

Physique des Semi-conducteurs

Dr. AH. SOUICI

E-mail : abdelhafid.souici@univ-bejaia.dz

Groupe de Cristallographie et Simulation des Matériaux
Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux et Catalyse
Faculté des Sciences Exactes
Université de Béjaïa, Algérie

Maître de conférences au département de Physique
Faculté des Sciences Exactes
Université de Béjaïa, Algérie

Table des matières

Chapitre I : Milieux Semi-conducteurs : Généralités

- I.1. Rappel : Cristaux et types de liaisons
- I.2. Introduction aux milieux matériels
- I.3. Définitions des milieux semi-conducteurs intrinsèques (simples et composés)
- I.4. Propriétés structurales des semi-conducteurs intrinsèques
- I.5. Propriétés électroniques des solides semi-conducteurs (configuration électroniques)
- I.6. Structure de bandes, bande de conduction (BC) et bande de valence (BV), des semi-conducteurs et concept de la bande interdite (gap).
- I.7. Définition des semi-conducteurs intrinsèques à gap direct et à gap indirect.
- I.8. Porteurs de charges dans les milieux semi-conducteurs, électrons libres de conduction de la BC et les trous mobiles de la BV.

Chapitre II : Etude des Semi-conducteurs intrinsèques à l'équilibre

- II.1. Introduction aux Semi-conducteurs intrinsèques (non dopés) à l'équilibre thermodynamique
- II.2. Statistiques de Fermi-Dirac et de Maxwell-Boltzmann (Fonctions de distributions des électrons libres et des trous mobiles)
- II.3. Détermination des expressions générales des densités des électrons libres $n_i(T)$ et des trous mobiles $p_i(T)$
- II.4. Evolution du niveau de Fermi des Semi-conducteurs intrinsèques en fonction de la température
- II.5. Comportement électrique des Semi-conducteurs intrinsèques à températures zéro absolu (0K) et ambiante (300 K)

Chapitre III : Etude des Semi-conducteurs extrinsèques (dopés *N* et *P*) à l'équilibre

- III.1. Introduction aux Semi-conducteurs dopés avec des atomes impuretés trivalent et pentavalent
- III.2. Définition et localisation des niveaux énergétiques de donneurs (E_d) et accepteurs (E_a), position du niveau à l'intérieur de la bande interdite
- III.3. Equation de neutralité, loi d'action de masse
- III.4. Evolution du niveau de Fermi $E_{FN}(T)$ en fonction de la température :
- III.5. Evolution des densités d'électrons et de trous en fonction de la température, cas d'une ionisation partielle des atomes du dopage N

Chapitre IV : Etude des Semi-conducteurs hors équilibre

- IV.1. Définition d'un semi-conducteur hors équilibre
- IV.2. Calcul des densités de courant dans les semi-conducteurs hors équilibre
- IV. 3. Phénomène de Génération-Recombinaison

Chapitre V : Etude des Jonction PN

- V.1. Définition des jonctions PN (abrupte et graduelle)
- V.2. Etude d'une jonction PN abrupte non polarisée à l'équilibre
- V.3. Etude d'une jonction PN polarisée (hors équilibre)
- V.4. Types de jonctions PN
 - V.4.1. Diodes Zener
 - V.4.2. Diodes à avalanche
 - V.4.3. Diodes à effet tunnel
- V.5. Applications des jonctions PN: Redressement de signaux alternatifs

Chapitre VI : Transistors bipolaires

- VI.1. Introduction aux transistors bipolaires (NPN et PNP)
 - VI.1.1. Définition
 - VI.1.2. Propriétés des différentes régions
 - VI.1.3. Transistors bipolaires non polarisé de type (NPN)
- VI.2. Effet transistor
- VI.3. Equations d'Ebers – Moll (transistor de type PNP)
 - VI.3.1. Courants de porteurs minoritaires dans l'émetteur et le collecteur
 - VI.3.2. Courant de porteurs minoritaires dans la base
 - VI.3.3. Courants d'émetteur et de collecteur
- VI.4. Caractéristiques courant – tension d'un transistor (montage émetteur commun)
- VI.5. Transistor amplificateur en montage émetteur commun
 - VI.5.1. Caractéristiques statiques et point de fonctionnement
 - VI.5.2. Amplification en tension et fonction de transfert

Chapitre I : Milieux Semi-conducteurs : Généralités

I.1. Rappel : Cristaux et types de liaisons

Les cristaux sont classés selon la nature des liaisons établies entre les différents atomes ou molécules. Il existe quatre types de liaisons différentes : les liaisons de van der Waals, les liaisons covalentes, les liaisons ioniques et les liaisons métalliques.

a. Les liaisons de Van der Waals : Ces liaisons sont responsables de la formation des *cristaux moléculaires*. Dans ce type de cristaux, les forces d'interaction sont importantes à l'intérieur de la molécule mais très faibles entre elles (force de type Van der Waals). En conséquence, ces cristaux sont peu résistants et leurs températures de fusion et d'ébullition sont très basses.

b. Les liaisons covalentes : Ces liaisons s'établissent entre les éléments de la colonne IV de la classification périodique (C, Si, Ge, Sn...) et forment ainsi des *cristaux covalents*. Les éléments de la colonne IV possèdent quatre électrons périphériques appelés électrons de valence. Ces électrons de valence forment quatre liaisons avec quatre autres atomes voisins. L'énergie de liaison dans le cas du carbone de forme allotropique diamant (*isolant*) est très importante que celle dans l'étain (conducteur et l'énergie de liaison nulle). Dans le cas du silicium et du germanium, l'énergie liaison est intermédiaire, c'est le cas des *semi-conducteurs*.

Les cristaux covalents sont aussi formés par la liaison de métalloïdes (éléments non métalliques ; B, C, N...) ou par un metalloïde et un autre élément peu électropositifs (BN, AlN, SiC, SiO₂...). En conséquence, les cristaux formés ont une grande dureté résultant de fortes liaisons covalentes et conductibilités électrique et ionique faibles.

c. Les liaisons ioniques : Elles sont responsables de la formation des cristaux ioniques. L'association de l'un des éléments alcalins de la colonne I de la classification périodique (élément fortement électropositif ; Li, Na, K, Rb, Cs) avec l'un des éléments halogènes de la colonne VII de la classification périodique (élément fortement électronégatif ; F, Cl, Br, I) permet la formation par attraction coulombienne de cristaux ioniques tels que LiF, NaCl et KBr. La propriété physique la plus importante de ce type de cristaux résulte de l'importante énergie de liaisons entre atomes, elle forme des cristaux durs.

d. Les liaisons métalliques : Ces liaisons forment les métaux, elles sont formées par des éléments électropositifs ayant un seul électron périphérique. Dans ce type de métaux conducteur, l'électron périphérique, électron libre, est responsable de la conduction électrique. Parmi les métaux, le cuivre (Cu), l'argent (Ag) et l'or (Au) sont des meilleurs conducteurs de courant. En générale, les métaux sont moins durs et fondent à basse température.

Remarques:

Le graphite est un matériau solide formé par des liaisons mixtes, il est composé de feuillets atomes de carbone (C). Dans un feuillet, les atomes de carbone sont liés par des liaisons covalentes alors qu'entre feuillets les liaisons de van der Waals sont responsables des interactions. La forte anisotropie observée dans ses propriétés est principalement due liaisons.

I.2. Introduction aux milieux matériels

Selon les propriétés électriques, les matériaux sont classés en trois catégories, conducteurs, isolants et semi-conducteurs, voir schéma.

a. Conducteurs : Les métaux tels que le fer (Fe), le cuivre (Cu), l'or (Au), l'argent (Ag) et l'aluminium (Al) sont des conducteurs de courant électrique. La présence d'électrons libres dans la couche périphérique (densité $n \approx 10^{22}$ à 10^{23} é/cm^3) est à l'origine de la conductivité électrique. A température ambiante la résistivité ρ des conducteurs est très faible ($\rho \leq 10^{-5}$ $\Omega\cdot\text{cm}$).

b. Isolants : Les matériaux qui ont une résistivité ρ supérieure à 10^8 $\Omega\cdot\text{cm}$ sont des isolants (matériaux non conducteurs de courant électrique). Parmi ces matériaux ; le verre, le mica, la silice (SiO_2) et le carbone (Diamant)...La conductivité des isolants est donc très faible ($\sigma = 1/\rho$).

c. Semi-conducteurs : Cette classe de matériaux se situe entre les métaux (conducteurs) et les isolants (non conducteurs). La résistivité ρ des semi-conducteurs varie de 10^{-3} à 10^{+4} $\Omega\cdot\text{cm}$. les électrons libres et les trous mobiles sont les porteurs de charges responsables de la conductivité électrique. Un semi-conducteur peut être soit intrinsèque (pur) ou extrinsèque (dopé) par des impuretés.

- Semi-conducteur intrinsèque : la résistivité du silicium pur est de l'ordre de $\rho \approx 10^3$ $\Omega\cdot\text{cm}$.
- Semi-conducteur extrinsèque : la résistivité du silicium dopé par le Bore ou le phosphore est de l'ordre de 10^{-2} $\Omega\cdot\text{cm}$.

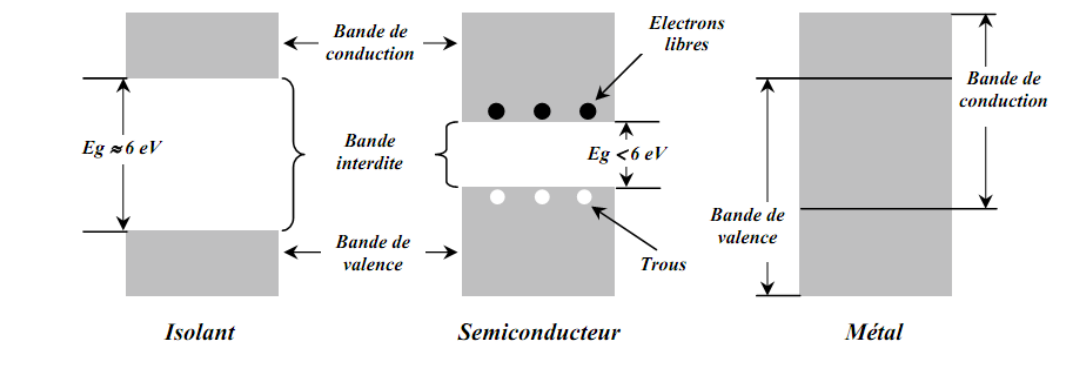


Schéma : Structure en bandes d'énergie des matériaux ;
Isolants, Semi-conducteurs et Métaux

Remarques :

- Le mica est un mélange de silicate d'aluminium et de potassium.
- La température a un effet important sur la résistivité des matériaux.
- Le dopage du silicium permet d'atteindre le taux d'1 atome de Bore (B) ou de phosphore (P) pour 10^5 atomes de silicium.

I.3. Définitions des milieux semi-conducteurs intrinsèques (simples et composés)

a. Semi-conducteurs intrinsèques simples :

Un semi-conducteur intrinsèque simple est constitué d'un seul élément tels que les semi-conducteurs de la colonne IV de la classification périodique par exemple ; le silicium (Si) et de Germanium (Ge).

b. Semi-conducteurs intrinsèques composés :

Dans cette catégorie, le semi-conducteur est constitué d'au moins deux types d'atomes différents. Les semi-conducteurs binaires de la classe (II-VI) sont constitués d'un élément de la colonne II et d'un autre élément de la colonne VI de la classification périodique. Les semi-conducteurs de la classe (III-V) sont composés d'un élément de la colonne III et d'un autre élément de la colonne V de la classification périodique. De même avec les semi-conducteurs de la classe (IV-VI), voir exemples :

Exemples :

- **Semi-conducteurs binaires de la classe (II-VI) :** Sulfure de zinc (ZnS), Séléniure de zinc (ZnSe), Tellurure de zinc (ZnTe), Sulfure de cadmium (CdS), Séléniure de cadmium (CdSe), Tellurure de cadmium (CdTe), Oxyde de zinc (ZnO)...
- **Semi-conducteurs binaires de la classe (III-V) :** Arséniure de gallium (GaAs), Phosphure de gallium (GaP), Antimoniure de gallium (GaSb), Phosphure d'indium (InP), Arséniure d'indium (InAs), Antimoniure d'indium (InSb), Phosphure d'aluminium (AlP), Arséniure d'aluminium (AlAs), Antimoniure d'aluminium (AlSb).
- **Semi-conducteurs binaires de la classe (IV-VI) :** Sulfure de plomb(II) (PbS), Séléniure de plomb (PbSe), Tellurure de plomb (PbTe), Tellurure d'étain (SnTe), Sulfure de germanium (GeS), Séléniure de germanium (GeSe), Sulfure d'étain(II) (SnS) et Tellurure de germanium (GeTe).

Il existe aussi d'autres types de semi-conducteurs composés de trois atomes différents (*ternaires*) et même de quatre atomes (*quaternaires*).

Exemples :

- **Semi-conducteurs ternaires :** Phosphure de gallium-indium (InGaP), Arséniure d'aluminium-indium (AlInAs), Antimoniure d'aluminium-indium (AlInSb), Arséniure-nitride de gallium (GaAsN), Arséniure-phosphure de gallium (GaAsP), Nitride de gallium-aluminium (AlGaN), Phosphure de gallium-aluminium (AlGaP), Nitride de gallium-indium (InGaN), Arséniure-antimoniure d'indium (InAsSb), Antimoniure de gallium-indium (InGaSb).
- **Semi-conducteurs quaternaires :** Phosphure de gallium-indium-aluminium (AlGaInP), Arséniure-phosphure de gallium-aluminium (AlGaAsP), Arséniure-phosphure de gallium-indium (InGaAsP), Arséniure-phosphure d'aluminium-indium (AlInAsP), Arséniure-nitride de gallium-aluminium (AlGaAsN), Arséniure-nitride de gallium-indium (InGaAsN), Arséniure-nitride d'aluminium-indium (InAlAsN), Arséniure-antimoniure-nitride de gallium (GaAsSbN).

I.4. Propriétés structurales des semi-conducteurs intrinsèques

En générale, les semi-conducteurs se cristallisent dans l'une des structures suivantes : Structure diamant, structure Zinc blende (Cubique), structure Wurtzite (Hexagonale) et la structure NaCl.

a. Structure diamant :

Dans la structure diamant il y a 14 atomes (en gris) de carbone (C) placés aux nœuds du réseau cfc et 4 autres atomes de carbone (en bleue) placés en $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$, $(\frac{3}{4}, \frac{1}{4}, \frac{3}{4})$, $(\frac{1}{4}, \frac{3}{4}, \frac{3}{4})$ et $(\frac{3}{4}, \frac{3}{4}, \frac{1}{4})$. Figure I.1.

- Chaque atome de carbone est entouré de 4 autres atomes C (les plus proches voisins), la coordinence des atomes de carbone entre eux est donc : $C/C = [4]$.
- Chaque atome de carbone est au centre d'un tétraèdre régulier de carbones.
- Le nombre d'atomes par maille est 8 et le paramètre de maille $a = 3.5668 \text{ \AA}$.
- Le réseau cfc a 4 nœuds par maille alors pour un nœud est associé un motif de 2 atomes de carbone.
- Le silicium et le germanium ont la structure du diamant, figures I.2a et I.2b.

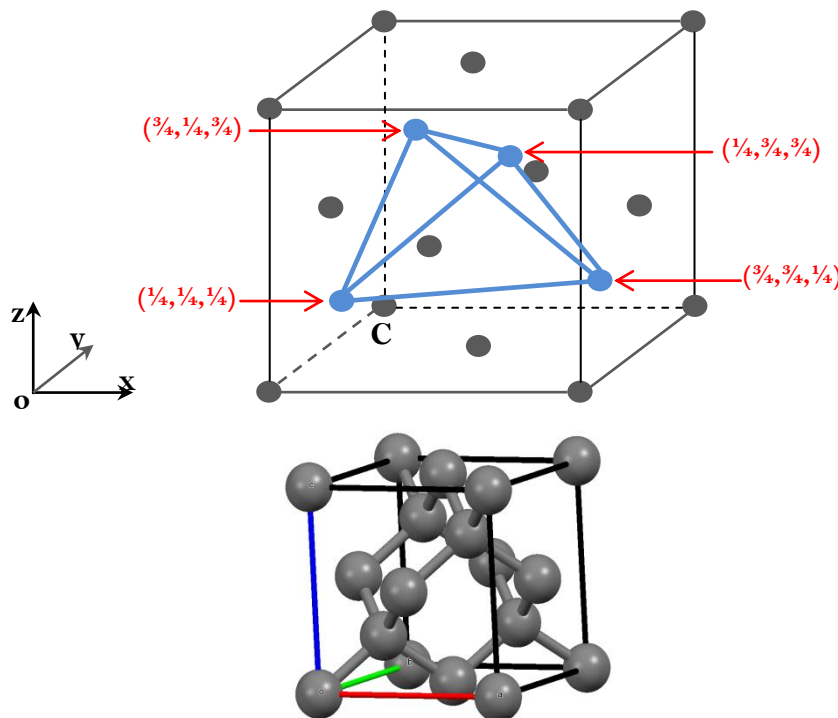
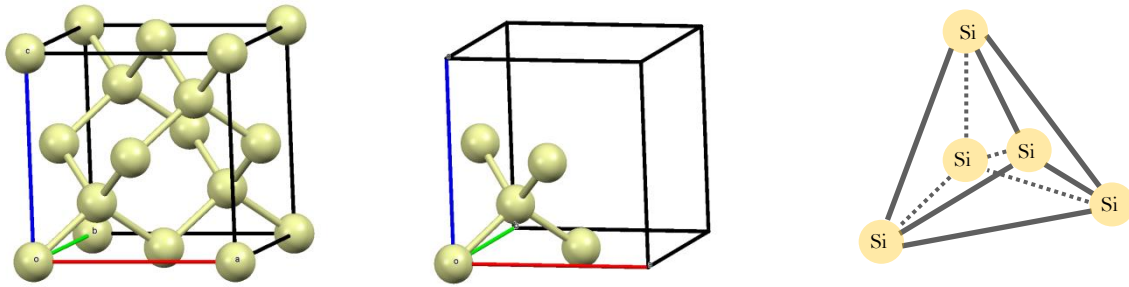


Figure I.1 : Structure diamant. 14 atomes (en gris) de carbone (C) placés aux nœuds du réseau cfc et 4 autres atomes (en bleue) placés en $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$, $(\frac{3}{4}, \frac{1}{4}, \frac{3}{4})$, $(\frac{1}{4}, \frac{3}{4}, \frac{3}{4})$ et $(\frac{3}{4}, \frac{3}{4}, \frac{1}{4})$

- a) Silicium (Si : groupe d'espace n° 227, $F d\bar{3}m$)
Motif : Si (0, 0, 0) ; Si ($\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4}$)



- b) Germanium (Ge : groupe d'espace n° 227, $F d\bar{3}m$)
Motif : Ge (0, 0, 0) ; Ge ($\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4}$)

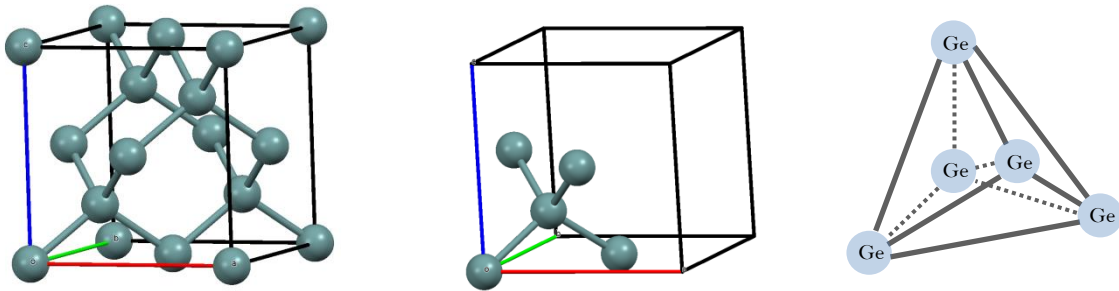


Figure I.2 : Structure diamant : a) *Silicium* et b) *Germanium*.
L'atome de Si ou de Ge est au centre d'un tétraèdre régulier.

b. Structure Zinc blende :

Dans la structure zinc blende (appelée aussi sphalérite), les quatre atomes de carbone placés à l'intérieur dans la structure diamant sont remplacés par quatre atomes d'un autre élément. Dans le cas de ZnS (semiconducteurs de la classe II-VI) les quatre atomes de soufre S (en jaune) occupent les sites de coordonnées $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$, $(\frac{3}{4}, \frac{1}{4}, \frac{3}{4})$, $(\frac{1}{4}, \frac{3}{4}, \frac{3}{4})$ et $(\frac{3}{4}, \frac{3}{4}, \frac{1}{4})$. Les atomes du zinc occupent les nœuds du réseau cfc (en gris). Figure I.3.

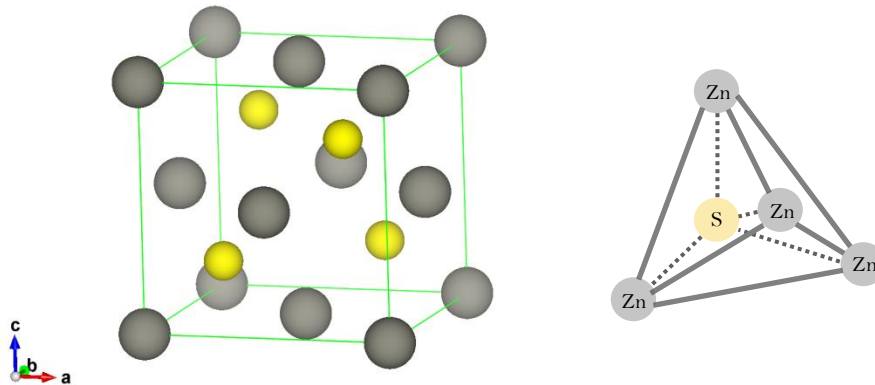


Figure I.3 : Structure zinc blende de ZnS avec le tétraèdre
(groupe d'espace n° 216, $\bar{4}3m$)

- La maille contient 4 atomes Zn et 4 atomes S et le réseau cfc a 4 nœuds. Il est donc clair que le motif est constitué d'un atome Zn et un atome S.
- Chaque atome de soufre (S) est entouré de 4 atomes Zn. L'atome S est situé alors au centre du tétraèdre régulier formé par les 4 atomes Zn. La situation réciproque est vraie.
- Dans de nombreux composés de structure blende la liaison covalente peut avoir un certain caractère métallique ou ionique.
- Les paramètres de maille de ZnS sont : $a = b = c = 5.4145\text{Å}$ et $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$

c. Structure Wurtzite (Hexagonale) :

Le ZnS se cristallise aussi sous la forme hexagonale, dite structure Wurtzite (groupe d'espace $P6_3mc$; n° 186). Les paramètres de maille sont : $a = b = 3.8100\text{Å}$ et $c = 6.2300\text{Å}$ avec ($c/a = 1.635$) ; $\alpha = \beta = 90^\circ$ et $\gamma = 120^\circ$. Voir figure I.4. Dans cette structure, le motif est constitué de 2 atomes Zn (zinc) et 2 atomes S (soufre). Les deux atomes de Zn occupent les deux positions $(0, 0, 0)$ et $(1/3, 2/3, 1/2)$. Comme dans le cas de la structure blende, chaque atome est entouré de 4 atomes de l'autre élément formant des tétraèdres.

