

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE 8 MAI 1945 GUELMA

Faculté des Mathématiques et de l'Informatique et des Sciences de la Matière
Département des Sciences de la Matière



Polycopié du Cours

Physique des Semi-conducteurs

Niveau : 3^{ème} année licence
Physique des Matériaux

Réalisé par :

Dr. Hakima YAHY

2020/2021

Avant-propos

Ce polycopié de cours de physique des semi-conducteurs est destiné aux étudiants de 3^{ème} année licence Physique des Matériaux. Il est conforme au programme officiel. Il a été rédigé dans le but de présenter la physique des semi-conducteurs à des étudiants physiciens dont le niveau est celui d'un premier cycle universitaire. Il s'agit d'un cours d'initiation pour tous ceux qui veulent acquérir rapidement des bases élémentaires sur les semi-conducteurs et leurs applications. Il sert à expliquer le fonctionnement physique des composants électroniques à base de semi-conducteurs qui ont été étudiés et mis en œuvre à l'occasion du cours et des TP d'électronique ; il décrit brièvement les éléments de la technologie de fabrication de ces composants et des circuits intégrés. Il pourra être complété par la lecture d'ouvrages plus complets dont certains sont cités dans la bibliographie.

Comme condition préalable, les connaissances nécessaires à l'étudiant pour rendre l'assimilation de cette unité facile sont en étroite relation avec les enseignements suivants: cours de physique du solide, cours de physique statistique, cours de l'électronique, cours de l'optoélectronique et cours des propriétés des défauts.

Le cours est divisé en six chapitres :

En premier lieu, seront présentées des notions de base sur les milieux semi-conducteurs comme les structures cristallines, les semi-conducteurs simples et composés, la structure de bandes d'énergie, le concept de la bande interdite directe et indirecte ainsi que les porteurs de charges libres ; électrons et trous.

Dans le deuxième et le troisième chapitre seront présentés les semi-conducteurs intrinsèques et extrinsèques, respectivement, à l'équilibre.

Le quatrième chapitre est réservé à l'étude des semi-conducteurs hors équilibre, où les propriétés électriques seront abordées en calculant les densités de courant de diffusion et de dérive dans le cadre des phénomènes de génération-recombinaison.

Le cinquième et le sixième chapitre portent sur les applications des semi-conducteurs dans le domaine technologique. Ils seront introduits dans la fabrication des jonctions PN et des transistors bipolaires qui sont à la base de tout composant électronique. Le cinquième chapitre présente une étude détaillée des jonctions PN ainsi que leurs applications dans le redressement de signaux alternatifs. Le sixième chapitre est une introduction aux transistors bipolaires.

Afin de permettre aux étudiants d'assimiler le cours, j'ai traité plusieurs exercices d'application.

Bien que l'élaboration de ce manuscrit soit faite avec le plus grand soin, il reste bien évidemment perfectible. Je remercie d'avance toute personne me rapportant des remarques ou commentaires.

Table des matières

Avant-propos	2
Chapitre I : Milieux Semi-conducteurs : Généralités	
I.1. Conducteurs – Isolants – Semi-conducteurs	7
I.1.1. Conducteurs	7
I.1.2. Isolants	7
I.1.3. Semi-conducteurs	7
I.2. Semi-conducteurs simples et composés	7
I.2.1. Semi-conducteur simple	7
I.2.2. Semi-conducteur composé	7
I.3. Propriétés structurales des semi-conducteurs	8
I.3.1. Structure diamant	8
I.3.2. Structure Zinc blende	8
I.3.3. Structure Wurtzite	8
I.3.4. Structure NaCl	9
I.4. Propriétés électroniques de quelques semi-conducteurs	9
I.4.1. Structure électronique du silicium (Si)	9
I.4.2. Structure électronique du germanium (Ge)	9
I.5. Bandes d'énergie	10
I.5.1. Gap direct ou indirect	11
I.6. Porteurs de charges libres dans les milieux semi-conducteurs	11
Chapitre II : Semi-conducteurs intrinsèques à l'équilibre	
II.1. Introduction	14
II.2. Statistique de Fermi-Dirac	14
II.3. Expressions générales des concentrations des porteurs de charges libres	15
II.3.1. Densité d'états	15
II.3.2. Concentrations à l'équilibre des porteurs de charges électrons et trous	15
II.4. Comportement électrique des semi-conducteurs intrinsèques en fonction de la température	16
II.5. Loi d'action de masse	16
II.6. Niveau de Fermi intrinsèque	17
II.7. Exercices	17
Chapitre III : Semi-conducteurs extrinsèques à l'équilibre	
III.1. Introduction	20
III.2. Semi-conducteur de type N	20
III.3. Semi-conducteur de type P	20
III.4. Niveaux d'énergie des atomes donneurs et accepteurs	21
III.4.1. Niveau donneur	21
III.4.2. Niveau accepteur	21
III.5. Equation de la neutralité électrique	21
III.6. Concentration des porteurs de charges libres	22
III.7. Niveau de Fermi	23
III.8. Semi-conducteur compensé	24
III.9. Semi-conducteur dégénéré	24

III.10. Techniques de dopage des semi-conducteurs.....	24
III.10.1. L'implémentation ionique.....	25
III.10.2. La diffusion thermique.....	26
III.11. Exercices	26

Chapitre IV : Semi-conducteurs hors équilibre – Mécanisme du transport de charges

IV.1. Définition.....	29
IV.2. Conduction dans les semi-conducteurs.....	29
IV.2.1. Courant de dérive.....	29
IV.2.1.1. Mobilité des porteurs libres.....	29
IV.2.1.2. Densité de courant de dérive.....	30
IV.2.1.3. Conductivité électrique.....	30
IV.2.1.4. Résistivité électrique.....	31
IV.2.2. Courant de diffusion.....	31
IV.3. Relation d'Einstein.....	32
IV.4. Perturbation de l'équilibre : génération et recombinaison de porteurs.....	33
IV.4.1. Génération de porteurs.....	33
IV.4.1.1. Création par énergie lumineuse (par photons).....	33
IV.4.1.2. Création par des particules (ou radiations) ionisantes.....	34
IV.4.1.3. Création par porteurs "chauds" (champ électrique intense).....	34
IV.4.1.4. Création par injection de porteurs.....	34
IV.4.2. Recombinaison (disparition) et durée de vie des porteurs libres.....	34
IV.4.2.1. Mécanisme de disparition.....	34
IV.4.2.2. Echange d'énergie.....	34
IV.5. Equation de continuité.....	35
IV.5.1. Equation de continuité sans phénomènes de Génération – Recombinaison.....	35
IV.5.2. Equation de continuité avec phénomènes de Génération – Recombinaison.....	36
IV.5.3. Longueur de diffusion.....	37
IV.5.4. Temps de relaxation diélectrique et longueur de Debye.....	38
IV.6. Quasi-niveaux de Fermi.....	39
IV.7. Exercices	40

Chapitre V : Etude des jonctions PN

V.1. Définition.....	43
V.2. Différents types de jonctions.....	43
V.2.1. Jonction abrupte.....	43
V.2.2. Jonction graduelle.....	43
V.2.3. Jonction métallurgique.....	43
V.3. Etude d'une jonction PN abrupte non polarisée à l'équilibre.....	44
V.3.1. Formation de la région de déplétion : zone de charge d'espace.....	44
V.3.2. Densité de charges $\rho(x)$	44
V.3.3. Champs électriques $E_p(x)$ et $E_n(x)$	45
V.3.4. Potentiels électriques $V_p(x)$ et $V_n(x)$	46
V.3.5. Tension de diffusion V_0	47
V.3.6. Epaisseur de la zone de charge d'espace W (zone de déplétion).....	49
V.3.7. Concentrations des porteurs à l'équilibre.....	50
V.3.8. Courants à l'équilibre.....	50
V.4. Etude d'une jonction PN polarisée en direct.....	51

V.4.1. Barriere de potentiel.....	51
V.4.2. Epaisseur de la zone de charge d'espace.....	51
V.4.3. Champ électrique maximum.....	51
V.4.4. Concentrations des porteurs de charges.....	52
V.4.5. Courants électriques.....	53
V.5. Etude d'une jonction PN polarisée en inverse.....	54
V.5.1. Barriere de potentiel.....	54
V.5.2. Epaisseur de la zone de charge d'espace.....	55
V.5.3. Champ électrique maximum.....	55
V.5.4. Concentrations des porteurs de charges.....	55
V.5.5. Courants électriques.....	56
V.6. Capacités parasites.....	57
V.6.1. Capacité de transition.....	57
V.6.2. Capacité de diffusion.....	58
V.7. Jonction fortement polarisée en inverse.....	58
V.7.1. Claquage par effet Zener (matériau fortement dopé).....	59
V.7.2. Claquage par effet d'avalanche (matériau peu dopé).....	59
V.8. Applications des jonctions PN.....	59
V.8.1. Redressement de signaux alternatifs.....	59
V.8.2. Commutation.....	60
V.9. Différents types de diodes.....	60
V.9.1. Diode à jonction.....	60
V.9.2. Diode Zener.....	60
V.9.3. Diode à effet tunnel.....	60
V.9.4. Diode Schottky.....	61
V.9.5. Photodiode.....	61
V.9.6. Diode électroluminescente.....	61
V.9.7. Diode Laser.....	61
V.9.8. Cellules solaires.....	61
V.10. Exercices	62

Chapitre VI : Transistors bipolaires

VI.1. Introduction.....	65
VI.2. Définitions.....	65
VI.3. Transistor NPN non polarisé.....	66
VI.4. Transistor NPN polarisé.....	66
VI.4.1. Courants à travers les jonctions.....	66
VI.4.1.1. Jonction Base-Emetteur.....	66
VI.4.1.2. Jonction Base-Collecteur.....	67
VI.4.1.3. Espace Emetteur-Collecteur.....	67
VI.4.2. Effet transistor : Gains en courant.....	67
VI.5. Réseau des caractéristiques statiques du transistor NPN.....	68
VI.5.1 Montage émetteur commun.....	69
VI.6. Régimes de fonctionnement du transistor.....	70
VI.7. Limitations physiques.....	71
VI.7.1. Tensions de claquage.....	71
VI.7.2. Limitation en puissance.....	72
VI.7.3. Limitation du courant maximum.....	72
VI.8. Exercices.....	72
Références.....	75

Chapitre I

Milieux Semi-conducteurs : Généralités

I.1. Conducteurs – Isolants – Semi-conducteurs

Les matériaux sont classés en trois catégories selon leurs propriétés électriques (Figure I.1).

I.1.1. Conducteurs

Ce sont les métaux, tels que le fer (Fe), le cuivre (Cu), l'or (Au), l'argent (Ag) et l'aluminium (Al), ayant la plus faible résistivité à température ambiante, typiquement inférieure à $10^{-5} \Omega\text{cm}$. La conduction électrique de ces métaux s'effectue essentiellement au moyen des électrons libres situés dans les couches périphériques des atomes qui les constituent.

I.1.2. Isolants

Ce sont les matériaux dont la résistivité ρ est supérieure à $10^8 \Omega\text{cm}$, tels que le verre, le mica, la silice (SiO_2), le carbone (diamant).

I.1.3. Semi-conducteurs

C'est une classe de matériaux qui se situe entre les métaux et les isolants, dont la résistivité varie entre $10^{-5} \Omega\text{cm}$ et $10^4 \Omega\text{cm}$. Le transport électrique se fait par les porteurs de charges électrons et trous. Un semi-conducteur peut être soit intrinsèque (pur) ou extrinsèque (dopé par des atomes impuretés).

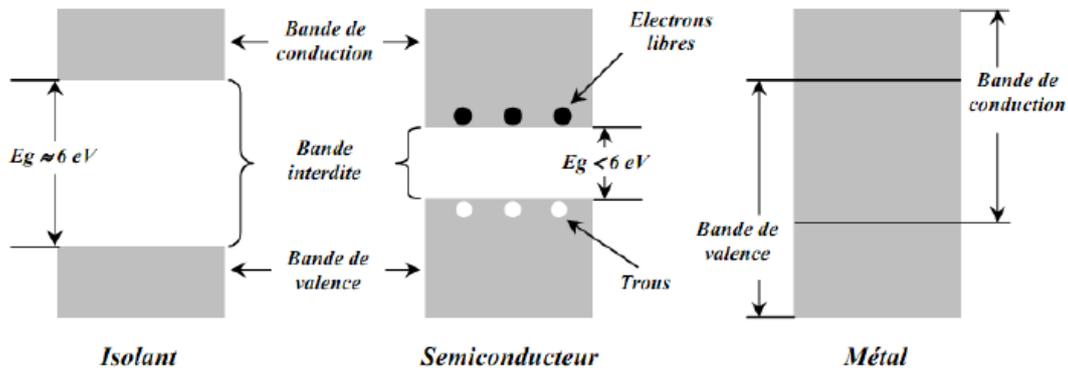


Figure I.1 : Diagrammes de bandes d'énergie d'un isolant, un semi-conducteur et un métal (conducteur).

I.2. Semi-conducteurs simples et composés

I.2.1. Semi-conducteur simple

C'est un semi-conducteur composé d'un seul élément atomique tels que les semi-conducteurs qui appartiennent à la colonne IV de classification périodique comme le silicium (Si) et le germanium (Ge).

I.2.2. Semi-conducteur composé

C'est un semi-conducteur composé d'au moins deux types d'atomes différents. Ils peuvent être des semi-conducteurs binaires qui appartiennent aux différentes classes II-VI, III-V, IV-IV, IV-VI.....etc. Il existe aussi des semi-conducteurs ternaires composés de trois types d'atomes et des semi-conducteurs quaternaires composés de quatre types d'atomes.

I.3. Propriétés structurales des semi-conducteurs

En générale, les semi-conducteurs se cristallisent dans l'une des structures suivantes :

I.3.1. Structure de diamant

C'est le système dans lequel cristallisent les semi-conducteurs de la colonne IV comme le Si et le Ge. Cette structure est constituée de deux réseaux cubiques à faces centrées (C.F.C.) imbriqués de telle façon que quatre atomes sont placés aux nœuds du réseau C.F.C. et quatre autres atomes sont placés en $(1/4, 1/4, 1/4)$, $(3/4, 1/4, 3/4)$, $(1/4, 3/4, 3/4)$ et $(3/4, 3/4, 1/4)$. Ainsi, chaque atome se trouve dans un environnement tétraédrique régulier (Figure I.2).

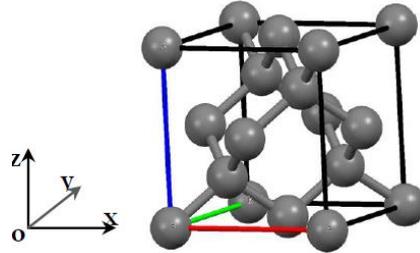


Figure I.2 : Structure de diamant.

I.3.2. Structure Zinc blende

Dans cette structure, les deux réseaux C.F.C. contiennent deux types d'atomes différents. Quatre atomes occupent les nœuds du premier C.F.C. et quatre autres atomes sont placés à l'intérieur du cube et occupent les positions $(1/4, 1/4, 1/4)$, $(3/4, 1/4, 3/4)$, $(1/4, 3/4, 3/4)$ et $(3/4, 3/4, 1/4)$. C'est le cas du ZnS (semi-conducteur de la famille II-VI). Voir Figure I.3.

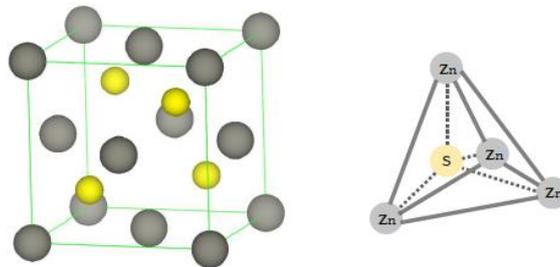


Figure I.3 : Structure zinc blende de ZnS avec le tétraèdre.

I.3.3. Structure Wurtzite

Les semi-conducteurs peuvent aussi se cristalliser sous la forme wurtzite (hexagonale). Dans cette structure, le motif est constitué de deux atomes différents qui occupent les positions $(0,0,0)$ et $(1/3, 2/3, 1/2)$. Comme dans la structure zinc blende, chaque atome est entouré de quatre atomes de l'autre élément formant ainsi des tétraèdres (Figure I.4).

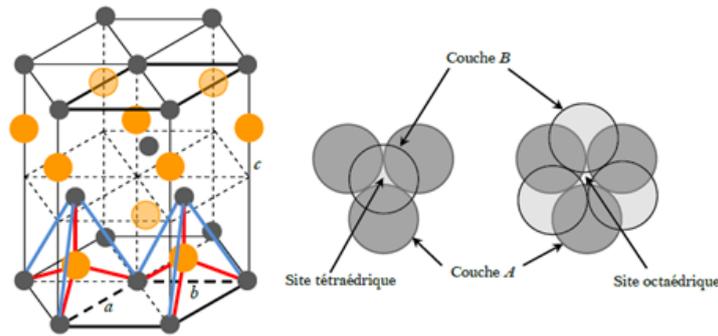


Figure I.4 : Structure wurtzite de ZnS avec les sites tétraédriques et octaédriques formés entre les couches A et B.

I.3.4. Structure NaCl

Le sulfure de plomb (PbS) est un semi-conducteur qui cristallise dans la structure NaCl. Dans cette structure les atomes de plomb occupent les nœuds du réseau C.F.C. 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). Chaque ion se trouve dans un milieu octaédrique régulier et donc entouré par 6 ions de signes opposés (Voir Figure I.5).

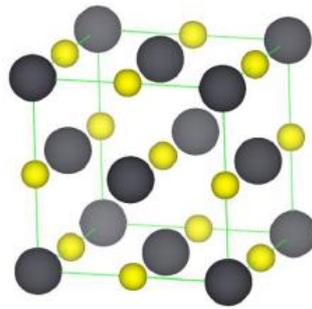


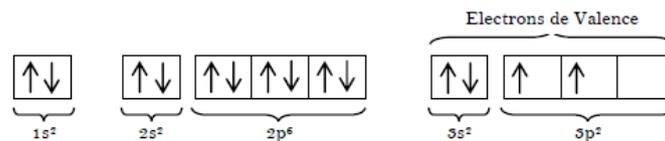
Figure I.5 : Structure NaCl.

I.4. Propriétés électroniques de quelques semi-conducteurs

I.4.1. Structure électronique du silicium (Si)

L'atome de Si possède 14 électrons, sa configuration électronique est donnée par la forme condensée suivante : Si : $(1s^2) (2s^2) (2p^6) (3s^2) (3p^2)$ ou Si : [Ne] $(3s^2) (3p^2)$

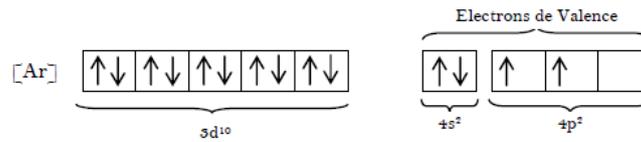
La distribution des électrons sur les orbitales atomiques obéit au principe d'exclusion de Pauli et à la règle de Hund.



I.4.2. Structure électronique du germanium (Ge)

L'atome de Ge possède 32 électrons, sa configuration électronique est donnée par la forme condensée suivante : Ge: $(1s^2) (2s^2) (2p^6) (3s^2) (3p^6) (4s^2) (3d^{10}) (4p^2)$ ou Ge: [Ar] $(4s^2) (3d^{10}) (4p^2)$

La distribution des électrons sur les orbitales atomiques 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).

- **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.

I.5. Bandes d'énergie

Les électrons d'un atome isolé occupent des niveaux discrets d'énergie. Lorsque les atomes se rapprochent les uns aux autres, les distances deviennent de l'ordre atomique ($d \cong \text{Å}$) et les niveaux d'énergie se dédoublent. La dégénérescence des niveaux d'énergie fait apparaître des bandes d'énergie permises, séparées par des bandes d'énergie interdites, de largeur E_g (énergie gap). Dans les semi-conducteurs, la dernière bande complètement remplie est appelée bande de valence (BV) et la bande complètement vide, située juste au-dessus est appelée bande de conduction (BC). Le niveau le plus bas de BC est noté par E_c , tandis que celui le plus haut de BV est noté par E_v .

A 0K, la bande de conduction est vide et la bande de valence est complètement remplie d'électrons. Pour une température élevée, un électron de BV peut recevoir suffisamment d'énergie pour passer dans BC et un trou apparaît alors dans BC, ce qui rend possible la conduction électrique.

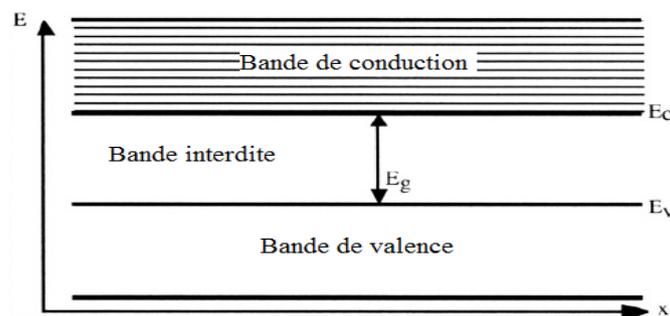


Figure I.6 : Diagramme de bandes d'énergie dans l'espace réel.

