



Optoélectronique avancée
(1^{ère} année Master physique)

MEHELLOU Saïd

Master : Physique

Semestre : 01

Matière : Optoélectronique avancée

Objectifs :

L'étudiant va apprendre l'essentiel sur l'optoélectronique, c'est à dire l'essentiel sur les composants électroniques qui émettent ou interagissent avec la lumière.

Connaissances préalables:

L'étudiant doit avoir des connaissances de base sur :

- La physique des solides;
- La physique des semi conducteurs.

Contenu de la matière :

- 1- Rappels sur les semi-conducteurs ;
- 2- Sources optiques à semi-conducteur ;
- 3- Détecteurs optiques à semi-conducteur ;
- 4- Guides optiques et propagation guidée ;
- 5- Optique intégrée et composants optoélectroniques.

Avant propos

Ce cours est principalement destiné aux étudiants de Master physique, il a pour but d'enseigner les éléments de base de la physique des interactions lumière-matière dans les semi-conducteurs et de présenter leurs applications les plus courantes dans le domaine de la génération et de la détection de la lumière. Puisque, ce cours s'adresse à des physiciens il a fallu le débiter par un rappel des notions élémentaires de la physique des semi-conducteurs. De même, le cours dans sa globalité est conçu de manière à développer une bonne compréhension des mécanismes physiques qui sont à la base des applications optoélectroniques des semi-conducteurs. Une importance particulière est donc donnée au contenu physique des développements théoriques plutôt qu'à leur aspect mathématique.

L'étude du fonctionnement des différents types de composants optoélectroniques passe par une maîtrise préalable de la physique des semi-conducteurs, ceci fera l'objet du premier chapitre.

La jonction PN, qui résulte de l'intégration dans un même semi-conducteur de deux régions de dopages différents, constitue une structure de base des composants optoélectroniques dont l'étude sera développée dans le deuxième chapitre.

Le troisième chapitre sera consacré à l'étude des sources optiques à semi-conducteur (les émetteurs de rayonnement) que sont les diodes électroluminescentes et les diodes lasers.

Le quatrième chapitre traite le phénomène de photo-réception. Les différents phénomènes qui régissent les interactions du rayonnement avec le semi-conducteur sont d'abord passés en revue. La deuxième partie du chapitre traitera des photo-détecteurs que sont les cellules photoconductrices et les photodiodes, ainsi que des convertisseurs d'énergie solaire que sont les photopiles.

Le cinquième chapitre présente les concepts de base en matière de propagation de la lumière dans des guides. À partir de l'analyse du guide plan qui est la plus simple, jusqu'au guide cylindrique, c'est-à-dire la fibre optique.

Le sixième chapitre s'attachera à définir l'optique intégrée et à passer en revue les technologies utilisées pour réaliser des composants optiques et optoélectroniques intégrés.

Introduction générale

L'optoélectronique est l'étude des composants qui interagissent avec la lumière. Le principe de fonctionnement de ces composants est basé sur les interactions rayonnement électromagnétique – semi-conducteurs (photonique+matériaux), faisant le rôle de conversion d'un signal optique en un signal électrique ou réciproquement. Elle concerne également la conception de composants optiques de guidage de la lumière à travers des fibres ou matériaux isolants transparents, on parle alors de l'optique intégrée.

L'optoélectronique est le fruit d'un assemblage complexe de diverses disciplines telle que la mécanique quantique, l'électromagnétisme et la physique des matériaux essentiellement les semi-conducteurs et les isolants. L'optoélectronique peut être définie comme l'art d'utiliser l'optique pour accomplir des fonctions habituellement à l'électronique, il s'agit de la manipulation de l'information: émission, réception, traitement de signal optique et stockage.

Parmi les composants optoélectroniques on peut citer:

- A- Sources optiques: Diode électroluminescente, Diode laser, laser intégré, etc.
- B- Récepteurs optiques: Photodiode, Phototransistor, Cellule photoélectrique, etc.
- C- Milieux de transmission: fibres optiques, guides optiques intégrés,
- D- Composants de traitement de signal optique: filtres optiques, multiplexeur/démultiplexeur, modulateur/démodulateur, coupleur, diviseur, amplificateur, etc.
- E- Capteur optique, instrument de mesure des paramètres physico-chimiques par onde optique

Le domaine de l'optoélectronique a évolué très rapidement avec l'invention du premier laser en 1960, la fabrication des fibres optiques de très faible pertes en 1978, le développement de détecteurs optiques très rapide et l'avancée des technologies de l'optique intégrée dès les années 80 du 20ème siècle. Le domaine de télécommunication est le premier bénéficiaire de ce domaine dès les années 70 du siècle précédent. On parle de la télécommunication optique et ces avantages, capacité, rapidité, qualité, cout et sécurité. D'autres domaines ont également bénéficié de l'optoélectronique, il s'agit de: la médecine, le militaire, l'espace, l'aviation, la mécanique de précision, l'agroalimentaire, l'instrumentation de mesure etc.

Enfin, il faut dire, que grâce à l'optoélectronique une spectaculaire avancée des technologies contemporaines.

Chapitre 01

Notions de base sur la physique des semi-conducteurs

Les composants optoélectroniques mettent à profit les propriétés des semi-conducteurs. Il est par conséquent nécessaire, avant d'aborder l'étude de ces composants, de préciser ces propriétés et de définir les grandeurs physiques dont les évolutions conditionnent les caractéristiques électriques ou optiques des composants. Les paramètres fondamentaux sont évidemment l'état de la population électronique à l'équilibre thermodynamique et l'évolution de cette population lorsque le semi-conducteur est soumis à une perturbation extérieure telle qu'une tension électrique, un rayonnement électromagnétique ou une élévation de température.

L'objet de ce premier chapitre est une présentation aussi simple que possible des concepts de base permettant de comprendre et de traduire par des grandeurs mesurables, les propriétés des semi-conducteurs. Il est organisé en deux parties :

1^{ère} partie : Généralités sur la structure de la matière.

- Structure de l'atome;
- Niveau d'énergie;
- Cristaux;
- Bandes d'énergie;
- Conduction dans les cristaux;
 - * Au zéro absolu;
 - * Au dessus du zéro absolu.
- Courant du aux trous;
 - * Déplacement des trous;

2^{ème} partie : Les semi-conducteurs

- Introduction;
- Définition;
- Différents types de semi-conducteurs;
 - * Semi-conducteurs intrinsèques;
 - * Semi-conducteurs extrinsèques;
 - SC type N;
 - SC type P.
- Conclusion.

1^{ère} partie : Généralités sur la structure de la matière (quelques rappels)

1. Structure de l'atome

La matière est constituée d'atomes susceptibles de former des ions ou de s'unir pour former des molécules. L'atome contient un noyau constitué de nucléons (protons et neutrons), autour duquel gravitent des électrons. Le modèle de Bohr est un modèle planétaire permettant dans une approche classique de répartir les électrons autour du noyau. Nous rappelons ainsi que cette répartition se fait en couches appelées aussi orbites (de la plus proche à la plus éloignée du noyau), chaque couche (orbite) possède une énergie bien spécifique.

La dernière couche remplie est appelée couche externe (valence) : elle est d'importance capitale, puisqu'elle délimite l'atome et conditionne la façon dont il va interagir avec l'extérieur (c'est-à-dire avec les perturbations externes).

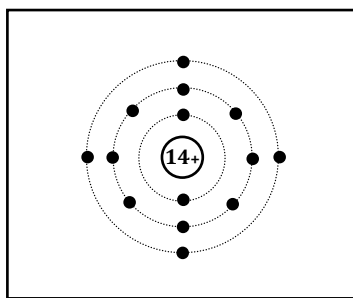


Fig. 01 : Atome de silicium,
(Les orbites et les électrons les occupant)

L'idée que l'électron peut se déplacer sur une orbite de rayon quelconque est fautive car la physique affirme que certaines orbites seulement sont permises aux électrons.

2. Niveau d'énergie

Les électrons d'un atome isolé prennent des niveaux discrets d'énergie (Fig. 01), c'est-à-dire qu'ils occupent des orbites (couches) bien définies. Pour déplacer un électron d'une petite orbite à une orbite plus grande, il faut lui fournir de l'énergie à cause du travail qu'il faut accomplir pour surmonter l'attraction du noyau. Donc, plus l'orbite d'un électron est grande, plus son potentiel d'énergie est élevé par rapport au noyau.

Pour faciliter les représentations graphiques, on imagine les orbites courbes comme des lignes horizontales (Fig. 02). La première orbite représente le premier niveau d'énergie, la

seconde orbite, le second niveau d'énergie, etc. Plus le niveau d'énergie est élevé, plus l'énergie de l'électron et son orbite sont grandes.

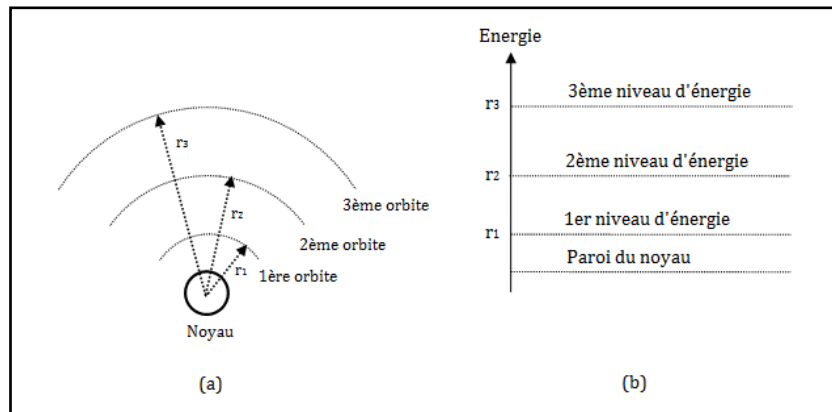


Fig. 02 : (a) Les orbites d'un atome, (b) Niveaux d'énergie

Si une énergie externe comme la chaleur ou la lumière ou un autre rayonnement, bombarde un atome, il se peut qu'un électron soit projeté à un niveau d'énergie élevé (orbite plus grande). L'atome est alors décrit comme étant en état d'excitation. Cet état ne dure pas longtemps car l'atome retombe bientôt à son niveau d'énergie original. En retombant, il rend l'énergie acquise sous forme de chaleur, lumière ou autre rayonnement. La figure 03 résume les phénomènes d'excitation et de rayonnement.

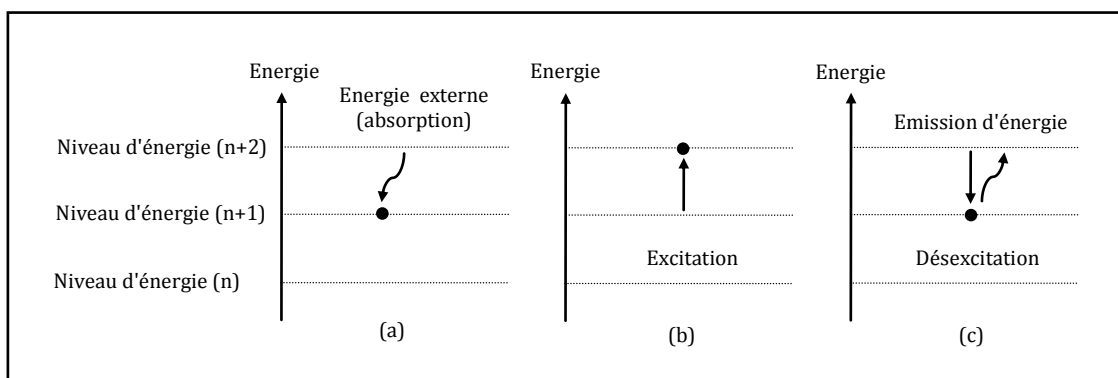


Fig. 03 : (a) L'électron absorbe de l'énergie, (b) Etat d'excitation, (c) Etat de désexcitation, l'électron émet de l'énergie

Remarque : Ces niveaux d'énergie permettent d'expliquer le fonctionnement des diodes électroluminescentes et les photodiodes.

3. Cristaux

Quand les atomes se regroupent pour former un solide, ils se placent dans un réseau appelé cristal. Les forces qui maintiennent les atomes dans ce réseau sont les liaisons covalentes. Afin de décrire une telle liaison, examinons, par exemple, un cristal dont les atomes possèdent quatre électrons dans la couche externe (le silicium).

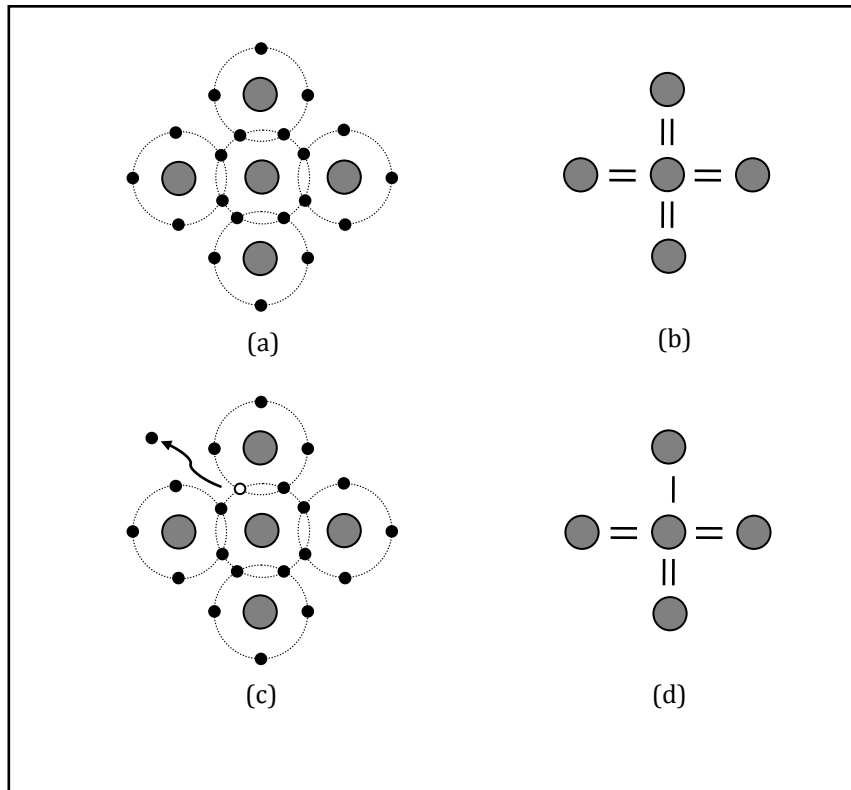


Fig. 04 : (a) Liaisons covalentes, (b) Diagramme de liaisons, (c) Electron manquant (liaison incomplète, trou), (d) Rupture de liaison

Un atome isolé du cristal a quatre électrons sur son orbite de valence. Les atomes du cristal se regroupent de façon à avoir huit électrons sur l'orbite de valence. Pour ce faire, chaque atome se place entre quatre autres atomes du cristal (Fig. 04 a). Chacun partage un électron avec l'atome central qui, ainsi, gagne quatre électrons, ce qui porte le total à huit électrons pour son orbite de valence. En fait, les électrons ne font plus vraiment partie d'un seul atome; ils se partagent entre plusieurs atomes adjacents. Et c'est ce partage qui forme les liaisons covalentes (Fig. 04 b).

Quand l'énergie externe élève un électron de valence à niveau d'énergie supérieur (orbite plus grande) l'électron partant laisse un vide dans l'orbite de valence (Fig. 04 c). Ce vide (manque d'électron) s'appelle un trou. Ce trou équivaut à une rupture de liaison covalente comme le montre la figure 04 d.

4. Bandes d'énergie

Quand des atomes forment un cristal, l'orbite d'un électron est influencée non seulement par les charges à l'intérieur de son propre atome mais aussi par le noyau et les électrons de tous les atomes du cristal. Comme chaque électron occupe une position différente à l'intérieur du cristal, il n'y a pas deux électrons qui ont exactement le même environnement de charges. C'est pourquoi chaque électron a une orbite différente.

Les électrons qui gravitent sur les premières orbites ont des niveaux d'énergie légèrement différents puisqu'ils n'ont pas exactement le même environnement de charges. Comme il y a un nombre infiniment grand d'électrons de première orbite, les niveaux d'énergie légèrement différents forment une bande (Fig. 05). L'infinité d'électrons de seconde orbite forme également une deuxième bande, car ils ont, eux aussi, des niveaux d'énergie légèrement différents les uns des autres, etc. Ces bandes formées sont séparées par des bandes interdites qui sont à leur tour le résultat de la différence entre les niveaux d'énergie non permis aux électrons (Fig. 05).

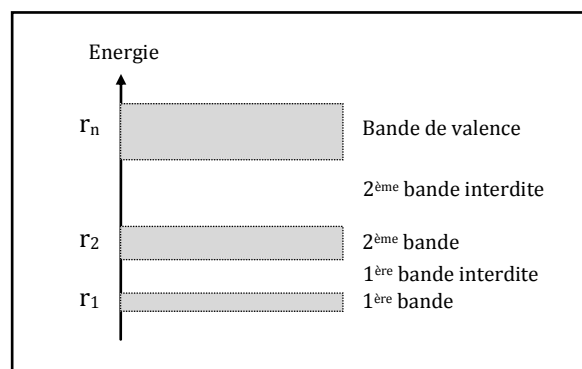


Fig. 05 : Bandes d'énergie

5. Conduction dans les cristaux

La figure 06 (a) représente un cristal (par exemple : le silicium pur) soumis à une tension externe qui établit un champ électrique entre ses deux extrémités. La circulation du courant électrique dans le cristal dépend de la présence d'électrons libres dans ce dernier.

5. 1 Au zéro absolu

A la température du zéro absolu, les électrons ne peuvent se déplacer dans le cristal. Tous les électrons sont prisonniers des atomes du cristal. Les électrons des orbites intérieures sont fortement attirés par le noyau; les électrons des orbites extérieures font partie des liaisons covalentes et ne peuvent s'échapper sans recevoir d'énergie externe.

La figure 06 (b) représente le diagramme des bandes d'énergie. Les bandes jusqu'à la bande de valence sont saturées et les électrons ne peuvent s'y déplacer facilement. Mais au-delà de la bande de valence, il y a la bande de conduction qui contient l'ensemble suivant des orbitales permises aux électrons. Les orbitales de la bande de conduction sont si éloignées du noyau que l'attraction de ce dernier est presque négligeable. Si un électron a été éjecté dans la bande de conduction, il peut donc alors se déplacer facilement d'un atome à un autre. C'est pourquoi on appelle les électrons de la bande de conduction, des électrons libres.

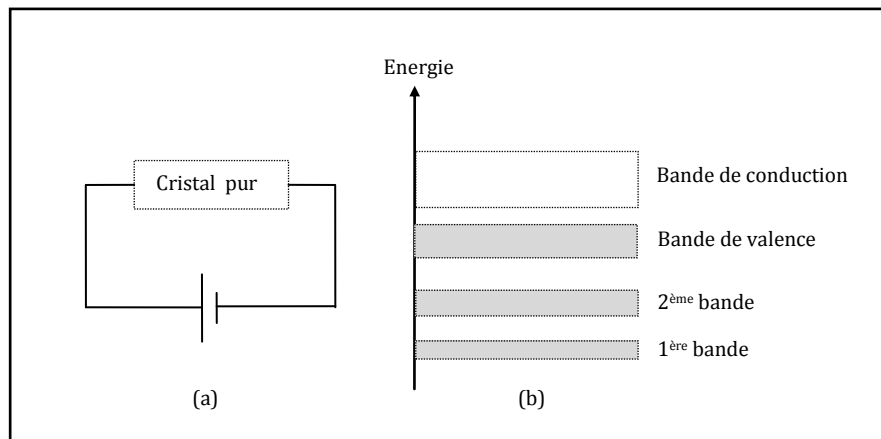


Fig. 06 : (a) Cristal sous tension, (b) Bandes d'énergie à la température du zéro absolu

A la température du zéro absolu, la bande de conduction est vide parce qu'aucun électron n'a suffisamment d'énergie pour se déplacer sur une orbite de la bande de conduction.

Remarque : Les bandes d'énergie hachurées signifie qu'elles sont saturées ou quasi saturées et inversement, la bande non hachurée veut dire qu'elle est vide.

5. 2 Au dessus du zéro absolu

Lorsque la température s'élève au dessus du zéro absolu, l'énergie thermique brise quelques liaisons covalentes ce qui permet à des électrons de valence de passer dans la bande de conduction. Sous l'influence du champ électrique, ces électrons libres se déplacent et forment un courant (Fig. 07 a).