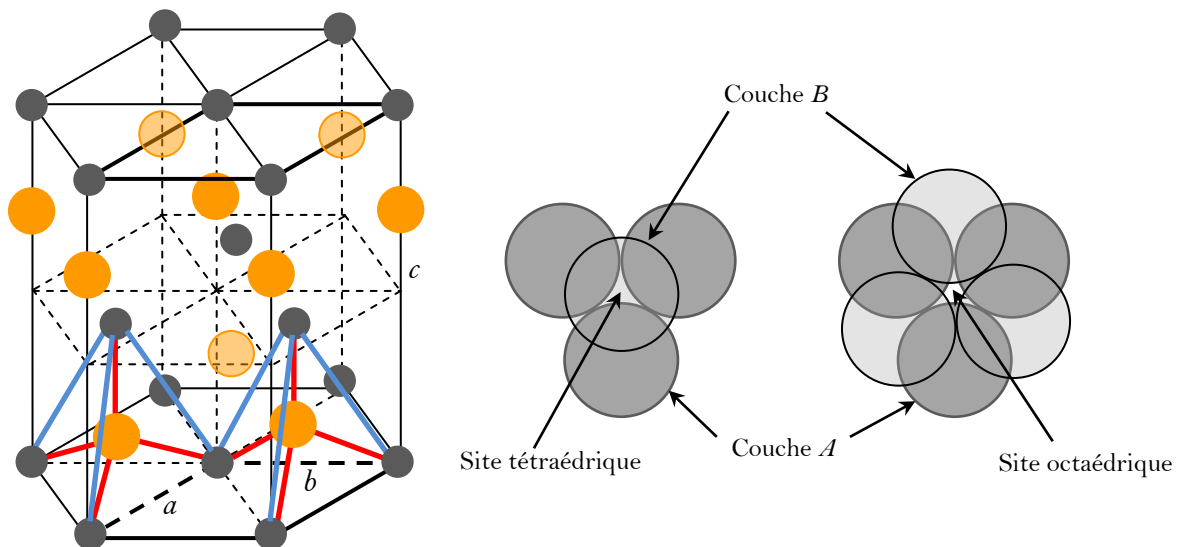


Figure I.4 : Structure Wurtzite de ZnS.
Sites tétraédrique et octaédrique formés entre les couches A et B.

d. Structure NaCl :

Le Sulfure de plomb(II) (PbS) est un semi-conducteur qui se cristallise dans la structure NaCl. Figure I.5. Dans cette structure les atomes de plomb occupent les nœuds du réseau cfc et les atomes du soufre S occupent le centre de la maille et les milieux des arêtes. Le motif est constitué de l'ion Pb^{2+} $(0, 0, 0)$ et de l'ion S^{2-} $(1/2, 0, 0)$.

- La structure NaCl appartient au groupe d'espace $Fm\bar{3}m$ ($n^{\circ}225$).
- Chaque ion est entouré d'un octaèdre régulier formé par 6 ions de signe opposé.
- Les paramètres de maille de PbS sont : $a = 5.9235\text{Å}$ et $\alpha = \beta = \gamma = 90^{\circ}$.

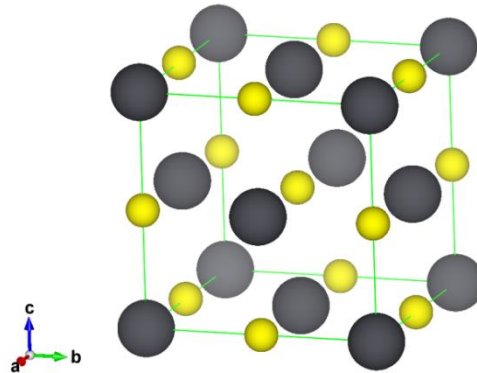


Figure I.5 : Structure NaCl de PbS (Pb en gris et le S en couleur jaune)
(groupe d'espace n° 225, $m\bar{3}m$)

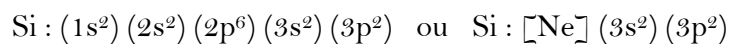
Remarque :

Le groupe d'espace représente la classe de la structure cristallographique d'un cristal, il regroupe tous les éléments de symétrie. C'est-à-dire, c'est l'ensemble des opérations de symétries qui transforment un point quelconque du cristal en un point équivalent.

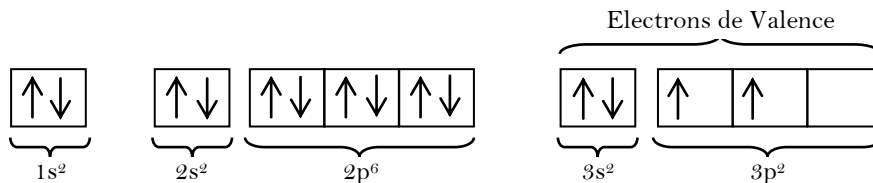
I.5. Propriétés électroniques des solides semi-conducteurs (configuration électroniques)

a. **Structure électronique du silicium (Si) :**

L'atome du silicium (Si) possède 14 électrons, la configuration électronique du silicium (${}_{14}^{28}\text{Si}$) est donnée par la forme condensée suivante :

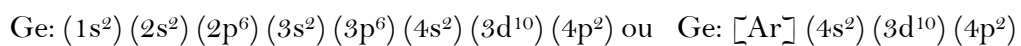


La distribution des électrons sur les orbitales atomiques obéit au principe d'exclusion de Pauli et à la règle de Hund.

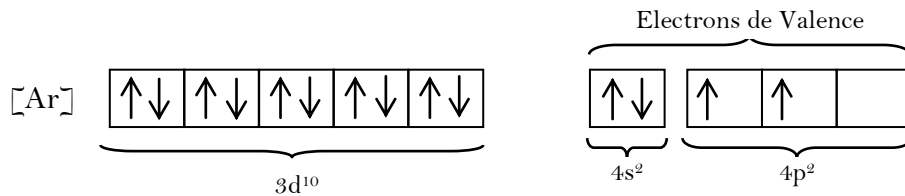


b. **Structure électronique du Germanium (Ge) :**

Dans l'atome du germanium (Ge) il y a 32 électrons, la configuration électronique du germanium (${}_{32}^{73}\text{Ge}$) est donnée par la forme condensée suivante :



La distribution des électrons obéit au principe d'exclusion de Pauli et à la règle de Hund.



Remarques :

- **Principe d'exclusion de Pauli :**

Dans un atome, il ne peut y avoir deux électrons ayant le même nombre quantiques m_s (le spin) dans le même état quantique (orbitale atomique). Autrement dit : Les électrons d'un même état quantique ne peuvent avoir leurs quatre nombres quantiques, n , l , m_l et m_s tous identiques.

- n , c'est le nombre quantique principal : $n = 1, 2, 3, 4, \dots$
- l , le nombre quantique orbital : $0 \leq l \leq n - 1$.
- m_l , le nombre quantique magnétique : $-l \leq m_l \leq +l$
- m_s , le spin : $m_s = \pm \frac{1}{2}$.

- **Règle de Hund :**

La répartition des électrons dans les niveaux dégénérés ($2p$, $3d$, etc) se fait de façon à avoir le maximum de spins parallèles.

- Les trois nombres quantiques n , l , m_l ne déterminent pas complètement l'état quantique de l'électron, ils déterminent seulement l'orbitale.
- En plus des trois nombres quantiques (n , l , m_l), l'état quantique de l'électron est déterminé par un quatrième nombre quantique m_s . Il précise son moment magnétique intrinsèque, appelé « spin » : ($m_s = +\frac{1}{2}$, vers le haut = spin up (\uparrow)) et ($m_s = -\frac{1}{2}$ vers le bas = spin down (\downarrow)).

I.6. Structure de bandes, bande de conduction (BC) et bande de valence (BV), des semi-conducteurs et concept de la bande interdite (gap).

Dans un tome isolé, les électrons occupent des niveaux discrets d'énergie. Lorsque la distance entre deux atomes est de l'ordre atomique, distance interatomique ($d \approx \text{Å}$), les niveaux d'énergie sont dédoublés. Dans le cas de plusieurs atomes, cas des cristaux ou des particules à caractère massif, la dégénérescence des niveaux d'énergie forme des bandes d'énergie. Dans les semi-conducteurs, ces bandes d'énergie sont appelées bandes de valence (BV) et bande de conduction (BC), elles sont séparées par une bande interdite (BI) de largeur E_g , figure I.6.

La formation des bandes, bande de valence et bande de conduction, s'explique du fait que la distance interatomique (d) diminue les niveaux d'énergie atomiques, par exemple l'atome isolé de silicium d'électrons de valence $3s^2 3p^2$, se couplent pour former $4N$ états électroniques dans la bande de valence et $4N$ états électroniques dans la bande de conduction (N est le nombre d'atomes). En effet, lorsque la distance diminue les états s donnent naissance à N états liants occupés par N électrons et N états antiliants occupés par N électrons et les états p donnent naissance à $3N$ états liants occupés par $2N$ électrons et $3N$ états antiliants vides. Dans le cas de silicium massif (cristal), la distance a_0 correspond au paramètre de maille. A cette distance les deux bandes (BC) et (BV) sont séparées par une bande interdite de largeur E_g .

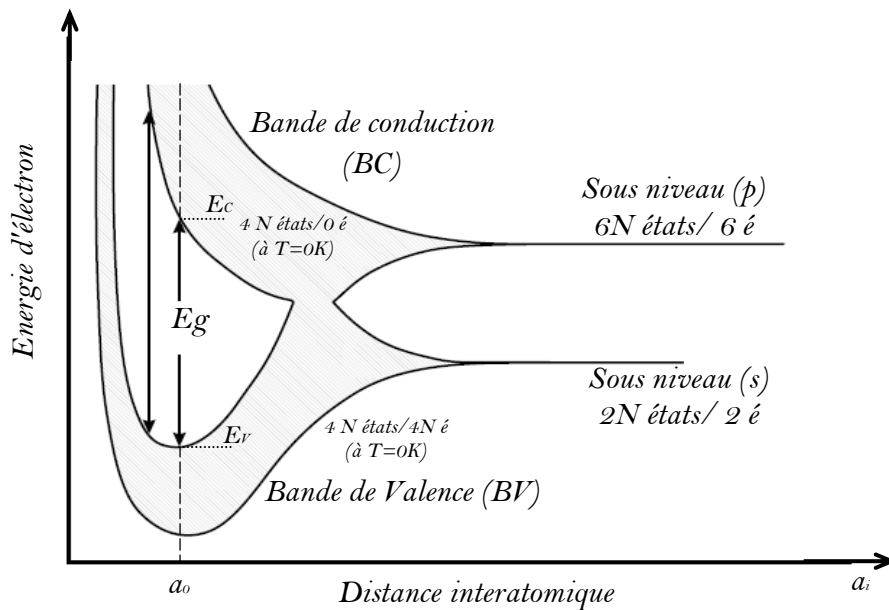


Figure I.6 : Structure de bande dans les semi-conducteurs (cas du silicium: Si), bande de valence, bande de conduction et bande interdite

A température zéro absolue (0K), la bande supérieure (bande de conduction) est vide et la bande inférieure (bande de valence) est complètement pleine. Cette condition est réalisée pour les éléments de la colonne IV tel que le silicium et le germanium. Il est bien clair que le nombre d'électrons périphériques (4 é) est égal à la moitié du nombre d'états disponibles (8 états). Cette condition peut être réalisée aussi pour les semi-conducteurs composés binaires, ternaires ou même quaternaires.

I.7. Définition des semi-conducteurs intrinsèques à gap direct et à gap indirect.

a. Semi-conducteurs intrinsèques à gap direct

Dans les semi-conducteurs à gap direct le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont au même point (même vecteur d'onde \vec{k}) dans la zone de Brillouin (ZB), figure I.7. La transition électronique entre le haut de la bande de valence (BV) et le bas de la bande de conduction (BC) conserve le vecteur d'onde ($\Delta\vec{k} = \vec{0}$).

Dans ce cas ; $\Delta\vec{p} = \hbar \Delta\vec{k} = \vec{0}$

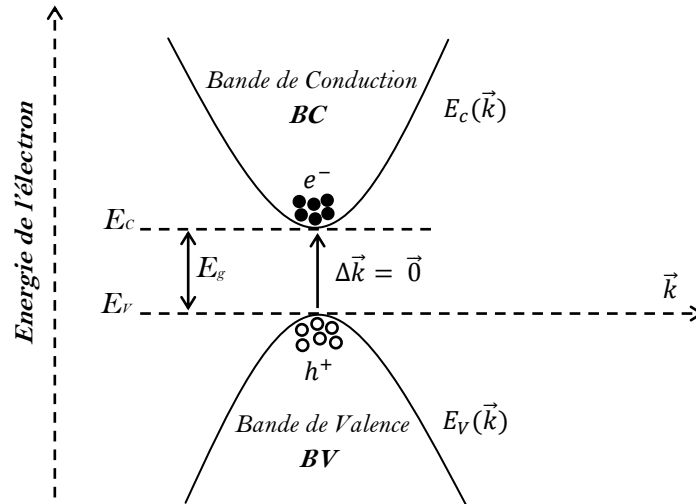


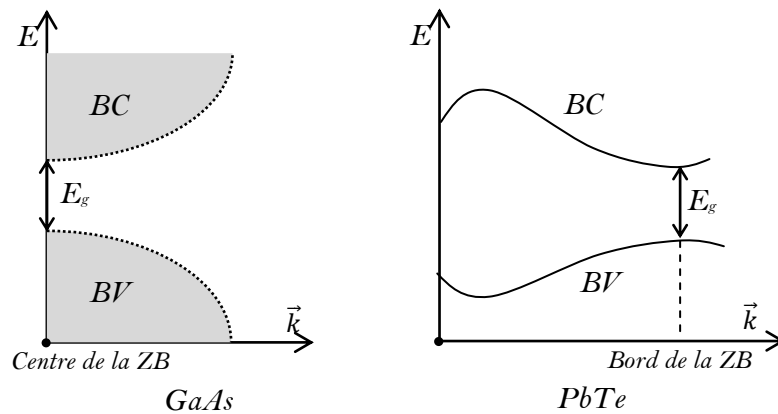
Figure I.7 : Semi-conducteurs à gap direct

\vec{k} est le vecteur d'onde associé à l'électron.

$\vec{p} = \hbar \vec{k} = m \vec{v}$: La quantité de mouvement.

$E_c(\vec{k})$ et $E_v(\vec{k})$ sont respectivement les relations de dispersion dans la bande de conduction et la bande de valence. E_c et E_v sont respectivement l'énergie minimum de la bande de conduction et l'énergie maximum de la bande de valence.

Exemples : gap direct au centre de la ZB (GaAs) et gap direct au bord de la ZB (PbTe)



b. Semi-conducteurs intrinsèques à gap indirect

Dans le cas des semi-conducteurs à gap indirect le minimum de la bande conduction est situé à une distance $\Delta\vec{k} \neq \vec{0}$ du maximum de la bande de valence dans la zone de Brillouin (ZB), figure I.8. La transition électronique entre le haut de la bande de valence (BV) et le

bas de la bande de conduction (BC) est accompagnée par le changement de la quantité de mouvement $\Delta\vec{p}$, c'est-à-dire le vecteur d'onde n'est pas conservé ($\Delta\vec{k} \neq \vec{0}$ et $\Delta\vec{p} = \hbar \Delta\vec{k} \neq \vec{0}$).

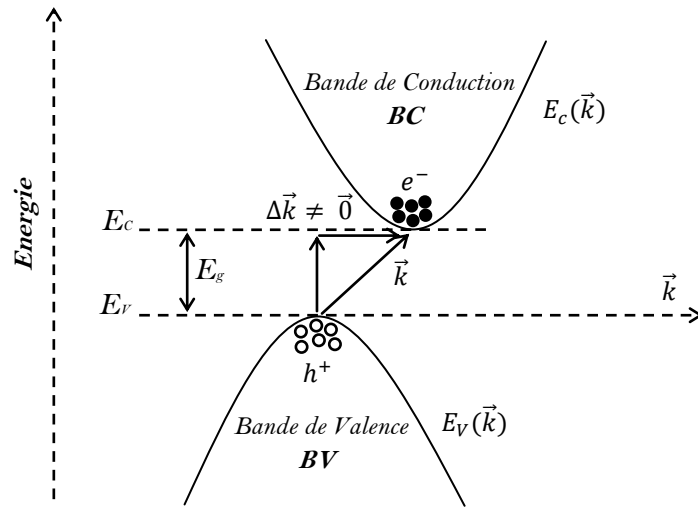
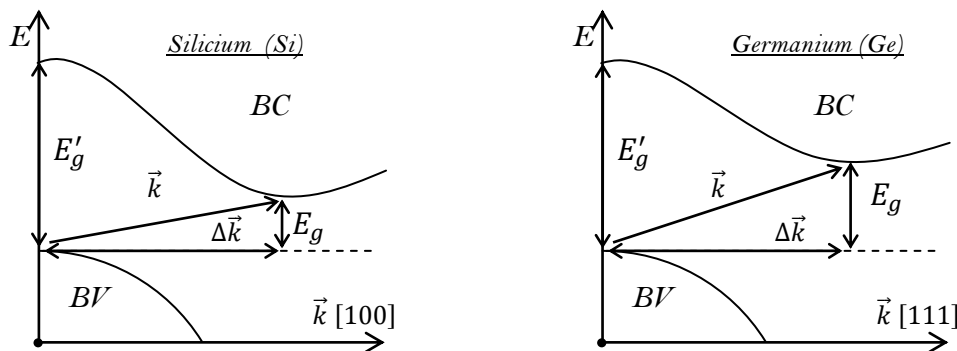


Figure I.8 : Semi-conducteurs à gap indirect

Exemples : gap indirect suivant le vecteur d'onde \vec{k} [100] de la ZB (Silicium) et gap indirect suivant le vecteur d'onde \vec{k} [111] de la ZB (Germanium).



I.8. Porteurs de charges dans les milieux semi-conducteurs, électrons libres de conduction de la BC et les trous mobiles de la BV.

Les propriétés électroniques des semi-conducteurs sont déterminées par les électrons excités vers la bande de conduction et les trous créés dans la bande de valence.

Dans la bande de conduction, les électrons occupent les niveaux les plus proches des minima et dans la bande de valence les trous occupent les niveaux les plus proches des maxima, figures I.8 et I.9. Au voisinage du minimum de la bande de conduction, l'électron se comporte comme un électron libre de masse m_e . Afin de simplifier cette étude, nous considérons un espace à une dimension avec la bande de conduction centrée en $\vec{k}_0 = \vec{0}$ et isotrope au voisinage de \vec{k}_0 .

La relation de dispersion $E(k)$ dans l'espace de vecteur d'onde k s'écrit :

$$E(k) = E_c + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} k^2$$

$$E(k) = E_c + \frac{\hbar^2}{2 m_e} k^2$$

m_e : est la masse effective donnée par la relation : $m_e = \frac{\hbar^2}{\partial^2 E / \partial k^2}$ et $E_c = E(k_o)$

Dans le cas d'un semi-conducteur à gap indirect, la bande de conduction est anisotrope ($k_o \neq 0$) avec plusieurs minima équivalents. La relation de dispersion est donnée par :

$$E(k) = E_c + \frac{\hbar^2}{2 m_l} (k_{\parallel} - k_o)^2 + \frac{\hbar^2}{2 m_t} (k_{\perp})^2$$

Avec : $m_l = \frac{\hbar^2}{\partial^2 E / \partial k_{\parallel}^2}$: la masse effective longitudinale

Et, $m_t = \frac{\hbar^2}{\partial^2 E / \partial k_{\perp}^2}$: la masse effective transverse

$k_{\parallel} = k_z$: Composante de k portée sur l'axe (Z)

$k_{\perp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$: Composante de k dans le plan (xy) perpendiculaire à l'axe Z.

Dans la bande de valence, les trous aussi se comportent comme des particules libres de masses respectives m_{hh} et m_{lh} , figure I.9. Les relations de dispersion sont :

$$E_{hh}(k) = E_v - \frac{\hbar^2}{2 m_{hh}} k^2$$

$$E_{lh}(k) = E_v - \frac{\hbar^2}{2 m_{lh}} k^2$$

Avec : $m_{hh} = \frac{m_o}{\gamma_1 - \bar{\gamma}}$: masse effective du trou lourd (*Heavy holes*)

$m_{lh} = \frac{m_o}{\gamma_1 + \bar{\gamma}}$: masse effective du trou léger (*Light holes*)

Et : $\bar{\gamma} = \sqrt{2 \gamma_2^2 + 2 \gamma_3^2}$; γ_1, γ_2 et γ_3 sont les paramètres de la bande de valence.

m_o : est la masse de l'électron.

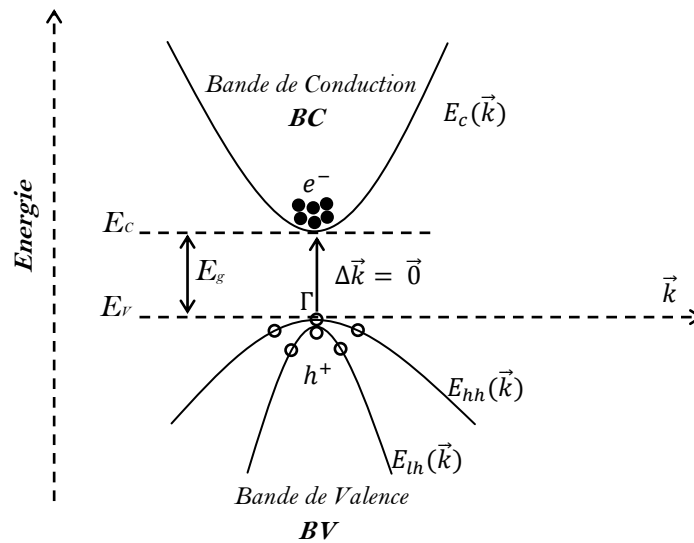


Figure I.9 : Trous lourds et trous légers dans la bande de valence

Chapitre II : Etude des Semi-conducteurs intrinsèques à l'équilibre

II.1. Introduction aux Semi-conducteurs intrinsèques (non dopés) à l'équilibre thermodynamique

Un semi-conducteur non dopé est un matériau pur. En pratique, la préparation de semi-conducteurs purs est un défi technologique. Les méthodes de préparation ne permettent pas une synthèse des semi-conducteurs parfaitement purs et la présence d'impuretés en très faible densité ne change pas considérablement les propriétés électriques des semi-conducteurs.

II.2. Statistiques de Fermi-Dirac et de Maxwell-Boltzmann (Fonctions de distributions des électrons libres et des trous mobiles)

Dans un système constitué de N particules, par exemple les électrons dans un solide, l'électron cherchent d'occuper l'état de plus basse énergie. A température zéro absolue ($0K$), le semi-conducteur se trouve dans un état d'énergie minimum. Les électrons occupent tous les niveaux de basse énergie dans la bande de valence. La distribution des électrons comme porteurs de charges est complètement différente quand la température est non nulle. Il est donc nécessaire de comprendre leur distribution en fonction de la température. Cette étude peut être réalisée à l'aide des méthodes statistiques de Fermi-Dirac et de Maxwell-Boltzmann à condition de respecter les deux points suivants :

- Le nombre total des particules dans le système est constant :

$$\sum_i n_i = N$$

- l'énergie totale des n particules dans le système est constante :

$$\sum_i n_i E_i = E$$

II.2.1. Statistiques de Maxwell-Boltzmann

La statistique de Maxwell-Boltzmann est connue aussi sous le nom de la statistique classique. Elle considère que les particules sont discernables, c'est-à-dire, chaque particule porte un numéro (*principe de Pauli est exclu*) et que les interactions entre elles sont négligeables.

Soit un système de N particules réparties dans q cellules. Le niveau d'énergie de chaque cellule est E_i avec $1 \leq i \leq q$. Pour chaque niveau E_i il y a n_i particules, alors ;

- Le nombre total de particules s'écrit :

$$C_1(n_1, n_2, n_3, \dots, n_i \dots n_q) = N = \sum_{i=1}^q n_i$$

- L'énergie totale du système s'écrit :

$$C_2(n_1, n_2, n_3, \dots, n_i \dots n_q) = E = \sum_{i=1}^q n_i E_i$$

La fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann est donnée par la relation suivante :

$$f(E) = A \exp(-\beta E)$$

Avec, A et β des constantes.

Dans un système de particules idéal, l'interaction est seulement par collision et l'énergie de la particule est une énergie cinétique.

$$E = \frac{1}{2} m v^2 = \left(\frac{m}{2}\right) (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$$

Avec :

$$A = N \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{1}{k_B T}$$

L'énergie totale du système de N particules est :

$$U = \frac{3}{2} N k_B T$$

L'énergie thermique de l'électron est :

$$E_{th} = \frac{3}{2} k_B T$$

La fonction de distribution des particules donnée en fonction de la vitesse est :

$$\frac{dn}{dv} = N(v) = 4\pi v^2 A e^{-\beta \frac{m v^2}{2}}$$

$$N(v) = 4\pi N \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} v^2 e^{-\beta \frac{m v^2}{2}}$$

La figure II.1, représente l'évolution du nombre N de particules en fonction de la vitesse v.

