

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Mouloud MAMMERY, Tizi-Ouzou



Faculté de Génie Electrique et d'Informatique
Département d'Electronique

Mémoire de Fin d'Etudes

Présenté en vue de l'obtention
du Diplôme d'Ingénieur d'Etat en Electronique

Option : Instrumentation

Thème :

Diodes lasers à Homojonction et à Hétérojonctions :
Etude comparative.

Proposé et dirigé par :
M^r : TAZIBT S.

Présenté par :
BEKRI Hamida
DIMES Kahina



Remerciements

Nous remercions tout d'abord, dieu tout puissant qui nous a donné la force et la motivation pour mener a bien notre présent travail.

Nous sommes très honorées que Monsieur TAZIBT ait accepté la charge de nous encadré. Nous lui exprimons notre immense gratitude pour tout le savoir qu'il nous a transmis, pour sa patience et sa disponibilité a tout moment.

Nous tenons aussi à remercier les membres du jury qui, par leurs connaissances, ont accepté de juger notre travail, en particulier Monsieur BENAMANE qui a aussi été notre professeur durant les deux dernières années de notre cursus universitaire

Nous ne saurons terminer nos remerciements sans oublier de mentionner toutes les personnes qui ont participé à l'évolution de notre savoir.

Dédicaces :

Je dédie ce travail à mon adorable maman qui, par son affection a su faire de moi ce que je suis aujourd'hui.

A mon père qui, par ses conseils, a réussi de m'orienter dans ma vie.

A ma grande mère que j'aime beaucoup

A mon frère Kamel qui a toujours été là depuis ma tendre enfance sans oublier sa femme Malha

A mes très chères sœurs :Roza, Ghania et Nadia qui m'ont beaucoup soutenue

A mes petits neveux : Enzo, Yacine et Rezki qui me remplissent de bonheur

A mes Cousins bien aimés : Mimi, Rafik et Aziz

A tous mes amis, Hamida, Sabrina, Fatima, Kahina, Safia, Karima, Massiva, ...

Mon immense dédicace va à mon futur époux Belkacem et sa famille.

Kahina

Dédicaces :

A mes très chers parents à qui je dois tout ce que j'ai été et tout ce que je suis devenue, merci du fond du cœur, pour leurs dévouements, leurs disponibilités, et leurs affections depuis ma naissance.

A mon unique frère Ali qui ma beaucoup soutenue, pour son humour qui sait si bien me faire rire.

A ma très chère et unique sœur Rachida pour toute sa tendresse et pour ses précieux conseils ainsi son mari Sofiane et surtout mes chères neveux :

Imene Omri et Mohamed que Dieu les garde.

A mon très cher oncle Boussad et très chère tante Skoura pour leurs encouragements et affections qu'ils m'ont prodigués durant mes études, que Dieu les gardes.

A tous mes amis : Kahina, Ferroudja, Lila, Samia, Mounia, Sabrina, Kahina, Safia, Ania, Kahina, Mouh, ...

A ceux qui m'aiment

Je dédie ce travail

Hamida

Chapitre II

Homojonctions et hétérojonctions.

II.1. Homojonction

II.1.1. Jonction PN.....	16
II.1.2. Jonction abrupte à l'équilibre thermodynamique.....	17
II.1.3. Zone de charge d'espace (ZCE).....	18
II.1.4. Tension de diffusion.....	19
II.1.5. Potentiel et champ électrique dans la zone de charge d'espace.....	20
II.1.6. Largeur de la zone de charge d'espace.....	20
II.1.7. Jonction abrupte polarisée.....	20
II.1.8. Distribution de porteurs.....	22
a) Densités de porteurs aux limites de la zone de charge d'espace	22
b) Distribution des porteurs dans les régions neutres.....	23
c) Courants de porteurs minoritaires.....	25
d) Densité de courant – caractéristique	27
II.1.9. Jonction à profil de dopage quelconque	28

II.2. Hétérojonctions

II.2.1. Notions essentielles liées aux hétérostructures.....	31
a) Travail de sortie ($q\phi$)	31
b) affinité électronique($q\chi$)	31
II.2.2. contact métal semi-conducteur (MS).....	32
II.2.3. Etude à l'équilibre	32

II.2.4. Etude des courants à l'équilibre	37
a) Le courant thermoélectronique.....	37
b) Le courant tunnel	37
c) Le courant mixte (thermoélectronique et tunnel).....	38
II.2.5. Les hétérojonctions semi-conducteur 1et 2 (SC ₁ /SC ₂)	38
a) Définition.....	38
b) Diagramme des bandes d'énergie loin de la jonction	39
c) Diagramme énergétique au voisinage de la jonction.....	40

Chapitre III Diodes laser à homojonction et à hétérojonction

III.1. Diodes laser à homojonction

III.1.1. Définition de la diode laser.....	43
III.1.2. Transitions entre états électroniques.....	44
a) L'émission <i>spontannée</i>	44
b) L'absorption (<i>stimulée</i>).....	44
c) L'émission <i>stimulée</i> (ou induite)	44
III.1.3. Principe de fonctionnement d'une diode laser.....	45
III.1.4. Le gain	46
III.1.5. Caractéristiques spectrales.....	49
III.1.6. Distribution spatiale du rayonnement	50
III.1.7. Courant de seuil	50
III.1.8. Le rendement	52
a) Rendement quantique interne η_i	52
b) Rendement optique η_0	53
c) Rendement externe η_e	53

d) Rendement global η	53
III.1.9. Fréquences de coupure.....	53

III.2. Diodes laser à hétérojonction

III.2.1. Introduction et définition.....	56
III.1.2. Le système utilisé pour la réalisation des DL à double étérostructures...57	
II.1.3. Quelques domaines d'application des DL à hétérostructures.....	60
III.1.4. Les caractéristiques importantes des DL à hétérostructures.....	61
III.1.5. Notions d'épitaxie.....	61
III.2.6. Structure et technologie.....	62
III.2.7. Guide plan constitué par une double hétérojonctions.....	63
III.2.8. Guidages transverses.....	64
a) Guidage par le gain.....	64
b) Guidage par l'indice.....	65

Chapitre IV

Puits quantiques

IV.1.Introduction.....	67
IV.2. Puits quantiques.....	67
IV.3.Techniques de fabrication des puits quantiques.....	67
IV.4. Les différents systèmes à puits quantiques	69
IV.4 1.Puits quantique de type I.....	69
IV.4.2. Puits quantique de type II.....	70
IV.5. Energie et fonction d'onde dans un puits quantique.....	70

IV.5.1 Puits de profondeur infinie.....	72
IV.5.2.Puits de profondeur finie.....	75
IV.5.3. Densité d'état.....	77
IV.6.Puits quantiques couplés.....	77
IV.7.Multi puits quantique(MPQ).....	79

Chapitre V

Diodes laser à puits quantiques

V.1. Introduction et définition.....	82
V.2. Les avantages des DL à puits quantiques.....	83
V.3. Les effets laser à puits quantiques.....	83
V.3.1. Effets géométriques – facteur de confinement.....	83
V.3.2. Effets quantiques.....	84
a) Le gain.....	84
b) Longueur d'onde d'émission.....	85
c) Sensibilité à la température.....	85
V.4. Structures à puits quantiques polarisées.....	86
V.6. Effet tunnel résonnant dans un puits quantique à double barrière.....	86
V.7. Effet tunnel résonnant dans un superréseau(MPQ).....	88
Conclusion et perspectives.....	90

INTRODUCTION GENERALE

Historiquement l'aventure du laser commence en 1917 quand Einstein découvre l'existence du processus d'émission stimulée, c'est-à-dire l'émission d'un photon commandé par un autre photon. En 1951 Weber et Townes aux Etats unis, et en 1954 Basov et Prokhorov en Union soviétique proposent d'utiliser l'émission stimulée pour amplifier les hyperfréquences.

En 1954 Townes réalise le premier MASER (Microave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) en utilisant les propriétés d'inversion des molécules d'ammoniac. En 1958 Shawlow et Townes démontrent la possibilité d'étendre le MASER aux longueurs d'ondes visibles. En juillet 1960, à la Huges Aircraft Company, Maiman réalise le premier laser (**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation). Dès lors de nombreuses recherches se développent et différents types de laser, à solide, à gaz et à liquide (colorants) sont réalisés. En ce qui concerne les lasers à semi-conducteur, Aigrain émet dès 1958 l'hypothèse de l'utilisation des semi-conducteurs pour obtenir l'effet laser. C'est ainsi que le premier laser à semi-conducteur a été réalisé en 1962, à base de GaAs (à matériau à gap direct.)

Un grand nombre de systèmes électroniques doivent leurs performances actuelles au développement de l'optoélectronique, et en particulier, à l'amélioration des caractéristiques des diodes laser. En effet, la diode laser (DL) est le composant de base de nombreux systèmes tels que le disque compact, le vidéodisque, l'imprimante laser, les télécommunications par fibres optiques ou spatiales et le pompage de laser solide.

La première description théorique des diodes laser à semi-conducteur est celle de Basov en 1961. Les premières réalisations (DL à base d'Arsenic de Gallium fonctionnant à $0,8\mu\text{m}$) ont été décrites en 1962. La durée de vie des premières DL est limitée. L'introduction d'une structure utilisant une double-hétérojonction a permis une réduction considérable du courant de seuil. Les doubles hétérojonctions assurent en effet le confinement des électrons et des trous dans la région active. De plus, elles permettent à cette région de guider également les ondes optiques. Une durée de vie importante des diodes laser a été obtenue grâce à une adaptation précise des mailles cristallines des différentes couches. La réalisation des puits quantiques (QW pour Quantum Wells) peut se faire à l'aide de deux techniques de croissance, à savoir i) l'épitaxie par jet moléculaire (MBE), ii) les dépôts en phase vapeur (CVD) utilisant des composés organométalliques. Ces techniques permettent de réaliser des épaisseurs de

couches minces d'environ 10 nm. On note que cette grandeur est inférieure au libre parcours moyen des électrons et des trous.

Des diodes fonctionnant dans le visible ($0,65\mu\text{m}$) à température ambiante ont été réalisées ces dernières années. En régime continu, la plus grande longueur obtenue à l'aide d'une DL à double hétérojonction, utilisant des SC binaires III-V, est de $3,2\mu\text{m}$.

Le présent mémoire est composé de cinq chapitres. Le premier est consacré aux rappels sur les semi-conducteurs qui sont les éléments de base de tous les systèmes électroniques. Le deuxième chapitre s'appuie sur l'étude des homojonctions et des hétérojonctions. L'objet de ce chapitre est d'étudier le comportement des porteurs (électrons et trous) au niveau des interfaces. Le troisième s'intéresse aux diodes laser à homojonctions et à hétérojonctions afin d'étudier l'émission de la lumière qui se fait par la recombinaison de paires électrons-trous dans les homojonctions et les hétérostructures, Le quatrième chapitre s'intéresse aux puits quantiques qui sont obtenus à l'aide d'empilement de couches alternées. Le cinquième et dernier chapitre est consacré aux DL à puits quantiques. Ces dispositifs ont aujourd'hui une importance capitale dans: Les télécommunications par fibre optique (internet, téléphone, télévision...), stockage de l'information dans les disques optiques (CD ou DVD pour la musique comme pour l'informatique), photocopie ou impression laser, applications médicales et industrielles...

Enfin, on termine notre étude par une conclusion générale.

RAPPELS SUR LES SEMI-CONDUCTEURS

I.1. Théorie des semi-conducteurs :

D'une manière générale, tout dispositif utilisant la circulation d'un flux d'électrons prend le qualificatif d'électronique. Dans ces dispositifs, un certain nombre de principes physiques sont mis en œuvre afin de favoriser la naissance du flux d'électrons. Celui-ci est ensuite contrôlé à l'aide d'un signal de même nature. Parmi les différents corps existants, en ce qui concerne l'électricité, nous pouvons les classer en :

- Matériaux diélectriques, non conducteurs de l'électricité
- Matériaux conducteurs, qui permettent le passage du courant.

Entre ces deux limites, s'intercalent les matériaux semi-conducteurs, tel le germanium ou le silicium. Les premiers dispositifs à semi-conducteurs furent réalisés à partir du germanium, ensuite on utilisa le silicium. Le germanium est tiré du minerai zinc-blende (ZnS) desquelles on extrait également le zinc. On note qu'il est difficile à l'obtenir car il est peu abondant dans la nature. Le silicium, existant en grande quantité, est extrait à partir du quartz et de la silice. Ce qui explique, en partie, la généralisation de ce matériau.

I.2. Les semi-conducteurs intrinsèques :

Un semi-conducteur intrinsèque est un semi-conducteur dépourvu de toute impureté susceptible de modifier la densité de porteurs. Les électrons de la bande de conduction (BC) ne peuvent résulter que de l'excitation thermique d'électrons liés à la bande de valence (BV). Il en résulte que les électrons et les trous existent par paires, de sorte que les densités en électrons « n » et en trous « p » soit identique : $n = p = n_i$. Dans cette expression n_i , appelée densité de porteurs intrinsèques, est une caractéristique du semi-conducteur à une température donnée.

On s'intéresse maintenant au cas d'un atome de silicium qui possède sur sa couche périphérique, ou couche de valence, quatre électrons. Ceux-ci permettent l'établissement de quatre (4) liaisons avec les quatre atomes voisins. A la température du **zéro absolu**, toutes ces liaisons sont stables et le matériau peut être considéré comme **isolant**. Pour arracher un électron de son orbite, il faut le soumettre à une force plus importante que celle qui le lie à son noyau. Cette force peut être la résultante d'un champ électrique créé par une tension, ou une

élévation de température dont les effets se manifestent par des vibrations. Lorsque la température augmente ce matériau devient progressivement **conducteur**.

I.2.1.Niveau de Fermi:

La position du niveau de Fermi est une propriété extrinsèque du semi-conducteur, on l'obtient en écrivant que $n=p$, soit :

$$N_C e^{-(E_C - E_{Fi})/kT} = N_V e^{(E_V - E_{Fi})/kT} \quad (I.1)$$

et tel que :

$$E_{Fi} = \frac{E_C + E_V}{2} + kT \ln \frac{N_V}{N_C} \quad (I.2)$$

avec N_C et N_V densités d'état dans les bandes de conduction et bande de valence respectivement.

Il en résulte que le niveau de Fermi d'un semi-conducteur intrinsèque est toujours très voisin du milieu du gap à la température ambiante, illustré sur la (fig. I.1):

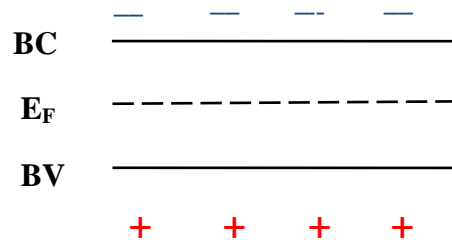


Figure (I.1)

I.2.2.Fonction de répartition des électrons et des trous sur les niveaux d'énergie :

La fonction (ou distribution) de Fermi-Dirac représente la probabilité qu'un niveau d'énergie E soit occupé à une température T donnée.

La distribution de Fermi-Dirac pour les électrons est donnée par :

$$f_n(E) = \left(1 + e^{\frac{E - E_F}{kT}}\right)^{-1} \quad (I.3)$$

et est illustrée par la figure (I.2) :

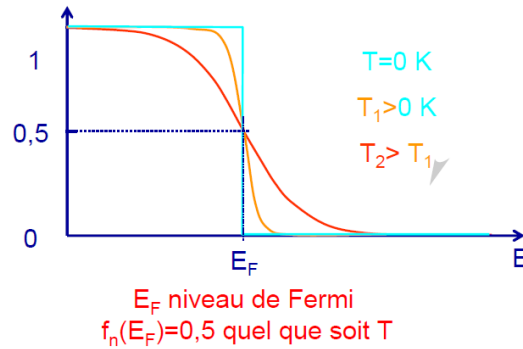


Fig. (I.2) : Distribution de Fermi-Dirac pour les électrons

Cependant, la distribution de Fermi-Dirac pour les trous est donnée par :

$$f_p(E) = 1 - f_n(E) = \left(1 + e^{-\frac{E-E_F}{kT}}\right)^{-1} \quad (I.4)$$

et est illustrée par la figure (I.3):

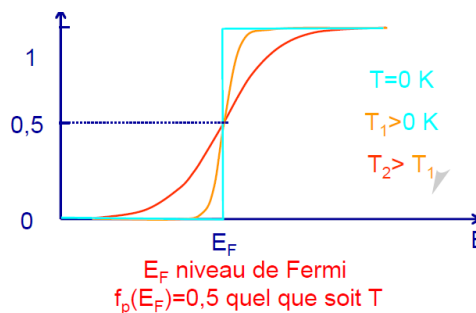


Fig. (I.3) : Distribution de Fermi-Dirac pour les trous

Pour l'étude des semi-conducteurs basés sur le silicium, on distingue :

- a) **La bande de valence(BV)** : dernière bande permise « pleine » d'énergie E_V .
- b) **La bande de conduction(BC)**: première bande permise« vide » d'énergie E_C .
- c) **la bande interdite** caractérisée par son gap qui est un paramètre intrinsèque d'énergie

$$E_g = E_C - E_V.$$

I.3. Les Semi conducteurs extrinsèques :

On modifie considérablement les propriétés électriques d'un semi-conducteur en le dopant de manière contrôlée avec des atomes spécifiques, donneurs ou accepteurs.

I.3.1. Densité de porteurs et niveau de Fermi :

Considérons un semi-conducteur contenant une densité N_d de donneurs et une densité N_a d'accepteurs. $n + N_a^- = p + N_d^+$, où « n » et « p » représentent les densités de porteurs libres et N_a^- et N_d^+ les densités d'accepteurs et de donneurs ionisés. Etudions tout d'abord le système à température ambiante. En raison du fait que l'énergie thermique kT est du même ordre de grandeur que les énergies de liaison de l'électron sur le donneur et du trou sur l'accepteur, tous les donneurs et accepteurs sont ionisés. L'équation de neutralité se réduit donc à :

$$n + N_a = p + N_d \quad (I.5)$$

où N_a et N_d sont les densités d'accepteurs et de donneurs respectivement.

I.3.2. Semi-conducteur dopé N :

Un semi-conducteur de type N est obtenu en injectant, par exemple dans un cristal de silicium, des atomes donneurs qui possèdent cinq électrons sur leur couche périphérique comme le phosphore, l'arsenic ou encore l'antimoine.

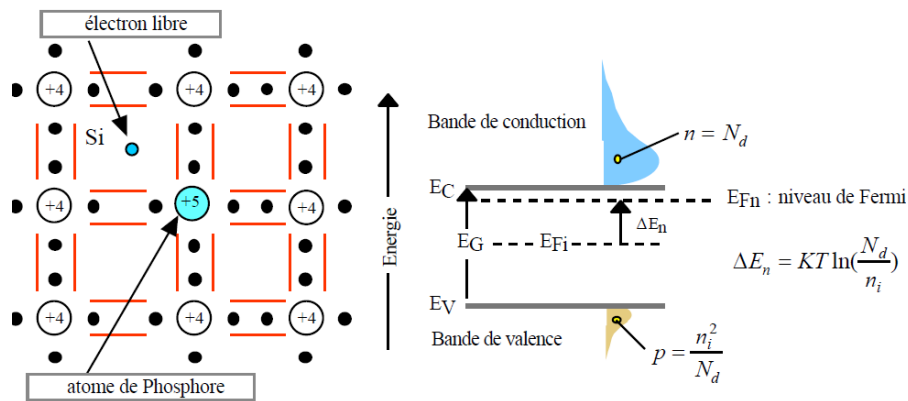


Fig. (I.4) : Semi-conducteur dopé N

Quatre de ces cinq électrons sont mis en commun avec les atomes de silicium voisins pour réaliser des liaisons de covalences (figure I.4). Le 5^{ème} électron quant à lui est très faiblement lié à l'atome pentavalent. C'est pourquoi une très faible énergie suffit pour le libérer et se retrouver « quasi-libre » dans la bande de conduction. L'atome de phosphore qui a fourni un

électron libre est alors appelé atome donneur. Il perd sa neutralité pour devenir un ion positif fixe.

I.3.3.Semi-conducteur dopé P :

Un semi-conducteur de type p est obtenu en injectant dans le silicium des atomes de la 3^{ème} colonne (bore, indium) qui possèdent trois électrons périphériques.

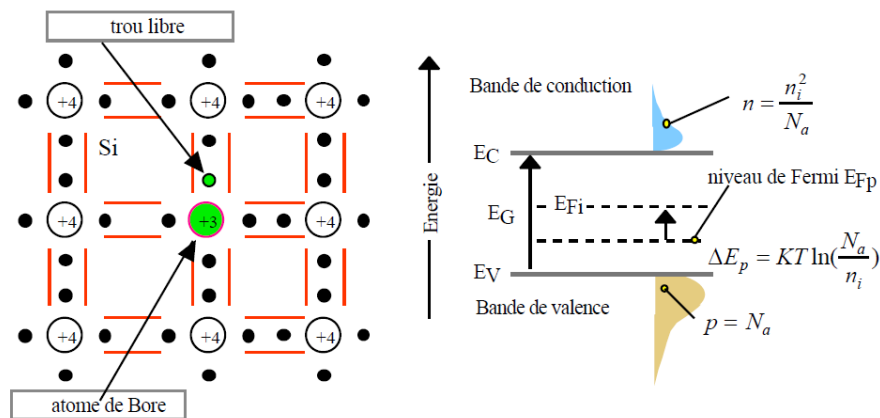


Fig. (I.5) : Semi-conducteur dopé P

Il manque ainsi un électron à l'atome trivalent pour réaliser les liaisons covalentes avec les quatre atomes de silicium qui l'entourent (figure I.5). En fait, les électrons participant aux liaisons sont indiscernables les uns des autres.

Tout ce passe alors comme si un des atomes de silicium voisin avait cédé un électron à l'atome trivalent de bore, créant ainsi un trou dans le cristal de silicium.

L'atome de bore qui capte un électron est appelé atome accepteur, il a perdu sa neutralité pour devenir un ion négatif fixe puisque $N_a > N_d$, dans ce type de dopage les porteurs majoritaires sont les trous, les porteurs minoritaires sont des électrons. Les densités de porteurs sont données par :

$$\left. \begin{aligned} p &= N_a \\ n &= \frac{n_i^2}{N_a} \end{aligned} \right\} \quad (I.6)$$

I.3.4. Niveau de Fermi :

Les expressions du niveau de Fermi sont données par :

$$\left. \begin{aligned} E_{Fn} &= E_c - kT \ln\left(\frac{N_c}{(N_d - N_a)}\right) \\ E_{Fp} &= E_v - kT \ln\left(\frac{N_v}{(N_a - N_d)}\right) \end{aligned} \right\} \quad (I.7)$$

Dans chaque type de semi conducteur le niveau de Fermi se rapproche d'autant plus de la bande de porteurs majoritaires que le dopage est important.