Chaque fois qu'un électron est projeté dans la bande de conduction, un trou apparaît dans la bande de valence (Fig. 07 b). De ce fait, la bande de valence n'est plus saturée : chaque trou représente une orbite disponible.

Plus la température est élevée, plus nombreux sont les électrons éjectés dans la bande de conduction et plus fort est le courant.

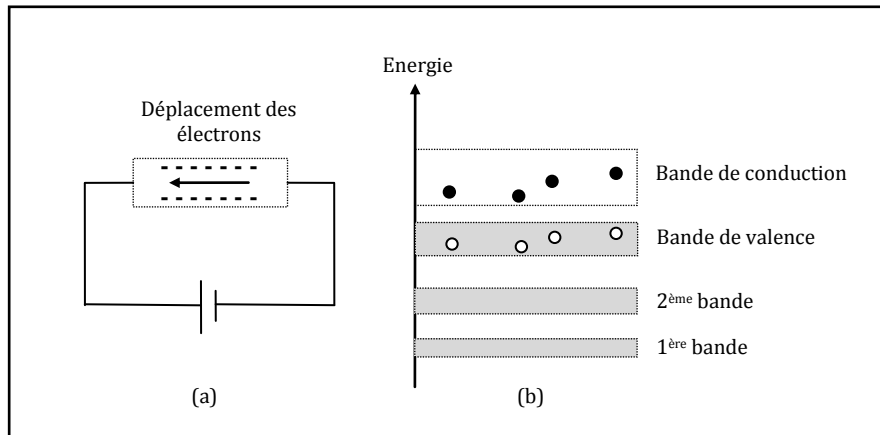


Fig. 07 : (a) Flux d'électrons, (b) Bandes d'énergie à la température ambiante

6. Courant dû aux trous

On définit donc le trou comme un nouveau porteur de charge positive. Cela est bien sûr fictif, et seul est réel le déplacement des électrons de valence, mais le phénomène mis en jeu est fondamentalement différent de celui utilisé par les électrons de conduction.

6.1 Déplacent des trous

On peut voir un trou au point A de la figure 08 (a). Ce trou attire l'électron de valence situé en B (Fig. 08 b). Il suffit un léger changement d'énergie à l'électron de valence en B pour se déplacer vers le trou qui disparaît alors de sa position d'origine en A et apparaît au point B (Fig. 08 c). Ce nouveau trou en B attire et capture l'électron de valence situé au point C qui, en se déplaçant de C en B, fait apparaître un trou en C (Fig. 08 d), etc. Bref, la présence des trous dans les orbites de valence est à l'origine d'un second mode de déplacement des électrons dans le cristal.

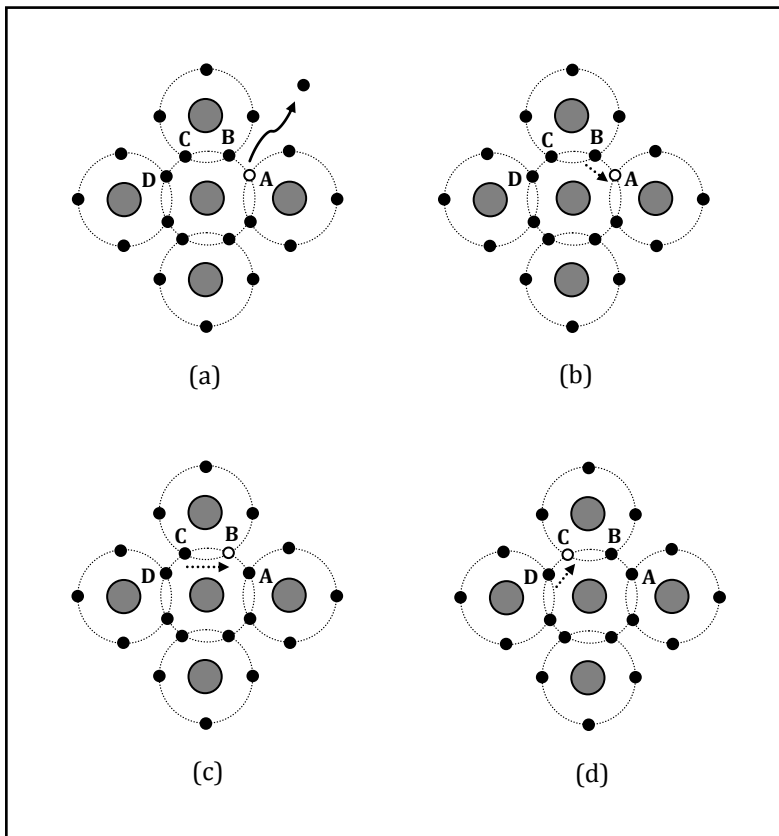


Fig. 08 : Courant de trous, mouvement d'un trou dans le cristal (spatialement)

Le déplacement des trous peut s'expliquer à l'aide des bandes d'énergie. D'abord, l'énergie thermique chasse un électron de la bande de valence jusqu'à la bande de conduction. Ce qui crée un trou dans la bande de valence au point A (Fig. 09 a). Comme l'écart d'énergie est faible, l'électron de valence en B peut se déplacer jusqu'au trou en A (Fig. 09 b) qui disparaît alors qu'un nouveau trou apparaît en B (Fig. 09 c). Ensuite, l'électron de valence situé en C se déplace jusqu'au nouveau trou (en B) ce qui crée un trou en C (Fig. 09 d). Ainsi les électrons de valence peuvent se déplacer le long du parcours DCBA. Tout se passe comme si le trou se déplaçait suivant la trajectoire ABCD dans la bande de valence.

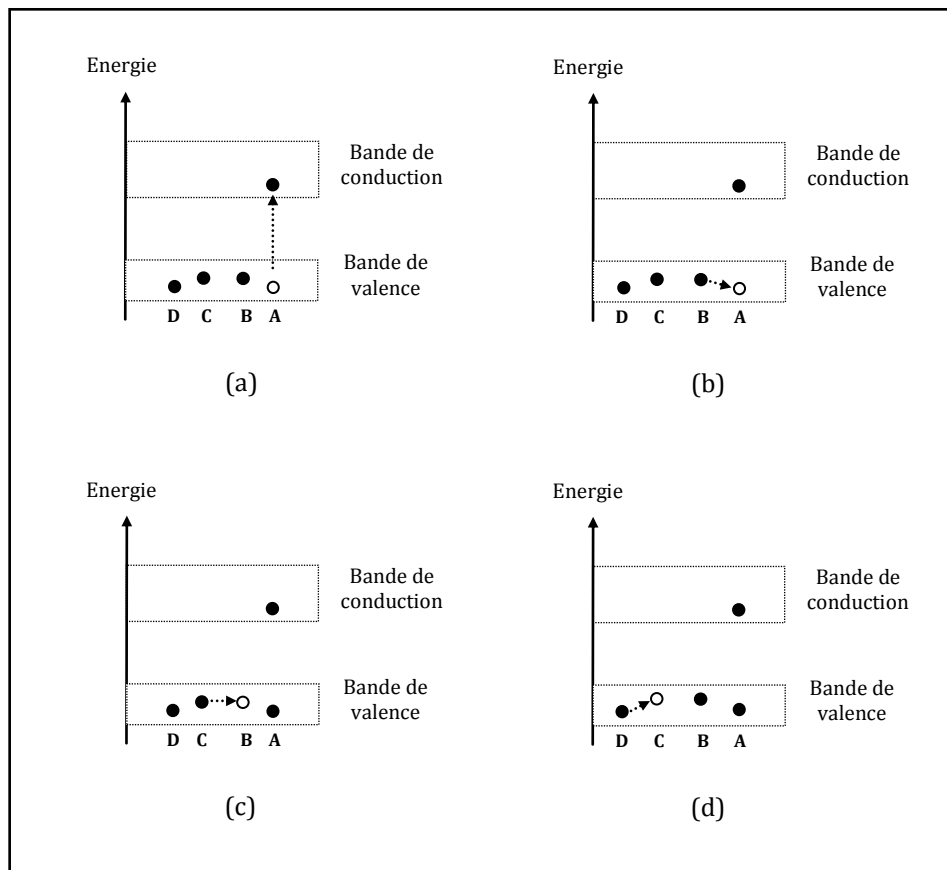


Fig. 09 : Courant de trous, mouvement d'un trou dans le cristal (énergétiquement)

Cette première partie nous a permis d'examiner les notions de base sur la structure de la matière en partant de l'atome jusqu'à l'électron, ce dernier qui, dans un atome isolé peut occuper énergétiquement des niveaux bien spécifiés tandis que d'autres lui sont interdits. Dans les cristaux qui sont constitués d'un ensemble d'atomes, l'électron et à cause du rapprochement des mêmes niveaux d'énergie des atomes, peut se retrouver dans des bandes d'énergie. Ces bandes d'énergie conditionnent la nature ainsi que l'utilisation de ces cristaux. Le semi-conducteur est l'élément clé des composants optoélectronique, pour cette raison il fera l'objet de la deuxième partie de ce chapitre.

2^{ème} partie : Notions de semi- conducteurs

1. Introduction

L'utilisation de semi-conducteur sous forme cristalline remonte au début du siècle dernier. Début des années quarante, on fabriqua le premier monocristal de germanium. Puis le silicium prenait peu à peu l'avantage sur le germanium, grâce à sa gamme de température d'utilisation plus large et son traitement plus facile.

2. Définition

L'appellation des matériaux semi-conducteurs provient de leurs conductivités électriques, intermédiaires entre celles des conducteurs et des isolants. Une autre particularité importante, qui sera expliquée plus loin, est que cette conductivité, contrairement aux conducteurs courants, dépend beaucoup de la température et augmente avec celle-ci.

Ordres de grandeur :

Isolant $\sigma < 10^{-6} S/m$ (S = Siemens, c'est-à-dire Ω^{-1})

Conducteur $\sigma \approx 10^8 S/m$

Semi-conducteur $\sigma \approx 0.1 - 10^{-4} S/m$

3. Différents types de semi-conducteurs;

Selon le degré de pureté, on distingue deux types de semi conducteurs :

- Semi-conducteurs intrinsèques;
- Semi-conducteurs extrinsèques.

3.1 Semi-conducteurs intrinsèques

Un semi-conducteur est dit intrinsèque lorsqu'il est à l'état pur c.à.d. qu'il n'est pas pollué (volontairement ou non) par des impuretés, il est donc hautement pur. Les corps simples semi-conducteurs appartiennent à la colonne IV du tableau de la classification périodique des éléments (Tab. 01). Ils ont la particularité d'avoir quatre électrons dans la couche de valence.

Tab. 01 : Classification périodique de Mendeleïev

	III	IV	V	
	5 B (Bore)	6 C (Carbone)	7 N (Azote)	
	13 Al (Aluminium)	14 Si (Silicium)	15 P (Phosphore)	16 S (Soufre)
30 Zn (Zinc)	31 Ga (Gallium)	32 Ge (Germanium)	33 As (Arsenic)	34 Se (Sélénium)
48 Cd (Cadmium)	49 In (Indium)	50 Sn (Etain)	51 Sb (Antimoine)	

En plus des corps simples semi-conducteurs, on utilise actuellement de plus en plus de corps composés, le plus souvent des alliages binaires, de corps trivalents d'une part (colonne III du tableau 01), et pentavalents d'autre part (colonne V). Le cristal formé possède les mêmes propriétés que les corps simples semi-conducteurs, les atomes trivalents et pentavalents étant en quantité identique (les couches externes des atomes sont donc complétées à huit électrons).

Les atomes d'un cristal semi conducteur intrinsèque sont tous liés par des liaisons covalentes. Les électrons des couches externes de ces atomes sont tous liés et par conséquence ils sont des électrons de valence. De ce fait, la bande de conduction du semi-conducteur intrinsèque est vide et le semi-conducteur se comporte comme un isolant à une température de zéro kelvin (zéro absolu).

Les électrons de la bande de conduction d'un semi-conducteur intrinsèque ne peuvent résulter que de l'excitation thermique d'électrons liés de la bande de valence. Il en résulte que les électrons et les trous existent nécessairement par paires $n = p = n_i$ (n_i est appelé densité de porteurs intrinsèques, n et p sont respectivement les densités des électrons et des trous). Elles sont données par:

$$n = N_c \cdot e^{-(E_c - E_F)/kT} \quad (01)$$

$$p = N_v \cdot e^{(E_v - E_F)/kT} \quad (02)$$

n_i est une caractéristique du semi-conducteur à une température donnée. N_c et N_v sont les densités d'états respectivement dans la bande de conduction et dans la bande de valence.

3.1.1 Densité des porteurs de charge

Dans un semi-conducteur intrinsèque le produit $n \cdot p = n_i^2$ est donné par l'expression :

$$n \cdot p = N_c N_v \cdot e^{-E_g/kT} \quad (03)$$

Il en résulte que la densité de porteurs intrinsèques s'écrit :

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-E_g/2kT} \quad (04)$$

3.1.2 Niveau de Fermi

Dans un solide, le niveau de Fermi est le niveau énergétique le plus élevé qu'un électron puisse occuper à 0K. A la température T, les électrons peuvent occuper des niveaux d'énergie supérieurs au niveau de Fermi, et la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E par un électron à une température T est donnée par la fonction de Fermi :

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} \quad (05)$$

Où k est la constante de Boltzmann, et E_F l'énergie de Fermi qui est, par définition, l'énergie dont la probabilité d'occupation est égale à $1/2$.

La fonction de Fermi est représentée sur la figure (01). On vérifie immédiatement que $f(E_F) = 1/2$ quel que soit T.

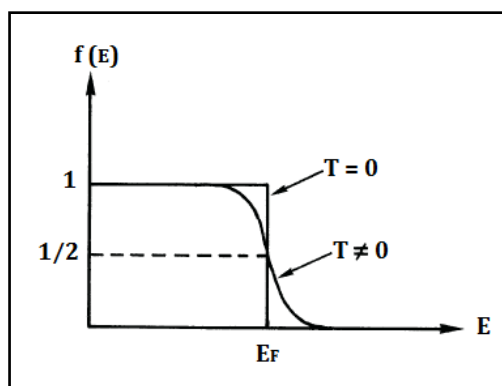


Fig. 01 : Fonction de Fermi

D'autre part si $T = 0$, $f(E) = 1$, pour $E < E_F$ et $f(E) = 0$ pour $E > E_F$.

Ainsi au zéro absolu tous les états d'énergie situés au-dessous du niveau de Fermi sont occupés et tous les états d'énergie situés au-dessus sont vides. Le niveau de Fermi délimite donc, dans le système, les états occupés et les états vides.

La fonction de distribution $f(E)$ représente la probabilité pour qu'un électron occupe un état d'énergie E . Il en résulte que la probabilité pour que cet état ne soit pas occupé par un électron est $1 - f(E)$. Cette fonction représente par conséquent la fonction de distribution des trous dans le semi-conducteur. On écrit :

$$f_p(E) = 1 - f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E - E_F)/kT}} \quad (06)$$

Dans un semi conducteur intrinsèque, on obtient la position du niveau de Fermi en écrivant que $n = p$, soit :

$$N_c \cdot e^{-(E_c - E_{Fi})/kT} = N_v \cdot e^{(E_v - E_{Fi})/kT} \quad (07)$$

$$E_{Fi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{1}{2} kT \ln \frac{N_v}{N_c} \quad (08)$$

En explicitant le rapport N_v/N_c en fonction des masses effectives (m_e pour l'électron et m_h pour le trou), on obtient :

$$E_{Fi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_h}{m_e} \quad (09)$$

Le rapport des masses effectives de densité d'états est généralement faible, 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 (Fig. 02):

$$E_{Fi} = (E_c + E_v)/2 \quad (10)$$

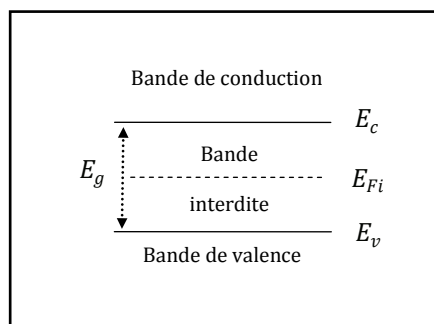


Fig. 02 : Niveau de Fermi d'un semi-conducteur intrinsèque

3.2 Semi-conducteurs extrinsèques

L'introduction d'atomes d'impureté (non tétravalents) dans un semi-conducteur intrinsèque, opération appelée dopage, permet de changer sa concentration en porteurs de charges libres et d'obtenir un semi-conducteur dit extrinsèque. D'après l'état électronique de la couche de valence des atomes d'impureté on a deux types de semi-conducteurs extrinsèques :

- Semi-conducteurs extrinsèques type N;
- Semi-conducteurs extrinsèques type P;

3.2.1 Semi-conducteurs extrinsèques type N

Les semi-conducteurs simples ont la caractéristique principale d'être tétravalent, c'est-à-dire que leur couche extérieure (couche de valence) comporte quatre électrons. Lorsqu'on introduit un atome d'impureté pentavalent (possédant cinq électrons de valence) dans un semi-conducteur, cet atome prend la place d'un atome du semi-conducteur (il sera entouré par quatre atomes du semi-conducteur). Après formation de liaisons covalentes avec ses quatre voisins, l'atome central (atome d'impureté) a un électron de trop (électron non lié dit encore électron libre) (Fig. 03 a). Comme l'orbite de valence ne peut accepter plus de huit électrons, l'électron supplémentaire va sur une orbite de conduction (Fig. 03 b).

A la température ambiante cet électron est donc libéré dans le réseau par agitation thermique et occupe un état de la bande de conduction (Fig. 03 c). Parallèlement l'atome cédant un électron (le phosphore) a une charge positive excédentaire et devient un ion positif (P^+). On dit que le phosphore dans le silicium est un donneur en raison du fait qu'il donne un électron de conduction au réseau.

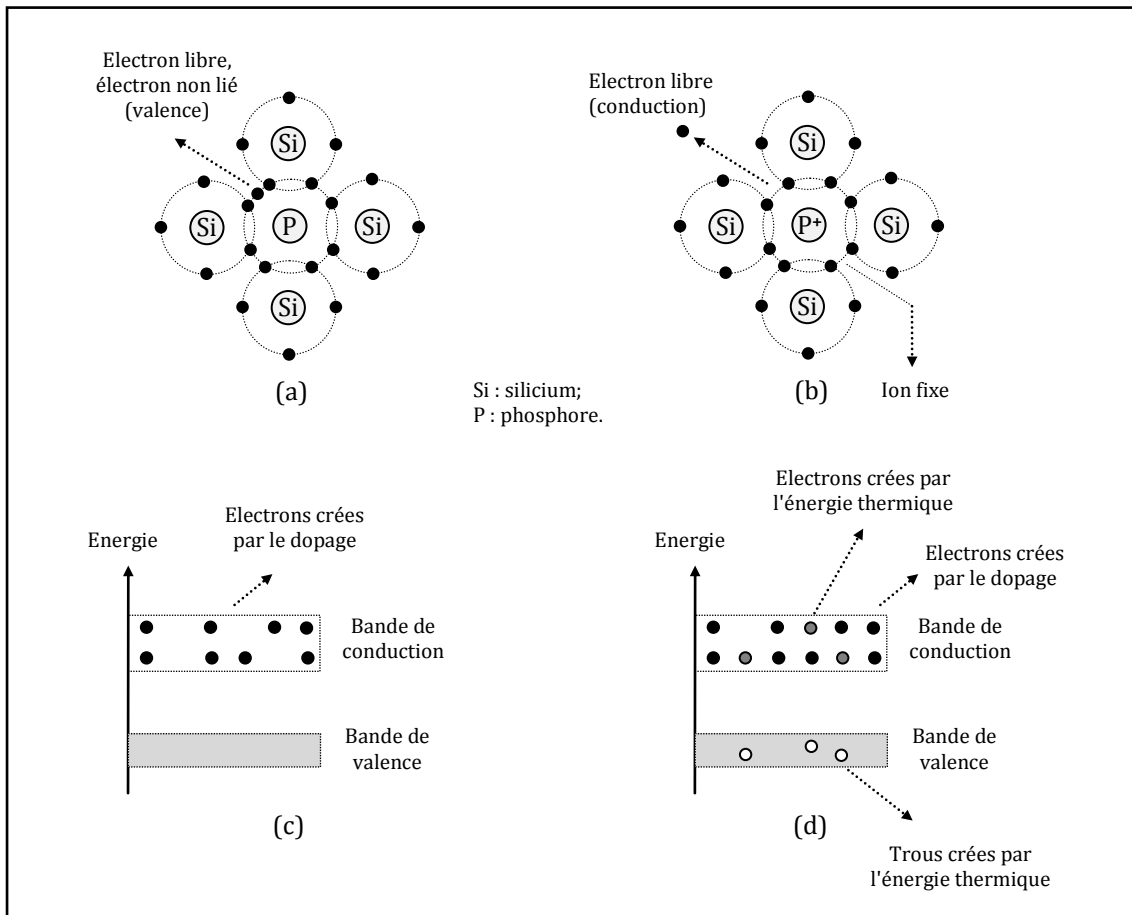


Fig. 03 : Silicium dopé au phosphore : (a) à $T = 0K$, (b) à $T \neq 0K$, (c) bandes d'énergie à $T = 0K$, (d) bandes d'énergie à $T \neq 0K$

Remarque :

- On appelle le semi-conducteur dopé, un semi-conducteur de type N.
- Le dopage produit beaucoup d'électrons libres. Comme chaque atome pentavalent donne un électron libre, on peut contrôler le nombre d'électrons libres en contrôlant les quantités d'impureté à ajouter.
- La majorité des électrons de la bande de conduction sont produits par le dopage, l'énergie thermique produit encore quelques paires électron-trou (Fig. 03 d).
- Les électrons sont appelés porteurs majoritaires.
- Les trous sont appelés porteurs minoritaires.
- Les atomes d'impureté (pentavalents) sont appelés atomes donneurs parce qu'ils produisent les électrons libres.