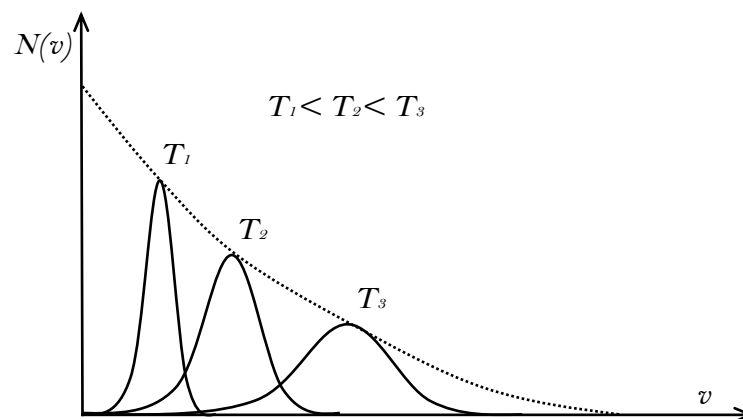


Figure II.1 : Evolution du nombre N de particules en fonction de la vitesse

II.2.2. Statistiques de Fermi-Dirac

Contrairement à la distribution de Maxwell-Boltzmann, la statistique de Fermi-Dirac tient compte du principe d'exclusion de Pauli, car il ne peut y voir plus d'un électron de même spin dans le même état quantique. En plus, il est impossible de distinguer les électrons dans les métaux ou les semi-conducteurs en raison de leur densité très élevée.

Dans la distribution de Fermi-Dirac le nombre d'électrons est conservé, alors :

$$\sum_i n_i = N$$

L'énergie totale des électrons est aussi conservée :

$$E = \sum_{i=1}^q n_i E_i$$

Avec :

$$n_i \leq g_i$$

n_i : est le nombre d'électrons dans le niveau d'énergie E_i

g_i : le nombre d'états quantiques dans le niveau d'énergie E_i

La fonction de distribution $f(E_i)$ est donnée par la relation suivante :

$$f(E_i) = \frac{n_i}{g_i} = \frac{1}{1 + e^{(\eta + \beta E_i)}}$$

Avec :

$$\eta = -\frac{E_F}{k_B T} \text{ et } \beta = \frac{1}{k_B T}$$

E_F ; le niveau de Fermi.

La fonction de distribution $f(E)$ s'écrit alors, figure II.2 :

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{(E - E_F)}{k_B T}}}$$

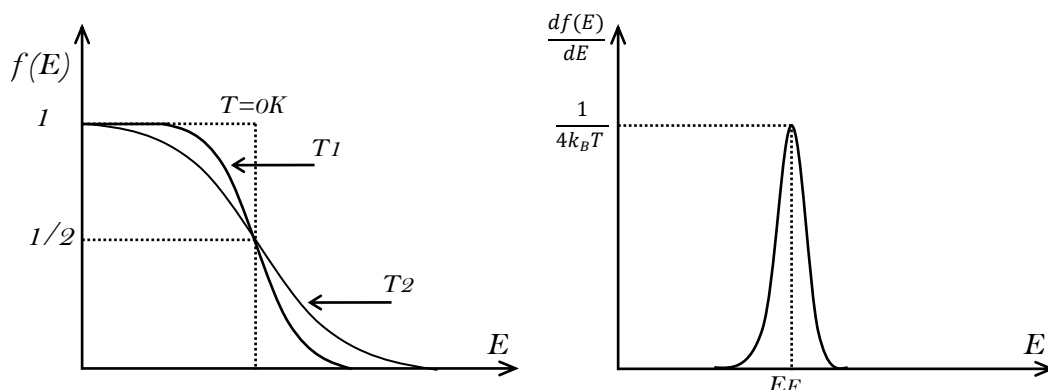


Figure II.2 : la distribution de Fermi-Dirac $f(E)$ en fonction de la température et sa dérivée

II.3. Détermination des expressions générales des densités des électrons libres $n_i(T)$ et des trous mobiles $p_i(T)$

II.3.1. Densité d'état dans la bande de conduction (BC)

Dans un cristal à 3 dimensions, la densité d'état dans l'espace des vecteurs d'onde (\vec{k}) exprimée par unité de volume est donnée par l'expression suivante :

$$g(k) = \frac{2}{(2\pi)^3}$$

le nombre d'états N contenus dans une sphère de rayon (\vec{k}) est donnée par la relation suivante :

$$N = g(k) V_k$$

Avec V_k le volume de la sphère : $V_k = \frac{4}{3} \pi k^3$

alors le nombre d'états N est :

$$N = \frac{2}{(2\pi)^3} \left(\frac{4}{3} \pi k^3 \right)$$

a. Semi-conducteur à gap direct

Dans un matériau cubique, la bande de conduction présente un minimum unique et isotrope. Dans l'approximation parabolique, le vecteur d'onde (\vec{k}) est donnée par la relation :

$$k = \left[\frac{2 m_e}{\hbar^2} (E - E_c) \right]^{1/2}$$

E ; est l'énergie des électrons et E_c du minimum de la bande de conduction.

Par substitution du vecteur d'onde dans la relation de N précédente, le nombre d'états est :

$$N = \frac{2}{(2\pi)^3} \frac{4}{3} \pi \left[\frac{2 m_e}{\hbar^2} (E - E_c) \right]^{3/2}$$

La dérivée $\frac{dN}{dE}$ représente la densité d'état exprimée par unité d'énergie.

$$\frac{dN}{dE} = \frac{2}{(2\pi)^3} \frac{4}{3} \pi \left(\frac{2 m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \frac{3}{2} (E - E_c)^{1/2}$$

d'où ;

$$N_C(E) = \frac{1}{(2\pi)^2} \left(\frac{2 m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad \text{II.1}$$

b. Semi-conducteur à gap indirect

Dans le cas des semi-conducteurs à gap indirect, le nombre d'états d'énergie E est donné par la relation :

$$N_C(E) = \frac{1}{\pi^2} \frac{1}{3} \left(\frac{2 (n m_l^{1/2} m_t)}{\hbar^2} (E - E_c) \right)^{3/2}$$

Où n est le nombre de directions équivalentes, c'est aussi le nombre d'ellipsoïdes équivalents (c'est à dire, de surface d'énergie constante).

Pour le silicium, il y a 6 directions équivalentes et pour le germanium le nombre de directions équivalentes est 4.

La densité d'états dans l'espace des énergies est :

$$N_C(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_C)^{1/2} \quad \text{II.2}$$

Avec : $m_c = (n m_l^{1/2} m_t)^{2/3}$

m_c : est la masse effective de densité d'états dans la bande de conduction.

Quelques valeurs de n et m_c .

| | Silicium (Si) | Germanium (Ge) | GaP |
|-----------|---------------|----------------|------|
| n | 6 | 4 | 3 |
| m_c/m_0 | 1.06 | 0.55 | 0.78 |

II.3.2. Densité d'état dans la bande de valence (BV)

Dans le cadre de l'approximation parabolique, l'expression de la densité d'états dans la bande de valence d'un matériau isotrope est donnée par la relation :

$$N_V(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} \quad \text{II.3}$$

Avec : $m_v = (m_{hh}^{3/2} m_{lh}^{3/2})^{2/3}$, représente la masse effective de densité d'états dans la bande de valence. Elle est la somme des densités d'états de trous lourds et légers.

| | Silicium (Si) | Germanium (Ge) | GaP | GaAs | InP |
|-----------|---------------|----------------|------|------|------|
| m_v/m_0 | 0.59 | 0.36 | 0.83 | 0.64 | 0.87 |

En générale, la densité d'états au voisinage de l'extrimum d'une bande s'écrit sous la forme suivante :

$$N(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_o)^{1/2} \quad \text{II.4}$$

m^* : est la masse effective de densité d'états correspondante.

$E_o = E_c$ ou E_v (energie du bord).

II.3.3. Densités totales d'électrons et de trous

Les densités totales des électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence sont données par les relations suivantes :

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

et

$$p = \int_E^{E_v} N_v(E) f_p(E) dE$$

Avec :

$$f_n(E) = f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{(E-E_F)}{k_B T}}}$$

et

$$f_p(E) = 1 - f(E) = \frac{1}{1 + e^{-\frac{(E-E_F)}{k_B T}}}$$

$f(E)$ est la fonction de Fermi, elle représente la probabilité pour qu'un électron occupe l'état d'énergie E , figure II.3.

k_B : est la constante de Boltzmann.

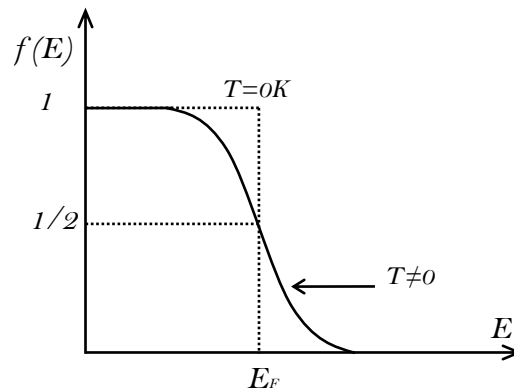


Figure II.3 : Fonction de Fermi à $T=0K$ et $T \neq 0K$

Remarques :

- $f(E_F) = 1/2$, quel que soit la température T .
- si $(E - E_F)$ est de l'ordre de quelques $k_B T$ la fonction de fermi devient : $f(E) \approx e^{-\frac{(E-E_F)}{k_B T}}$

Dans le cas d'un semi-conducteur non dégénéré (niveau de Fermi dans la bande interdite) et si le niveau de Fermi est situé à plusieurs $k_B T$ des extrema des bandes permises, c'est à dire $E_c - E_F > 2 k_B T$ ou $E_F - E_v > 2 k_B T$, les fonctions de distribution des électrons se ramènent à des fonctions de Boltzmann, figure II.4 :

$$f_n(E) \approx e^{-\frac{(E-E_F)}{k_B T}}$$

et

$$f_p(E) \approx e^{\frac{(E-E_F)}{k_B T}}$$

Alors, les densités totales deviennent :

$$n = \int_{E_c}^{+\infty} N_c(E) e^{-\frac{(E-E_F)}{k_B T}} dE$$

et

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} N_v(E) e^{\frac{(E-E_F)}{k_B T}} dE$$

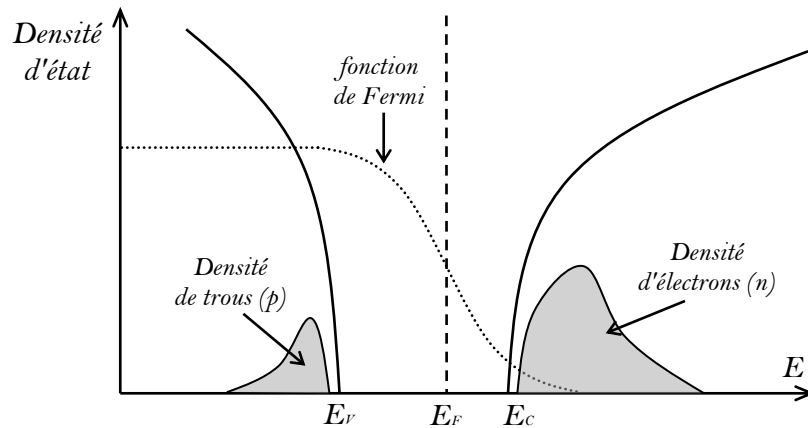


Figure II.4 : Densités d'électrons et de trous

Les deux intégrales précédentes mènent aux relations de densités suivantes :

Densité d'électron dans la bande de conduction est :

$$n(T) = n_c e^{-\frac{(E_c-E_F)}{k_B T}}$$

Et la densité de trous dans la bande de valence est :

$$p(T) = n_v e^{\frac{(E_v-E_F)}{k_B T}}$$

Avec :

$$n_c = 2 \left(\frac{2\pi m_c k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} = 2.5 \times 10^{19} (m_c/m_o)^{3/2} (T/300)^{3/2} \text{ en (électrons/cm}^{-3}\text{)}$$

$$n_v = 2 \left(\frac{2\pi m_v k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} = 2.5 \times 10^{19} (m_v/m_o)^{3/2} (T/300)^{3/2} \text{ en (trous/cm}^{-3}\text{)}$$

La densité totale des électrons dans la bande de conduction est :

$$n(T) = 2 \left(\frac{2\pi m_c k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{(E_c-E_F)}{k_B T}}$$

et la densité totale des électrons dans la bande de conduction est :

$$p(T) = 2 \left(\frac{2\pi m_v k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{(E_v-E_F)}{k_B T}}$$

Dans un semi-conducteur intrinsèque (non dégénéré) les densités d'électrons et de trous sont égales.

$$n(T) = p(T) = n_i$$

Le produit donne :

$$n(T) \times p(T) = n_i^2$$

Alors ;

$$n(T) \times p(T) = n_i^2 = n_c n_v e^{-\frac{E_g}{k_B T}}$$

Donc :

$$n_i = (n_c n_v)^{1/2} e^{-\frac{E_g}{2 k_B T}}$$

n_i : est appelée densité de porteurs intrinsèques

Démonstration des densités $n(T)$ et $p(T)$:

a. Densité d'électrons dans la bande de conduction:

$$n(T) = \int_{E_c}^{+\infty} N_c(E) e^{-\frac{(E-E_F)}{k_B T}} dE = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2}\right)^{3/2} \int_{E_c}^{+\infty} (E-E_c)^{1/2} e^{-\frac{(E-E_F)}{k_B T}} dE$$

On pose ; $x = \frac{(E-E_c)}{k_B T}$, alors, $dx = \frac{dE}{k_B T}$ et $dE = k_B T dx$

$n(T)$ S'écrit donc :

$$\begin{aligned} n(T) &= \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2}\right)^{3/2} (k_B T)^{1/2} \int_0^{+\infty} \left(\frac{E-E_c}{k_B T}\right)^{1/2} e^{-\frac{(E-E_c)}{k_B T}} e^{-\frac{(E_c-E_F)}{k_B T}} k_B T dx \\ &= \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2}\right)^{3/2} (k_B T)^{3/2} e^{-\frac{(E_c-E_F)}{k_B T}} \int_0^{+\infty} \left(\frac{E-E_c}{k_B T}\right)^{1/2} e^{-\frac{(E-E_c)}{k_B T}} dx \\ &= \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2}\right)^{3/2} (k_B T)^{3/2} e^{-\frac{(E_c-E_F)}{k_B T}} \int_0^{+\infty} x^{1/2} e^{-x} dx \end{aligned}$$

On a : $\int_0^{+\infty} x^{1/2} e^{-x} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$, ce qui permet d'écrire $n(T)$ sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} n(T) &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \times \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2}\right)^{3/2} (k_B T)^{3/2} e^{-\frac{(E_c-E_F)}{k_B T}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \times \frac{1}{2\pi^2} \left[\frac{2m_c}{\left(\frac{\hbar}{2\pi}\right)^2}\right]^{3/2} (k_B T)^{3/2} e^{-\frac{(E_c-E_F)}{k_B T}} \\ &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \times \frac{1}{2\pi^2} \left[\frac{2m_c k_B T}{\left(\frac{\hbar}{2\pi}\right)^2}\right]^{3/2} e^{-\frac{(E_c-E_F)}{k_B T}} = 2 \times \left[\frac{2\pi m_c k_B T}{h^2}\right]^{3/2} e^{-\frac{(E_c-E_F)}{k_B T}} \end{aligned}$$

Enfin la densité d'électrons dans la bande de conduction s'écrit :

$$n(T) = n_c e^{-\frac{(E_c-E_F)}{k_B T}}, \text{ avec } n_c = 2 \left(\frac{2\pi m_c k_B T}{h^2}\right)^{3/2}$$

b. Densité de trous dans la bande de valence:

Par analogie :

$$p(T) = \int_{-\infty}^{E_v} N_v(E) e^{\frac{(E-E_F)}{k_B T}} dE = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2}\right)^{3/2} \int_{-\infty}^{E_v} (E_v-E)^{1/2} e^{-\frac{(E-E_F)}{k_B T}} dE$$

On pose ; $x = \frac{(E_v-E)}{k_B T}$, alors, $dx = \frac{dE}{k_B T}$ et $dE = k_B T dx$

$p(T)$ S'écrit donc :

$$p(T) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2}\right)^{3/2} (k_B T)^{1/2} \int_0^{+\infty} \left(\frac{E_v-E}{k_B T}\right)^{1/2} e^{-\frac{(E_v-E)}{k_B T}} e^{\frac{(E_v-E_F)}{k_B T}} k_B T dx$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2}\right)^{3/2} (k_B T)^{3/2} e^{\frac{(E_v - E_F)}{k_B T}} \int_0^{+\infty} \left(\frac{E_v - E}{k_B T}\right)^{1/2} e^{-\frac{(E_v - E)}{k_B T}} dx \\
 &= \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2}\right)^{3/2} (k_B T)^{3/2} e^{\frac{(E_v - E_F)}{k_B T}} \int_0^{+\infty} x^{1/2} e^{-x} dx
 \end{aligned}$$

On a: $\int_0^{+\infty} x^{1/2} e^{-x} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$, ce qui permet d'écrire $p(T)$ sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 n(T) &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \times \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2}\right)^{3/2} (k_B T)^{3/2} e^{\frac{(E_v - E_F)}{k_B T}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \times \frac{1}{2\pi^2} \left[\frac{2m_v}{\left(\frac{\hbar}{2\pi}\right)^2}\right]^{3/2} (k_B T)^{3/2} e^{\frac{(E_v - E_F)}{k_B T}} \\
 &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \times \frac{1}{2\pi^2} \left[\frac{2m_v k_B T}{\left(\frac{\hbar}{2\pi}\right)^2}\right]^{3/2} e^{\frac{(E_v - E_F)}{k_B T}} = 2 \times \left[\frac{2\pi m_v k_B T}{\hbar^2}\right]^{3/2} e^{\frac{(E_v - E_F)}{k_B T}}
 \end{aligned}$$

La densité de trous dans la bande de valence s'écrit :

$$p(T) = n_v e^{\frac{(E_v - E_F)}{k_B T}}, \text{ avec ; } n_v = 2 \left(\frac{2\pi m_v k_B T}{\hbar^2}\right)^{3/2}$$

II.4. Evolution du niveau de Fermi des Semi-conducteurs intrinsèques en fonction de la température

Le niveau de Fermi se déduit de l'équation $n = p$.

$$n_c e^{-\frac{(E_c - E_F)}{k_B T}} = n_v e^{\frac{(E_v - E_F)}{k_B T}}$$

$$\frac{n_c}{n_v} = \frac{e^{\frac{(E_v - E_F)}{k_B T}}}{e^{-\frac{(E_c - E_F)}{k_B T}}} = e^{\frac{(E_v - E_F + E_c - E_F)}{k_B T}}$$

$$\frac{n_c}{n_v} = e^{\frac{(E_v + E_c - 2E_F)}{k_B T}}$$

Alors :

$$\ln\left(\frac{n_c}{n_v}\right) = \frac{(E_v + E_c - 2E_F)}{k_B T}$$

ce qui donne ;

$$2E_F = (E_v + E_c) - k_B T \ln\left(\frac{n_c}{n_v}\right)$$

et le niveau de Fermi en fonction de la température est :

$$E_F = \frac{(E_v + E_c)}{2} - \frac{k_B T}{2} \ln\left(\frac{n_c}{n_v}\right)$$

ou :

$$E_F = \frac{(E_v + E_c)}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln\left(\frac{n_v}{n_c}\right)$$

Cette expression peut être aussi exprimée en fonction des masses effectives :

$$E_F = \frac{(E_v + E_c)}{2} + \frac{3 k_B T}{4} \ln \left(\frac{m_h}{m_e} \right)$$

m_h : la masse effective du trous

m_e : la masse effective de l'électron

si l'origine des énergie est $E_v = 0$, la relation de E_F devient :

$$E_F = \frac{E_c}{2} + \frac{3 k_B T}{4} \ln \left(\frac{m_h}{m_e} \right)$$

$$E_F = \frac{E_g}{2} + \frac{3 k_B T}{4} \ln \left(\frac{m_h}{m_e} \right)$$

Où E_g est la largeur de la bande interdite.

II.5. Comportement électrique des Semi-conducteurs intrinsèques à température zéro absolu (0K) et ambiante (300 K)

T = 0K :

La densité d'électrons dans la bande de conduction est donnée par les relations précédentes:

$$n(T) = 2 \left(\frac{2 \pi m_c k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{(E_c - E_F)}{k_B T}}$$

Cette relation s'écrit aussi :

$$n(T) = \frac{2 \left(\frac{2 \pi m_c k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}}{e^{\frac{(E_c - E_F)}{k_B T}}}$$

Le niveau le plus bas de la bande de conduction est supérieur du niveau de Fermi ($E_c > E_F$), alors : le dénominateur tend vers l'infini ($+\infty$) et la fonction de Fermi tend vers 0 : $f(E) = 0$.

$$e^{\frac{(E_c - E_F)}{k_B T}} \rightarrow +\infty$$

$$f(E) \rightarrow 0$$

la densité d'électrons est donc nulle ($n = 0$)

Ceci veut dire qu'à température zéro absolue la concentration des électrons dans la bande de conduction est nulle. Le semi-conducteurs est donc se comporte comme un isolant.

La densité de trous dans la bande de valence est donnée aussi par les relations précédentes :

$$p(T) = 2 \left(\frac{2 \pi m_v k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{(E_v - E_F)}{k_B T}}$$

Cette relation s'écrit aussi :

$$p(T) = \frac{2 \left(\frac{2\pi m_v k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}}{e^{\frac{(E_F - E_v)}{k_B T}}}$$

Le niveau le plus haut de la bande de valence est inférieur du niveau de Fermi ($E_F > E_v$).

Alors, le dénominateur tend vers l'infini ($+\infty$) et la fonction de Fermi tend vers 1 : $f(E) = 1$.

$$e^{\frac{(E_F - E_v)}{k_B T}} \rightarrow +\infty$$

$$f_p(E) \rightarrow 1$$

La densité de trous dans la bande de valence est donc nulle ($p = 0$)

Il est donc clair qu'à température zéro absolue (0K) la densité des trous dans la bande de valence est égale à zéro ($p=0$).

La relation du niveau de Fermi à 0K se réduit à :

$$E_F = \frac{(E_v + E_c)}{2}$$

Où à :

$$E_F = \frac{E_c}{2}$$

Si l'origine des énergies est $E_v = 0$, la relation de E_F devient :

$$E_F = \frac{E_g}{2}$$

Où E_g est la largeur de la bande interdite.

A température zéro absolue (0K), le niveau de Fermi dans le cas d'un semi-conducteur intrinsèque est situé au milieu de la bande interdite.

T = 300K :

La densité d'électrons dans la bande de conduction est donnée par les relations précédentes :

$$n(T) = 2 \left(\frac{2\pi m_c k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{(E_c - E_F)}{k_B T}}$$

La densité de trous dans la bande de valence est donnée aussi par les relations précédentes :

$$p(T) = 2 \left(\frac{2\pi m_v k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{(E_v - E_F)}{k_B T}}$$

Le niveau de Fermi en fonction de la température s'écrit :

$$E_F = \frac{(E_v + E_c)}{2} - \frac{k_B T}{2} \ln \left(\frac{n_c}{n_v} \right)$$

Exprimé en fonction des masses effectives :

$$E_F = \frac{(E_v + E_c)}{2} + \frac{3 k_B T}{4} \ln \left(\frac{m_h}{m_e} \right)$$

Ou exprimé en fonction de la largeur de la bande interdite E_g .

$$E_F = \frac{E_g}{2} + \frac{3 k_B T}{4} \ln \left(\frac{m_h}{m_e} \right)$$

Exemple :

Les masses effectives dans le cas du GaAs sont respectivement : $\frac{m_c}{m_o} = 0.068$, $\frac{m_v}{m_o} = 0.47$. La largeur de la bande interdite est $E_g = 1.43 \text{ eV}$.

