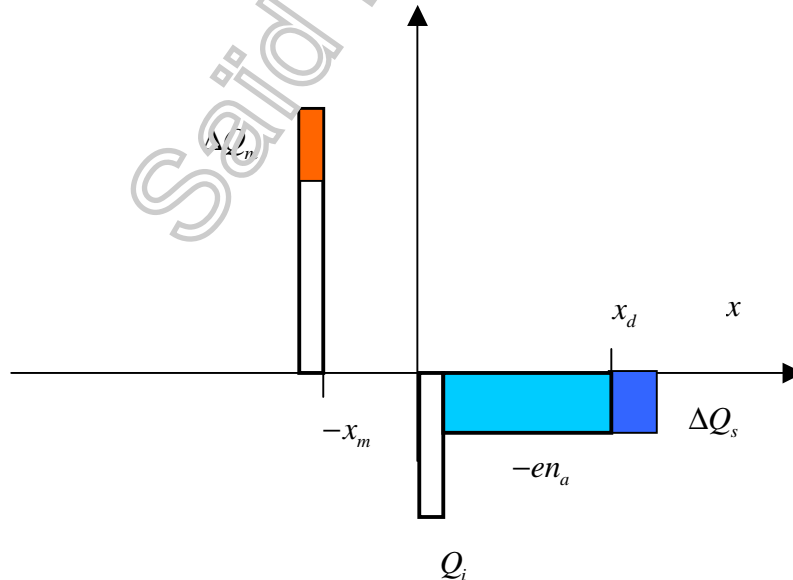
$$C_{inv} = C_i = \frac{\epsilon_i}{x_m} \text{ en } F.cm^{-2}$$

Notons qu'il s'agit d'une capacité constante.



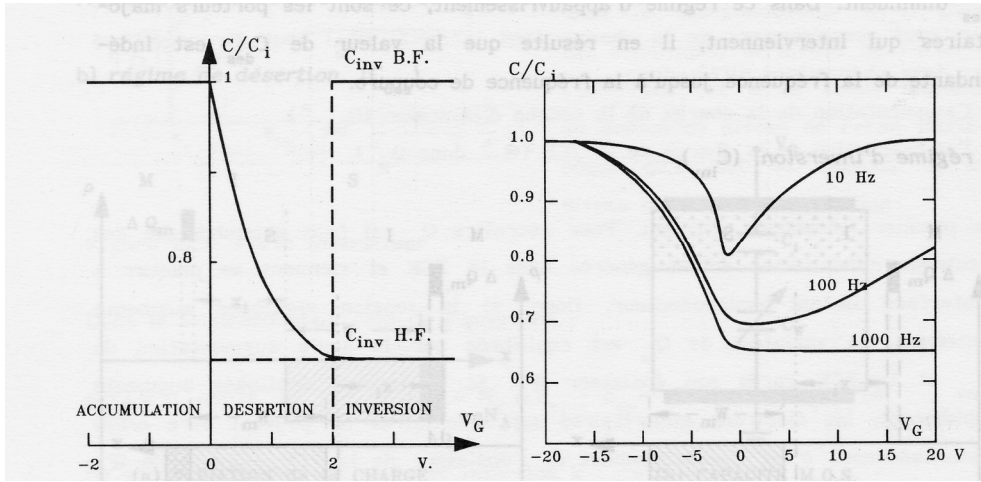
- En haute fréquence, cette variation est rapide. C'est la charge de déplétion qui la compense dans ce cas.

$$\frac{1}{C_{inv}} = \frac{1}{C_i} + \frac{1}{C_s} = \frac{x_m}{\epsilon_i} + \frac{x_d}{\epsilon_s}, \text{ c'est-à-dire } C_{inv} = \frac{\epsilon_i}{x_m + \frac{\epsilon_i}{\epsilon_s} x_d}$$



La largeur de la zone de déplétion sature en forte inversion. Cela implique une capacité constante avec la tension de la grille.