3.2.1.1 Densité des porteurs de charge

Considérons un semi-conducteur contenant une densité N_d de donneurs et une densité N_a d'accepteurs. Soit N_d^+ le nombre de donneurs ionisés, c'est-à-dire ayant libéré leur électron supplémentaire. Soit N_a^- le nombre d'accepteurs ionisés, c'est-à dire ayant accepté un électron

supplémentaire. Dans le cas où le matériau étant neutre, l'ensemble des charges positives est égal à l'ensemble des charges négatives. L'équation de neutralité électrique du matériau s'écrit :

$$n + N_a^- = p + N_d^+ \quad (11)$$

Où n et p représentent les densités de porteurs libres et N_a^- et N_d^+ les densités d'accepteurs et de donneurs ionisés.

A la température ambiante et 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 électrique se réduit donc à :

$$n + N_a = p + N_d \quad (12)$$

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

Considérons un semi-conducteur dopé avec une densité de donneurs supérieure à la densité d'accepteurs, $N_d > N_a$. Il en résulte, d'après l'équation (12), $n > p$, on dit alors que le semi-conducteur est de type N. Les électrons sont appelés porteurs majoritaires, les trous, porteurs minoritaires.

L'équation (12) associée à la relation $n \cdot p = n_i^2$ permet d'écrire l'équation :

$$n^2 - (N_d - N_a)n - n_i^2 = 0 \quad (13)$$

La racine positive de cette équation donne le nombre d'électrons, la valeur absolue de sa racine négative donne le nombre de trous.

$$n = \frac{1}{2} \left[N_d - N_a + \sqrt{(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2} \right] \quad (14)$$

$$p = \frac{1}{2} \left[N_d - N_a - \sqrt{(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2} \right] \quad (15)$$

Dans la pratique N_d , N_a et $N_d - N_a$ sont toujours très supérieurs à n_i , de sorte que les densités d'électrons et de trous s'écrivent respectivement :

$$n \approx N_d - N_a \quad (16)$$

$$p \approx n_i^2 / (N_d - N_a) \quad (17)$$

Et que $N_d \gg N_a$, les équations (16) et (17) deviennent :

$$n \approx N_d \quad (18)$$

$$p \approx n_i^2 / N_d \quad (19)$$

3.2.1.2 Niveau de Fermi

Dans un semi-conducteur extrinsèque de type N (semi-conducteur non dégénéré, c'est-à-dire que le niveau de Fermi est situé dans la bande interdite), la densité de porteurs est donnée par l'expression suivante :

$$n = N_d - N_a = N_c \cdot e^{-(E_c - E_{Fn})/kT} \quad (20)$$

D'où l'expression du niveau de Fermi dans un semi-conducteur de type N:

$$E_{Fn} = E_c - kT \ln[N_c / (N_d - N_a)] \quad (21)$$

Dans un semi-conducteur de type N, 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 $N_d - N_a = N_c$. En d'autres termes le semi-conducteur devient dégénéré de type N quand la densité de donneurs excédentaires $N_d - N_a$ devient égale à la densité équivalente d'états de la bande de conduction N_c (Fig. 04).

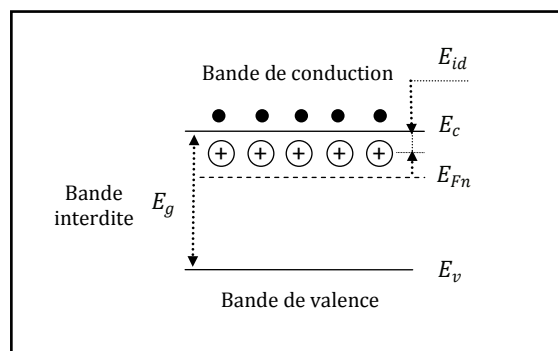


Fig. 04 : Niveau de Fermi dans un semi-conducteur extrinsèque de type N

La figure 04 montre la position du niveau de Fermi dans un semi-conducteur extrinsèque de type N. La présence des atomes donneurs dans le semi-conducteur crée des états énergétiques localisés dans la bande interdite près du bas de la bande de conduction. E_{id} est l'énergie (voisine de kT) nécessaire à l'ionisation de l'impureté. Le niveau de Fermi E_{Fn} monte et descend en fonction de la concentration des atomes donneurs se comportant ainsi en un niveau indicateur de remplissage comme le niveau d'un fluide.

3.2.2 Semi-conducteurs extrinsèques type P

En utilisant une impureté trivalente (possédant trois électrons de valence), après l'adjonction d'impureté, chaque atome trivalent se place entre quatre atomes du semi-conducteur. Chaque atome trivalent amenant trois électrons seulement dans l'orbite de valence, sept électrons seulement se déplaceront sur son orbite de valence (Fig. 05 a). Il y a donc une liaison incomplète entre l'atome trivalent et les quatre atomes qui l'entourent, autrement dit, il y a un manque d'électron dans l'atome trivalent représenté par un trou.

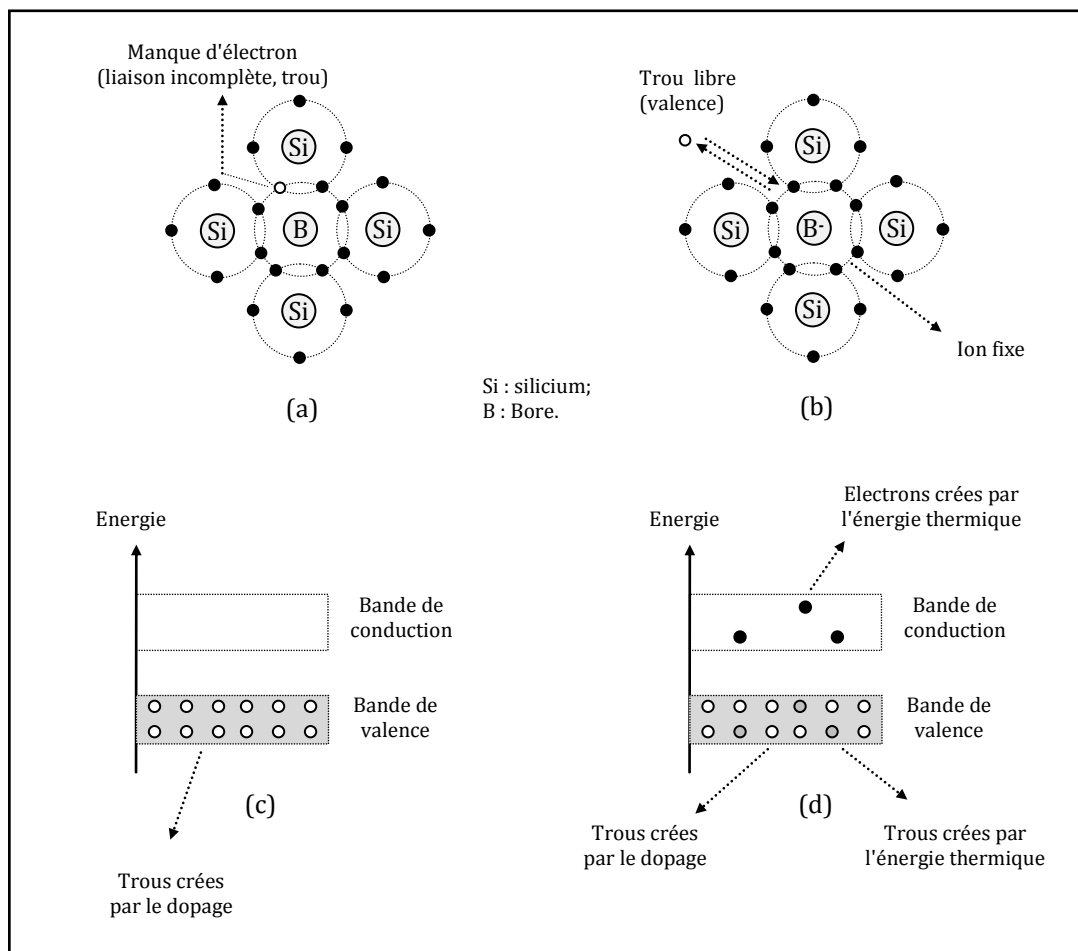


Fig. 05 : Silicium dopé au bore : (a) à $T = 0K$, (b) à $T \neq 0K$, (c) bandes d'énergie à $T = 0K$, (d) bandes d'énergie à $T \neq 0K$

Remarque :

- On appelle semi-conducteur de type P, un semi-conducteur dopé au moyen d'impureté trivalente.
- Les atomes trivalents sont aussi connus sous le nom d'atomes accepteurs parce que chaque trou qu'ils créent peut recevoir un électron (Fig. 05 b).
- On voit sur la figure 05 (c) que la bande de valence d'un semi-conducteur type P est remplie de trous, ces trous sont dus au dopage.
- Les trous d'un semi-conducteur type P sont nettement plus nombreux que les électrons libres dus à l'énergie thermique (Fig. 05 d). C'est pourquoi les trous sont les porteurs majoritaires de ce type de semi-conducteur et les électrons libres sont les porteurs minoritaires.

3.2.2.1 Densité des porteurs de charge

Considérons un semi-conducteur dopé avec une densité de donneurs supérieure à la densité d'accepteurs, $N_d > N_a$. Il en résulte, d'après l'équation (12), $n > p$, on dit alors que le semi-conducteur est de type N. Les électrons sont appelés porteurs majoritaires, les trous, porteurs minoritaires.

Si le dopage est tel que densité d'accepteurs est supérieure à la densité de donneurs, $N_a > N_d$, les porteurs majoritaires sont les trous et les porteurs minoritaires sont les électrons, le semi-conducteur est de type P. Les densités de porteurs sont données par :

$$p \approx N_a - N_d \quad (22)$$

$$n \approx n_i^2 / (N_a - N_d) \quad (23)$$

Et que si : $N_a \gg N_d$, les équations (22) et (23) deviennent :

$$p \approx N_a \quad (24)$$

$$n \approx n_i^2 / N_a \quad (25)$$

3.2.2.2 Niveau de Fermi

Dans un semi-conducteur extrinsèque non dégénéré de type P (c'est-à-dire que le niveau de Fermi est situé dans la bande interdite), la densité de porteurs est donnée par l'expression suivante :

$$p = N_a - N_d = N_v \cdot e^{(E_v - E_{Fp})/kT} \quad (26)$$

D'où l'expression du niveau de Fermi dans un semi-conducteur de type P:

$$E_{Fp} = E_v - kT \ln[N_v / (N_a - N_d)] \quad (27)$$

Dans un semi-conducteur de type P, le niveau de Fermi se rapproche d'autant plus de la bande de porteurs majoritaires que le dopage est important. En particulier, $E_{Fp} = E_v$ pour $N_a - N_d = N_v$. En d'autres termes le semi-conducteur devient dégénéré de type P quand la densité de donneurs excédentaires $N_a - N_d$ devient égale à la densité équivalente d'états de la bande de valence N_v (Fig. 06).

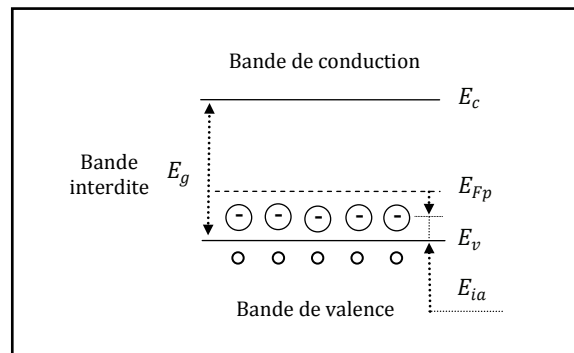


Fig. 06 : Niveau de Fermi dans un semi-conducteur extrinsèque de type P

La position du niveau de Fermi dans un semi-conducteur extrinsèque de type P est représenté dans la figure : 06 . La présence des atomes accepteurs dans le semi-conducteur crée des états énergétiques localisés dans le gap près du bas de la bande de valence. E_{ia} est l'énergie (voisine de kT) nécessaire à l'ionisation de l'impureté. Le niveau de Fermi E_{Fp} monte et descend en fonction de la concentration des atomes accepteurs se comportant ainsi en un niveau indicateur de remplissage.

Il est souvent utile de définir la position du niveau de Fermi par sa distance au niveau de Fermi intrinsèque E_{Fi} du matériau (Fig. 07).

Dans un semi-conducteur intrinsèque :

$$n = p = n_i = N_c \cdot e^{-(E_c - E_{Fi})/kT} = N_v \cdot e^{(E_v - E_{Fi})/kT} \quad (28)$$

Dans un semi-conducteur dopé N :

$$n = N_c \cdot e^{-(E_c - E_F)/kT} \quad (29)$$

Dans un semi-conducteur dopé P :

$$p = N_v \cdot e^{(E_v - E_F)/kT} \quad (30)$$

En posant $e\phi_{Fi} = E_F - E_{Fi}$, les expressions précédentes permettent d'écrire :

$$n = n_i e^{+(e \phi_{Fi})/kT} \quad (31)$$

$$p = n_i e^{-(e \phi_{Fi})/kT} \quad (32)$$

$e\phi_{Fi} > 0$ entraîne : $n > n_i$ et $p < n_i$, le semi-conducteur est de type N.

$e\phi_{Fi} < 0$ entraîne : $n < n_i$ et $p > n_i$, le semi-conducteur est de type P.

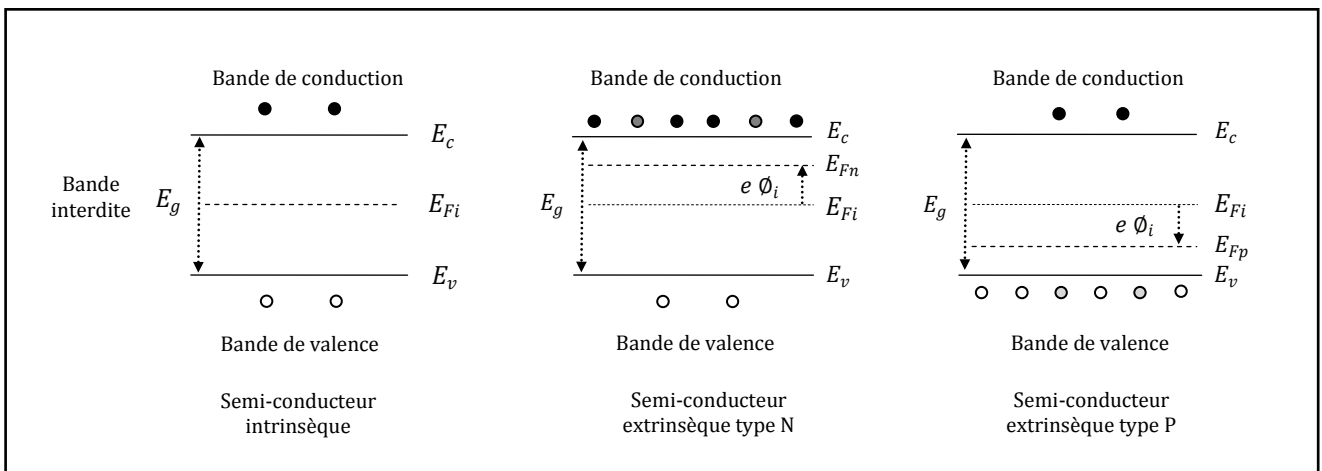


Fig. 07 : Position du niveau de Fermi dans les différents types de semi-conducteur

Conclusion

A partir d'un semi-conducteur intrinsèque qui est un matériau de très haute pureté on a pu obtenir par le dopage (l'ajout d'impureté) deux types de semi-conducteurs extrinsèques N et P, que peut-on faire avec ces semi-conducteurs extrinsèques ? La réponse à cette question sera l'objectif du deuxième chapitre.

Chapitre 02

Diode à jonction PN

La jonction PN est une structure de base dans les composants électroniques. Les composants étant formés de semi-conducteurs dopés de manière différente, les diodes à jonctions PN (ou NP) sont à la base des composants optoélectroniques. Il est donc indispensable de bien comprendre les phénomènes physiques qui s'y manifestent. La diode à jonction PN est également un composant en soit. La fonction de base de ce composant est d'être passant seulement dans un sens. Dans ce chapitre on étudiera la jonction PN et la diode à jonction PN non connectée puis connectée à une source de tension. Ce chapitre est organisé comme suit :

- Jonction PN;
- Diode à jonction PN;
 - * Diode à jonction PN non polarisée;
 - Zone de déplétion;
 - Barrière de potentiel;
 - Effets thermiques;
 - Ecart d'énergie;
 - Avant la diffusion des porteurs de charges;
 - A l'équilibre (après la diffusion des porteurs de charges).
 - * Diode à jonction PN polarisée;
 - Polarisation directe;
 - Champs électriques dans la diode;
 - Déplacement des porteurs de charge;
 - Bandes d'énergie;
 - Polarisation indirecte (inverse);
 - Champs électriques dans la diode;
 - Déplacement des porteurs de charge;
 - Bandes d'énergie;
 - Tension de rupture;
- Conclusion

1. Jonction PN

La jonction PN est l'endroit résultant de la juxtaposition de deux semi-conducteurs de types différents (l'un de type P et l'autre de type N) (Fig. 01).

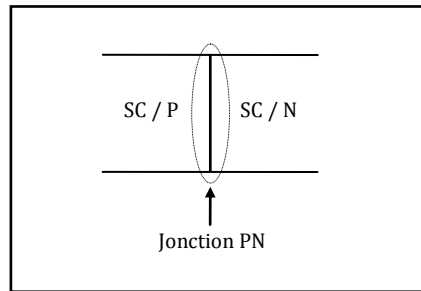


Fig. 01 : Jonction PN

2. Diode à jonction PN

La diode à jonction PN est un cristal PN (c'est-à-dire un cristal de semi-conducteurs formé de deux zones l'une est de type P et l'autre de type N) (Fig. 02).

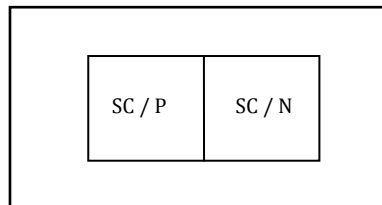


Fig. 02 : Diode à jonction PN

2.1 Diode à jonction PN non polarisée

La figure 03 représente une diode non polarisée, ce qui veut dire qu'on ne lui applique aucune tension extérieure. Dans cette diode, la région P est riche de trous libres dans la bande de valence (signe +) et la région N est riche d'électrons libres dans la bande de conduction (signe -). Pour des raisons de simplification on n'a représenté que les porteurs majoritaires, mais on ne peut pas ignorer la présence de porteurs minoritaires (quelques électrons libres dans la région P et quelques trous libres dans la région N).