1. Calculer le niveau de Fermi à 0 K.
2. Déterminer la position du niveau de Fermi à 100 K, 300 K et 600 K.
3. Représenter par un schéma les différents niveaux de Fermi puis commenter.
4. A 300 K, calculer les densités de charges n , p et n_i ?
5. Dans le cas d'un semi-conducteur extrinsèque, exprimer en fonction de la densité intrinsèque n_i et le niveau de Fermi intrinsèque E_{F_i} les densités de charges $n(T)$ et $p(T)$.

Solution :

Les masses effectives dans le cas du GaAs sont respectivement : $\frac{m_c}{m_o} = 0.068$, $\frac{m_v}{m_o} = 0.47$. La largeur de la bande interdite est $E_g = 1.43 \text{ eV}$.

1. Niveau de Fermi à 0 K

Le niveau de Fermi est donné par la relation suivante: (exercice n°1)

$$E_F = \frac{E_v + E_c}{2} - \frac{3 k_B T}{4} \ln \frac{m_c}{m_v} = \frac{E_g}{2} - \frac{3 k_B T}{4} \ln \frac{m_c}{m_v}$$

A, $T = 0 \text{ K} : E_F = \frac{E_v + E_c}{2} = \frac{E_g}{2} = 0.715 \text{ eV}$

2. Niveau de Fermi à 100, 300, 600 et 900 K

$$E_F = \frac{E_g}{2} - \frac{3 k_B T}{4} \ln \frac{m_c}{m_v} = 0.715 - \frac{3}{4} k_B T \ln \frac{0.068}{0.47} = 0.715 + 1.933 \times \frac{3}{4} k_B T = 0.715 + 1.45 k_B T$$

100 K :

$$E_F = 0.715 + 1.45 k_B \times 100 = 0.715 + 1.45 k_B \frac{300}{3} = 0.715 + 1.45 \frac{0.025}{3} = 0.7271 \text{ eV}$$

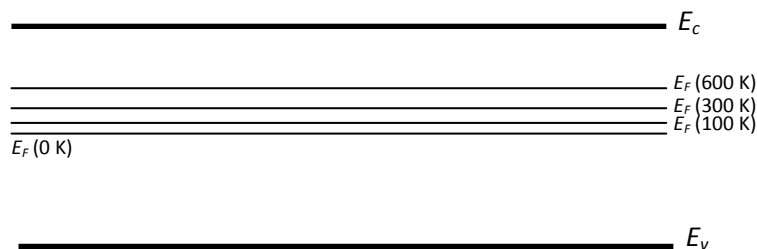
300 K :

$$E_F = 0.715 + 1.45 k_B \times 300 = 0.715 + 1.45 \times 0.025 = 0.7510 \text{ eV}$$

600 K :

$$E_F = 0.715 + 1.45 k_B \times 300 \times 2 = 0.715 + 1.45 \times 0.05 = 0.7875 \text{ eV}$$

3. Représentation par un schéma



Lorsque la température augmente, le niveau de Fermi E_f se déplace vers la bande de conduction.

4. Densités n et p a 300 K

On' a, $T = 300 \text{ K}$, $k_B T = 0.025 \text{ eV}$

Aussi : $E_C - E_F = E_g - E_F = 1.43 - 0.751 = 0.679 \text{ eV}$

$$E_V - E_F = -E_F = -0.751 \text{ eV}$$

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_c k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} = 4.45 \times 10^{23} \quad \text{et} \quad N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_v k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} = 8.085 \times 10^{24}$$

Alors ;

$$n(300) = n_c e^{-\frac{(E_C - E_F)}{k_B T}} = 4.45 \times 10^{23} e^{-\frac{0.679}{0.025}} = 7.127 \times 10^{11} \text{ } \acute{e}$$

$$p(300) = n_v e^{\frac{(E_V - E_F)}{k_B T}} = 8.085 \times 10^{24} e^{-\frac{0.751}{0.025}} = 7.2689 \times 10^{11} \text{ trous}$$

$$n(300) = p(300) = n_i$$

5. Densités de charges $n(T)$ et $p(T)$ en fonction de la densité intrinsèque n_i et le niveau de Fermi intrinsèque E_{Fi}

$$\text{Semi-conducteur intrinsèque : } n = p = n_i = N_C e^{-\frac{(E_C - E_{Fi})}{k_B T}} = N_V e^{\frac{(E_V - E_{Fi})}{k_B T}}$$

$$\text{Semi-conducteur extrinsèque : } n = n_c e^{-\frac{(E_C - E_F)}{k_B T}} \quad \text{et} \quad p = n_v e^{\frac{(E_V - E_F)}{k_B T}}$$

Alors :

$$\frac{n}{n_i} = e^{-\frac{(E_C - E_F)}{k_B T}} e^{+\frac{(E_C - E_{Fi})}{k_B T}} = e^{\frac{(E_F - E_{Fi})}{k_B T}} \quad \Rightarrow \quad n = n_i e^{\frac{(E_F - E_{Fi})}{k_B T}}$$

$$\frac{p}{n_i} = e^{\frac{(E_V - E_F)}{k_B T}} e^{-\frac{(E_V - E_{Fi})}{k_B T}} = e^{\frac{(E_F - E_{Fi})}{k_B T}} \quad \Rightarrow \quad p = n_i e^{-\frac{(E_F - E_{Fi})}{k_B T}}$$

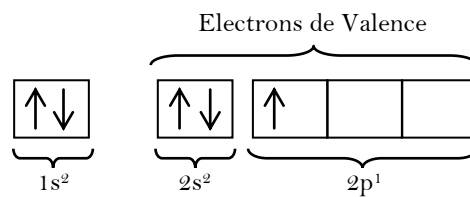
Chapitre III : Etude des Semi-conducteurs extrinsèques (dopés N et P) à l'équilibre

III.1. Introduction aux Semi-conducteurs dopés avec des atomes impuretés trivalent et pentavalent

III.1.1. Semi-conducteurs dopés avec des atomes impuretés trivalent

Les impuretés sont les atomes trivalents de la colonne III dans la classification périodique des éléments. Les éléments le plus utilisé dans le dopage sont le Bore (B) et le gallium (Ga).

Le Bore possède 3 électrons dans la couche externe, sa configuration électronique est la suivante :



Le dopage d'un semi-conducteur, le silicium par exemple (4 électrons de valence), par des atomes de Bore permet, à température ambiante, d'une part la création d'un trou dans la bande de valence et d'autre part l'apparition d'une charge négative excédentaire autour de l'atome de Bore. L'atome de Bore est considéré dans ce cas un élément accepteur d'électrons, figure III.1. le Semi-conducteur dopé par des atomes trivalents est de type *P*.

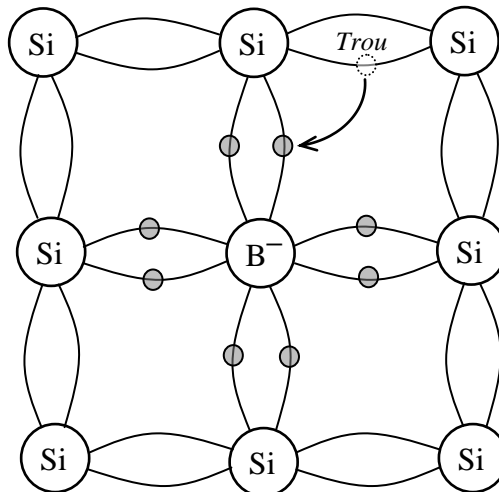
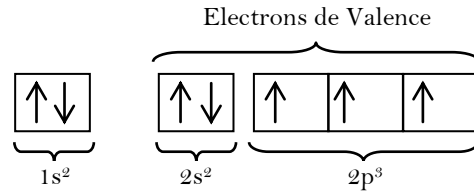


Figure III.1: Charge négative excédentaire autour de l'atome du Bore (dopage de type P)

III.1.2. Semi-conducteurs dopés avec des atomes impuretés pentavalents

Dans ce cas, les impuretés sont les atomes pentavalents de la colonne V dans la classification périodique des éléments. Les éléments le plus utilisé dans le dopage sont l'arsenic (As) et le phosphore (P). Ces éléments possèdent 5 électrons dans la couche externe, sa configuration électronique est la suivante :



Le silicium dopé par des atomes pentavalents tel que l'arsenic (atome de la colonne V) est de type *N*. Dans le réseau cristallin, l'atome d'arsenic est entouré de 9 électrons et 8 électrons d'entre eux saturent les orbitales liantes. L'électron restant occupe une orbital délocalisée dans le champ positif de l'ion As^+ , figure III.2.

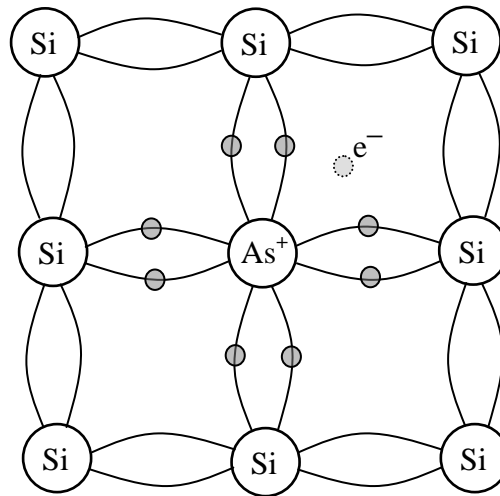


Figure III.2: *Electron délocalisé dans un semi-conducteur de type N*

III.2. Définition et localisation des niveaux énergétiques de donneurs (E_d) et accepteurs (E_a), position du niveau à l'intérieur de la bande interdite

III.2.1. Niveau donneur

La présence d'impuretés dans le réseau cristallin change d'une manière considérable les propriétés électrique du semi-conducteur. Par exemple l'arsenic forme quatre liaisons avec ses quatre voisins du silicium. L'énergie de liaison du 5ème électron est donnée par la relation suivante :

$$E_{lD} = E_c - E_d$$

E_d : est l'énergie du niveau donneur de l'impureté.

A température ambiante, l'électron occupe un état dans la bande de conduction, c'est à dire l'énergie thermique est suffisante pour exciter l'électron vers la bande de conduction, figure III.3a.

III.2.2. Niveau accepteur

L'atome de Bore forme trois liaisons avec ses quatre voisins du silicium. L'énergie de liaison du trou est donnée par la relation suivante :

$$E_{lA} = E_a - E_v$$

E_a : est l'énergie du niveau accepteur de l'impureté.

L'énergie de liaison du trou correspond à l'énergie de transfert de l'électron de la bande de valence sur l'accepteur, figure III.3b.

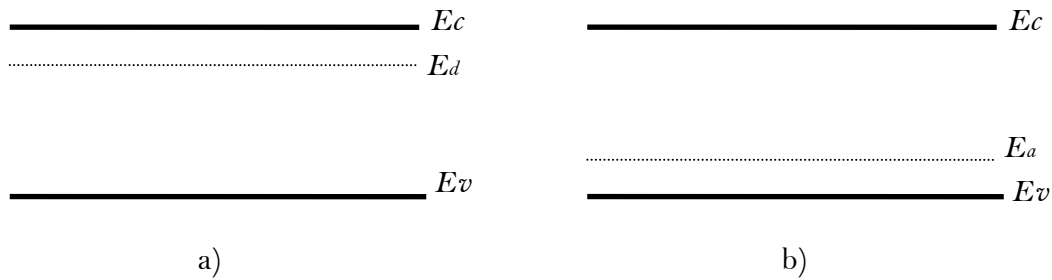


Figure III.3: a) Niveau donneur. b) Niveau accepteur

III.3. Equation de neutralité, loi d'action de masse

Considérons un semi-conducteur contenant une densité de donneurs N_d et une densité d'accepteurs N_a , alors :

- N_d^+ est le nombre de donneurs ionisés
- N_a^- est le nombre d'accepteurs ionisés

La charge totale du matériau est nulle (principe de conservation de charges).

$$n + N_a^- = p + N_d^+$$

n et p sont respectivement les densités d'électron et de trous.

A température ambiante, l'énergie $k_B T$ est de même ordre de grandeur que les énergies de liaison de l'électron du donneur et de trous de l'accepteur. Ceci veut dire que tous les donneurs et accepteurs sont ionisés.

L'équation de neutralité précédente s'écrit donc :

$$n + N_a = p + N_d$$

N_a et N_d sont les densités d'accepteurs et de donneurs

III.3.1. semi-conducteurs de type n

Dans un semi-conducteur de type n , la densité en donneur (N_d) est supérieure à la densité d'accepteurs (N_a). D'après l'équation de neutralité la densité d'électrons (n) est supérieure à la densité de trous (p).

$$N_d > N_a \quad \text{et} \quad n > p$$

Les électrons dans ce cas sont appelés les porteurs majoritaires et les trous sont des porteurs minoritaires.

$$n + N_a = p + N_d$$

Avec : $n p = n_i^2$

$$(N_d - N_a) n = n^2 - p n$$

D'où :

$$n^2 - (N_d - N_a) n + n_i^2 = 0$$

Les solutions de cette équation sont :

$$n = \frac{1}{2} [(N_d - N_a) + ((N_d - N_a)^2 + 4 n_i^2)^{1/2}]$$

$$p = -\frac{1}{2} [(N_d - N_a) - ((N_d - N_a)^2 + 4 n_i^2)^{1/2}]$$

La valeur absolue donne la densité de trous.

En pratique N_d , N_a et $(N_d - N_a)$ sont des densités très élevées, elles sont supérieures à n_i . Ceci permet d'écrire :

$$n \approx (N_d - N_a)$$

$$p \approx \frac{n_i^2}{(N_d - N_a)}$$

III.3.2. semi-conducteurs de type p

Dans ce type de semi-conducteur la densité en accepteurs (N_a) est supérieure à la densité de donneurs (N_d). Dans ce cas, les porteurs majoritaires sont les trous. Les densités de porteurs sont :

$$N_a > N_d \quad \text{et} \quad p > n$$

$$p \approx (N_a - N_d)$$

$$n \approx \frac{n_i^2}{(N_a - N_d)}$$

III.3.3. Niveau de Fermi

- La densité de porteurs (électrons) de charges dans un semi-conducteur de type n est donnée par la relation suivante :

$$n = N_d - N_a = N_c e^{-\frac{(E_c - E_{Fn})}{k_B T}} \quad \text{SC (n)}$$

- La densité de porteurs (trous) de charges dans un semi-conducteur de type p est donnée par la relation suivante :

$$p = N_a - N_d = N_v e^{\frac{(E_v - E_{Fp})}{k_B T}} \quad \text{SC (p)}$$

Dans les deux types de semi-conducteurs, il est nécessaire de définir la position du niveau de Fermi par sa distance au niveau de Fermi intrinsèque E_{Fi} .

Dans un semi-conducteur intrinsèque les densités sont égales.

On a :

$$n = p = n_i = N_c e^{-\frac{(E_c - E_{Fi})}{k_B T}} = N_v e^{\frac{(E_v - E_{Fi})}{k_B T}}$$

Et :

$$n = N_c e^{-\frac{(E_c - E_{Fn})}{k_B T}} \quad \text{SC (n)}$$

$$p = N_v e^{\frac{(E_v - E_{Fp})}{k_B T}} \quad \text{SC (p)}$$

Alors:

$$\frac{n}{n_i} = e^{-\frac{(E_c - E_{Fn})}{k_B T}} \times e^{\frac{(E_c - E_{Fi})}{k_B T}}$$

$$\frac{n}{n_i} = e^{\frac{(E_{Fn} - E_{Fi})}{k_B T}}$$

Ou :

$$n = n_i e^{\frac{(E_{Fn} - E_{Fi})}{k_B T}}$$

On pose : $E_{Fn} - E_{Fi} = e \phi_{Fi}$, la relation s'écrit donc :

$$n = n_i e^{\frac{e \phi_{Fi}}{k_B T}}$$

De manière analogue la densité de trous dans un SC (p) s'écrit :

$$p = n_i e^{-\frac{e \phi_{Fi}}{k_B T}}$$

Remarques :

- si : $e \phi_{Fi} > 0 \Rightarrow n > n_i$ et $p < n_i$; le semi - conducteur est de type n

- si : $e \phi_{Fi} < 0 \Rightarrow p > n_i$ et $n < n_i$; le semi - conducteur est de type p

- $e \phi_{Fi}$ se déduit des deux relations précédentes :

$$e \phi_{Fi} = k_B T \ln\left(\frac{n}{n_i}\right) = -k_B T \ln\left(\frac{p}{n_i}\right)$$

III.4. Evolution du niveau de Fermi $E_{FN}(T)$ en fonction de la température :

Considérons un semi-conducteur de type n non dégénéré, l'équation de neutralité électrique s'écrit :

$$n + N_a^- = p + N_d^+$$

Si on suppose que la densité d'accepteurs ionisés est nulle ($N_a^- = 0$) et la densité de donneurs ionisés est N_d^+ , l'équation de neutralité s'écrit :

$$n - p = N_d^+$$

Avec :

$$n(T) = N_c e^{-\frac{(E_c - E_F)}{k_B T}}$$

Et

$$p(T) = N_v e^{\frac{(E_v - E_F)}{k_B T}}$$

N_d^+ : est la densité de donneurs ionisés donnée par la relation suivante :

$$N_d^+ = N_d - N_d^o$$

Où :

N_d : est la densité de donneurs et N_d^o la densité de donneurs neutres exprimée par la relation :

$$N_d^o = \frac{N_d}{1 + \frac{1}{2} e^{\frac{(E_d - E_F)}{k_B T}}}$$

Le facteur (1/2) dans le dénominateur résulte de l'état donneur. Le donneur est analogue à l'atome d'hydrogène, son état fondamental est un état (1s) deux fois dégénéré.

E_d : est le niveau donneur.

L'équation de neutralité devient alors :

$$N_c e^{-\frac{(E_c - E_F)}{k_B T}} - N_v e^{\frac{(E_v - E_F)}{k_B T}} = \frac{N_d}{1 + 2 e^{\frac{(E_F - E_d)}{k_B T}}}$$

Cette équation permet de déduire le niveau de Fermi $E_F(T)$ et les densités $n(T)$ et $p(T)$.

a. Région des basses températures ($k_B T \approx E_g/10$)

Dans le cas des basses températures la densité de trous est négligeable. Lorsque la température augmente progressivement, la densité d'électrons devient de l'ordre de N_d et celle des trous de l'ordre de (n_i^2/N_d) et comme $(n_i \ll N_d)$ la densité de trous reste négligeable. L'équation de neutralité s'écrit :

$$N_c e^{-\frac{(E_c - E_F)}{k_B T}} - \frac{N_d}{1 + 2 e^{\frac{(E_F - E_d)}{k_B T}}} = 0$$

$$N_c e^{-\frac{(E_c - E_F)}{k_B T}} + 2 N_c e^{-\frac{(E_c - E_F)}{k_B T}} \times e^{\frac{(E_F - E_d)}{k_B T}} - N_d = 0$$

En multipliant l'équation par : $\frac{1}{2 N_c} e^{\frac{(E_c - E_d)}{k_B T}}$

$$\left[e^{\frac{(E_F - E_d)}{k_B T}} \right]^2 + \frac{1}{2} e^{\frac{(E_F - E_d)}{k_B T}} - \frac{N_d}{2 N_c} e^{\frac{(E_c - E_d)}{k_B T}} = 0$$

C'est une équation du second degré de forme :

$$A^2 + \frac{1}{2} A - \frac{N_d}{2 N_c} e^{\frac{(E_c - E_d)}{k_B T}} = 0$$

Avec : $A = e^{\frac{(E_F - E_d)}{k_B T}}$

La racine positive est :

$$e^{\frac{(E_F - E_d)}{k_B T}} = \frac{1}{4} \left[-1 + \left(1 + \frac{8 N_d}{N_c} e^{\frac{(E_c - E_d)}{k_B T}} \right)^{1/2} \right]$$

Et le niveau de Fermi se déduit :

$$E_F = E_d + k_B T \ln \left\{ \frac{1}{4} \left[-1 + \left(1 + \frac{8 N_d}{N_c} e^{\frac{(E_c - E_d)}{k_B T}} \right)^{1/2} \right] \right\}$$

b. Région des très basses températures ($k_B T \ll E_g/10$)

C'est le cas où : $k_B T \ll E_c - E_d$

Dans ce cas on néglige 1 sous la racine et (-1) avant la racine. L'équation précédente devient :

$$E_F = \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln \left(\frac{N_d}{2 N_c} \right)$$

Quand la température tend vers zéro, le terme dans le népérien $\left(\frac{N_d}{2 N_c} \right)$ tend vers $(+\infty)$ et le niveau de Fermi est situé au milieu de E_c et E_d .

$$E_F = \frac{E_c + E_d}{2}$$

Lorsque la température augmente à partir de $T=0K$, le niveau de Fermi passe par un maximum pour $N_c = N_d$. La densité N_c varie comme $(T^{3/2})$.

Lorsque $k_B T \gg E_c - E_d$, le niveau de Fermi est exprimé par la relation suivante :

$$E_F = E_c - k_B T \ln\left(\frac{N_c}{N_d}\right)$$

Cette relation a été obtenue après un développement limité de la racine de la relation de E_F . Dans cette gamme de températures, au voisinage de la température ambiante, et pour la plus part des semi-conducteurs N_c est supérieur à N_d , ce qui donne $\ln(N_c/N_d) > 0$. Dans ce cas, le niveau de Fermi varie en fonction de la température selon une loi pratiquement linéaire, figure III.4.

c. Région des hautes températures ($k_B T \gg E_g$)

Lorsque ($k_B T > E_g/10$), l'approximation précédente n'est plus justifiée et on ne peut pas négliger la densité des trous ($n_i \gg N_d$). Les donneurs sont négligeables et les porteurs intrinsèques jouent le rôle essentiel, c'est le régime intrinsèque.

Le niveau de Fermi est donné par la relation vue précédemment :

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln\left(\frac{N_v}{N_c}\right)$$

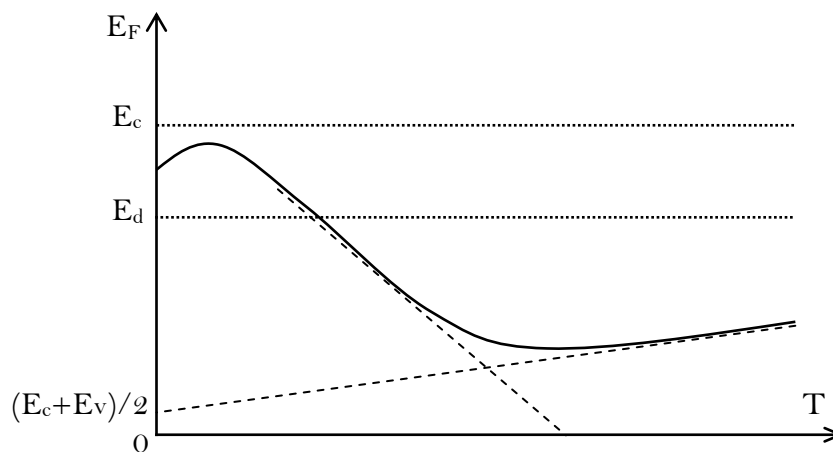


Figure III.4: Evolution de niveau de Fermi en fonction de la température

III.5. Evolution des densités d'électrons et de trous en fonction de la température :

(Cas d'une ionisation partielle des atomes du dopage N)

a. Région des très basses températures

Dans cet intervalle de températures, le niveau de Fermi est donné par l'expression précédente :

$$E_F = \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln\left(\frac{N_d}{2N_c}\right)$$

La relation s'écrit aussi sous forme :

$$\frac{E_F - E_c}{k_B T} = \frac{-E_c + E_d}{2 k_B T} + \ln\left(\frac{N_d}{2N_c}\right)^{1/2}$$

Ou :

$$-\frac{(E_c - E_F)}{k_B T} = \frac{-E_c + E_d}{2 k_B T} + \ln\left(\frac{N_d}{2N_c}\right)^{1/2}$$

La densité d'électrons $n(T)$ est donnée par les relations précédentes :

$$n(T) = N_c e^{-\frac{(E_c - E_F)}{k_B T}} = N_c e^{\left[\frac{-E_c + E_d}{2 k_B T} + \ln\left(\frac{N_d}{2N_c}\right)^{1/2}\right]}$$

$$n(T) = \left(\frac{N_c N_d}{2}\right)^{1/2} e^{-\frac{(E_c - E_d)}{2 k_B T}}$$

D'après la relation, ce régime est comparable au régime intrinsèque dans lequel $\left(\frac{N_d}{2}\right)$ remplace N_v et $(E_c - E_d)$ remplace $E_g = (E_c - E_v)$. La densité varie linéairement en fonction de $(1/T)$ avec une pente de $\left(-\frac{(E_c - E_d)}{2}\right)$, figure III.5.