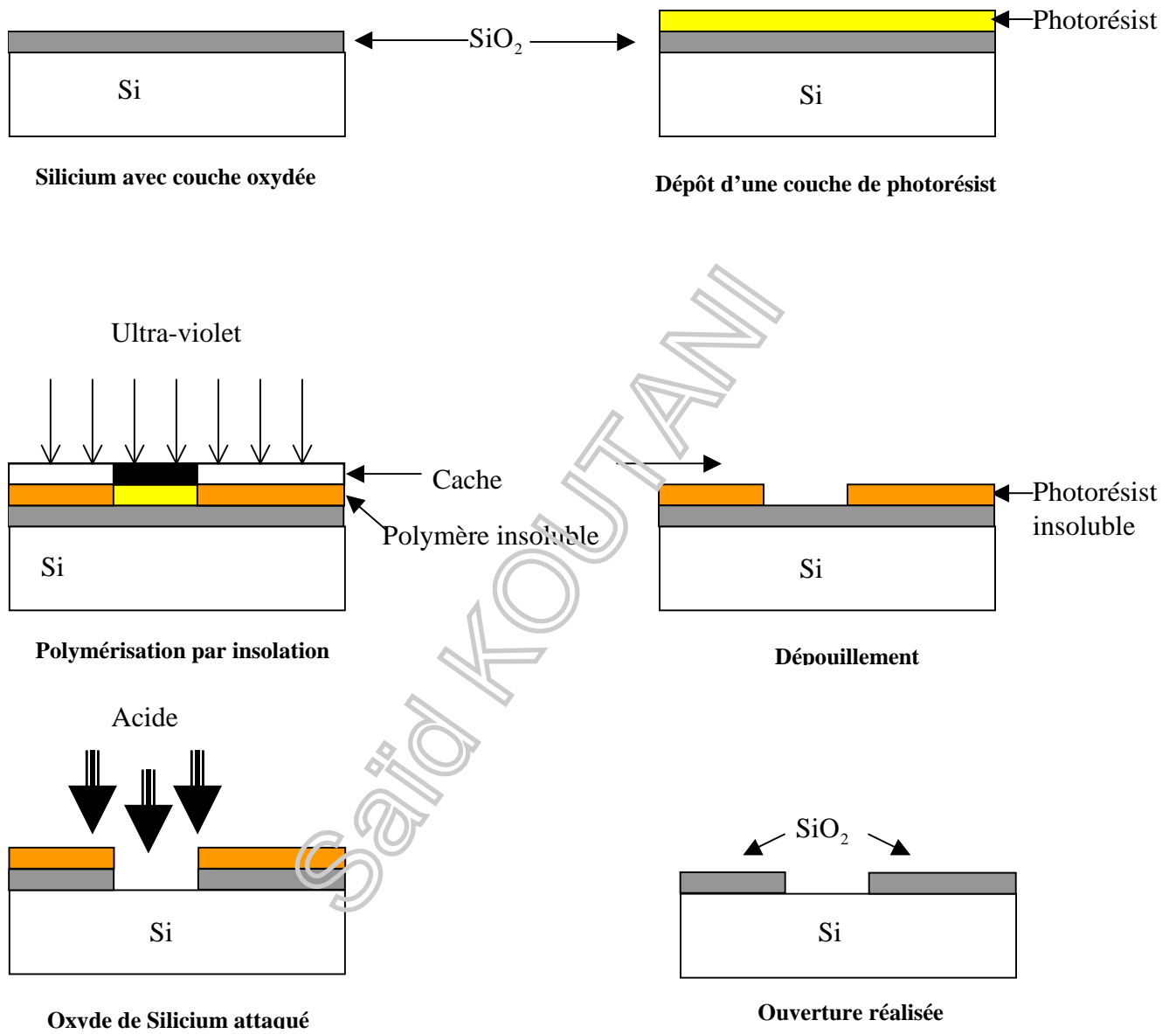
Ci-après sont résumés nos résultats (fig. à gauche) et des données expérimentales (fig. à droite).



Saïd KOUTANI



# LITHOGRAPHIE

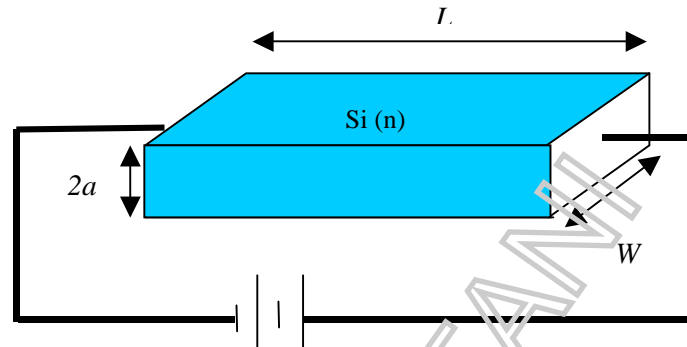


Saïd KOUTANI

## TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP

### I- TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A JONCTION

Soit un barreau de Silicium (n) de longueur  $L$ , d'épaisseur  $2a$  et de largeur  $W$ . On a  $S_0 = 2aW$ .



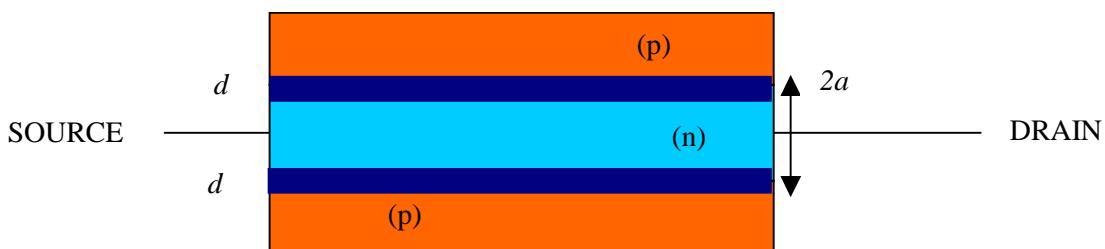
Les deux côtés du semiconducteurs sont métallisés pour réaliser des contacts d'électrodes, mais la métallisation n'a qu'un effet résistif, c'est-à-dire que le métal est choisi avec  $E_{0M} > E_{0S}$ . Le semiconducteur se comporte comme une simple résistance dont l'importance dépend du dopage. La conductivité est

$$\sigma = en\mu_n + ep\mu_p \approx en\mu_n \approx en_d\mu_n$$

La conductance s'écrit alors  $G_0 = \sigma \frac{S_0}{L} = \frac{en_d\mu_n S_0}{L}$ , on a l'expression de la loi d'Ohm

$$I_D = G_0 V_D = \left( \frac{en_d\mu_n S}{L} \right) V_D$$

On cherche à moduler la conductance  $G$  en fonction de la surface  $S$  du dispositif. Cela est possible techniquement, si on crée une zone de déplétion dans le semiconducteur (n). Dans le transistor à effet de champ à jonction, la déplétion résulte d'un contact **pn**.