Les énergies gap des semi-conducteurs les plus courants sont: Si (1.12eV), Ge (0.67eV) GaAs (1.42eV). Les isolants ont des bandes interdites d'énergie nettement plus larges: SiO₂ (9.0eV), diamant (5.47eV) et Si₃N₄ (5.0eV).

I.5.1. Gap direct ou indirect

Un gap est dit direct si le maximum de BV et le minimum de BC sont situés au même point (même vecteur d'onde \vec{k}) de la zone de Brillouin (Figure I.7.a). Dans ce cas, la transition électronique entre E_V et E_C conserve le vecteur d'onde ($\Delta\vec{k} = 0$). Dans le cas du gap indirect, le minimum de BC est situé à une distance $\Delta\vec{k} \neq 0$ du maximum de BV dans la zone de Brillouin (Figure I.7.b) et la transition électronique entre E_V et E_C est accompagnée par le changement de la quantité de mouvement $\Delta\vec{p} = \hbar\Delta\vec{k}$.

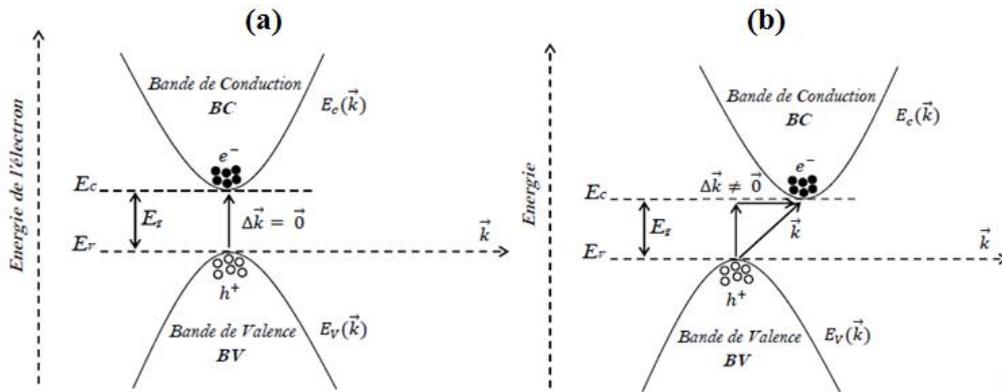


Figure I.7 : (a) Semi-conducteur à gap direct, (b) Semi-conducteur à gap indirect. $E_C(\vec{k})$ et $E_V(\vec{k})$ sont respectivement les relations de dispersion dans BC et BV.

I.6. Porteurs de charges libres dans les milieux semi-conducteurs

Lorsque le semi-conducteur est porté à une énergie thermique ou lumineuse suffisante, la liaison de valence sera brisée : on arrache ainsi un ou plusieurs électrons précédemment engagés dans ces liaisons. Ces électrons seront excités vers BC et des trous seront par la suite créés, à la place des électrons, dans BV, voir Figure I.8.

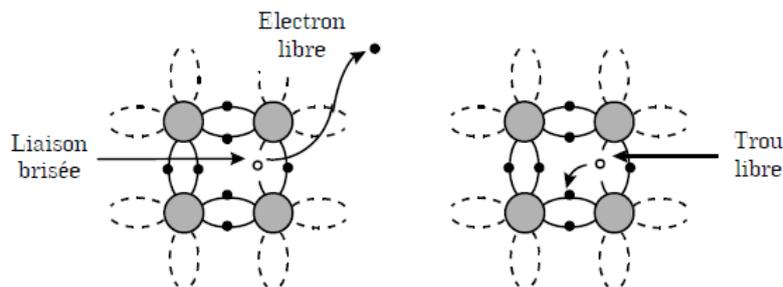


Figure I.8 : Apparition d'un électron et d'un trou libres lors d'une rupture d'une liaison covalente.

De ce fait, l'électron occupe le niveau E_C le plus bas et se comporte comme une particule libre de masse effective m_e différente de la masse m_0 (0.91×10^{-30} kg) de l'électron libre dans le vide. De même, le trou créé dans BV peut être occupé par un autre électron de la même bande et possède une masse effective m_t (Figure I.9).

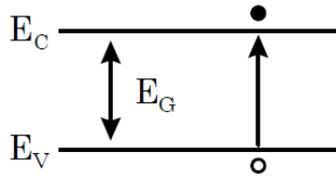


Figure I.9 : Diagramme de bandes d'énergie montrant la transition d'un électron de BV vers BC.

Les relations de dispersion des électrons et des trous dans BC et BV, respectivement, s'écrivent :

$$\begin{cases} E(k) = E_c + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} k^2 & \text{pour les électrons} \\ E(k) = E_v - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} k^2 & \text{pour les trous} \end{cases} \quad (\text{I.1})$$

soit :

$$\begin{cases} E(k) = E_c + \frac{\hbar^2}{2m_e} k^2 & \text{pour les électrons} \\ E(k) = E_v - \frac{\hbar^2}{2m_t} k^2 & \text{pour les trous} \end{cases} \quad (\text{I.2})$$

avec :

$$\begin{cases} m_e = \frac{\hbar^2 \partial k^2}{\partial^2 E} & \text{masse effective des électrons} \\ m_t = \frac{\hbar^2 \partial k^2}{\partial^2 E} & \text{masse effective des trous} \end{cases} \quad (\text{I.3})$$

Chapitre II

Semi-conducteurs intrinsèques à l'équilibre

II.1. Introduction

Un semi-conducteur intrinsèque est un matériau pur non dopé. En pratique, l'élaboration de semi-conducteurs purs est un défi technologique et les méthodes de préparation ne permettent pas une synthèse de semi-conducteurs parfaitement purs.

II.2. Statistique de Fermi-Dirac

Un semi-conducteur est considéré comme un système constitué de N électrons qui cherchent à occuper l'état de plus basse énergie. A 0K, les électrons occupent tous les niveaux de basse énergie dans BV. Lorsque la température absolue T augmente, la distribution des électrons est gérée par la statistique de Fermi-Dirac.

La statistique de Fermi-Dirac tient compte du principe d'exclusion de Pauli et représente la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E dans BC par un électron et elle est donnée par :

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E-E_F}{k_B T}\right)} \quad (\text{II. 1})$$

k_B est la constante de Boltzmann ($k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$) et E_F est le niveau d'énergie de Fermi qui représente le niveau le plus haut occupé à 0K.

Le niveau E_F correspond à une probabilité d'occupation égale à $1/2$ quel que soit la température T . La figure II.1 donne l'évolution de $f_n(E)$ en fonction de $(E-E_F)$ et de la température. On peut constater que sa valeur varie plus ou moins rapidement de 1 à 0 en passant toujours par 0.5 pour $E-E_F=0$.

La probabilité $f_p(E)$ pour qu'un niveau E soit occupé par un trou dans BV est complémentaire de la probabilité $f_n(E)$, soit :

$$f_p(E) = 1 - f_n(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_F-E}{k_B T}\right)} \quad (\text{II. 2})$$

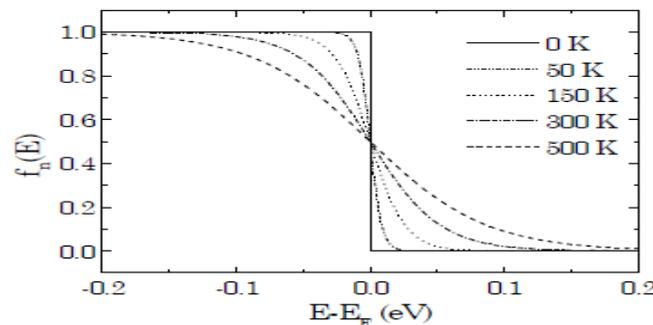


Figure II.1 : Variation thermique de la fonction de distribution de Fermi-Dirac en fonction de $(E-E_F)$.

II.3. Expressions générales des concentrations des porteurs de charges libres

II.3.1. Densité d'états

La densité d'états permis est définie comme étant le nombre de places disponibles par unité de volume, occupées ou non par les électrons, dans BC et les trous dans BV, elle est exprimée par la relation :

$$D_C(E) = 4\pi \left(\frac{2m_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} (E - E_C)^{1/2} \quad \text{pour les électrons} \quad (\text{II. 3})$$

$$D_V(E) = 4\pi \left(\frac{2m_t}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} (E_V - E)^{1/2} \quad \text{pour les trous} \quad (\text{II. 4})$$

II.3.2. Concentrations à l'équilibre des porteurs de charges libres électrons et trous

La concentration en électrons libres n_0 à l'équilibre est obtenue en sommant, pour tous les niveaux d'énergie de BC, le produit de la densité d'états $D_C(E)$ par la probabilité d'occupation $f_n(E)$ de ces places :

$$n_0 = \int_{E_C}^{+\infty} D_C(E) f_n(E) dE \quad (\text{II. 5})$$

Pour pouvoir effectuer l'intégration, on considère que le semi-conducteur n'est pas dégénéré, c'est-à-dire que E_F reste dans la bande interdite en respectant les inégalités $(E_C - E_F) \gg k_B T$ et $(E_F - E_V) \gg k_B T$. Les fonctions de distribution $f_n(E)$ et $f_p(E)$ des électrons et des trous, respectivement, se ramènent à des fonctions de Boltzmann :

$$f_n(E) \cong \exp\left(-\frac{E - E_F}{k_B T}\right) \quad (\text{II. 6})$$

$$f_p(E) \cong \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right) \quad (\text{II. 7})$$

et on obtient après intégration de l'expression (II.5):

$$n_0 = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right) \quad (\text{II. 8})$$

où N_C est la densité d'états effectives dans BC et vaut :

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (\text{II. 9})$$

De même pour les trous dans BV :

$$p_0 = \int_{-\infty}^{E_V} D_V(E) f_p(E) dE \quad (\text{II. 10})$$

$$p_0 = N_V \exp\left(\frac{E_V - E_F}{k_B T}\right) \quad (\text{II. 11})$$

où N_V est la densité d'états effectives dans BV et vaut :

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_t k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (\text{II. 12})$$

II.4. Comportement électrique des semi-conducteurs intrinsèques en fonction de la température

A $T = 0K$:

La concentration des électrons dans BC, donnée par la relation (II.8), peut s'écrire sous la forme suivante :

$$n_0 = 2 \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right) \quad (\text{II. 13})$$

soit :

$$n_0 = \frac{2 \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2}}{\exp\left(\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right)} \quad (\text{II. 14})$$

Sachant que E_C est supérieur à E_F ($E_C > E_F$), alors : $\exp\left(\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right) \rightarrow +\infty$ et la fonction de Fermi tend vers 0 : $f_n(E) = 0$. La concentration des électrons est donc nulle ($n_0=0$). Ceci veut dire qu'à température 0K la concentration des électrons dans BC est nulle et tous les électrons se trouvent au-dessous de E_F donc, dans BV. Le semi-conducteur se comporte alors comme un isolant.

A $T > 0K$:

Dans le cas où $E = E_F$, $f_n(E) = \frac{1}{2}$, ce qui montre que la probabilité de trouver un électron au niveau E_F est de 50%. Pour $E < E_F$, $f_n(E)$ est supérieure à $\frac{1}{2}$ et elle est inférieure à $\frac{1}{2}$ pour $E > E_F$. Ces résultats montrent que pour $T > 0$ K, les états quantiques au-dessous de E_F sont partiellement vides, et les états quantiques au-dessus de E_F sont partiellement remplis, figure II.1. Ce sont ces états quantiques partiellement remplis (électrons) et partiellement vides qui sont responsables de la conduction électrique dans les semi-conducteurs.

II.5. Loi d'action de masse

Dans un semi-conducteur intrinsèque, les concentrations en porteurs libres sont égales à la concentration intrinsèque de porteurs n_i , ce qui permet d'écrire :

$$n_i = n_0 = p_0 \quad (\text{II. 15})$$

$$n_0 \times p_0 = n_i^2 \quad (\text{II. 16})$$

C'est la loi d'action de masse, alors :

$$n_i^2 = N_c \cdot N_v \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \quad (\text{II. 17})$$

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (\text{II. 18})$$

avec :

$$E_g = E_c - E_v \quad (\text{II. 19})$$

E_g est la largeur de la bande interdite.

II.6. Niveau de Fermi intrinsèque

On exprime le niveau de Fermi intrinsèque E_{Fi} en fonction de N_c et N_v en égalant n_0 et p_0 et on obtient :

$$E_{Fi} = \frac{E_v + E_c}{2} - \frac{k_B T}{2} \ln\left(\frac{N_c}{N_v}\right) \quad (\text{II. 20})$$

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

$$E_{Fi} = \frac{E_v + E_c}{2} - \frac{3k_B T}{4} \ln\left(\frac{m_e}{m_t}\right) \quad (\text{II. 21})$$

et puisque $m_e \cong m_t$, alors :

$$E_{Fi} = \frac{E_v + E_c}{2} \quad (\text{II. 22})$$

où $\frac{E_v + E_c}{2}$ est le milieu de la bande interdite.

II.7. Exercices

Exercice 01 :

Calculer la probabilité pour qu'un état d'énergie $3 k_B T$, situé au-dessus du niveau de Fermi E_F , soit occupé par un électron à $T = 300$ K.

Exercice 02 :

Supposons que le niveau d'énergie de Fermi E_F soit de 0.30 eV en-dessous de l'énergie minimum de la bande de conduction.

1. Déterminer la probabilité pour qu'un état de la bande de conduction soit occupé par un électron ;
2. Répétez la question (1) pour un état d'énergie $E_c + k_B T$. Supposons que $T = 300$ K.

Exercice 03 :

Déterminer la température à laquelle il existe 1% de probabilité pour qu'un état d'énergie 0.30 eV situé en-dessous du niveau de Fermi soit vide. Supposons que le niveau d'énergie de Fermi pour un tel matériau soit de 6.25 eV et que les électrons de ce matériau suivent la fonction de distribution de Fermi-Dirac.

Exercice 04 :

Soit un semi-conducteur de silicium (Si),

1. Calculer la probabilité pour qu'un état dans la bande de conduction soit occupé par un électron à $T = 300$ K. Supposons que le niveau de Fermi soit situé à 0.25 eV en-dessous de la bande de conduction,
2. Calculez la concentration d'électrons à l'équilibre pour le Si. La valeur de N_c , pour le Si à $T = 300$ K est $N_c = 2.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Exercice 05 :

Calculer la concentration des trous à l'équilibre pour le silicium (Si) à $T = 400$ K. Supposons que le niveau de Fermi soit situé à 0.27 eV au-dessus de la bande de valence. La valeur de N_v pour le silicium à $T = 300$ K est $N_v = 1.04 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Exercice 06 :

Supposons que le niveau d'énergie de Fermi est de 0.35 eV au-dessus de l'énergie maximale de la bande de valence.

1. Déterminer la probabilité pour qu'un état de la bande de valence soit vide ;
2. Répéter la question (1) pour un état d'énergie situé à $E_v - k_B T$. Supposons que $T = 300$ K.

Exercice 07 :

La largeur de la bande interdite E_g d'un semi-conducteur est une fonction qui dépend généralement de la température. Dans certains cas, cette énergie peut être modélisée par la relation :

$$E_g = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{(\beta + T)}$$

où E_g est la valeur de l'énergie de la bande interdite à 0K. Pour le Si, ces paramètres sont : $E_g(0) = 1.17$ eV, $\alpha = 4.73 \times 10^{-4}$ eV/K et $\beta = 636$ K.

- Dessiner E_g en fonction de T ($0 \leq T \leq 600$ K), en précisant en particulier la valeur de E_g à $T = 300$ K.

Exercice 08 :

Calculer la concentration intrinsèque n_i des porteurs de charge dans l'arséniure de gallium à $T = 300$ K et à $T = 450$ K. Les valeurs de N_c et de N_v , à 300 K pour l'arséniure de gallium, sont respectivement de $4.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $7.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Les deux valeurs de N_c et N_v varient en fonction de $T^{3/2}$. Supposons que l'énergie du gap de l'arséniure de gallium est de 1.42 eV et qu'elle ne varie pas avec la température.

Chapitre III

Semi-conducteurs extrinsèques à l'équilibre

III.1. Introduction

L'introduction de certaines impuretés dans un matériau semi-conducteur permet d'y modifier la concentration des porteurs de charges libres, de choisir le type de conduction (par électrons ou par trous) et de contrôler la conductivité.

III.2. Semi-conducteur de type N

Pour un tel matériau, des atomes pentavalents de la colonne V de la classification périodique des éléments sont introduits (en général en faible quantité), afin de privilégier la conduction par électrons.

La figure III.1 représente une matrice Si dopée au P. L'atome P possède 5 électrons de valence, quatre d'entre eux entrent en liaison avec les quatre électrons des atomes de Si voisins. Un faible apport d'énergie (0.04eV), par exemple dû à une température différente de 0K , peut libérer le cinquième électron, qui ne trouve pas sa place dans la liaison formée, et qui se retrouve plongé dans le champ positif de l'ion P^+ . De ce fait il devient un électron libre et l'atome pentavalent est appelé "atome donneur".

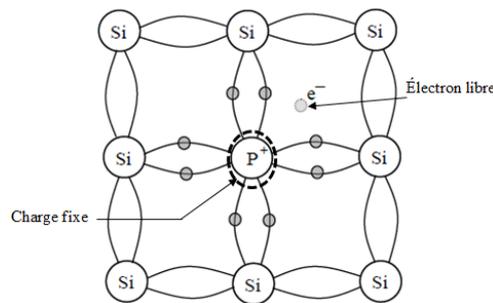


Figure III.1 : Semi-conducteur de type N.

III.3. Semi-conducteur de type P

Cette fois-ci, les impuretés sont de type accepteur ce qui correspond aux atomes de la colonne III de la classification périodique des éléments. Les éléments les plus utilisés dans le dopage sont le bore (B) et le gallium (Ga).

La figure III.2 représente une matrice Si dopée au B. L'association avec ses quatre voisins confère à l'atome B sept électrons sur la couche externe ce qui est insuffisant pour le rendre stable et il est alors tenté d'en subtiliser un à un proche voisin. Le B se retrouve donc ionisé négativement (B^-) et on assiste au déplacement d'un trou libre d'atome en atome.

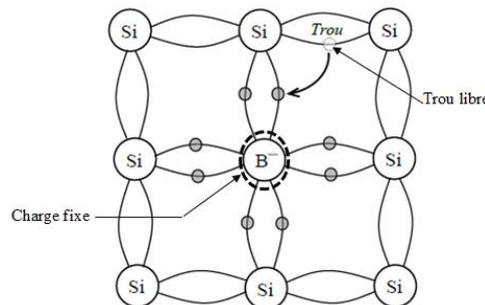


Figure III.2 : Semi-conducteur de type P.

III.4. Niveaux d'énergie des atomes donneurs et accepteurs

III.4.1. Niveau donneur

Les propriétés électriques du semi-conducteur change de manière considérable par la présence d'impuretés dans le réseau cristallin. L'introduction de ces impuretés conduit à la création d'un niveau d'énergie E_d de l'atome donneur dans la bande interdite. A température ambiante, l'électron libéré occupe un état dans BC car l'énergie thermique $k_B T$ est suffisante pour l'exciter vers cette bande, voir figure III.3.b.

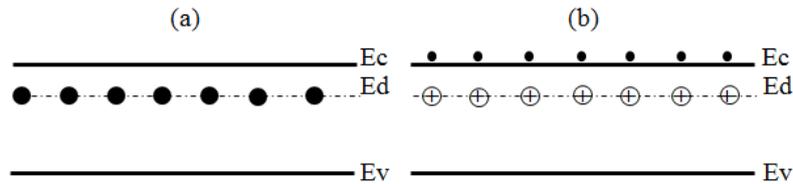


Figure III.3. Diagrammes de bandes faisant apparaitre le niveau d'énergie des états de type donneur. a) A $T = 0K$, b) A température ambiante tous les impuretés donneurs sont ionisées.

III.4.2. Niveau accepteur

Dans ce cas, l'introduction de l'impureté crée un niveau d'énergie E_a dans la bande interdite, proche de E_v . A température ambiante, ce niveau accepte un électron de la bande de valence et l'impureté sera négativement ionisée. L'électron capté laisse un état occupé par un trou dans la bande de valence, voir figure III.4.b.

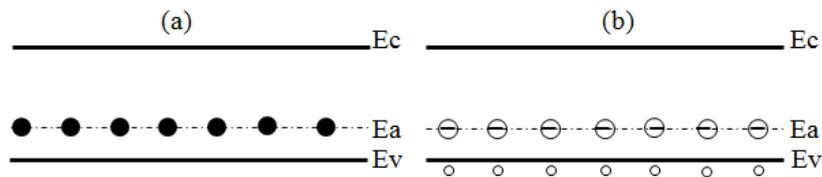


Figure III.4. Diagrammes de bandes faisant apparaitre le niveau d'énergie des états de type accepteur. a) A $T = 0K$, b) A température ambiante tous les impuretés accepteurs sont ionisées.