Lorsque la température tend vers zéro, tous les donneurs deviennent neutres, c'est le régime de gel des électrons.

b. Région des basses températures

Le niveau de Fermi est donné par la relation suivante :

$$E_F = E_c - k_B T \ln\left(\frac{N_c}{N_d}\right)$$

L'équation s'écrit aussi :

$$-\frac{(E_c - E_F)}{k_B T} = -\ln\left(\frac{N_c}{N_d}\right)$$

La densité d'électrons est :

$$n(T) = N_c e^{-\frac{(E_c - E_F)}{k_B T}} = N_c e^{-\ln\left(\frac{N_c}{N_d}\right)}$$

$$n(T) = N_d$$

La densité d'électrons à basse température est égale à la densité de donneurs. L'énergie thermique est suffisante pour ioniser tous les donneurs mais insuffisante pour créer un nombre conséquent de porteurs intrinsèque. Ce régime est appelé régime d'épuisement des donneurs.

c. Région des hautes températures

A des températures élevées, le régime est intrinsèque. Les donneurs ne jouent aucun rôle significatif. Le niveau de Fermi est exprimé par la relation :

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln\left(\frac{N_v}{N_c}\right)$$

La densité de porteurs est :

$$n = p = n_i = (N_c N_v)^{1/2} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}}$$

Sur une échelle logarithmique, la densité de porteurs varie linéairement en fonction de $(1/T)$, la pente est égale à $\left(-\frac{E_g}{2}\right)$, figure III.5.

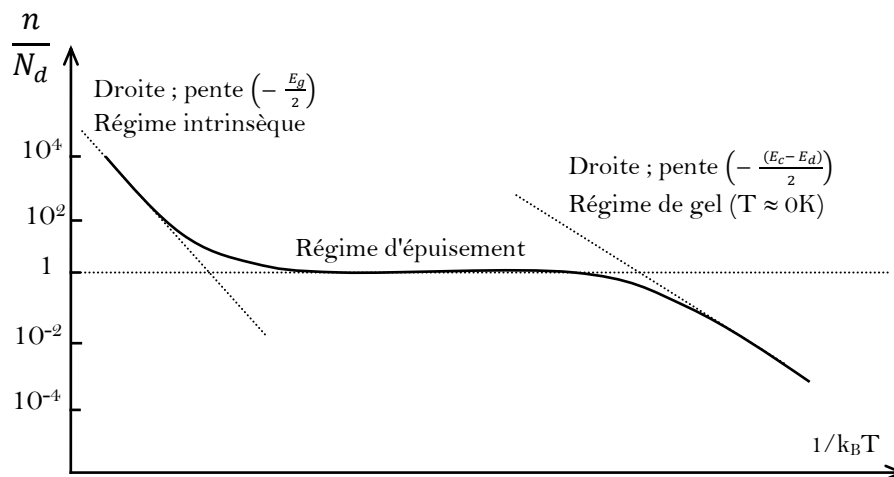


Figure III.5 : Evolution de la densité en fonction de la température

Chapitre IV : Etude des Semi-conducteurs hors équilibre

IV.1. Définition d'un semi-conducteur hors équilibre

Dans un matériau semi-conducteur et en absence d'un champ électrique, le courant global créé par les électrons libres et les trous mobiles est nul. Lorsque le semi-conducteur est soumis à un champ électrique extérieur ($E \neq 0$) son comportement est totalement différent. En effet, le déplacement des électrons et des trous sous l'effet du champ électrique engendre un courant électrique.

Alors, sous l'effet du champ électrique \vec{E} :

- L'électron libre subit une force électrique de forme ; $\vec{F} = -e \vec{E} = m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt}$

(m_e : est la masse effective de l'électron libre)

- La vitesse de l'électron est donnée par ; $\vec{v}_e = -\frac{e \tau}{m_e} \vec{E} = -\mu_n \vec{E}$

- μ_n est la mobilité électronique ; τ est le temps moyen entre deux collisions successives

IV.2. Calcul des densités de courant dans les semi-conducteurs hors équilibre

IV.2.1. Calcul de la densité de courant de conduction (mobilité de porteurs de charges)

La densité de courant créée par les électrons est donnée par la relation :

$$\vec{J}_e = +n e \vec{v}_e$$

Avec : n la densité d'électrons

La densité de courant s'écrit aussi en fonction de la conductivité σ_e et le champ électrique \vec{E} :

$$\vec{J}_e = n e \mu_n \vec{E} = \sigma_e \vec{E}$$

Il résulte de ces deux relations : $\sigma_e = n e^2 \frac{\tau}{m_e} = n e \mu_n$

- De manière analogue, la densité de courant \vec{J}_h créé par les trous mobiles s'écrit :

$$\vec{J}_h = p e \mu_p \vec{E} = \sigma_h \vec{E}$$

Avec : $\sigma_h = p e^2 \frac{\tau}{m_h} = p e \mu_p$

(m_h : est la masse effective du trou libre)

μ_p : est la mobilité des trous

p : la densité de trous

- La conductivité totale (σ) est la somme des deux conductivités, d'électrons (σ_e) et de trous (σ_h) :

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_h$$

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_h = n e \mu_n + p e \mu_p = e (n \mu_n + p \mu_p)$$

Dans le cas d'un semiconducteur intrinsèque ($n = p = n_i$), la conductivité devient :

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_h = e n_i (\mu_n + \mu_p)$$

IV.2.2. Calcul de la densité de courant de diffusion

En absence du champ électrique $\vec{E} = \vec{0}$, le courant total créé par le déplacement des porteurs de charges suivant les deux sens opposés (électrons et trous) est nul. On suppose que les densités de porteurs dans un volume délimité par l'intervalle $[-x, +x]$ sont constantes (figure IV.I). Dans le cas de la diffusion, la densité varie de part et d'autre de la surface (S) et sous agitation thermique les porteurs de charges se déplacent avec des vitesses variables.

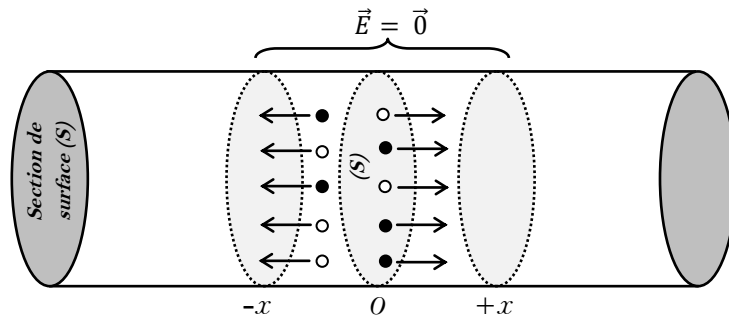


Figure IV.I : Diffusion des porteurs de charges

Pour simplifier l'étude de diffusion, nous considérons le cas d'une seule dimension, c'est-à-dire, des électrons se déplaçant suivant la direction (x) avec la même vitesse. Alors ;

La densité de courant de diffusion créé par les électrons en ($+x$) est donnée par la relation suivante :

$$J_{D1} = \frac{1}{2} n(+x) e v_{th} \text{ Avec : } +x = v_{th} \Delta t$$

La densité de courant de diffusion créé par les électrons en ($-x$) est donnée par la relation suivante :

$$J_{D2} = \frac{1}{2} n(-x) e v_{th} \text{ Avec : } -x = -v_{th} \Delta t$$

La densité totale J_{Dn} de courant de diffusion créé par les électrons est la somme des densités J_{D1} et J_{D2} :

$$J_{Dn} = J_{D1} + J_{D2} = \frac{1}{2} n(+x) e v_{th} - \frac{1}{2} n(-x) e v_{th}$$

$$J_{Dn} = \frac{1}{2} e v_{th} [n(+x) - n(-x)]$$

Les densités d'électrons $n(+x)$ en $(+x)$ et $n(-x)$ en $(-x)$ peuvent être mises sous les formes suivantes :

$$n(+x) = \frac{dn}{dx} (+x) \quad \text{et} \quad n(-x) = \frac{dn}{dx} (-x)$$

La relation précédente de J_{Dn} s'écrit alors ;

$$J_{Dn} = \frac{1}{2} e v_{th} \left(\frac{dn}{dx} (+x) - \frac{dn}{dx} (-x) \right)$$

$$J_{Dn} = \frac{1}{2} e v_{th} \left(\frac{dn}{dx} x + \frac{dn}{dx} x \right) = \frac{1}{2} e v_{th} \left(2 x \frac{dn}{dx} \right)$$

$$J_{Dn} = \left(\frac{dn}{dx} \right) x e v_{th}$$

La vitesse thermique des électrons s'exprime en fonction de (x) et du temps de collision ($\Delta t = \tau$) par :

$$x = v_{th} \times \Delta t$$

Alors ;

$$J_{Dn} = \frac{dn}{dx} (v_{th} \Delta t) e v_{th} = \frac{dn}{dx} (v_{th}^2 \tau) e$$

$$J_{Dn} = e v_{th}^2 \tau \frac{dn}{dx} = e D_n \frac{dn}{dx}$$

Avec : $D_n = v_{th}^2 \tau$, la constante de diffusion des électrons.

De manière analogue, la densité de courant créé par les trous est donnée par la relation suivante :

$$J_{Dp} = -e v_{th}^2 \tau \frac{dp}{dx} = -e D_p \frac{dp}{dx}$$

Avec : D_p , la constante de diffusion des trous.

Les deux relations précédentes de densités de courant, appelé courant de diffusion (J_n et J_p), s'expriment en trois dimensions par les expressions vectorielles suivantes :

$$\vec{J}_{Dn} = e D_n \overrightarrow{\text{grad}}(n); \text{ Densité de courant de diffusion des électrons}$$

$$\vec{J}_{Dp} = -e D_p \overrightarrow{\text{grad}}(p); \text{ Densité de courant de diffusion des trous}$$

Enfin, la densité totale (\vec{J}_D) de courant de diffusion est la somme des densités de courant de diffusion créés par les électrons et les trous :

$$\vec{J}_D = \vec{J}_{Dn} + \vec{J}_{Dp} = e D_n \overrightarrow{\text{grad}}(n) - e D_p \overrightarrow{\text{grad}}(p)$$

En présence d'un champ électrique (\vec{E}), les densités de courant sont :

$$\vec{J}_n = n e \mu_n \vec{E} + e D_n \overrightarrow{\text{grad}}(n); \text{ Densité de courant créé par les électrons}$$

$$\vec{J}_p = p e \mu_p \vec{E} - e D_p \overrightarrow{\text{grad}}(p); \text{ Densité de courant créé par les trous}$$

Exemple : « Silicium intrinsèque et dopé »

Le silicium intrinsèque comprend 5×10^{28} atomes.m⁻³. À la température ambiante, 2×10^{16} paires électron-trou par mètre cube participent à la conduction électrique, n est la densité des électrons et p la densité des trous : $n = p = n_i$.

Nous connaissons la mobilité des électrons μ_n et des trous μ_p :

$$\mu_n = 0,14 \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \text{s}^{-1} \text{ et } \mu_p = 0,05 \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$$

1. Calculer la résistivité du silicium intrinsèque à la température ambiante.
2. Calculer, à température ambiante, la résistivité du silicium dopé avec des donneurs N_d avec un taux de dopage de 2×10^{17} . Nous admettons le produit : $N_d \cdot p = n_i^2$.
3. Calculer dans les deux cas la résistance d'un tronçon de semi-conducteur de 2 mm^2 de section et de 1 cm de longueur.

IV. 3. Phénomène de Génération-Recombinaison

Soient g' et r' respectivement le nombre de porteurs de charges créés par unité de volume et unité de temps ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) et le nombre de porteurs de charges qui disparaissent par unité de volume et de temps ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$).

Le nombre de porteurs de charges créés par unité de volume et unité de temps g' résulte d'une part de la génération spontanée due à l'agitation thermique g_{th} appelé taux de génération thermique et d'autre part de l'excitation par une source extérieure (g) telles que ; l'excitation optique, irradiation par particules, champ électrique ...etc

Le nombre de porteurs de charges créés par unité de volume et unité de temps g' s'écrit :

$$g' = g + g_{th}$$

Le nombre de porteurs de charges r' est fonction des processus régissant la recombinaison des porteurs de charges excédentaires, c'est un paramètre propre au matériau.

La variation de la densité de porteurs de charges par unité de volume et unité de temps est due aux processus de génération – recombinaison produits sous l'effet de l'excitation extérieure et de l'agitation thermique, alors :

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{gr} = g' - r' = g + g_{th} - r'$$

Avec :

- g : c'est le taux de génération spécifique à l'excitation extérieure
- g_{th} et r' : paramètres spécifiques au matériau à une température donnée

On pose :

$$r = r' - g_{th}$$

Cette relation représente le bilan entre la recombinaison et la génération thermique. r est un paramètre spécifique au matériau, il représente le taux de recombinaison.

La variation de la densité de porteurs de charges par unité de volume et unité de temps devient :

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{gr} = g - r$$

IV. 3.1. Recombinaison directe (électron – trou)

Dans le processus de la recombinaison directe, le nombre d'électrons qui se recombinent est égal à celui de trous, soit ;

$$r'_n = r'_p = r' = k n p$$

Le taux de recombinaison r s'écrit donc :

$$r_n = r_p = r = r' - g_{th} = k n p - g_{th}$$

En absence de toute excitation extérieure ($g = 0$), le taux de recombinaison r est nul (équilibre thermodynamique) et les densités (n) d'électrons et (p) de trous sont :

$$n = n_o , p = p_o \text{ avec } : r = 0$$

La relation précédente devient :

$$r = k n_o p_o - g_{th} = 0 \Rightarrow g_{th} = k n_o p_o$$

D'où :

$$g_{th} = k n_i^2$$

Le taux de recombinaison s'écrit donc :

$$r = k (n p - n_i^2)$$

En régime hors équilibre les densités (n) d'électrons et (p) de trous peuvent être écrites sous forme :

$$n = (n_o + \Delta n) \quad \text{et} \quad p = (p_o + \Delta p)$$

Avec : $\Delta n = \Delta p$ (condition de neutralité électrique)

Le taux de recombinaison r s'écrit alors :

$$r = k [(n_o + \Delta n) (p_o + \Delta p) - n_i^2]$$

$$r = k [n_o \Delta p + p_o \Delta n + \Delta n \Delta p + n_o p_o - n_i^2]$$

Avec : $n_o p_o = n_i^2$

$$r = k [n_o \Delta p + p_o \Delta n + \Delta n \Delta p]$$

Avec : $\Delta n = \Delta p$

$$r = k [n_o + p_o + \Delta n] \Delta n = k [n_o + p_o + \Delta p] \Delta p$$

Le taux de recombinaison s'écrit aussi sous la forme suivante :

$$r = \frac{\Delta n}{\tau (\Delta n)} = \frac{\Delta p}{\tau (\Delta p)}$$

Avec : $\tau (\Delta n) = \frac{1}{k [n_o + p_o + \Delta n]}$

$\tau (\Delta n)$: est la durée de vie des porteurs dans un semiconducteur excité.

- Dans le cas d'un semi-conducteur de type (P) de faible injection, la densité intrinsèque n_o est très faible devant p_o .

$$p_o \gg n_o \quad \text{et} \quad \Delta n = \Delta p \ll p_o$$

$$p = p_o + \Delta p \approx p_o \quad \text{et} \quad n = n_o + \Delta n$$

Il en résulte que :

$$\tau \approx \frac{1}{k p_o} \quad \text{et} \quad r \approx \frac{\Delta n}{\tau}$$

- Dans le cas d'un semiconducteur de type (N) de faible injection, la densité intrinsèque p_o est très faible devant n_o .

$$n_o \gg p_o \quad \text{et} \quad \Delta n = \Delta p \ll n_o$$

$$p = p_o + \Delta p \quad \text{et} \quad n = n_o + \Delta n \approx n_o$$

Il en résulte que :

$$\tau \approx \frac{1}{k n_o} \quad \text{et} \quad r \approx \frac{\Delta p}{\tau}$$

Dans un matériau dopé en régime de faible injection, la densité de porteurs majoritaires est supposée constante. Le taux de recombinaison des porteurs minoritaires s'écrit :

- Pour un semi-conducteurs de type p : $r_n \approx \frac{\Delta n}{\tau_n}$
- Pour un semi-conducteurs de type n : $r_p \approx \frac{\Delta p}{\tau_p}$

Avec : $\tau_n = \frac{1}{k p_o}$ et $\tau_p = \frac{1}{k n_o}$ les durées de vie des porteurs minoritaires.

IV. 3.2. Recombinaison indirecte (centre de recombinaison)

Dans les semi-conducteurs, la durée de vie des porteurs dépend de leur densité. En effet, la probabilité pour qu'un électron et un trou se recombinent est très faible si les densités sont faibles. La présence d'impuretés a un effet très important sur la durée de vie des porteurs de charges, ils forment des centres de recombinaison. Il y a deux types de centres :

- Centre de recombinaison : capture d'un électron et d'un trou (recombinaison).
- Piège à électron : capture d'un électron puis le réémettre vers la bande de conduction.

Le taux de recombinaison s'écrit :

$$r = \frac{1}{\tau_m} \left(\frac{p n - n_i^2}{2 n_i + p + n} \right)$$

Avec : $\tau_m = \frac{1}{C N_R}$

C : est le coefficient de capture, C_n (électron) = C_p (trous) = C

N_R : Densité de centres de recombinaison

a. Semi-conducteur de type (N)

Dans ce cas d'une faible excitation :

$$n_o \gg n_i \gg p_o \quad \text{et} \quad n = n_o + \Delta n \approx n_o \quad \text{et} \quad \text{aussi} : p = p_o + \Delta p \ll n_o$$

Le taux de recombinaison donné par la relation précédente s'écrit :

$$r = \frac{1}{\tau_m} \left(\frac{p n - n_i^2}{n} \right) = \frac{p - n_i^2/n}{\tau_m} = \frac{p - p_o}{\tau_m}$$

$$r = \frac{\Delta p}{\tau_m}$$

b. Semi-conducteur de type (P)

Dans ce cas d'une faible excitation :

$$p_o \gg n_i \gg n_o \text{ et } p = p_o + \Delta p \approx p_o \text{ et aussi : } n = n_o + \Delta n \ll p_o$$

Le taux de recombinaison donné par la relation précédente s'écrit :

$$r = \frac{1}{\tau_m} \left(\frac{p n - n_i^2}{p} \right) = \frac{n - n_i^2/p}{\tau_m} = \frac{n - n_o}{\tau_m}$$

$$r = \frac{\Delta n}{\tau_m}$$

c. Zone de déplétion (dépeuplée)

Dans la zone dépeuplée les densités n et p sont négligeables devant n_i , alors :

$$n p \ll n_i^2$$

Le taux de recombinaison donné par la relation précédente devient :

$$r = - \frac{n_i}{2 \tau_m}$$

Le signe (-) indique que le nombre de porteurs créés thermiquement est plus important que le nombre de porteurs qui se recombinent. Un taux de recombinaison négatif correspond à une génération thermique de porteurs ($n p \ll n_i^2$).

Chapitre V : Etude des Jonction PN

V.1. Définition des jonctions PN (abrupte et graduelle)

Une jonction PN est formée par la juxtaposition d'un semi-conducteur dopé type P (appelé anode) et d'un semi-conducteur dopé type N (appelé cathode), tous les deux d'un même monocristal semi-conducteurs, figure V.1. Lorsque ces deux types de semi-conducteurs sont mis en contact, un régime électrique transitoire s'établit de part et d'autre de la jonction, suivi d'un régime permanent. Une jonction simple forme une diode.

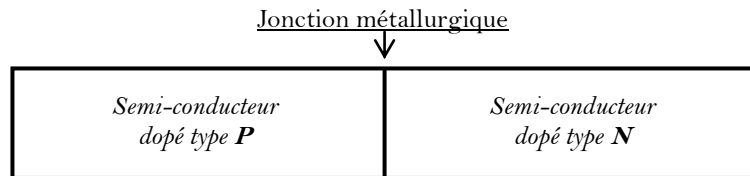


Figure V.1 : Jonction métallurgique (PN)

a. **Jonction PN abrupte :**

Dans une jonction abrupte, la concentration en impuretés varie brutalement de la région dopée type P à la région dopée type N. C'est-à-dire, la différence $N_d - N_a$ passe d'une manière brutale à $x = 0$ d'une valeur négative dans la région dopée type P à une valeur positive dans la région dopée type N, voir figure V.2a.

b. **Jonction graduelle :**

Dans une jonction graduelle, la concentration en impuretés est une fonction dépendante de x autour de la région de contact. C'est-à-dire, la différence $(N_d - N_a)$ dépend de x entre X_p et X_n , voir figure V.2b, cas d'une dépendance linéaire.

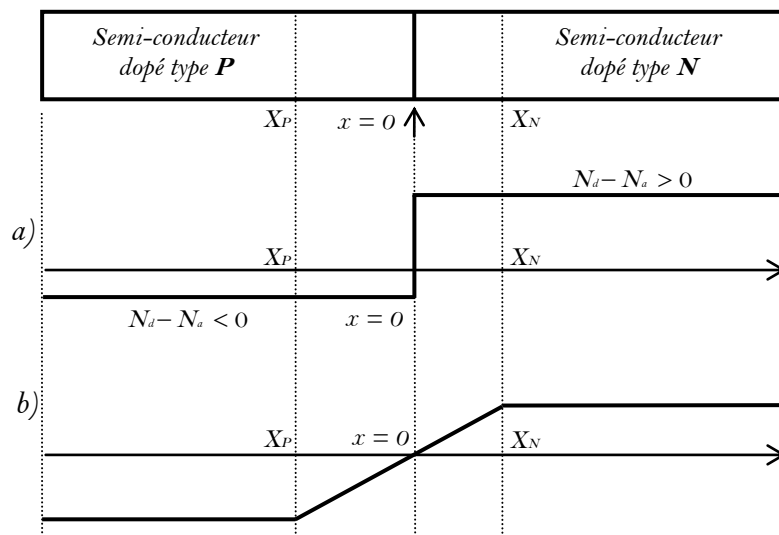


Figure V.2 : Evolution de la différence $(N_d - N_a)$. a) abrupte et b) graduelle.

Remarques :

Le contact entre le semi-conducteur de type P et le semi-conducteur de type N doit être réalisé au sens métallurgique du terme, il n'est pas un simple contacte physique.