En particulier $E_{Fn} = E_c$ pour $N_d - N_a = N_c$ et $E_{Fp} = E_v$ pour $N_a - N_d = N_v$.

En d'autres termes le semi-conducteur devient dégénéré de type « n » quand la densité des donneurs excédentaires $N_d - N_a$ devient égale à la densité équivalente d'état de la bande de conduction. Il en est de même pour le semi-conducteur de type p. En fait les expressions (1.7) ont été établies dans le cadre de l'approximation de Boltzmann et ne sont plus valables lorsque le niveau de Fermi atteint une bande permise. Néanmoins ces expressions permettent d'obtenir une estimation du dopage qu'il est nécessaire de réaliser pour dégénérer un semi-conducteur de type « n » ou de type « p ».

Il est souvent utile de définir la position du niveau de Fermi par sa distance relativement au niveau de Fermi intrinsèque E_{Fi} du matériau (Figure I.6).

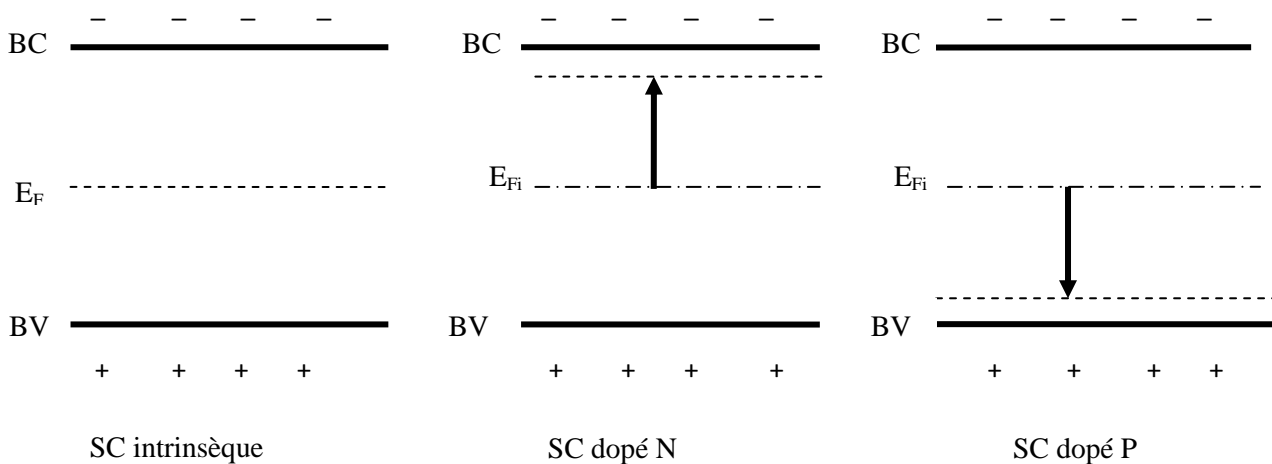


Fig. (I.6): position du niveau de Fermi dans les différents types de semi-conducteur.

I.3.5.Semi-conducteur hors équilibre :

A une température T donnée, les concentrations d'équilibre en électrons et en trous, peuvent être modifiées par différents procédés :

- ionisation des impuretés.
- création de paires électrons, trous.
- injection de porteurs.

Si l'excitation est supprimée, il y a retour à l'état d'équilibre par recombinaison. La mobilité est par définition une grandeur positive qui mesure l'aptitude des porteurs à se déplacer dans le réseau cristallin sous l'action d'un champ extérieur et s'exprime en $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$. Les vitesses des électrons et des trous s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} V_n &= -\mu_n E \\ V_p &= +\mu_p E \end{aligned} \right\} \text{(I.8)}$$

I.3.6.Le courant de conduction :

Un courant de conduction est un courant qui résulte du déplacement des porteurs de charge, électrons et trous, sous l'action d'un champ électrique. Il est exprimé par :

$$\vec{J}_c = \vec{J}_n + \vec{J}_p$$

avec J_n : courant de dérive des électrons.

J_p : courant de dérive des trous.

I.3.7.Le courant de diffusion :

Si les concentrations des porteurs de charge ne sont pas uniformes, c'est-à-dire s'il existe un gradient de concentration, alors il apparaît des courants de diffusion dus au déplacement de ces porteurs des régions à concentration élevée vers les régions à moindre concentration

$$\left. \begin{aligned} \vec{J}_{d,n} &= eD_n \vec{\nabla} n \\ \vec{J}_{d,p} &= eD_p \vec{\nabla} p \end{aligned} \right\} \text{(I.9)}$$

Dans le cas d'un système à une dimension spatiale, ces relations deviennent :

$$\left. \begin{aligned} j_{d,n} &= eD_n \frac{dn}{dx} \\ j_{d,p} &= eD_p \frac{dp}{dx} \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.10})$$

dans lesquelles l'axe des x a été choisi. Les constantes de diffusion des électrons et trous ainsi que leurs mobilités sont liés par la relation d'Einstein :

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{e} \quad (\text{I.11})$$

A la température 300K, l'équation précédente est égale à 25mV.

I.3.8. Le courant de déplacement :

Outre les courants de conduction et de diffusion, il existe en régime permanent un courant de déplacement donné par :

$$\vec{J}_D = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{I.12})$$

où $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ est le vecteur de déplacement électrique et ε la permittivité diélectrique du semi-conducteur. Par ailleurs, si le champ électrique est de la forme $E = E_0 e^{j\omega t}$, le courant de déplacement s'écrit alors

$$\vec{J}_D = j\varepsilon \vec{E}_0 e^{j\omega t} \quad (\text{I.13})$$

Cependant, ce courant joue un rôle négligeable car il ne présente une amplitude appréciable que pour des fréquences de l'ordre du GHz.

I.3.9. Génération et recombinaison :

On caractérise la création de porteurs dans le semi-conducteur par un paramètre g ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) qui mesure le nombre de porteurs créés par unité de volume et par unité de temps, appelé taux de génération spécifique du processus mis en jeu dans l'excitation du semi-conducteur. On caractérise la recombinaison des porteurs par un paramètre r ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) qui mesure le nombre de porteurs qui disparaissent par unité de volume et par unité de temps, appelé taux de recombinaison des porteurs spécifiques du matériau. On écrit pour cela la variation du nombre de porteurs par unité de volume et de temps résultant des phénomènes de génération-recombinaison sous la forme :

$$\left(\frac{dn}{dx} \right)_{gr} = g - r \quad (\text{I.14})$$

La recombinaison d'un électron avec un trou dans le semi-conducteur peut se produire soit directement par la rencontre des deux particules, soit indirectement par l'intermédiaire d'une impureté qui joue en quelque sorte le rôle d'agent de liaison. Dans le premier cas, on écrit « r » sous la forme de :

$$r = \frac{\Delta n}{\tau(\Delta n)} \quad (\text{I.15})$$

où $\tau(\Delta n)$ est appelé durée de vie des porteurs dans le semi-conducteur excité.

En résumé, dans un semi-conducteur dopé et en régime de faibles excitations, on suppose que la densité des porteurs majoritaires est constante et on écrit le taux des porteurs minoritaires sous la forme suivante : $r_n = \frac{\Delta n}{\tau(\Delta n)}$, pour un semi-conducteur de type n et $r_p = \frac{\Delta p}{\tau(\Delta p)}$, pour un semi-conducteur de type p .

La présence d'impureté incontrôlée joue un rôle non négligeable dans le processus de recombinaison. On distingue deux types de centres: si le défaut qui a capté un électron a une grande probabilité de capter un trou que de remettre cet électron vers la bande de conduction, il capture le trou et provoque de ce fait la recombinaison de la paire électron-trou, ce centre est appelé centre de recombinaison. Si au contraire le défaut qui a capturé un électron a une grande probabilité de remettre cet électron vers la bande de conduction que de capturer un trou, il a piégé momentanément un électron, ce centre porte le nom de piège à électron.

I.3.10. Equations d'évolution :

a) équation de continuité :

Les équations de continuité régissent les conditions d'équilibre dynamique des porteurs dans le semi-conducteur. Pour des semi-conducteurs de type « n » et de type « p », elles sont respectivement données (dans le cas unidimensionnel) par :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{e} \frac{\partial j_{nx}}{\partial x} + g_n - r_n \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{e} \frac{\partial j_{px}}{\partial x} + g_p - r_p \end{aligned} \right\} (\text{I.16})$$

b) Longueur de diffusion :

Considérons par exemple un barreau semi-conducteur de type p, excité en surface par un rayonnement peu pénétrant qui crée à la surface un excès d'électrons. Les électrons diffusent à l'intérieur du barreau et créent un courant de diffusion donné par :

$$j_{nx} = eD_n \frac{\partial n}{\partial x}. \quad (\text{I.17})$$

L'évolution de la densité d'électrons en un point quelconque est donnée par :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + g_n - \frac{n-n_0}{\tau_n} \quad (\text{I.18})$$

Dans la mesure où le rayonnement est peu pénétrant $g_n = 0$ dans le volume du semi-conducteur. Si, en outre, l'éclairement est permanent, le régime est stationnaire et $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$. L'équation (I.18) s'écrit :

$$\frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} - \frac{(\Delta n)}{L_n^2} = 0 \quad (\text{I.19})$$

avec $L_n^2 = D_n \tau_n$.

La densité de porteurs en excès décroît exponentiellement en fonction de la longueur de diffusion L_n des électrons dans les matériaux de type p comme l'illustre la figure (I.7). On définit la même grandeur pour les trous dans un matériau dopé n :

$$\left. \begin{aligned} L_n &= \sqrt{D_n \tau_n} \\ L_p &= \sqrt{D_p \tau_p} \end{aligned} \right\} (\text{I.20})$$

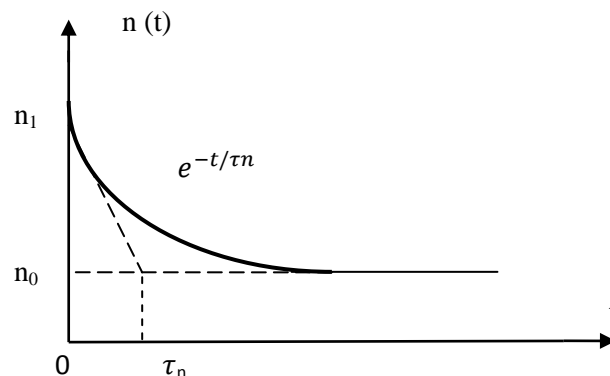


Fig. (I.7)

c) Equation de Poisson :

$$\nabla^2 V(x, y, z) = -\frac{1}{\epsilon} \rho(x, y, z) \quad (I.21)$$

et l'intégration de cette équation nous permet de calculer la variation du potentiel dans un semi-conducteur à partir de la charge d'espace qui est donnée à la température ambiante par la relation suivante :

$$\rho = e (N_d - N_a + p - n) \quad (I.22)$$

d) Affinité électronique :

On définit l'affinité électronique d'un semi-conducteur comme étant l'énergie qu'il faut fournir à un électron situé dans le bas de la bande de conduction pour l'amener au niveau du vide avec une vitesse nulle.

$$e\chi = N_V - N_C \quad (I.23)$$

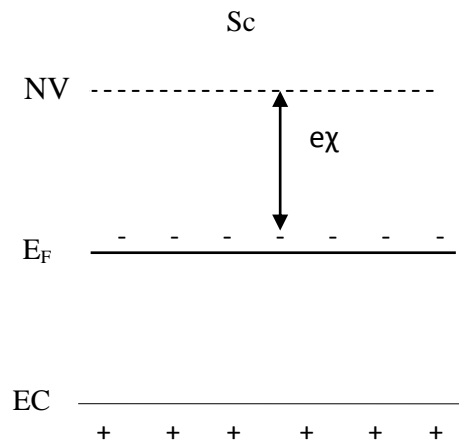


Fig. (I.8)

HOMOJONCTION ET HETEROJONCTIONS

II.1.Homojonction

II.1.1. La jonction p-n :

Une jonction p-n est formée lorsqu'on met un semi-conducteur de type p et de type n en contact. Lorsqu'on les met en contact, tout d'abord leurs quasi-niveaux de Fermi ne sont pas alignés, comme le montre la figure (II-1). Des électrons du côté n diffusent sur le côté p et des trous du côté p diffusent sur le côté n ce qui mènent à une situation d'équilibre car les accepteurs sur le côté p, chargés négativement, et les donneurs sur le côté n, chargés positivement, créent un champ électrique opposé. Dans cette situation les quasi-niveaux de Fermi sont continus comme le montre la figure (II-2). Lorsque la jonction p-n est polarisée en direct le champ électrique est diminué ce qui permet que plus d'électrons et de trous puissent diffuser à travers la jonction. Ils peuvent se recombiner soit non-radiativement ou radiativement (Fig. II.3), dans une petite région de déplétion où ils existent les deux en même temps.

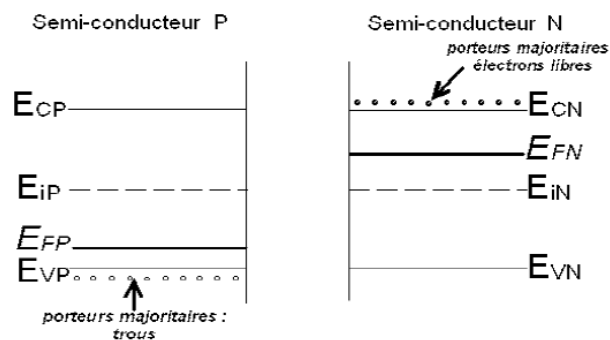


Fig.(II-1):schéma des bandes avant le contact

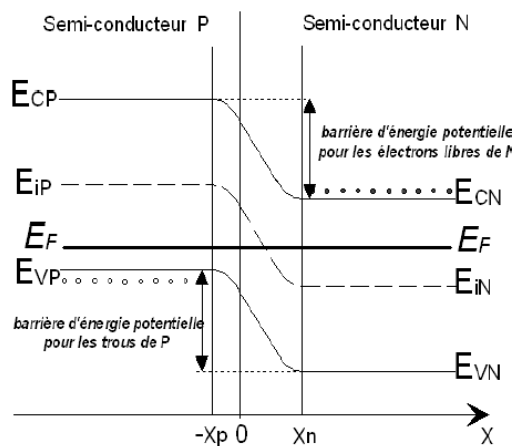


Fig. (II.2):schéma des bandes à l'équilibre après le contact

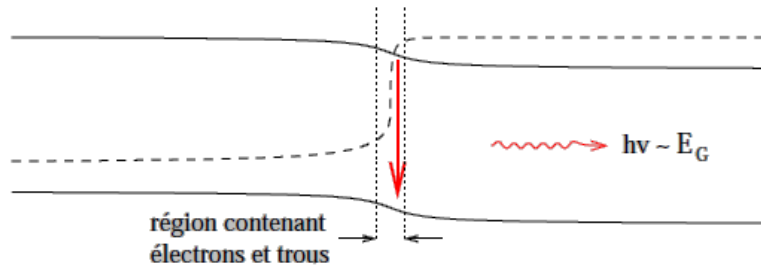


Fig. (II.3) : Diagramme de bande d'une homojonction pn avec la polarisation.

II.1.2. Jonction abrupte à l'équilibre thermodynamique :

Dans le modèle de la jonction abrupte, la différence $N_d - N_a$ entre l'excédent de donneurs dans la région de type n (N_d) et l'excédent d'accepteurs dans la région de type p (N_a), passe brutalement d'une valeur négative dans la région de type p à une valeur positive dans la région de type N (fig. II.4).

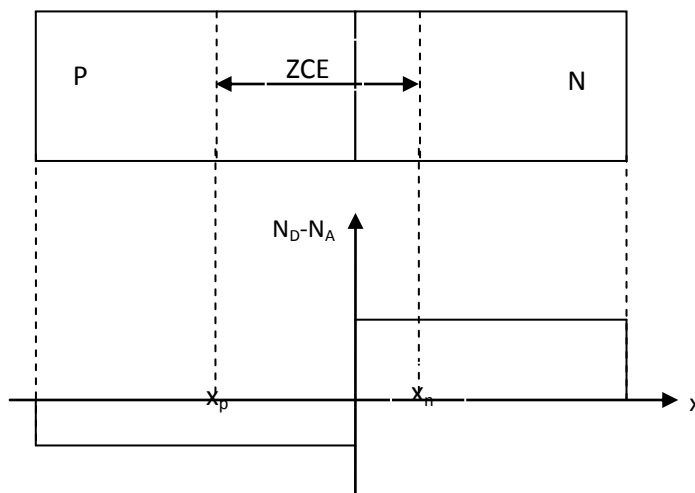


Fig. (II.4) : Jonction PN à l'équilibre thermodynamique.

Les trous, majoritaires dans la région de type p, diffusent vers la région de type n. La recombinaison des porteurs libres de part et d'autre de la jonction fait apparaître une zone de charge d'espace (ZCE ou zone de déplétion) résultant de la présence de donneurs et d'accepteurs ionisés, dont les charges ne sont plus intégralement compensées par celles des porteurs libres. Il s'établit alors, au voisinage de la jonction métallurgique, un champ électrique qui s'oppose à la diffusion des porteurs majoritaires.

L'équilibre thermodynamique est atteint, lorsque la force électrique (résultant de l'apparition du champ), équilibre la force de diffusion associée aux gradients de concentration de porteurs libres.

II.1.3. Zone de charge d'espace (ZCE) :

Nous supposons que dans chacune des régions n et p, la conductivité est de nature extrinsèque, c'est-à-dire que les conditions $(N_d - N_a) \gg n_i$ et $(N_a - N_d) \gg n_i$ sont remplies dans chacune des régions respectives.

Nous appelons N_d l'excédent de donneurs dans la région de type n et N_a l'excédent d'accepteurs dans la région de type p. De plus, si on suppose que tous les donneurs et accepteurs sont ionisés, la charge d'espace dans chacune des régions de la jonction s'écrit :

$$\rho = [- + \rho - \rho] \quad (\text{II.1})$$

En raison de la présence du champ électrique, la diffusion-recombinaison de porteurs est limitée au voisinage de la jonction. Loin de cette dernière, c'est-à-dire dans les zones neutres ($\rho = 0$), les densités de porteurs libres sont données par les expressions (II.2). La charge d'espace est représentée sur les figures (II.5) et (II.6). On note que du côté dopé n, la charge est positive car elle résulte de la présence de donneurs ionisés N_d , tandis que du côté dopé p, la charge résultant de la présence d'accepteurs ionisés N_a , est négative. Par ailleurs, on note que, les quantités totales des charges résultant de la recombinaison de paires électron-trou sont égales.

En raison de la présence d'un champ électrique interne dans la zone de charge d'espace, la densité de porteurs libres dans cette région est négligeable. En outre, les frontières entre la ZCE et les zones neutres de la jonction sont supposées abruptes. Pour cela, la charge $\rho(x)$ est exprimée par la relation (II.1).

$$\left. \begin{array}{ll} \rho = 0 & \text{Pour } x < x_p \text{ et } x > x_n \\ \rho = - & \text{Pour } x_p < x < 0 \\ \rho = & \text{Pour } 0 < x < x \end{array} \right\} (\text{II.2})$$

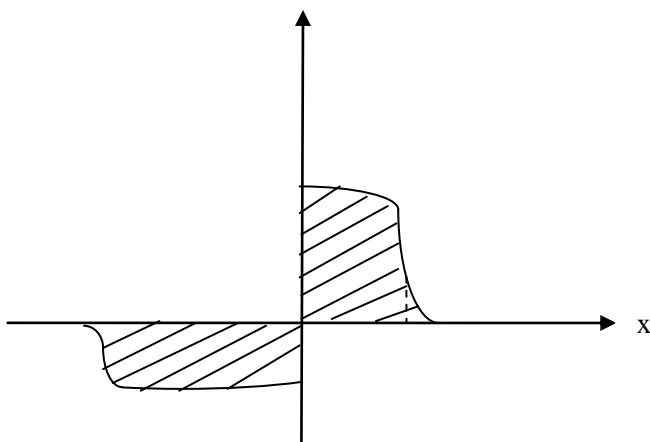


Fig. (II.5)

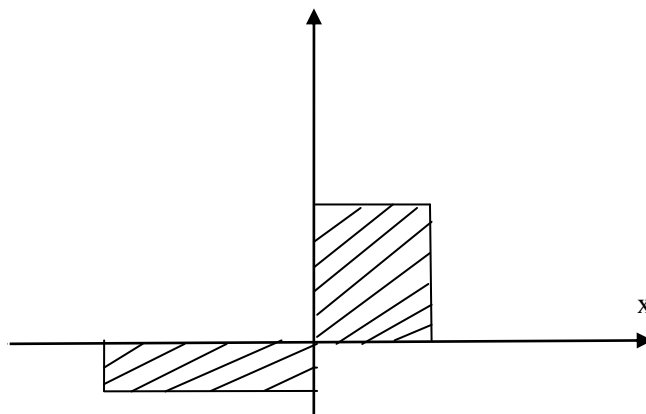


Fig. (II.6)

II.1.4. Tension de diffusion :

La présence d'une charge d'espace entraîne l'existence d'un champ électrique et d'une variation de potentiel. Le potentiel varie d'une valeur V_p dans la région neutre de type p à une valeur V_n dans la région neutre de type n voir la figure (II.4). La différence de potentiel entre ces deux régions constitue une barrière de potentiel que l'on appelle tension de diffusion, en raison du fait que c'est la barrière qui équilibre les forces de diffusion. $V_D = V_n - V_p$.

On peut calculer la tension de diffusion en écrivant que le courant dû aux électrons libres qui traversent la jonction est nulle. Ce courant peut être considéré comme la somme d'un courant de diffusion J_d entraîné par les électrons qui diffusent de N vers P et d'un courant de conduction J_c dont le champ électrique E est responsable. La tension de diffusion est donnée par :

$$= \bar{z}. \quad (II.3)$$

Cette tension dépend des dopages N et P et aussi de la température.