III.5. Equation de la neutralité électrique

Si le semi-conducteur est dopé à la fois par des atomes donneurs de concentration N_d et des atomes accepteurs de concentration N_a , toutes les impuretés seront ionisées à température ambiante car l'énergie thermique $k_B T$ est du même ordre de grandeur que les énergies de liaison des électrons des atomes donneurs ($E_c - E_d$) et de trous des atomes accepteurs ($E_a - E_v$). De ce fait, on obtient une concentration N_d^+ des donneurs ionisés et une concentration N_a^- d'accepteurs ionisés. La charge électrique totale du matériau est nulle (principe de conservation de charge), donc :

$$n + N_a^- = p + N_d^+ \quad (\text{III. 1})$$

n est p sont respectivement les concentrations des porteurs de charges libres électrons et trous.

Puisque $N_d^+ = N_d$ et $N_a^- = N_a$, alors l'équation de neutralité électrique s'écrit :

$$n + N_a = p + N_d \quad (\text{III. 2})$$

III.6. Concentration des porteurs de charges libres

Dans un semi-conducteur extrinsèque de type N, la concentration des électrons est donnée par la relation suivante :

$$n = N_c \exp \left(-\frac{E_c - E_{Fn}}{k_B T} \right) \quad (\text{III. 3})$$

Et la concentration des trous dans un semi-conducteur de type P est :

$$p = N_v \exp \left(\frac{E_v - E_{Fp}}{k_B T} \right) \quad (\text{III. 4})$$

Pour exprimer la concentration n des électrons en fonction des concentrations N_d et N_a des atomes donneurs et accepteurs, respectivement, on suppose que le semi-conducteur est dopé à la fois par les deux types d'impuretés.

Dans un semi-conducteur de type N, la concentration des donneurs N_d est supérieure à la concentration d'accepteurs N_a . D'après l'équation de neutralité électrique, $n \gg p$ et $N_d \gg N_a$.

Les électrons dans ce cas sont appelés les porteurs majoritaires et les trous sont les porteurs minoritaires. Sachant que d'après la loi d'action de masse ; $n \cdot p = n_i^2$, alors :

$$n(n-p) = (N_d - N_a)n \quad (\text{III. 5})$$

d'où :

$$n^2 - n_i^2 = (N_d - N_a)n \quad (\text{III. 6})$$

$$n^2 - (N_d - N_a)n - n_i^2 = 0 \quad (\text{III. 7})$$

Les solutions de cette équation sont :

$$n = \frac{N_d - N_a}{2} \pm \frac{\sqrt{(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2}}{2} \quad (\text{III. 8})$$

La solution qui correspond à la racine avec le signe (-) est exclue parce qu'elle donne une concentration n négative, donc :

$$n = \frac{N_d - N_a}{2} + \frac{\sqrt{(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2}}{2} \quad (\text{III. 9})$$

De la même manière, on trouve la concentration de trous pour un semi-conducteur de type P, dans lequel les trous sont les porteurs majoritaires et les électrons sont minoritaires, $p \gg n$ et $N_a \gg N_d$, on a alors, :

$$p = \frac{N_a - N_d}{2} + \frac{\sqrt{(N_a - N_d)^2 + 4n_i^2}}{2} \quad (\text{III. 10})$$

En pratique, N_d , N_a et $(N_d - N_a)$ sont des quantités très élevées, elles sont nettement supérieures à n_i . Ceci nous permet d'écrire pour un semi-conducteur de type N, pour les porteurs majoritaires :

$$n \cong (N_d - N_a) \quad (\text{III. 11})$$

et pour les porteurs minoritaires :

$$p = \frac{n_i^2}{N_d - N_a} \quad (\text{III. 12})$$

Dans le cas d'un semi-conducteur de type P, la concentration des porteurs majoritaires est donnée par :

$$p \cong (N_a - N_d) \quad (\text{III. 13})$$

et la concentration des porteurs minoritaires est :

$$n = \frac{n_i^2}{N_a - N_d} \quad (\text{III. 14})$$

III.7. Niveau de Fermi

La concentration des électrons dans un semi-conducteur de type N est donnée par la relation (III.3), et la concentration des trous dans un semi-conducteur de type P est donnée par la relation (III.4). On peut alors exprimer la concentration n en fonction de n_i en écrivant : $E_c - E_{Fn} = (E_c - E_{Fi}) + (E_{Fi} - E_{Fn})$, donc :

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_{Fi}}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{E_{Fi} - E_{Fn}}{k_B T}\right) \quad (\text{III. 15})$$

soit :

$$n = n_i(T) \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fi}}{k_B T}\right) \quad (\text{III. 16})$$

De même pour p :

$$p = n_i(T) \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_{Fp}}{k_B T}\right) \quad (\text{III. 17})$$

Dans les deux types de semi-conducteurs, il est nécessaire de définir la position du niveau de Fermi par rapport au niveau de Fermi intrinsèque. Alors, pour un semi-conducteur de type N :

$$\frac{n}{n_i} = \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fi}}{k_B T}\right) \quad (\text{III. 18})$$

$$\ln\left(\frac{n}{n_i}\right) = \frac{E_{Fn} - E_{Fi}}{k_B T} \quad (\text{III. 19})$$

$$E_{Fn} = E_{Fi} + k_B T \ln\left(\frac{n}{n_i}\right) \quad (\text{III. 20})$$

Dans ce cas, E_{Fn} se trouve au-dessus de E_{Fi} . Voir figure III.5.a.

De manière analogue, pour un semi-conducteur de type P, on trouve :

$$E_{Fp} = E_{Fi} - k_B T \ln\left(\frac{p}{n_i}\right) \quad (\text{III. 21})$$

Dans ce cas, E_{Fp} se trouve au-dessous de E_{Fi} . Voir figure III.5.b.

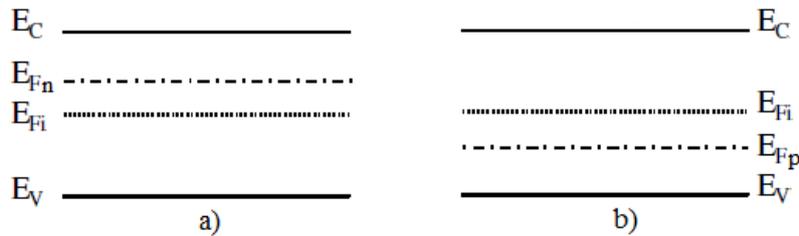


Figure III.5 : Diagrammes de bandes d'énergie faisant apparaitre ; a) l'emplacement du niveau de Fermi E_{Fn} par rapport à E_{Fi} dans un semi-conducteur de type N, b) l'emplacement du niveau de Fermi E_{Fp} par rapport à E_{Fi} dans un semi-conducteur de type P.

III.8. Semi-conducteur compensé

Si le semi-conducteur est dopé à la fois par des atomes donneurs et accepteurs, les impuretés dopantes de type différent peuvent se compenser, partiellement ou totalement, selon leur concentration et le semi-conducteur aura le type de l'impureté dominante. Si on arrive à compenser parfaitement ($N_a=N_d$), on obtient alors un semi-conducteur intrinsèque par compensation (bien qu'il contient des impuretés dopantes). Si $N_a > N_d$, on a un semi-conducteur compensé de type P, et si $N_a < N_d$ on a un semi-conducteur compensé de type N.

III.9. Semi-conducteur dégénéré

Dans le cas d'un dopage modéré (faible concentration des impuretés), les atomes du dopant créent des niveaux individuels souvent considérés comme des états localisés, proches, selon leur nature de BC (donneur) ou de BV (accepteur). A un niveau suffisamment élevé d'impuretés (forte concentration de dopage), les interactions entre les impuretés deviennent de plus en plus fortes ce qui donne naissance à des bandes d'énergie des impuretés. Ces bandes peuvent recouvrir les bandes de conduction ou de valence et par conséquent, le niveau de Fermi se retrouve à l'intérieur de BC (type N) ou BV (type P).

III.10. Techniques de dopage des semi-conducteurs

Le dopage des semi-conducteurs se réalise par la substitution d'un atome de réseau cristallin par un autre atome, donneur ou accepteur, selon le type de dopage voulu (N ou P), figure III.6. Cette substitution se fait au cours de la fabrication du semi-conducteur et est donc obtenue de façon homogène sur tout le volume du matériau fabriqué.

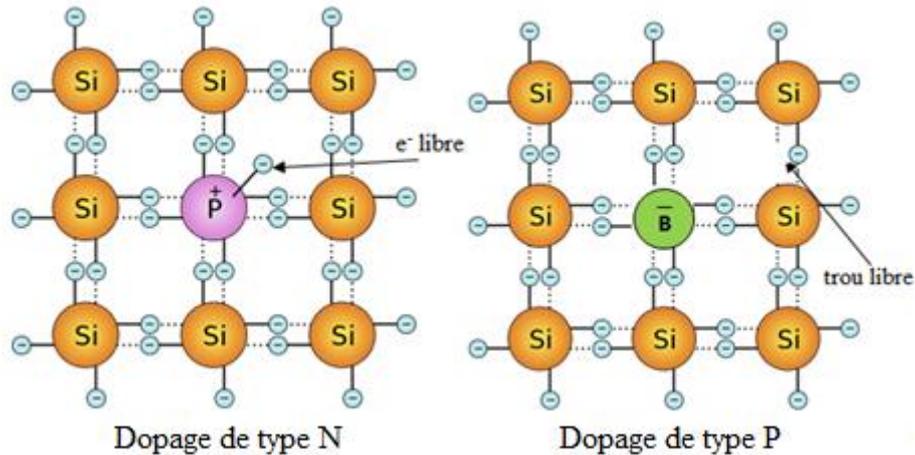


Figure III.6 : Différents types de dopage d'un semi-conducteur.

Pour obtenir un dopage limité à zone réduite, il faut avoir recours à des méthodes de dopage post-croissance. Les zones de dopage correspondant à des fenêtres obtenues par masquage ou usinage ionique. Deux méthodes de dopage post-croissance sont principalement utilisées : l'implémentation ionique et la diffusion thermique.

III.10.1. L'implémentation ionique

Cette opération consiste à introduire, par effet mécanique et à température ambiante, des atomes ionisés projectiles avec suffisamment d'énergie pour pénétrer dans l'échantillon, figure III.7. Cette pénétration ne s'effectue que dans des régions de surface, et elle est essentiellement utilisée pour doper le semi-conducteur durant la fabrication des dispositifs. Cette étape se fait donc après masquage d'une partie de la surface de l'échantillon à traiter par lithographie optique.

Les énergies des atomes ionisés peuvent être dans la gamme 10 keV à 500 keV. En fonction de la nature du matériau implanté, de la nature de l'ion accéléré et de l'énergie d'accélération, la profondeur moyenne de pénétration peut aller de 100 Å à 1 mm.

L'intérêt de cette technique est qu'elle permet un contrôle précis de la quantité totale des atomes implémentés et du profil de concentration du dopant. Cependant, son inconvénient réside dans les dommages dans la structure cristalline implémentée pendant le bombardement. Il y'a donc nécessité de restituer la cristallinité du matériau ; ceci peut être réalisé par un recuit thermique. Ce recuit thermique permet aussi une redistribution des atomes dopants et donc une modification du profil de dopage par phénomène de diffusion.

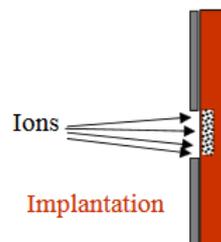


Figure III.7 : Ions projetés dans un échantillon.

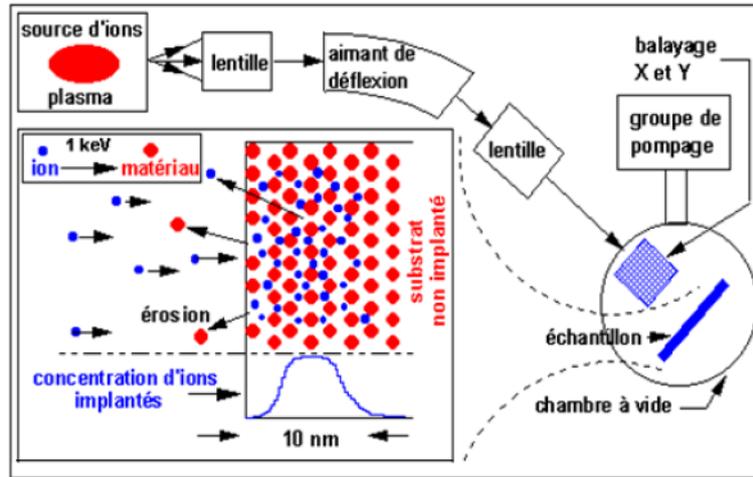


Figure III.8 : Dispositif expérimental de l'implémentation ionique.

III.10.2. La diffusion thermique

La technique de diffusion thermique consiste à faire diffuser à partir de la surface, un dopant amené dans une phase vapeur. La distribution en impuretés obtenue est différente de celle obtenue par implémentation ionique. Pour la diffusion, la concentration en impuretés diminue régulièrement à partir de la surface.

Le dopage par diffusion thermique est réalisé dans un four. Le dopant peut être obtenu à partir d'une source solide, liquide ou gazeuse. Le dopage a lieu à une température comprise entre 850 °C et 1150 °C, afin de permettre la diffusion des espèces dopantes dans l'échantillon à doper.

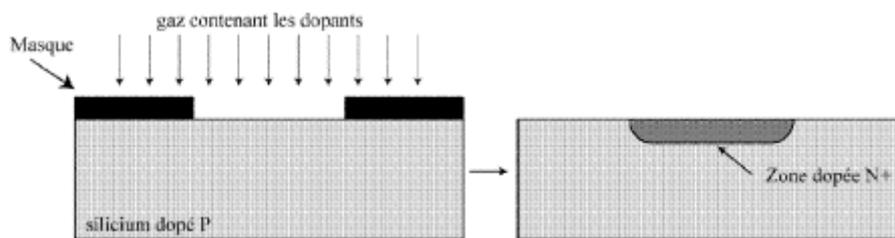


Figure III.9 : Principe de la diffusion thermique.

III.11. Exercices

Exercice 01 :

Considérons un échantillon de silicium (Si) à $T = 300 \text{ K}$, de sorte que $N_c = 2.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $N_v = 1.04 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

- Calculer les concentrations à l'équilibre des trous et d'électrons dans cet échantillon en supposant que le niveau de Fermi E_F est situé à 0.25 eV en-dessous de la bande de conduction et que la largeur de la bande interdite du silicium est de 1.12 eV

Exercice 02 :

Considérons un échantillon de silicium (Si) de type N dans lequel $N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $N_a = 0$. La concentration intrinsèque des porteurs de charge est $n_i = 1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

- Calculer les concentrations à l'équilibre des électrons et des trous à $T = 300$ K.

Exercice 03 :

Considérons un échantillon de germanium (Ge) à $T = 300$ K dopé par des atomes donneurs, tels que $N_d = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et $N_a = 0$. La concentration intrinsèque des porteurs de charge est $n_i = 2.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

- Calculer les concentrations à l'équilibre des électrons et des trous à $T = 300$ K.

Exercice 04 :

Calculer les concentrations à l'équilibre d'électrons et de trous dans un semi-conducteur de silicium (Si) compensé, à $T = 300$ K dans lequel $N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $N_d = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Supposons que la concentration intrinsèque des porteurs de charge est : $n_i = 1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

Exercice 05 :

Pour déterminer la concentration des impuretés dans un matériau semi-conducteur, un dispositif constitué de silicium (Si) de type N doit fonctionner à $T = 550$ K. À cette température, la concentration intrinsèque des porteurs de charge ne doit pas contribuer plus de 5% à la concentration totale d'électrons.

- Déterminer la concentration minimale des impuretés donneuses requises pour satisfaire à cette situation.

Exercice 06 :

Un échantillon de silicium est dopé avec une concentration d'atomes donneurs $N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et une concentration d'atomes accepteurs $N_a = 0$.

- Représenter la variation de la concentration des électrons par rapport à la température dans l'intervalle de températures $300 \leq T \leq 600$ K.

- Calculer la température à laquelle la concentration des électrons est égale à $1.1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Exercice 07 :

Pour déterminer la concentration des impuretés donneuses requises pour obtenir une énergie de Fermi spécifiée, un échantillon de silicium contient une concentration en impuretés accepteurs $N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ à $T = 300$ K.

- Déterminer la concentration des atomes d'impuretés donneurs qui doivent être ajoutés de sorte que le silicium soit de type N et que le niveau de l'énergie de Fermi soit à 0.20 eV en-dessous de la bande de conduction.

Exercice 08 :

Supposons que le silicium (Si), le germanium (Ge) et l'arséniure de gallium (AsGe) ont chacun des concentrations de dopant $N_d = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et $N_a = 2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ à $T = 300$ K. Pour chacun de ces trois matériaux,

- Est-ce que ce matériau est de type N ou P ;

- Calculer les concentrations à l'équilibre des électrons et des trous.

Chapitre IV

Semi-conducteurs hors équilibre - Mécanisme du transport de charges

IV.1. Introduction

En absence d'une perturbation extérieure (champ électrique, injection de porteurs, excitation...), le mouvement des porteurs de charges libres est un mouvement Brownien et leur déplacement moyen est nul. Dans ce cas, on dit que le semi-conducteur est en équilibre. Les propriétés relatives au déplacement des porteurs de charges, sous l'influence de forces appliquées, sont appelées phénomènes de transport. Elles sont modifiées par les champs électriques et magnétiques appliqués, les gradients de température, les charges d'espace...

IV.2. Conduction dans les semi-conducteurs

Dans les matériaux semi-conducteurs, on distingue deux mécanismes principaux de conduction ; soient la diffusion et la dérive.

IV.2.1. Courant de dérive

En présence d'un champ électrique \vec{E} , les porteurs de charges libres électrons et trous sont accélérés dans la direction du champ, entre chacune des collisions qu'ils subissent, et leur déplacement engendre un courant électrique. Dans ces conditions, l'ensemble des électrons dérive à une vitesse constante dans le sens opposé du champ électrique. Ce mode de conduction est caractérisé par la vitesse de dérive et la mobilité des porteurs.

IV.2.1.1. Mobilité des porteurs libres

Lorsqu'un champ électrique \vec{E} est appliqué à un semi-conducteur, chaque porteur subit une force électrique de forme :

$$\vec{F} = \pm q\vec{E} \quad (IV.1)$$

Le signe (+) pour les trous et le signe (-) pour les électrons. Cette force s'écrit pour les électrons :

$$\vec{F}_e = -e\vec{E} = m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} \quad (IV.2)$$

m_e est la masse effective de l'électron libre et \vec{v}_e est sa vitesse d'entraînement (ou de dérive) donnée par la relation :

$$\vec{v}_e = -\frac{e\tau}{m_e}\vec{E} = -\mu_n\vec{E} \quad (IV.3)$$

μ_n est la mobilité des électrons et τ est le temps moyen entre deux collisions successives.

De manière analogue, on écrit pour les trous :

$$\vec{F}_t = +e\vec{E} = m_t \frac{d\vec{v}_t}{dt} \quad (IV.4)$$

m_t est la masse effective du trou et \vec{v}_t est sa vitesse d'entraînement (ou de dérive) donnée par la relation :

$$\vec{v}_t = \frac{e\tau}{m_t}\vec{E} = \mu_p\vec{E} \quad (IV.5)$$

La mobilité μ ($\text{cm}^2/\text{V.s}$) des porteurs est définie comme étant le coefficient de proportionnalité entre la vitesse et le champ électrique, ce qui donne pour les électrons et les trous :

$$\begin{cases} \mu_n = \frac{e\tau}{m_e} \\ \mu_p = \frac{e\tau}{m_t} \end{cases} \quad (\text{IV. 6})$$

IV.2.1.2. Densité de courant de dérive

La densité de courant \vec{j} (Am^{-2}) est définie comme étant le flux de charges qui passe par unité de surface. Elle est donnée, pour les électrons, par la relation :

$$\vec{J}_n = -en\vec{v}_e \quad (\text{IV. 7})$$

n est la concentration des électrons.

En remplaçant la vitesse de l'électron par son expression en fonction de la mobilité et du champ électrique on trouve l'expression :

$$\vec{J}_n = -en(-\mu_n\vec{E}) = en\mu_n\vec{E} \quad (\text{IV. 8})$$

En suivant le même raisonnement, on obtient la densité de courant des trous :

$$\vec{J}_p = ep\vec{v}_t \quad (\text{IV. 9})$$

p est la concentration des trous.