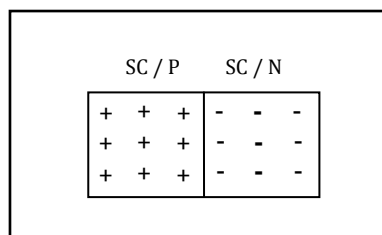


Fig. 03 : Diode à jonction PN non polarisée

2.1.1 Zone de déplétion

Les porteurs majoritaires (les électrons) de la zone N diffusent à travers la jonction vers la région P, où ils seront minoritaires. Comme ils se trouvent dans une région riche en trous, ils ont une durée de vie très courte c.à.d. après avoir parcouru une distance courte dans la région P ils se recombinent avec les trous de cette zone. Quand cela se produit les trous disparaissent et les électrons libres (de la bande de conduction) deviennent des électrons de valence.

Chaque fois qu'un électron traverse la jonction, il crée une paire d'ions près de cette jonction. Les atomes de la région P deviennent des ions négatifs car ils ont gagné un électron et les atomes de la région N deviennent des ions positifs car ils ont perdu un électron.

Les ions sont fixes à l'intérieur de la structure du cristal car les liaisons covalentes les empêchent de se déplacer librement comme le font les électrons libres et les trous.

La figure 04 représente une diode à jonction :

- (a) avant la diffusion des porteurs de charge majoritaires;
- (b) après la diffusion des porteurs de charge majoritaires.

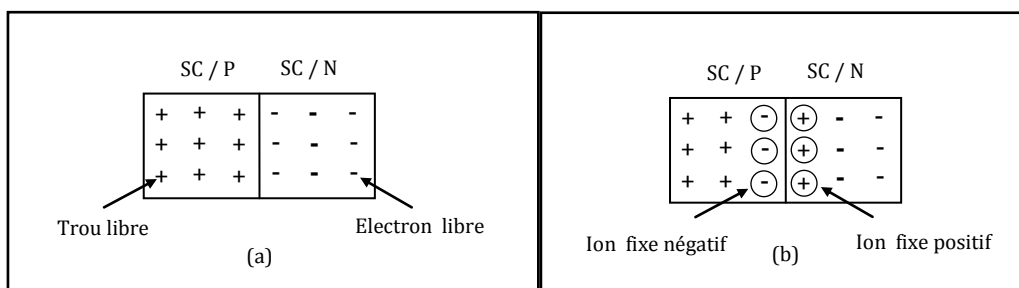


Fig. 04 : Diode à jonction

(a) avant la diffusion des porteurs majoritaires

(b) après la diffusion des porteurs majoritaires

Chaque paire d'ions (un ion positif et un ion négatif) s'appelle un dipôle. Chaque fois qu'un dipôle se forme un électron libre et un trou disparaissent. Au fur et à mesure que le nombre de dipôles augmente, la zone qui entoure la jonction se vide de ses charges mobiles. Cette zone s'appelle la zone de déplétion (Fig. 05).

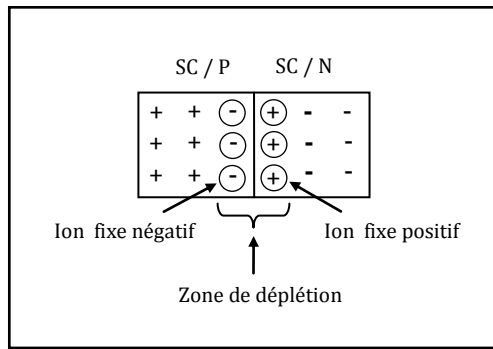


Fig. 05 : Diode à jonction : zone de déplétion

2.1.2 Barrière de potentiel

Chaque dipôle formé dans la zone de déplétion a un champ électrique (figure 06). Le champ résultant est la somme des champs dus aux dipôles (figure 07), la flèche indique le sens d'action de ce champ envers les charges positives et inversement pour les charges négatives. Donc quand un électron entre ou tente d'entrer dans la zone de déplétion, le champ tend à le repousser vers la région N. L'intensité du champ augmente chaque fois qu'un électron traverse la jonction jusqu'au moment où le champ sera capable d'empêcher toute diffusion d'électrons à travers la jonction.

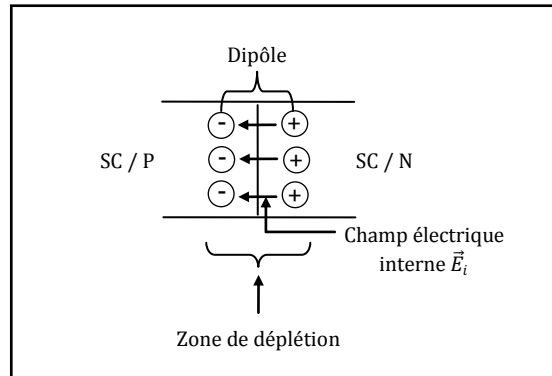


Fig. 06 : Champs de la zone de déplétion

Si on tient compte des porteurs minoritaires dus à l'effet thermique dans les deux régions P et N, ceux qui se trouvent dans la zone de déplétion sont poussés par le champ, les électrons vers la région N et les trous vers la région P. Ceci diminue l'intensité du champ par la diminution du nombre des dipôles formés dans la zone de déplétion et permet à quelques porteurs majoritaires de diffuser à travers la jonction, les électrons vers la région P et les trous vers la région N pour rétablir l'intensité du champ à sa valeur originale par la formation de nouveaux dipôles.

Le champ électrique entre les ions fixes dans la zone de déplétion engendre une différence de potentiel appelé barrière de potentiel.

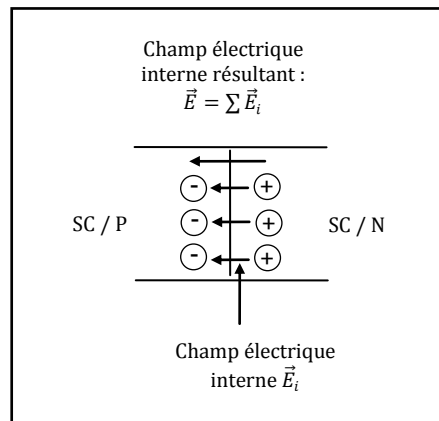


Fig. 07 : Champ électrique résultant

A 25 °C, la barrière de potentiel est environ 0.3 V pour les diodes au germanium et de 0.7 V pour les diodes au silicium.

2.1.3 Effet thermique

La barrière de potentiel dépend de la température de la jonction. Une température plus élevée crée plus de paires électron-trou. Par conséquent, le nombre de porteurs minoritaires qui diffusent à travers la jonction augmente. Ceci force l'équilibre à se produire pour une valeur plus basse de la barrière de potentiel.

La barrière de potentiel, tant pour le silicium que pour le germanium, diminue de 2.5 mV chaque fois que la température augmente de 1°C. La formule correspondante est : $\Delta V = - 0.0025 \Delta T$.

2.1.4 Ecart d'énergie

Pour mieux comprendre le fonctionnement de la diode non polarisée, nous allons l'étudier du point de vue énergie.

2.1.4.1 Avant la diffusion des porteurs de charges

La figure 08 représente les bandes d'énergie dans une jonction abrupte (qui passe directement du type P au type N), avant la diffusion des porteurs de charges.

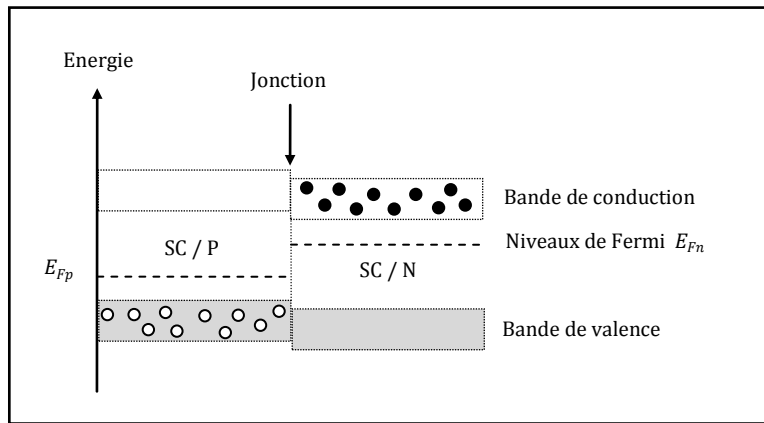


Fig. 08 : Bandes d'énergie avant la diffusion des porteurs de charges

Dans une jonction PN dite abrupte, la région P ne s'arrête pas brutalement ou la région N commence. Une meilleure représentation tient compte du passage progressif d'un matériau à l'autre. La figure 09 représente le diagramme d'énergie d'une jonction avant la diffusion des porteurs de charges.

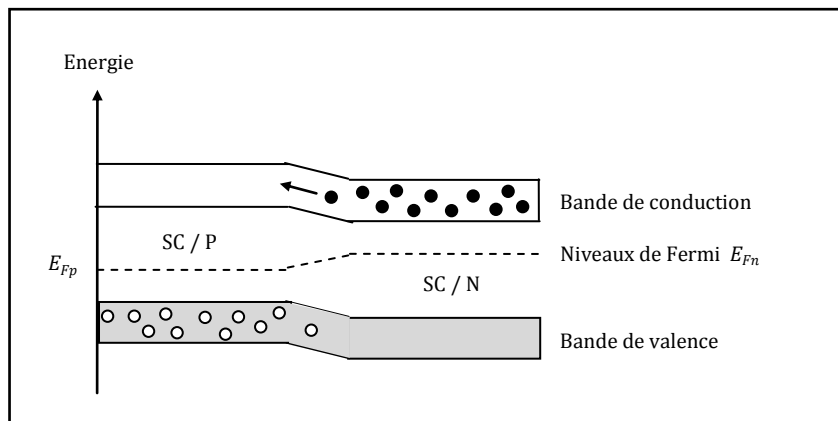


Fig. 09 : Bandes d'énergie (passage progressif du matériau P au matériau N) avant la diffusion des porteurs de charges

La figure 10 représente le diagramme d'énergie d'une jonction après la diffusion des porteurs de charges.

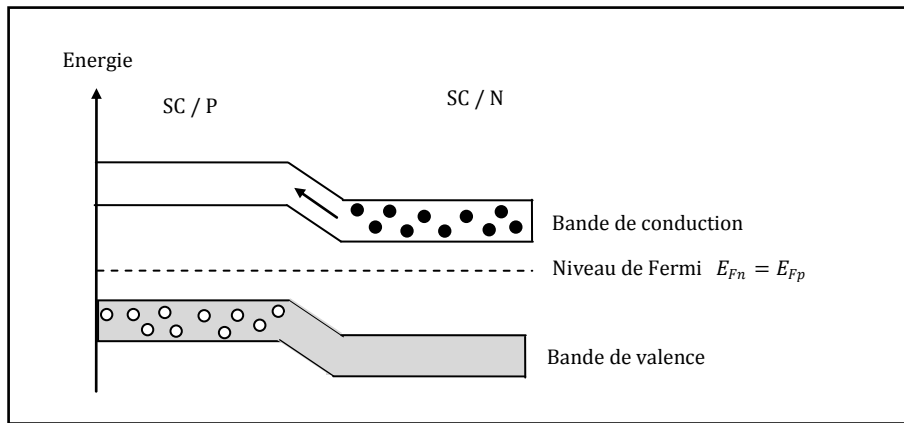


Fig. 10 : Bandes d'énergie (passage progressif du matériau P au matériau N) après la diffusion des porteurs de charges

Remarque

Dans la représentation schématique de la figure 10, le niveau de Fermi peut être considéré comme un niveau de remplissage du cristal par les électrons (région N) et par les trous (région P). C'est ainsi qu'à l'équilibre thermodynamique, ce niveau est constant à travers un cristal donné, et qu'il est continu à la jonction entre deux cristaux de types différents.

2.2 Diode polarisée

L'opération de relier les deux régions P et N d'une diode aux bornes d'une source de tension continue est appelée polarisation, on a deux cas possibles :

- Polarisation directe;
- Polarisation indirecte.

2.2.1 Polarisation directe

Dans ce type de polarisation on relie la borne négative de la source de tension continue à la région N de la diode et la borne positive à la région P (Fig. 11 a).

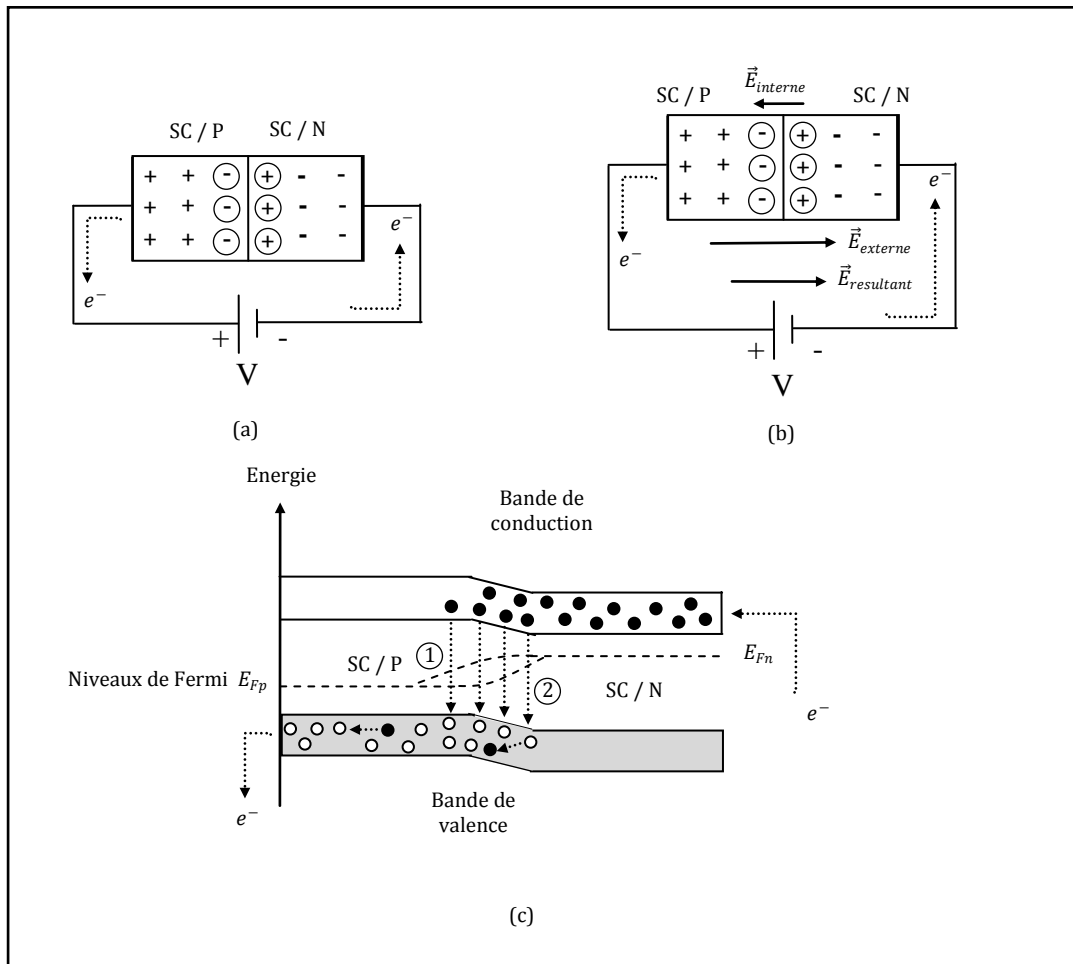


Fig. 11 : Polarisation directe : (a) Circuit électrique; (b) Champs électriques; (c) Bandes d'énergie.

2.2.1.1 Champs électriques dans la diode

Le champ produit par la source de tension (externe) a un sens opposé au sens du champ de la zone de déplétion (interne) et le champ résultant a le même sens que le champ externe. De ce fait, les électrons sont attirés vers la région P et les trous vers la région N, autrement dit on favorise la circulation des porteurs de charge majoritaires (Fig. 11 b).

2.2.1.2 Déplacement des porteurs de charge

En premier lieu, lorsque les électrons libres se déplacent vers la jonction sous l'action du champ résultant, l'extrémité droite de la région N devient légèrement positive. Ceci se produit parce que les électrons de la région N, en se déplaçant vers la jonction, laissent derrière eux des atomes chargés positivement. Ces ions positifs attirent vers la région N des électrons venant de la borne négative de la source (Fig. 11 a).

Lorsque les électrons de la région N s'approchent de la jonction, ils se recombinent avec les trous. Cela peut se produire à diverses distances de la jonction suivant le temps pendant lequel un électron libre peut éviter de rencontrer un trou. Il y a de fortes chances pour que la

recombinaison se fasse près de la jonction. On peut admettre que tous les électrons libres se recombinent quand ils atteignent la jonction.

Les électrons venant de la source pénètrent dans la région N tandis que l'ensemble des électrons libres de cette région se déplace vers la jonction. Les trous de la région P en mouvement disparaissent près de la jonction (les électrons se recombinent avec les trous). Ainsi, il y a un flux continu d'électrons depuis la borne négative de la source jusqu'à la jonction. Après la recombinaison avec les trous, les électrons se déplacent d'un trou à un autre dans la région P jusqu'à atteindre l'extrémité de cette région, ils la quittent et s'écoule vers la borne positive de la source.

En résumé, voila ce qui arrive à un électron du circuit de la figure 11 (a) :

- Après avoir quitté la borne négative de la source, il pénètre dans la diode par la région N;
- Il se déplace à travers la région N comme électron libre (dans la bande de conduction);
- Près de la jonction, il se recombine et devient un électron de valence;
- Il se déplace à travers la région P comme électron de valence (dans la bande de valence);
- Après avoir quitté la diode par la région P, il s'écoule vers la borne positive de la source.

2.2.1.3 Bandes d'énergie

La polarisation directe diminue l'écart d'énergie entre les bandes (Fig. 11 c). De ce fait les électrons libres de la bande de conduction (région N) ont assez d'énergie pour pénétrer dans la région P. Peu de temps après avoir pénétrer dans la région P, chaque électron se recombine avec un trou (chemin 1). Il continue alors son déplacement comme électron de valence jusqu'à l'extrémité de la région P.

Un électron libre peut se recombinaison avec un trou avant même de traverser la jonction. Un électron de valence peut traverser la jonction, de la région N vers la région P, laissant derrière lui un trou dans la région N (Fig. 11 c). Ce trou ne vit pas longtemps. Il se recombine avec un électron libre (chemin 2).

Un flux continu d'électrons libres (de conduction) se déplace vers la jonction ou ils se recombinent avec des trous. Les électrons ainsi recombinaison sont maintenant des électrons de valence qui se déplacent à travers les trous de la région P en flux continu. C'est ainsi qu'on obtient un flux continu d'électrons à travers la diode.

2.2.2 Polarisation indirecte (inverse)

A partir d'une polarisation directe, en inversant le branchement de la diode à la source de tension continue on obtient une polarisation indirecte, dite aussi inverse (Fig. 12 a).