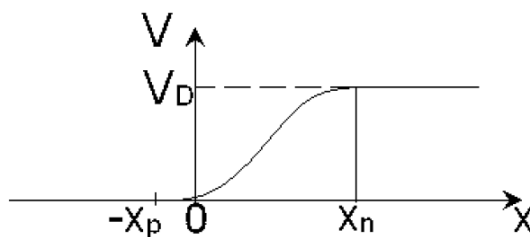


Fig. (II.7) : variation du potentiel dans la ZCE d'une jonction PN

II.1.5. Potentiel et champ électrique dans la zone de charge d'espace :

La forme générale de la densité de charge dépend essentiellement du profil de dopage de la jonction. Dans le cas idéal, On peut déduire aisément la forme du champ électrique $E(x)$ ainsi que du potentiel $V(x)$ par application des équations de l'électrostatique. En effet le potentiel $V(x)$ et le champ électrique $E(x)$ s'expriment en fonction de la densité de charge $\rho(x)$ par :

$$\frac{\rho}{\epsilon} = -\frac{1}{\epsilon} \text{div}(\epsilon \vec{E}) \quad \text{loi de Gauss} \quad (\text{II.4})$$

$$\vec{E} = -\text{grad} V \quad \text{Expression du champ} \quad (\text{II.5})$$

De plus la neutralité électrique globale du semi-conducteur impose la relation :

$$\int \rho dx = 0 \quad (\text{II.6})$$

II.1.6. Largeur de la zone de charge d'espace :

Si la jonction est très dissymétrique, avec par exemple $N_a \gg N_d$, la zone de charge d'espace se développe essentiellement dans la région la moins dopée, sa largeur est donnée par :

$$W \approx \sqrt{2 \left(\frac{\epsilon V}{q N_d} \right)} \quad (\text{II.7})$$

II.1.7. Jonction abrupte polarisée :

Lorsque l'on polarise la jonction, on modifie la barrière de potentiel et par suite la diffusion de porteurs d'une région vers l'autre.

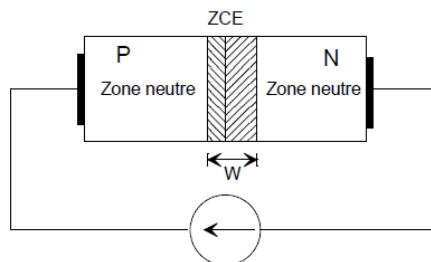


Fig. (II.8):jonction PN polarisée

Lorsque la tension de polarisation V est positive, la différence de potentiel entre les régions n et p au niveau de la jonction, devient

$$- = - \quad (\text{II.8})$$

et la hauteur de la barrière de potentiel n'est plus suffisante pour arrêter la diffusion de porteurs comme le montre la figure (II-9). Les électrons diffusent de la région n vers la région p, et les trous de la région p vers la région n. La diode est polarisée dans le sens direct, le courant direct circule de la région p vers la région n.

Lorsque la tension de polarisation V est négative, la différence de potentiel aux bornes de la zone de charge d'espace est augmentée :

$$- = + \parallel \quad (\text{II.9})$$

et la hauteur de la barrière de potentiel devient :

$$(+) \quad (\text{II.10})$$

L'équilibre entre le courant de conduction et le courant de diffusion est rompu mais cette fois au profit du courant de conduction. La diffusion de porteurs majoritaires est bloquée, seuls les porteurs minoritaires qui atteignent la zone de charge d'espace, passent dans la région opposée, propulsés par le champ électrique. La diode est polarisée dans le sens inverse, le courant inverse circule de la région n vers la région p. En raison des différences de densités entre les porteurs majoritaires et les porteurs minoritaires, le courant inverse est considérablement plus faible que le courant direct.

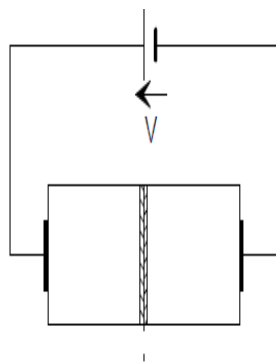


Fig. (II.9). Polarisation directe

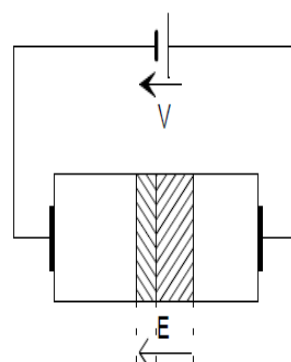


Fig. (II.10). Polarisation inverse

II.1.8. Distribution de porteurs :

a) densités de porteurs aux limites de la zone de charge d'espace :

À l'équilibre thermodynamique, on a l'égalité des courants de conduction et de diffusion. Lorsque la jonction est polarisée, le champ électrique à l'intérieur de la zone de charge est modifié, les courants d'électrons et de trous s'écrivent :

$$j_n = q n v_n + q D_n \frac{dn}{dx} \quad (\text{II.11})$$

$$j_p = -q p v_p - q D_p \frac{dp}{dx} \quad (\text{II.12})$$

En régime de faible injection, on peut négliger les courants j_n et j_p devant leurs composantes les équations deviennent alors :

$$j_n = 0 \quad (\text{II.13})$$

$$j_p = 0 \quad (\text{II.14})$$

à l'équilibre thermodynamique, ces équations s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} j_n &= 0 \\ j_p &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.15})$$

La densité d'électrons en $x=0$ est $n(0)$, pour calculer la densité d'électrons en $x=L$, on intègre l'équation (II.13) de $x=0$ à $x=L$. de même pour calculer la densité de trous en $x=L$ on l'intègre de $x=L$ à $x=0$. Considérons par exemple les électrons

$$\frac{0}{0} = \left(- \right) \quad (\text{II.16})$$

-En l'absence de polarisation, $V_n - V_p = V_d$, $n(x_n) = n_n$ et $n(x_p) = n_p$, l'expression (II.16) s'écrit :

$$\dots = \dots \quad (\text{II.17})$$

-En présence d'une polarisation : V , $V_n - V_p = V_d - V$, $n(x_n) = n_n$, $n(x_p) = n'_p$. L'expression (II.17) s'écrit :

$$\tau = \frac{(-)}{\dots} \quad (\text{II.18})$$

Ainsi en régime de faible injection, les densités de porteurs majoritaires ne sont pas affectées, les densités de porteurs minoritaires aux frontières de la zone de charge d'espace sont données par :

$$n(x_n) = n_n \exp(-V/V_T) \quad (\text{II.19})$$

$$p(x_p) = p_p \exp(V/V_T) \quad (\text{II.20})$$

En polarisation directe, V est positif, on obtient $>$ et $>$, des électrons sont injectés dans la région de type p et des trous dans la région de type n.

En polarisation inverse $<$ et $<$, des électrons sont extraits de la région de type p et des trous de la région de type n.

b) distribution des porteurs dans les régions neutres

Les porteurs majoritaires ne sont pas affectés. Considérons Les trous dans la région de type n, l'équation s'écrit :

$$\dots = -\frac{1}{\tau_p} \dots - \dots \quad (\text{II.21})$$

Où τ_p représente la durée de vie des trous dans la région de type n. Les régions neutres sont dopées et par suite relativement conductrices, de sorte que la tension aux bornes de ces régions est négligeable.

Le champ électrique dans ces régions est donc faible alors que parallèlement le gradient de la concentration de porteurs minoritaires y est important en raison du phénomène d'injection. Il en résulte que le courant $j_p(x)$ est essentiellement un courant de diffusion

$$j_p(x) = -qD_p \frac{dp(x)}{dx} \quad (\text{II.22})$$

L'équation (II.21) s'écrit alors

$$\frac{d^2 p(x)}{dx^2} - \frac{p(x)}{L_p^2} = 0 \quad (\text{II.23})$$

Si la polarisation de la jonction est constante, le régime est stationnaire de sorte que $\frac{dp(x)}{dt} = 0$, l'équation précédente s'écrit donc :

$$\frac{d^2 p(x)}{dx^2} - \frac{p(x)}{L_p^2} = 0 \quad (\text{II.24})$$

Où $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ est la longueur de diffusion des trous dans la région de type n de la jonction.

La solution de l'équation (II.24) est de la forme générale

$$p(x) = A e^{-x/L_p} + B e^{x/L_p} \quad (\text{II.25})$$

Les constantes A et B sont déterminées par les conditions aux limites. La distribution d'électrons dans la région de type p, sont données par :

$$\left. \begin{aligned} \text{Pour les trous, } p(x) &= \frac{p_n}{p_n - p_p} (p_n - 1) \left(\frac{x}{L_p} \right) \\ \text{Pour les électrons, } n(x) &= \frac{n_p}{n_p - n_n} (n_p - 1) \left(\frac{x}{L_p} \right) \end{aligned} \right\} (\text{II.26})$$

Où $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ et $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ représentent les longueurs des régions neutres de type n et de type p respectivement.

Les distributions de porteurs dans les régions neutres sont représentées sur la figure (II.12)

Dans l'hypothèse de faibles injections, les densités de porteurs majoritaires sont constantes. Les densités de porteurs minoritaires décroissent dans chacune des régions à partir de la zone de charge d'espace et les majoritaires dans chacune des régions.

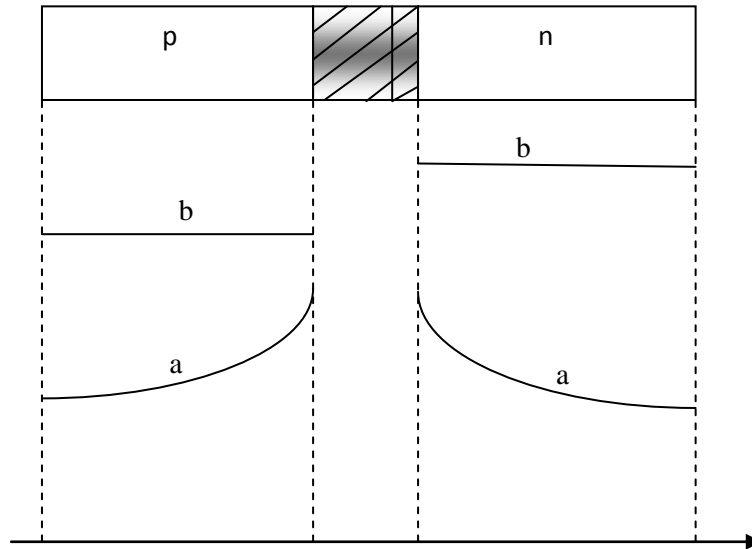


Figure (II.11) : distribution des porteurs minoritaires

c) Courants de porteurs minoritaires

Les courants de trous dans la région de type n et d'électrons dans la région de type p sont des courants de diffusion. Ils sont par conséquent donnés respectivement par :

$$\left. \begin{aligned} J_p(x) &= -eD_p \frac{d_p}{dx} \\ J_n(x) &= -eD_n \frac{d_n}{dx} \end{aligned} \right\} \text{(II.27)}$$

En explicitant $\frac{d_p}{dx} = \frac{d_n}{dx}$ dans les expressions précédentes on obtient par simple dérivation

-pour / et / quelconques

$$\begin{aligned}
 &= \frac{2}{(-)} (\bar{-1}) ((-)/) \\
 &= \frac{2}{(-)} (\bar{-1}) ((-)/)
 \end{aligned}
 \left. \vphantom{\begin{aligned} &= \frac{2}{(-)} (\bar{-1}) ((-)/) \\ &= \frac{2}{(-)} (\bar{-1}) ((-)/) \end{aligned}} \right\} \text{(II.28)}$$

-pour \gg et \gg

$$\begin{aligned}
 &= \frac{2}{(-)} (\bar{-1})^{(-)/} \\
 &= \frac{2}{(-)} (\bar{-1})^{(-)/}
 \end{aligned}
 \left. \vphantom{\begin{aligned} &= \frac{2}{(-)} (\bar{-1})^{(-)/} \\ &= \frac{2}{(-)} (\bar{-1})^{(-)/} \end{aligned}} \right\} \text{(II.29)}$$

-pour \ll et \ll

$$\begin{aligned}
 &= \frac{2}{(-)} (\bar{-1}) \\
 &= \frac{2}{(-)} (\bar{-1})
 \end{aligned}
 \left. \vphantom{\begin{aligned} &= \frac{2}{(-)} (\bar{-1}) \\ &= \frac{2}{(-)} (\bar{-1}) \end{aligned}} \right\} \text{(II.30)}$$

Ces densités de courant sont représentées sur la figure (II-12). Dans le cas où la longueur d'une région est très inférieure à la longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans cette région, la distribution linéaire des porteurs excédentaires crée un courant de diffusion constant dans toute la région. Dans le cas contraire les courants de porteurs minoritaires ont disparu avant d'atteindre le contact correspondant.

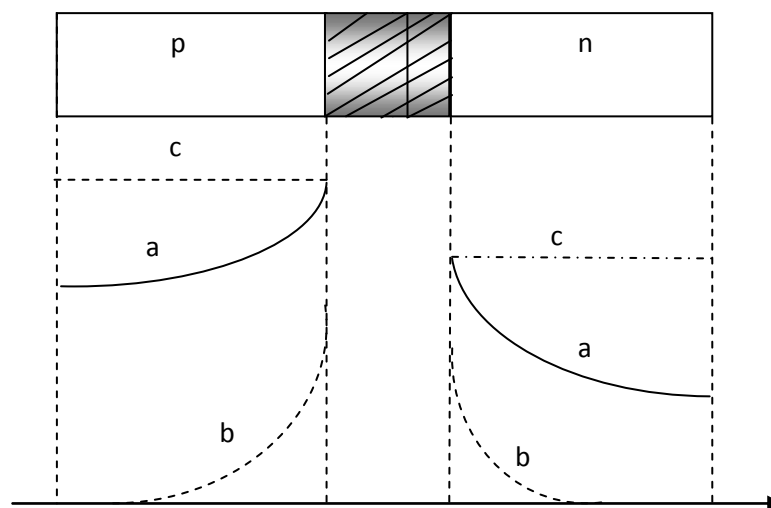


Fig. (II.12): Courant de porteurs minoritaires

d) Densité de courant – caractéristique :

Le courant total traversant la jonction est la somme des courants d'électrons et de trous en un même point. Pour calculer ce courant, supposons dans un premier temps que la zone de charge d'espace n'est le siège d'aucun mécanisme de génération – recombinaison. Les courants j_n et j_p sont alors constants à la traversée de cette zone, on peut donc écrire les égalités suivantes :

$$\left. \begin{aligned} j_n &= j_{n0} \\ j_p &= j_{p0} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.31})$$

Les expressions précédentes permettent de calculer $j_n(x_p)$ d'une part et $j_p(x_n)$ d'autre part. On peut donc compte tenu des relations (II.31) connaître les courants d'électrons et de trous en un même point, x_n ou x_p . Le courant total qui est constant c'est-à-dire indépendant de x , est alors donné par :

$$j = j_n + j_p = j_{n0} + j_{p0} = j_0 + j_0 = 2j_0 \quad \text{En faisant } x = x_n \text{ dans les expressions}$$

de j_n , et $x = x_p$ dans les expressions de j_p , on obtient :

$$j = j_0 (e^{qV_a/kT} - 1) \quad (\text{II.32})$$

La caractéristique de la diode est représentée sur la figure (II.13).

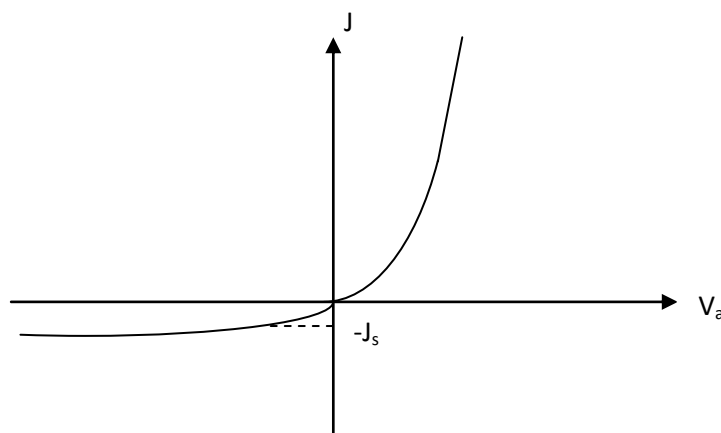


Fig. (II-13) la caractéristique de la diode
 En polarisation inverse, $V_a < 0$, dès que $|V_a| \gg kT/q$, l'exponentielle négative devient négligeable devant 1 et le courant atteint une valeur constante $j = -j_s$, appelé courant de saturation de la diode. En

polarisation directe, $\eta > 0$ dès que $\eta > 1$, l'exponentielle positive devient très supérieure à 1 et le courant s'écrit : $J = J_0 e^{\eta}$.

Lorsque v_a devient comparable à V_d , on peut montrer par l'équation $\frac{J}{J_0} = e^{\eta} - \frac{J_0}{J_0}$, que le courant devient alors proportionnel à η^2 .

On peut en déduire facilement les courants de porteurs majoritaires en écrivant que le courant total est conservatif. La densité de courant total est indépendante de x et s'écrit :

$$J = J_n + J_p. \quad (\text{II.33})$$

II.1.9. Jonction à profil de dopage quelconque :

Dans la jonction abrupte, les régions n et p sont dopées de manière homogène et le semi-conducteur change brutalement de type en $x = 0$. Nous allons considérer le cas où le profil de dopage est quelconque, avec toute fois une variation suffisante brutale à l'interface pour assurer la formation d'une zone de charge d'espace.

Pour simplifier les calculs nous supposons que les longueurs d_n et d_p des régions de type n et de type p sont très faibles devant les longueurs de diffusion l_p et l_n des porteurs minoritaires.

Régions n et p très courtes :

L'hypothèse $d_n \ll l_n$ et $d_p \ll l_p$ permet de supposer que les porteurs minoritaires traversent les régions neutres sans se recombiner et par suite leurs distributions dans ces régions sont linéaires. En conséquence les courants J_n et J_p peuvent être supposés constants.

Considérons la région de type n de la jonction, l'hypothèse de faibles injections implique

$$n(x) = N_d(x) \quad \text{et} \quad p(x) \ll n(x).$$

Les densités de courant dans cette région s'écrivent :

$$0 = \left(\begin{matrix} 0 & 0 & -\frac{J_p}{q} \end{matrix} \right) \quad \left. \vphantom{\begin{matrix} 0 \\ 0 \\ -\frac{J_p}{q} \end{matrix}} \right\} (\text{II.34})$$

$$0 = \left(0 \quad 0 + \frac{0}{0} \right)$$

Les conditions $d_n \ll l_p$ et $d_p \ll l_n$ entraînent que les courants J_n et J_p sont indépendants de x .

Si en outre on néglige les phénomènes de génération-recombinaison dans la zone de charge d'espace, ces courants sont constants dans toute la structure de sorte que le courant total est donné par :

$$= + \text{ soit } = (-1) \quad (\text{II.35})$$

II.2.Hétérojonctions :

II.2.1.Notions essentielles liées aux hétérostructures:

L'étude d'une hétérostructure sera identique à celle des homojonctions : Nous partirons des deux jonctions isolées et nous les rapprocherons pour comprendre la structure à l'équilibre. Lorsqu'on étudie une jonction PN classique on associe deux quasi-niveaux de Fermi aux deux semi-conducteurs: chaque pseudo-niveau de Fermi est référencé par rapport à la bande de conduction et à la bande de valence. Par exemple, Lors de l'étude d'un contact métal-semi conducteur, il est difficile de référencer le niveau de Fermi du métal. Lors de l'association de deux semi-conducteurs différents, les gaps sont différents: il est donc plus commode de se référencer par rapport aux bandes de conduction et de valence. Il est donc courant de référencer les bandes d'énergie par rapport au niveau du vide (NV).

a)Travail de sortie ($q\phi$) :

Le travail de sortie d'un métal est l'énergie nécessaire qu'il faut fournir à un électron pour l'amener du niveau de Fermi au niveau du vide avec une vitesse nulle, il est donné par:

$$q\phi = N_v - E_F \quad (\text{II.1})$$

b) affinité électronique($q\chi$) :

On définit l'affinité électronique d'un semi-conducteur comme étant l'énergie qu'il faut fournir à un électron situé dans le bas de la bande de conduction pour l'amener au niveau du vide avec une vitesse nulle ; elle est donnée par :

$$q\chi = N_V - E_C \quad (\text{II.2})$$

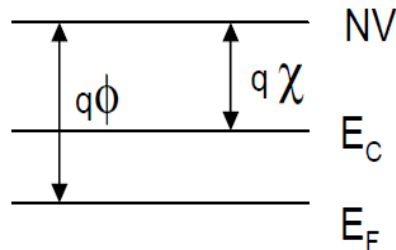


Fig. (II.2). Travail de sortie et affinité

On distingue deux grands types de jonctions électroniques dans un semi-conducteur. Les matériaux différents : le contact métal semi-conducteur et la jonction formée par deux semi-conducteurs différents.

II.2.2. contact métal semi-conducteur (MS) :

Ce contact est aussi appelé jonction (ou contact) Schottky. Lorsqu'un métal et un semi-conducteur sont mis en contact, il se développe à l'interface une barrière de potentielle donnée par l'expression : $E_b = q\phi_m - q\chi_s$ (II.3)

Où $q\phi_m$: travail de sortie de métal.

$q\chi_s$: affinité électronique du semi-conducteur.

La structure des bandes d'énergie au voisinage de l'interface est conditionnée par la différence des travaux de sortie.

II.2.3. Etude à l'équilibre :

Diagramme des bandes :

a) cas où $\phi_m = \phi_s$:

Lorsque les travaux de sortie du métal et celui du semi-conducteur sont égaux, les niveaux de Fermi du métal (E_{Fm}) et celui du semi-conducteur (E_{Fs}) s'alignent quand le contact est réalisé. Fig. (II.2).

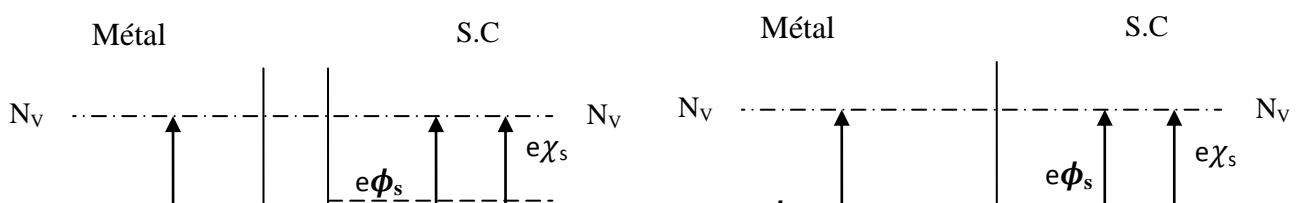


Fig. (II.2) diagramme des bandes avant et après le contact

Dans le semi-c $\phi_m < \phi_s$ les bandes de valence et de conduction restent droites. Le système est dit en régime de bandes plates, les niveaux de Fermi étant alignés avant et après le contact, l'équilibre thermodynamique est atteint sans échange de porteurs.

Nous allons passer à l'étude du cas où $\phi_m > \phi_s$, nous pourrions alors adopter un raisonnement analogue pour le cas $\phi_m < \phi_s$.