En remplaçant la vitesse des trous par son expression en fonction de la mobilité et du champ électrique on trouve l'expression :

$$\vec{J}_p = ep\mu_p\vec{E} \quad (\text{IV. 10})$$

IV.2.1.3. Conductivité électrique

La conductivité σ ($1/\Omega\text{m}$) est une autre grandeur caractéristique des semi-conducteurs. Elle est définie comme étant le coefficient de proportionnalité entre la densité de courant et le champ électrique :

$$\vec{J}_n = en\mu_n\vec{E} = \sigma_n\vec{E} \quad \text{pour les électrons} \quad (\text{IV. 11})$$

$$\vec{J}_p = ep\mu_p\vec{E} = \sigma_p\vec{E} \quad \text{pour les trous} \quad (\text{IV. 12})$$

Il résulte de ces deux relations les expressions de la conductivité électrique des électrons et des trous :

$$\sigma_n = en\mu_n \quad (\text{IV. 13})$$

$$\sigma_p = ep\mu_p \quad (\text{IV. 14})$$

Si on tient compte à la fois des densités de courant des électrons et des trous, la densité de courant totale s'écrit :

$$\vec{j}_{tot} = \vec{j}_n + \vec{j}_p = e(n\mu_n + p\mu_p)\vec{E} = (\sigma_n + \sigma_p)\vec{E} \quad (IV.15)$$

La conductivité totale σ_{tot} est la somme des deux conductivités, d'électrons et de trous :

$$\sigma_{tot} = \sigma_n + \sigma_p \quad (IV.16)$$

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

$$\sigma_{tot} = en_i(\mu_n + \mu_p) \quad (IV.17)$$

IV.2.1.4. Résistivité électrique

La résistivité ρ_{tot} (Ωm) du semi-conducteur est l'inverse de la conductivité :

$$\rho_{tot} = \frac{1}{\sigma_{tot}} = \frac{1}{e(n\mu_n + p\mu_p)} \quad (IV.18)$$

Noter que la résistivité est une caractéristique intrinsèque du semi-conducteur, tandis que la résistance dépend de la forme du matériau dans lequel les porteurs de charge se déplacent. Ainsi, la résistance R (Ω) d'un barreau semi-conducteur de section A et de longueur L est donnée par la relation :

$$R = \frac{\rho L}{A} \quad (IV.19)$$

IV.2.2. Courant de diffusion

En absence du champ électrique ($\vec{E} = 0$), le courant de dérive est nul. L'apparition d'un gradient de porteurs dans le semi-conducteur, lors d'une excitation locale, engendre un flux de ces porteurs dans le sens inverse du gradient. En effet, le mouvement thermique de ces charges fait en sorte qu'elles se déplacent des régions riches en porteurs vers les régions les plus pauvres (Figure IV.1.). Il en résulte un courant de diffusion dans la direction du gradient de concentration des charges.

Pour simplifier l'étude de la diffusion, on prend le cas des électrons (Figure IV.1) à une dimension. Le flux de porteurs ($m^{-2}s^{-1}$) est donné par la loi de Fick :

$$\begin{cases} \vec{\phi}_n = -D_n \overrightarrow{grad}(n) \\ \vec{\phi}_p = -D_p \overrightarrow{grad}(p) \end{cases} \quad (IV.20)$$

où $D_{n,p}$ (m^2s^{-1}) est le coefficient de diffusion des électrons (des trous). Le signe (-) dans les deux équations vient du sens du flux qui est opposé à celui du gradient de concentration.

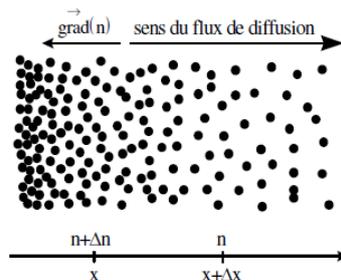


Figure IV.1 : Diffusion des électrons vers la région la moins concentrée.

La densité de courant de diffusion s'écrit :

$$\begin{cases} \vec{J}_n = -e\vec{\phi}_n = eD_n \overrightarrow{grad}(n) = eD_n \frac{dn}{dx} \vec{x} \\ \vec{J}_p = e\vec{\phi}_p = -eD_p \overrightarrow{grad}(p) = -eD_p \frac{dp}{dx} \vec{x} \end{cases} \quad (IV.21)$$

où \vec{x} est le vecteur unitaire dans la direction x , D_n et D_p sont les coefficients de diffusion des électrons et des trous, respectivement (Figure IV.2).

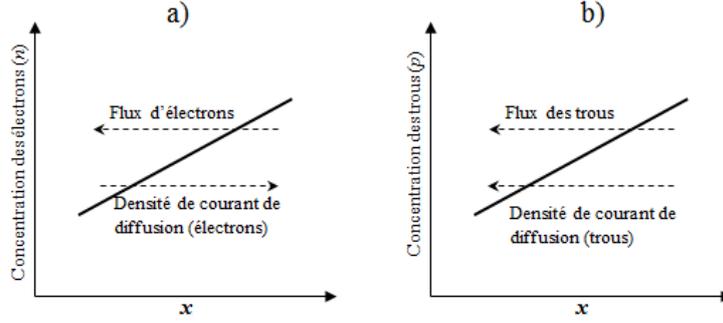


Figure IV.2 : Diffusion des électrons (a) et diffusion des trous(b) dues au gradient de concentrations des porteurs de charges.

La densité totale de courant de diffusion \vec{J}_{diff} est la somme des densités des courants de diffusion des électrons et des trous :

$$\vec{J}_{diff} = eD_n \frac{dn}{dx} \vec{x} - eD_p \frac{dp}{dx} \vec{x} \quad (IV.22)$$

Si un champ électrique est aussi appliqué au semi-conducteur, on peut écrire la densité de courant des électrons en prenant en compte la diffusion et la conduction électrique (même raisonnement pour les trous) :

$$\begin{cases} \vec{J}_n = en\mu_n \vec{E} + eD_n \frac{dn}{dx} \vec{x} \\ \vec{J}_p = en\mu_p \vec{E} - eD_p \frac{dp}{dx} \vec{x} \end{cases} \quad (IV.23)$$

Cette relation peut être généralisée à trois dimensions :

$$\begin{cases} \vec{J}_n = en\mu_n \vec{E} + eD_n \overrightarrow{grad}(n) \\ \vec{J}_p = en\mu_p \vec{E} - eD_p \overrightarrow{grad}(p) \end{cases} \quad (IV.24)$$

IV.3. Relation d'Einstein

Pour un semi-conducteur non dégénéré, la diffusion et la dérive sont deux phénomènes qui peuvent être décrits par la thermodynamique. Ainsi, le coefficient de diffusion et la mobilité sont reliés à travers la relation d'Einstein :

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{k_B T}{e} \quad (IV.25)$$

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = V_T \quad (\text{IV.26})$$

où V_T est la tension thermique équivalente à $\frac{k_B T}{e}$ (=25.9 mV à 300 K).

IV.4. Perturbation de l'équilibre : génération et recombinaison de porteurs

IV.4.1. Génération de porteurs

La génération correspond à la création d'un porteur libre par transition soit entre bandes (BV - BC) de ce porteur soit entre un niveau d'énergie et une bande :

- Transition d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction qui correspond à la création d'une paire électron-trou.
- Transition d'un électron d'un niveau E_d (situé dans la bande interdite) vers la bande de conduction. Il reste une charge fixe positive (atome ionisé) et un électron dans la bande de conduction.
- Transition d'un électron de la bande de valence vers un niveau E_a situé dans la bande interdite. Il reste une charge fixe négative et un trou dans la bande de valence.

L'énergie nécessaire pour rendre possible de telles transitions est fournie soit par des photons (lumière) soit par des particules énergétiques. On introduit un taux de génération de porteurs G_n ($\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$) pour les électrons et G_p pour les trous. G est le nombre de porteurs créés par unité de volume et unité de temps. Quand les transitions se font bande à bande, ces deux taux sont égaux (création par paires, qui seules seront considérées dans la suite).

IV.4.1.1. Création par énergie lumineuse (par photons)

Un photon de fréquence ν ayant une énergie $h\nu$ au minimum égale à E_g , figure IV.3 , peut en cédant cette énergie faire passer un électron de la bande de valence vers la bande de conduction :

$$h\nu = h\frac{c}{\lambda} \geq E_g \quad (\text{IV.27})$$

où λ est la longueur d'onde du photon et c la vitesse de la lumière. La longueur d'onde maximale susceptible de contribuer à la création de porteurs s'obtient de l'équation :

$$\lambda \leq \frac{hc}{E_g} \approx \frac{1.12}{E_g} \quad (\text{IV.28})$$

où λ est donnée en μm et E_g en eV.

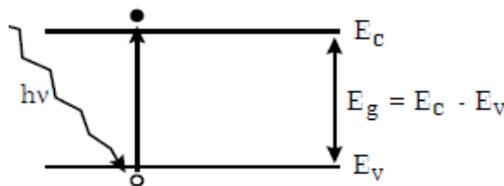


Figure IV.3 : Création d'une paire électron-trou par photon.

IV.4.1.2. Création par des particules (ou radiations) ionisantes

le rayonnement ici considéré (rayons X ou γ) est très énergétique : de quelques keV à 10 MeV. Une partie de l'énergie cédée en pénétrant dans le semi-conducteur contribue à la création de porteurs (qui peuvent avoir une certaine énergie cinétique).

IV.4.1.3. Création par porteurs "chauds" (champ électrique intense)

Sous l'effet d'un champ électrique suffisamment fort (supérieur à 10^5 V/cm), les porteurs ainsi accélérés peuvent céder leur énergie à d'autres charges (qui deviennent libres) lors d'une collision : c'est le phénomène "d'ionisation par impact" qui est d'origine des effets d'avalanche.

IV.4.1.4. Création par injection de porteurs

Dans certains composants semi-conducteurs, une partie fortement dopée de la structure est susceptible d'injecter des électrons (ou de trous) dans l'autre. Les concentrations de porteurs obtenues dans la région où se produit l'injection peuvent parfois être très supérieures à celles existant à l'équilibre.

IV.4.2. Recombinaison (disparition) et durée de vie des porteurs libres

Le processus de génération de porteurs est équilibré par un processus de disparition appelé "recombinaison". La recombinaison peut être qualifiée par rapport au :

IV.4.2.1. Mécanisme de disparition

- Directe (bande à bande) dans laquelle l'électron passe directement de la bande de conduction à la bande de valence.
- Indirecte dans laquelle l'électron passe de la bande de conduction à un niveau d'énergie d'une impureté agissant comme "centre de recombinaison" et situé dans la bande interdite, puis il sera réémis vers la bande de valence. Cette étape peut être aussi décrite, de façon équivalente, comme la capture par le centre recombinant d'un trou de la bande de valence

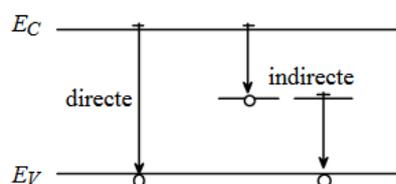


Figure IV.4 : Processus de recombinaison directe et indirecte.

IV.4.2.2. Echange d'énergie

- Radiative où l'énergie est cédée sous forme lumineuse (photon).
- Non radiative où l'énergie est cédée sous forme de phonons (vibrations du réseau) ou à un autre électron libre "recombinaison Auger".

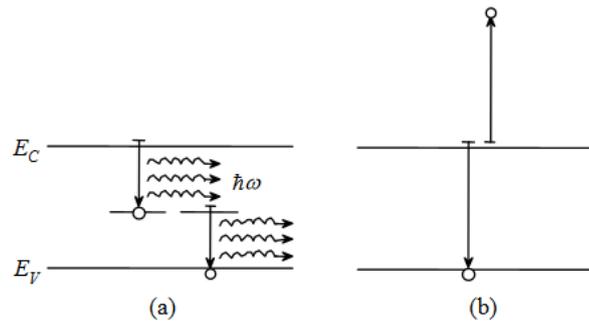


Figure IV.5 : Les mécanismes de recombinaison, (a) radiative, (b) Auger.

Comme pour la génération, le processus de recombinaison est caractérisé par un taux de recombinaison R_n ($\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$) pour les électrons et R_p pour les trous. Si la variation de la concentration de porteurs est due uniquement de la recombinaison, on aura :

$$R_{n,p} = - \frac{dn,p(t)}{dt} \quad (\text{IV. 29})$$

Si la variation de la concentration de porteurs par rapport à l'équilibre est $\delta n = n - n_0$, on peut dire au premier ordre que le taux de recombinaison est proportionnel au déséquilibre. Le coefficient de proportionnalité a comme dimension l'inverse d'un temps ; le taux de recombinaison s'écrira donc :

$$R_n = \frac{\delta n}{\tau_n} \quad (\text{IV. 30})$$

où τ_n est appelé "durée de vie des porteurs de type n ".

IV.5. Equation de continuité

Lorsque le semi-conducteur est amené hors équilibre thermodynamique par une perturbation, la concentration des porteurs évolue en fonction du temps. Pour analyser complètement tous les phénomènes participant à la variation des concentrations de porteurs (transport, génération, recombinaison,...), il faut disposer d'un ensemble d'équations décrivant l'évolution de ces concentrations.

IV.5.1. Equation de continuité sans phénomènes de Génération - Recombinaison

Considérant des trous présents dans un volume élémentaire $dV = S \cdot dx$, d'un échantillon semi-conducteur de section unité $S=1$ et d'épaisseur dx . Voir figure IV.6.

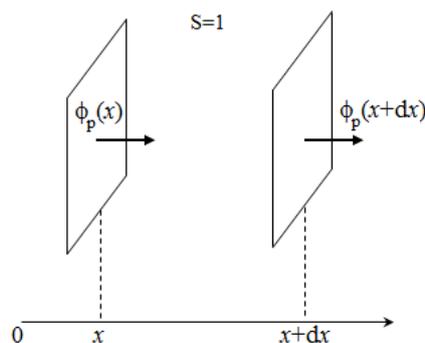


Figure IV.6 : Variation du flux de trous dans un volume élémentaire dV .

La variation du nombre de trous (dP) pendant l'intervalle de temps dt est égale au flux de trous entrants moins le flux de trous sortant (il n'y a pas de génération - recombinaison) :

$$dP = \left(\phi_p(x) - \phi_p(x + dx) \right) dt \quad (\text{IV. 31})$$

$\phi_p(x)$ est le flux de porteurs de charges positives entrant à l'abscisse (x) et $\phi_p(x + dx)$ est le flux de porteurs de charges positives sortant à l'abscisse ($x + dx$).

La variation de la concentration des trous (dp) pendant l'intervalle de temps dt est égale à :

$$dp = \left(\phi_p(x) - \phi_p(x + dx) \right) dt/dx \quad (\text{IV. 32})$$

En faisant $dx \rightarrow 0$ et $dt \rightarrow 0$, on obtient la deuxième loi de Fick :

$$\frac{dp}{dt} = - \frac{d\phi_p(x)}{dx} \quad (\text{IV. 33})$$

Ainsi la variation temporelle de la concentration des trous est égale à moins la variation spatiale du flux de trous.

Dans le cas général et à 3 dimensions, on obtient pour les porteurs de charges négatives :

$$\frac{dn}{dt} = -\text{div}\vec{\phi}_n \quad (\text{IV. 34})$$

et pour les porteurs de charges positives :

$$\frac{dp}{dt} = -\text{div}\vec{\phi}_p \quad (\text{IV. 35})$$

IV.5.2. Equation de continuité avec phénomènes de Génération - Recombinaison

Dans un élément de volume, les variations de densités des porteurs sont provoquées par :

- la génération spontanée de paires électron-trou due à l'agitation thermique, caractérisée par le taux de génération G .
- la recombinaison généralement assistée (R_p, R_n) qui s'exprime le plus souvent par la durée de vie moyenne des porteurs minoritaires.
- les flux des porteurs à l'entrée et à la sortie de l'élément de volume.

L'équation de continuité s'applique donc aux porteurs minoritaires (régime de faible injection) dont les durées de vie sont déterminées par les mécanismes de recombinaison :

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = -\text{div}\vec{\phi}_n + G - R_n \\ \frac{dp}{dt} = -\text{div}\vec{\phi}_p + G - R_p \end{cases} \quad (\text{IV. 36})$$

Sachant que :

$$\begin{cases} \vec{j}_n = -e\vec{\phi}_n \\ \vec{j}_p = e\vec{\phi}_p \end{cases} \quad (\text{IV. 37})$$

Et :

$$\begin{cases} \vec{j}_n = en\mu_n\vec{E} + eD_n\frac{dn}{dx}\vec{x} \\ \vec{j}_p = en\mu_p\vec{E} - eD_p\frac{dp}{dx}\vec{x} \end{cases} \quad (\text{IV. 38})$$

Alors :

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = D_n\frac{d^2n}{dx^2} + n\mu_n\frac{dE}{dx} + \mu_nE\frac{dn}{dx} + G - R_n \\ \frac{dp}{dt} = D_p\frac{d^2p}{dx^2} - p\mu_p\frac{dE}{dx} - \mu_pE\frac{dp}{dx} + G - R_p \end{cases} \quad (\text{IV. 39})$$

Dans la plupart des dispositifs, on s'intéresse à l'évolution des concentrations des porteurs dans le sens des champs appliqués et le modèle linéaire est souvent valable.

Les taux de recombinaison s'expriment en fonction des durées de vie des porteurs minoritaires :

$$\begin{cases} R_n = \frac{n - n_0}{\tau_n} \\ R_p = \frac{p - p_0}{\tau_p} \end{cases} \quad (\text{IV. 40})$$

avec τ_n et τ_p les durées de vie des porteurs minoritaires électrons et trous, respectivement.

Alors :,

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = D_n\frac{d^2n}{dx^2} + n\mu_n\frac{dE}{dx} + \mu_nE\frac{dn}{dx} + G - \frac{n - n_0}{\tau_n} \\ \frac{dp}{dt} = D_p\frac{d^2p}{dx^2} - p\mu_p\frac{dE}{dx} - \mu_pE\frac{dp}{dx} + G - \frac{p - p_0}{\tau_p} \end{cases} \quad (\text{IV. 41})$$

IV.5.3. Longueur de diffusion

Considérant un semi-conducteur de type N , unidimensionnel, indéfini et isolé.

En $x = 0$, on crée un excès de porteurs minoritaires stationnaires (indépendant du temps) :

$$\Delta p(0) = p(0) - p_0 \quad (\text{IV. 42})$$

On cherche à déterminer l'évolution spatiale de la concentration de porteurs de charges positives $p(x)$. Dans l'exemple considéré ;

- le phénomène est stationnaire : $\frac{dp}{dt} = 0$
- le système est isolé : $E = 0$
- il n'y a pas de phénomène de génération pour $x > 0$: $G = 0$.

L'équation de continuité se simplifie en :

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p(x) - p_0}{\tau_p} = 0 \quad (\text{IV. 43})$$

On pose : $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, telle que L_p est la longueur de diffusion des porteurs minoritaires trous. On obtient alors :

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p(x) - p_0}{L_p^2} = 0 \quad (\text{IV. 44})$$

La solution de cette équation différentielle du deuxième degré, à coefficients constants et sans second membre est :

$$p(x) - p_0 = (p(0) - p_0) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \quad (\text{IV. 45})$$

Ainsi, la concentration des porteurs positifs est une fonction décroissante, en exponentielle, entre sa valeur initiale $p(0)$ et sa valeur à l'équilibre p_0 .

La décroissance est caractérisée par la longueur de diffusion des porteurs considérés :

$$\begin{cases} L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \\ L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \end{cases} \quad (\text{IV. 46})$$

Si l'épaisseur de l'échantillon est plus faible que la longueur de diffusion (on parle d'échantillon court), la répartition spatiale des porteurs de charges n'est plus exponentielle mais peut devenir linéaire pour des échantillons très courts ($\ll L/10$).

IV.5.4. Temps de relaxation diélectrique et longueur de Debye

Dans un semi-conducteur hors équilibre, la durée de vie $\tau_{n,p}$ et la longueur de diffusion $L_{n,p}$ sont deux grandeurs relatives aux porteurs minoritaires. Quelles sont les grandeurs qui caractérisent une perturbation de l'équilibre des porteurs majoritaires ?

Soit, par exemple, un semi-conducteur de type N ayant un excès d'électrons (c'est-à-dire de porteurs majoritaires) tel que $\delta n \ll n_0$. A priori, il n'y a pas suffisamment de trous (minoritaires) pour les neutraliser et les recombiner. La densité volumique de charge est donc :

$$\rho_v(x) = -e\delta n \quad (\text{IV. 47})$$

Les porteurs excédentaires étant majoritaires, ils ne peuvent se recombiner, donc $\tau_n = \infty$.

Lorsque la perturbation est supprimée, le retour à l'équilibre est donné par l'équation de continuité :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{e} \frac{dJ_n}{dt} \quad (\text{IV. 48})$$

Car le taux de génération $G = 0$ et $\tau_n = \infty$. Sachant que :

$$J_n = en\mu_n E(x) + eD_n \frac{dn}{dx} = \sigma_n E(x) + eD_n \frac{dn}{dx} \quad (\text{IV. 49})$$

alors :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{d(N_d + \delta n)}{dt} = \frac{d\delta n}{dt} = \frac{\sigma_n}{e} \frac{dE(x)}{dx} + D_n \frac{d^2 \delta n}{dx^2} \quad (\text{IV. 50})$$

Or, d'après la loi de Poisson :

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{\rho_v(x)}{\varepsilon} = - \frac{e\delta n}{\varepsilon} \quad (\text{IV. 51})$$

alors :

$$\frac{d\delta n}{dt} = - \frac{\sigma_n \delta n}{\varepsilon} + D_n \frac{d^2 \delta n}{dx^2} \quad (\text{IV. 52})$$

La résolution temporelle de cette équation donne :

$$\delta n(x, t) = \delta n(x, 0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \quad (\text{IV. 53})$$

où τ_r est le temps de relaxation diélectrique qui mesure le temps nécessaire au rétablissement de la neutralité électrique. Il est donné par :

$$\tau_r = \frac{\varepsilon}{\sigma_n} \quad (\text{IV. 54})$$

La résolution spatiale de l'équation donne :

$$\delta n(x, t) = \delta n(0, t) \exp\left(-\frac{x}{L_D}\right) \quad (\text{IV. 55})$$

où L_D est la longueur de Debye (ici pour un semi-conducteur de type N) :

$$L_D = \sqrt{D_p \tau_r} = \sqrt{\frac{\varepsilon k_B T}{q^2 N_d}} \quad (\text{IV. 56})$$

L_D apparaît donc comme la distance sur laquelle s'effectue la neutralisation d'une charge d'espace, c.à.d. la transition entre une zone de charge d'espace et une zone neutre.