En supposant, pour les deux types de semiconducteurs, que  $n_a \ll n_d$ , on considère la déplétion uniquement dans **n**. Il apparaît deux zones de déplétion d'épaisseur  $2d$ . La canal présente donc un ouverture de  $(2a - 2d)$ . La conductance du canal n'est plus  $G_0$ , mais

$$G = \sigma \frac{S}{L} = \frac{en_d \mu_n W}{L} (2a - 2d).$$

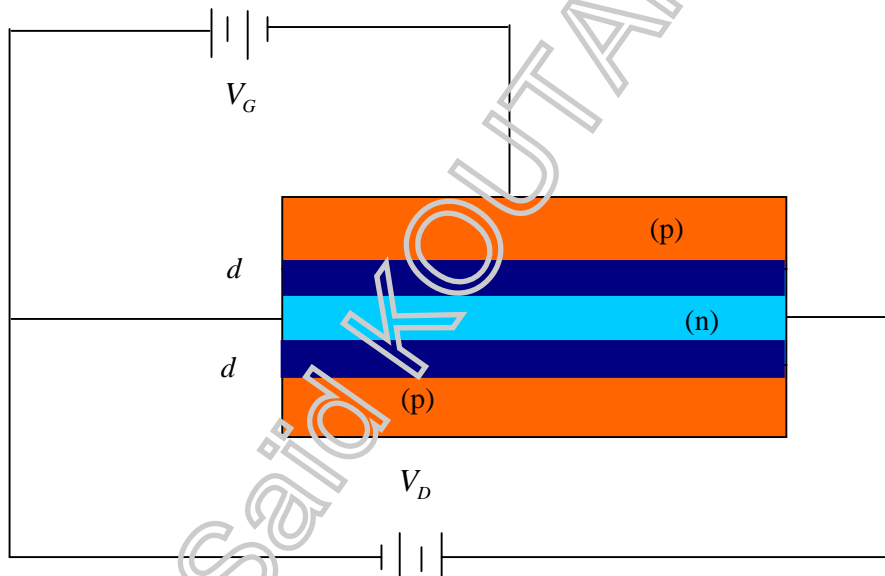
Il existe alors une épaisseur minimale au-delà de laquelle, seulement, le canal n'est pas fermé. On doit avoir  $2a > 2a_m = 2d$ . Le canal peut être fermé en l'absence de toute polarisation.

Avec  $d = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{en_d} V_d}$ , on constate que la dimension  $a_m$  dépend du dopage des semiconducteurs.

La largeur  $d$  devient modulable, si l'on polarise les deux jonctions **pn**. Mais l'uniformité de la déplétion le long du canal dépend de la tension à laquelle celui-ci est soumis.

La source est au potentiel  $V_s$  que l'on supposera toujours nul, et le drain est au potentiel  $V_D$ .

Le canal est donc soumis à la tension  $V_D$ .



### 1- Canal équipotentiel

La tension de la grille est toujours négative. On a, par conséquent, dans le sens transversal deux jonctions **pn** polarisées en inverse. Il n'y a donc pas de courant de grille.

**a-** Si  $V_D$  est nul, la déplétion est uniforme et sa largeur est

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{en_d} (V_d - V_G)}$$

Là encore, il existe une possibilité de fermeture du canal. Il suffit d'appliquer une tension dite de pincement donnée par :

$$V_G = V_p = -\frac{en_d a^2}{2\epsilon_s} + V_d$$

**b-** Si  $V_D$  est faible, le potentiel dans le canal est pratiquement constant. La déplétion reste donc uniforme.

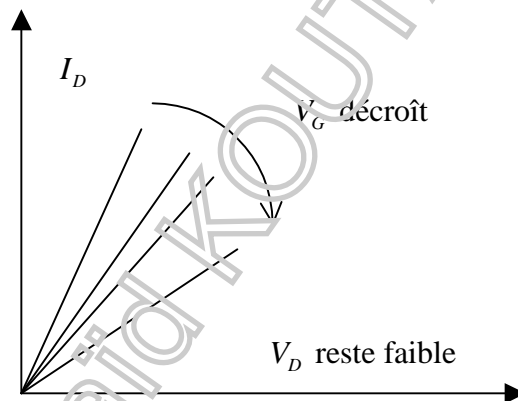
Supposons que  $V_G < V_p$ , c'est-à-dire que le canal n'est pas fermé. Et, calculons la conductance du canal.  $G$  est donné par :

$$G = \frac{2aWen_d\mu_n}{L} \left[ 1 - \frac{d}{a} \right] = G_0 \left[ 1 - \left( \frac{2\epsilon_s (V_d - V_G)}{en_d a^2} \right)^{1/2} \right]$$

On obtient la caractéristique du composant, en écrivant simplement la loi d'Ohm :

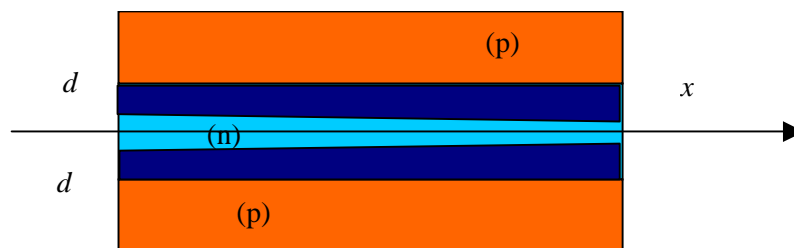
$$I_D = G(V_G)V_D, \quad \text{c'est-à-dire : } I_D = G_0 \left[ 1 - \left( \frac{2\epsilon_s (V_d - V_G)}{en_d a^2} \right)^{1/2} \right] V_D.$$

C'est un réseau de droites paramétrées par la tension  $V_G$ .



## 2- Canal non équipotentiel

Lorsque  $V_D$  est relativement important, il n'est plus question de considérer une déplétion uniforme le long du canal.



Si  $x$  est l'axe du canal, nous avons désormais une largeur  $d = d(x)$ . Car le long du canal il existe une tension  $V(x)$ , telle que :

$$0 = V_s \leq V(x) \leq V_D \quad \text{pour } 0 \leq x \leq L.$$

De fait, on a :

$$d(x) = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{en_d} (V_d - V_G + V(x))}.$$

Dans ce cas, on ne peut écrire la loi d'Ohm que pour une longueur infinitésimale  $dx$  sur laquelle la déplétion peut être supposée uniforme :

$$I_D = \frac{2aWen_d\mu_n}{dx} \left[ 1 - \left( \frac{2\epsilon_s (V_d - V_G + V(x))}{en_d a^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] dV$$

En intégrant entre la source et le drain,

$$\int_0^L I_D dx = 2aWen_d\mu_n \int_{V(0)=0}^{V(L)=V_D} \left[ 1 - \left( \frac{2\epsilon_s (V_d - V_G + V(x))}{en_d a^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] dV$$

l'équation devient

$$I_D = \frac{2aWen_d\mu_n}{L} \left[ V_D - \frac{2}{3} \left( \frac{2\epsilon_s}{en_d a^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left( (V_d - V_G + V_D)^{\frac{3}{2}} - (V_d - V_G)^{\frac{3}{2}} \right) \right].$$

Cette équation représente la caractéristique Courant-Tension du composant.