V.2. Etude d'une jonction PN abrupte non polarisée à l'équilibre

a. La charge d'espace $\rho(x) : (x_P < x < x_N)$

Considérons les deux types de semi-conducteurs avant la formation de la jonction, figure V.3 :

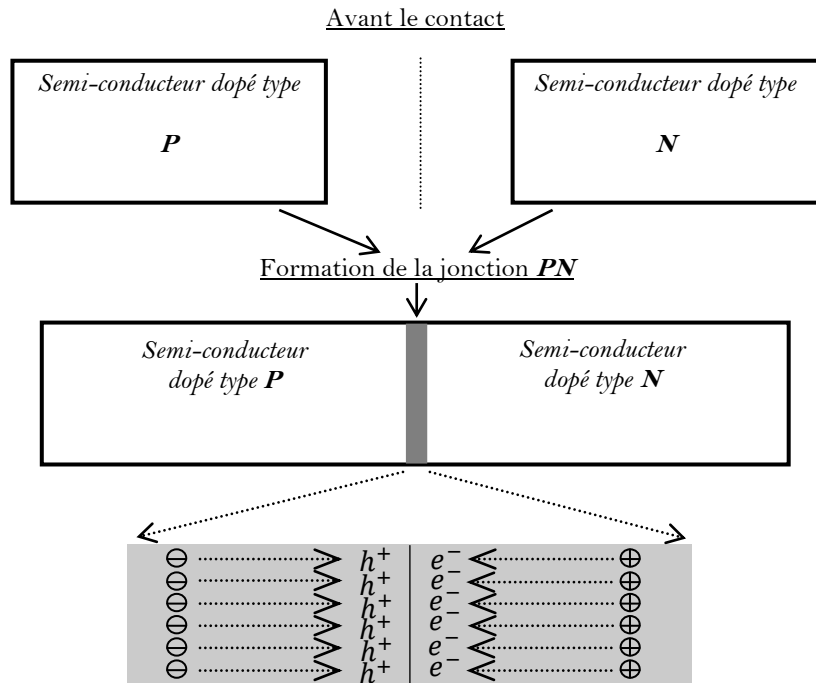


Figure V.3 : Formation de la jonction (PN) et diffusion des porteurs de charges (électrons et trous)

Après la formation de la jonction entre les deux types de semi-conducteurs, un potentiel interne de la jonction ϕ_0 apparaît entre les deux niveaux de Fermi intrinsèques E_{Fi} . L'origine physique de ce potentiel interne ϕ_0 est la diffusion des porteurs de charges. En effet, la mise en contact des semi-conducteurs favorise la diffusion des électrons (e^-) de la région dopée N vers la région dopée P (pauvre en électrons) et laissent derrière eux des charges positives. De même, les charges positives (trous : h^+) de la région dopée P diffusent vers la région dopée N (pauvre en trous) et laissent aussi derrière eux des charges négatives. A la fin de ce processus de diffusion des porteurs de charges, un équilibre permanent est établi et une zone pauvre en porteurs libres est formée. Cette zone est appelée **zone de charge d'espace** ou aussi « zone de déplétion ».

Afin d'étudier le potentiel électrostatique dans la jonction (*zone de charge d'espace*), la résolution de l'équation de Poisson est nécessaire. L'équation de Poisson s'écrit ;

$$\nabla^2 \phi(x, y, z) = \text{div} [\overrightarrow{\text{grad}} \phi(x, y, z)] = -\text{div} \vec{E} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = -\frac{q}{\epsilon_s} (p - n + N_d^+ - N_a^-)$$

Remarques :

En anglais : to deplete = vider (en français)

Avec :

$\rho(x)$; la densité de charge.

ϵ_s ; la permittivité du semi-conducteur.

$$p(T) = n_i \exp\left(-\frac{E_{FP} - E_{Fi(P)}}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{q \phi(x)}{k_B T}\right)$$

$$n(T) = n_i \exp\left(-\frac{E_{FN} - E_{Fi(N)}}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{q \phi(x)}{k_B T}\right)$$

$$N_d^+ = N_d$$

$$N_a^- = N_a$$

Cette équation peut être écrite sous la forme unidimensionnelle suivante :

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = -\frac{q}{\epsilon_s} (p - n + N_d^+ - N_a^-)$$

Pour résoudre cette équation, nous supposons que la charge présente dans le semi-conducteur est seulement due à une distribution homogène d'impuretés. La concentration en porteurs de charges libres est donc négligeable devant N_d et N_a . En plus, la densité de charge est supposée constante dans les deux régions de la zone de déplétion (cas d'une jonction abrupte), figure V.4.

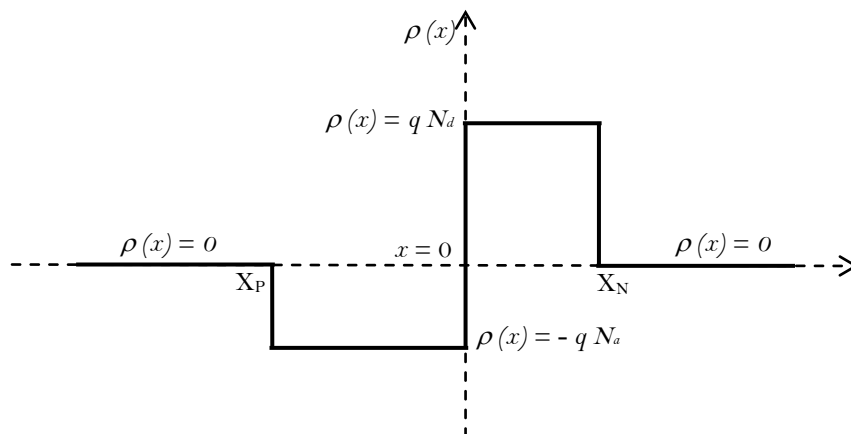


Figure V.4 : Evolution de la densité de charge $\rho(x)$

Alors, la distribution de charges $\rho(x)$ est donnée par la relation suivante :

$$\rho(x) = \begin{cases} 0, & \text{si } -\infty < x \leq -X_p \\ -q N_a, & \text{si } -X_p < x \leq 0 \\ +q N_d, & \text{si } 0 \leq x < +X_N \\ 0, & \text{si } +X_N \leq x < +\infty \end{cases}$$

Avec : $q = e$, la charge de l'électron

b. **Calcul des champs électriques :** $E_P(x)$ et $E_N(x)$.

Pour déterminer le champ électrique créé dans chaque région il faut intégrer l'équation de Poisson correspondante. Figure V.5.

* $(-\infty < x \leq X_p)$ avec : $\rho(x) = 0$, le champ électrique E est nul ($E = 0$).

* ($X_P < x \leq 0$) avec : $\rho(x) = -q N_a$

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2 \phi}{d x^2} = - \frac{d E(x)}{d x} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = \frac{q N_a}{\epsilon_s}$$

Le champ électrique au point ($x = X_P$) est nul, alors par intégration de l'équation de Poisson le champ électrique dans la région dopée P de la jonction s'écrit:

$$E_P(x) = - \frac{q N_a}{\epsilon_s} (x - X_P)$$

* ($0 \leq x < +X_N$) avec : $\rho(x) = q N_d$

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2 \phi}{d x^2} = - \frac{d E(x)}{d x} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = - \frac{q N_d}{\epsilon_s}$$

Le champ électrique au point ($x = +X_N$) est nul, alors par intégration de l'équation de Poisson le champ électrique dans la région dopée N de la jonction s'écrit:

$$E_N(x) = - \frac{q N_d}{\epsilon_s} (X_N - x)$$

Au point ($x = 0$), la continuité du champ électrique impose que :

$$\frac{q N_a}{\epsilon_s} X_P = \frac{q N_d}{\epsilon_s} X_N \Rightarrow N_a X_P = N_d X_N$$

* ($+X_N \leq x < +\infty$) avec : $\rho(x) = 0$, le champ électrique E est nul ($E = 0$).

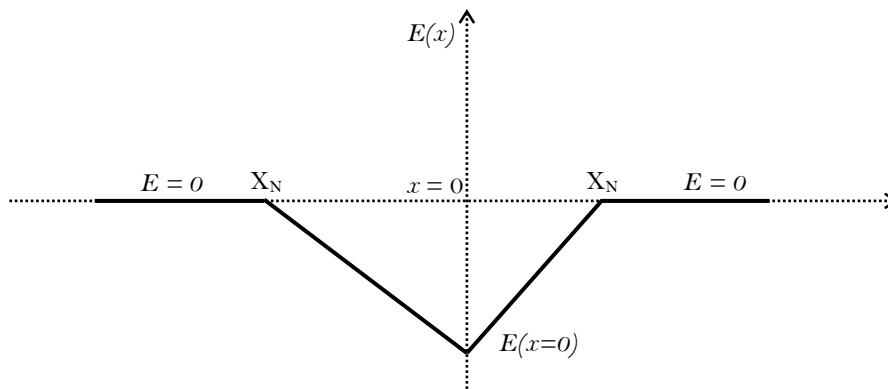


Figure V.5 : Champ électrique dans les différentes régions de la jonction

c. **Calcul des potentiels électriques** : $V_P(x)$ et $V_N(x)$

Le potentiel électrique ϕ créé dans chaque région de la jonction est déterminé par intégration du champ électrique E.

$$E(x) = - \frac{d \phi}{d x} = - \frac{d V}{d x} \Rightarrow V = - \int E(x) dx$$

* ($-\infty < x \leq X_P$) : le champ électrique E est nul ($E = 0$), le potentiel est donc constant.

Alors : $V = V_p (x = X_p)$

* ($X_p < x \leq 0$) : En $x = X_p$ ($E = 0$ et $V = V_p$)

Le champ électrique E est donné par la relation précédente :

$$E_p(x) = - \frac{q N_a}{\epsilon_s} (x - X_p)$$

$$E(x) = - \frac{dV}{dx} \Rightarrow \int_{V_p}^{V(x)} dV = - \int_{X_p}^x E(x) dx$$

$$V(x) = \frac{q N_a}{\epsilon_s} \int_{X_p}^x (x - X_p) dx = \frac{q N_a}{2 \epsilon_s} (x - X_p)^2 + V_p$$

$$V_p(x) = \frac{q N_a}{2 \epsilon_s} (x - X_p)^2 + V_p$$

* ($0 \leq x < +X_N$) : En $x = X_N$ ($E = 0$ et $V = V_N$)

Le champ électrique E est donné par la relation précédente :

$$E_N(x) = - \frac{q N_d}{\epsilon_s} (X_N - x)$$

$$E(x) = - \frac{dV}{dx} \Rightarrow \int_{V(x)}^{V_N} dV = - \int_x^{X_N} E(x) dx$$

$$V(x) = + \frac{q N_d}{\epsilon_s} \int_x^{X_N} (X_N - x) dx = - \frac{q N_d}{\epsilon_s} \int_x^{X_N} (x - X_N) dx = - \frac{q N_d}{2 \epsilon_s} (x - X_N)^2 + V_N$$

$$V_N(x) = - \frac{q N_d}{2 \epsilon_s} (x - X_N)^2 + V_N$$

Au point ($x = 0$), la continuité du potentiel impose que :

$$\frac{q N_a}{2 \epsilon_s} X_p^2 + V_p = - \frac{q N_d}{2 \epsilon_s} X_N^2 + V_N$$

$$V_N - V_p = \frac{q N_a}{2 \epsilon_s} X_p^2 + \frac{q N_d}{2 \epsilon_s} X_N^2 = \frac{q}{2 \epsilon_s} (N_a X_p^2 + N_d X_N^2)$$

Le potentiel de diffusion V_d est la différence entre le potentiel V_N et V_p , il s'écrit ;

$$V_d = V_N - V_p = \frac{q N_a}{2 \epsilon_s} X_p^2 + \frac{q N_d}{2 \epsilon_s} X_N^2 = \frac{q}{2 \epsilon_s} (N_a X_p^2 + N_d X_N^2)$$

$$V_d = V_N - V_p = \frac{q}{2 \epsilon_s} (N_a X_p^2 + N_d X_N^2)$$

* ($+X_N \leq x < +\infty$), le champ électrique E est nul, ($E = 0$). Le potentiel est donc constant.

Alors : $V = V_N (x = X_N)$

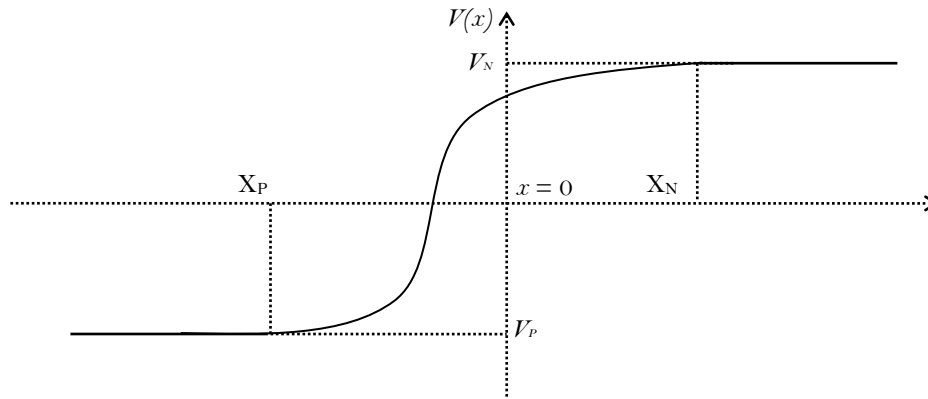


Figure V.6 : Potentiel électrique dans les différentes régions de la jonction

d. **Calcul de la tension de diffusion V_d** ; barrière de potentiel.

Dans une jonction abrupte, la concentration en atomes donneurs dans la région dopée N est N_d (en cm^{-3}) et la concentration en accepteurs dans la région dopée P est N_a (en cm^{-3}), la différence en énergie entre le niveau de Fermi du semi-conducteur intrinsèque (E_{Fi}) et le niveau de Fermi du semi-conducteur extrinsèque (E_{FN}) ou (E_{FP}) s'écrit : figure V.7.

Semi-conducteur dopé N :

$$E_{FN} - E_{Fi(N)} = e \phi_{Fi(N)} = k_B T \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) \quad \text{Avec ; } n_N = N_d \text{ et } p_N = n_i^2/N_d$$

Semi-conducteur dopé P :

$$E_{Fi(P)} - E_{FP} = e \phi_{Fi(P)} = k_B T \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) \quad \text{Avec ; } p_P = N_a \text{ et } n_P = n_i^2/N_a$$

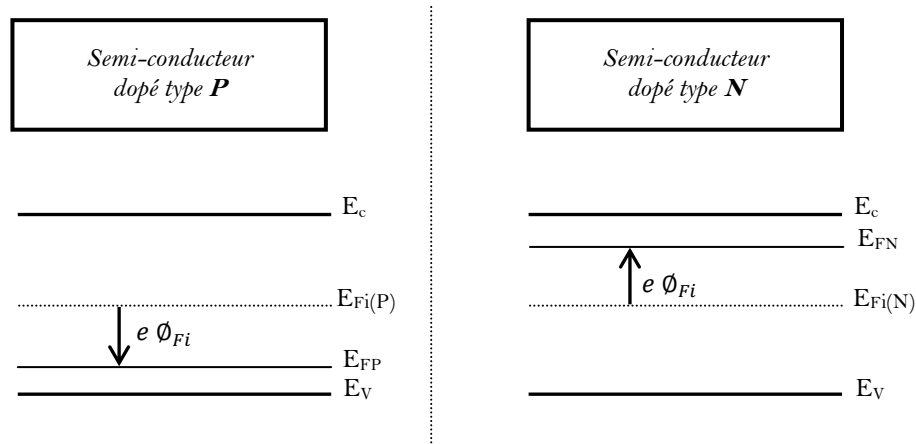


Figure V.7 : Diagrammes énergétiques des semi-conducteurs (dopé type P et dopé type N) avant la formation de la jonction

L'énergie ($e \phi_o$) correspondante au potentiel interne est déduite de la condition d'alignement des deux niveaux de Fermi extrinsèques ($E_{FN} = E_{FP}$), figure V.8.

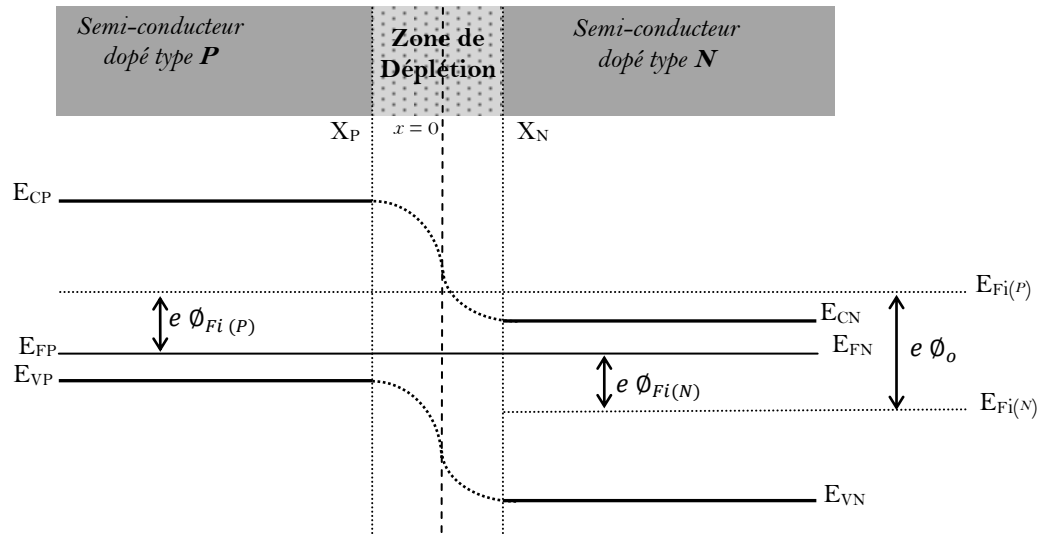


Figure V.8 : Diagramme énergétique des semi-conducteurs (dopé type P et dopé type N) après la formation de la jonction

Le potentiel interne s'écrit :

$$E_{Fi(P)} - E_{Fi(N)} = e (\phi_{Fi(N)} + \phi_{Fi(P)}) = e \phi_o = k_B T \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) + k_B T \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right)$$

$$e \phi_o = k_B T \ln\left(\frac{N_d N_a}{n_i^2}\right)$$

$$V_d = \phi_o = \frac{k_B T}{e} \ln\left(\frac{N_d N_a}{n_i^2}\right)$$

Le potentiel de diffusion V_d s'écrit aussi ;

$$V_d = \frac{E_{CP} - E_{CN}}{e}$$

A température ambiante, la tension de diffusion de V_d est de l'ordre de 0,7 V pour une jonction au silicium est de l'ordre de 0,35 V pour une jonction germanium.

e. **Calcul de la largeur de la zone de charge d'espace w** (zone de déplétion).

Les relations précédentes du potentiel de diffusion permettent de déduire la largeur de la zone de déplétion w :

$$w = X_P + X_N$$

* La largeur de la région dopée P est donnée par la relation : $X_P = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{e} \frac{V_d N_d}{N_a (N_a + N_d)}}$

* La largeur de la région dopée N est donnée par la relation : $X_N = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{e} \frac{V_d N_a}{N_d (N_a + N_d)}}$

* La largeur w est donnée par la relation : $w = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{e} \frac{V_d (N_a + N_d)}{N_a N_d}}$

Exemple :

Dans une jonction PN, la distribution de charges $\rho(x)$ est donnée par la relation suivante :

$$\rho(x) = \begin{cases} 0, & \text{si } -\infty < x \leq -l_p \\ -q N_a, & \text{si } -l_p < x \leq 0 \\ +q N_d, & \text{si } 0 \leq x < +l_n \\ 0, & \text{si } +l_n \leq x < +\infty \end{cases}$$

Avec : N_a et N_d sont respectivement la densité d'accepteurs et la densité de donneurs.

1. Exprimer, en fonction de x , le champ électrique $E(x)$ à l'intérieure de la zone de déplétion $[-l_p, l_n]$.
2. Dédire la relation entre N_a , N_d , l_p et l_n puis représenter le champ électrique $E(x)$.
3. Déterminer le potentiel $\Phi(x)$ dans chaque région de la jonction.

solution:

1. Le champ électrique $E(x)$ à l'intérieure de la zone de déplétion $[-l_p, l_n]$.

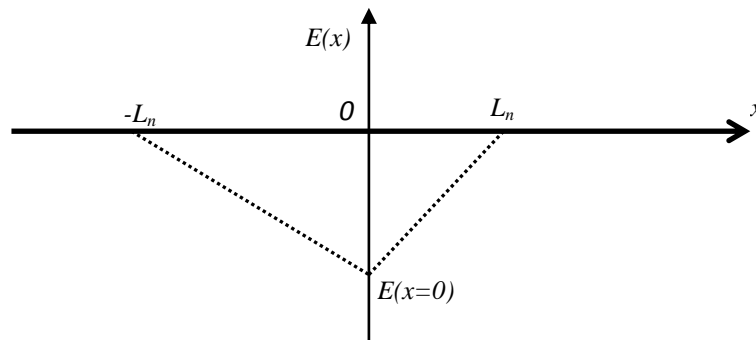
$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s}$$

Pour : $-l_p < x < 0$, le champ électrique s'écrit : $E(x) = -\frac{e}{\epsilon_s} N_a(x + l_p)$

Pour : $0 < x < l_n$, le champ électrique s'écrit : $E(x) = -\frac{e}{\epsilon_s} N_d(l_n - x)$

2. La relation entre N_a , N_d , l_p et l_n : $N_a l_p = N_d l_n$

Représentation du champ électrique $E(x)$.



3. Détermination du potentiel $\Phi(x)$ dans chaque région de la jonction.

$$-\frac{d\Phi(x)}{dx} = E(x)$$

Pour : $-l_p < x < 0$: $\Phi(x) = +\frac{e}{2\epsilon_s} N_a(x + l_p)^2 + \Phi_{op}$

Pour : $0 < x < l_n$: $\Phi(x) = -\frac{e}{2\epsilon_s} N_d(l_n - x)^2 + \Phi_{on}$

V.3. Etude d'une jonction PN polarisée (hors équilibre).

a. Polarisation directe

Dans le cas d'une polarisation directe le sens passant d'une diode est défini par le sens des courants créés par les porteurs majoritaires dans la jonction. Les électrons majoritaires de la zone N se déplacent vers l'anode, les trous majoritaires de la zone P se déplacent vers la cathode. Le sens direct est défini par un courant dirigé de l'anode vers la cathode, figure 9.

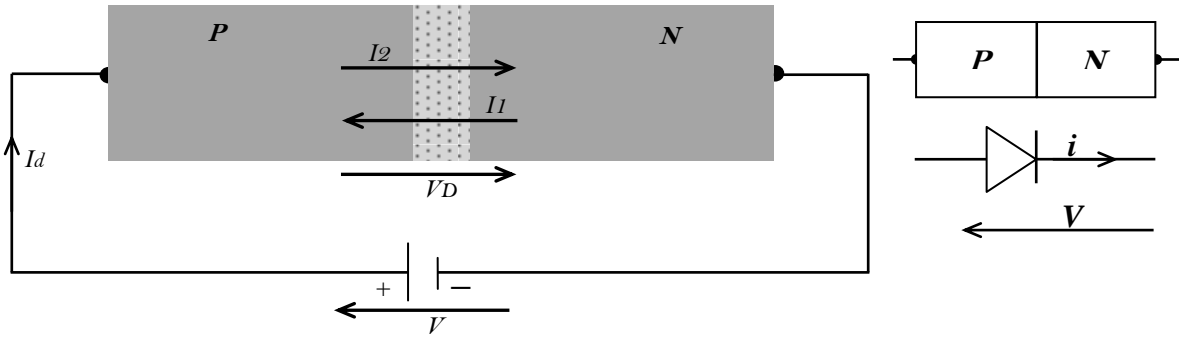


Figure V.9: Polarisation directe de la jonction PN et symbole de la diode

La différence de potentiel est supérieure à zéro.

$$V = V_p - V_n > 0$$

Le courant crée par les porteurs minoritaires s'écrit :

$$|i_1| = I_s = i_0 e^{\frac{-eV_D}{k_B T}}$$

Et le courant des porteurs majoritaires s'écrit :

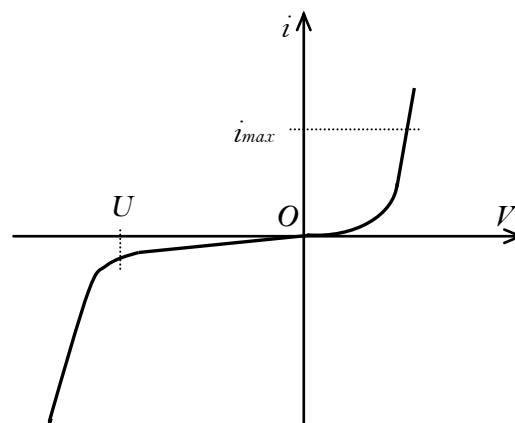
$$|i_2| = I_0 e^{\frac{-(eV_D - V)}{k_B T}} = I_s e^{\frac{eV}{k_B T}} \gg |i_1|$$

Le courant direct s'écrit donc :

$$i_d = |i_2| - |i_1| = I_s \left(e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right) \approx I_s e^{\frac{eV}{k_B T}} \gg |i_1|$$

Alors, le courant i_d résulte du déplacement des porteurs majoritaires.