La figure (II.3) expose l'allure du diagramme des bandes d'énergies et permet de comprendre le fonctionnement qualitatif de l'établissement de l'équilibre d'une jonction Schottky. il faut remarquer que le type du semi-conducteur n'est précisé que dans le dernier schéma. il n'est pas nécessaire de connaître le type du semi-conducteur pour déterminer l'allure des bandes d'énergie. En revanche, le type du dopage permet de déterminer la nature de la zone de charge d'espace de la jonction (accumulation ou zone de désertion).

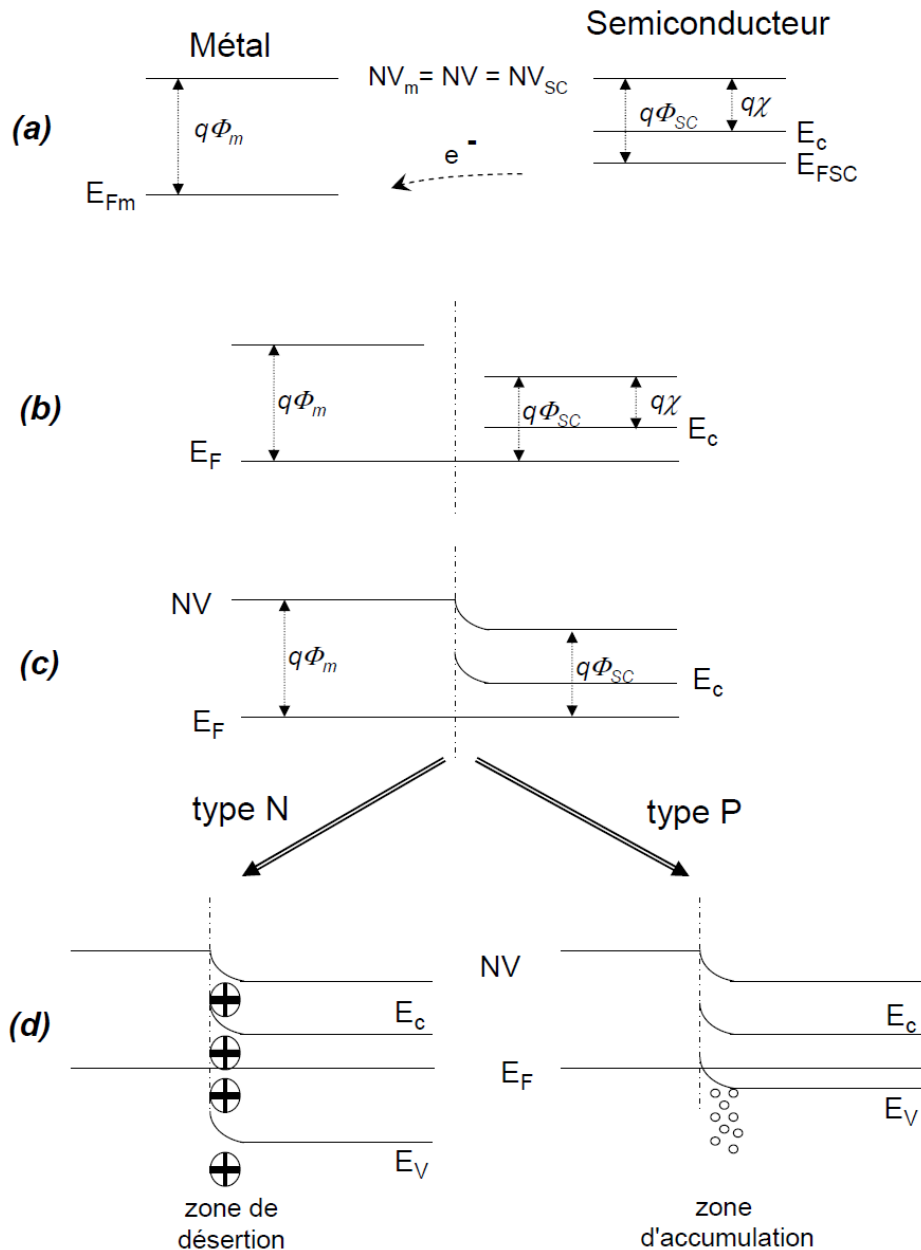


Fig. (II.17) Etablissement de l'équilibre thermodynamique d'une jonction Schottky dont $\phi_m < \phi_s$. (a) deux matériaux isolés ;(b) diagramme loin de la jonction;(c)diagramme complet;(d) étude des deux cas: semi-conducteur de type Net P

Considérons un barreau de métal et un barreau de semi-conducteur isolés l'un de l'autre (cas(a)).chaque système est caractérisé par son propre niveau de Fermi. Les deux niveaux du vide sont alignés. Les deux quasi-niveaux de Fermi ne sont pas alignés, puisque les travaux de sortie des deux matériaux sont différents. Lorsqu'on rapproche les deux barreaux, ils peuvent échanger des électrons pour atteindre une situation d'équilibre, afin que les quasi-niveaux de Fermi s'alignent.

Loin de la jonction l'équilibre initial est maintenu. Côté métal le niveau du vide et le niveau de Fermi sont séparés d'un écart d'énergie $q\phi_m$. Côté semi-conducteur, loin de la jonction, la bande de conduction et le niveau du vide sont séparés du niveau de Fermi par $q\phi_s$ et $q\chi_s$. (Cas (b)).

Proche de la jonction la situation est différente. Sur la figure (a), nous pouvons constater que le quasi niveau de Fermi du semi-conducteur est au dessus du quasi-niveau de Fermi du métal : il va donc y avoir une diffusion des électrons du semi-conducteur vers le métal. Cette diffusion va permettre un alignement des deux quasi-niveaux de Fermi pour permettre d'atteindre un état d'équilibre. La densité d'état étant beaucoup plus élevée dans le métal que dans un semi-conducteur, les électrons diffusés vont se trouver localisés dans le métal en surface uniquement. Les bandes d'énergies, côté métal resteront identique à l'équilibre initiale. Le départ des électrons provenant du semi-conducteur va en revanche provoquer une modification des bandes d'énergies côté semi-conducteur, ceci est représenté sur la figure (c).

Deux cas sont à envisagés : le semi-conducteur est soit de type N, soit de type P. Si par exemple, le semi-conducteur est de type N (fig. (d)), le départ des électrons proche de la jonction, va définir une zone de désertion (les atomes donneurs ne sont plus compensés par des électrons). Cette zone est chargée positivement. Si au contraire, le semi-conducteur est de type P, les électrons vont diffusés également vers le métal. Ces porteurs étant minoritaires, le semi-conducteur va générer des paires électrons-trous pour compenser ce départ et tenter de restaurer l'équilibre initial. Les électrons générés vont diffusés vers le métal. On a donc un surplus de trous : une zone d'accumulation de trous apparaît en surface. Cette zone est chargée positivement.

La figure (II.4) montre le même résonnement avec $\phi_m < \phi_s$

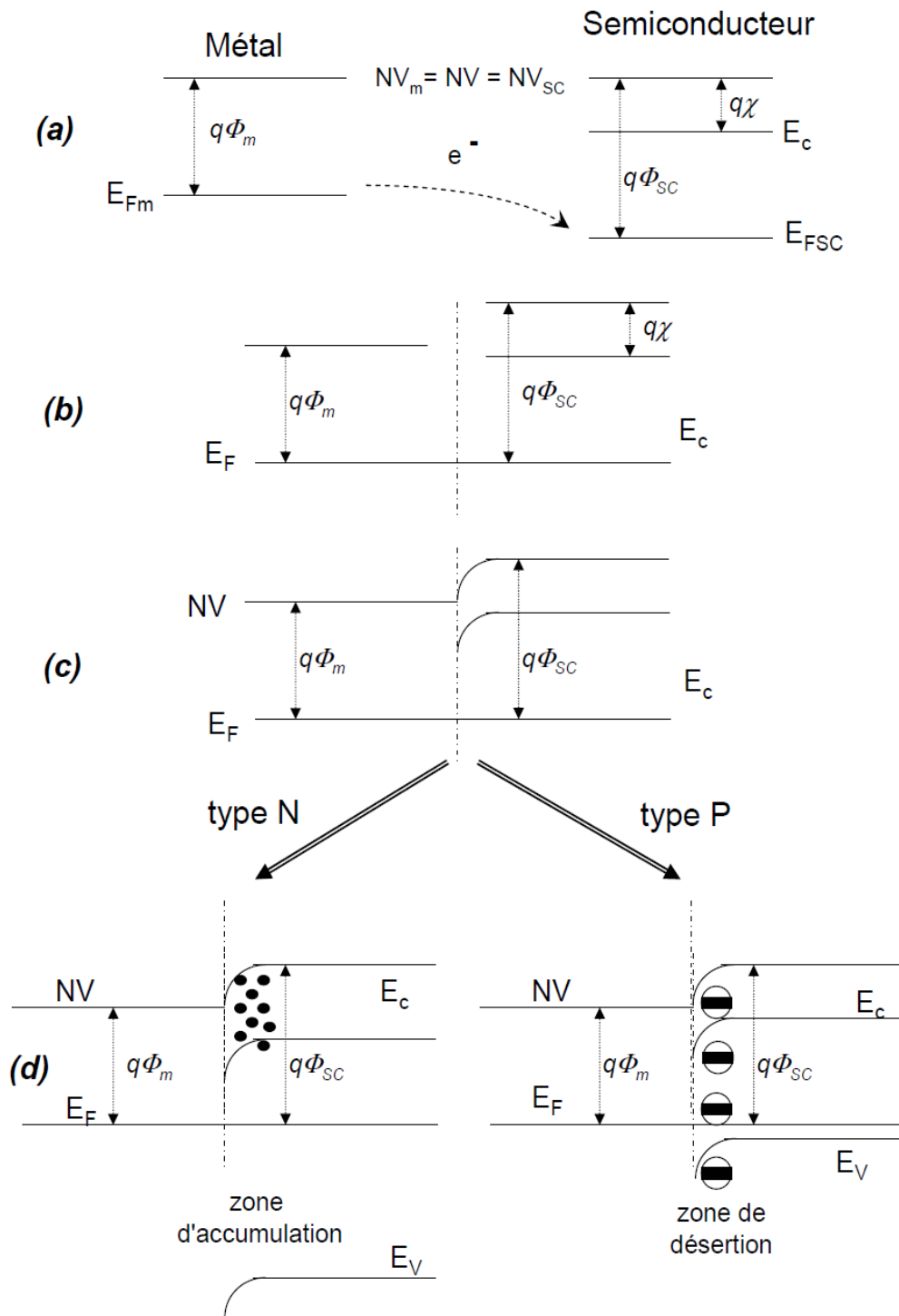


Fig. (II.4) Etablissement de l'équilibre thermodynamique d'une jonction Schottky dont $\phi_m > \phi_s$ (a) deux matériaux isolés; (b) diagramme loin de la jonction ;(c)diagramme complet; (d) étude des deux cas: semi-conducteur de type N et P

II.2.4. Etude des courants à l'équilibre :

À l'équilibre on distingue trois grands types de courants dans une jonction Schottky :

➤ a) Le courant thermoélectronique:

Il provient des électrons (ou des trous) de la zone quasi-neutre et du métal, ayant une énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel. C'est par agitation thermique que certains électrons (ou des trous) peuvent passer au dessus de cette barrière. (Fig. II.5)

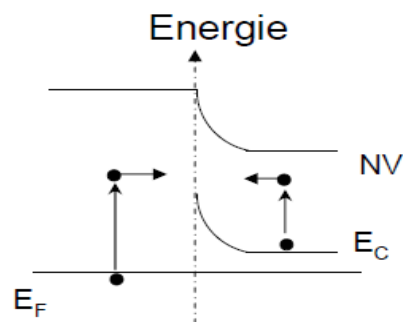


Fig. (II.5) courants thermoélectroniques

➤ b) Le courant tunnel :

Les porteurs passent à travers la barrière de potentiel si elle est suffisamment étroite. Ce processus prédomine dans le cas où le semi-conducteur est fortement dopé. (Fig. II.6)

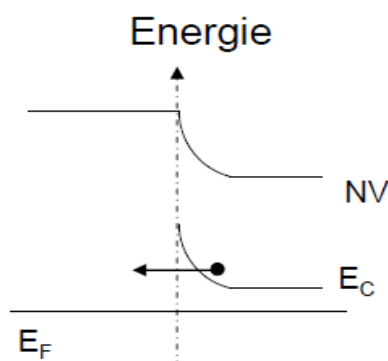


Fig. (II.6) courant tunnel

➤ **c) Le courant mixte (thermoélectronique et tunnel) :**

Certains électrons peuvent avoir une énergie inférieure à celle de la barrière de potentiel et passer à travers par effet tunnel ce courant est plus difficile à évaluer.

(Fig. II.7).

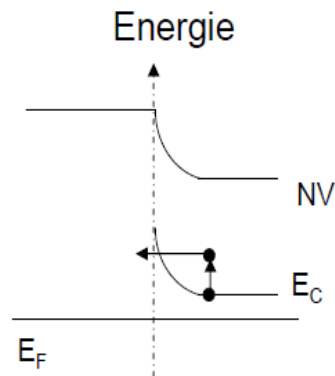


Fig. (II.7) Courant tunnel assisté par agitation thermique

II.2.5. les hétérojonctions semi-conducteur 1 et 2 (SC_1/SC_2) :

a) Définition :

Une hétérojonction est une jonction formée avec deux semi-conducteurs différents. Lorsque ces deux derniers sont de même type (N ou P), l'hétérojonction est dite isotype dans le cas contraire elle est anisotype.

Pour obtenir une hétérojonction on fait croître une couche d'un semi-conducteur 2 sur un semi-conducteur 1. Cette opération demande que les deux semi-conducteurs choisis possédant les paramètres cristallins voisins et des coefficients de dilatation thermique proches.

b) Diagramme des bandes d'énergie loin de la jonction :

Considérons dans ce cas, l'affinité électronique $q\chi_1$ du semi-conducteur 1 est supérieure à celle de $q\chi_2$ du semi-conducteur 2 mais E_{g1} est inférieure à E_{g2} . Les diagrammes énergétiques pour les deux semi-conducteurs sont représentés sur la figure (II.8). Lorsqu'ils sont séparés, la distribution des électrons dans chacun d'eux est indépendante de l'autre et les positions du niveau Fermi ne sont pas alignées.

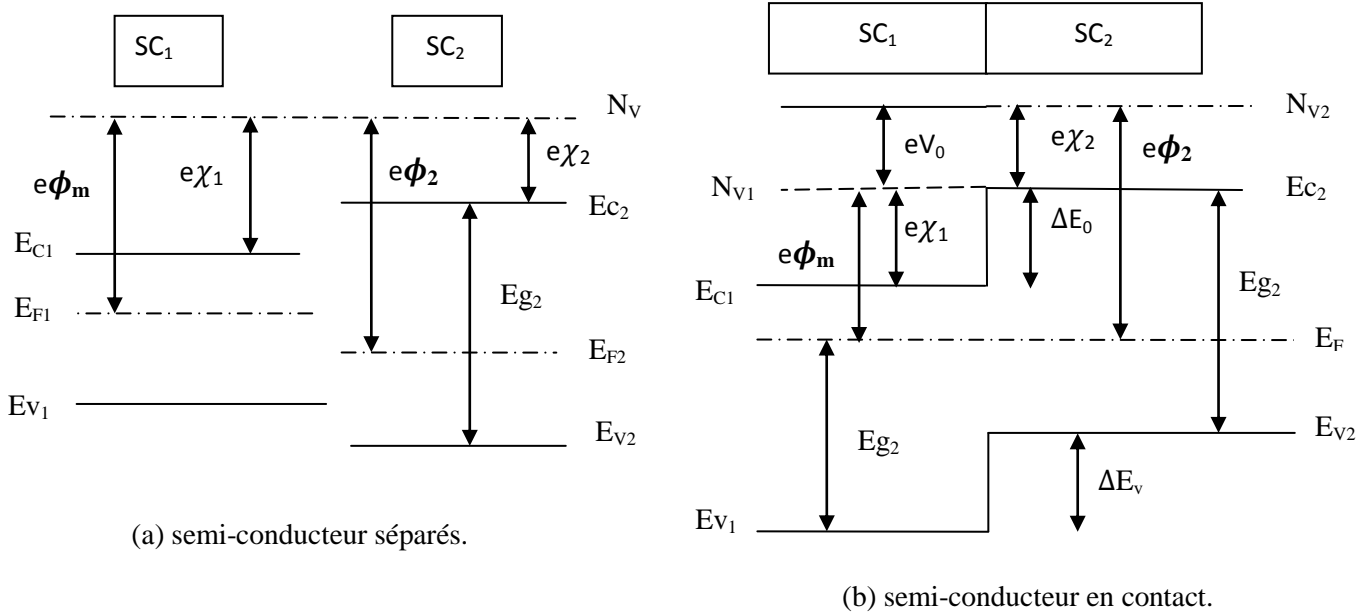


Fig. (II.8) diagrammes énergétiques

Les diagrammes d'énergies des deux semi-conducteurs isolés sont illustrés sur la figure (II.8.a). Par rapport au niveau du vide (N_V) on a :

$$\Delta E_v = q (\chi_1 - \chi_2)$$

$$\Delta E_v = (E_{g1} - E_{g2}) - \Delta E_c$$

La différence d'énergie entre l'électron dans le vide au voisinage du semi-conducteur 1 et l'électron dans le vide au voisinage du semi-conducteur 2 est :

$$NV2 - NV1 = q (\phi_2 - \phi_1)$$

La différence de potentiel entre les deux semi-conductrices fig. (II.8.b), c'est-à-dire la tension V_d est donnée par : $V_d = \phi_2 - \phi_1$

c) Diagramme énergétique au voisinage de la jonction :

Lorsqu'on rapproche les deux semi-conducteurs jusqu'à l'établissement d'une hétérojonction, ils échangent des porteurs. Cet échange s'effectue au niveau de l'interface et fait apparaître une charge d'espace à laquelle est associée une barrière de potentiel (tension de diffusion V_d) qui arrête la diffusion des porteurs et définit l'état d'équilibre.

A cause de la différence des travaux de sortie, les électrons diffusent du semi-conducteur à plus faible travail de sortie vers le semi-conducteur à plus fort travail de sortie. Cette diffusion entraîne l'apparition d'une ZCE dans le semi-conducteur à faible travail de sortie.

La figure (II.9) illustre les bandes d'énergie quand les électrons du semi-conducteur 1 ont diffusé dans le semi-conducteur 2 et que les trous sont transférés dans l'autre sens jusqu'à ce que les niveaux de Fermi soient alignés. Une charge d'espace négative apparaît dans le semi-conducteur 2. Pour la bande de valence, à gauche de l'interface, il se forme une zone de déplétion et à droite un pic. La courbure des bandes indique l'existence d'un potentiel de diffusion de chaque côté de la jonction.

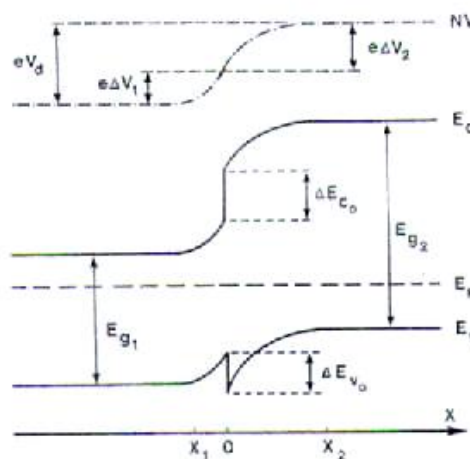


Fig. (II.9) diagramme d'énergie au voisinage de l'interface

DIODE LASER A HOMOJONCTION ET A HETEROJONCTION

III.1. Diodes laser à homojonction :

III.1.1. Définition de la diode laser

La diode laser est un transducteur électro-optique, appelée également diode électroluminescente. Cette dernière est réalisée à l'aide d'une jonction (PN) à base de semi-conducteurs. Différents types de diodes lasers existent, à savoir les diodes à homojonction, à double hétérojonctions, à puits quantiques, à cascades quantiques ainsi que les diodes à boîtes quantiques, les fils quantiques et les lasers à diode non pris en charge dans le présent travail.

La première description théorique des diodes lasers à semi-conducteur parait être celle de Basov en 1961 et ses premières réalisations (lasers à GaAs fonctionnant à $0.8\mu m$) ont été décrites en 1962, elle est de nos jours, un composant optoélectronique produit par quantité industrielle avoisinant plusieurs millions d'unités par an comme le stipule le tableau de la figure (III.1) qui représente les principales utilisations des diodes lasers selon la puissance et leurs longueurs d'onde.

Applications ⇔ Types ⇓	Télécom.	Enreg./Lecture	Imprimantes
$\lambda < 700 \text{ nm}$		10 000 1 000 k\$	2 100 200 k\$
$750 < \lambda < 950 \text{ nm}$ $P < 10 \text{ mW}$		67 000 000 74 000 k\$	
$750 < \lambda < 950 \text{ nm}$ $P > 10 \text{ mW}$	300 450 k\$		2 300 000 7 500 k\$
$950 < \lambda < 1550 \text{ nm}$	6 200 000 90 000 k\$		

Fig. (III-1) Quantités et chiffres d'affaires des principaux segments du marché mondial des diodes laser et principales utilisations.

III.1.2. Transitions entre états électroniques :

Les interactions entre rayonnement (photons) et matière (électrons) mis en jeu dans les diodes lasers sont représentées schématiquement sur la figure (III-2), on y distingue :

- L'émission *spontanée* est un processus au cours duquel, un électron transitant spontanément d'un niveau supérieur E_j vers un niveau inférieur E_i , émet un photon d'énergie $h\nu_{ij} = |E_j - E_i|$ (fig. III.2.a-).
- L'absorption (*stimulée*) est un processus au cours duquel des photons d'énergie $h\nu_{ij}$, déjà présents dans le milieu, communiquent leur énergie aux électrons d'un niveau inférieur (fondamental) E_i pour les ramener vers un niveau supérieur E_j (fig. III.2.b).