Le canal peut être pincé en  $x=L$  à une tension particulière  $V_D = V_{DS}$ . Il suffit d'écrire  $2d(x=L) = 2a$ .

$$a^2 = \frac{2\epsilon_s}{en_d} (V_d - V_G + V_{DS})$$

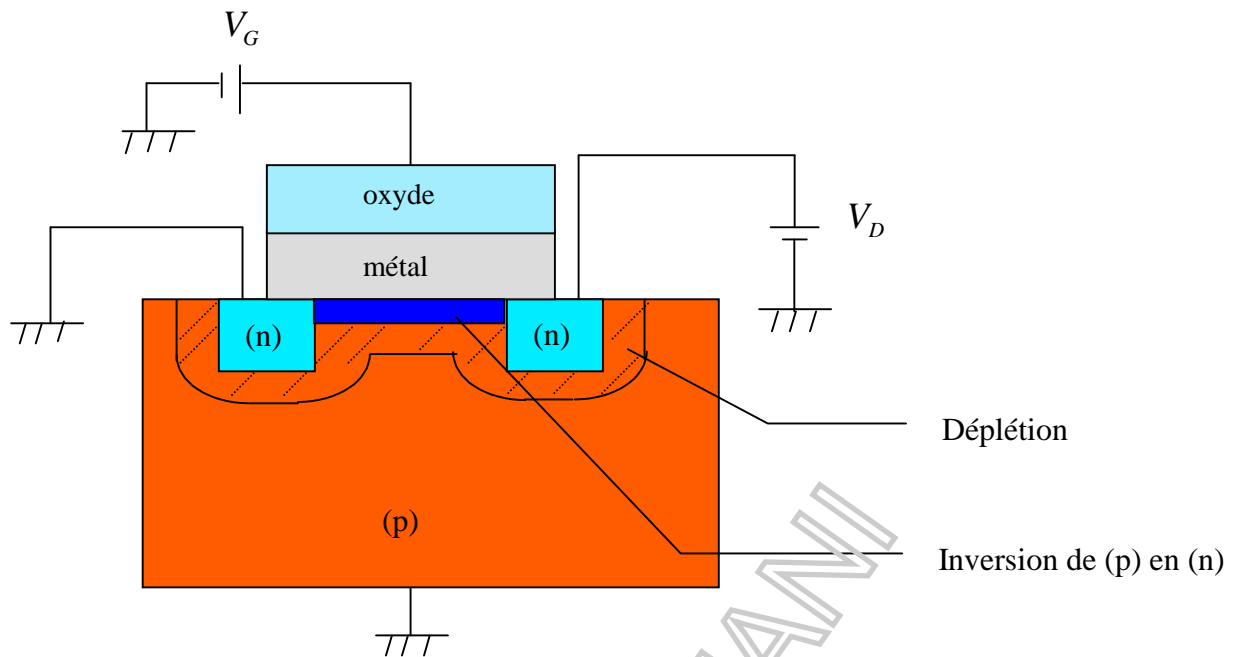
C'est-à-dire

$$V_{DS} = \frac{en_d a^2}{2\epsilon_s} - V_d + V_G$$

A cette tension le champ électrique est très important, ce qui explique que malgré le pincement, il existe un courant, même important.

$$\lim_{V_D \rightarrow V_{DS}} E(x=L) \propto \lim_{V_D \rightarrow V_{DS}} \frac{1}{\left[ 1 - \left( \frac{2\epsilon_s (V_d - V_G + V_D)}{en_d a^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right]} = \infty$$

## VI- TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A GRILLE ISOLEE : MOSFET



Sous une tension quelconque, la zone de déplétion entre les deux semiconducteurs (n) empêche l'existence de courant dans le canal. Mais sous des tensions  $V_G$  adaptées, on assiste à une inversion au sein de cette zone, ce qui correspond à une ouverture du canal. La conductance est modulable par  $V_G$ .

Saïd KOUTANI



# COMPOSANTS OPTOELECTRONIQUES

## I- INTERACTION RAYONNEMENT-SEMICONDUCTEUR

### 1- Nature de la lumière

i. Aspect ondulatoire (rappel) :

C'est une onde électromagnétique : couplage entre le champ électrique  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  et le champ magnétique  $\vec{B}(\vec{r}, t)$  qui satisfont les équations de Maxwell.

Dans le vide :  $\epsilon_0, \mu_0$  et  $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ . On a  $c = \lambda \nu = \frac{\omega}{k}$ .