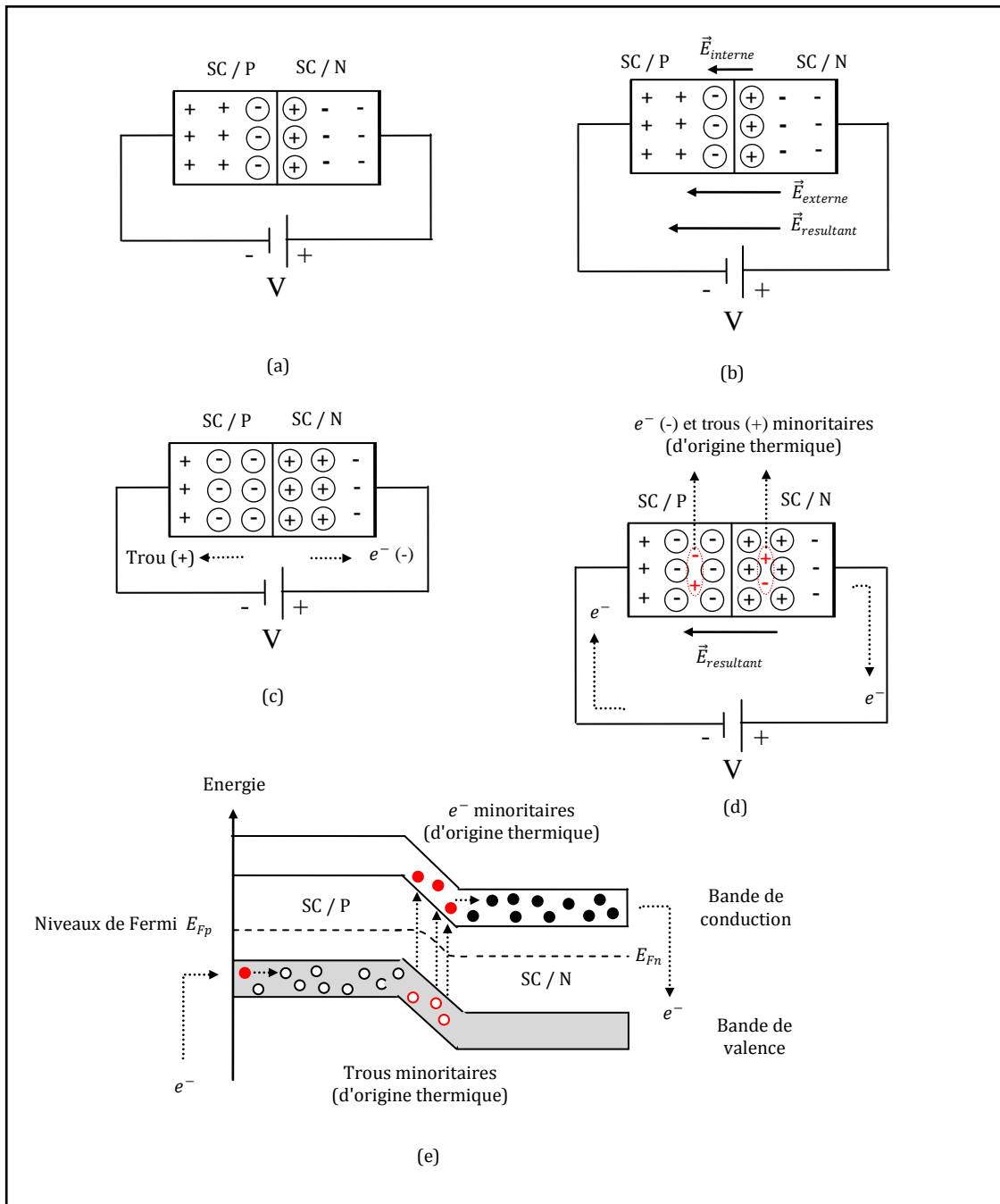


Fig. 12 : Polarisation indirecte (inverse): (a) Circuit électrique; (b) Champs électriques; (c) Elargissement de la zone de déplétion; (d) Création des porteurs minoritaires; (e) Bandes d'énergie.

2.2.2.1 Champs électriques dans la diode

Le champ appliqué par la source de tension (externe) a le même sens que le champ de la zone de déplétion (interne). Par conséquent, les électrons sont repoussés vers la région N et les trous vers la région P (en s'éloignant de la jonction), autrement dit on défavorise la circulation des porteurs de charge majoritaires (Fig. 12 b).

2.2.2.2 Déplacement des porteurs de charge

En se déplaçant sous l'action du champ résultant, les électrons libres laissent des ions positifs derrière eux et les trous des ions négatifs; la zone de déplétion s'élargit donc. Plus la tension de polarisation inverse est grande plus la zone de déplétion est large (Fig. 12 c).

L'énergie thermique crée des paires électron-trou dans les régions P et N et dans la zone de déplétion. Ces paires d'électron-trou sont appelés porteurs de charge minoritaires, la plus part d'entre eux se recombinent avec des porteurs majoritaires (dans les régions P et N), mais ceux qui se trouvent dans la zone de déplétion, le champ dans cette zone les empêche de se recombiner et les éjecte à travers la jonction (les électrons vers la région N et les trous vers la région P). Quand cela se passe un léger courant du au porteurs minoritaires circule dans le circuit extérieur (Fig. 12 d).

2.2.2.3 Bandes d'énergie

Lorsqu'une paire électron-trou se crée dans la zone de déplétion, le champ pousse les électrons vers la région N (électron libre dans la bande de conduction), obligeant un électron à quitter la diode par cette région. Le trou dans la zone de déplétion est poussé vers la région P(trou libre dans la bande de valence). Ce trou supplémentaire de la région P laisse un électron entrer par cette région et se recombiner avec un trou dans la diode (électron lié dans la bande de valence). Comme l'énergie thermique produit continuellement des paires électron-trou près de la jonction, on obtient un léger courant dans le circuit extérieur (Fig. 12 e). Le courant du aux porteurs minoritaires est un courant inverse appelé courant de saturation. Le terme saturation rappelle que qu'on ne peut obtenir plus de porteurs minoritaires que n'en fournit l'énergie thermique. Autrement dit, l'augmentation de la tension de polarisation inverse n'augmente pas le nombre de porteurs minoritaires dus à un effet d'origine thermique. L'énergie thermique cause le courant de saturation. Plus la température est élevée, plus le courant de saturation est grand. A noter que le courant de saturation double approximativement chaque fois que la température augmente de 10 °C.

2.2.2.4 Tension de rupture

Si l'on augmente progressivement la tension de polarisation inverse, on finit par atteindre la tension de rupture. Une fois que la tension de rupture est atteinte, de nombreux porteurs minoritaires apparaissent dans la zone de déplétion est la diode conduit fortement. La figure 13 (a) représente une paire électron-trou, du à un effet d'origine thermique, dans la zone de déplétion. Sous polarisation inverse, l'électron est éjecté vers la région N et le trou,

vers la région P. En se déplaçant l'électron prend de la vitesse. Plus le champ dans la zone de déplétion est intense, plus l'électron se déplace rapidement. Lorsque la tension de polarisation inverse est élevée, les électrons atteignent des vitesses considérables. Ces électrons rapides peuvent entrer en collision avec des électrons de valences (liés) (Fig. 13 b). Si l'électron rapide a suffisamment d'énergie, il peut déloger l'électron de valence de son orbite valence et de le placer sur une orbite de conduction. On obtient donc deux électrons libres comme le montre la figure 13 (c). Ces deux électrons sont à nouveau accélérés vont déloger deux nouveaux électrons. Ainsi, le nombre de porteur minoritaires peut devenir très grand et la diode peut conduire fortement.

Dans la plus part des cas, on évite d'utiliser la diode à la rupture. Autrement dit, on maintient la tension inverse aux bornes de la diode en dessous de la tension de rupture.

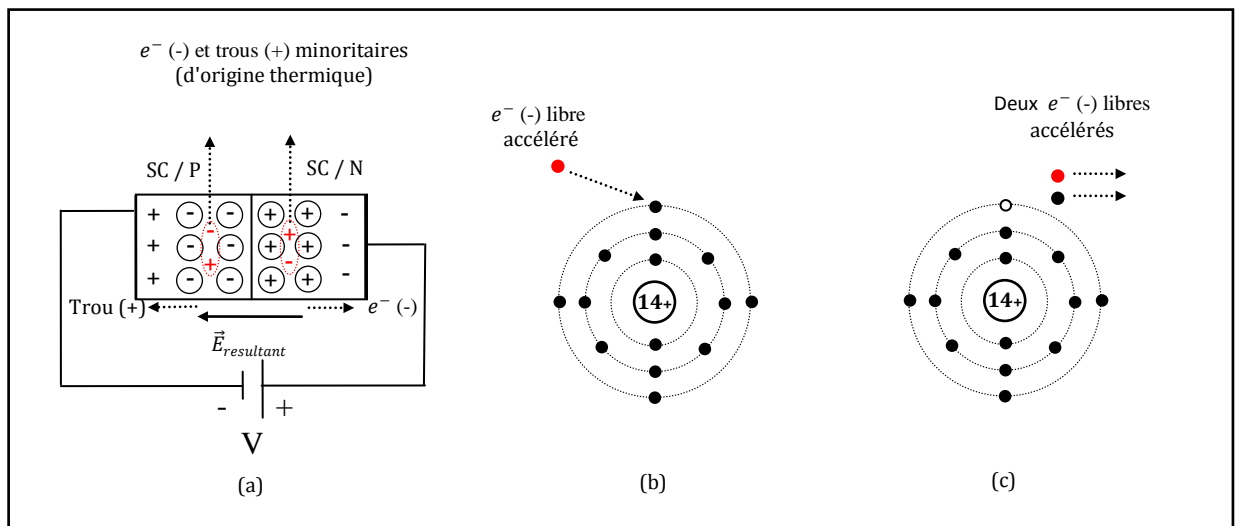


Fig. 13 : Polarisation indirecte (inverse), rupture de la diode:

- (a) Porteurs minoritaires dans la zone de déplétion;
- (b) Electron libre accéléré heurtant un électron de valence;
- (c) Electron libre accéléré délogeant un électron de valence (deux électrons libres);

3. Conclusion

La diode à jonction PN est obtenue par la juxtaposition de deux semi-conducteurs extrinsèques différents (l'un du type N et l'autre du type P). Les mécanismes de déplacement des porteurs de charge dans la diode à jonction PN sont à la base des principes de fonctionnement des composants optoélectroniques (diodes électroluminescentes, diodes lasers etc.). L'étude des composants optoélectroniques à partir des notions fondamentales de la diode à jonction PN sera l'objectif du troisième chapitre.

Chapitre 03

Sources optiques à semi-conducteur

Le but de ce chapitre est de décrire les composants d'émission de photons. Ces composants sont très utilisés dans les produits électroniques. On trouve comme exemple, les diodes électroluminescentes (LED) et les diodes laser (DL).

Dans tous les cas, il s'agit d'étudier l'émission de photons par un semi-conducteur en faisant le point sur les semi-conducteurs à gap direct et à gap indirect. Le domaine des composants optoélectroniques est très vaste. Nous ne présenterons dans ce chapitre que les principes de base des principaux composants. Le chapitre est organisé de la manière suivante:

- Semi-conducteurs pour l'optoélectronique
 - * Spectre de sensibilité de l'œil;
 - * Spectre solaire;
 - * Spectre de transparence des fibres optiques;
- Emetteurs de rayonnement à semi-conducteur
 - * Semi-conducteurs à gap direct et semi-conducteurs à gap indirect;
 - * Diode électroluminescente (DEL), en anglais LED : Light Emitting Diode;
 - Principe de fonctionnement;
 - Influence de la densité du dopant sur la largeur du gap
 - Spectre d'émission;
 - Elargissement du spectre d'émission;
 - Rendement;
 - Rendement;
 - Structure de la diode;
 - Matériau pour les diodes électroluminescentes;
- Autres types de diodes électroluminescentes;
 - Diodes électroluminescentes à IR;
 - Diodes électroluminescentes à UV;
 - Diodes blanches;

- * Diode laser - LD;
 - Principe du laser;
 - Gain;
 - Distribution spectrale du rayonnement;
 - Distribution spatiale du rayonnement;
 - Courant de seuil;
 - Structure d'une diode laser;
 - Laser à puits quantiques;
- Conclusion

1. Semi-conducteurs pour l'optoélectronique

Le choix d'un semi-conducteur pour la réalisation d'un composant optoélectronique est évidemment fonction du type d'utilisation du composant. Ainsi, la courbe de sensibilité de l'œil conditionne le choix des matériaux destinés à la réalisation de systèmes d'affichage, de même le spectre solaire pour les convertisseurs d'énergie, les fenêtres de transparence des fibres optiques pour les télécommunications.

1.1 Spectre de sensibilité de l'œil

La figure 01 représente le spectre de sensibilité de l'œil, le maximum de sensibilité se situe dans le jaune ($\lambda=0,555 \mu\text{m}$) en éclairage normal, et dans le vert ($\lambda=0,513 \mu\text{m}$) en éclairage atténué.

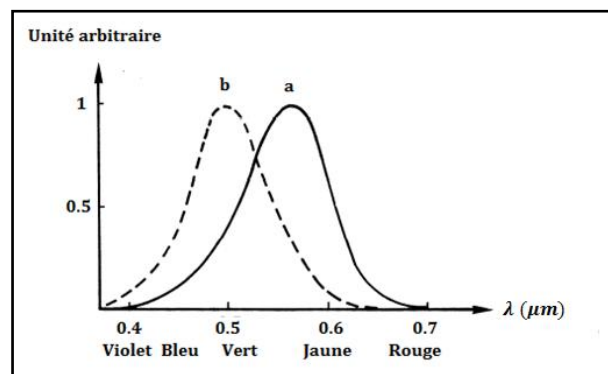


Fig. 01 : Spectre de sensibilité de l'œil:
a) Eclairage moyen, b) Eclairage atténué

1.2 Spectre solaire

Le rayonnement émis par le soleil correspond à celui du corps noir à la température de 6000° . L'intensité du rayonnement au-dessus de l'atmosphère est de $1,35 \text{ kW/m}^2$. A la surface du sol la densité de puissance n'est plus que de $0,9 \text{ kW/m}^2$, en raison de l'absorption essentiellement par l'ozone, l'eau et le gaz carbonique. En outre, le spectre solaire n'est plus continu mais présente des bandes d'absorption. Le spectre s'étend des plus petites longueurs d'ondes (rayons gamma) vers les grandes ondes radio et qui est centré au voisinage de $\lambda=0,48 \mu\text{m}$ (Fig. 02). Les parties de ce spectre qui jouent un rôle dans l'interaction du rayonnement solaire avec l'environnement terrestre sont essentiellement les bandes infrarouge, visible et ultraviolette ainsi que la gamme radiofréquence et celle des microondes. On notera que 98 % du rayonnement solaire est émis dans des longueurs d'onde comprises entre $0,25 \mu\text{m}$ et $4 \mu\text{m}$.

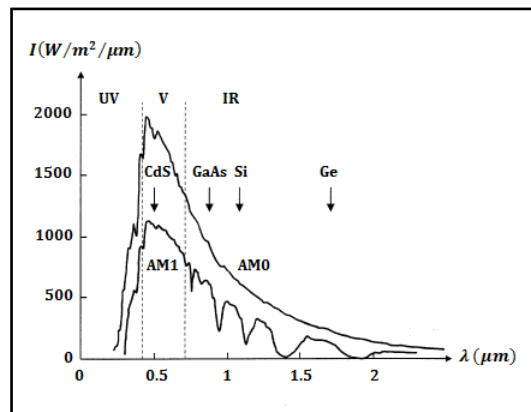


Fig. 02 : Spectre solaire

1.3 Spectre de transparence des fibres optiques

Deux phénomènes conditionnent la transmission d'un signal lumineux à travers une fibre optique, l'atténuation et la dispersion.

L'atténuation a deux causes principales, la diffusion et l'absorption du rayonnement. Les fibres optiques étant réalisées à partir de verres, qui sont des structures désordonnées, la diffusion résulte des défauts de structure et de composition. Ces défauts créent des fluctuations d'indice qui sont autant de centres diffusants. Cette diffusion Rayleigh se traduit par un coefficient d'absorption effectif, qui varie comme λ^{-4} . L'absorption du rayonnement est essentiellement due, dans le visible et le proche-infrarouge, à la présence d'impuretés à l'état de traces et dans l'infrarouge aux vibrations de réseau. La courbe d'atténuation typique d'une fibre de silice est représentée sur la figure 03.

La dispersion du rayonnement a des causes multiples. Lorsque plusieurs modes se propagent dans le guide d'onde que constitue la fibre, ces modes se propagent avec des vitesses différentes, même si le rayonnement est monochromatique, ce qui donne naissance à une dispersion inter-mode. Ainsi lorsqu'une impulsion de rayonnement incident excite plusieurs modes, la différence des vitesses de propagation des différents modes entraîne un élargissement de l'impulsion dans le temps. On peut toutefois éviter ce type de dispersion en utilisant des fibres dont le diamètre est suffisamment petit pour n'autoriser la transmission que d'un seul mode.

Cependant d'autres sources de dispersion existent si le rayonnement n'est pas purement monochromatique : la dispersion due au guide d'onde par le fait que la vitesse de propagation d'un mode est fonction de sa longueur d'onde, et la dispersion propre au matériau.

La dispersion propre au matériau est due à la variation de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde.

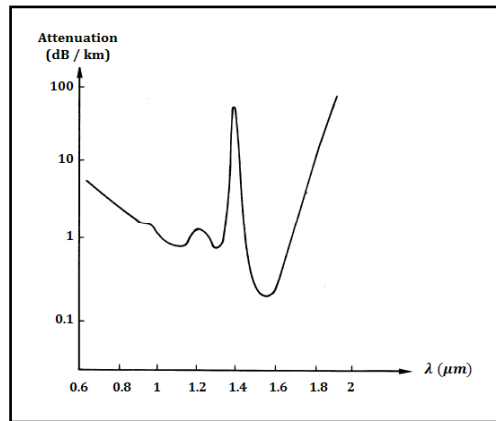


Fig. 03 : Courbe d'atténuation d'une fibre de silice

2. Emetteurs de rayonnement à semi-conducteur

L'émission d'énergie dans un matériau vient du fait qu'un électron passe d'un niveau haut d'énergie à un niveau bas. Dans un semi-conducteur il s'agit du passage de la bande de conduction à la bande de valence. Quand cette énergie émise est sous forme de rayonnement ?

2.1 Semi-conducteurs à gap direct et semi-conducteurs à gap indirect

La caractéristique essentielle qui conditionne la nature de la transition de l'électron, est la nature du gap (bande interdite) du semi-conducteur. Il existe des semi-conducteurs à gap direct et des semi-conducteurs à gap indirect, suivant que les extrema des bandes de valence et de conduction sont situés en un même point ou en des points différents de la zone de Brillouin, c'est-à-dire de l'espace des vecteurs d'onde k .

Les courbes de dispersion d'un semi-conducteur à gap direct et d'un semi-conducteur à gap indirect sont schématisées sur la figure 04.

Pour des semi-conductrices uni-vallées la loi de dispersion (la loi qui lie l'énergie d'un électron au vecteur d'onde k) s'écrit :

$$E = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{m_e} \quad (01)$$

Où : $\hbar = h/2\pi$ (h est la constante de Planck), E_c et m_e sont respectivement l'énergie cinétique et la masse effective de l'électron.

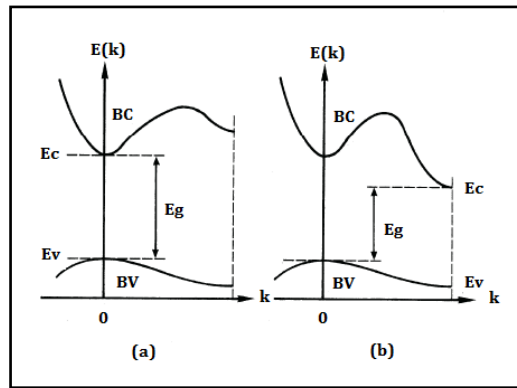


Fig. 04 : Courbes de dispersion des électrons dans un semi-conducteur : (a) à gap direct, (b) à gap indirect

Dans un semi-conducteur à gap direct, la transition d'un électron de la bande de conduction à la de valence, se fait avec conservation du vecteur d'onde k (la transition est verticale dans l'espace des k). Cette transition est radiative, c'est-à dire qu'elle est accompagnée de l'émission d'un photon (Fig. 05 a). Tandis que dans un semi-conducteur à gap indirect, la transition d'un électron de la bande de conduction à la de valence se fait obliquement, donc il n'y a pas de conservation du vecteur d'onde k . Cette transition est non radiative (Fig. 05 b).

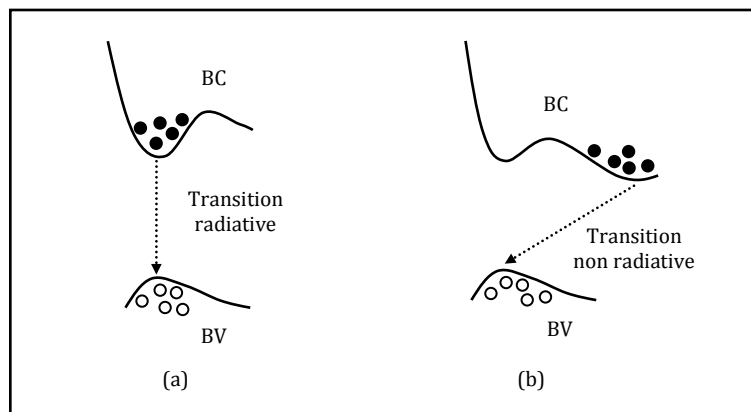


Fig. 05 : Transitions électroniques entre les extrema des bandes de conduction et de valence :
 (a) Semi-conducteur à gap direct, les transitions sont verticales (radiatives);
 (b) Semi-conducteur à gap indirect, les transitions sont obliques (non radiatives).