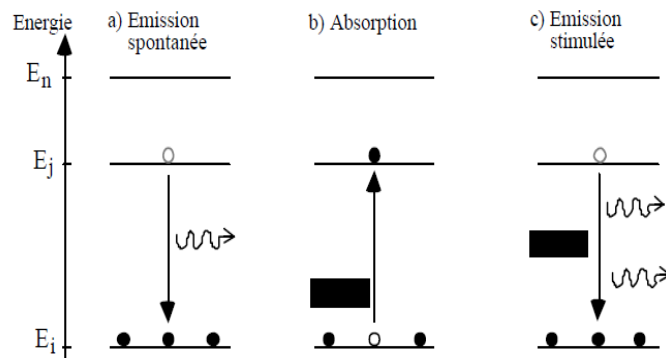


Figure (III.2) transitions entre états électroniques. E_n désigne le niveau d'énergie du vide

- L'émission *stimulée* (ou induite) :

C'est le phénomène inverse du précédent car la transition s'effectue d'un niveau supérieur (E_c pour les semi-conducteurs) vers un niveau inférieur (E_v pour les semi-conducteurs). Lors d'un choc inélastique entre un photon non absorbé, d'énergie $h\nu_{ij}$, et un électron se trouvant dans le niveau supérieur E_j , ce dernier transite vers un niveau inférieur E_i en émettant un second photon de mêmes caractéristiques (énergie, direction, polarisation et phase) que le premier (fig. III.2.c). L'énergie émise est telle que $h\nu_{ij} = |E_j - E_i|$. On remarque que l'énergie absorbée et l'énergie émise sont identiques.

L'émission stimulée, qui crée une polarisation de photons est le principe de base de laser. Cependant, l'émission stimulée et l'absorption sont deux phénomènes concurrents. Pour favoriser l'émission stimulée, il faut que la population du niveau excité E_j soit plus élevée que celle du niveau fondamental E_i . Cette situation d'inversion de population nécessite un mécanisme de pompage pour maintenir constante la population du niveau supérieur E_j , qui tend naturellement à se vider (émission spontanée).

III.1.3. Principe de fonctionnement d'une diode laser:

Le principe de fonctionnement d'une diode laser a été démontré pour la première fois en 1962. Les lasers à semi-conducteurs sont des diodes qui émettent une lumière cohérente par émission stimulée. Elle convertit l'énergie électrique appliquée entre la jonction en lumière. La longueur d'onde de sortie dépend de l'énergie de gap entre la jonction PN et donc des matériaux utilisés.

Dans les lasers classiques les états électroniques sont localisés et de spectre discret, dans les semi-conducteurs les niveaux d'énergie sont groupés dans des bandes permises où leur répartition est quasi-continue. Cette spécificité du semi-conducteur entraîne deux conséquences au niveau du laser. La première est que la condition classique d'inversion de population entre deux niveaux discrets, ($N_2 > N_1$) doit s'exprimer ici dans un formalisme adapté à la structure de bandes d'énergie. La deuxième conséquence résultant de la nature pseudo-continue des états dans les bandes permises, est que le rayonnement amplifié est en partie réabsorbé par des bandes.

Pour réaliser l'inversion de population, il faut donc créer beaucoup de paires électrons-trous dans le matériau. Divers processus tels que le bombardement électronique ou l'excitation optique, peuvent être utilisés. Dans les lasers à semi-conducteur, on injecte beaucoup d'électrons dans une région de type p, au moyen d'une jonction pn. La structure du laser est celle d'une diode électroluminescente, mais dont les régions de type n et p sont dégénérées. La région de type p est très dopée pour qu'à l'équilibre, le niveau de Fermi soit dans la bande de valence. La région de type n est très dopée pour que la densité d'électrons injectés dans la région de type p sous l'action de la tension de polarisation, soit telle que le pseudo-niveau de Fermi des électrons E_{Fc} soit dans la bande de conduction. En raison du processus d'excitation mis en jeu, les lasers à semi-conducteur sont appelés lasers à injection ou diodes lasers.

La configuration de la jonction est représentée sur la figure (III.3).

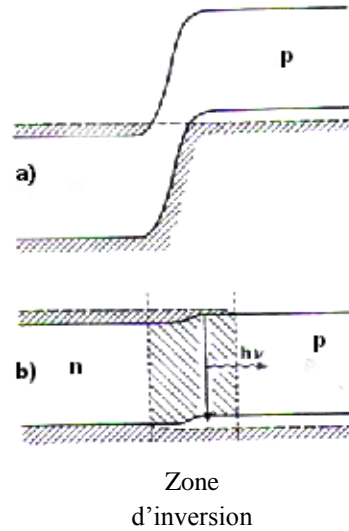


Fig. (III.3) : Diagramme énergétique d'une diode laser
 a) sans polarisation b) avec polarisation

III.1.4. Le gain :

Le gain, ou le coefficient d'amplification, du matériau est défini, comme le coefficient d'absorption, par la variation relative de la densité de rayonnement par unité de longueur, soit

$$g(E) = \frac{1}{\phi(E)} \frac{d\phi(E)}{dx} \quad (\text{III-1})$$

La variation du flux de photons au cours d'un trajet de longueur x dans le matériau est obtenue en intégrant l'expression précédente, soit :

$$\phi(E) = \phi_0(E)e^{g(E)x} \quad (\text{III-2})$$

Avec $g(E)$ représente indéfiniment le coefficient d'amplification et le coefficient d'absorption du matériau.

Le gain $g(E)$ est directement lié aux taux d'émission stimulée $r_{st}(E)$, où $r_{st}(E)$ représente le nombre de photons créés par émission stimulée, par unité de volume et unité de temps.

Le gain est directement proportionnel aux taux d'émission stimulée, de sorte que $g(E)$ est positif si la condition d'inversion de population $\Delta F > E$ est réalisée. Mais cette condition nécessaire n'est pas suffisante pour obtenir une réelle amplification du rayonnement. Il faut que $g(E)$ soit non seulement positif mais de plus, supérieur aux pertes. Ces pertes, qui n'existent pas dans les lasers conventionnels, sont dues au fait qu'un électron de la bande de conduction peut absorber le rayonnement $h\nu$ pour transiter vers un état d'énergie $E_2 = E_1 + h\nu$ dans la bande. Ce phénomène qui correspond à une absorption par les porteurs libres, est appelée effet Auger. Il se manifeste aussi dans la bande de valence. On le mesure par un coefficient $\alpha_p(E)$, que l'on appelle coefficient d'absorption par porteurs libres. On définit le coefficient net d'amplification du milieu par la différence :

$$A(E) = g(E) - \alpha_p(E) \quad (\text{III-3})$$

La condition de seuil du résonateur consiste à écrire que le coefficient net d'amplification, $A(E)$, est supérieur aux pertes de la cavité.

Pour une injection donnée, le taux d'émission stimulée $r_{st}(E)$ et par suite le gain $g(E)$, sont fonction de l'énergie E du rayonnement considéré. Le fonctionnement de la diode suivant la gamme spectrale considérée est résumé sur la figure (III.4), qui représente le gain $g(E)$, le coefficient d'absorption par porteurs libres α_p qui est sensiblement indépendant de E , et les pertes de la cavité.

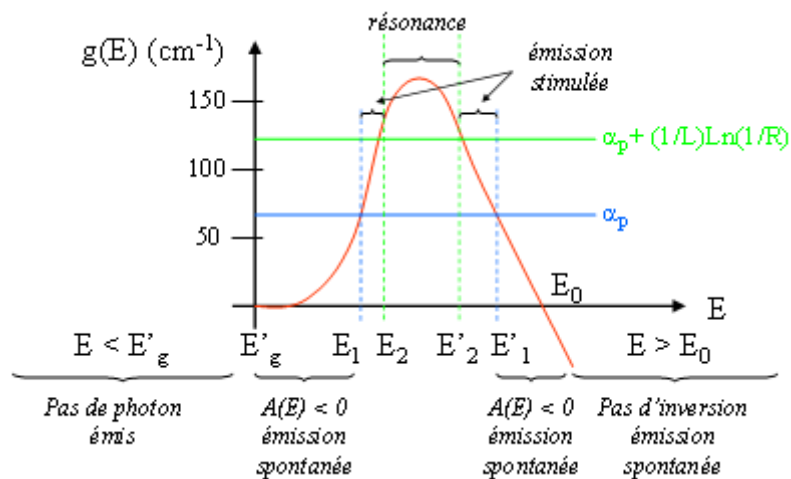


Fig. (III.4) : Distributions spectrales du gain et des pertes.

- Pour $E < E'_g$, l'énergie du rayonnement est inférieure au gap effectif du matériau, la diode n'émet aucun rayonnement.

- Pour $E > E_0$, (gE) est négatif, la condition d'inversion de population, n'est pas satisfaite, la diode émet à cette énergie, un rayonnement spontané.

- Pour $E'_g < E < E_0$, (gE) est positif la condition d'inversion de population est satisfaite. Dans les gammes $E_1 < E < E_2$ et $E'_2 < E < E'_1$, le gain est supérieur aux pertes par absorption ($(gE) > \alpha_p$), le milieu est amplificateur de ce type de rayonnement, la diode émet un rayonnement stimulé.

On obtient la position énergétique de la raie d'émission stimulée par rapport au spectre d'émission spontanée en dérivant cette expression par rapport à l'énergie

$$\frac{dr_{st}(E)}{dE} = \frac{dr_{sp}(E)}{dE} (1 - e^{(E-\Delta F/kT)}) - \frac{1}{kT} r_{sp}(E) e^{(E-\Delta F/kT)}. \quad (\text{III-4})$$

La position du maximum de la raie d'émission stimulée correspond à $\frac{dr_{st}(E)}{dE} = 0$,

l'équation (III-4) devient alors :

$$\left(\frac{dr_{sp}(E)}{dE}\right)_{rstmax} = \frac{1}{kT} r_{sp}(E) \frac{1}{e^{(E-\Delta F/kT)} - 1}. \quad (\text{III-5})$$

L'émission stimulée ne se produit qu'en régime d'inversion, c'est-à-dire lorsque la condition $\Delta F = E_{Fc} - E_{Fv} > E$ est vérifiée.

III.1.5. Caractéristiques spectrales :

L'évolution du spectre d'émission avec l'excitation est représentée sur la figure (III.5)

- ❖ Cas où $I < I_s$: spectre large ($\Delta\lambda = 30\text{mm}$) dominé par l'émission spontanée.
- ❖ Cas où $I = I_s$: le gain reste inférieur aux pertes. La puissance optique augmente et la largeur spectrale diminue sous l'effet de l'émission stimulée.
- ❖ Cas où $I > I_s$: Les différentes composantes spectrales correspondant aux modes longitudinaux de la cavité Fabry-Perot.

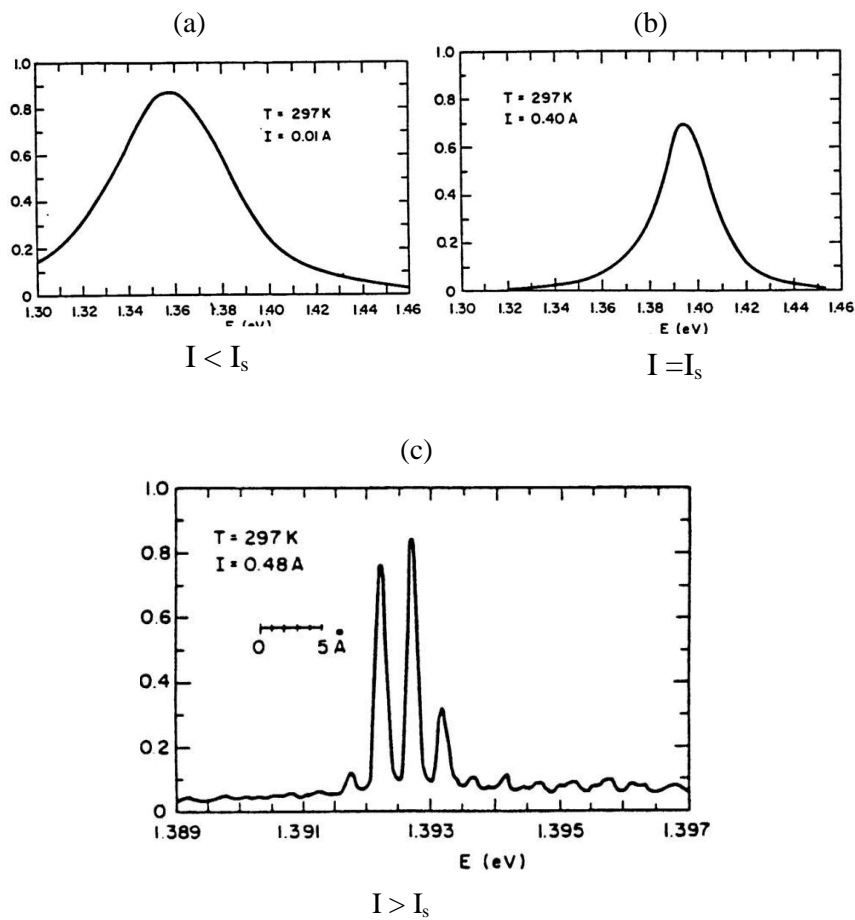


Fig. (III.5) : Evolution du spectre d'émission avec l'excitation ;

(a) $I < I_s$, (b) $I = I_s$, (c) $I > I_s$

III.1.6. Distribution spatiale du rayonnement :

Quand la diode est polarisée au dessus du seuil, la forte injection d'électrons se traduit par le fait que dans la zone active, le gain est supérieur aux pertes et l'indice de réfraction est légèrement supérieur à sa valeur nominale. Les variations du gain et de l'indice dans la direction normale au plan de la jonction sont représentées sur la figure (III.6). Le gain supérieur aux pertes dans la zone active, entraîne une amplification du rayonnement. La variation d'indice joue un rôle de guide d'onde et crée un confinement partiel des photons dans la zone active, en réduisant leurs étalements dans les régions de pertes.

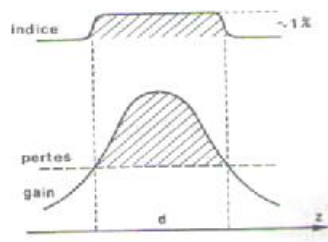


Fig. (III.6) : la variation du gain et de l'indice de réfraction

III.1.7. Courant de seuil :

L'intensité globale du rayonnement émis par la diode est fonction du courant exciteur. L'allure de la courbe de la variation de cette intensité est représentée en échelle linéaire sur la figure (III.7). A faible niveau d'injection, l'inversion de population n'est pas réalisée ou est insuffisante pour compenser les pertes par porteurs libres, elle est telle que $g(E) < \alpha_p$ pour toutes les valeurs de l'énergie. L'émission est alors spontanée, le rendement radiatif de la diode est sensiblement constant, l'intensité du rayonnement émis est proportionnelle à la densité de porteurs injectés c'est-à-dire au courant traversant la diode (région (a) de la Courbe).

Quand le courant devient supérieur à la valeur pour laquelle la condition $g(E) > \alpha_p$ est vérifiée pour une énergie E donnée, le gain à cette énergie devient alors supérieur aux pertes par porteurs libres et la diode amplifie le rayonnement spontané d'énergie E. La courbe d'émission globale présente alors une super-linéarité (région (b) de la courbe).

Enfin quand le courant devient égale à la valeur J_0 pour laquelle $g(E) > \alpha_p + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right)$, la diode oscille sur un seul mode, ensuite sur plusieurs. Le courant J_0 est appelé courant de seuil de la diode laser.

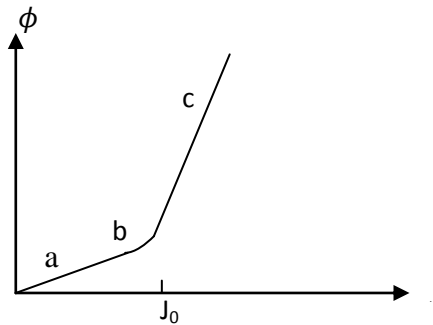


Fig. (III.7) régime :a) spontané, b) d'amplification, c) d'oscillation.

- Si la diode est polarisée par un courant constant inférieur aux courant de seuil, $j < j_0$, elle n'émet qu'un rayonnement spontané, la densité de photons par mode est négligeable, elle est donnée par : $n = \frac{J\tau_n}{ed}$ (III-6)

et par suite R_{sp} est le taux de recombinaison spontanée d'électrons et le taux d'émission spontanée de photons, il est donné par : $R_{sp} = \frac{n}{\tau_n} = \frac{J}{ed}$. (III-7)

Où d est l'épaisseur de la zone active, j la densité du courant traversant la jonction et τ_n représente la durée de vie des photons dans la cavité.

- Lorsque la diode est polarisée par un courant égal au courant de seuil, $J = J_0$ la densité d'électrons excédentaires est donnée par : $n_0 = \frac{J_0\tau_n}{ed}$ (III.8)

Où τ_n représente la durée de vie des électrons.

D'autre part, le gain dans la région active compense les pertes globales de la cavité et le nombre de photons sur le mode d'oscillation devient différent de zéro, l'équation précédente

devient : $n_0 = \frac{1}{A\tau_N}$. (III-9)

Où A est le coefficient de proportionnalité

Les expressions (III-8) et (III-9) permettent de calculer le courant de seuil J_0 :

$$J_0 = \frac{ed}{A\tau_n\tau_N} = \frac{ed}{A\tau_n} \frac{c}{n} \left(\alpha_P + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right) \quad (\text{III-10})$$

Le courant de seuil de la diode est donc inversement proportionnel aux durées de vie des électrons et des photons dans la cavité.

➤ Lorsque la diode est polarisée par un courant supérieur au courant de seuil, $J > J_0$ la diode oscille sur le mode sélectionné par la cavité, la densité N de photons sur ce mode devient importante et la durée de vie des électrons excédentaires diminue en raison du phénomène d'émission stimulée. La densité d'électrons excédentaires n'augmente plus et reste égal à sa valeur de seuil n_0 . On obtient, compte tenu de l'expression (III-8) :

$$N = \frac{1}{A\tau_N} \left(\frac{J}{J_0} - 1 \right) = \frac{\tau_N}{ed} (J - J_0) \quad (\text{III-11})$$

La densité de photons sur le mode d'oscillation, et par la suite l'intensité du rayonnement émis sur ce mode, augmentent donc proportionnellement à l'excès de courant par rapport au courant de seuil. On trouve un nouveau régime linéaire figure (III-6-c)

III.1.8. Le rendement :

Outre la longueur d'onde du rayonnement émis, un paramètre essentiel dans le fonctionnement d'une diode électroluminescente est son rendement. On définit plusieurs rendements. de photons créés à la jonction, au nombre de porteurs qui traversent cette jonction.

e) Rendement quantique interne η_i :

On définit le rendement quantique η_i , comme le rapport du nombre de photons créés à la jonction, au nombre de porteurs qui la traversent. Ces derniers se recombinent soit de manière radiative soit non radiative, de sorte que η_i , n'est autre que le rapport du taux de recombinaisons radiatives au taux global de recombinaisons.

$$\eta_i = \frac{r_r}{r} = \frac{r_r}{r_r + r_{nr}} \quad (\text{III-12}).$$

Les taux de recombinaisons sont exprimés en fonction des durée de vie par :

$$r_r = \frac{-\Delta n}{\tau_r} \quad \text{et} \quad r_{nr} = \frac{-\Delta n}{\tau_{nr}} \quad (\text{III-13}).$$

où τ_r, τ_{nr} sont les durées de vie radiatives et non radiatives.

Le rendement interne s'écrit donc

$$\eta_i = \frac{\tau_{nr}}{\tau_r + \tau_{nr}} \quad (\text{III.14})$$

b) Rendement optique η_0

Le rendement optique η_0 est défini comme le rapport du nombre de photons émis à l'extérieur de la diode, au nombre de photons créés à la jonction. Le paramètre qui conditionne le rendement optique, est l'indice de réfraction du matériau, sa valeur est très élevée, elle est égale à : $n \approx 3,5$.

c) Rendement quantique externe n_e :

Le rendement quantique externe est défini comme le rapport du nombre de photons émis par la diode, au nombre de porteurs traversant la jonction. En d'autre terme, ce rendement est donné par le produit du rendement quantique interne et du rendement optique :

$$n_e = n_i n_0. \quad (\text{III-15})$$

d) Rendement global n :

Le rendement global est défini comme le rapport de la puissance lumineuse émise, à la puissance électrique absorbée.

$$\text{Il est donné par : } n = \frac{W_{op}}{W_{el}}. \quad (\text{III-16})$$

III.1.9. Fréquences de coupure :

La méthode la plus directe pour imprimer une information sur le rayonnement émis par une diode, électroluminescente ou laser, est de moduler l'amplitude de ce rayonnement par la variation de courant excitateur. Cette méthode de modulation analogique est particulièrement bien adaptée aux diodes lasers pour deux raisons. La première est liée au fait que le rayonnement émis par la diode laser est proportionnel au courant injecté dans la diode sur une gamme étendue de courant; la conversion de variations de courant en modulation du rayonnement est linéaire. La deuxième raison réside dans le fait que la fréquence de coupure de la diode est conditionnée par la durée de vie des porteurs minoritaires injectés dans la zone active de la jonction. Dans une diode électroluminescente cette durée de vie est régie par les recombinaisons spontanées et est de l'ordre de 1ns. Dans une diode laser, le régime

d'inversion, en favorisant l'émission stimulée d'électrons, réduit considérablement la durée de vie des porteurs. Ainsi la fréquence de coupure de la modulation d'amplitude d'une diode laser peut être élevée.

Supposons la diode laser polarisée par un courant continu J supérieur au courant de seuil J_0 sur lequel est superposée une faible composante alternative ΔJ de pulsation ω . Dans la mesure où l'amplitude de modulation ΔJ est suffisamment faible, $\Delta J \ll J - J_0$, la diode reste en régime d'inversion et les densités d'électrons et de photons peuvent être alinéatisées sous la forme:

$$\left. \begin{aligned} n' &= n + \Delta n e^{j\omega t} \\ N' &= N + \Delta N e^{j\omega t} \end{aligned} \right\} \quad (\text{III-17})$$

Où Δn et ΔN sont respectivement les amplitudes complexes des densités d'électrons excédentaires et de photons présents dans la zone active.

L'amplitude de la profondeur de modulation $A = \frac{\Delta n}{n}$ s'écrit :

$$A = \frac{A_0}{\left(\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right)^2 + \gamma^2 \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right)^{1/2}} \quad (\text{III-18})$$

Cette profondeur de modulation varie donc de $A \approx A_0$ pour $\omega \ll \omega_0$ à $A = \frac{A_0 \omega_0^2}{\omega^2}$ pour $\omega \gg \omega_0$ en passant par $A = \frac{A_0}{\gamma}$ pour $\omega = \omega_0$.

Il existe une fréquence de résonance voisine de $\frac{\omega_0}{2\pi}$, elle est donnée par :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_n \tau_N} \left(\frac{J}{J_0} - 1 \right) \right)^{1/2} \quad (\text{III-19})$$

III.2. Diodes lasers à double hétérojonctions

III.2.1. Introduction et définition :

Une diode laser (DL) est d'autant meilleure qu'elle présente un gain élevé et une densité de courant de seuil la plus faible que possible afin d'éviter notamment i) une consommation en énergie élevée et ii) un échauffement de la diode laser qui induit, en autres, un changement de la longueur d'émission et nécessite des systèmes de refroidissement.