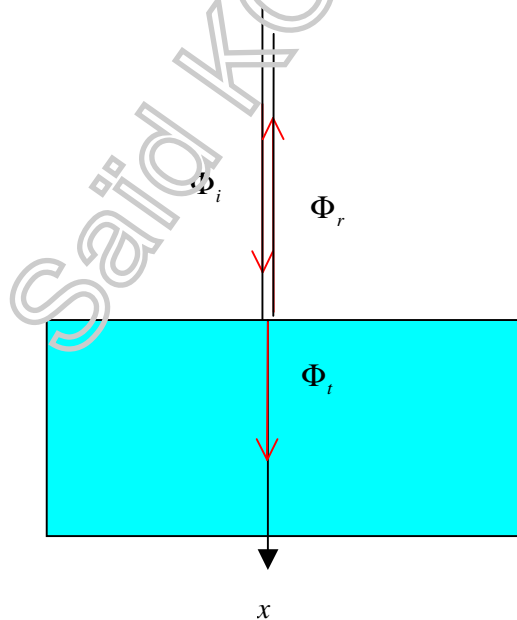
Dans un milieu :  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ ,  $\mu = \mu_0 \mu_r$ . La vitesse de phase  $v_\phi = \frac{\omega}{k_r} = \frac{c}{n} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$ .

ii. Aspect corpusculaire (rappel) :

Ce sont des photons ayant une quantité de mouvement  $\vec{p} = \hbar \vec{k}$  et une énergie  $E = \hbar \omega$ .

### 2- Absorption d'un rayonnement électromagnétique

Soit  $\Phi_i$  le flux monochromatique de photons incident *normalement* sur une surface semiconductrice.  $\Phi_r$  et  $\Phi_t$  sont respectivement le flux réfléchi et le flux transmis.

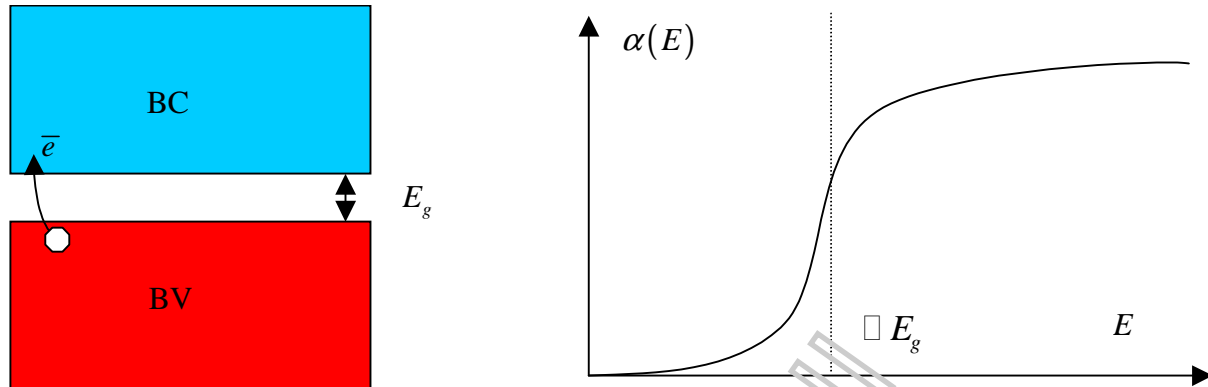


En  $x=0$ , on  $\Phi_r = R\Phi_i$  et  $\Phi_t(x=0) = (1-R)\Phi_i$ . En fonction de  $x$ , le flux transmis décroît exponentiellement. On

$$\Phi_t(x) = \Phi_t(0) e^{-\alpha x}$$

où  $\alpha$  est le coefficient d'absorption (en  $m^{-1}$ ). Il dépend de la fréquence, c'est-à-dire de l'énergie du photon absorbé  $E = \hbar\omega$ . Pourquoi ?

Car, on considère ici les transitions électroniques de la BV vers la BC.



Si  $E = \hbar\omega < E_g$ ,  $\alpha(E) = 0$  : pas d'absorption.

Si  $E = \hbar\omega \geq E_g$ ,  $\alpha(E) \neq 0$  : absorption. C'est avec ces photons seulement que le flux transmis dépend  $x$ .

Chaque photon absorbé donne naissance à une paire de charges libres  $\bar{e}$ -trou. On assiste à une génération de charges dont il faut tenir compte dans l'équation d'évolution. Le taux de génération est défini par :

$$g(x, E) = -\frac{d\Phi}{dx} = \alpha(E)\Phi(0)e^{-\alpha(E)x}$$

### 3- Transitions radiatives

Si on traite l'absorption comme un choc  $\bar{e}$ -photon, on doit avoir une conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement ( $\hbar\vec{k}$ ). On a

$$\vec{k}_p + \vec{k}_e^i = \vec{k}_e^f \quad \text{et} \quad E_p + E_e^i = E_e^f$$

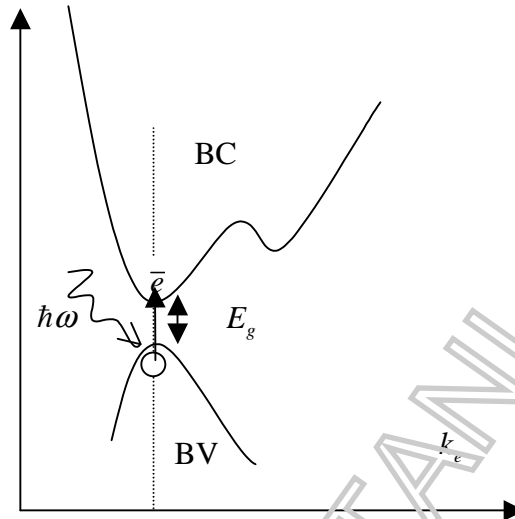
pour les nombres d'ondes et les énergies du photon et de l'électron, entre l'état initial et l'état final. L'énergie du photon  $E_p = E_e^f - E_e^i = \hbar\omega = \hbar ck_p$  doit être de l'ordre de  $E_g \approx 1eV$ . D'où le nombre d'onde

$$k_p \approx \frac{1,610^{-19}}{10^{-34} \times 3.10^8} \approx 510^6 m^{-1}$$

Ce qui correspond à une longueur d'onde  $\lambda_p \approx 10^{-6}m$ . L'absorption se situe, par conséquent, dans le visible-proche-infrarouge.