La figure 05 représente les différents types de transitions dans un semi-conducteur. Dans les semi-conducteurs à gap direct (Fig. 05 a), les transitions électroniques entre les extrema des bandes de conduction et de valence sont verticales, elles obéissent à la règle de conservation des k , et par suite sont radiatives. Dans les semi-conducteurs à gap indirect (Fig. 05 b), les transitions électroniques entre les extrema des bandes sont obliques et de ce fait non radiatives.

2.2 Diode électroluminescente (LED)

2.2.1 Principe de fonctionnement

Lorsqu'une jonction PN est polarisée dans le sens direct, les électrons, qui sont majoritaires dans la région de type N, sont injectés dans la région de type P où ils se recombinent avec les trous. Inversement pour les trous. La structure de base d'une diode électroluminescente, est une jonction PN réalisée à partir de semi-conducteurs dans lesquels les recombinaisons des porteurs majoritaires sont essentiellement radiatives. Lors de la transition d'un électron de la bande de conduction à la bande de valence, il émet un photon d'énergie :

$$E = h\nu = E_{BC} - E_{BV} = E_g \quad (02)$$

et de longueur d'onde :

$$\lambda = \frac{hc}{E_g} \quad (03)$$

La structure type d'une diode électroluminescente et son principe de fonctionnement sont représentés sur les figures 06 et 07.

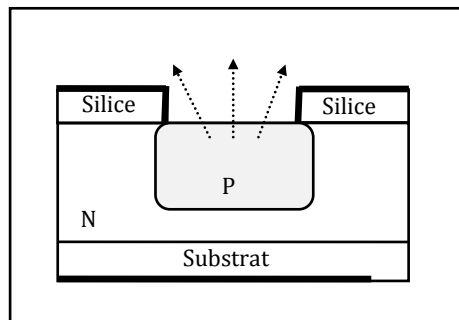


Fig. 06 : Structure de la diode électroluminescente

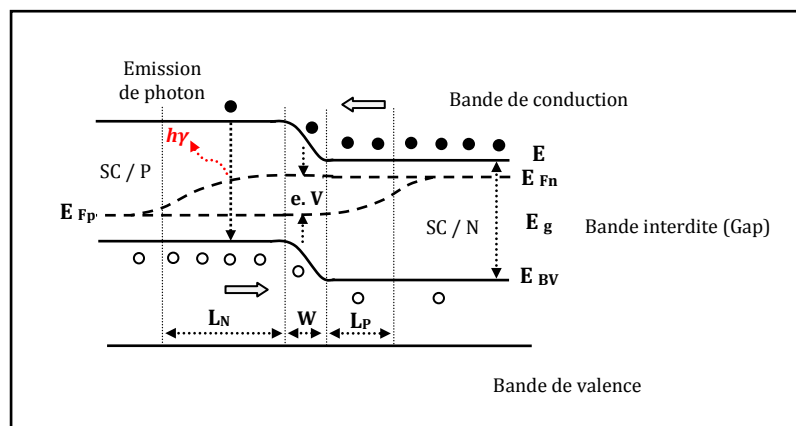


Fig. 07 : Principe de fonctionnement de la diode électroluminescente

Une tension de polarisation directe fixe la séparation des niveaux de Fermi.

Les recombinaisons des porteurs majoritaires se manifestent dans trois régions différentes qui sont d'une part la zone de charge d'espace, et d'autre part les régions neutres P et N. Dans chacune de ces dernières, la zone émettrice est limitée à la longueur de diffusion des porteurs minoritaires (les électrons dans la région P et les trous dans la région N). La zone de charge d'espace joue quant à elle un rôle mineur dans la mesure où elle est pratiquement inexistante en raison du fait que la jonction est fortement polarisée dans le sens direct.

La mobilité des électrons étant beaucoup plus grande que celle des trous, le taux d'injection d'électrons dans la région de type P est plus important que le taux d'injection de trous dans la région de type N. Il en résulte que la région la plus radiative est la région de type P. C'est la raison pour laquelle cette région constitue la face émettrice dans la structure de la figure (6). Il faut ajouter que pour des raisons d'intensité d'émission, les régions P et N de la diode sont très dopées. Ces dopages importants se traduisent par une diminution du gap, dont on peut montrer qu'elle est plus importante dans la région P que dans la région N. Cette différence de gap favorise encore l'injection d'électrons par rapport à celle de trous.

2.2.2 Influence de la densité du dopant sur la largeur du gap

L'augmentation des densités de dopage rétréci la largeur du gap. Cet effet est expliqué par le fait que les fonctions d'onde des électrons liés aux atomes d'impureté commencent à se chevaucher à mesure que la densité des impuretés augmente. Par exemple à une densité de dopage de 10^{18} cm^{-3} , la distance moyenne entre deux impuretés est seulement de 10 nm. Ce chevauchement force les énergies à former une bande d'énergie plutôt qu'un niveau discret. Cette bande d'impuretés réduit la bande d'énergie du matériau hôte en:

$$\Delta E_g(N) = -\frac{3q^2}{16\pi\epsilon_s} \left[\frac{q^2 N}{\epsilon_s kT} \right]^{1/2} \quad (04)$$

Où N est la densité du dopant, q est la charge de l'électron, ϵ_s est la constante diélectrique du semi-conducteur, k est la constante de Boltzmann et T est la température en Kelvin. Pour le silicium ($\epsilon_r = 11,7$), cette expression se réduit encore à:

$$\Delta E_g(N) = -22.5 \left[\frac{N}{10^{18} \text{ cm}^{-3}} \right]^{1/2} \text{ me V} \quad (05)$$

À partir de cette expression, nous constatons que le rétrécissement de la bande interdite peut être généralement ignoré pour des densités de dopage inférieures à 10^{18} cm^{-3} .

La courbe donnant la largeur de la bande interdite en fonction de la densité du dopant est représentée par la figure 08:

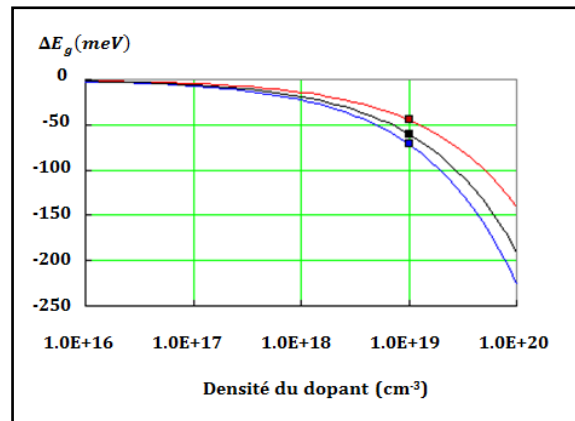


Fig. 08 : Largeur de la bande interdite en fonction de la densité du dopant : Ga As (rouge), Germanium (noire), Silicium (bleue)

2.2.3 Spectre d'émission

Le spectre, c'est-à-dire la couleur, du rayonnement émis par une diode électroluminescente est évidemment conditionné par le gap du matériau de type P, dans lequel se produit l'essentiel des recombinaisons radiatives. Dans la mesure où certaines transitions mettent en jeu des niveaux d'impureté, le spectre d'émission est aussi conditionné par le type de dopant.

La plupart des semi-conducteurs de type III-V sont miscibles entre eux en toute proportion, de sorte que la réalisation d'alliages ternaires ou quaternaires permet à l'heure actuelle de couvrir tout le spectre visible. Les alliages de type Ga Al As, Ga As P ou In Ga Al P, permettent de couvrir le domaine des grandes longueurs d'onde du spectre visible par la seule variation de composition. En ce qui concerne le domaine des courtes longueurs d'onde, les composés II-VI et III-V à grand gap sont énergétiquement bien adaptés (Fig. 9), mais la difficulté de maîtriser leur dopage a longtemps compliqué la réalisation de jonctions PN. La première démonstration d'émission bleu-vert a été faite en 1991 avec le composé II-VI Zn Se. Les émissions verte et bleue sont désormais obtenues avec l'alliage III-V In Ga N. La figure 10 représente les énergies des raies d'émission que l'on peut obtenir avec différents alliages.

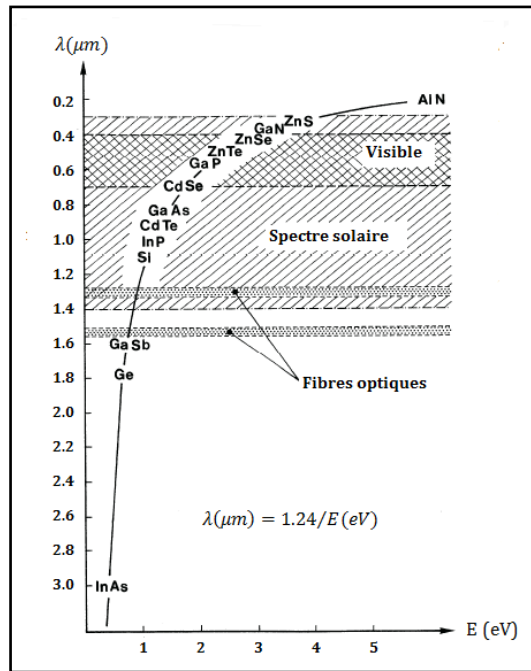


Fig. 09 : Rayonnements et semi-conducteurs

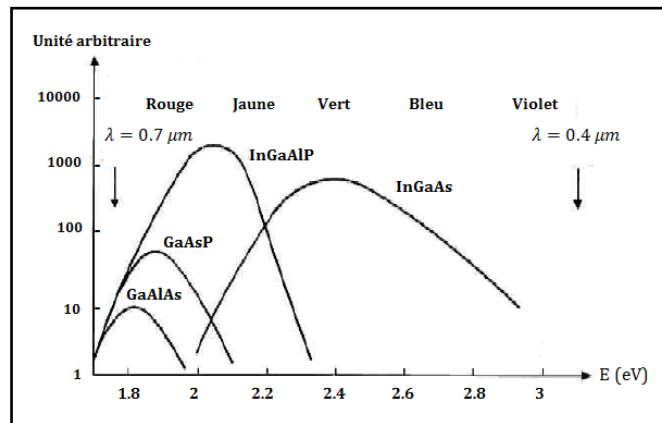


Fig. 10 : Spectre d'émission de différents alliages

2.2.4 Elargissement du spectre d'émission

Dans le cas le plus simple, l'énergie libérée dans une transition radiative suite à une recombinaison électron-trou est simplement E_g . La longueur d'onde de la lumière émise est :

$$\lambda = \frac{hc}{E_g} \quad (06)$$

Où : h est la constante de Planck, c est la vitesse de la lumière dans le vide et E_g est l'énergie du gap. A la température T , l'énergie des électrons dans la bande de conduction fluctue d'environ $2kT$ suite à l'agitation thermique. La même chose pour les trous dans la bande de valence. Il en

résulte une fluctuation d'environ $2kT$ de l'énergie des transitions radiatives. Soit ΔE la fluctuation de l'énergie autour de l'énergie E de transition. A ΔE correspond $\Delta\lambda$, donc

$$\Delta\lambda = \frac{hc}{E^2} \Delta E \quad (07)$$

avec : $\Delta E = 2kT$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{hc} \Delta E = \frac{2kT\lambda^2}{hc} \quad (08)$$

Une diode électroluminescente émet une lumière de spectre centré sur une longueur d'onde λ et qui est une fonction de la température (Fig. 11).

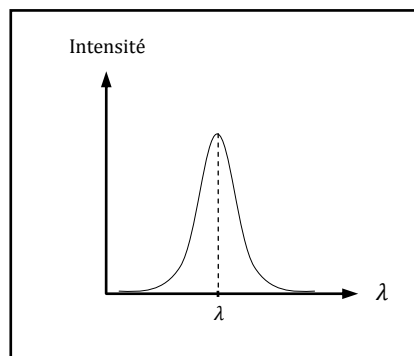


Fig. 11 : Spectre d'émission d'une diode électroluminescente

2.2.5 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.

2.2.5.1 Rendement quantique interne η_i

Considérons le processus physique interne, les porteurs excédentaires injectés dans chacune des régions, se recombinent avec les porteurs majoritaires. Ces recombinaisons mettent en jeu divers processus dont certains sont radiatifs, d'autres non. On définit le rendement quantique interne η_i , comme le rapport du nombre de photons créés à la jonction, au nombre de porteurs qui traversent cette jonction.

Tous les porteurs qui traversent la jonction se recombinent, les uns radiativement, les autres non, de sorte que η_i n'est autre que le rapport du taux de recombinaisons radiatives au taux global de recombinaisons.

$$\eta_i = \frac{r_r}{r} = \frac{r_r}{r_r + r_{nr}} \quad (09)$$

Les taux de recombinaison sont exprimés en fonction des durées de vie par :

$$r_r = -\Delta n / \tau_r \quad (10)$$

$$r_{nr} = -\Delta n / \tau_{nr} \quad (11)$$

Où τ_r et τ_{nr} sont les durées de vie radiative et non radiative.

Le rendement interne s'écrit donc :

$$\eta_i = \frac{\tau_{nr}}{\tau_r + \tau_{nr}} \quad (12)$$

η_i n'est autre que le rendement radiatif du matériau. Si $\tau_r \ll \tau_{nr}$, $\eta_i \approx 1$. La durée de vie radiative est faible dans les matériaux à gap direct, où le couplage électron-photon est grand en raison de la possibilité de satisfaire simultanément aux règles de conservation de l'énergie et du moment. C'est la raison pour laquelle les matériaux à gap direct sont les mieux adaptés à la réalisation de diodes électroluminescentes. Il faut toutefois noter l'exception de Ga P qui a un gap indirect, mais qui dopé azote, présente un bon rendement radiatif. L'importante luminescence du centre azote dans Ga P-N est due à la nature du potentiel associé à l'azote, en substitution du phosphore.

Les matériaux utilisés dans la réalisation de diodes électroluminescentes sont caractérisés par $\eta_i = 100\%$.

2.2.5.2 Rendement optique η_o

Tous les photons créés à la jonction ne sortent pas de la diode. Une fraction de ces photons est réabsorbée, souvent après réflexion à la surface du matériau. Le rendement optique η_o , est défini comme le rapport du nombre de photons émis à l'extérieur de la diode (LED), au nombre de photons créés à la jonction.

Le paramètre qui conditionne le rendement optique, est l'indice de réfraction du matériau semi-conducteur. Compte tenu de la valeur élevée de cet indice, $n \approx 3,5$, deux phénomènes limitent l'émission des photons à l'extérieur du matériau: la valeur élevée du coefficient de réflexion à l'interface air-semi-conducteur et l'existence d'un angle de réflexion totale relativement faible (Fig. 12).

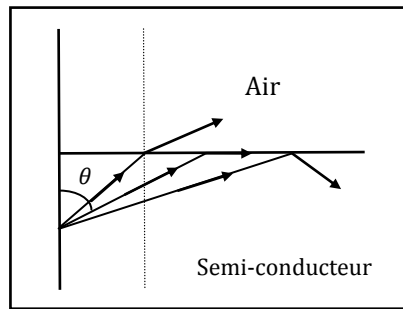


Fig. 12 : Comportement des photons créés à la jonction, à l'interface air-semi-conducteur

Le coefficient de réflexion en incidence normale est donné par:

$$R = \left[\frac{n-1}{n+1} \right]^2 = \left[\frac{3.5-1}{3.5+1} \right]^2 \approx 0.3 \quad (13)$$

L'angle de réflexion totale (θ_{rt}) est donné par la loi de Descartes:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (14)$$

Soit pour: $n_1 = n$, $n_2 = 1$ et $\theta_2 = \pi/2$, $n \sin \theta_{rt} = \sin(\pi/2) = 1$

$$\sin \theta_{rt} = 1/n \quad (15)$$

$$\theta_{rt} \approx 16^\circ \quad (16)$$

Les photons qui atteignent la surface de sortie de la diode sous une incidence supérieure à 16° sont totalement réfléchis à l'intérieur du semi-conducteur. Le coefficient de transmission $T=1-R$ varie donc de 0,7 à 0 quand l'angle d'incidence varie de 0 à 16° . Seuls les photons émis à la jonction dans un cône de 16° , cône d'extraction, sortent de la diode.

L'angle solide couvrant tout l'espace est (Fig. 13):

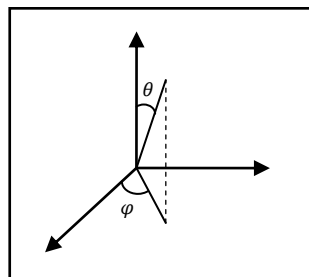


Fig. 13 : Angle solide, coordonnées sphériques

$$\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin \theta d\theta = 4\pi \quad (17)$$

L'angle solide sous-tendu par l'angle θ_{rt} est donné par:

$$\Omega_{rt} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_{rt}} \sin \theta d\theta = 2\pi(1 - \cos \theta_{rt}) \quad (18)$$

Dans la mesure où θ_{rt} est petit ($< 16^\circ$), l'angle solide du cône d'extraction s'écrit:

$$\Omega_{rt} = \pi \theta_{rt}^2 \quad (19)$$

Le rayonnement étant émis de manière isotrope dans tout l'espace au niveau de la jonction, le rendement de sortie de ce rayonnement est donné par:

$$\eta_o = \frac{\theta_{rt}^2}{4} (1 - \bar{R}) \quad (20)$$

Où \bar{R} représente le coefficient moyen de réflexion pour des angles d'incidence à la surface compris entre 0 et θ_{rt} .

En supposant R constant égal à sa valeur en incidence normale, l'expression (20) s'écrit:

$$\eta_o = \frac{\theta_{rt}^2}{4} \left[1 - \left[\frac{n-1}{n+1} \right]^2 \right] \quad (21)$$

Enfin dans la mesure où θ_{rt} est petit $\theta_{rt} = \sin \theta_{rt} = 1/n$ le rendement optique s'écrit:

$$\eta_o \approx \frac{1}{4} \left[\frac{n_{air}}{n} \right]^2 \left[1 - \left[\frac{n-n_{air}}{n+n_{air}} \right]^2 \right] \approx \frac{1}{n(n+1)^2} \quad (22)$$

Avec $n = 3.5$ et $n_{air} = 1$, on obtient $\eta_o \approx 1\%$. On améliore le rendement optique en recouvrant la diode électroluminescente d'un matériau plastique transparent, dont l'indice n_p est supérieur à celui de l'air, $n_p \approx 1.5$. L'expression (22) s'écrit alors:

$$\eta_o \approx \frac{1}{4} \left[\frac{n_p}{n} \right]^2 \left[1 - \left[\frac{n-n_p}{n+n_p} \right]^2 \right] \quad (23)$$

Avec $n = 3.5$ et $n_p = 1.5$ le rendement optique à l'interface semi-conducteur-plastique est $\eta_o \approx 4\%$. Il existe quelques pertes à l'interface plastique-air, mais on limite ces pertes en

réalisant le plastique sous forme de dôme hémisphérique pour que le rayonnement sorte en incidence normale (Fig. 14). Le coefficient de transmission à cet interface est donné par:

$$T = 1 - \left[\frac{n_p - n_{air}}{n_p + n_{air}} \right]^2 = 1 - \left[\frac{n_p - 1}{n_p + 1} \right]^2 = 96 \% \quad (24)$$

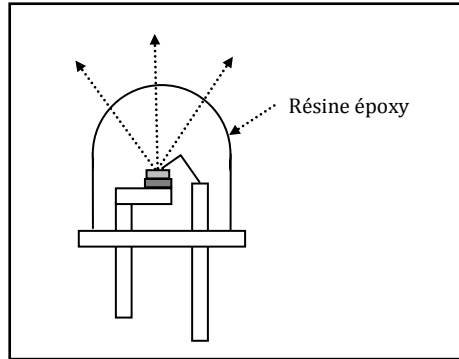


Fig. 14 : Schéma d'une diode électroluminescente

2.2.5.3 Rendement quantique externe η_e

Le rendement quantique externe est défini comme le rapport du nombre de photons émis par la diode électroluminescente, au nombre de porteurs traversant la jonction. En d'autres termes ce rendement est donné par:

$$\eta_e = \eta_i \eta_o \quad (25)$$

2.2.5.4 Rendement global η

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

$$\eta = W_{optique} / W_{électrique} \quad (26)$$

Si le nombre de photons émis par seconde est N_{photon} et si l'énergie de chacun de ces photons supposés identiques, est $h\nu$, la puissance lumineuse émise est $W_{optique} = N_{ph} h\nu$.