En polarisation directe, il faut vérifier que l'intensité reste inférieure à une valeur maximale i_{max} qui peut varier de 20 mA pour une diode de signal utilisable en hautes fréquences à plusieurs ampères pour une diode de redressement utilisable à une fréquence voisine à 50 Hz.



Caractéristique $I = f(V)$ d'une diode

b. Polarisation inverse.

Lors de l'utilisation en polarisation inverse, la tension doit rester supérieure à une valeur minimale notée $(-U)$. Dans le cas de la polarisation inverse la jonction est reliée à une alimentation dans le sens bloqué, figure 10.

La différence de potentiel s'écrit :

$$V = V_n - V_p > 0$$

Le courant crée par les porteurs minoritaires s'écrit :

$$|i_1| = I_s = i_o e^{\frac{-eV_D}{k_B T}}$$

Et le courant des porteurs majoritaires s'écrit :

$$|i_2| = I_o e^{\frac{-(eV_D+V)}{k_B T}} = I_s e^{\frac{-eV}{k_B T}} \ll |i_1|$$

Le courant inverse s'écrit donc :

$$|i_{inv}| = |i_1| - |i_2| = I_s \left(1 - e^{\frac{-eV}{k_B T}} \right) \approx I_s$$

Alors, le courant i_{inv} résulte du déplacement des porteurs minoritaires. L'intensité du courant est très faible, il est de l'ordre de quelques pA à quelques nA.

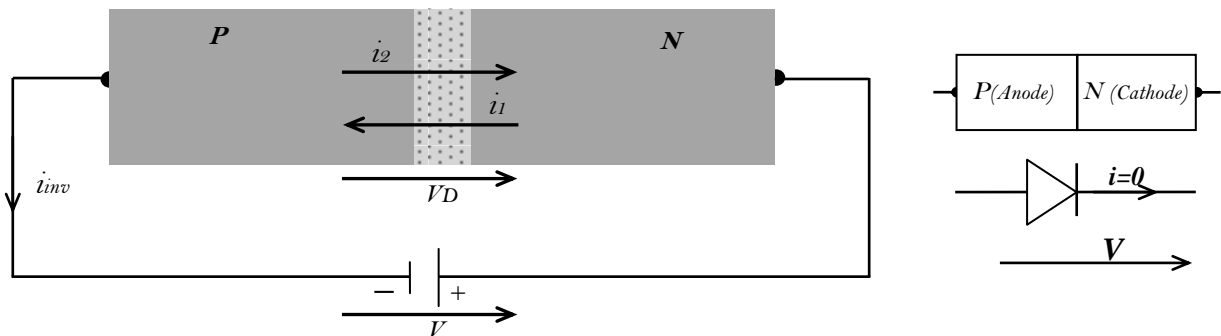


Figure V.10: Polarisation inverse de la jonction PN

c. Caractéristique courant – tension $I(V)$

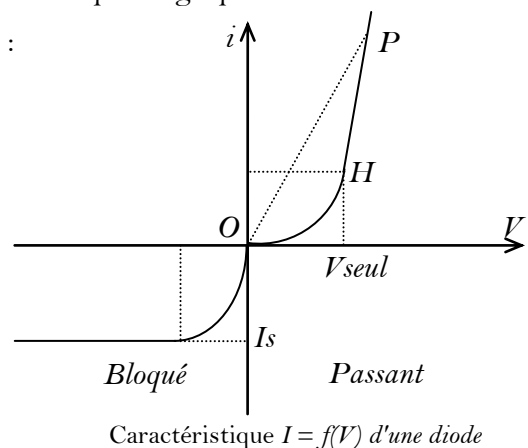
La caractéristique courant - tension $i(V)$ est représentée par le graphe suivant :

- La résistance statique est donnée par la relation :

$$R = \frac{1}{\text{pente de } OP}$$

- La résistance dynamique par la relation :

$$R_d = \frac{1}{\text{pente de } HP}$$



Remarques :

- La résistance dans le sens passant Rd est de quelques Ω .
- La résistance dans le sens bloqué est très élevée et tend vers infinie.
- Le courant inverse I_s est constant et vaut quelques μA .
- La tension seuil $V_{seuil} = V_D = 0,2 V$ pour Ge et $0,6 V$ pour Si.
- La zone où le potentiel est inférieure à $-U (u < -U)$, est appelée *zone d'avalanche*. C'est une zone dans laquelle la diode est détériorée.

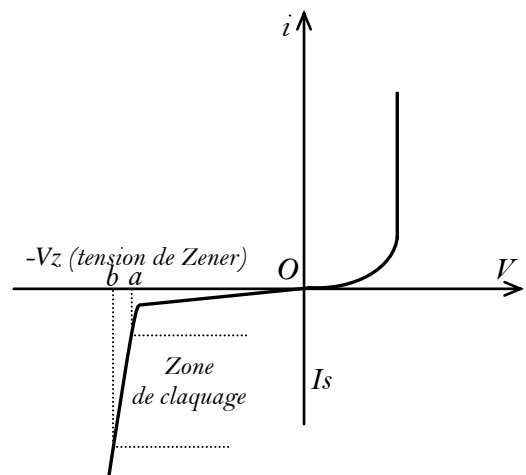
V.4. Types de jonctions PN

V.4.1. Diodes Zener

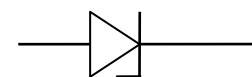
Les diodes Zener sont des stabilisateurs de tensions continues. Ce type de diode permet de conserver la tension constante dans la zone de claquage. La caractéristique de la diode Zener est représentée par la fonction $I = f(V)$ suivante :

En polarisation inverse, si la tension dépasse une tension ($-V_z$), selon de composant choisi, il apparaît un courant dit de claquage de la jonction. Ce phénomène est dû soit à l'effet d'avalanche, soit à l'effet Zener. La tension de claquage est faible (quelques volts ou quelques dizaines de volts).

- le claquage par effet Zener se produit lorsque $|V| < a$.
- le claquage par l'effet avalanche se produit lorsque $|V| > b$.



Caractéristique $I = f(V)$ d'une diode Zener



Symbole diode Zener

V.4.2. Diodes à avalanche

Dans les diodes à semi-conducteurs et même les transistors, le mode de claquage le plus courant se produit par effet avalanche. Ce phénomène résulte lorsqu'une forte tension inverse est appliquée aux bornes de la jonction. En effet, sous l'effet du champ électrique interne, l'énergie cinétique des porteurs minoritaires devient suffisante pour créer des paires électron-trou dans la zone de transition. Ces porteurs sont ensuite accélérés par le champ interne et crée à leur tour de nouvelles paires électron-trou (d'où le nom d'avalanche du phénomène). Le courant augmente très rapidement et provoque ainsi la destruction de la jonction par effet Joule.

V.4.3. Diodes à effet tunnel

Dans certaines conditions, en polarisation inverse d'une jonction PN, les électrons de la bande de valence dans la partie P de la jonction peuvent passer directement à la bande de conduction de la partie N de la jonction. Ce processus de nature quantique est appelé effet tunnel.

V.5. Applications des jonctions PN : Redressement de signaux alternatifs

Les appareils électroniques fonctionnent sous tension continue. Pour cela, la diode à jonction est principalement utilisée pour transformer un signal sinusoïdal en signal continu.

Parmi les applications des diodes les plus utilisés sont le redressement mono-alternance et double alternance.

- Le redressement mono-alternance consiste à transformer le signal sinusoïdal, c'est-à-dire à supprimer les alternances négatives ou les alternances positives, figure V.10.

- Le redressement double alternance consiste à rendre positive les alternances négatives du signal sinusoïdal, figure V.10.

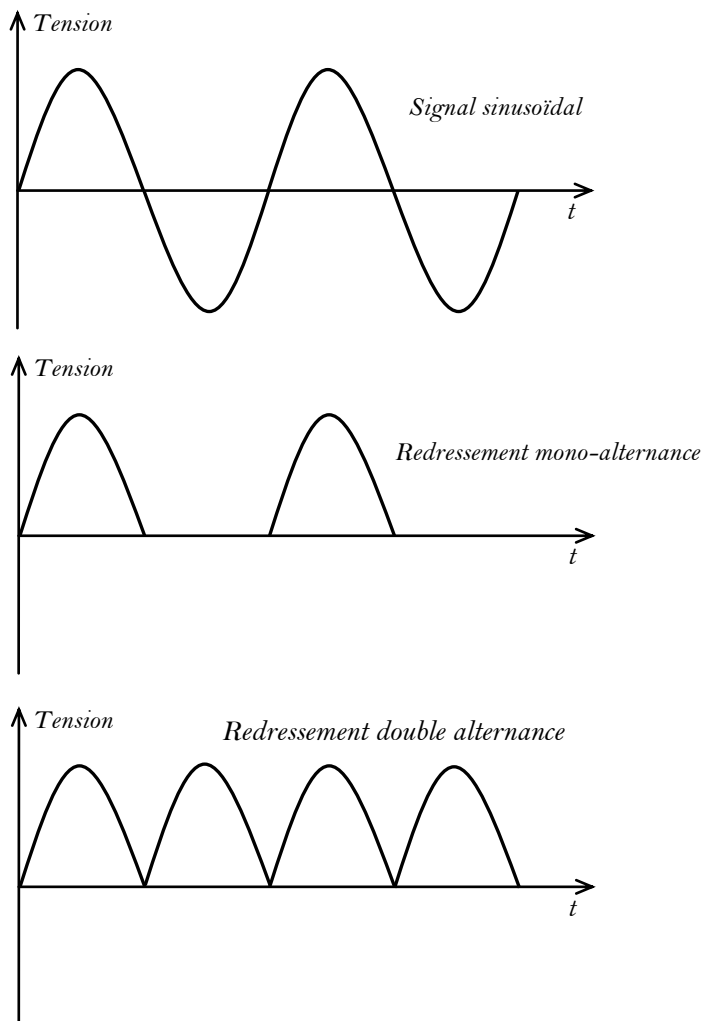


Figure V.11: Redressement mono-alternance et double alternance d'un signal sinusoïdal

Chapitre VI : Transistors bipolaires

VI.1. Introduction aux transistors bipolaires (NPN et PNP)

Un transistor est constitué par trois régions appelées ; émetteur, base et collecteur. La jonction entre l'émetteur et la base ou entre la base et le collecteur est un contact métallurgique.

Il existe actuellement deux classes de transistors :

- **Les transistors bipolaires** : Ils sont constitués de trois zones de semi-conducteurs de type (NPN) ou de type (PNP).
- **les transistors unipolaires** : Dans ce type de transistors un seul type de porteurs de charge est responsable du passage de courant. Ce sont les transistors à effet de champ (TEC), ou transistors FET (Field Effect Transistors).

Ce chapitre est consacré seulement aux transistors bipolaires.

VI.1.1. Définition

Un transistor bipolaire (bjonction PNP ou NPN) est constitué de deux jonctions PN ayant des sens passants opposés. C'est un monocristal de semi-conducteurs, principalement le silicium, dopé pour obtenir les deux jonctions N/P et P/N. il existe deux types de transistors bipolaires : comme le montre la figure VI.1.

- **Les transistors NPN** : Dans ce type de transistors, la couche mince dopée P est située entre les deux zones dopées N. (figure VI.1)
- **Les transistors PNP** : Dans ce type de transistors, la couche mince dopée N est située entre les deux zones dopées P.

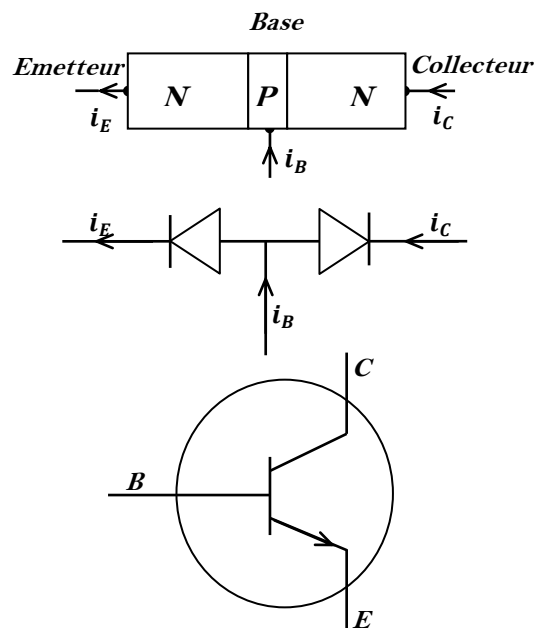


Figure VI.1 : Les différentes représentations du transistor NPN

- La flèche sur le dernier schéma montre le sens passant de la jonction (B/E).
- i_E : le courant émetteur
- i_C : le courant collecteur
- i_B : le courant base.

Les caractéristiques du transistor sont les suivantes :

- Le courant émetteur est donné par la relation : $i_E = i_C + i_B$
- La résistante d'entrée $R_{(B/E)}$ de la jonction passante (B/E) est faible et la résistante de sortie $R_{(B/C)}$ de la jonction (B/C) est très grande. jonction (B/C) est une jonction bloquée.
- L'amplification statique est définie par le facteur $\beta = \frac{i_C}{i_B}$ avec ; $50 < \beta < 400$

VI.1.2. Propriétés des différentes régions

Le transistor peut être considéré comme composant à trois bornes (tripôle) : Emetteur, Base et Collecteur.

La base :

La base est une couche intermédiaire, elle est très mince et légèrement dopée. La concentration en porteurs majoritaires est assez faible.

L'émetteur :

L'émetteur est la zone la plus dopée du transistor. Le rôle de l'émetteur consiste à injecter des porteurs dans la base (électrons dans le cas d'un transistor NPN).

Le collecteur :

Le collecteur est de même type que l'émetteur. Le dopage du collecteur est plus faible que celui de l'émetteur et sa géométrie est différente. Le rôle principal du collecteur est de recueillir les porteurs (électrons dans le cas d'un transistor NPN).

Remarque: Le nom transistor (**transfert de résistors**) de ce type de dipôle électrique résulte de ses résistances caractéristiques (résistance faible entre la jonction (B/E) et élevée entre la jonction (B/C)).

VI.1.3. Transistors bipolaires non polarisé de type (NPN)

Le transistor bipolaire de type (NPN) est le transistor le plus utilisé et le plus facile à réaliser. Si les régions NPN du transistor ne sont plus isolées l'une de l'autre, les électrons libres diffusent à travers les deux jonctions ce qui donne deux zones de déplétion (figure VI.2). Ces zones sont pauvres de porteurs majoritaires et la barrière de potentiel pour chacune d'elles est d'environ 0,6 à 0,7 volt (cas du silicium Si).

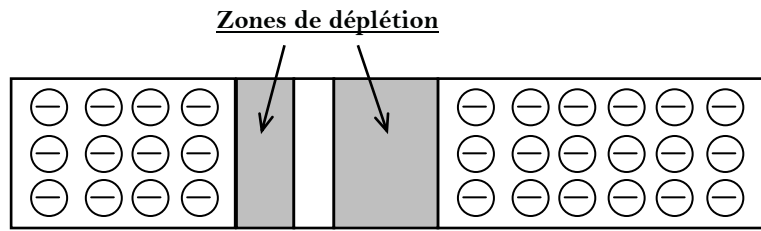


Figure VI.2 : Transistor bipolaire NPN non polarisé

Dans les trois régions dopées, les concentrations en porteurs ne sont pas les mêmes. La largeur de la zone de déplétion côté émetteur (fortement dopé) est donc beaucoup moins large que celle du côté base qui est très peu dopée. La largeur de la zone de déplétion du côté collecteur est presque la même que celle de la base.

VI.2. Effet transistor

Dans une jonction PN le courant inverse est proportionnel aux densités de porteurs minoritaires. L'effet transistor consiste à moduler le courant inverse de la jonction base-collecteur polarisée en inverse, par une injection de porteurs minoritaires dans la base à partir de la jonction émetteur-base polarisée dans le sens direct. Les porteurs minoritaires injectés (trous) dans la base sont ensuite soumis à un champ intense de la jonction base collecteur polarisée en inverse puis dérivent vers le collecteur. Pour que les porteurs minoritaires atteignent la jonction base-collecteur l'épaisseur de la base doit être inférieure à leur longueur de diffusion. Cette condition est fondamentale pour éviter la recombinaison des porteurs minoritaires lors de la traversée de la base.

Les équations permettant une meilleure description de fonctionnement du transistor se déduisent à partir de l'équation caractéristique de la jonction PN. Le principe de superpositions de deux états d'équilibre (sans polarisation), collecteur-base puis émetteur-base en court-circuit conduit aux équations de fonctionnement dites de d'Ebers – Moll, figure VI.3.

*** Collecteur-base en court-circuit ($V_{EB} \neq 0$ et $V_{CB} = 0$)**

- Le courant de l'émetteur I_E est créé par les porteur de charge dans de la jonction PN. Il est défini par la relation suivante :

$$I_E = I_{S1} (e^{e V_{EB}/k_B T} - 1)$$

Le courant I_{S1} , est le courant de saturation de la jonction émetteur-base.

- Le courant du collecteur est une fraction du courant émetteur, défini par la relation suivante :

$$I_C = -\alpha I_E = -\alpha I_{S1} (e^{e V_{EB}/k_B T} - 1)$$

Avec, α le gain courant du transistor à tension collecteur-base nulle.

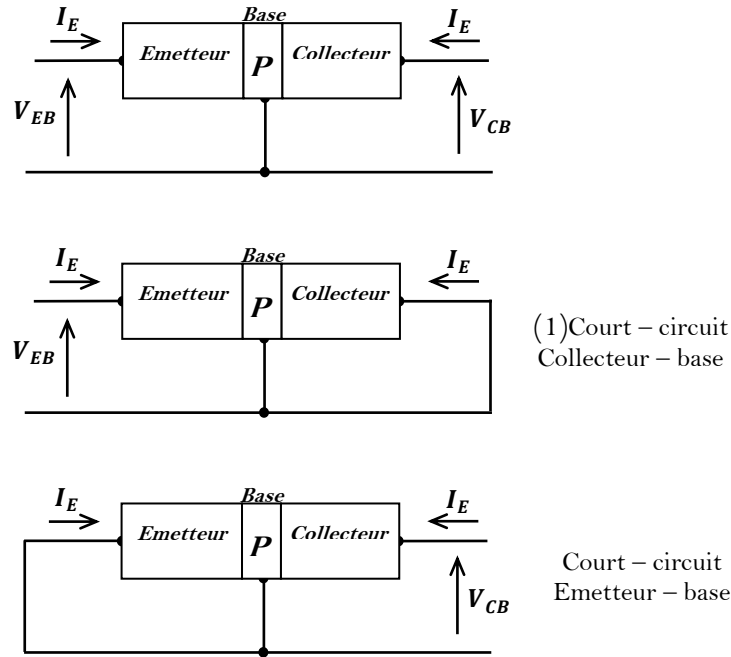


Figure VI.3 : Principe de superposition appliqué au bipolaire. Montages en court-circuit collecteur-base et émetteur-base

* Emetteur-base en court-circuit ($V_{EB} = 0$ et $V_{CB} \neq 0$)

- Le courant du collecteur I_C est créé par les porteur de charge dans de la jonction collecteur-base polarisée par une tension V_{CB} . Il est défini par la relation suivante :

$$I_C = I_{S2} (e^{e V_{CB}/k_B T} - 1)$$

Le courant I_{S2} , est le courant de saturation de la jonction collecteur-base.

- Le courant émetteur s'écrit en fonction du courant collecteur par la relation :

$$I_E = -\alpha_i I_C = -\alpha_i I_{S2} (e^{e V_{CB}/k_B T} - 1)$$

Avec, α_i représente le gain courant inverse du transistor à tension émetteur-base nulle et ($\alpha > \alpha_i$).

Par superpositions des deux états d'équilibre, les expressions précédentes permettent de déduire les équations d'Ebers – Moll :

$$I_E = I_{S1} (e^{e V_{EB}/k_B T} - 1) - \alpha_i I_{S2} (e^{e V_{CB}/k_B T} - 1)$$

$$I_C = I_{S2} (e^{e V_{CB}/k_B T} - 1) - \alpha I_{S1} (e^{e V_{EB}/k_B T} - 1)$$

VI.3. Equations d'Ebers – Moll (transistor de type PNP)

L'étude du transistor repose sur les hypothèses suivantes :

- La concentration des porteurs minoritaires injectés dans l'une des régions reste faible devant celle des majoritaires, (hypothèse de faible injection).
- Dans les zones de charge d'espace, les phénomènes de génération-recombinaison sont très faibles et considérés négligeables.
- La région de base est très étroite et très peu dopée.
- La région de base, la durée de vie des porteurs minoritaires est importante et leur temps de transit est réduit. C'est-à-dire la longueur de diffusion de ces porteurs est beaucoup plus grande que la largeur de la base.

VI.3.1. Courants de porteurs minoritaires dans l'émetteur et le collecteur

Dans les différentes régions, émetteur et collecteur, les porteurs minoritaires sont injectés vers la zone de charge d'espace par l'effet de la polarisation puis diffusent vers le contact ohmique situé à l'extrémité de la région, figure VI.4. Les densités de courants des porteurs minoritaires de l'émetteur et le collecteur (électrons) créés par diffusion sont données par les relations suivantes :

$$j_{ne}(x'_e) = \frac{e n_i^2 D_{ne}}{\int_{x'_e - L_{ne} \operatorname{th}\left(\frac{W_e}{L_{ne}}\right)}^{x'_e} N_a(x) dx} \left(e^{e V_{EB}/k_B T} - 1 \right), \text{ avec : } x = x'_e$$

$$j_{nc}(x'_c) = \frac{e n_i^2 D_{nc}}{\int_{x'_c}^{x'_c + L_{nc} \operatorname{th}\left(\frac{W_c}{L_{nc}}\right)} N_a(x) dx} \left(e^{e V_{CB}/k_B T} - 1 \right), \text{ avec : } x = x'_c$$

Avec :

- L_{ne} et L_{nc} sont les longueurs de diffusion des électrons dans l'émetteur et le collecteur respectivement.
- Les longueurs des régions neutres d'émetteur et de collecteur sont :

$$W_e = x'_e - X_{ce} \approx X_e - X_{ce}$$

$$W_c = X_{cc} - x'_c \approx X_{cc} - X_c$$

- Les ordres de grandeur des paramètres W_e , L_{ne} , W_c et L_{nc} permettent de simplifier les bornes des deux intégrales précédentes comme suit :

$$\operatorname{th}\left(\frac{W}{L}\right) \approx 1 \text{ pour } W \gg L$$

$$\operatorname{th}\left(\frac{W}{L}\right) \approx W/L \text{ pour } W \ll L$$

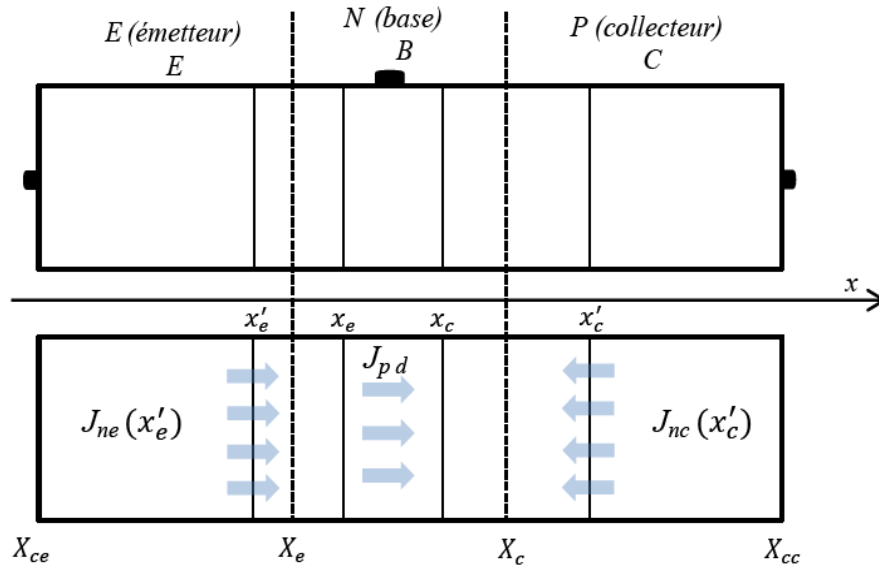


Figure VI.4 : Transistor PNP polarisé

VI.3.2. Courant de porteurs minoritaires dans la base

La distribution des porteurs minoritaires dans la base (trous) est donnée par l'expression suivante :

$$p(x) = \frac{1}{N_d(x)} \left(K \frac{j_{pb}}{e D_{pb}} \int_{x_e}^x N_d(x) dx \right)$$

Avec : K une constante d'intégration déterminée par les conditions aux limites.