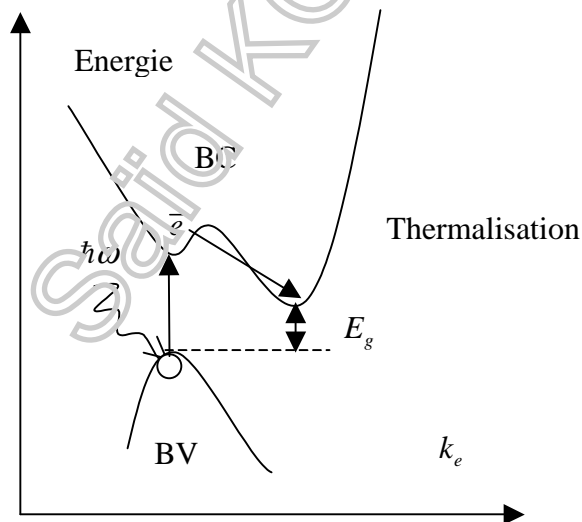
Par ailleurs, le nombre d'onde du photon est très faible comparé au nombre d'onde des électrons  $k_e \approx 1 \text{ \AA}^{-1}$ . Alors deux cas de figures sont à envisager :

1. Semiconducteurs à gap direct



Ici, l'absorption s'effectue sans changement de nombre d'onde.

2. Semiconducteurs à gap indirect



Si la transition vers la BC est possible, l'électron cherche le niveau le plus bas dans cette bande, par thermalisation ; c'est-à-dire par émission de phonons.

**II- EQUATIONS D'EVOLUTION**

En l'absence d'éclairement, on a pour les électrons et les trous les densités respectives  $n_0$  et  $p_0$ . Et, sous un éclairement de longueur d'onde adaptée, on  $n = n_0 + \Delta n$  et  $p = p_0 + \Delta p$ . Les équations d'évolution doivent tenir compte de la génération de porteurs par absorption du rayonnement.

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \mu_n E \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n} + g(x)$$

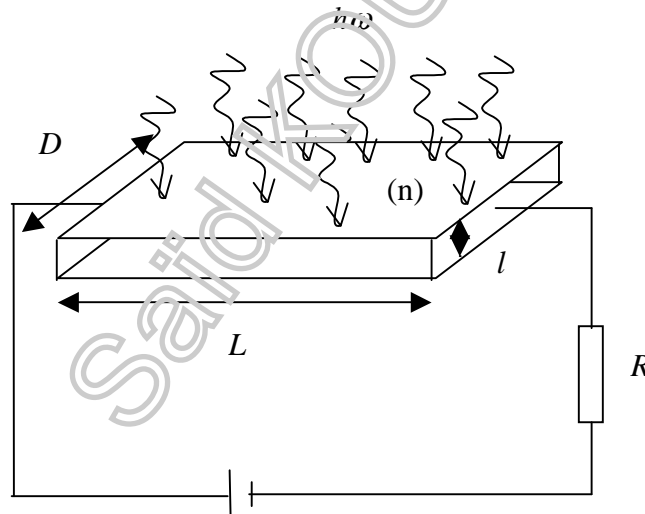
$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = \mu_p E \frac{\partial \Delta p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} - \frac{\Delta p}{\tau_p} + g(x)$$

En régime permanent, on a  $\frac{\partial}{\partial t} \equiv 0$ .

### III- PHOTODETECTEURS

#### 1- Cellule photoconductrice

Soit un semiconducteur (n) soumis à une tension électrique et éclairé par un rayonnement correspondant à l'activité du semiconducteur.



La conductivité sans éclairement est  $\sigma_0 = n_0 e \mu_n + p_0 e \mu_p$ . On assiste à une croissance de la conductivité, qui implique une croissance de la conductance.

Pour la conductivité, on a :  $\sigma = \sigma_0 + \Delta \sigma = \sigma_0 + e \mu_n \Delta n \left( 1 + \frac{\mu_p}{\mu_n} \right) \approx \sigma_0 + e \mu_n \Delta n$ .

Et, pour la conductance, avec  $G_0 = \sigma_0 \frac{lD}{L}$ , on a  $G = G_0 + \iint \frac{\Delta \sigma dS}{L} = G_0 + \int_{x=0}^{x=l} \int_{z=0}^{z=D} \frac{\Delta \sigma(x) dx dz}{L}$

$$G = G_0 + e\mu_n \frac{L}{D} \int_{x=0}^{x=l} \Delta n(x) dx .$$

Il faut alors résoudre l'équation d'évolution pour avoir  $\Delta n(x)$ .

La variation du courant correspond à  $\Delta I = \Delta G V_s$ , si  $V_s$  est la tension au borne du semiconducteur.

Le gain de la cellule est donné par

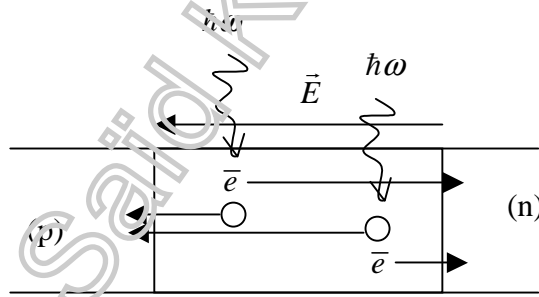
$$g = \frac{\text{nombre de charges débitées par seconde}}{\text{nombre de photons incidents par seconde}} = \frac{\Delta I / e}{\Phi_i S}$$