Les DL à homojonction présentent une grande limitation relative à la densité de courant de seuil très élevée pouvant atteindre 50 kA/cm^2 . Ceci s'accompagne d'un échauffement de l'homojonction.

En 1963, une amélioration de la structure à homojonction a été proposée par Herbert Kroemer. Elle consiste à réaliser plutôt une structure à double hétérojonctions : c'est la diode laser à double hétérostructure (Fig. III.1). La proposition consiste à disposer une couche d'un matériau semi-conducteur, à faible gap, entre deux couches semi-conductrices ayant un gap plus large. La figure (III.2) montre une comparaison des deux structures.

Les avantages de l'hétérostructure sont d'une part, les électrons et les trous sont confinés dans la région active qui est beaucoup plus mince que la zone de déplétion dans le cas de l'homojonction et donc il a fallu pomper électriquement un volume beaucoup moins grand. D'autre part, l'indice de réfraction de la région active est plus élevé que celui des homojonctions (cladding-layers) et donc le mode optique est confiné aussi ce qui résulte dans des pertes optiques beaucoup plus faibles. Ceci a permis de réduire la densité du courant de seuil à 5 kA/cm^2 à température ambiante en 1969 pour un laser à double-hétérostructure en GaAs. En 1970 le premier laser à semi-conducteur qui fonctionne en continu à température ambiante était démontré. Il avait une densité de courant de seuil de 1.6 kA cm^{-2} .

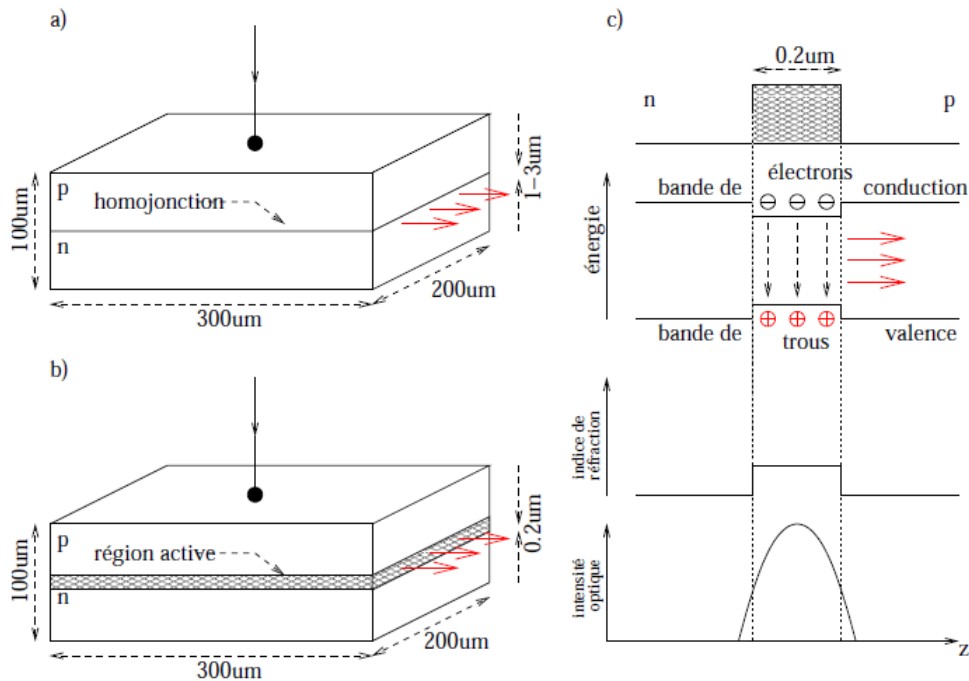


Fig. (III-2) : (a) diode laser à homo-structure (b) diode laser à hétérostructure (c) le confinement dans une hétérostructure du mode optique et les porteurs de charge.

III.2.2. Le système utilisé pour la réalisation des DL à double hétérostructures :

Le système GaAs-GaAlAs, a été jusqu'ici le plus étudié et le plus utilisé pour réaliser des diodes lasers pour différents raisons. Le GaAs est un semi-conducteur à gap direct que l'on peut doper n et p facilement. Le composé ternaire GaAlAs peut être fabriqué sur une gamme étendue de composition et présente avec GaAs un désaccord de maille très faible ($\sim 0.1\%$) pour toutes les valeurs de x. L'accord de maille entre les constituants d'une structure multicouche est un paramètre important car il conditionne l'absence de contrainte au niveau des interfaces, ces contraintes créant des centres de recombinaison non radiatifs. Enfin les valeurs relatives des gaps et des indices de GaAs et GaAlAs créent un bon confinement des électrons et des photons.

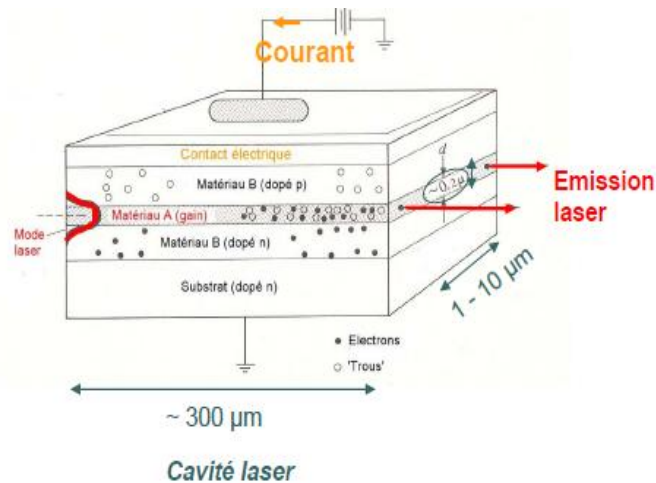


Fig. (III.1) : diode laser à double hétérostructure.

Dans le cas d'une homojonction, l'épaisseur de la zone de recombinaison ou zone active est déterminée par les mécanismes de diffusion et de recombinaison et a pour ordre de grandeur la somme des longueurs de diffusion des électrons et des trous, soit quelques microns (figure III.2.b). C'est une caractéristique des matériaux qui n'est pas possible de diminuer significativement. Un moyen d'ajuster par construction l'épaisseur de la zone active est de réaliser par épitaxie une structure à double hétérostructure (DH) telle qu'elle illustrée (sous polarisation directe) par la figure (III.2.c).

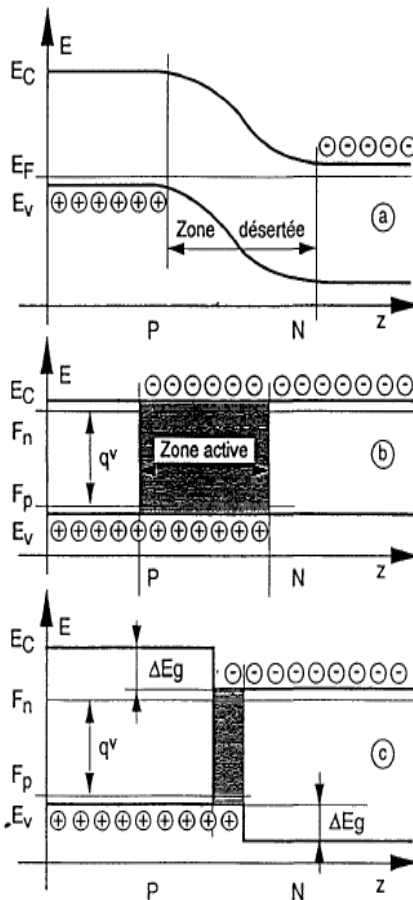


Fig. (III.3) Profils de bande : (a) homojonction à $v = 0$, (b) homojonction à $v > 0$, et (c) double hétérojonctions à $v > 0$

L'étude des hétérostructures a montré que la région voisine de l'interface entre deux matériaux, pouvait être le siège d'une grande densité de porteurs libres, fonction de la nature des matériaux et de polarisation de la structure.

Ces porteurs sont localisés au voisinage de l'interface, dans un puits de potentiel très étroit, représenté dans le diagramme énergétique par la courbure des bandes de valence et de conduction.

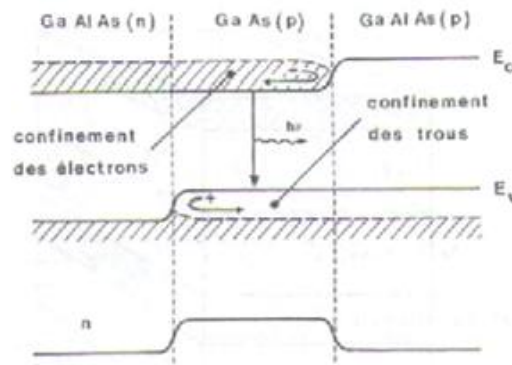


Fig. (III. 4) : diagramme énergétique d'une double hétérostructure.

Il est impossible d'imaginer aujourd'hui la physique moderne à l'état solide sans hétérostructure de semi-conducteur qui est en particulier, y compris les doubles hétérostructures et puits quantiques qu'on étudiera dans ce qui suit, sont aujourd'hui l'objet de la recherche de $\frac{2}{3}$ de la communauté des physiciens des semi-conducteurs. Bien que la possibilité de contrôler le type de la conductivité d'un matériau semi-conducteur par dopage avec des impuretés diverses et l'idée d'injecter des porteurs de charge hors équilibre ont été le germe même de l'électronique des semi-conducteurs a évolué. De plus, les hétérostructures ont permis de résoudre un problème beaucoup plus général de contrôle des paramètres fondamentaux de cristaux semi-conducteurs et des dispositifs qui sont les bandes interdites, masses effectives et des mobilités des porteurs de charge, des indices de réfraction et la structure de bande électronique, etc.

III.2.3. Quelques domaines d'application des DL à hétérostructures :

Les développements de la physique et de la technologie des hétérostructures de semi-conducteur ont entraîné des changements remarquables dans notre vie quotidienne. Elles sont utilisées aussi dans beaucoup d'application, notamment toute sorte de lecteur CD, les pointeurs à diode laser, les télécommunications à fibres optiques et aussi pour pomper optiquement des lasers à corps solide.

III.1.4. Les caractéristiques importantes des DL à hétérostructures.

Les caractéristiques importantes des hétérostructures semi-conductrices sont :

-Confinement optique.

-Confinement des électrons.

Le confinement des porteurs dans une zone spatiale de dimension contrôlée (élaboration par épitaxie), va permettre à ces structures de maximiser les interactions entre les porteurs électriques et les photons. Ce facteur est principalement exprimé en fonction de la dimension de la zone active et de l'écart d'indice entre les zones n et p.

III.1.5. Notions d'épitaxie :

La partie utile des diodes laser est toujours constituée à l'aide d'un empilement de couches minces (moins de 3 μ m) de matériaux Semi-conducteurs différents par leurs compositions et/ou leur type de conductivité. Ces couches sont déposées par les techniques d'épitaxie sur un support épais (quelques centaines de micron), généralement en composé binaire, qui a deux fonctions :

-support mécanique des couches utiles.

-modèle cristallin pour les couches épitaxiales au moment de leurs élaborations.

L'obtention de couche sans défauts nécessite que, sauf pour les épaisseurs très faibles (<10nm), l'écart relatif entre la maille cristalline du substrat et celle d'une couche épitaxiale soit très faible, typiquement :

$$\left| \frac{\Delta a}{a} \right| < 10^{-3}$$

où Δa est la différence entre les paramètres cristallins de la couche et du substrat et (a) est le paramètre cristallin du substrat.

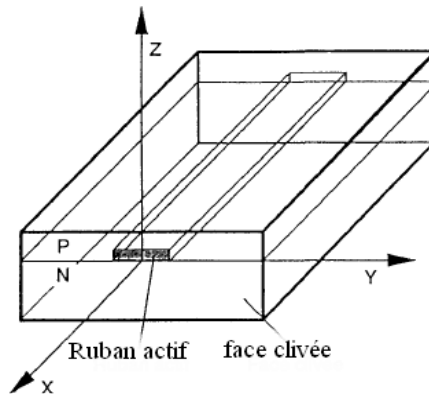


Fig. (III.5) : Géométrie d'une puce diode laser

III.2.6. Structure et technologie :

Diode laser Pérot-Fabry à géométrie ruban :

Une puce de diode laser de référence est représentée schématiquement sur la fig. (III.5) qui définit les axes utilisés dans la suite. Elle comprend une région active de ruban, en matériau dont le gap détermine la longueur d'onde à émettre, insérée dans une jonction PN en matériau à bande interdite supérieure de manière à former une structure à double hétérojonction. La lumière se propage selon l'axe Ox en étant amplifiée par émission stimulée. Elle se réfléchit partiellement sur les faces avant et arrière, qui sont les plus souvent obtenues par clivage du cristal suivant des plans (110), dont le coefficient de réflexion est voisin de 0.3 et qui constitue un interféromètre de Pérot-Fabry. La distance entre les faces clivées, « longueur » du laser, est de l'ordre de 300 microns.

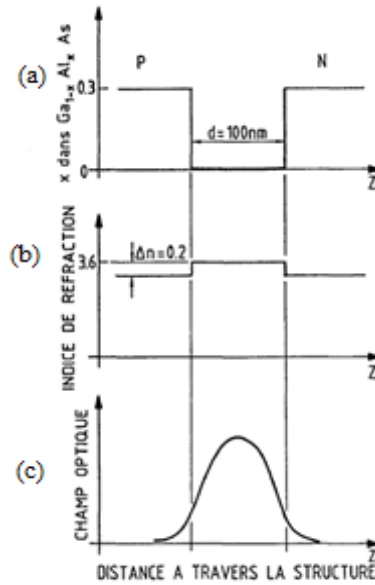


Fig. (III.6) profils à travers une double hétérojonction du système GaAlAs, de la composition du matériau (a), de l'indice de réfraction(b), et de l'onde électromagnétique guidée(c)

III.2.7. Guide plan constitué par une double hétérojonctions :

La structure suivante à double hétérojonction forme un guide diélectrique assurant un confinement optique suivant la direction Oz au voisinage de la zone active ainsi que le montre la fig.(III.5). En effet l'indice de réfraction des semi-conducteurs est de façon générale une fonction décroissante du gap et a le profil indiqué sur la figure (III.6) pour une structure supposée en GaAlAs. L'étude des modes guidés par une structure symétrique, montre que seul existe, pour une épaisseur de zone active assez faible, le mode fondamental dont la distribution du champ optique est également représenté sur la fig. (III.6) cette configuration est recherchée car elle procure un diagramme de directivité ayant un seul lobe et plus facile à exploiter dans les applications. On voit également sur la figure précédente que le recouvrement entre le champ optique et la zone active est imparfait: le champ optique s'étend partiellement dans les couches de confinement plus faible. L'efficacité du confinement optique est caractérisée par un facteur de confinement Γ défini par la formule suivante :

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{+d/2} E^2 dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} E^2 dz}$$

Où d est l'épaisseur de la zone active, voisine en pratique de 0.1 micron, et E est le champ électrique optique.

III.2.8. Guidages transverses

Alors que l'épaisseur du ruban actif est généralement fixée par une opération d'épithaxie et est uniforme sur la surface du substrat, sa largeur l (direction Oy sur la figure III.5) est définie par une étape technologique de micro lithographie pour aboutir à un guide bidimensionnel. On distingue deux familles de guidages transverses susceptibles de nombreuses variantes selon les modes de réalisation.

c) Guidage par le gain

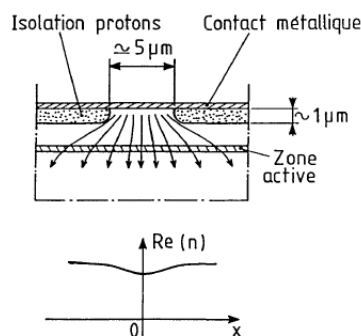


Fig. (III.7) : guidage par le gain ; structure (a)

La figure (III.7) décrit un exemple de ruban à guidage par le gain, où le matériau de la région active est conservé sur toute la surface du dispositif mais le passage du courant est limité à la région du ruban par une implantation locale de protons qui a pour effet de rendre le matériau isolant. Il en résulte que la densité d'électrons injectés et le gain (représenté par la partie imaginaire de l'indice de réfraction) sont maximaux au centre du ruban alors que la partie réelle de l'indice y présente un minimum. La structure est donc anti-guidante ce qui induit des

pertes à la propagation qui doivent être compensées par le gain. La largeur d'un ruban élémentaire d'une diode laser à guidage par le gain est de l'ordre de quelques microns afin d'obtenir un fonctionnement stable sur le mode fondamental transverse.

d) Guidage par l'indice :

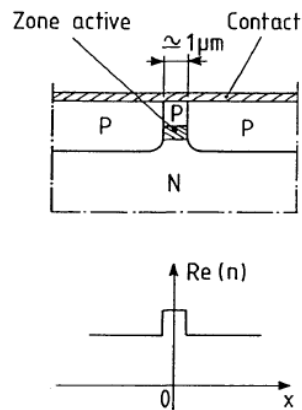


Fig. (III.8) : guidage par l'indice ; structure (a) et profil de la partie réelle de l'indice(b)

La figure (III.8) montre une structure de diode laser à guidage par l'indice, dite à hétérostructure enterrée, où une opération de micro-lithographie a enlevé le matériau actif en dehors de la région du ruban, puis une deuxième épitaxie a enterré le ruban dans le matériau constituant la deuxième couche de confinement. Le profil de la partie réelle de l'indice de réfraction selon la direction Oy est alors celui représenté sur la figure (III.8), il procure un vrai guidage transverse. De plus, le passage du courant électrique est localisé à la région active car les barrières de potentiel aux homojonctions PN à grande bande interdite situées de part et d'autre sont supérieures à celles de la double hétérojonction. La largeur du ruban d'une diode laser à guidage par l'indice du type représenté est voisine de un micron afin d'obtenir un fonctionnement sur le mode fondamental suivant la direction Oy.

Les Puits quantiques

IV.1.Introduction

Dès les années 1970, les calculs ont montré qu'un laser dont la couche active est très mince (puits quantique) est plus performant qu'un laser à couche active massive : courants de seuil plus faible du fait du confinement quantique, possibilité d'ajuster la longueur d'onde de la lumière émise du fait des niveaux d'énergie discrets. Mais ce n'est que vers 1980 que l'épitaxie par jet moléculaire a permis la fabrication d'hétérostructures de qualité suffisante. Le laser à puits quantique est un exemple de composant qui utilise les effets quantiques de la matière aux échelles nanométriques (confinement quantique des électrons dans des hétérostructures semi-conductrices). Lorsque l'épaisseur des couches semi-conductrices est inférieure à 20 nm (typiquement entre 5 et 20 nm), le mouvement des électrons perpendiculairement à la couche est impossible (confinement), l'électron n'a plus que deux degrés de liberté et se meut dans le plan des couches. Les composants obtenus sont plus performants car le bruit est réduit. Les têtes de lecture de CD et DVD utilisent des lasers à puits quantique.

IV.2. Puits quantiques :

Les puits quantiques sont obtenus à l'aide d'un empilement de couches cristallines alternées, pouvant être aussi minces que quelques monocouches atomiques, de semi-conducteurs de compositions chimiques différentes.

IV.3.Techniques de fabrication des puits quantiques :

Les techniques modernes de croissance de cristaux semi-conducteurs, que sont l'épitaxie par jet moléculaire M.B.E. (Molecular Beam Epitaxy) et le dépôt en phase vapeur à partir d'organométalliques MOCVD (Metal –Organic Chemical Vapor Déposition), permettent de réaliser des couches monocristallines avec une maîtrise exceptionnelle de la composition chimique, des qualités cristallographiques et de l'épaisseur. Ces techniques permettent, à partir des éléments constitutifs d'un matériau, de déposer ce matériau sur un substrat convenablement choisi, pratiquement couche atomique par couche atomique. Les très faibles vitesses que l'on peut mettre en œuvre permettent de réaliser des hétérostructures constituées par la juxtaposition de couches de matériaux différents et /ou différemment dopés, avec des

profils de composition et/ou dopages extrêmement abrupts. La discontinuité d'une couche à l'autre s'étend typiquement sur une autre épaisseur de l'ordre de monocouche atomique. La condition nécessaire à la réalisation d'une bonne hétéro-épitaxie d'un semi-conducteur SC_1 sur un semi-conducteur SC_2 est évidemment que les deux matériaux aient d'une part la même structure cristalline et d'autre part des paramètres de maille voisins.

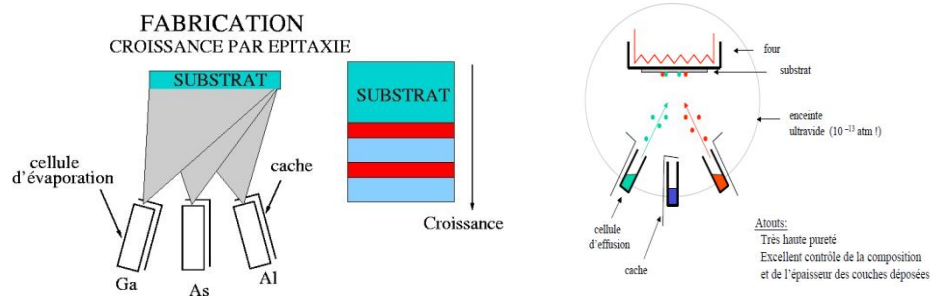
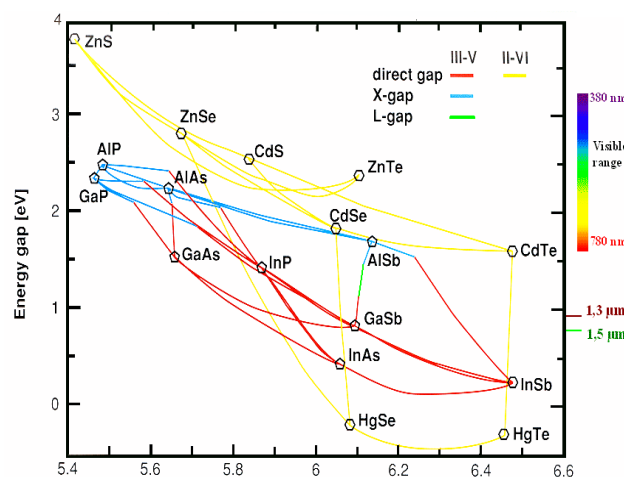


Figure (IV-1) : épitaxie par jets moléculaires(MBE)

Les conditions de croissance de ce type de structure sont assez strictes. Il faut notamment que les paramètres de maille de et structures cristallines soient relativement proches. Mais lorsque les couches sont compatibles, on peut faire varier à volonté leur épaisseur. Un système très répandu est $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ pour lequel le désaccord de maille est faible comme on le voit sur la figure suivante :



Les deux matériaux étant différents et n'ont pas la même valeur de bande interdite par exemple dans GaAs le gap vaut 1,42eV alors que dans $Al_{0,4}Ga_{0,6}As$, il est de 2eV.