D_{pb} ; est la constante de diffusion des trous dans la base.

$N_d(x)$; La distribution de donneurs dans la base et x_e, x_c sont les limites de la région neutre.

j_{pb} ; représente le courant créé par les trous dans la base exprimé par la relation :

$$j_{pb} = e D_{pb} \frac{p_e N_{de} - p_c N_{dc}}{\int_{x_e}^{x_c} N_d(x) dx}$$

Avec aussi ;

- p_e et N_{de} , les densités de trous et de donneurs en $x = x_e$.
- p_c et N_{dc} , les densités de trous et de donneurs en $x = x_c$.

En raison des faibles recombinaisons dans la base, considérées négligeables, le courant j_{pb} dans la base est indépendant de x .

Les densités de porteurs minoritaires (trous) aux limites de la zone de charge d'espace sont données par les relations suivantes :

$$p_e = \frac{n_i^2}{N_{de}} e^{\left(\frac{eV_{EB}}{k_B T}\right)} \quad \text{et} \quad p_c = \frac{n_i^2}{N_{dc}} e^{\left(\frac{eV_{CB}}{k_B T}\right)}$$

L'expression du courant de porteurs minoritaires dans la base, en fonction des tensions émetteur-base et collecteur-base s'écrit donc :

$$j_{pb} = \frac{e n_i^2 D_{pb}}{\int_{x_e}^{x_c} N_d(x) dx} \left(e^{\left(\frac{eV_{EB}}{k_B T}\right)} - e^{\left(\frac{eV_{CB}}{k_B T}\right)} \right)$$

$$j_{pb} = \frac{e n_i^2 D_{pb}}{\int_{x_e}^{x_c} N_d(x) dx} \left[\left(e^{\left(\frac{eV_{EB}}{k_B T}\right)} - 1 \right) - \left(e^{\left(\frac{eV_{CB}}{k_B T}\right)} - 1 \right) \right]$$

Cette relation montre bien que le courant j_{pb} est composé des deux contributions étudiées précédemment : Collecteur-base en court-circuit ($V_{EB} \neq 0$ et $V_{CB} = 0$) et Emetteur-base en court-circuit ($V_{EB} = 0$ et $V_{CB} \neq 0$).

VI.3.3. Courants d'émetteur et de collecteur

Dans les zones de charge d'espace, les courants sont les mêmes (phénomènes de génération-recombinaison sont négligeables). Alors,

$$j_{ne}(x'_e) = j_{nb}(x_e)$$

$$j_{nc}(x'_c) = j_{nb}(x_c)$$

Les courants de l'émetteur et du collecteur s'écrivent alors ;

$$j_e = j_{ne}(x'_e) + j_{pb}$$

$$j_c = j_{nc}(x'_c) - j_{pb}$$

Par substitution des différents courants, les courants de l'émetteur et du collecteur s'écrivent aussi sous la forme suivante :

$$j_e = J_{s1} \left(e^{eV_{EB}/k_B T} - 1 \right) - \alpha_i J_{s2} \left(e^{eV_{CB}/k_B T} - 1 \right)$$

$$j_c = J_{s2} \left(e^{eV_{CB}/k_B T} - 1 \right) - \alpha J_{s1} \left(e^{eV_{EB}/k_B T} - 1 \right)$$

Avec :

$$J_{s1} = e n_i^2 \left(\frac{D_{ne}}{\int_{x'_e}^{x'_e - L_{ne} \operatorname{th}\left(\frac{W_e}{L_{ne}}\right)} N_a(x) dx} + \frac{D_{pb}}{\int_{x_e}^{x_c} N_d(x) dx} \right)$$

$$J_{s2} = e n_i^2 \left(\frac{D_{nc}}{\int_{x'_c}^{x'_c + L_{nc} \operatorname{th}\left(\frac{W_c}{L_{nc}}\right)} N_a(x) dx} + \frac{D_{pb}}{\int_{x_e}^{x_c} N_d(x) dx} \right)$$

Et

$$\frac{1}{\alpha_i} = 1 + \frac{D_{nc} \int_{x_e}^{x_c} N_d(x) dx}{D_{pb} \int_{x'_c}^{x'_c + L_{nc} \operatorname{th}\left(\frac{W_e}{L_{nc}}\right)} N_a(x) dx}$$

$$\frac{1}{\alpha} = 1 + \frac{D_{ne} \int_{x_e}^{x_c} N_d(x) dx}{D_{pb} \int_{x'_e}^{x'_e - L_{ne} \operatorname{th}\left(\frac{W_e}{L_{ne}}\right)} N_a(x) dx}$$

Ces relations vérifient facilement l'égalité suivante :

$$\alpha_i J_{s2} = \alpha J_{s1} = \frac{e n_i^2 D_{pb}}{\int_{x_e}^{x_c} N_d(x) dx}$$

Si on pose :

$$J_1 = J_{s1} (e^{e V_{EB}/k_B T} - 1)$$

$$J_2 = J_{s2} (e^{e V_{CB}/k_B T} - 1)$$

Les équations d'Ebers – Moll s'écrivent sous forme :

$$j_e = J_1 - \alpha_i J_2$$

$$j_c = -\alpha J_1 + J_2$$

Si le potentiel $V_{CB} = 0$, les courants de l'émetteur et de collecteur sont :

$$j_e = J_{s1} (e^{e V_{EB}/k_B T} - 1)$$

$$j_c = -\alpha J_{s1} (e^{e V_{EB}/k_B T} - 1) = -\alpha j_e$$

Lorsque $V_{CB} \neq 0$, avec $V_{CB} < 0$ et $-V_{CB} \gg k_B T/e$, j_2 se réduit à J_{s2} .

D'après ces équations, Il est possible d'établir un schéma équivalent du transistor. Ce schéma est appelé schéma d'Ebers – Moll, figure VI.5.

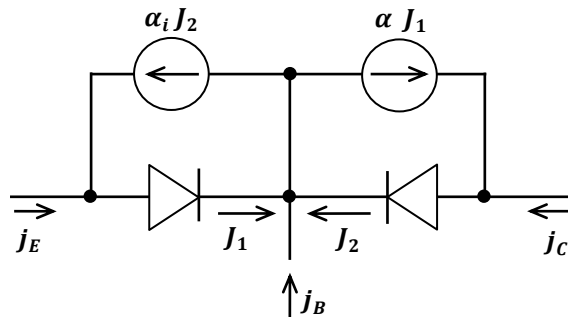


Figure VI.5 : Schéma équivalent du transistor (schéma d'Ebers – Moll)

VI.4. Caractéristiques courant – tension d'un transistor (montage émetteur commun)

En pratique le transistor est utilisé comme un composant à quatre bornes, c'est-à-dire un quadripôle. Dans ce cas, l'une des trois bornes, émetteur, base et collecteur est commune entre l'entrée et la sortie. Parmi les montages possibles, le plus utilisé est celui de l'émetteur comme borne commune, figure VI.6.

Dans un montage d'émetteur commun, la partie entrée du circuit est le côté base, la différence de potentiel est V_{eb} . La partie sortie du circuit est du côté collecteur, la différence de potentiel est V_{ec} . Les courants d'entrée et de sortie sont respectivement le courant de base I_b et le courant du collecteur I_c .

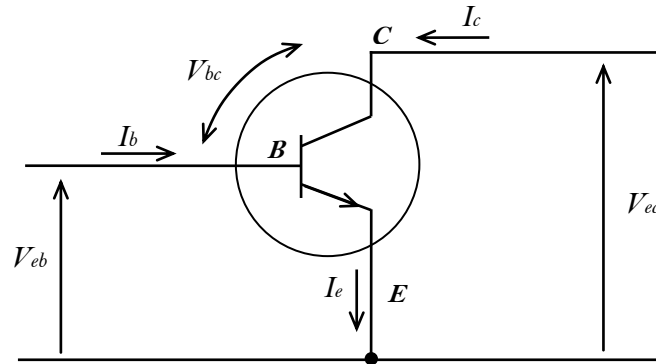


Figure VI.6: Transistor en émetteur commun

Les équations correspondantes au montage émetteur commun sont les relations de conservation du courant et de potentiel suivantes :

$$j_e = J_{S1} (e^{e V_{eb}/k_B T} - 1) - \alpha_i J_{S2} (e^{e V_{cb}/k_B T} - 1)$$

$$j_c = J_{S2} (e^{e V_{cb}/k_B T} - 1) - \alpha J_{S1} (e^{e V_{eb}/k_B T} - 1)$$

$$V_{eb} + V_{bc} + V_{ce} = 0$$

$$I_e + I_b + I_c = 0$$

Avec :

$$I_e = -(I_b + I_c)$$

$$V_{eb} = -V_{be} \quad \text{et} \quad V_{cb} = V_{ce} - V_{be}$$

En régime de fonctionnement normal, c'est-à-dire le montage est en sens direct (pôle (+) du générateur est du côté base) à condition que $(-V_{cb} \gg k_B T/e)$ et $(V_{eb} \gg k_B T/e)$, les équations de courants se simplifient aux équations :

$$I_e \approx I_{S1} (e^{e V_{eb}/k_B T})$$

$$I_c \approx -\alpha I_{S1} (e^{e V_{eb}/k_B T}) = -\alpha I_e$$

Ceci permet de déduire le courant de base I_b .

$$I_b \approx -(1 - \alpha) I_{S1} (e^{-e V_{be}/k_B T}) \quad \text{et} \quad I_c \approx \beta I_b \quad \text{Avec :} \quad \beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}$$

Comme le montre ces relations, lorsque V_{ce} est constante le courant d'entrée I_b dépend de la tension V_{be} . Elles montrent aussi que le courant I_b est très inférieur au courant I_e ($\alpha \approx 1$). La caractéristique d'entrée est représentée par la partie (3) dans la figure VI.7.

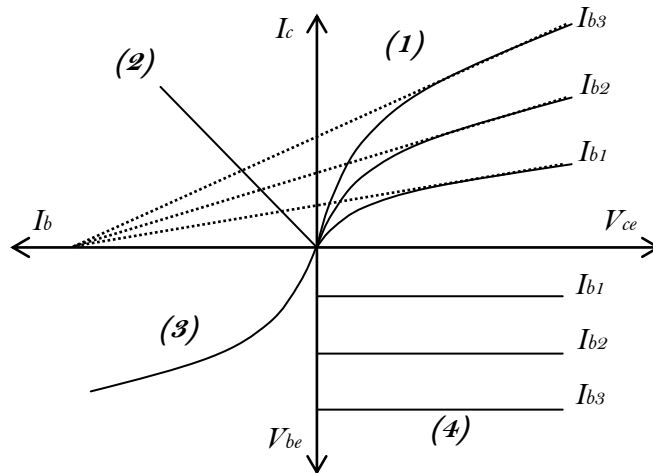


Figure VI.7 : Caractéristiques d'entrée et de sortie du montage émetteur commun

Les caractéristiques de sortie sont exprimées par le courant $I_c(V_{ce})$ à I_b constant. La figure montre bien que le courant I_c varie linéairement avec la tension V_{ce} avec une pente proportionnelle au courant d'entrée I_b , partie (1) de la figure.

Remarquons bien que l'extrapolation des parties linéaires des caractéristiques $I_c(V_{ce})$ convergent en un même point de tension ($V_a = -\beta_o/K$) quel que soit le courant d'entrée I_b . Cette tension est appelée tension de d'Early. Le courant de sortie est donné par la relation suivante :

$$I_c = \beta_o I_b + K I_b V_{ce} = (\beta_o + K V_{ce}) I_b = \beta I_b$$

Avec :

$$\beta = \beta_o + K V_{ce}$$

En conclusion, le gain en courant β augmente linéairement avec la tension de polarisation V_{ce} , partie (2) de la figure VI.7. La caractéristique de transfert en courant donnée par la relation $I_c \approx \beta I_b = (\beta_o + K V_{ce}) I_b$ est représentée par la partie (4) de la figure. Elle traduit la variation de la tension V_{be} en fonction de la tension V_{ce} . Les courbes tracées montrent la faible sensibilité de la tension V_{be} à V_{ce} .

Remarques :

- Le coefficient d'amplification en courant β varie de plusieurs centaines pour les petits transistors à quelques dizaines pour les composants de puissance élevée.
- Si les polarités du générateur sont inversées (sens indirect) aucun courant ne passe dans le circuit, le transistor est bloqué.
- Les ordres de grandeur des intensités de courants mises en jeu sont : I_B de quelques μA et I_c de quelques mA .
- Les ordres de grandeur des tensions sont : $V_{ce} < 10 V$ et $V_{be} < 0.6 V$.

VI.5. Transistor amplificateur en montage émetteur commun

VI.5.1. Caractéristiques statiques et point de fonctionnement

Considérons le montage de la figure VI.6. Les caractéristiques du transistor sont représentées par les relations suivantes :

$$I_e = I_b + I_c \quad \text{et} \quad I_b \ll I_c$$

- La jonction base – émetteur (B/E) est passante. Ceci signifie que la résistance d'entrée $R_{B/E}$ est considérée faible.
- La jonction base – collecteur (B/C) est bloquée. Ceci signifie que la résistance de sortie $R_{B/C}$ est considérée très grande.
- L'amplification statique est exprimée par de coefficient $\beta = I_c/I_b$, ($50 < \beta < 400$).
- Les caractéristiques du transistor, transfert de courant, courant d'entrée et de sortie sont représentées graphiquement sur la figure VI.8.

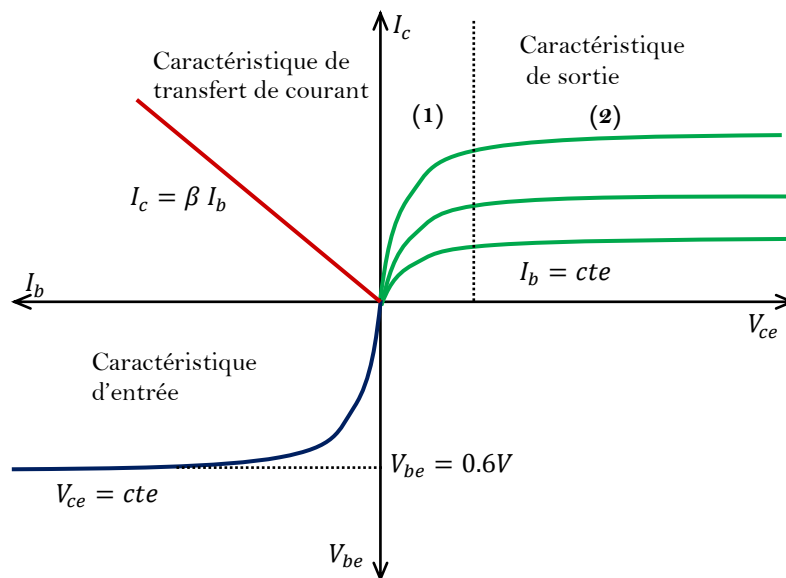


Figure VI.8 : Représentation graphique des caractéristiques du transistor, transfert de courant, courant d'entrée et de sortie

Pour que le courant d'entrée reste constant, la résistance R_b doit être importante, de l'ordre de $10 \text{ k}\Omega$ ($R_b \approx 10 \text{ k}\Omega$), figure VI.9. Dans ce cas : $V_{be} = V_{bb} - R_b I_b$.

La résistance R_c limite le courant I_c , c'est-à-dire la puissance P_{\max} est de quelques 0.1 mW . La valeur de R_c est comprise entre 200Ω et $1 \text{ k}\Omega$. Alors : $V_{ce} = V_{cc} - R_c I_c$.

Lorsque le transistor est polarisé en entrée et en sortie à l'aide des alimentations V_{BB} et V_{CC} . Le point de fonctionnement (P) du transistor se situe sur une droite (SB) appelée droite de charge statique (figure VI.10). Cette droite relie les deux points B(V_{cc}) et S(V_{cc}/R_c). Deux modes de fonctionnement du transistor sont distingués, en commutation ou en amplification.

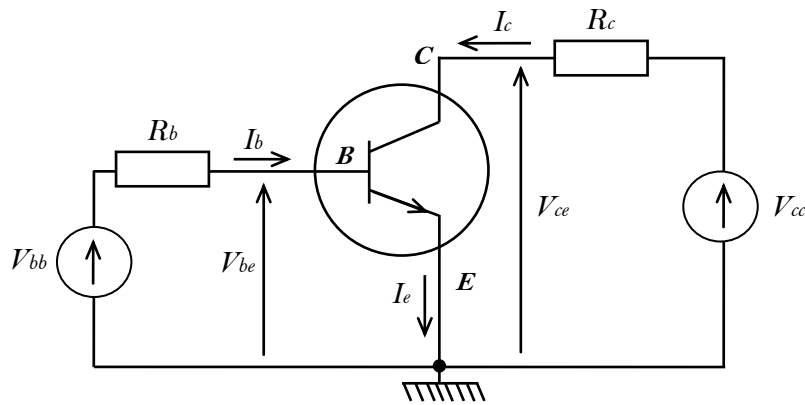


Figure VI.9: Montage en émetteur commun d'un transistor polarisé

- En commutation :
 - le potentiel $V_{be} < 0.6 \text{ V}$, le courant I_b est très faible et le courant $I_c \approx I_b \approx 0$. Au point B, $V_{ce} = V_{cc}$, dans ce cas le transistor est bloqué.
 - Lorsque I_b est maximum, les potentiels $V_{be} \approx 0.6 \text{ V}$, $V_{ce} \approx 0$ et le courant $I_c \approx V_{cc}/R_c$, dans ce cas le transistor est saturé.
- En amplification :
 - Entre les points B et S, le courant I_c se déduit de la droite de charge statique par la relation $I_c = \beta I_b$.

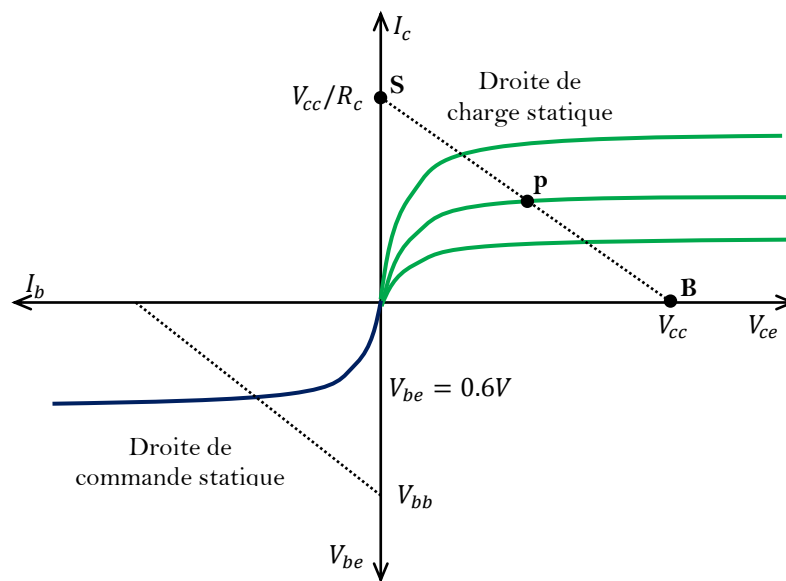


Figure VI.10 : Représentation graphique du point de fonctionnement (droite de charge statique)

VI.5.2. Amplification en tension et fonction de transfert

Dans les circuits électroniques l'amplification des signaux repose essentiellement sur les transistors. Ce composant électronique constitue également l'élément de base dans la fabrication des circuits intégrés. Parmi les trois montages fondamentaux, le montage en émetteur commun est le plus utilisé.

Considérons le montage émetteur commun de la figure VI.8. Lorsque le circuit est sous une tension alternative sinusoïdale, la tension d'entrée $V_{eb} = V_e$ est amplifiée entre le collecteur et l'émetteur.

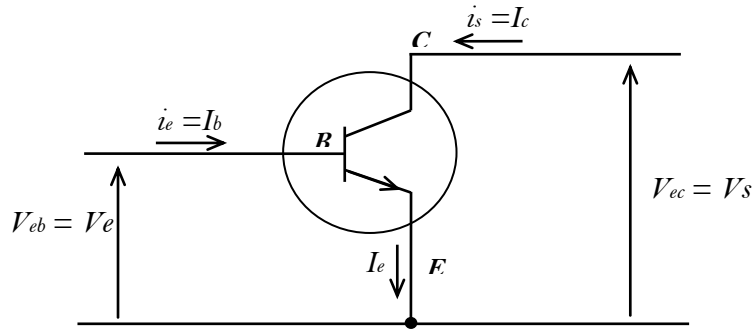


Figure VI.8: Transistor en émetteur commun (tension sinusoïdale)

En notation complexe, la tension d'entrée est exprimée en fonction de l'impédance d'entrée Z_e par la relation suivante :

$$V_e = Z_e i_e$$

A la sortie, la tension V_s est exprimée aussi en fonction de l'impédance Z_s par la notation complexe suivante :

$$V_s = e - Z_s i_s \quad (\text{l'impédance } Z_e \text{ est faible devant l'impédance } Z_s)$$

- La fonction de transfert H appelée aussi amplification en tension est donnée par la relation :
$$H = \frac{V_s}{V_e} = A_V$$
- L'amplification en courant est donnée par la relation :
$$A_i = \frac{I_s}{I_e}$$
- L'amplification en puissance est donnée par la relation :
$$A_p = A_i \cdot A_V$$
- Le gain en puissance est défini par la relation:
$$G_p = 20 \log|H| \quad (\text{en dB})$$

La figure VI.11, montre l'évolution de la tension de sortie en fonction de la tension d'entrée. La région (1). La courbe de transfert correspond à la fonction en amplification et la région (2) à la saturation.

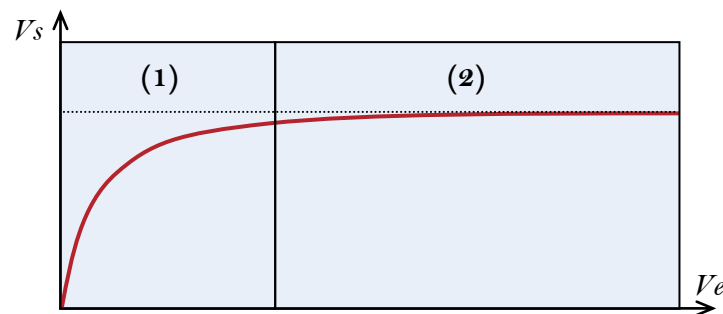


Figure VI.11 : Evolution de la tension de sortie V_s en fonction de la tension d'entrée V_e

Références :

1. Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques, cours et exercices corrigés. Henry Mathieu et Hervé Fanet. Dunod, Paris, 2009
ISBN 978-2-10-051643-8
2. Principles of semiconductor devices. Sima Dimitrijevic, Griffith University, Second Edition. New York Oxford Oxford University Press 2012.
ISBN 978-0-19-538803-9
3. Physics of Semiconductors. B. Sapoval and C. Hermann. Springer-Verlag 1995.
ISBN 0-387-94024-3
4. Semiconductor Physical Electronics. Sheng S. Li, Second Edition 2006. Springer ISBN 10: 0-387-28893-7.
5. Chimie des solides. Jean.-Francis. Marucco, EDP Sciences 2004.
ISBN : 2-86883-673-9
6. Aide-mémoire, Composants électroniques, 3ème édition. Pierre Mayé. Dunod, Paris, 2005
ISBN 2 10 048885 6
7. Physique tout en un MPSI PCSI PTSI 1ère année. Cours et exercices corrigés. Marie-Noëlle Sanz, Anne-Emmanuelle Badel et François Clauset. Dunod, Paris, 2008
ISBN 978-2-10-053977-2