IV.6. Quasi-niveaux de Fermi

Les quasi-niveaux de Fermi (ou pseudo-niveaux de Fermi) permettent d'écrire les concentrations de porteurs hors équilibre avec le formalisme utilisé à l'équilibre thermodynamique. E_F de l'équilibre doit être remplacé, hors équilibre, par E_{Fn} pour les électrons et E_{Fp} pour les trous.

La probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E par un électron pourra donc s'écrire, même en dehors de l'équilibre thermodynamique :

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_{Fn}}{k_B T}\right)} \quad (\text{IV. 57})$$

et la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E par un trou s'écrira :

$$f_p(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_{Fp} - E}{k_B T}\right)} \quad (\text{IV. 58})$$

Parallèlement aux relations donnant les concentrations en électrons et en trous, à l'équilibre thermodynamique, on exprime ces concentrations hors équilibre par :

$$\begin{cases} n = n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fi}}{k_B T}\right) \\ p = n_i \exp\left(-\frac{E_{Fp} - E_{Fi}}{k_B T}\right) \end{cases} \quad (\text{IV. 59})$$

Le produit de ces deux concentrations n'est plus égal à n_i^2 (comme à l'équilibre), mais à :

$$np = n_i^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{k_B T}\right) \quad (\text{IV. 60})$$

IV.7. Exercices

Exercice 01 :

Considérons un échantillon d'arséniure de gallium à $T = 300\text{K}$ avec des concentrations de dopage $N_a = 0$ et $N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Supposons une ionisation complète des impuretés et que les mobilités des électrons et des trous sont respectivement, $\mu_n = 85 \times 10^2 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ et $\mu_p = 4 \times 10^2 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ et que la concentration intrinsèque des porteurs de charge est $n_i = 1.8 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$.

- Calculez la densité du courant de dérive si le champ électrique appliqué est $E = 10 \text{ V/cm}$.

Exercice 02 :

Une densité de courant de dérive $J = 120 \text{ A/cm}^2$ est obtenue dans un dispositif semi-conducteur particulier de silicium de type P, soumis à un champ électrique appliqué $E = 20 \text{ V/cm}$.

- Déterminer la concentration des impuretés requise pour atteindre cette spécification. Supposons que les mobilités électriques des électrons et des trous sont respectivement, $\mu_n = 1350 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ et $\mu_p = 480 \text{ cm}^2/\text{V.s}$.

Exercice 03 :

Pour concevoir une résistance à semi-conducteur avec une résistance spécifiée pour manipuler une densité de courant donnée, un semi-conducteur de silicium à $T = 300 \text{ K}$ est initialement dopé avec des donneurs à une concentration $N_d = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Les accepteurs doivent être ajoutés pour former une résistance de matériau compensé de type P. La résistance à semi-conducteur doit avoir une résistance de valeur $R = 10 \text{ k}\Omega$ et permet de faire circuler un courant de densité 50 A/cm^2 quand on lui applique une tension de 5V .

Exercice 04 :

Pour calculer la densité de courant de diffusion, supposons que dans un semi-conducteur d'arséniure de gallium de type N, à $T = 300$ K, la concentration d'électrons varie linéairement de 1×10^{18} à $7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ sur une distance de 0.10 cm.

- Calculez la densité du courant de diffusion si le coefficient de diffusion d'électrons est $D = 225 \text{ cm}^2/\text{s}$.

Exercice 05 :

Déterminer le coefficient de diffusion en supposons que la mobilité des porteurs de charge soit égale à $1000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ à $T = 300$ K.

Exercice 06 :

Déterminer le champ électrique induit dans un semi-conducteur en équilibre thermique, en supposant que la concentration des donneurs dans un semi-conducteur de type N à $T = 300$ K soit donnée par :

$$N_d(x) = 10^{16} - 10^{19}x$$

où x est en cm et dans la gamme $0 \leq x \leq 1 \mu\text{m}$.

Exercice 07 :

Un semi-conducteur de silicium est dopé, à $T = 300$ K, avec des concentrations d'impuretés $N_d = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $N_a = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

1. Quelles sont les mobilités des électrons et des trous?
2. Déterminer la conductivité et la résistivité de ce matériau.

Exercice 08 :

Une barre de silicium de type P de section transversale $A = \text{cm}^2$ et de longueur $L = 1.2 \times 10^{-3}$ cm. Pour une tension appliquée de 5 V, il faut un courant de 2 mA. Calculer dans ces conditions ;

1. La résistance,
2. La résistivité du silicium,
3. La concentration des impuretés.

Exercice 09 :

La concentration des électrons dans le silicium est donnée par la relation :

$$n(x) = 10^{15} e^{-(x/L_x)} \text{ cm}^{-3} \quad (x \geq 0)$$

où $L_x = 10^4$ cm. Le coefficient de diffusion des électrons est $D = 25 \text{ cm}^2/\text{s}$.

- Déterminer la densité du courant de diffusion d'électrons à :

- (a) $x = 0$,
- (b) $x = 10^{-4}$ cm,
- (c) $x \rightarrow \infty$.

Chapitre V

Etude des jonctions PN

V.1. Définition

Une jonction PN est constituée de la juxtaposition de deux zones respectivement dopées P et N, tous les deux d'un même matériau semi-conducteur, figure V.1. Cette juxtaposition va créer une jonction qui est la limite de séparation entre les deux parties. On appelle aussi jonction PN ; la région de transition entre une zone dopée P et une zone dopée N.



Figure V.1 : Jonction PN.

V.2. Différents types de jonctions

V.2.1. Jonction abrupte

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

V.2.2. Jonction graduelle

Dans une jonction graduelle, la concentration en impuretés est une fonction linéaire dépendante de x . C'est-à-dire, la différence $N_d - N_a$ varie linéairement en fonction de x entre x_p et x_n , voir figure V.2.b.

V.2.3. Jonction métallurgique

C'est le contact entre le semi-conducteur de type P et le semi-conducteur de type N.

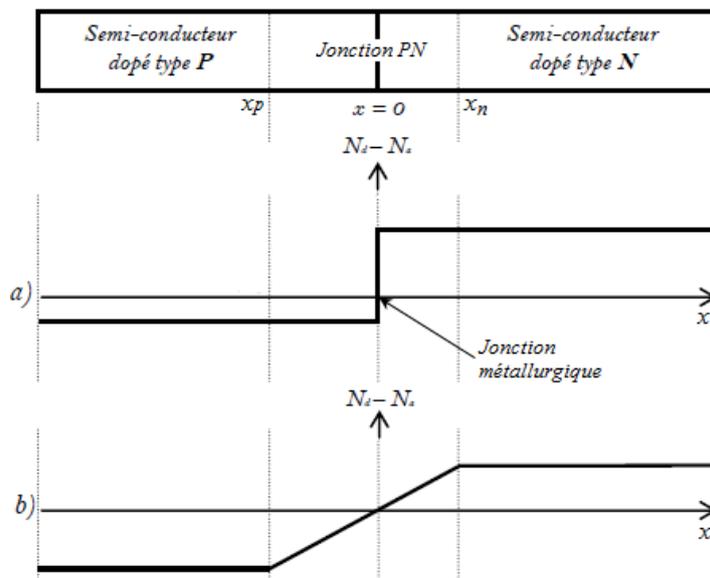


Figure V.2 : Evolution de la différence ($N_d - N_a$). a) Jonction abrupte et b) Jonction graduelle.

V.3. Etude d'une jonction PN abrupte non polarisée à l'équilibre

V.3.1. Formation de la région de déplétion : zone de charge d'espace (Z.C.E.)

Du côté P de la jonction, les trous sont majoritaires et les électrons sont minoritaires. Du côté N de la jonction, les électrons sont majoritaires et les trous sont minoritaires. De ce fait, les électrons auront tendance à diffuser vers le côté P et les trous vont diffuser vers le côté N, voir figure V.3.

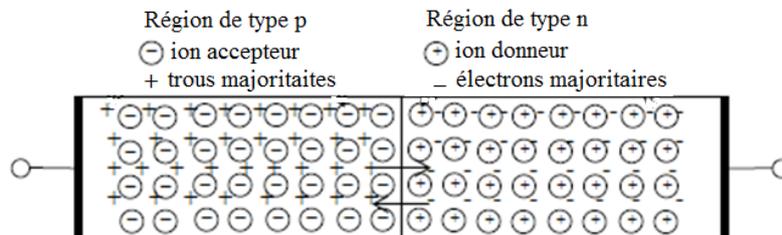


Figure V.3 : Diffusion des porteurs de charges libres électrons et trous.

Ainsi, les électrons et les trous traversant la jonction vont se recombiner, en laissant une zone dépourvue de porteurs libres, appelée région de déplétion ou zone de charge d'espace (Z.C.E.). La Z.C.E. est constituée de deux zones chargées électriquement contrairement au reste du semi-conducteur N et du semi-conducteur P qui sont globalement neutres ; du côté P, des ions négatifs des impuretés accepteurs et du côté N, des ions positifs des impuretés donneurs voir figure V.4.

Comme la charge d'espace est positive du côté N et négative du côté P, un champ électrique interne \vec{E}_{int} , dirigé de la région N vers la région P, prend naissance. Ce champ électrique stoppe la diffusion des porteurs majoritaires puisqu'ils seront soumis à une force de Coulomb. La force de Coulomb $\vec{F}_t = +e\vec{E}_{int}$, exercée sur les trous est dirigée vers la région P, tandis que celle $\vec{F}_n = -e\vec{E}_{int}$ exercée sur les électrons, elle est dirigée vers la région N (Figure V.4).

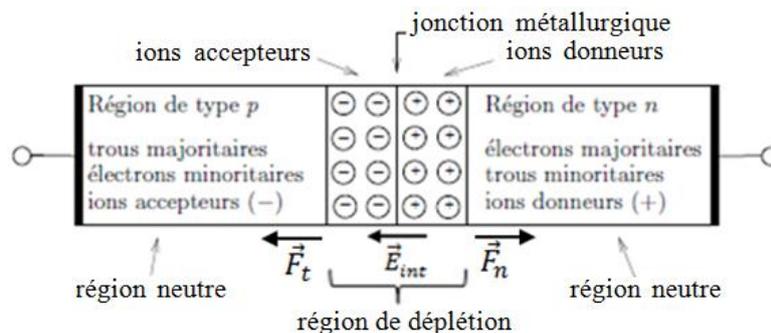
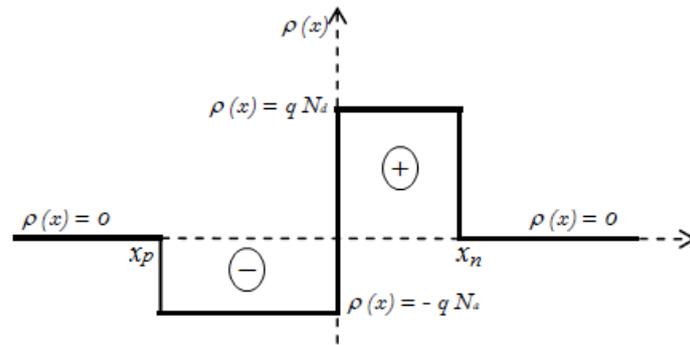


Figure V.4 : Jonction PN à l'équilibre.

V.3.2. Densité de charges $\rho(x)$

Puisqu'il s'agit d'une jonction abrupte, donc la charge présente dans la zone de déplétion est une distribution homogène d'impuretés ionisées. La concentration en porteurs de charges libres est donc négligeable devant N_a et N_d . En plus, la densité de charges est supposée constante dans les deux régions de la zone de déplétion, figure V.5.


Figure V.5 : Distribution de la densité de charges $\rho(x)$

Dans ces conditions, la densité de charges $\rho(x)$ est donnée par la relation suivante :

$$\rho(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } x \in]-\infty, -x_p] \cup [x_n, +\infty[\\ -qN_a & \text{si } x \in]-x_p, 0[\\ +qN_d & \text{si } x \in [0, +x_n[\end{cases} \quad (\text{V.1})$$

avec q la charge de l'électron.

V.3.3. Champs électriques $E_p(x)$ et $E_n(x)$

Le champ électrique dans la région de déplétion peut être déterminé à partir de l'équation de Poisson :

$$\text{div} \vec{E} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon} \quad (\text{V.2})$$

où ε est la permittivité électrique du milieu.

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

* pour $(x_p < x \leq 0)$, $\rho(x) = -qN_a$, l'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{dE_p(x)}{dx} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon} = -\frac{qN_a}{\varepsilon} \quad (\text{V.3})$$

$$E_p(x) = -\left(\frac{qN_a}{\varepsilon}\right)x + Cst \quad (\text{V.4})$$

Sachant que $E_p(x_p) = 0$, alors :

$$E_p(x) = -\frac{qN_a}{\varepsilon}(x - x_p) \quad (\text{V.5})$$

* pour $(0 \leq x < x_n)$, $\rho(x) = +qN_d$, l'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{dE_n(x)}{dx} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon} = \frac{qN_d}{\varepsilon} \quad (\text{V.6})$$

Sachant que $E_n(x_n) = 0$, alors :

$$E_n(x) = -\frac{qN_d}{\varepsilon}(x_n - x) \quad (\text{V.7})$$

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

$$\frac{qN_a}{\epsilon} x_p = \frac{qN_d}{\epsilon} x_n \Leftrightarrow N_a x_p = N_d x_n \quad (V.8)$$

Cette relation implique que la région de charge d'espace s'étend plus du côté le moins dopé.

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

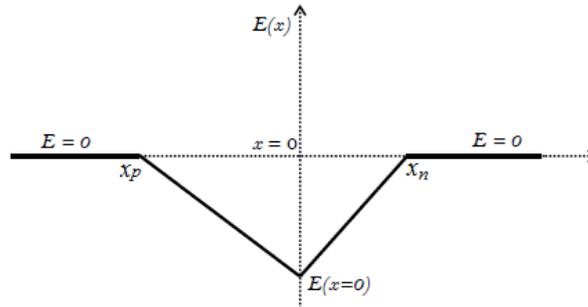


Figure V.6 : Evolution du champ électrique

V.3.4. Potentiels électriques $V_p(x)$ et $V_n(x)$

Le champ électrique est associé à un potentiel électrique $V(x)$ à travers la relation :

$$E(x) = - \frac{dV(x)}{dx} \quad (V.9)$$

Donc:

$$V(x) = - \int E(x) dx \quad (V.10)$$

Il apparait donc une différence de potentiel aux bornes de la région de déplétion,

$$V_n - V_p = V_0 \quad (V.11)$$

où V_0 est appelé tension de diffusion ou barrière de potentiel. La répartition du potentiel électrique est représentée par la figure V.7.

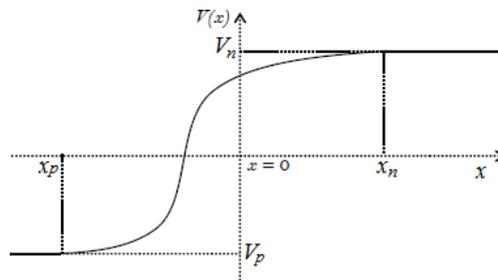


Figure V.7 : Evolution du potentiel électrique.

* pour ($-\infty < x \leq x_p$), le champ électrique E est nul ($E=0$), le potentiel est donc constant ($V=V_p$).

* pour ($x_p < x \leq 0$), le champ électrique est donné par la relation :

$$E_p(x) = -\frac{qN_a}{\varepsilon}(x - x_p) \quad (\text{V.12})$$

$$E_p(x) = -\frac{dV_p(x)}{dx} \Leftrightarrow \int_{V_p}^{V_p(x)} dV = -\int_{x_p}^x E_p(x)dx \quad (\text{V.13})$$

$$V_p(x) = \frac{qN_a}{\varepsilon} \int_{x_p}^x (x - x_p)dx + V_p \quad (\text{V.14})$$

$$V_p(x) = \frac{qN_a}{2\varepsilon}(x - x_p)^2 + V_p \quad (\text{V.15})$$

* pour ($0 \leq x < x_n$), le champ électrique est donné par la relation :

$$E_n(x) = -\frac{qN_d}{\varepsilon}(x_n - x) \quad (\text{V.16})$$

Donc :

$$V_n(x) = \frac{qN_d}{\varepsilon} \int_x^{x_n} (x_n - x)dx + V_n = -\frac{qN_d}{\varepsilon} \int_x^{x_n} (x - x_n)dx + V_n \quad (\text{V.17})$$

Alors :

$$V_n(x) = -\frac{qN_d}{2\varepsilon}(x - x_n)^2 + V_n \quad (\text{V.18})$$

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

$$-\frac{qN_d}{2\varepsilon}x_n^2 + V_n = \frac{qN_a}{2\varepsilon}x_p^2 + V_p \quad (\text{V.19})$$

Alors :

$$V_0 = V_n - V_p = \frac{qN_a}{2\varepsilon}x_p^2 + \frac{qN_d}{2\varepsilon}x_n^2 \quad (\text{V.20})$$

$$V_0 = \frac{q}{2\varepsilon}(N_ax_p^2 + N_dx_n^2) \quad (\text{V.21})$$

où V_0 est le potentiel de diffusion (ou barrière de potentiel).

* pour ($x_n \leq x < +\infty$), le champ électrique E est nul et le potentiel est donc constant ($V=V_n$)

V.3.5. Tension de diffusion V_0

Dans une jonction, le produit eV_0 représente une énergie potentielle ; elle correspond à la hauteur de la barrière de potentiel que doit franchir un trou pour passer de la région P à la région N. On peut raisonner d'une façon similaire pour les électrons.

La figure V.8 représente les diagrammes de bandes d'énergie des semi-conducteurs de type N et de type P avant et après la formation de la jonction.

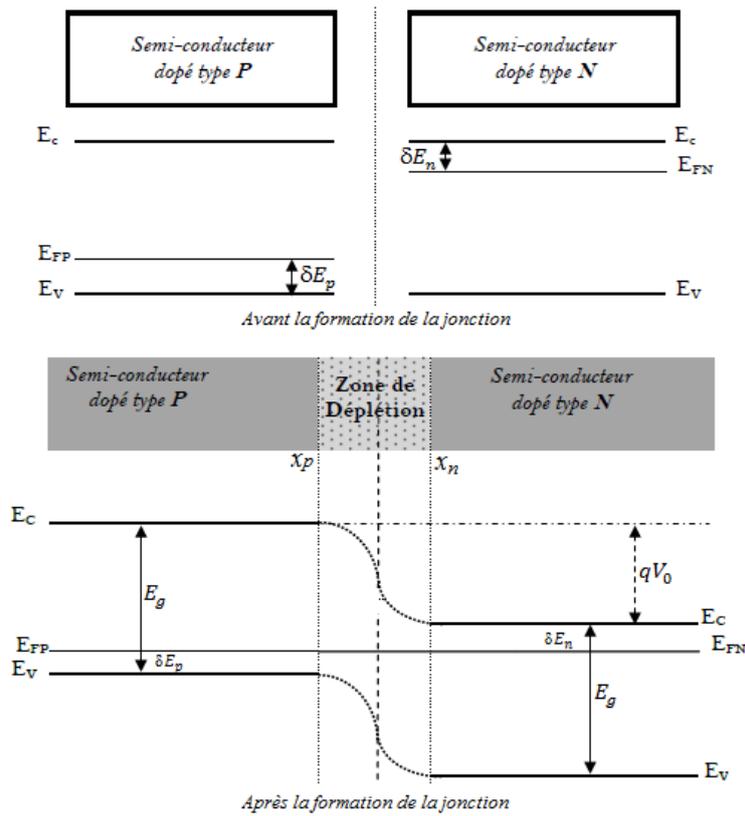


Figure V.8 : Diagrammes de bandes d'énergie des semi-conducteurs de type N et de type P avant et après la formation de la jonction.