La puissance électrique absorbée est donnée par le produit VI , où V est la tension appliquée à la diode et I le courant débité. I est la quantité de charges qui traversent la jonction par seconde, $I = N_{electron} e$, ainsi $W_{électrique} = N_{el} eV$. Le rendement global s'écrit donc :

$$\eta = \frac{N_{ph} h\nu}{N_{el} eV} = \eta_e \frac{h\nu}{eV} \quad (27)$$

L'énergie du rayonnement émis est voisine du gap du semi-conducteur, $h\nu = E_g$.

D'autre part la tension appliquée V est en partie perdue dans la résistance série de la diode électroluminescente $r_{série}$, de sorte que le rendement s'écrit:

$$\eta = \eta_e \frac{E_g/e}{r_s I + V_d} \quad (28)$$

Où r_s représente la résistance série et V_d la tension de diffusion.

La cause essentielle du faible rendement des diodes électroluminescentes (LED) est la réflexion totale, à l'interface de sortie du semi-conducteur, de la majeure partie du rayonnement créé dans la zone active. Ce rayonnement est émis dans un angle solide de 4π stéradians alors que seuls sortent de la diode les photons émis dans le cône d'extraction dont l'angle solide est inférieur à $\pi/10$ stéradian. Afin d'augmenter la densité de photons dans le cône extraction différentes approches sont explorées. Une technique consiste à dépolir la surface de sortie du semi-conducteur, la rugosité d'interface augmente alors considérablement la probabilité de sortie des photons. Des rendements externes pouvant atteindre 30% ont été démontrés, mais la complexité des procédés de fabrication hypothèque beaucoup le développement de cette technique.

2.2.6 Matériaux pour les diodes électroluminescentes

L'œil humain est sensible à la lumière dont la longueur d'onde est comprise entre 340 nm et 780nm (eV), les semi-conducteurs qui sont à la bases des diodes électroluminescentes doivent avoir une largeur de la bande interdite (Gap) appartenant à cet intervalle énergétique. Les semi-conducteurs qui peuvent être utilisés pour fabriquer des diodes électroluminescentes sont représentés dans la figure 15. Les semi-conducteurs à gap direct indiqués par des hachures, sont d'intérêt important pour les composants électroluminescents à cause des recombinaisons radiatives électron-trou. Le composé le plus intéressant parmi ceux indiqués dans la figure 15 est le $GaAs_{1-x}P_x$ (x est la fraction) qui est un composé III-V.

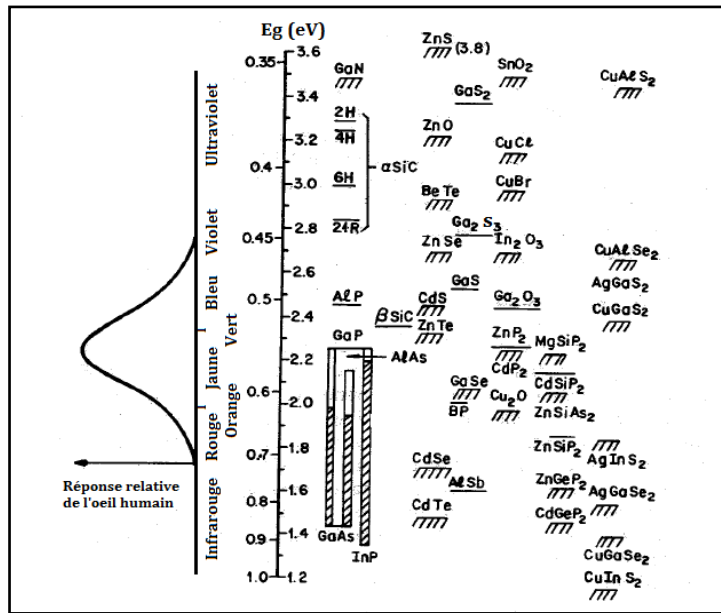


Fig. 15 : Semi-conducteurs pour les diodes électroluminescentes, courbe de sensibilité de l'œil humain

La figure 16 représente les variations de la largeur de la bande interdite (énergie de GAP) du composé $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ en fonction de la fraction x . Pour $0 < x < 0.45$, le GAP est direct et son énergie croit de $E_g = 1.424 \text{ eV}$ ($x = 0$) à $E_g = 1.977 \text{ eV}$ ($x = 0.45$). Pour $x > 0.45$, le GAP est indirect.

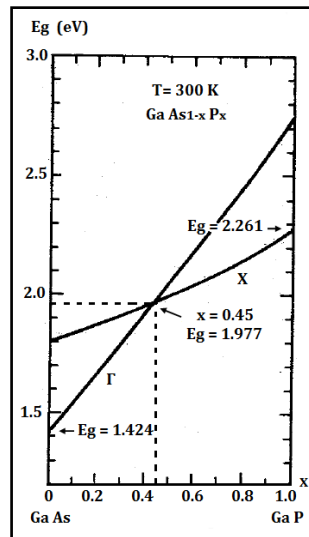


Fig. 16 : Energie de GAP direct et indirect en fonction de la concentration x , du composé $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$

La figure 17 représente quant à elle l'énergie de GAP en fonction du vecteur d'onde K du composé $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ pour différentes valeurs de la fraction x . On remarque que la bande de conduction possède deux minimums, le premier est suivant l'axe (Γ) et représente le direct minimum; le deuxième quant à lui est suivant l'axe (X) et représente l'indirect minimum.

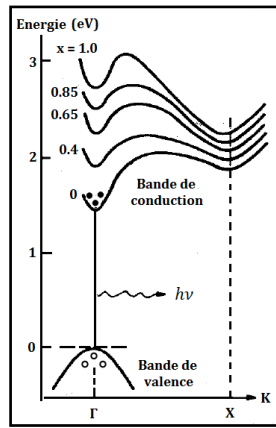


Fig. 17 : Diagramme des bandes d'énergie en fonction du vecteur d'onde pour différentes concentrations x , du composé $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$

Les électrons au direct minimum de la bande de conduction et les trous au sommet de la bande de valence ont le même vecteur d'onde; les électrons à l'indirect minimum ont un vecteur d'onde différent. Pour les semi-conducteurs à GAP direct, tels que le GaAs et le $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ avec $0 < x < 0.45$, le vecteur d'onde est conservé et les transitions inter-bandes se produisent avec une grande probabilité. Dans ce cas l'énergie du photon émis est approximativement égale à l'énergie de GAP du semi-conducteur. Le mécanisme des transitions radiatives est le prédominant dans les semi-conducteurs à GAP direct. Toutefois, pour le $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ avec $x > 0.45$ et le GaP qui sont des semi-conducteurs à GAP indirect, la probabilité des transitions inter-bandes est extrêmement faible, c'est pourquoi la contribution d'un phonon ou d'un autre agent de dispersion est plus que nécessaire au processus de transition dans le but de conserver le vecteur d'onde. Donc pour les semi-conducteurs à GAP indirect tel que le GaP, des centres de recombinaison spéciale sont incorporés pour améliorer le processus de transitions radiatives. Un efficace centre de recombinaison radiative dans le $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ peut être formé en incorporant des impuretés spécifiques tel que le Nitrogène.

2.2.7 Autres types de diodes électroluminescentes

En plus des diodes électroluminescentes (DEL) émettant dans le visible, on trouve d'autres types de qui émettent dans l'infra rouge (IR), dans l'ultra violet (UV) et les diodes électroluminescentes blanches.

2.2.7.1 Diodes électroluminescentes à IR

Les diodes électroluminescentes à IR, qui sont d'importantes sources pour la communication par fibres optiques, sont réalisées suivant la même configuration que celle des LED pour le visible mais à partir de matériaux à gap direct, ayant une bande interdite

inférieure à 1.5 eV, tels le Ga As pour $\lambda = 0.87 \mu m$ ou le $Ga_{1-x} In_x As_{1-y} P_y$ qui couvre la gamme allant de 1 à $1.7 \mu m$ en jouant sur les fractions x et y de l'indium et du phosphore, respectivement.

2.2.7.2 Diodes électroluminescentes à UV

Pour les diodes électroluminescentes émettant dans l'ultraviolet, les matériaux utilisés ont un gap plus grand. Un des matériaux utilisé est le Ga N avec une longueur d'onde comprise entre 370 -390 nm. Les diodes électroluminescentes à UV ont l'avantage de posséder un spectre très fin.

2.2.7.3 Diodes électroluminescentes blanches

En réalité il n'existe pas de diode électroluminescente blanche proprement dite. On peut les obtenir de plusieurs façons différentes :

Une des techniques consiste à réunir trois diodes électroluminescentes (rouge, verte et bleu) ensemble. La figure 18 illustre le principe de superposition des trois couleurs. La lumière résultante est blanche, son spectre couvre la gamme de longueurs d'onde comprises entre 400 et 700 nm (Fig. 19).

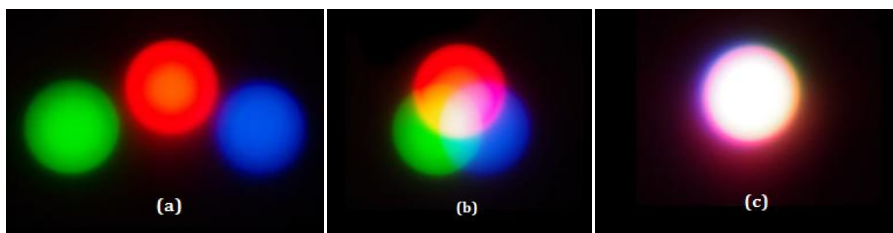


Fig. 18 : (a) Trois points lumineux : Vert, Rouge et Bleu séparés
(b) Trois spots : Vert, Rouge et Bleu superposés deux à deux
(c) Trois spots : Vert, Rouge et Bleu superposés donnant le blanc

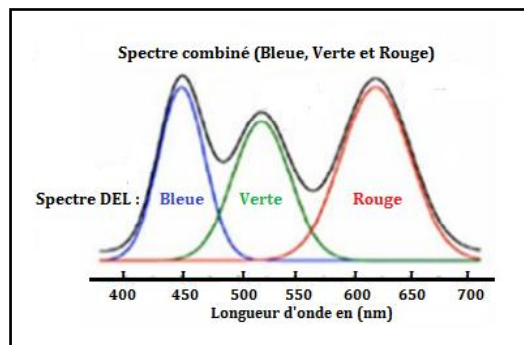


Fig. 19 : Spectres des diodes électroluminescentes (rouge, verte et bleue) et leur spectre combiné

La seconde technologie appliquée à ce genre de diode électroluminescente est spéciale. Elle consiste à fabriquer la diode électroluminescente en utilisant un matériau électroluminescent émettant de courtes longueurs d'onde (généralement dans le bleu comme dans le cas d'hétérojonctions Ga N/In Ga N) en association avec un matériau phosphorescent qui absorbe une partie ou la totalité de la lumière émise par la LED et réémet une radiation de plus longue longueur d'onde (jaune) le tous donnant une lumière de couleur blanche (Fig. 20).

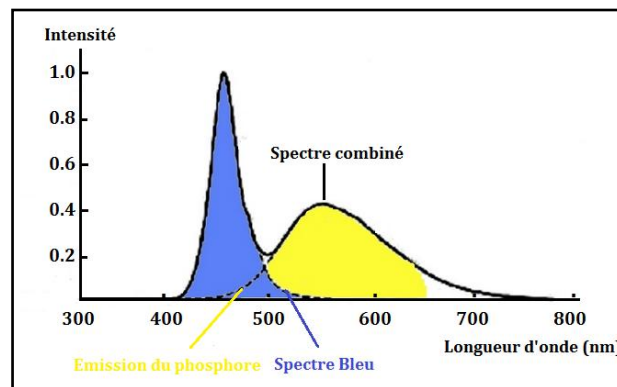


Fig. 20 : Spectre d'émission de la LED blanche issue d'une LED bleue recouverte d'une couche de phosphore,

2. 3 Diode laser (DL)

Historiquement l'aventure du laser a commencé en 1917 quand Einstein découvrait l'existence du processus d'émission stimulée, c'est-à-dire l'émission d'un photon excitée par un autre photon. En 1951 J. Weber et C. H. Townes aux Etats-Unis, et en 1954 N. Basov et A. Prokhorov en Union Soviétique, proposent d'utiliser l'émission stimulée pour amplifier les hyperfréquences. En 1954 C. H. Townes réalise le premier MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) en utilisant les propriétés d'inversion de la molécule d'ammoniac. En 1958 A. L. Schawlow et C. H. Townes démontrent la possibilité d'étendre le MASER aux longueurs d'onde visibles, et en 1960 T.H. Maiman, réalisa le premier LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) en utilisant les niveaux de l'ion Cr^{3+} dans Al_2O_3 , c'est le laser à rubis. Dès lors de nombreuses recherches se développent et différents types de laser, solides, à gaz, à colorants, sont réalisés. En ce qui concerne les lasers à semi-conducteur, dès 1958 P. Aigrain émet l'hypothèse de l'utilisation des semi-conducteurs pour obtenir l'effet laser, le premier laser est réalisé à Ga As, en 1962.

2.3.1 Principe du laser

La figure 21 montre le principe de fonctionnement du laser à quatre niveaux.

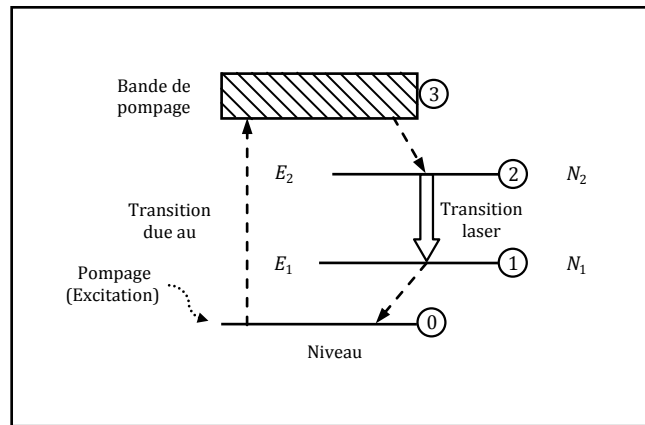


Fig. 21 : Principe du laser à quatre niveaux

Le système est pompé de l'état fondamental (0) dans l'état (3) (bande de pompage), par une excitation extérieure. Le niveau (3) se vide alors dans le niveau (2) et le niveau (1) se vide dans le niveau (0). Si la durée de vie dans l'état (2) est très supérieure aux durées de vie associées aux transitions (3) → (2) et (1) → (0), la population de l'état (2) augmente et celle de l'état (1) diminue. Quand l'inversion de population est réalisée, c'est-à-dire quand l'état (2) est plus peuplé que l'état (1), $N_2 > N_1$, tout rayonnement d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$ induit dans le matériau, davantage de transitions de haut en bas que de bas en haut, le milieu amplifie le rayonnement d'énergie $h\nu$, la condition d'effet laser est réalisée.

Dans le cas des semi-conducteurs, le problème est sensiblement différent. Alors que 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. L'effet laser se produit ici entre les états du bas de la bande de conduction, où se thermalisent les électrons injectés dans cette bande, et les états du sommet de la bande de valence où se thermalisent les trous créés dans cette bande.

La condition d'inversion de population entre ces deux ensembles d'états s'écrit: $E_{Fc} - E_{Fv} > E_g$, c'est-à-dire que les pseudo-niveaux de Fermi des électrons et des trous dans le matériau excité, sont respectivement dans les bandes de conduction et de valence. Ceci se traduit par le diagramme énergétique représenté sur la figure 22.

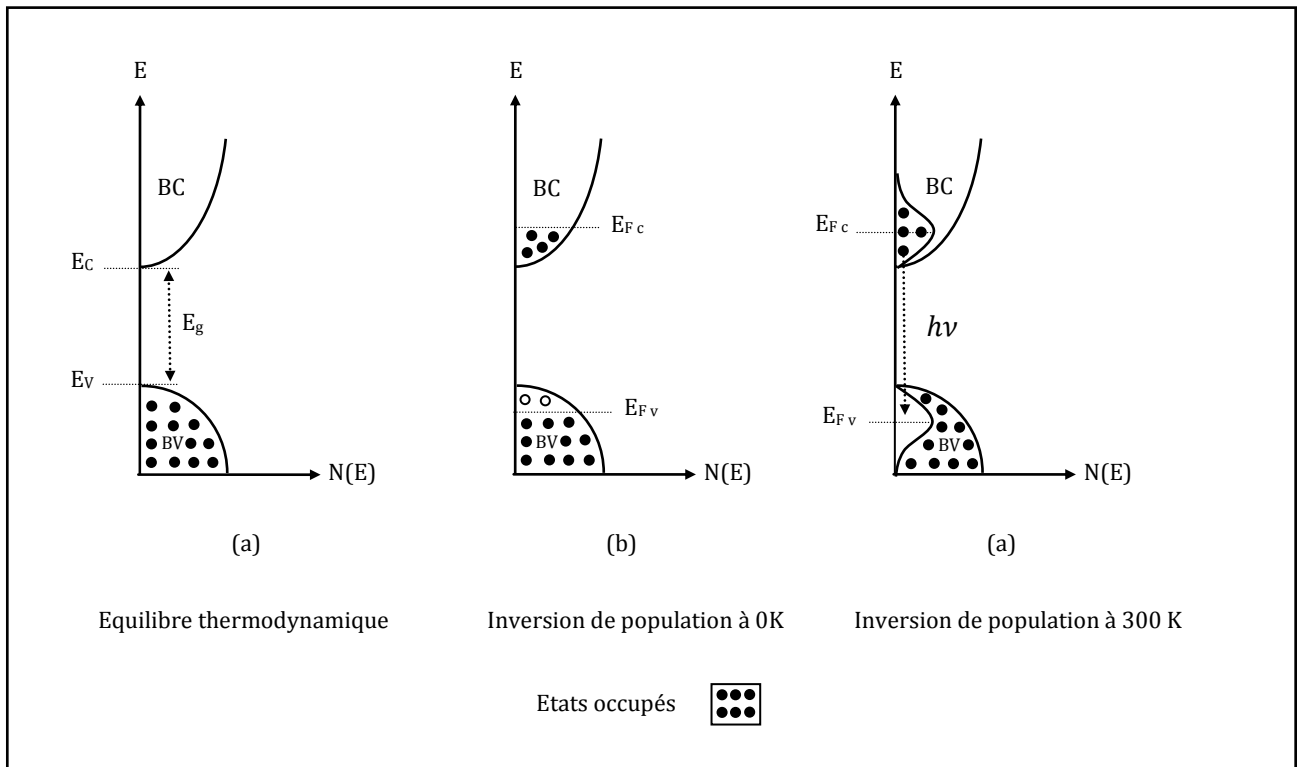


Fig. 22 : Population des bandes d'énergie

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 transitions intrabandes.

Pour réaliser l'inversion de population, il faut donc créer beaucoup de paires électron-trou 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 types 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_{F_c} soit dans la bande de conduction.

En raison du processus d'excitation mis en jeu, les lasers à semi-conducteurs sont appelés lasers à injection ou diodes lasers. La configuration de la jonction est représentée sur la figure 23.

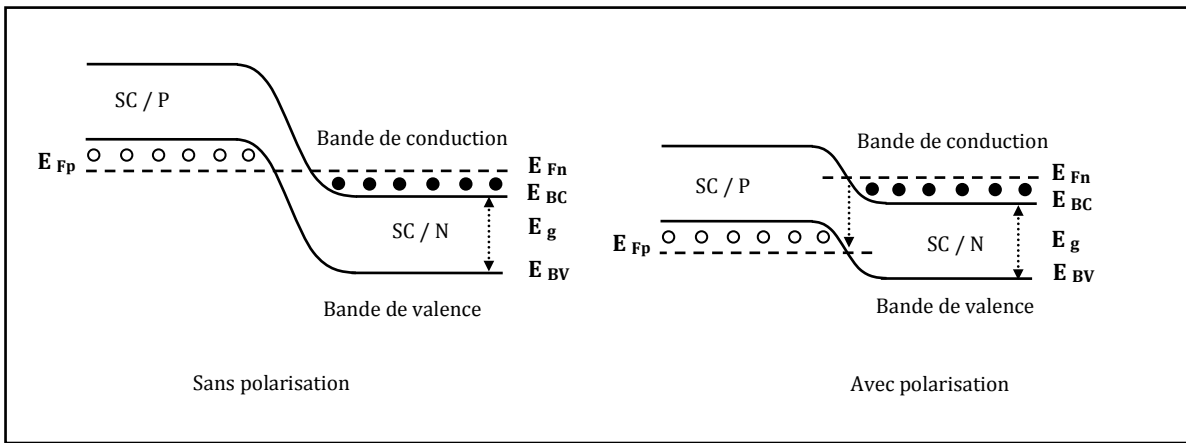


Fig. 23 : Diagramme énergétique

Il faut noter que, les régions N et P étant très dopées, les extrema des bandes de valence et de conduction sont perturbés par l'étalement des états donneurs et accepteurs et par l'effet d'écran associé à la grande densité de porteurs libres. Il en résulte une renormalisation du gap du matériau qui est alors caractérisé par un gap effectif $E'_g < E_g$. La longueur d'onde du rayonnement émis par le laser est conditionnée par la valeur du gap effectif E'_g .