IV.4. Les différents systèmes à puits quantiques :

Considérons une hétérostructure constituée d'une couche de semi-conducteur SC_1 d'épaisseur L_1 en sandwich entre deux couches d'un semi-conducteur SC_2 tel que $E_{g1} < E_{g2}$. La différence de gap ΔE_g est distribuée entre les bandes de conduction et de valence de deux manières différentes suivant la différence des affinités électroniques des semi-conducteurs. Par conséquent on distingue deux types de puits quantiques qui présentent des propriétés différentes.

IV.4 1.Puits quantique de type I :

Le diagramme énergétique de la structure des bandes d'un puits quantique de type I est représenté sur la figure (IV.3). Dans ce cas les bandes de valence et de conduction sont situés dans le même matériau, c'est-à-dire dans la même région de l'espace. Si les porteurs sont injectés dans la structure, ils seront confinés dans le puits de potentiel que constituent les extrema des bandes.

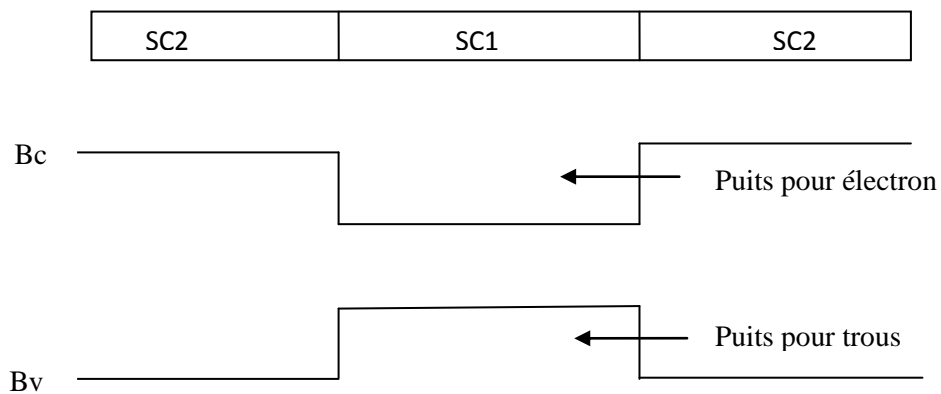


Fig. (IV.3) : Configuration des bandes de conduction et de valence dans un puits quantique de type I

Dans ce type de puits quantique, les électrons et les trous injectés sont piégés dans le même semi-conducteur (ici dans SC₁) et leurs recombinaisons seront importantes.

IV.4.2. Puits quantique de type II :

Le diagramme énergétique d'un puits quantique de type II est représenté sur la figure (III-6). Les extrema des bandes sont spatialement séparés. Dans ce cas si des porteurs sont injectés dans cette structure, ils seront spatialement séparés et leurs recombinaisons seront moins probables.

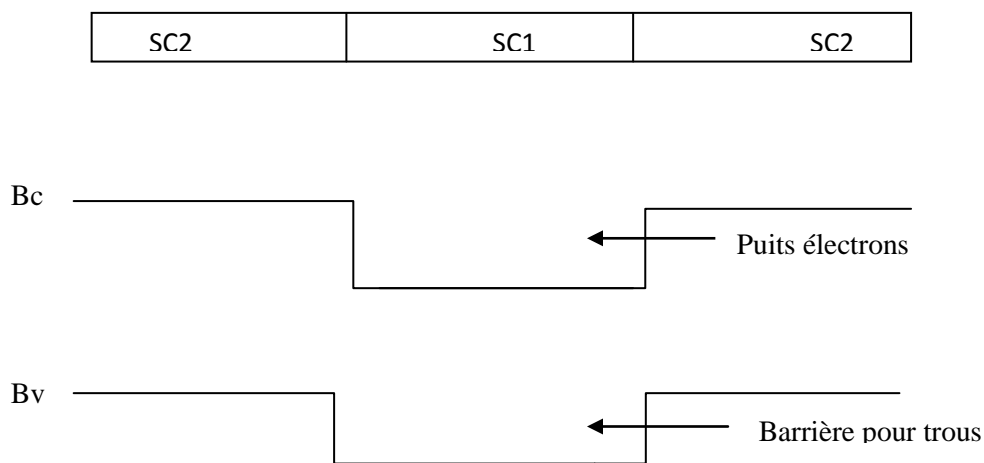


Fig. (IV.4) : configuration des bandes de conduction et de valence dans un puits quantique de type II

IV.5. Energie et fonction d'onde dans un puits quantique :

Un puits quantique est constitué d'une couche d'épaisseur nanométrique comprise entre deux couches de matériaux barrière. Pour le confinement de porteurs, les matériaux constituant le puits à une bande interdite inférieure à celle du matériau barrière.

Dans une approche de masse effective, on décrit la fonction d'onde électronique comme le produit de la fonction enveloppe et de la fonction de Bloch

$$\psi(r) = \varepsilon(z)e^{i(k_x x + k_y y)}\phi(r) \quad (IV.1)$$

Où : $\phi(r)$ est la fonction Bloch.

$\varepsilon(z)$: Fonction enveloppe qui décrit la qualification de mouvement suivant « z ».

Si on prend en considération l'approximation de la masse effective, le mouvement suivant « z » est donné par l'équation de Schrödinger :

$$\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2 \varepsilon(z)}{dz^2} + (E - V(z)) \varepsilon(z) = 0 \quad (\text{IV.2})$$

Avec: $V(z)$ est l'énergie de puits carré à une dimension, définie, en prenant origine des énergies le bas de la bande de conduction de SC₁ (figure IV.3).

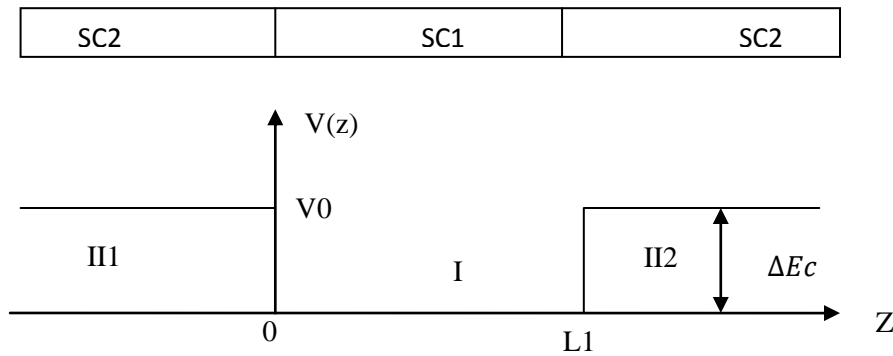


Fig. (IV.6) : potentiel de confinement

$$V(z) = \Delta E_c \quad \text{pour } : z < 0 \text{ et } z > L_1 \quad (\text{IV.3})$$

$$V(z) = 0 \quad \text{pour } 0 < z < L_1 \quad (\text{IV.4})$$

Les valeurs de l'énergie E décrivent la quantification des états électroniques dans la direction perpendiculaire à la structure. Les niveaux d'énergie s'éloignent les uns des autres lorsque n augmente (figure IV.7)

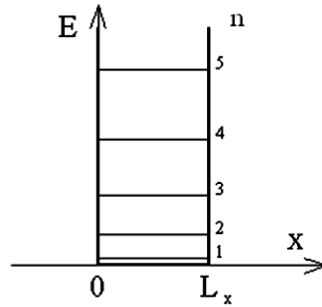


Figure (IV.7) : quantification des niveaux d'énergie

Dans le plan de la structure le mouvement des électrons n'est pas affecté. Il en résulte une structure de sous bande d'énergie avec une quantification discrète suivant k_z et une variation pseudo-continue suivante $K_{//} = \sqrt{K_x^2 + K_y^2}$.

L'énergie totale est donnée d'un électron s'écrit :

$$E(K) = E_c + E + \frac{\hbar^2 K_{//}^2}{2m_c} \quad (IV.5)$$

Les énergies E des minima des différentes sous bandes sont évidemment fonction de la profondeur et de la longueur de puits de potentiel.

IV.5.1 Puits de profondeur infinie :

Un puits de potentiel infini donne naissance à une infinité d'états. Si ΔE_c est très importante, on peut supposer en première approximation que les électrons sont confinés dans l'espace et le nombre d'état est illimité dans l'espace $0 < z < L_1$ pour des murs de potentiel de hauteur infinie. Le potentiel s'écrit alors :

$$V(z) = \infty \quad \text{Pour } z < 0 \text{ et } z > L_1 \quad (IV.6)$$

$$V(z) = 0 \quad \text{pour } 0 < z < L_1 \quad (IV.7)$$

Les conditions aux limites, définissent les constantes d'intégration de l'équation de Schrödinger, sont par conséquent :

$$\varepsilon(z = 0) = 0 \quad (\text{IV.8})$$

$$\varepsilon(z = L_1) = 0 \quad (\text{IV.9})$$

Dans le puits de potentiel $v(z)=0$, l'équation (IV-2) s'écrit :

$$\frac{d^2\varepsilon(z)}{dz^2} + K^2\varepsilon(z) = 0 \quad (\text{IV.10})$$

$$\text{avec } K = \sqrt{2m_e E}/\hbar$$

Les solutions de cette équation sont des sinusoides de la forme :

$$\varepsilon(z) = A \sin(Kz + \varphi) \quad (\text{IV.11})$$

Les conditions aux limites permettent d'écrire :

$$\varepsilon(z = 0) = 0 \text{ donc } : \varphi = 0 \quad (\text{IV.12})$$

$$\varepsilon(z = L_1) = 0 \text{ donc } : K = \frac{n\pi}{L_1} \quad (\text{IV.13})$$

Compte tenu de la différence de K, l'énergie E est donnée par :

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}, \text{ soit } E_n = n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e L_1^2} \quad (\text{IV.14})$$

L'énergie totale des électrons dans le puits de potentiel s'écrit donc :

$$E(K) = E_c + n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e L_1^2} \quad (\text{IV.15})$$

Les énergies des minima des différentes sous bande de conduction varient comme n^2 , avec n entier, les courbes de dispersion sont représentées sur la figure (IV-8). La quantification des niveaux varient comme $\frac{1}{L_1^2}$. C'est-à-dire en raison inverse du carré de la largeur du puits.

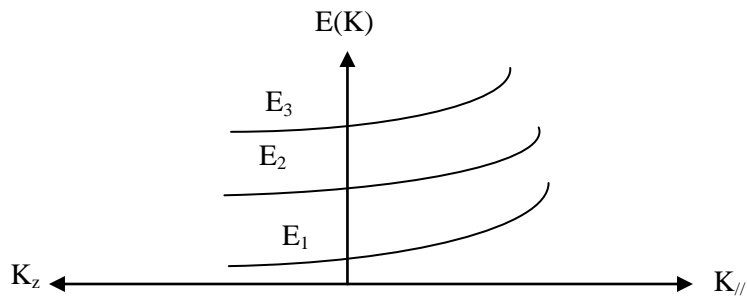


Fig. (IV.8) : structure des sous-bandes d'énergie dans un puits de profondeur infinie.

Structure des sous bandes d'énergie dans un puits de profondeur infinie :

Il est évident que l'approximation du puits infinie est d'autant moins justifié que n est grand, et que m_e et L_1 sont petits.

Dans la mesure où $\varphi = 0$ et $K = \frac{n\pi}{L_1}$ les fonctions d'ondes des électrons s'expriment de la façon suivante et sont solution de l'équation de Schrödinger :

$$\varepsilon_n(z) = \left(\frac{2}{L_1}\right)^{\frac{1}{2}} \sin\left(\pi n \frac{z}{L_1}\right) \quad (\text{IV.16})$$

Ces fonctions d'onde sont représentées sur la figure (IV-9) pour les états $n=1, 2, 3$.

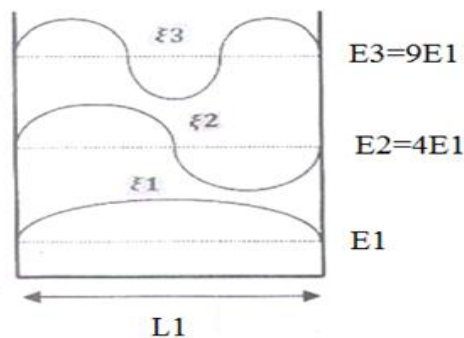


Fig. (IV.9) : fonctions d'ondes dans un puits de potentiel infini.

IV.5.2. Puits de profondeur finie :

Dans le cas d'un puits de profondeur finie, le nombre d'états est limité.

Ces fonctions d'onde correspondantes sont des sinusoides dans les puits et des exponentielles à l'extérieur de celui-ci (dans les barrières).

Si en prenant $\Delta E_c = V_0$ la profondeur de puits de potentiel s'écrit :

$$V(z) = V_0 \quad \text{pour } z < 0 \text{ et } z > L_1 \quad (\text{IV.17})$$

$$V(z) = 0 \quad \text{pour } 0 < z < L_1 \quad (\text{IV.18})$$

Les électrons dont l'énergie $E < V_0$ ont une probabilité non nulle de se trouver à l'intérieur du puits. Le potentiel carré délimite trois régions :

- **Région II** $z < 0$

Le potentiel est V_0 , l'équation de Schrödinger s'écrit :

$$\frac{d^2 \varepsilon(z)}{dz^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2} (E - V_0) \varepsilon(z) = 0 \quad (\text{IV.19})$$

où m_e représente la masse effective des électrons dans le semi-conducteur SC_2 .

En posant $K_2 = \frac{\sqrt{2m_e (V_0 - E)}}{\hbar}$, l'équation (III.15) devient :

$$\frac{d^2 \varepsilon(z)}{dz^2} - K_2^2 \varepsilon(z) = 0 \quad (\text{IV.20})$$

La solution de cette équation est de la forme :

$$\varepsilon_{II}(z) = A e^{K_2 z} \quad (\text{IV.21})$$

- **Région I** $0 < z < L_1$

Le potentiel est nul, l'équation (IV-2) s'écrit :

$$\frac{d^2 \varepsilon(z)}{dz^2} - K_2^2 \varepsilon(z) = 0 \quad (\text{IV.22})$$

La solution de cette équation est de la forme $\varepsilon_{I/1}(z) = A e^{k_2 z}$

- **Région I** $0 < z < L_1$

le potentiel est nul , l'équation (IV.2)s'écrit :

$$\frac{d^2\varepsilon(z)}{dz^2} + \frac{2m_1}{h} E\varepsilon(z) = 0 \quad (\text{IV.23})$$

Où m_1 représente la masse effective des électrons dans le semi-conducteur SC_1

En posant $K_1 = \sqrt{\frac{2m_1E}{h}}$ l'équation (IV.23) s'écrit ;

$$\frac{d^2\varepsilon(z)}{dz^2} + K_1^2\varepsilon(z) = 0 \quad (\text{IV.24})$$

La solution de cette équation est de la forme :

$$\varepsilon_1(z) = B\sin (K_1z + \varphi) \quad (\text{IV.25})$$

- **Région II** $z > L_1$

Le potentiel est à nouveau V_0 , compte tenu de la condition $\varepsilon_{//2}(z \rightarrow \infty) = 0$,

la fonction d'onde s'écrit : $\varepsilon_{//2}(z) = Ce^{-K_2z}$ (IV.26)

Notons que la structure de sous bande résultant de la différence ΔE_c des bandes de conduction existe de la même manière dans le puits de potentiel résultant de la différence ΔE_v des bandes de valence.

Les niveaux d'énergie et la fonction d'onde sont représentés sur la figure (IV.10)

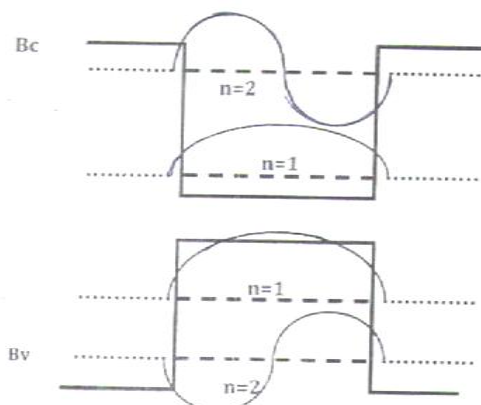


Fig. (IV.10) : Niveaux d'énergie et fonctions d'ondes dans un puits de profondeur finie.

IV.5.3. Densité d'état :

La densité d'état représente le nombre d'états permis par unité de volume.

Dans un matériau à deux dimensions, la densité d'état s'écrit comme une série de fonctions en marche d'escalier :

$$P^{2D}(E) = \frac{m_e}{\pi h^2} \sum_i H(E - E_i) \quad (IV.27)$$

où : $H(E - E_i)$ est la fonction d'Heaviside .

La courbe représentant la densité d'état est représentée sur la figure (IV.11).

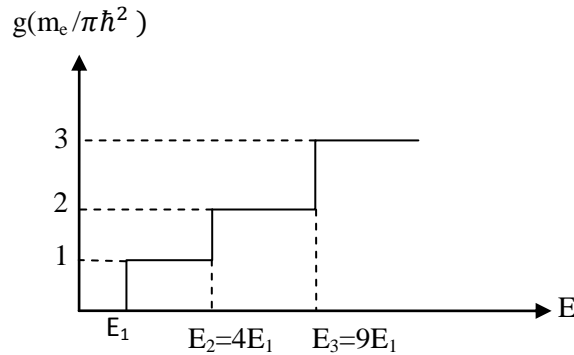


Figure (IV.11) densité d'états bidimensionnels

IV.6.Puits quantiques couplés :

Considérons la structure du type SC2-SC1-SC2-SC1-SC2, représentée sur la figure (IV.12). Les bandes de conduction des couches SC1 constituent des puits de potentiel de profondeur ΔEc et de largeur L_1 , considérons pour simplifier l'étude, la première sous bande de conduction. La figure (IV.12.b) ; représente, pour chacun des puits, l'énergie du bas de la première sous bande et la fonction d'onde des électrons dans leur mouvement suivant z . En absence de couplage ces fonctions d'ondes sont données par les expressions (IV.25, 26, et 27) que l'on écrira, suivant les régions de l'espace, sous la forme suivante :

$$Z < z_1 \quad \varepsilon_1(z) = A e^{K_2(z-z_1)} \quad (IV.28)$$

$$Z < z < z_1 + L_1 \quad \varepsilon_1(z) = B \sin(K_1(z - z_1) + \varphi) \quad (IV.29)$$

$$z_1 + L_1 < z \quad \varepsilon_1(z) = C e^{-K_2(z-z_1)} \quad (IV.30)$$

$$z < z_2 \quad \varepsilon_2(z) = Ae^{K_2(z-z_2)} \quad (\text{IV.31})$$

$$z_2 < z < z_2 + L_1 \quad \varepsilon_2(z) = B \sin(K_1(z-z_2) + \varphi) \quad (\text{IV.32})$$

$$z_2 + L_1 < z \quad \varepsilon_2(z) = Ce^{-K_2(z-z_2)} \quad (\text{IV.33}).$$

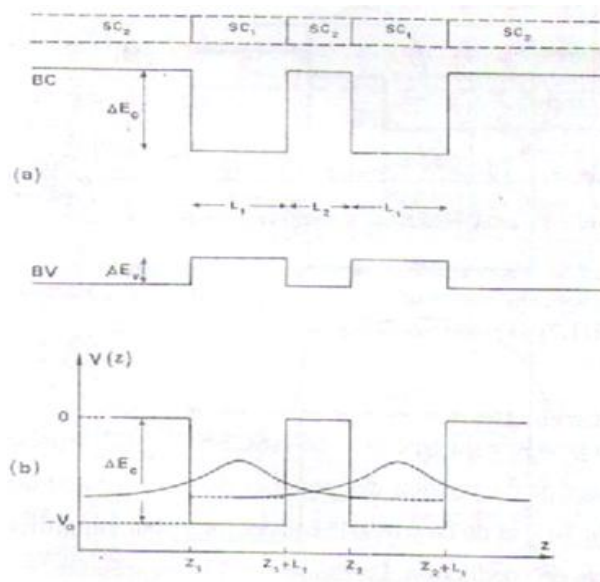


Figure (IV.12) : puits quantiques couplés.

- Si l'épaisseur L_2 du semi-conducteur SC2 est grande, les fonctions d'onde associées à chacun des puits, qui décroissent exponentiellement à l'extérieur du puits (dans la barrière), sont nulles dans la région de l'espace occupé par l'autre puits. les deux puits sont alors indépendants.

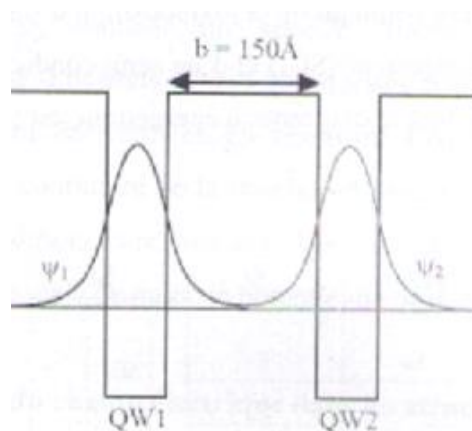


Fig. (IV.13) : deux puits quantiques séparés par une barrière épaisse.

Si L_2 diminue, $\varepsilon_1(z)$ est alors différent de zéro en $z < z_2$, la probabilité de présence de l'électron associé au puits 1, en $z < z_2$ est non nulle, cet électron voit le puits 2.

La réciproque est vraie pour l'électron associé au puits 2. Les états électroniques du puits 1 et du puits 2 sont couplés par effet tunnel.