La barrière de potentiel peut être calculée, d'après la figure V.8, comme suit :

$$\delta E_p = E_{FP} - E_v \quad (\text{V. 22})$$

Or, dans la région P, les porteurs majoritaires sont les trous, donc:

$$p = N_a = N_v \exp\left(\frac{E_v - E_{FP}}{k_B T}\right) \quad (\text{V. 23})$$

Ainsi :

$$\delta E_p = k_B T \ln\left(\frac{N_v}{N_a}\right) \quad (\text{V. 24})$$

De même pour le semi-conducteur de type N :

$$\delta E_n = E_c - E_{FN} \quad (\text{V. 25})$$

$$n = N_d = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_{FN}}{k_B T}\right) \quad (\text{V. 26})$$

Donc :

$$\delta E_n = k_B T \ln\left(\frac{N_c}{N_d}\right) \quad (\text{V. 27})$$

Les deux régions font partie du même réseau cristallin et à l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi extrinsèques s'alignent :

$$E_g = qV_0 + \delta E_n + \delta E_p \quad (\text{V. 28})$$

Il apparait donc une distorsion des bandes d'énergie au niveau de la jonction. Ceci se traduit par l'apparition d'une barrière de potentiel :

$$qV_0 = E_g - k_B T \ln \left(\frac{N_c N_v}{N_d N_a} \right) \quad (\text{V. 29})$$

En utilisant la relation :

$$n_i^2 = N_c \cdot N_v \exp \left(- \frac{E_g}{k_B T} \right) \quad (\text{V. 30})$$

On obtient :

$$qV_0 = k_B T \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right) \quad (\text{V. 31})$$

V.3.6. Epaisseur de la zone de charge d'espace W (zone de déplétion)

A partir des relations précédentes du potentiel de diffusion, on peut déterminer la largeur de la zone de charge d'espace W :

$$W = x_p + x_n \quad (\text{V. 32})$$

Telle que l'épaisseur de la région dopée P est donnée par la relation :

$$x_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon N_d V_0}{q N_a (N_a + N_d)}} \quad (\text{V. 33})$$

De la même manière, l'épaisseur de la région dopée N est donnée par la relation :

$$x_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon N_a V_0}{q N_d (N_a + N_d)}} \quad (\text{V. 34})$$

Ainsi :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon (N_a + N_d)}{q} \frac{V_0}{N_d N_a}} \quad (\text{V. 35})$$

Sachant que :

$$E(x=0) = \frac{q N_d x_n}{\varepsilon} = \frac{q N_a x_p}{\varepsilon} \quad (\text{V. 36})$$

Donc :

$$(x=0) = \frac{2V_0}{W} \quad (\text{V. 37})$$

V.3.7. Concentrations des porteurs à l'équilibre

Dans la Z.C.E., il n'y a pas de porteurs de charges.

En dehors de la Z.C.E. :

* du côté P de la jonction ;

- la concentration des porteurs majoritaires est : $p_p = N_a$

- la concentration des porteurs minoritaires est : $n_p = \frac{n_i^2}{N_a}$

* du côté N de la jonction ;

- la concentration des porteurs majoritaires est : $n_n = N_d$

- la concentration des porteurs minoritaires est : $p_n = \frac{n_i^2}{N_d}$

En reportant les deux expressions de p_p et p_n dans la formule :

$$qV_0 = k_B T \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right) \quad (\text{V.38})$$

On obtient :

$$p_n = p_p \exp \left(- \frac{qV_0}{k_B T} \right) \quad (\text{V.39})$$

De la même manière, en reportant les deux expressions de n_n et n_p dans la formule de qV_0 , on obtient :

$$n_p = n_n \exp \left(- \frac{qV_0}{k_B T} \right) \quad (\text{V.40})$$

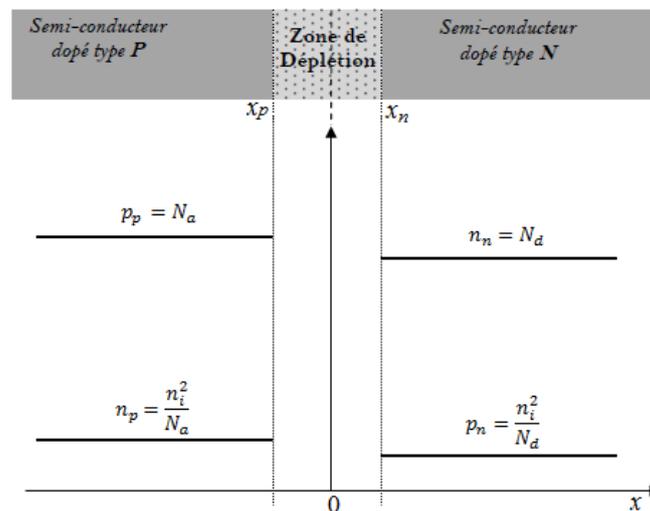


Figure V.9 : Concentrations des porteurs de charges dans les différentes régions d'une jonction PN en équilibre.

V.3.8. Courants à l'équilibre

Dans une jonction PN, il existe deux courants : le courant de diffusion dû au déplacement des porteurs majoritaires, et le courant résultant de l'entraînement de porteurs minoritaires par le champ électrique de la zone de charge d'espace. Donc, certains porteurs diffusent de part et d'autre tandis que d'autres porteurs sont entraînés en sens inverse par le champ électrique. A l'équilibre, le courant net i est nul.

Par convention, le courant positif est un courant qui s'écoule de la région P à la région N. Le courant net est la somme de deux termes,

$$i = i_{diff} - i_{inv} \quad (V.41)$$

où i_{diff} est le courant de diffusion et i_{inv} est le courant de saturation ou de fuite dû au transport des porteurs minoritaires.

V.4. Etude d'une jonction PN polarisée en direct

V.4.1. Barrière de potentiel

En polarisation directe, on applique une différence de potentiel V_a dans le sens inverse de V_0 , figure V.10. Cette d.d.p. se retrouve intégralement appliquée à la zone de charge d'espace (Z.C.E.), et va donc réduire la hauteur de barrière qui devient $(V_0 - V_a)$, figure V.11.

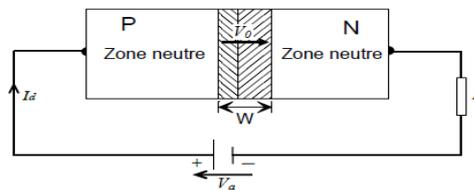


Figure V.10 : Jonction PN en polarisation direct.

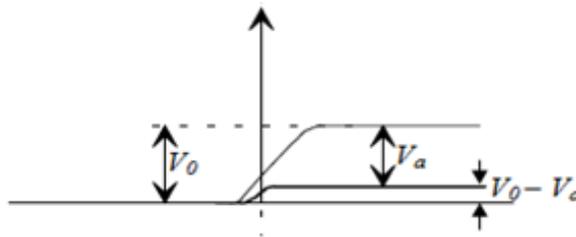


Figure V.11 : Diminution de la barrière de potentiel en polarisation directe.

V.4.2. Epaisseur de la zone de charge d'espace (Z.C.E.)

En polarisation directe, l'épaisseur de la Z.C.E. diminue, ainsi on peut écrire :

$$W' = \sqrt{\frac{2\varepsilon (N_a + N_d)(V_0 - V_a)}{q N_d N_a}} = W \sqrt{1 - \frac{V_a}{V_0}} \quad (V.42)$$

W est l'épaisseur de la Z.C.E. à l'équilibre.

V.4.3. Champ électrique maximum

La jonction PN étant abrupte, le champ électrique dans la zone de charge d'espace Z.C.E. a une forme triangulaire et sa valeur à $x = 0$ vaut :

$$E'(x = 0) = \frac{2(V_0 - V_a)}{W} = \frac{2(V_0 - V_a)}{\sqrt{\frac{2\varepsilon (N_a + N_d)(V_0 - V_a)}{q N_d N_a}}} \quad (V.43)$$

$$E'(0) = \sqrt{\frac{2qN_dN_a(V_0 - V_a)}{\varepsilon(N_a + N_d)}} \quad (\text{V. 44})$$

$$E'(0) = E(0) \sqrt{1 - \frac{V_a}{V_0}} \quad (\text{V. 45})$$

où $E(0)$ est le champ électrique à ($x=0$) à l'équilibre.

En polarisation directe, le champ électrique diminue et la diffusion des porteurs majoritaires reprend.

V.4.4. Concentrations des porteurs de charges

Dans la Z.C.E., il n'y a pas de porteurs de charges.

En dehors de la Z.C.E. :

* du côté P de la jonction ;

- la concentration des porteurs majoritaires est : $p_p = N_a$

- la concentration des porteurs minoritaires est : $n'_p = \frac{n_i^2}{N_a}$

* du côté N de la jonction ;

- la concentration des porteurs majoritaires est : $n_n = N_d$

- la concentration des porteurs minoritaires est : $p'_n = \frac{n_i^2}{N_d}$

En utilisant les expressions précédentes des concentrations des porteurs de charges à l'équilibre, on obtient la concentration des porteurs minoritaires dans la région N:

$$p'_n = p_p \exp\left(-\frac{q(V_0 - V_a)}{k_B T}\right) = p_p \exp\left(-\frac{qV_0}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{qV_a}{k_B T}\right) \quad (\text{V. 46})$$

donc :

$$p'_n = p_n \exp\left(\frac{qV_a}{k_B T}\right) \quad (\text{V. 47})$$

De la même manière, on obtient la concentration des porteurs minoritaires dans la région P:

$$n'_p = n_n \exp\left(-\frac{q(V_0 - V_a)}{k_B T}\right) = n_n \exp\left(-\frac{qV_0}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{qV_a}{k_B T}\right) \quad (\text{V. 48})$$

donc :

$$n'_p = n_p \exp\left(\frac{qV_a}{k_B T}\right) \quad (\text{V. 49})$$

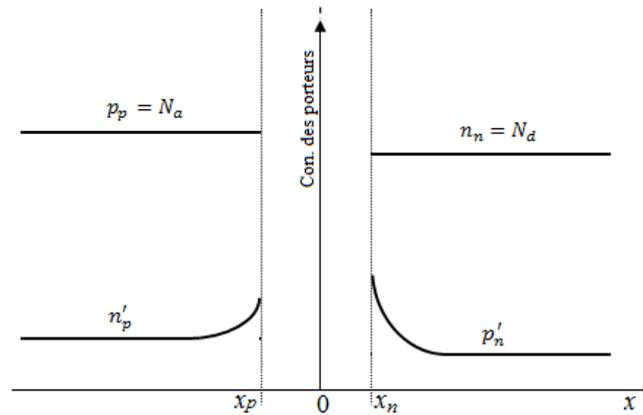


Figure V.12 : Concentrations des porteurs de charges dans les différentes régions d'une jonction PN polarisée en direct.

V.4.5. Courants électriques

En polarisation directe, la hauteur de la barrière de potentiel diminue, entraînant une diminution de l'épaisseur de la Z.C.E. De nombreux électrons de la région N et de trous de la région P peuvent alors franchir cette barrière de potentiel et un courant de diffusion des porteurs majoritaires circule dans la jonction. Ce courant s'écrit :

$$I_{diff} = I_0 \exp\left(-\frac{q(V_0 - V_a)}{k_B T}\right) = I_s \exp\left(\frac{qV_a}{k_B T}\right) \quad (\text{V.50})$$

où I_s est le courant de saturation dû aux porteurs minoritaires et I_0 est une constante qui dépend des concentrations N_a et N_d des impuretés et de la surface de la jonction.

Le courant de saturation, dû au déplacement des porteurs minoritaires, circule dans le sens inverse du courant de diffusion. Il mesure le nombre de porteurs minoritaires qui parviennent, à chaque seconde, à la région de déplétion pour y être ensuite entraînés par le champ électrique interne. Ce nombre est indépendant de l'intensité du champ électrique interne ; il dépend avant tout du nombre de porteurs générés thermiquement au voisinage de la jonction. Ainsi, le courant créé par les porteurs minoritaires s'écrit :

$$I_s = I_0 \exp\left(-\frac{qV_0}{k_B T}\right) \quad (\text{V.51})$$

et le courant direct s'écrit donc :

$$I_d = I_{diff} - I_s = I_s \exp\left(\frac{qV_a}{k_B T}\right) - I_s \quad (\text{V.52})$$

$$I_d = I_s \left[\exp\left(\frac{qV_a}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (\text{V.53})$$

Puisque, le courant des porteurs minoritaires est très faible devant celui des porteurs majoritaires, on peut donc écrire :

$$I_d = I_s \exp\left(\frac{qV_a}{k_B T}\right) \quad (\text{V.54})$$

Ce courant est très grand, figure V.13, et varie exponentiellement avec la tension appliquée V_a , raison pour laquelle on doit monter dans le circuit électrique d'une jonction polarisée en direct, une résistance R en série.

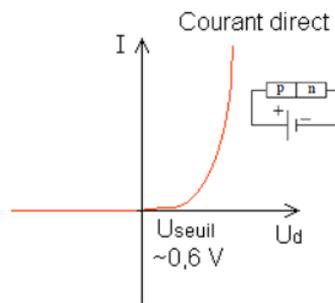


Figure V.13 : Caractéristique $I = f(V)$ d'une jonction PN polarisée en direct.

La figure V.14 montre le diagramme de bandes d'énergie d'une jonction polarisée en direct, où on constate la diminution de la barrière de potentiel et l'épaisseur de la zone de charge d'espace.

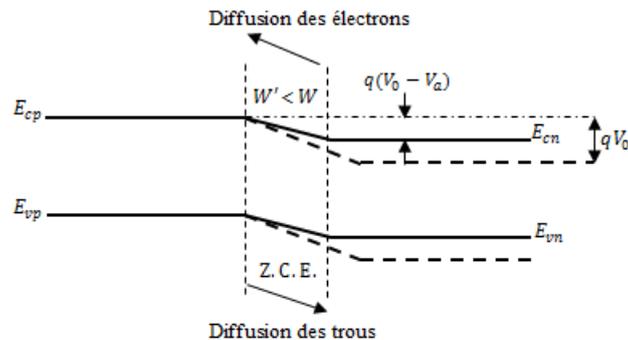


Figure V.14 : Diagramme de bandes d'énergie d'une jonction polarisée en direct.

V.5. Etude d'une jonction PN polarisée en inverse

V.5.1. Barrière de potentiel

En polarisation inverse, on applique une différence de potentiel (d.d.p.) V_a dans le même sens de V_0 (figure V.15). Cette d.d.p. va donc renforcer la hauteur de barrière qui devient $(V_0 + V_a)$ (Figure V.16).

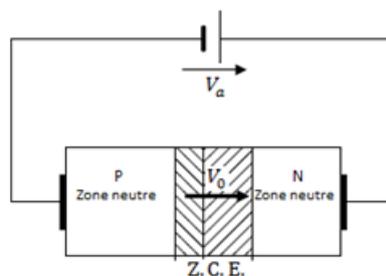


Figure V.15 : Jonction PN en polarisation inverse.

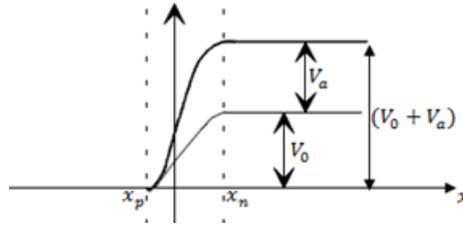


Figure V.16 : Augmentation de la barrière de potentiel dans une jonction PN polarisée en inverse.

V.5.2. Epaisseur de la zone de charge d'espace

En polarisation inverse, l'épaisseur de la Z.C.E. augmente, ainsi on peut écrire :

$$W'' = \sqrt{\frac{2\varepsilon (N_a + N_d)(V_0 + V_a)}{q N_d N_a}} = W \sqrt{1 + \frac{V_a}{V_0}} \quad (\text{V.55})$$

W est l'épaisseur de la Z.C.E. à l'équilibre.

V.5.3. Champ électrique maximum

La jonction PN étant abrupte, le champ électrique dans la Z.C.E. a une forme triangulaire et sa valeur à $x = 0$ vaut :

$$E''(x = 0) = \frac{2(V_0 + V_a)}{W} = \frac{2(V_0 + V_a)}{\sqrt{\frac{2\varepsilon (N_a + N_d)(V_0 - V_a)}{q N_d N_a}}} \quad (\text{V.56})$$

$$E''(0) = \sqrt{\frac{2q N_d N_a (V_0 + V_a)}{\varepsilon (N_a + N_d)}} \quad (\text{V.57})$$

$$E''(0) = E(0) \sqrt{1 + \frac{V_a}{V_0}} \quad (\text{V.58})$$

où $E(0)$ est le champ électrique à ($x = 0$) à l'équilibre.

En polarisation inverse, le champ électrique augmente et bloque la diffusion des porteurs majoritaires en favorisant le déplacement des porteurs minoritaires.

V.5.4. Concentrations des porteurs de charges

Dans la Z.C.E., il n'y a pas de porteurs de charges.

En dehors de la Z.C.E. :

* du côté P de la jonction ;

- la concentration des porteurs majoritaires est : $p_p = N_a$

- la concentration des porteurs minoritaires est : $n_p'' = \frac{n_i^2}{N_a}$

* du côté N de la jonction ;

- la concentration des porteurs majoritaires est : $n_n = N_d$

- la concentration des porteurs minoritaires est : $p_n'' = \frac{n_i^2}{N_d}$

En utilisant les expressions précédentes des concentrations des porteurs de charges à l'équilibre, on obtient la concentration des porteurs minoritaires dans la région N:

$$p_n'' = p_p \exp\left(-\frac{q(V_0 + V_a)}{k_B T}\right) = p_p \exp\left(-\frac{qV_0}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{qV_a}{k_B T}\right) \quad (\text{V.59})$$

Donc :

$$p_n'' = p_n \exp\left(-\frac{qV_a}{k_B T}\right) \quad (\text{V.60})$$

De la même manière, on obtient la concentration des porteurs minoritaires dans la région P:

$$n_p'' = n_n \exp\left(-\frac{q(V_0 + V_a)}{k_B T}\right) = n_n \exp\left(-\frac{qV_0}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{qV_a}{k_B T}\right) \quad (\text{V.61})$$

Donc :

$$n_p'' = n_p \exp\left(-\frac{qV_a}{k_B T}\right) \quad (\text{V.62})$$

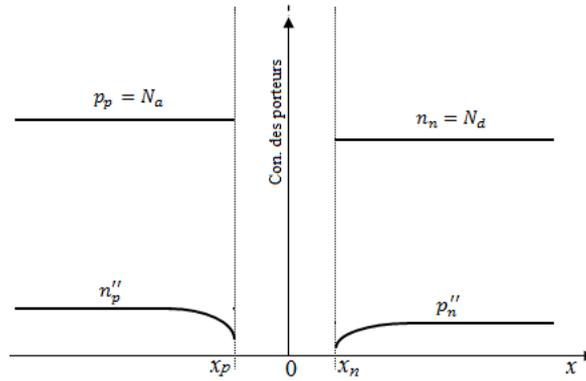


Figure V.17 : Concentrations des porteurs de charges dans les différentes régions d'une jonction PN polarisée en inverse.

V.5.5. Courants électriques

En polarisation inverse, la hauteur de la barrière de potentiel augmente, entraînant une augmentation de l'épaisseur de la Z.C.E. Les porteurs majoritaires seront bloqués et le courant de diffusion diminue de manière considérable et s'écrit :

$$I_{diff} = I_0 \exp\left(-\frac{q(V_0 + V_a)}{k_B T}\right) = I_s \exp\left(-\frac{qV_a}{k_B T}\right) \quad (\text{V.63})$$

Le courant de saturation, qui circule dans le sens inverse de I_{diff} , reste inchangé et vaut :

$$I_s = I_0 \exp\left(-\frac{qV_0}{k_B T}\right) \quad (\text{V.64})$$

Et le courant inverse, qui circule dans le sens inverse de I_{diff} , s'écrit donc :

$$I_{inv} = I_s - I_{diff} = I_s - I_s \exp\left(-\frac{qV_a}{k_B T}\right) = I_s \left(1 - \exp\left(-\frac{qV_a}{k_B T}\right)\right) \quad (\text{V.65})$$

Dans ce cas, le courant de diffusion est très faible devant le courant de saturation, on peut donc écrire :

$$I_{inv} = I_s \quad (V.66)$$

Le courant I_s de saturation est de l'ordre de μA .

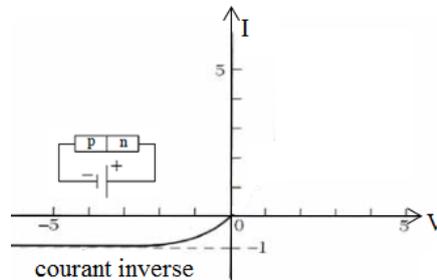


Figure V.18 : Caractéristique $I = f(V)$ d'une jonction PN polarisée en inverse.

La figure V.19 montre le diagramme de bandes d'énergie d'une jonction polarisée en inverse, où on constate l'augmentation de la barrière de potentiel et l'épaisseur de la zone de charge d'espace.

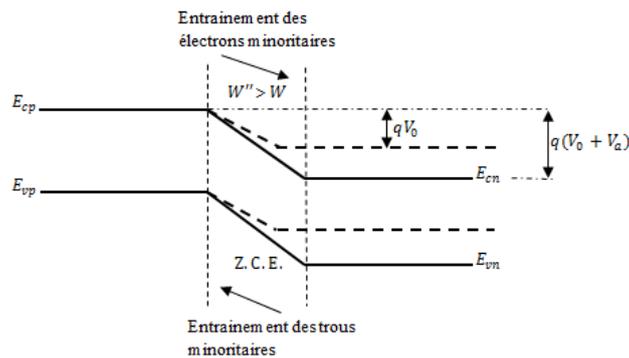


Figure V.19 : Diagramme de bandes d'énergie d'une jonction polarisée en inverse.

V.6. Capacités parasites

Selon la polarisation de la jonction, directe ou inverse, les capacités parasites qui sont à prendre en compte sont différentes.