$$g = \frac{\Delta G V}{e D L \Phi_i}$$

## 2- Cellule photovoltaïque

### i. Principe

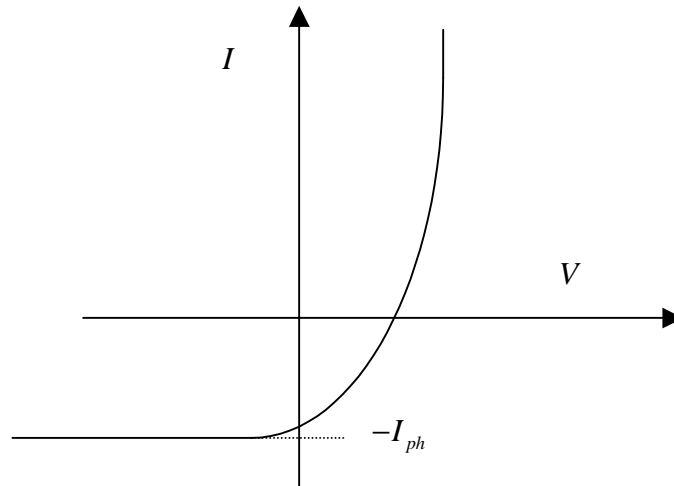
C'est une diode éclairée, principalement sur la zone de déplétion. Si cette zone est isolante, sa bande de valence contient naturellement des électrons susceptibles de passer à la bande de conduction s'ils absorbent un photon  $\hbar\omega$ . Il importe d'observer le sens du champ électrique qui, suite à la création d'une paire électron-trou, donne naissance à un courant des électrons de (p) vers (n) et un courant des trous dans le sens inverse. On assiste à un courant inverse dû à l'absorption.



Si la diode est polarisée sous une tension  $V$ , la caractéristique est donc

$$I = I_s \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) - I_{ph}$$

où  $I_{ph}$  est le courant inverse, appelé photocourant.



ii. Application en mode photovoltaïque

La diode est connectée à un voltmètre de façon que  $I = 0$ . Ici, on a une mesure de tension. Ce qui correspond à

$$V = \frac{kT}{e} \ln \left[ \frac{I_{ph}}{I_s} + 1 \right]$$

Ce qui permet de déterminer  $I_{ph}$ .

iii. Application par mesure de photocourant : photodiode

La diode est polarisée en inverse, donc  $e^{\frac{qV}{kT}} \approx 0$ . Et on a

$$I = -I_s - I_{ph}$$

iv. Différents types de cellules photovoltaïques

Saïd KOUTANI

# TECHNOLOGIE DE FABRICATION

## CRISTALLOGENESE

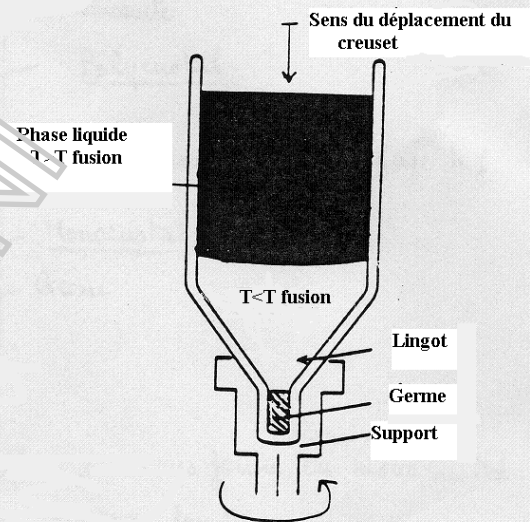
Solidification contrôlée du semiconducteur : monocristal

### METHODE DE BRIDGMAN

Le germe amorce l'orientation du cristal

Inconvénient :  
Différence des coefficients de dilation entre le semiconducteur et creuset introduit des contraintes mécaniques dans le cristal

Dopage :  
Introduction d'impuretés dans le matériau fondu

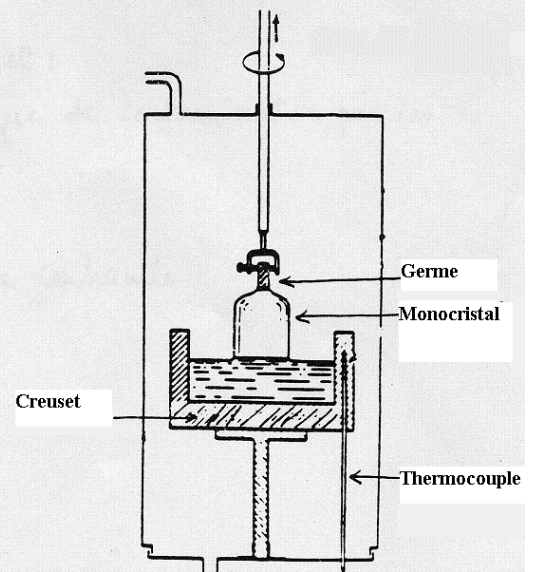


### METHODE DE CZOCHRALSKI

Lors du déplacement, la surface du cristal est maintenue en contact avec le matériau fondu

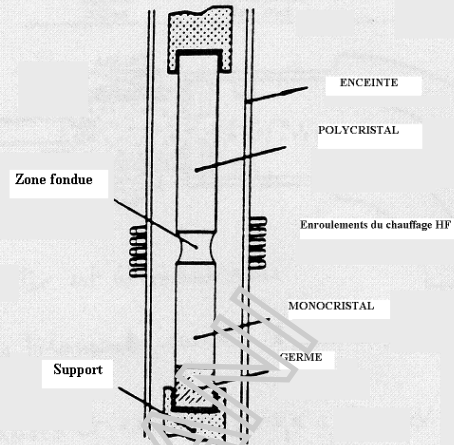
La vitesse de déplacement est à régler en fonction de la vitesse de croissance du cristal