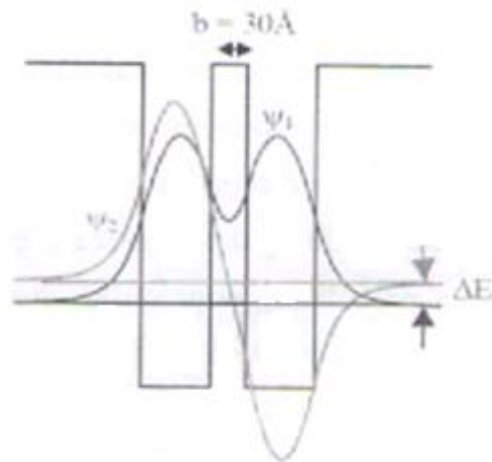


Fig. (IV.14) : deux puits quantiques séparés par une barrière mince

IV.7. Multi puits quantique (MPQ) :

Considérons une structure résultant de la juxtaposition d'une série de couches alternées d'un semi-conducteur (SC1) et d'un semi-conducteur (SC2). Il existe une succession de puits dont le diagramme énergétique est illustré par la figure (IV.15)

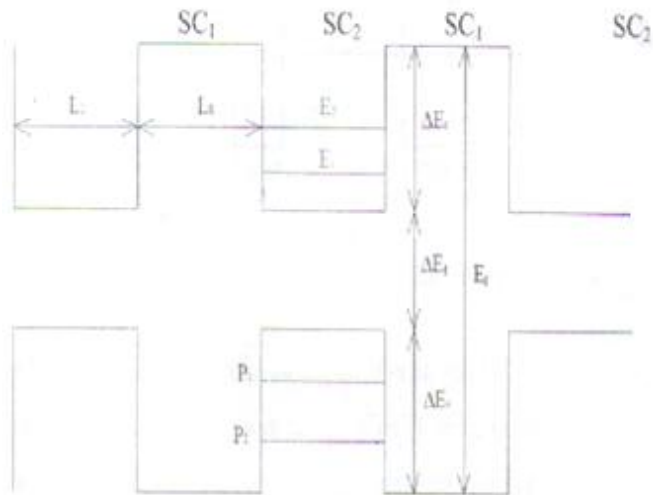


Fig. (IV.15).schéma des sous bandes d'énergie dans une structure à MPQ

Dans ces puits les électrons n et les trous p sont libres de se déplacer dans le plan des couches (x,y) et leur mouvement dans la direction perpendiculaire aux couches (z) est contrôlé par les discontinuités de potentiel aux interfaces.

Quand ces discontinuités d'énergie sont assez importantes et la largeur des barrières(L_B) est grand, la probabilité pour qu'un électron passe d'un puits à l'autre par effet tunnel à travers la barrière est faible. On peut considérer chaque puits comme étant indépendant. Chaque porteur peut alors être considéré comme une particule dans une boîte quantique à 2 dimensions.

DIODES LASERS A PUIITS QUANTIQUES

V.1. Introduction et définition

L'optoélectronique connaît à l'heure actuelle un formidable essor tant dans le domaine des télécommunications optiques. Elle représente sans doute le plus grand champ d'application, que dans le secteur du vidéodisque, de la télémétrie, ou encore de la recherche sur l'ordinateur optique. Les DL de faible dimension et de faible consommation sont les dispositifs clés dont le développement a été le facteur essentiel des progrès récents. Ces composants, dont la réalisation est rendue possible par le développement de moyens technologiques de plus en plus performants, ont connu une évolution spectaculaire grâce à l'apparition de nouveaux concepts. En effet, un effort important porte en ce moment sur les diodes lasers à contre réaction distribuée, les diodes à multi-cavités, les réseaux de diodes lasers ou encore les diodes laser à puits quantique, ces dernières font l'objet de ce chapitre.

Mais, qu'entend-on exactement par diode laser à puits quantique ? Prenons par exemple la structure de la diode laser à double hétérojonction représentée sur la figure (V.1) et regardons de plus près les couches qui forment la zone active et les couches adjacentes.

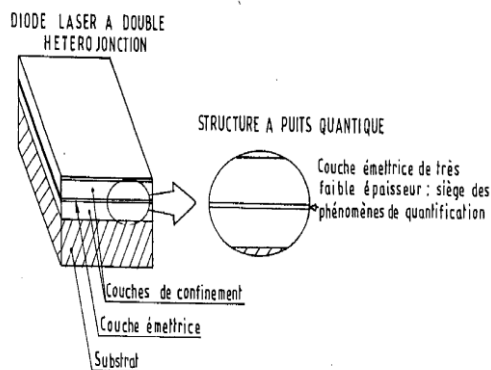


Fig. (V.1) : structure d'une DL à double hétérojonctions

Si la couche active du matériau, à bande interdite E_{g1} , comprise entre deux couches de matériau à bande interdite E_{g2} supérieure à E_{g1} , a une épaisseur suffisamment faible, les porteurs sont soumis à un puits de potentiel, les phénomènes de quantification y prennent naissance et les caractéristiques du semi-conducteur sont modifiées.

V.2. Les avantages des DL à puits quantiques :

Les performances des diodes lasers à puits quantiques les rendent particulièrement attrayantes :

Très faible densité de courant, bonne tenue en température, puissance lumineuse importante et des propriétés dynamiques intéressantes.

V.3. Les effets laser à puits quantiques :

Les lasers à puits quantiques mettent à profit les effets spécifiques du confinement optique à la fois, sur les fonctions d'onde électroniques, sur la distribution énergétique, et sur la nature bidimensionnelle de la densité d'états. Le premier effet est d'ordre géométrique, il engendre un confinement des porteurs dans un faible volume ce qui, pour une injection donnée permet d'augmenter la densité de porteurs et par suite d'accéder plus facilement à l'inversion de population. Les deux autres effets sont quantiques, ils se recombinent pour améliorer les performances du laser notamment en ce qui concerne le courant de seuil, l'ajustement de la longueur d'onde d'émission, la sensibilité du courant de seuil à la température...

V.3.1. Effets géométriques – facteur de confinement :

Le rôle des puits quantiques est d'améliorer considérablement le confinement des électrons. Lorsque les porteurs de charge sont confinés dans un puits quantique, typiquement de l'ordre de quelques nanomètres, l'épaisseur de la zone active est très inférieure à la longueur d'onde optique il en résulte que les photons occupent alors un volume qui s'étend bien au-delà de la zone active. On peut donc facilement perdre en recouvrement porteurs-photons ce que l'on gagne en confinement de porteurs. Le résultat net est fonction de ce recouvrement. Ce dernier est mesuré par un paramètre appelé facteur de confinement des photons.

On chiffre l'efficacité de recouvrement porteurs-photons par le facteur de confinement Γ , qui mesure la proportion de la densité de rayonnement effectivement en interaction avec le milieu actif. Si L est la largeur de puits de confinement des porteurs, le facteur de confinement des photons s'écrit :

$$\Gamma = \int_{-L/2}^{L/2} E^2(z) dz / \int_{-\infty}^{\infty} E^2(z) dz$$

où $E(z)$ représente la variation suivant z de l'amplitude du champ électrique du rayonnement.

A fin d'augmenter le facteur de confinement, on réalise des structures à confinement séparés SCH (Separate Confinement Heterojonction). Les porteurs sont confinés dans un puits

quantique d'épaisseur d_p , les photons sont confinés dans un guide d'onde de largeur d_{ph} (Fig.V.2.c).

On améliore encore le facteur de confinement en remplaçant le puits unique par une structure à multipuits quantiques (Fig.V.2.d). Si on appelle N_p et N_b les nombres de puits et de barrières, d_p et d_b leurs épaisseurs respectives, et enfin n_p et n_b les indices respectifs des matériaux puits et barrière, on peut définir l'indice moyen de la région d'épaisseur

$\bar{d} = N_p d_p + N_b d_b$, contenant la structure de multipuits, par la relation:

$$\bar{n} = \frac{N_p d_p n_p + N_b d_b n_b}{N_p d_p + N_b d_b}$$

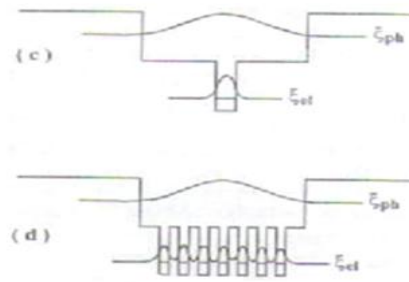


Fig. (V.2): facteur de confinement dans une structure à confinement séparé(c), dans une structure à multi puits quantique (d)

V.3.2.Effets quantiques :

a) Le gain :

Dans une structure à puits quantique, la nature bidimensionnelle de la densité d'états modifie la courbe de gain.

Dans un puits quantique, la densité d'état est constante dans chacune des sous bandes. Ainsi lorsque le pseudo-niveau de Fermi s'élève sous l'effet de l'injection, le sommet de la courbe de gain reste fixé à l'énergie du bas de la sous bande (Fig. V.3). Tant que la première sous bande est la seule concernée, le sommet de la courbe de gain reste donc fixe. Il en résulte que

l'augmentation de l'injection augmente plus efficacement le gain pour des énergies correspondant au bas de la sous bande.

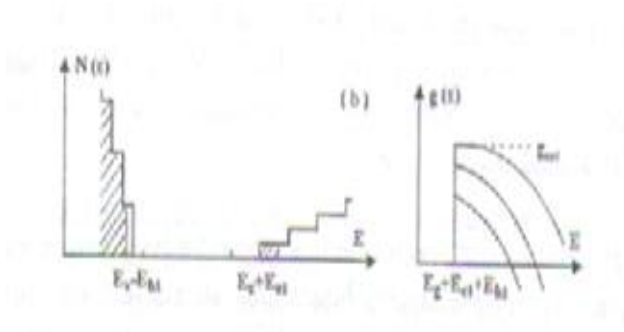


Fig. (V.3). : Allure du gain dans une structure bidimensionnelle.

b) Longueur d'onde d'émission :

Les propriétés de symétrie des fonctions d'onde électroniques dans un puits quantique entraînent l'existence de règles de sélection, qui sont strictes dans un puits de hauteur infinie, sont amenuisées dans un puits de hauteur finie par la sortie des porteurs dans les barrières. Il est donc facile de maîtriser, dans une certaine gamme, la longueur d'onde d'émission du laser en jouant sur la largeur du puits. Dans une double hétérostructure cette possibilité n'existe pas, seule la comparaison des matériaux permet d'ajuster la longueur d'onde.

c) Sensibilité à la température :

La nature bidimensionnelle de la densité d'états entraîne que les pseudo-niveaux de Fermi des porteurs varient peu avec la température. Il en résulte que le courant de seuil d'un laser à puits quantique est beaucoup moins sensible à la température que celui d'une double hétérostructure.

La variation du courant de seuil avec la température peut être décrite par l'expression suivante :

$$I_{S2} = I_{S1} e^{(T_2 - T_1)/T_0}$$

où I_{S1} et I_{S2} sont respectivement les valeurs de courant de seuil aux températures T_2 et T_1 .

T_0 est un paramètre qui caractérise la sensibilité du courant de seuil.

L'augmentation de la température entraîne un étalement énergétique de la distribution des porteurs. Comme le gain du seuil d'oscillation dépend de la densité de porteurs par unité

d'énergie, le courant de seuil augmente avec la température. Dans un laser à puits quantique, la densité d'états constante réduit cet étalement et par suite rend le courant de seuil moins sensible à la température.

V.4. Structures à puits quantiques polarisées :

L'effet du champ intrinsèque (interne) sur l'énergie des transitions inter-bandes des puits quantiques est connu sous le nom d'effet Stark quantique confiné, la présence d'une polarisation dans les différentes parties d'une hétérostructure induit la présence d'un autre champ électrique. Ce gradient de potentiel a pour effet d'incliner les bandes de conduction et de valence dans le puits quantique (fig. V. 4). Cette inclinaison de bandes dans le puits va avoir pour effet de modifier la position des niveaux confinés. Plus précisément les énergies de transition dans un puits en présence d'un champ électrique sont diminuées par rapport au cas d'un puits de forme carré sans présence d'un champ.

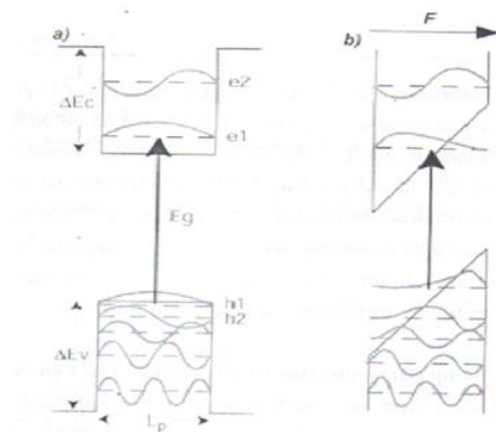


Fig. (V.4) : état en bande de conduction et en bande de valence pour puits quantique sans champs (a) et avec un champ dans la direction de croissance (b).

V.6. Effet tunnel résonnant dans un puits quantique à double barrière :

L'effet tunnel à travers une barrière de potentiel est l'un des phénomènes les plus étudiés en mécanique quantique. Il joue un rôle déterminant dans certains composants électroniques.

L'effet tunnel résonnant se manifeste lorsqu'une particule doit traverser successivement deux barrières de potentiel, pontées par un ou plusieurs états discrets permis.

Considérons l'hétérostructure constituée d'un puits quantique pris en sandwich entre deux barrières (fig. V.5.a).

Le puits est constitué d'un semi-conducteur SC_1 faiblement dopé, de gap E_{g1} et d'épaisseur L_1 , entre deux couches de semi-conducteur SC_2 , de gap $E_{g2} > E_{g1}$ et d'épaisseur commune L_2 . Cette structure à trois couches est bordée à ses extrémités par des couches de semi-conducteur SC_1 dégénérée de type n. Ces deux extrémités constituent l'émetteur et le collecteur du dipôle.

Les figures (b, c et d) présentent le diagramme énergétique de la bande de conduction de la structure et son évolution sous une polarisation $V > 0$. On suppose que la hauteur des barrières et la largeur du puits sont telle qu'une seule sous-bande de conduction d'énergie εE_1 est présente dans le puits. Les barrières étant isolantes est le puits faiblement dopé, on peut supposer que la chute de potentiel entre l'émetteur et le collecteur se distribue essentiellement dans les barrières, en d'autres le fond du puits reste sensiblement horizontal.

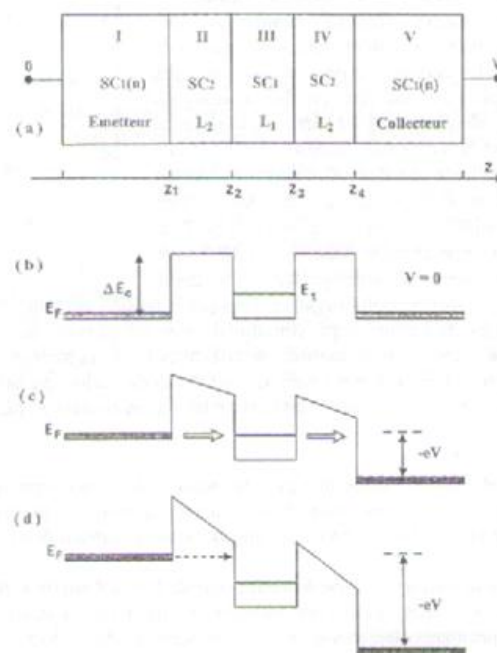


Fig. (V.5). Diagramme énergétique de la bande de conduction de la structure et son évolution sous une polarisation $V > 0$

Sous l'action de la polarisation positive V du collecteur, l'énergie E_1 du bas de la sous-bande de conduction du puits diminue pour une certaine valeur de V cette sous-bande se présente en regard des états occupés de la bande de conduction de l'émetteur les électrons de ce dernier

peuvent alors traverser la première barrière par effet tunnel pour occuper la sous-bande E_1 du puits. De là, les électrons peuvent passer par effet tunnel à travers la deuxième barrière, sur les états vides de ce dernier. Le courant tunnel, qui est nul en l'absence de polarisation, augmente à mesure que le nombre d'états en regard, occupés dans la bande de conduction de l'émetteur et vides dans la sous-bande de conduction du puits, augmente. La sous-bande E_1 sert de pont pour assister l'effet tunnel entre l'émetteur et le collecteur à travers les deux barrières.

V.7.Effet tunnel résonnant dans un superréseau(MPQ) :

Le processus d'effet tunnel résonnant dans un puits quantique à doubles barrière peut être reproduit d'une manière sensiblement différente dans un superréseau. Le diagramme énergétique d'un superréseau polarisé est représenté sur la figure (V.6).

Sous l'action d'un champ électrique élevé, les sous-bandes de conduction du superréseau se scindent (divisent) en niveaux discrets (échelle de Wannier-stark) et les électrons sont localisés dans les puits du superréseau, qui se trouvent découplés par le champ électrique.

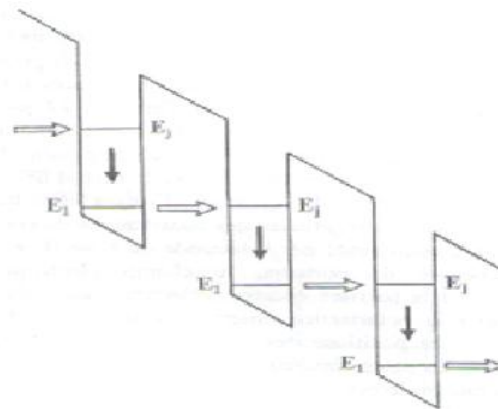


Fig. (V.6).Diagramme énergétique d'un superréseau.

*

Les diodes laser (DL) ont l'avantage d'être légèrement moins chers que les lasers à cavité (à solive, à liquide et à gaz) toutefois, cette technologie étant récente notamment dans le médical par exemple, les prix restent élevés. Cependant Les spécialistes prévoient, une diminution progressive des prix dans les années à venir.

On peut résumer en quatre points (structure électronique, structure optique, matériau, technologie) les grandes directions de recherche qui ont permis aux DL d'être les dispositifs exceptionnels que l'on connaît aujourd'hui :

-L'optimisation du gain par électron transporté: d'abord dans une double hétérostructure, puis dans un puits quantique, voir un puits quantique contraint, la contrainte permettant de modifier les structures de bandes dans le puits quantique pour optimiser la densité d'état vers un meilleur gain optique.

-L'optimisation du guide d'onde de la lumière: dans une double hétérostructure ou dans des structures à confinement séparé.

-La qualité du matériau et l'amélioration des techniques de croissance: pour obtenir des matériaux sans défauts et pour éviter les pertes non radiatives, La comparaison entre les différents matériaux possibles peut être intéressante. Par exemple, les études ont montré que les matériaux sans aluminium présentent une meilleure résistance à la dégradation catastrophique des diodes lasers à haute puissances.

-La qualité de la technologie: elle permet de réaliser des guides d'onde latéraux gravés, des contacts ohmiques de bonne qualité entre les contacts métalliques et les couches semi-conductrices dopées pour éviter toute résistance série (source de dissipation thermique néfaste). La qualité des clivages et de dépôt de miroirs optimisés sont également tout un art, déterminant les taux de recombinaison de surface. Enfin, la brasure des structures sur un bon dissipateur thermique conditionne énormément la température de la jonction des diodes laser en fonctionnement, et donc finalement les puissances que les diodes laser peuvent fournir.

Ces quatre grands points sont aujourd'hui autant de domaines de recherche pour une communauté très large.

En ce qui concerne leurs limitations, n'oublions pas que les diodes laser sont des diodes de faible énergie, si on les compare aux diodes lasers de puissance par exemple. Cette faible énergie s'explique naturellement par la compacité du dispositif et la puissance limitée qu'il

peut supporter dans un volume si faible d'une part, et d'autre part par un temps de vie radiative court et donc une incapacité à stocker de l'énergie.

Les diodes lasers sont encore loin d'avoir démontré toute l'étendue de leurs possibilités. Des principales perspectives mènent des recherches et de nombreuses espérances d'améliorations et d'extension dont lesquelles on peut distinguer :

-La conquête de nouvelles gammes spectrales: le bleu, par exemple, fait l'objet d'une recherche très intense pour les applications de stockage de l'information (la plus courte longueur d'onde permet d'accroître la densité de stockage). par exemple le disque blu-ray ou Blu-Ray Disc (B-RD) exploite un rayon laser bleu-violet d'une longueur d'onde de 405nm

-Plus de puissance, plus de brillance: pour les applications de pompage optique des lasers solides tels que le YAG (matrice solide) dopé au Nd^{3+} (élément actif) par exemple, pour les applications de pompage optique des amplificateurs ou des lasers à fibre, ou encore pour le traitement des matériaux (découpe, soudure, marquage..);

-Des sources monochromatiques DFB (distributed Feedback) où la rétroaction est assurée par un réseau périodique gravé directement sur la région active. À des longueurs d'ondes choisies et accordables entre 1,25 et $1,75\mu\text{m}$ pour les applications en télécommunication (multiplexage en longueur d'onde) mais aussi en détection de gaz ;

-Des sources lasers (ultimes): toute une communauté s'intéresse à des réalisations exotiques, intéressantes dans le cadre de l'optique quantique : sources lasers sans seuil (utilisant des microcavités ou des matériaux à bande interdite photonique), sources de lumière comprimée, sources à photons uniques et sources pour la cryptographie quantique

L'éventail d'applications utilisant les DL tend à s'élargir grâce aux avancées technologiques dans le domaine des semi-conducteurs. En effet, on cherche à avoir une plus grande gamme spectrale, une augmentation de la puissance et une réduction de la durée des impulsions (pulses). Ceci pourrait permettre d'accroître le champ d'application de la DL au service du diagnostic par exemple pour la détection des cancers.

Au vu des avancées technologiques faites ces dernières années et celles à venir, on peut espérer un avenir prometteur à la diode laser dans le médica

1.

-Henry Mathieu, physique des semi-conducteurs et des composants Electroniques, DUNOD 5^{ème} édition.

-physique des dispositifs électroniques, réalisé par Cédric KOENIGUER (Paris-2006) :Thèse de magister.

- Conception des diodes laser à puits quantique GaAlAs/GaAs analyse du comportement en température, réalisé par Stéphane Fourtine à l'institut national des sciences appliquées de Toulouse en 1990 :Thèse doctorat

- diodes laser à puits quantiques, modélisation physique et réalisation par épitaxie par jets moléculaires du dispositif GaAlAs/GaAs réalisé par Beatrice Saint Cricq à l'université Paul SABASTIER de Toulouse 1987 : Thèse doctorat .

-Epitaxie en phase vapeur de silicium réalisé par Sébastien Quozola (Lyon mai 2003) :Thèse doctorat

-Mécanisme de formation des boites quantiques semi-conductrices, application aux nanostructures II-VI et choix de leurs applications optiques, réalisé par Frank Tinjoux (Grenoble novembre 2003) :Thèse doctorat .

-Le marché des Diodes laser de puissance pour les applications industrielles en lumière : Thèse d'ingénieur.

- <http://www.bib science.org>.

- Technique d'ingénieur, physique du laser, référence (AF 3 270).

- Technique d'ingénieur, physique du laser, référence (E 4020).

- Technique d'ingénieur, physique du laser, référence (AF 3272).

-contribution à l'étude et à l'optimisation de composants optoélectroniques réalisé par Vincent MAGNIN à l'université des sciences et technologies de LILLE : Thèse doctorat