V.6.1. Capacité de transition

En polarisation inverse, la jonction PN est caractérisée par deux charges opposées et immobiles dans la zone de charge d'espace, figure V.18.

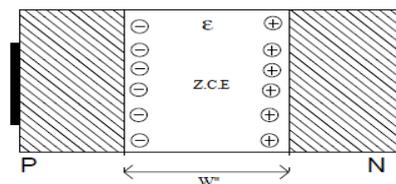


Figure V.20 : Capacité de transition de la jonction PN polarisée en inverse.

La jonction polarisée dans le sens inverse se comporte donc comme un condensateur à électrodes plates, dont la capacité est nommée capacité de transition C_T ou capacité de barrière. La valeur de cette capacité dépend des dimensions de la jonction, de la température, de la concentration en atomes dopeurs et de la tension V_a , appliquée à la jonction.

$$C_T = \frac{\varepsilon S}{W''} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r S}{W''} \quad (\text{V. 67})$$

$$C_T = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r S}{\sqrt{\frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon_r (N_a + N_d)}{q} \frac{(V_0 + V_a)}{N_d N_a}}} = S \sqrt{\frac{q \varepsilon_0 \varepsilon_r N_d N_a}{2(N_a + N_d)(V_0 + V_a)}} \quad (\text{V. 68})$$

où S est la surface de la jonction, ε_0 est la permittivité du vide et ε_r est la permittivité relative du semi-conducteur. Ainsi, on peut écrire :

$$C_T = \frac{K}{\sqrt{(V_0 + V_a)}} \quad (\text{V. 69})$$

avec:

$$K = S \sqrt{\frac{q \varepsilon_0 \varepsilon_r N_d N_a}{2(N_a + N_d)}} \quad (\text{V. 70})$$

Les valeurs typiques de cette capacité se situent entre 1 pF et 300 pF.

V.6.2. Capacité de diffusion

Sous tension inverse, c'est donc la variation de la densité de charge d'espace dans la zone de déplétion qui contribue à la capacité de transition. Sous tension directe, au contraire, une forte densité de courant électrique peut traverser la jonction et entraîner un nombre élevé de porteurs de charge mobiles dans la zone de déplétion. L'accroissement de la concentration de ces porteurs libres en fonction de la tension appliquée apporte une contribution supplémentaire appelée capacité de diffusion C_{diff} . L'effet d'une tension directe est d'injecter des porteurs minoritaires dans les régions homogènes, de part et d'autre de la zone de déplétion. Ainsi, La capacité de diffusion est due à la variation de la charge des porteurs minoritaires dans les régions neutres, avec la variation de la tension appliquée. Cette capacité est proportionnelle au courant I_{diff} de la jonction. Sa valeur peut atteindre plusieurs centaines de nF, et vaut :

$$C_{diff} = K T_F \frac{q I_{diff}}{k_B T} \quad (\text{V. 71})$$

K et T_F sont des constantes caractérisant le semi-conducteur.

V.7. Jonction fortement polarisée en inverse

Lorsque la tension inverse appliquée atteint une certaine valeur (tension de claquage), le courant inverse augmente brusquement conduisant au claquage inverse de la jonction. Ce claquage peut être obtenu par deux mécanismes différents : l'effet Zener et l'effet d'avalanche.

V.7.1. Claquage par effet Zener (matériau fortement dopé)

Dans le cas d'une jonction fortement dopée, la zone de déplétion devient très étroite et le champ électrique devient très intense. En polarisation inverse, un électron de la bande de valence du côté P a une probabilité appréciable de traverser la zone désertée et de se retrouver du côté N par effet tunnel. La tension de Zener, pour obtenir ce phénomène, dépend de l'épaisseur de la ZCE et des dopages P et N. Une fois cette tension est atteinte, le courant inverse augmente brusquement ce qui conduit au claquage de la jonction.

V.7.2. Claquage par effet d'avalanche (matériau peu dopé)

En polarisation inverse, un champ électrique intense règne au niveau de la jonction. Ce champ peut devenir suffisant pour arracher un électron à une liaison puis l'accélérer et lui procurer une énergie suffisante pour entrer en collision avec un autre atome et lui arracher un nouvel électron qui sera lui-même accélérer, etc....Ce phénomène appelé effet d'avalanche est généralement incontrôlable et conduit à une destruction de la jonction.

V.8. Applications des jonctions PN

V.8.1. 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 utilisées sont : le redressement mono-alternance et double alternance.

Le redressement mono-alternance consiste à supprimer les alternances négatives ou positives d'un signal sinusoïdal, figure V.21.a.

Le redressement double alternance consiste à rendre positive les alternances négatives du signal sinusoïdal, figure V.21.b.

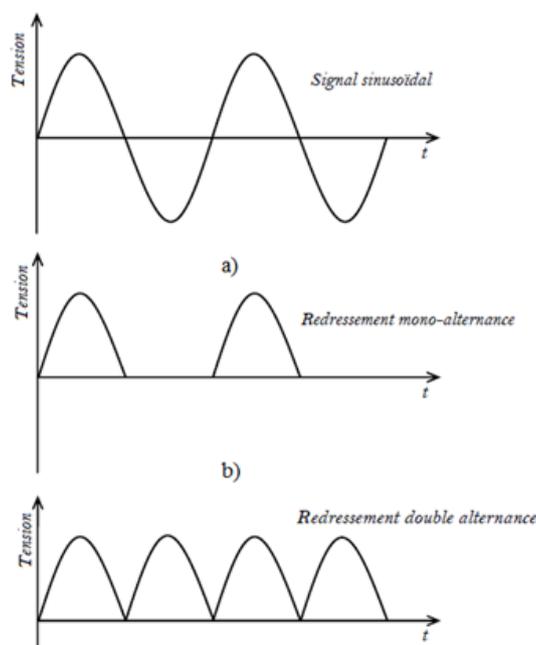


Figure V.21 : Redressement d'un signal sinusoïdal, a) redressement mono-alternance, b) redressement double alternance.

V.8.2. Commutation

On appelle commutation le passage de la jonction d'un état à l'autre (par exemple du régime inverse : état bloqué au régime direct : état passant). Dans ces conditions, la capacité de transition intervient lorsque la jonction est en état bloqué, et lorsque la jonction est en état passant, c'est la capacité de diffusion qui intervient. Le temps nécessaire pour le passage d'un état bloqué à un état passant est appelé : temps de commutation.

V.9. Différents types de diodes

V.9.1. Diode à jonction

La diode à jonction est un composant formé par la succession suivante de matériaux : métal, semi-conducteur de type P, semi-conducteur de type N, métal, figure V.20. L'électrode métallique en contact avec le semi-conducteur de type P s'appelle anode (A), celle au contact avec le semi-conducteur de type N ; cathode (K). La diode à jonction ne laisse passer le courant que dans le sens direct.

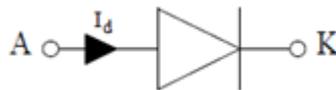


Figure V.22 : Symbole d'une diode à jonction.

V.9.2. Diode Zener

La diode Zener est une jonction PN, plus fortement dopée qu'une diode conventionnelle, dont la fabrication permet son utilisation en régime d'avalanche ou tunnel. Elle fonctionne en polarisation inverse où une très forte variation de courant, est observée, pour une très faible variation de tension.

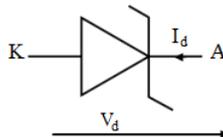


Figure V.23 : Symbole d'une diode Zener.

V.9.3. Diode à effet tunnel

La diode à effet tunnel désigne une diode dont les zones N et P sont hyper dopées. Ainsi, en polarisation inverse, les électrons de la bande de valence de la zone P peuvent passer directement à la bande de conduction de la zone N. Le passage de ces porteurs, par effet tunnel, entraîne l'apparition d'un courant dû au franchissement de la barrière de potentiel dans la zone de charge d'espace.

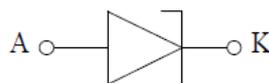


Figure V.24 : Symbole d'une diode à effet tunnel.

V.9.4. Diode Schottky

Une diode Schottky est constituée d'une jonction entre un métal et un semi-conducteur. Elle est caractérisée par un courant inverse plus grand que celui d'une diode conventionnelle, et donc plus sensible à la tension inverse dans la barrière M-SC. De plus, le courant direct d'une diode conventionnelle décolle plus tard que celui d'une diode Schottky.

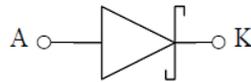


Figure V.25 : Symbole d'une diode Schottky.

V.9.5. Photodiode

Une photodiode est un composant constitué d'une jonction PN. Elle a la capacité de détecter un rayonnement du domaine optique et de le transformer en signal électrique.

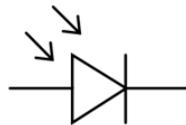


Figure V.26 : Symbole d'une photodiode.

V.9.6. Diode électroluminescente

Une diode électroluminescente est un composant formé d'une jonction PN polarisée en direct. Suite à des recombinaisons radiatives entre les porteurs minoritaires qui se retrouvent en excès par rapport à l'équilibre, on obtient un émetteur optique capable d'émettre un rayonnement.



Figure V.27 : Symbole d'une diode électroluminescente.

V.9.7. Diode Laser

Les diodes lasers sont des émetteurs de rayonnement tout comme les diodes électroluminescentes, mais le rayonnement émis aura des propriétés différentes. Il sera davantage monochromatique et cohérent (puissance optique).

V.9.8. Cellules solaires

Une cellule solaire est un composant électronique, constitué d'un matériau semi-conducteur, qui convertit la lumière du soleil en électricité. Le principe de la conversion photovoltaïque est basé sur l'absorption des photons incidents et la création de paires électron-trou, si l'énergie du photon incident est supérieure au gap du matériau. Une partie des électrons ne revient pas à son état initial et les électrons arrachés de la bande de valence vont créer une tension électrique continue et faible.

V.10. Exercices

Exercice 01 :

Pour calculer la barrière de potentiel V_0 dans une jonction PN, considérons une jonction de silicium PN à $T = 300$ K avec des densités de dopage $N_a = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $N_d = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Supposons que $n_i = 1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Exercice 02 :

Calculer la largeur de la zone de charge d'espace Z.C.E et le champ électrique dans une jonction PN de silicium à $T = 300$ K ayant des concentrations de dopage $N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ $N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Exercice 03 :

Pour calculer la largeur de la zone de charge d'espace et la capacité de transition dans une jonction PN lorsqu'une tension de polarisation inverse lui est appliquée, on considère une jonction PN en silicium à $T = 300$ K ayant des concentrations de dopage $N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et une section transversale $S = 10^{-4} \text{ cm}^2$. Supposons que la concentration intrinsèque $n_i = 1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et $V_a = 5$ V.

Exercice 04 :

Considérons une jonction PN de silicium à $T = 300$ K avec une concentration de dopage de type P de valeur $N_a = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

- Déterminer la concentration de dopage N_d de telle sorte que le champ électrique maximal soit $E_{\max} = 3 \times 10^5 \text{ V/cm}$ à une tension de polarisation inverse de valeur $V_a = 25$ V.

Exercice 05 :

Considérons une jonction PN de silicium à $T = 300$ K, de sorte que $n_i = 1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Supposons que le dopage de type N soit égale à $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et supposons qu'une polarisation directe de 0.60 V soit appliquée à cette jonction PN.

- Calculer la concentration des trous minoritaires au bord de la zone de charge d'espace.

Exercice 06 :

Considérons une diode à jonction PN en silicium à $T = 300$ K. Concevant la diode de telle sorte que $J_n = 20 \text{ A/cm}^2$ et $J_p = 5 \text{ A/cm}^2$ à $V_a = 0.65$ V. Déterminer la densité de courant de saturation inverse dans cette jonction à $T = 300$ K en considérant les paramètres suivants :

$$N_a = N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$D_p = 25 \text{ cm}^2/\text{s}$$

$$D_n = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$$

$$n_i = 1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

$$\tau_{p0} = \tau_{n0} = 5 \times 10^{-7} \text{ s}$$

$$\epsilon_r = 11.7$$

Exercice 07 :

Considérons une jonction abrupte de GaAs à $T = 300$ K. A l'équilibre, seulement 20 % de la région de charge d'espace totale doit être dans la région P. La barrière de potentiel est $V_0 = 1.20$ V. Déterminer dans ces conditions,

1. La concentration des impuretés accepteurs
2. La concentration des impuretés donneuses

3. La largeur de la Z.C.E du côté N de la jonction (x_n)
4. La largeur de la Z.C.E du côté P de la jonction (x_p)
5. La valeur maximale du champ électrique E_{\max} .

Exercice 08 :

Une jonction PN abrupte en silicium à l'équilibre thermique et à $T = 300\text{K}$ est dopée de telle sorte que $E_c - E_F = 0.21\text{ eV}$ dans la région N et $E_F - E_v = 0.18\text{ eV}$ dans la région P.

1. Dessiner le diagramme de bandes d'énergie de la jonction PN.
2. Déterminer les concentrations de dopage N_a et N_d des impuretés dans chaque région.
3. Déterminer la barrière de potentiel V_0 .

Exercice 09 :

Considérons une jonction PN abrupte de silicium dopée avec des concentrations d'impuretés $N_a = 5 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ et $N_d = 10^{17}\text{ cm}^{-3}$.

1. Calculer V_0 à $T = 300\text{ K}$.
2. Déterminer la température à laquelle V_0 diminue de 1%.

Exercice 10 :

Considérons une jonction PN abrupte de GaAs dopée à $T = 300\text{ K}$. La capacité de transition en polarisation nulle est $C_T(0)$ et la capacité de jonction avec une tension de polarisation inverse de 10 V est $C_T(10)$. Le rapport entre les deux capacités est :

$$\frac{C_T(0)}{C_T(10)} = 3.13$$

En polarisation inverse, la largeur de la zone de charge d'espace s'étend dans la région P de 0.2 de la largeur totale de la zone de charge d'espace.

1. Déterminer la tension de diffusion V_0 .
2. Déterminer les concentrations de dopage N_a et N_d .

Exercice 11 :

Une jonction PN abrupte de GaAs à $T = 300\text{ K}$ a des concentrations de dopage $N_a = 10^{16}\text{ cm}^{-3}$ et $N_d = 5 \times 10^{16}\text{ cm}^{-3}$. Pour des applications de périphérique particulières, le rapport de capacités de transition à deux valeurs de tension de polarisation inverse doit être :

$$\frac{C_T(V_1)}{C_T(V_2)} = 3$$

où la tension de polarisation inverse $V_1 = 1\text{ V}$. Déterminez V_2 .

Exercice 12 :

Une jonction PN de silicium doit être conçue pour satisfaire aux spécifications suivantes à $T = 300\text{ K}$. Pour une tension de polarisation inverse de 1.2 V , 10 % de la région de charge d'espace totale doit être dans la région N et la capacité de transition totale doit être de valeur $3.5 \times 10^{-12}\text{ F}$ avec une section transversale de $5.5 \times 10^{-4}\text{ cm}^2$.

- Déterminer les concentrations de dopage N_a et N_d et la tension de diffusion V_0 .

Chapitre VI

Transistors bipolaires

VI.1. Introduction

Les transistors sont les composants de base de l'électronique. Il s'agit de tripôles, permettant de faire passer un courant entre deux de ses bornes que l'on contrôle par une tension ou un courant appliqué à la troisième borne.

- ◆ Les transistors bipolaires, constitués de trois zones de semi-conducteurs de type NPN ou de type PNP.
- ◆ Les transistors unipolaires, basés sur un seul type de porteurs de charge dans le passage du courant.

VI.2. Définitions

Un transistor bipolaire est constitué d'un monocristal de semi-conducteur (principalement le silicium), dopé pour obtenir deux jonctions, disposées en série et de sens opposé. Il existe donc deux types fondamentaux de transistors bipolaires : les transistors NPN dans lesquels une mince couche de type P est comprise entre deux zones de type N, figure VI.1.a, et les transistors PNP dans lesquels une mince couche de type N est comprise entre deux zones de type P, figure VI.1.b. Les différentes parties de chaque transistor sont :

- ◆ **L'émetteur (E)** est la couche la plus fortement dopée. Son rôle est d'injecter des électrons dans la base.
- ◆ **La base (B)** est la couche la plus faiblement dopée et très mince. Elle transmet au collecteur la plupart des électrons venant de l'émetteur.
- ◆ **Le collecteur (C)** recueille les électrons qui lui viennent de la base d'où son nom.

Dans ce chapitre, l'étude sera menée sur le transistor bipolaire NPN parce qu'il est le plus utilisé et le plus facile à réaliser. Le fonctionnement de l'autre type de transistor se déduit en échangeant les rôles des électrons ainsi que des trous et en inversant les signes des tensions d'alimentation et des courants.

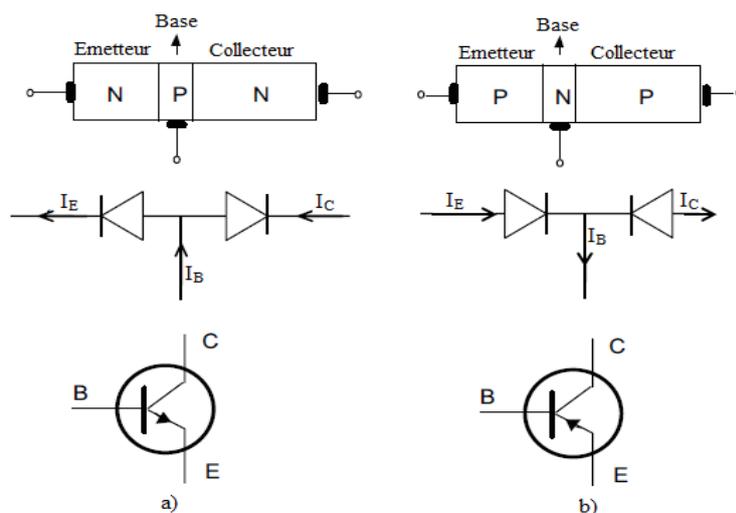


Figure VI.1 : Représentations schématiques et symboles des transistors bipolaires, a) transistor bipolaire NPN, b) transistor bipolaire PNP.

VI.3. Transistor NPN non polarisé

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 deux zones de transition sont dépourvues de porteurs majoritaires et la barrière de potentiel pour chacune d'elles est d'environ 0,6 à 0,7 volt (cas du silicium). Puisque les trois régions ne sont pas dopées de la même manière, les deux zones de déplétion auront donc des épaisseurs différentes. Ainsi, la zone de déplétion pénètre peu dans l'émetteur qui est fortement dopé mais profondément dans la base qui est très peu dopée. Du côté du collecteur, la pénétration de la zone de déplétion sera moyenne.

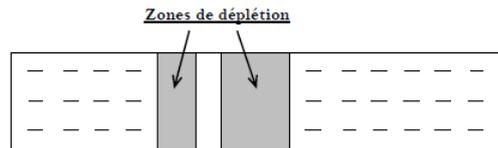


Figure VI.2 : Transistor bipolaire NPN non polarisé.

VI.4. Transistor NPN polarisé

Parmi les différentes façons de polariser un transistor de type NPN, une seulement, présente un intérêt primordiale. C'est la polarisation de la jonction émetteur-base en direct et la jonction collecteur-base en inverse. Dans ce cas, nous obtenons la configuration de la figure VI.3.

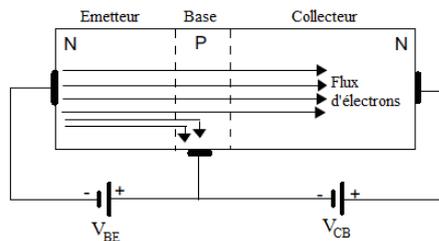


Figure VI.3 : Polarisation d'un transistor NPN et principe de l'effet transistor.

VI.4.1. Courants à travers les jonctions

On mesure les courants entre deux électrodes reliées à un générateur quand la troisième est déconnectée.

VI.4.1.1. Jonction Base-Emetteur : Si on polarise la jonction B-E en direct, le courant I_{BE} est intense. Par contre en polarisation inverse, I_{EB0} est très faible (courant de saturation). Voir figure VI.4.

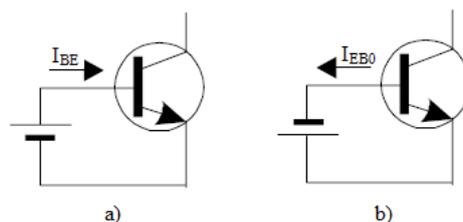


Figure VI.4 : Jonction Base-Emetteur polarisée, a) en direct, b) en inverse.

VI.4.1.2. Jonction Base-Collecteur : Si on polarise la jonction B-C en direct, le courant I_{BC} est intense, voir figure VI.5.a. Par contre en polarisation inverse, I_{CB0} est très faible (courant de saturation). En effet, le dopage du collecteur étant faible celui-ci contient peu de porteurs libres.

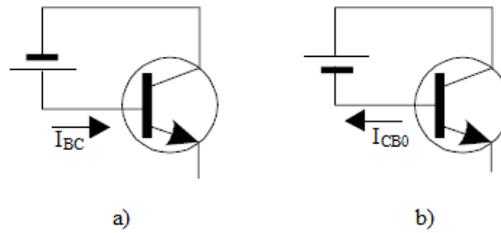


Figure VI.5 : Jonction Base-Collecteur polarisée, a) en direct, b) en inverse.