Production de monocristaux de longueur supérieure à un mètre





## METHODE DE LA ZONE FLOTTANTE



mono cristal

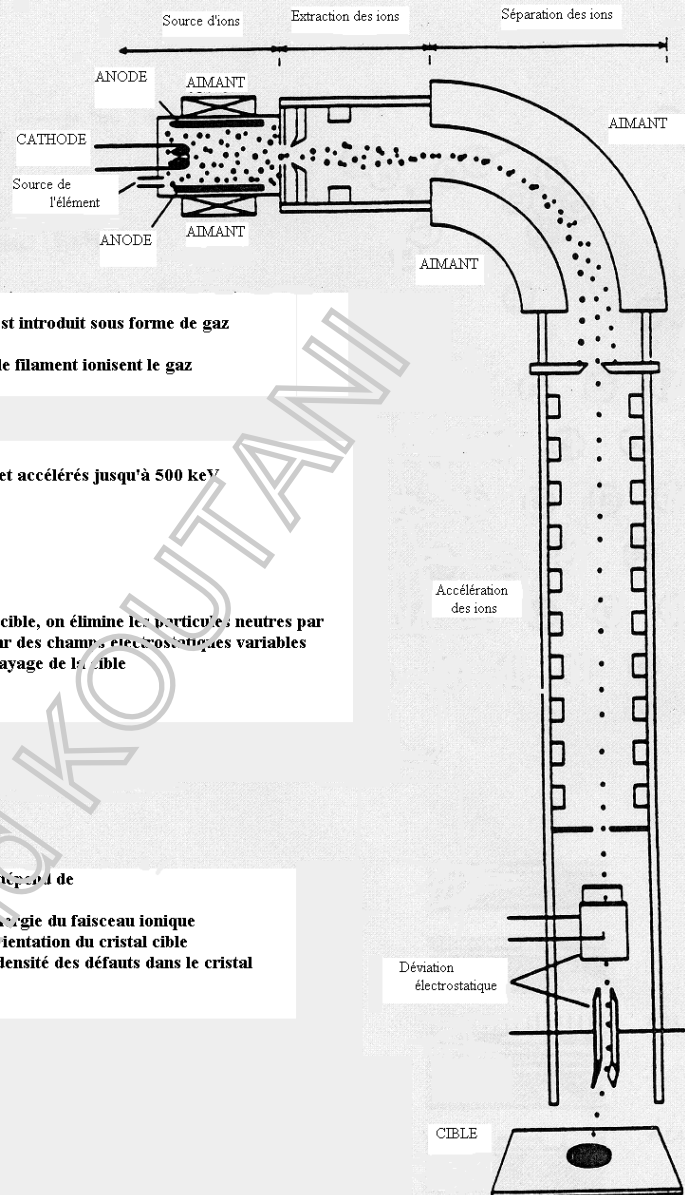
Progressivement, le semiconducteur polycristallin se transforme en monocristal, par déplacement de la zone fondue.

Avantage de l'absence de contact avec le creuset :

- \* risque de contamination par des impuretés plus faible
- \* absence de contraintes mécaniques.

par des

## PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN IMPLANTEUR



L'élément à implanter est introduit sous forme de gaz

Les électrons émis par le filament ionisent le gaz

Les ions sont canalisés et accélérés jusqu'à 500 keV

Avant de bombarder la cible, on élimine les particules neutres par déviation du faisceau par des champs électrostatiques variables qui servent aussi au balayage de la cible

L'implantation dépend de

- \* l'énergie du faisceau ionique
- \* l'orientation du cristal cible
- \* la densité des défauts dans le cristal

## NORMES ET PERFORMANCES

Etant donnés les divers domaines d'utilisation des dispositifs semi conducteurs, il existe un code international qui permet de classer les composants selon leurs caractéristiques et fonctions.

Ce code est composé d'une suite de deux lettres et une série de nombre.

1<sup>ère</sup> lettre : Elle spécifie le matériau utilisé. Les matériaux sont classés selon leurs gaps

A :  $0,6 < E_g < 1 \text{ eV}$  (ex : Ge)

B :  $1 < E_g < 1,3 \text{ eV}$  (ex : Si)

C :  $E_g > 1,3 \text{ eV}$  (ex : Ga As)

R : matériau est un composé, le sulfure par exemple

2<sup>ème</sup> lettre : Elle indique la fonction du composant (voir tableau)

Une série de nombres de 100 à 999 si le composant doit être incorporé dans des systèmes électroniques grand public.

Une lettre et deux nombres de 10 à 99 si le composant est fabriqué pour les équipements industriels et laboratoires de recherche.

La lettre peut être Z, Y, X, etc.

Exemples : ACY 32 : Ge, transistor pour faibles puissances, type industriel.

Souvent on utilise une suite de nombres et de lettres supplémentaires, après un trait pour spécifier par exemple la tension Zener, la luminance d'un émetteur de rayonnement ou la largeur de la zone de déplétion pour un détecteur de rayonnement, etc.

## CODE INTERNATIONAL

2 <sup>ème</sup> lettre	VII- Composants	Utilisations
A	Diode	Signal, faible puissance
B	Diode	Capacité variable
C	Transistor	Faible puissance, fréquence audio
D	Transistor	Grande puissance, fréquence audio
E	Diode	Tunnel
F	Transistor	Faible puissance, haute fréquence
G	Divers	
H	Diode	Sensibilité magnétique
L	Transistor	Grande puissance, haute fréquence
N	Photocoupleur	
P	Phototransistor	Détecteur de rayonnement
Q	LED	Emetteur de rayonnement
R	Thyristor, triac, diac...	Commande et commutation de faibles puissances
S	Transistor	Commutations de faibles puissances
T	Thyristor, triac ...	Commande et commutation de puissance
U	Transistor	Commutation de grandes puissances
W	Composants pour acoustique	
X	Diode	Varactor
Y	Diode	Redressement
Z	Diode	Suppression de tensions transitoires

Le choix des composants doit prendre en compte naturellement

- domaine d'utilisation en courant-tension
- temps de recouvrement : voir comparaison diode Schottky / diode à jonction et les transistors à effet de champs / à jonction

D'autres problèmes importants sont aussi à considérer :

- problèmes thermiques :
  - o ventilation – convection
  - o liquide de refroidissement (courants forts)
  - o chocs thermiques
- problèmes de corrosion.