VI.4.1.3. Espace Emetteur-Collecteur : Si la jonction B-E est polarisée en inverse, I_{EC0} est très faible, mais on a : $I_{EC0} > I_{EB0}$. Si la jonction B-E est polarisée en direct, on mesure un courant I_{CE0} très faible avec : $I_{CE0} > I_{EB0} \gg I_{CB0}$

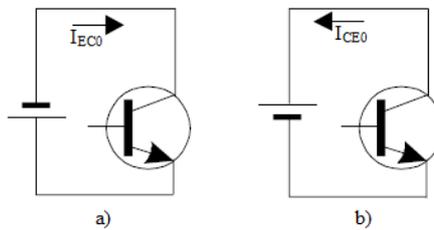


Figure VI.6 : a) Jonction Base-Emetteur polarisée en inverse, b) Jonction Base-Emetteur polarisée en direct.

VI.4.2. Effet transistor : Gains en courant

L'effet transistor consiste à moduler le courant inverse de la jonction B-C, polarisée en inverse, par une injection de porteurs minoritaires (électrons) dans la base, à partir de la jonction E-B polarisée en direct. Les porteurs minoritaires, injectés dans la base, sont ensuite soumis à un champ intense de la jonction B-C, polarisée en inverse, puis dérivent vers le collecteur. Pour que ces porteurs atteignent la jonction B-C, 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.

En premier lieu, supposons que seule la jonction B-C soit polarisée en inverse ($V_{CB} \neq 0$) et la jonction E-B est en court-circuit ($V_{BE} = 0$), figure VI.4. Dans ce cas, la jonction B-C est traversée par un courant très faible dû aux porteurs minoritaires (électrons), appelé I_{CB0} .

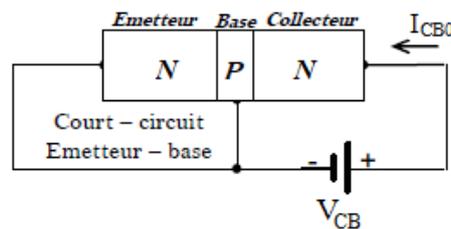


Figure VI.4 : Montage en court-circuit de la jonction E-B.

Polarisons maintenant la jonction B-E en direct, figure VI.5. Les électrons qui sont majoritaires dans la région de l'émetteur (type N) diffusent en grande quantité à travers la jonction E-B, polarisée en direct, créant ainsi un courant émetteur I_E . Les électrons de l'émetteur traversent en majorité la base et arrivent jusqu'au collecteur. Ainsi l'émetteur « injecte » ou « émet » des porteurs majoritaires et le collecteur les collecte.

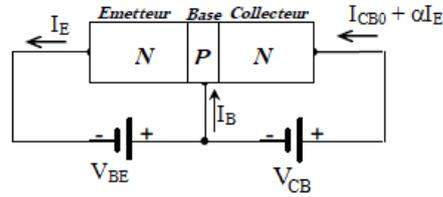


Figure VI.5 : Montage montrant la polarisation des jonctions B-E en direct et C-B en inverse.

Nous appelons α la proportion des électrons dans le cas du transistor NPN émis par l'émetteur, qui parviennent jusqu'au collecteur ; α est généralement proche de l'unité. Le courant total devient :

$$I_C = \alpha I_E + I_{CB0} \quad (\text{VI. 1})$$

Et puisque la loi des nœuds de Kirchhoff nous permet d'écrire :

$$I_E = I_C + I_B \quad (\text{VI. 2})$$

Alors, en éliminant I_E on obtient :

$$I_C = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_B + \frac{1}{1-\alpha} I_{CB0} \quad (\text{VI. 3})$$

On pose :

$$\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha} \quad (\text{VI. 4})$$

On obtient :

$$I_C = \beta I_B + (\beta + 1) I_{CB0} \approx \beta I_B \quad (\text{VI. 5})$$

Cette dernière relation caractérise l'effet transistor : en injectant un courant I_B très faible dans la base, nous commandons un courant de collecteur I_C beaucoup plus intense.

VI.5. Réseau des caractéristiques statiques du transistor NPN

Le transistor comporte trois accès et caractérisé par six grandeurs électriques :

- 3 courants I_C , I_B et I_E
- 3 tensions V_{CE} , V_{BE} , V_{BC}

Mais $I_E = I_C + I_B$ et $V_{CB} = V_{CE} - V_{BE}$, donc quatre relations indépendantes sont nécessaires pour le caractériser.

Généralement, le transistor qui est un composant à trois bornes est utilisé en tant que quadripôle amplificateur. Dans la plupart des applications, une des bornes est commune à l'entrée et à la sortie. On a donc trois possibilités de montage de transistor :

- Montage base commune utilisé en haute fréquence
- Montage collecteur commun utilisé en adaptation d'impédance
- Montage émetteur commun utilisé en amplification et le plus commun.

VI.5.1. Montage émetteur commun

Les bornes d'entrée du quadripôle sont la base et l'émetteur ; les grandeurs d'entrée sont : I_B et V_{BE} . La sortie se fait entre le collecteur et l'émetteur ; les grandeurs de sortie sont : I_C et V_{CE} , figure VI.6.

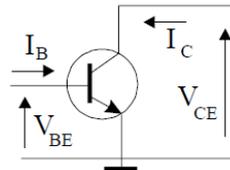


Figure VI.6 : Montage émetteur commun.

♦ **Caractéristique d'entrée** : Pour décrire la caractéristique d'entrée, on mesure le courant d'entrée I_B en fonction de la tension d'entrée V_{BE} pour diverses tensions de sorties V_{CE} . Cette caractéristique a l'allure de la courbe $I=f(V)$ de la jonction polarisée en direct, de forme exponentielle :

$$I_B = I_S \left(e^{\frac{qV_{BE}}{k_B T}} - 1 \right) \quad (\text{VI. 6})$$

Le réseau d'entrée $I_B = f(V_{BE})$ se réduit dans la pratique à une seule courbe, toutes les courbes étant confondues.

♦ **Caractéristique de transfert en courant** : C'est la caractéristique $I_C = f(I_B)$ pour des valeurs constantes de V_{CE} . On a vu que le courant collecteur s'écrit :

$$I_C = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_B + \frac{1}{1-\alpha} I_{CB0} \quad (\text{VI. 7})$$

$$I_{CE0} = \frac{1}{1-\alpha} I_{CB0} \quad (\text{VI. 8})$$

Le courant I_{CE0} peut être mesuré en déconnectant la base ($I_B = 0$) avec une tension V_{CE} positive de sorte que les jonctions soient normalement polarisées. C'est un courant de l'ordre d'une centaine de μA . Ce courant est donc généralement négligeable devant I_C qui est de l'ordre du mA .

La caractéristique $I_C = f(I_B)$ ne passe pas par l'origine, mais par I_{CE0} , qui est très proche de l'origine. Elle présente une légère courbure pour des courants du collecteur très faibles et tend vers une droite dès que le courant I_C dépasse quelques centaines de μA .

♦ **Caractéristique de sortie** : C'est la caractéristique $I_C = f(V_{CE})$ à I_B constant. Dès que la tension V_{CE} devient suffisamment positive pour que les deux jonctions soient normalement polarisées, on a :

$$I_C = \beta I_B + I_{CE0} \quad (\text{VI. 9})$$

Si le gain β en courant était rigoureusement constant, les caractéristiques seraient des droites horizontales et équidistantes pour des intervalles ΔI_B égaux.

Les caractéristiques $I_C = f(V_{CE})$ sont limitées par deux zones proches des axes qu'il n'est pas possible d'utiliser :

- Une zone de saturation qui est proche de l'axe des courants I_C . Cette zone correspond au cas où les deux jonctions sont polarisées en direct ;
- Une zone de blocage qui est proche de l'axe des tensions V_{CE} et obtenue pour un courant de base nul ($I_B = 0$). Il n'est pas possible d'avoir I_B négatif à cause de la jonction B-E.

♦ **Caractéristique de transfert en tension** : C'est la caractéristique $V_{BE} = f(V_{CE})$ à I_B constant. Cette caractéristique présente peut d'intérêt et se présente sous forme de droites pratiquement horizontales. La tension B-E ne dépend pratiquement pas de la tension entre le collecteur et l'émetteur dès que cette tension dépasse 1 volt.

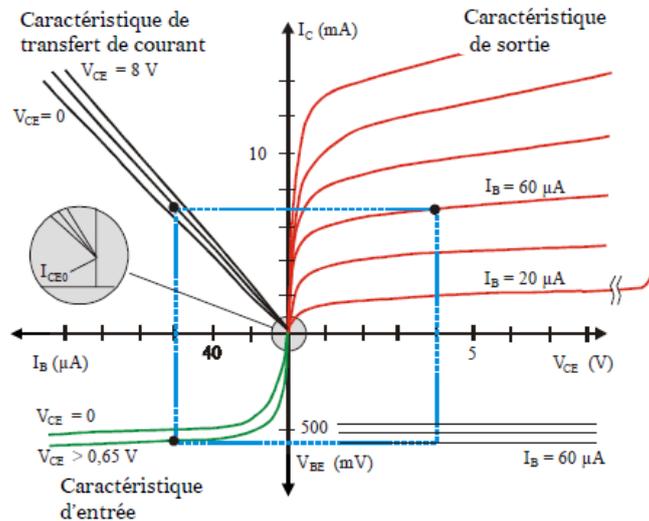


Figure VI.7 : Réseau de caractéristiques statiques du transistor NPN.

VI.6. Régimes de fonctionnement du transistor

Nous allons chercher à déterminer la valeur du courant I_C et de la tension V_{CE} en fonction des éléments du montage de la figure VI.8. Nous disposons de deux équations :

- L'une provenant du transistor, donnée par le réseau de caractéristiques $I_C = f(V_{CE})$ à I_B constant,
- L'autre de la loi des mailles, soit : $V_{CC} = R_C I_C + V_{CE}$

La droite représentative de cette équation est appelée droite de charge statique. Traçons cette droite dans le système d'axes $I_C = f(V_{CE})$, figure VI.9.

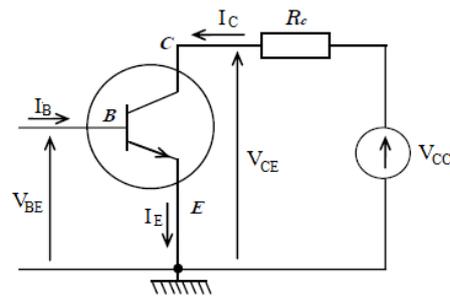


Figure VI.8 : Montage en émetteur commun.

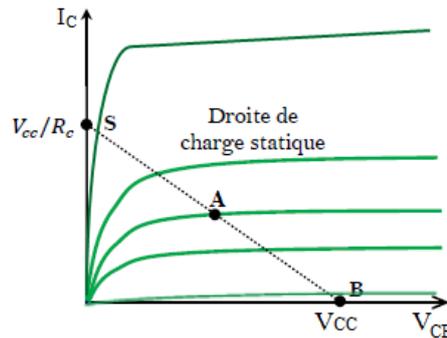


Figure VI.9 : Représentation graphique du point de fonctionnement : droite de charge statique.

Les valeurs de I_C et de V_{CE} sont les coordonnées du point d'intersection de la droite de charge statique et de la caractéristique $I_C = f(V_{CE})$ correspondant à la valeur de I_B imposée par le réseau d'entrée.

Nous distinguons trois positions remarquables correspondant à trois modes de fonctionnement particulier du transistor :

- le point A dans la partie linéaire et horizontale des caractéristiques. Ce point correspond à un fonctionnement linéaire en amplification. Le courant I_C se déduit de la droite de charge statique par la relation $I_C = \beta I_B$.
- Le point S dans la partie montante des caractéristiques. Le transistor est saturé, $V_{CE} \approx 0$. Toute augmentation de I_B est pratiquement sans effet sur la valeur de I_C . Le transistor se comporte, entre collecteur et émetteur, comme un interrupteur fermé. On note $V_{CE} = V_{CEsat}$.
- Le point B pratiquement sur l'axe des V_{CE} (I_C est très faibles). Le transistor est bloqué. Il se comporte, entre émetteur et collecteur, comme un interrupteur ouvert.

VI.7. Limitations physiques

Comme tout composant électronique, le transistor bipolaire ne peut fonctionner que dans une zone bien déterminée. Un certain nombre de limitations physiques doivent être prises en compte pour assurer un fonctionnement sûr du composant.

VI.7.1. Tensions de claquage

Nous avons vu l'existence des courants de fuites I_{CE0} (en base commune et émetteur ouvert) et I_{CB0} (en émetteur commun et base ouverte). Si on augmente exagérément les tensions, les courants de fuites augmentent par effet avalanche et peuvent être la cause de la

destruction de transistor par échauffement. Ces tensions à ne pas dépasser sont données par le constructeur et sont généralement notées BV_{CE0} et BV_{CB0} (BV est l'abréviation de Breakdown Voltage).

VI.7.2. Limitation en puissance

La puissance dissipée par un transistor au repos est donnée par la formule suivante :

$$P = V_{BE}I_B + V_{CE}I_C \approx V_{CE}I_C < P_{max} \quad (VI.10)$$

Cette puissance est limitée à cause de l'échauffement du transistor. La température maximale de la jonction ne doit pas dépasser 200 °C dans le cas du silicium. Le lieu limite est donc une hyperbole dans le plan de sortie I_C, V_{CE} , figure VI.10.

VI.7.3. Limitation du courant maximum

Le courant maximum du collecteur doit rester inférieure à une certaine valeur I_{Cmax} sous peine de destruction du transistor.

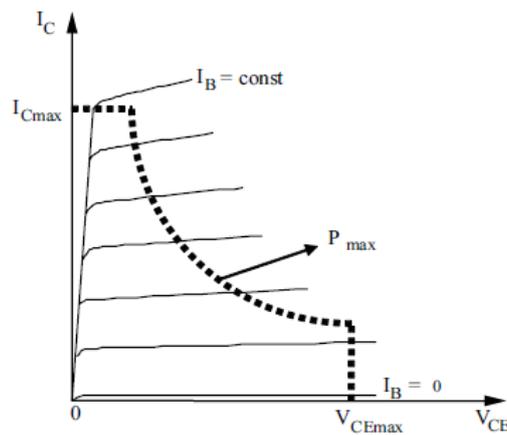


Figure VI.10 : Zone de fonctionnement d'un transistor.

V.10. Exercices

Exercice 01 :

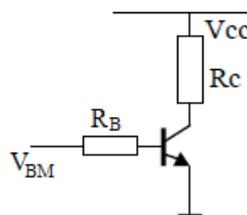
Le courant émetteur d'un transistor est 100 mA et son courant de base vaut 0.5 mA.

- Déterminer les valeurs des coefficients α et β du transistor.

Exercice 02 :

Soit le transistor de la figure ci-dessous. On donne $V_{CC} = 20$ V, $V_{BM} = 10$ V, $V_{BE} = 0.7$ V, $R_C = 10$ k Ω et $R_B = 47$ k Ω .

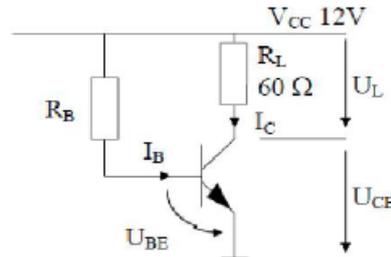
- Calculer le courant de base et la tension V_{CE} du transistor.



Exercice 03 :

On considère le montage ci-dessous d'un transistor NPN de gain en courant statique $\beta = 100$ et la tension entre la base et l'émetteur est de 0.7 V.

1. Quelle valeur de résistance R_B faut-il choisir pour faire circuler un courant de 100 mA dans la charge R_L ?
2. Si on fait varier R_B alors I_B varie et donc I_C varie aussi. Quelle est la valeur maximale qui puisse être obtenue pour I_{Cmax} (transistor saturé) ?
3. Quelle est la valeur minimale de R_B pour saturer le transistor.



Exercice 04 :

On considère le même montage que celui de l'exercice 01), tels que $\beta = 80$ et $V_{BE} = 0.7$ V. On désire avoir un point de fonctionnement tels que $V_{CE} = 6$ V et $I_C = 3.6$ mA.
- Quelles valeurs faut-il donner à R_B et R_L ?

Exercice 05 :

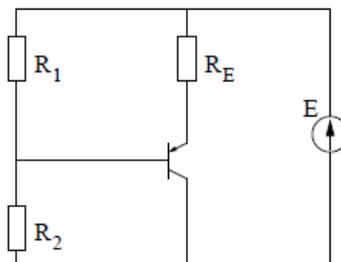
Sur le réseau de caractéristiques statiques du transistor 2N2222 (montage émetteur commun) :

1. Déterminer le type du transistor (NPN ou PNP) et la nature de son matériau.
2. Tracer $I_C = f(I_B)$ pour $V_{CE} = 5$ V et $V_{CE} = 15$ V.
3. Tracer l'hyperbole de dissipation maximale, $P_{MAX} = 50$ mW.
4. Déterminer le gain en courant β pour $I_C = 5$ et 10 mA.
5. Déterminer I_C et V_{BE} pour $I_B = 66$ μ A et $V_{CE} = 15$ V.
6. Déterminer V_{CE} et V_{BE} pour $I_B = 96$ μ A et $I_C = 13$ mA.

Exercice 06 :

Déterminer le point de fonctionnement du transistor dans le cas de polarisation ci-dessous :
On néglige le courant de base devant les courants circulants dans R_1 et R_2 .

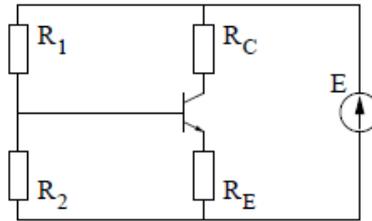
On donne $E = 15$ V, $R_1 = 5$ k Ω , $R_2 = 10$ k Ω , $R_E = 1000$ Ω , $V_{BE} = -0.6$ V et $\beta = 150$.



Exercice 07 :

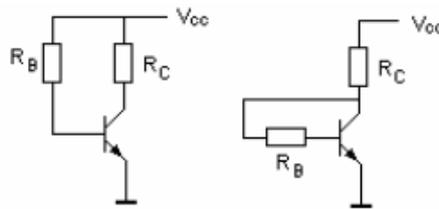
Déterminer le point de fonctionnement du transistor dans le cas de polarisation ci-dessous :
On néglige le courant de base devant les courants circulants dans R_1 et R_2 .

On donne $E = 15 \text{ V}$, $R_1 = 12.5 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 2.5 \text{ k}\Omega$, $R_C = 400 \Omega$, $R_E = 200 \Omega$, $V_{BE} = 0.6 \text{ V}$ et $\beta = 200$.



Exercice 08 :

Calculer les résistances nécessaires à la polarisation d'un transistor NPN au silicium dans chacun des deux montages suivants ci-dessous. On donne $\beta = 100$, $V_{CC} = 10 \text{ V}$ et on désire que le point de repos soit fixé à $V_{CE0} = 5 \text{ V}$, $I_{C0} = 1 \text{ mA}$ et $V_{BE0} = 0.7 \text{ V}$.

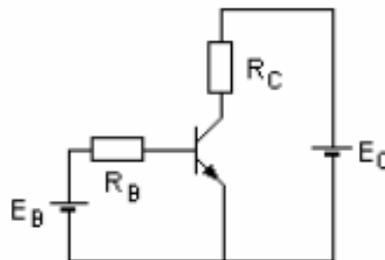


Exercice 09 :

Un transistor NPN au silicium est utilisé dans le montage ci-dessous.

On donne $\beta = 120$, $E_C = 12 \text{ V}$, $V_{BE} = 0.7 \text{ V}$, $R_B = 50 \text{ k}\Omega$, $R_C = 1 \text{ k}\Omega$. La force électromotrice E_B croît lentement de -5V à $+15\text{V}$.

1. Déterminer à partir de quelles valeurs de E_B le transistor cesse d'être bloqué, puis le transistor commence à être saturé.
2. Construire les graphes $I_C = f(E_B)$ et $V_{CE} = f(E_B)$.



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. Physique et Technologie des semi-conducteurs. Francis Lévy. Presses polytechniques et universitaires romandes, CH-1015 Lausanne, 1995. ISBN 2-88074-272-2.
3. Principles of semiconductor devices. Sima Dimitrijević, Griffith University, Second Edition. New York, Oxford University Press, 2012. ISBN 978-0-19-538803-9.
4. Physics of Semiconductors. B. Sapoval and C. Hermann. Springer-Verlag, 1995. ISBN 0-387-94024-3.
5. Semiconductor Physics and Devices. Donald A. Neamen, Third Edition. Published by McGraw-Hill, New York, 2003.
6. Semiconductor Physical Electronics. Sheng S. Li, Second Edition, Springer, 2006. ISBN 10: 0-387-28893-7.
7. Chimie des solides. Jean.-Francis. Marucco, EDP Sciences, 2004. ISBN : 2-6883-673-9.
8. Aide-mémoire, Composants électroniques, 3ème édition. Pierre Mayé. Dunod, Paris, 2005. ISBN 2-10-048885-6.