Avant d'entrer dans le détail de l'étude du laser à injection, on peut déjà préciser les caractéristiques qui le différencient des lasers conventionnels. Tout d'abord la taille, les dimensions d'un laser à injection se chiffrent en microns alors que celles des lasers conventionnels se chiffrent en décimètres et en mètres. En liaison avec ces faibles dimensions, la puissance émise et les cohérences spatiale et temporelle sont beaucoup plus faibles que dans des lasers conventionnels. Le laser à injection est l'exemple type de conversion directe d'énergie électrique en énergie optique, le rendement est bien meilleur que dans les lasers conventionnels. Enfin, compte tenu du type d'excitation mis en jeu, les lasers à injection se caractérisent par une grande facilité de modulation, ce qui les rend particulièrement bien adaptés aux télécommunications par fibres optiques. Ajoutons en ce qui concerne la longueur d'onde du rayonnement émis, que pratiquement tout le spectre visible et proche infrarouge peut être couvert par la réalisation d'alliages de composés III-V et II-VI.

2.3.2 Gain

Le gain, ou 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 :

$$g(E) = \frac{1}{\phi(E)} \frac{d\phi(E)}{dx} \quad (29)$$

La variation du flux de photons au cours d'un trajet de longueur x dans le matériau est obtenue en intégrant l'expression (29), soit :

$$\phi(E) = \phi_0(E)e^{g(E)x} \quad (30)$$

$g(E)$ représente indifféremment le coefficient d'amplification et le coefficient d'absorption du matériau. Si $g(E)$ est positif, $d\phi(E)/dx$ est positif, le flux de photons d'énergie E augmente en se propageant dans le matériau. Si $g(E)$ est négatif, $d\phi(E)/dx$ est négatif, le flux de photons d'énergie E diminue en se propageant dans le matériau. Dans ce cas on pose $\alpha(E) = -g(E)$, où $\alpha(E)$ positif représente le coefficient d'absorption.

Le gain $g(E)$ est directement lié au taux d'émission stimulée $r_{st}(E)$. $r_{st}(E)$ représente le nombre de photons créés par émission stimulée, par unité de volume et unité de temps, de sorte que si $\phi(E)$ représente le flux de photons dans le matériau, $r_{st}(E)$ est donné par :

$$r_{st}(E) = \frac{d\phi(E)}{dx} \quad (31)$$

Ainsi l'expression de $g(E)$ s'écrit:

$$g(E) = \frac{r_{st}(E)}{\phi(E)} \quad (32)$$

Le gain est directement proportionnel au 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 d'énergie $h\nu$ pour sauter sur un état d'énergie $E_2 = E_1 + h\nu$ dans la bande (Fig. 24).

Ce phénomène qui correspond à une absorption par les porteurs libres, est appelé 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. Compte tenu de la présence d'un grand nombre de porteurs libres, nécessaire à la double dégénérescence du matériau, ce coefficient, loin d'être négligeable, est de l'ordre de quelques dizaines de cm^{-1} .

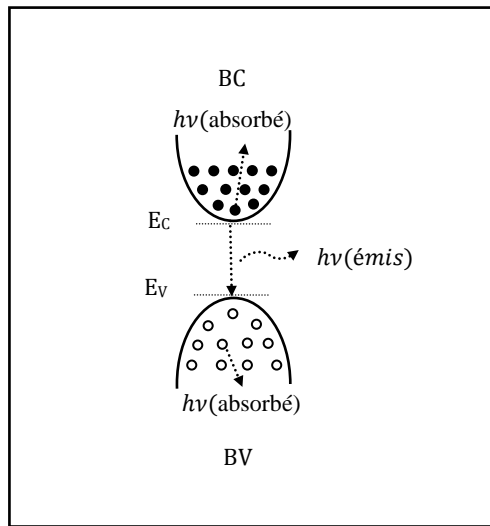


Fig. 24 : Effet Auger

On définit le coefficient net d'amplification du milieu par la différence:

$$A(E) = g(E) - \alpha_p(E) \quad (33)$$

La condition d'émission stimulée s'écrit alors $A(E) > 0$. Lorsque cette condition est réalisée, le milieu acquiert de réelles propriétés amplificatrices pour le rayonnement de fréquence $\nu = E/h$. Le moindre rayonnement spontané, qui existe au voisinage de la jonction, est alors amplifié pour donner naissance à une émission stimulée. Le seuil d'émission stimulée se traduit par une augmentation brutale du signal lumineux émis par la diode, et l'apparition d'une certaine directivité dans la direction de la plus grande longueur du milieu amplificateur, on dit que la diode est super-radiante.

En raison de la valeur élevée de l'indice de réfraction du semi-conducteur ($n \approx 3,5$), nous avons vu que le coefficient de réflexion en incidence normale à l'interface air-semi-conducteur était de l'ordre de 30 %. Ainsi, une fraction de l'énergie rayonnée au niveau de la jonction est renvoyée à l'intérieur du matériau. La diode amplificatrice de rayonnement, avec ses deux faces latérales semi-réfléchissantes, joue alors le rôle de cavité résonnante. Le système entre en résonance si l'amplification du rayonnement au cours d'une traversée de la cavité est supérieure aux pertes de cette cavité. La condition de seuil du résonateur consiste à écrire que le coefficient net d'amplification, $A(E)$, est supérieur aux pertes de la cavité. La diode se présente sous la forme d'un parallélépipède rectangle dont deux faces clivées perpendiculaires au plan de la jonction constituent les faces semi-réfléchissantes du résonateur (Fig. 25). La cavité se présente donc sous la forme d'un Pérot-Fabry. La longueur L

de la diode est typiquement de l'ordre de 300 μm . L'épaisseur de la zone active est conditionnée par la longueur de diffusion des électrons dans la région de type p. En régime d'émission stimulée, la durée de vie radiative des électrons étant réduite par les recombinaisons stimulées, leur longueur de diffusion est faible, l'épaisseur de la zone active est de l'ordre de 0,2 micron.

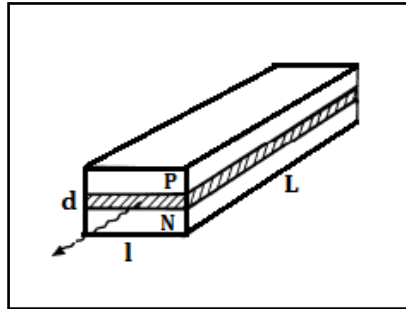


Fig. 25 : Structure d'une diode laser

Soit L la longueur de la cavité, $R_{1,2}$ les coefficients de réflexion sur les faces de sortie et $A(E)$ le coefficient net d'amplification de la zone active (Fig. 26).

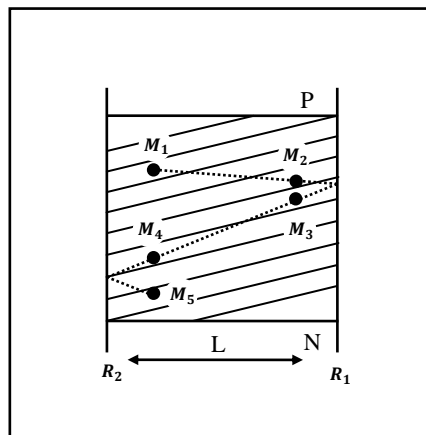


Fig. 26 : Cavité Laser

Si $\varphi(E)$ est le flux de photons au point M_1 , il est $\varphi(E) e^{A(E)L}$ au point M_2 , $R_1\varphi(E) e^{A(E)L}$ au point M_3 , $R_1\varphi(E) e^{2A(E)L}$ au point M_4 et enfin $R_1R_2\varphi(E) e^{2A(E)L}$ au point M_5 , équivalent à M_1 . Si le flux en M_5 est égal ou supérieur au flux en M_1 , la cavité entre en résonance. La condition de résonance s'écrit donc:

$$R_1R_2e^{2A(E)L} > 1 \tag{34}$$

Où

$$A(E) > \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (35)$$

En explicitant le coefficient net d'amplification et en supposant $R_1 = R_2 = R$, cette condition s'écrit :

$$g(E) > \alpha_p(E) + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad (36)$$

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 (27), 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.

- Pour $E < E'_g$, l'énergie du rayonnement est inférieure au gap effectif du matériau, la diode n'émet aucun rayonnement.
- Pour $E > E_0$, $g(E)$ est négatif, la condition d'inversion de population n'est pas satisfaite, la diode émet, à cette énergie, un rayonnement spontané.
- Pour $E'_g < E < E_0$, $g(E)$ est positif, la condition d'inversion de population, est satisfaite. Dans les gammes d'énergie $E < E_1$ et $E > E'_1$, le gain est inférieur aux pertes dues à l'absorption par porteurs libres ($g(E) < \alpha_p$), le gain net est négatif, de sorte que le rayonnement émis est encore spontané. Dans les gammes d'énergie $E_1 < E < E_2$ et $E'_2 < E < E'_1$, le gain est supérieur aux pertes par absorption ($g(E) > \alpha_p$), le milieu est amplificateur de ce type de rayonnement, la diode émet un rayonnement stimulé caractérisé par une certaine directivité. Enfin dans la gamme $E_2 < E < E'_2$, le gain est supérieur aux pertes de la cavité [$g(E) > \alpha_p + (1/L) \ln (1/R)$], la condition d'oscillation est remplie. Le rayonnement émis présente une structure de raies, caractéristique de la cavité Pérot-Fabry.

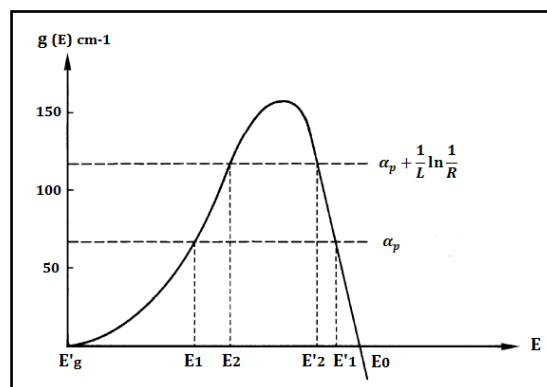


Fig. 27 : Distributions spectrales du gain et des pertes

2.3.3 Distribution spectrale du rayonnement

Le spectre du rayonnement émis est conditionné par le spectre du gain $g(E)$. La figure (26) montre que le spectre de l'émission stimulée est beaucoup plus étroit que le spectre de l'émission spontanée, qui s'étend depuis E'_g jusqu'à des énergies beaucoup plus importantes que E_0 .

Le taux d'émission stimulée $r_{st}(E)$, est donné en fonction du taux d'émission spontanée $r_{sp}(E)$, par l'expression :

$$r_{st}(E) = r_{sp}(E) [1 - e^{(E-\Delta F)/KT}] \quad (37)$$

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.

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

On obtient alors :

$$\frac{dr_{st}(E)}{dE} = \frac{dr_{sp}(E)}{dE} [1 - e^{(E-\Delta F)/KT}] - \frac{1}{KT} r_{sp}(E) [e^{(E-\Delta F)/KT}] \quad (38)$$

$$\left[\frac{dr_{sp}(E)}{dE} \right]_{r_{st \max}} = \frac{1}{KT} r_{sp}(E) \frac{1}{(e^{(E-\Delta F)/KT} - 1)} \quad (39)$$

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. L'expression (39) montre alors que $\left[\frac{dr_{sp}(E)}{dE} \right]_{r_{st \max}}$ est positif. En d'autres termes, la raie d'émission stimulée se situe sur le flanc basse énergie du spectre d'émission spontanée. D'autre part, quand ΔF augmente c'est-à-dire quand l'excitation augmente, l'exponentielle augmente au dénominateur de l'expression (39) et $\left[\frac{dr_{sp}(E)}{dE} \right]_{r_{st \max}}$ tend vers zéro. Autrement dit la raie d'émission stimulée se rapproche du sommet du spectre d'émission spontanée. L'évolution du spectre d'émission avec l'excitation est représentée sur la figure 28.

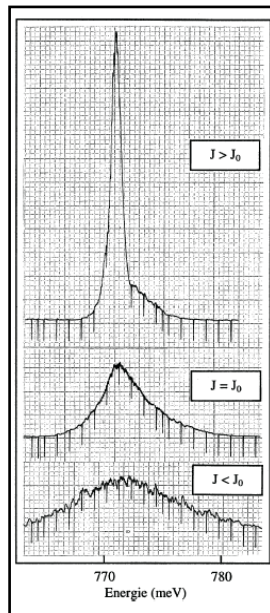


Fig. 28 : Evolution avec l'injection, du spectre d'émission d'un laser au Ga Sb

En raison de l'importance du dopage, le gap effectif E'_g est inférieur au gap nominal E_g et la densité d'états au voisinage des extrema des bandes présente une loi de variation différente de $(E - E_g)^{1/2}$, cette loi est sensiblement exponentielle. Ceci explique pourquoi les taux d'émission sont différents de zéro pour des valeurs négatives de $(E - E_g)$. On constate que $r_{st}(E)$ se rapproche d'autant plus de $r_{sp}(E)$ que l'injection est importante et que la température est faible. Ces spectres montrent en particulier qu'à basse température les taux d'émissions spontanée et stimulée sont pratiquement confondus, on réduit donc le seuil d'émission stimulée de la diode en abaissant sa température. A la température ambiante le spectre d'émission stimulée est considérablement plus étroit que le spectre d'émission spontanée, la diode laser émet donc un rayonnement de largeur spectrale beaucoup plus faible que la diode électroluminescente. Le taux d'émission stimulée coupe l'axe des abscisses ($r_{st}(E) = 0$) au point $E = \Delta F = E_{Fc} - E_{Fv}$.

Lorsque la condition d'oscillation est remplie dans un intervalle d'énergie à l'intérieur de la raie d'émission stimulée, la cavité sélectionne un certain nombre de modes de résonance définis par la relation:

$$2nL = k\lambda \quad (40)$$

Où L est la longueur de la cavité, n l'indice du milieu et k l'ordre d'interférence. L'intervalle entre deux modes successifs est donné par la différentielle de l'expression (40)

$$dk = \frac{Ld\lambda}{\lambda^2} 2n \left[\frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} - 1 \right] \quad (41)$$

Entre deux modes successifs d $k = - 1$, de sorte que la distance inter-mode est donnée par

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L} \left[n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right]^{-1} \quad (42)$$

La structure fine du spectre d'émission d'une diode laser est représentée sur la figure (29). Dans certaines conditions et pour une excitation légèrement supérieure au seuil, la largeur de la raie d'émission stimulée peut n'autoriser qu'un seul mode de résonance de la cavité, l'émission de la diode laser est alors monomode. De manière générale pour des excitations supérieures au seuil de la diode cette émission est multi-mode.

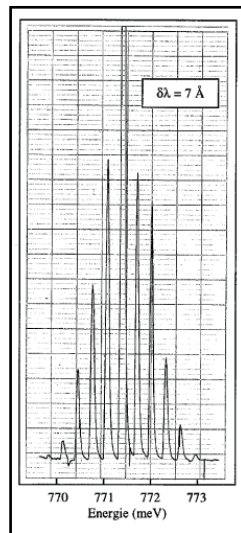


Fig. 29 : Structure fine de la raie d'émission d'un laser au Ga Sb

Le spectre de la figure 29 concerne un laser au Ga Sb. Ce spectre est centré à la longueur d'onde $\lambda=1,6 \mu\text{m}$, il présente une distance inter-mode $\delta \lambda = 7 \text{Å}$ avec une largeur réelle de mode très inférieure à 1Å . Dans le cas d'un laser au Ga As, l'indice de réfraction est $n = 3,6$ et sa dispersion au voisinage du gap est $d n/d\lambda = - 1 \mu\text{m}^{-1}$, la longueur d'onde d'émission est centrée autour de $0,8 \mu\text{m}$, pour une diode de longueur $L = 300 \mu\text{m}$ la distance inter-mode est $\delta \lambda \approx 2 \text{Å}$.

2.3.3 Distribution spatiale du rayonnement

La structure de base de la diode est représentée sur la figure 25, la zone active, dont l'épaisseur d est fixée par la longueur de diffusion des électrons dans la région de type P est hachurée dans cette figure.

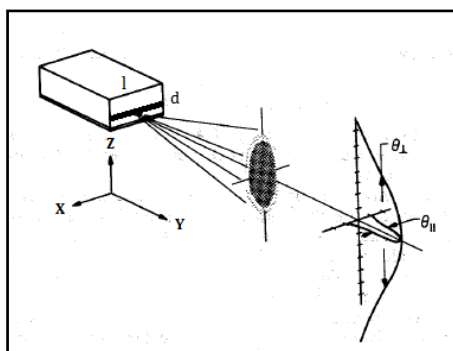


Fig. 30 : Structure de base de la diode laser

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 a une valeur légèrement supérieure 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 (31). Le gain, supérieur aux pertes dans la zone active, entraîne une amplification du rayonnement qui est maximum dans la direction x correspondant à la plus grande dimension de la diode. La variation d'indice joue un rôle de guide d'onde et crée un confinement partiel des photons dans la zone active, en réduisant leur étalement dans les régions de pertes.

Sur la face de sortie de la diode, la surface émettrice est donnée par $S = l d$, dans la mesure où l'amplification est homogène dans tout le plan de la jonction. Compte tenu des faibles valeurs de l et d , qui sont comparables à la longueur d'onde du rayonnement émis, l'ouverture du faisceau est conditionnée par la diffraction au niveau de l'ouverture de surface S , que constitue la trace de la zone active sur la face de sortie. L'angle de diffraction θ par une ouverture de largeur e est donné en radian par $\theta = \lambda/e$. Dans la mesure où $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$, $d \approx 1 \mu\text{m}$ et $l \approx 10 \mu\text{m}$, l'ouverture du faisceau émis par la diode est de l'ordre de 6° dans le plan de la jonction et 60° dans le plan perpendiculaire. La distribution spatiale du faisceau est représentée sur la figure (30).

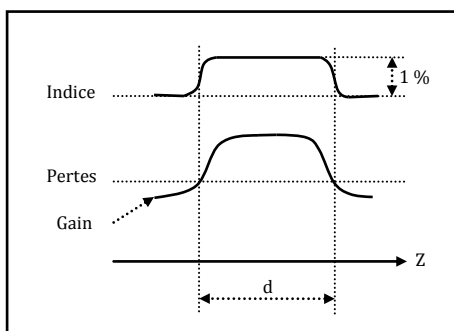


Fig. 31 : Variations de gain et d'indice

2.3.4 Courant de seuil

L'intensité globale du rayonnement émis par la diode est fonction du courant excitateur. L'allure de la courbe de variation de cette intensité est représentée en échelle linéaire sur la figure (32). 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.

Enfin quand le courant devient égal à la valeur J_0 pour laquelle $g(E)$ devient supérieur aux pertes globales de la cavité, $[g(E) > \alpha_p + (1/L) \ln(1/R)]$, la diode oscille, d'abord sur un mode, ensuite sur plusieurs. J_0 est appelé courant de seuil de la diode laser. L'émission sur ces modes devient alors prépondérante. La durée de vie des porteurs dans la région d'oscillation diminue à mesure que la densité de photons augmente et toute augmentation de courant est canalisée dans cette région. Tout nouvel électron injecté donne naissance à un photon sur ce ou ces modes, il s'établit un nouveau régime linéaire correspondant à l'oscillation de la cavité (région c de la courbe).

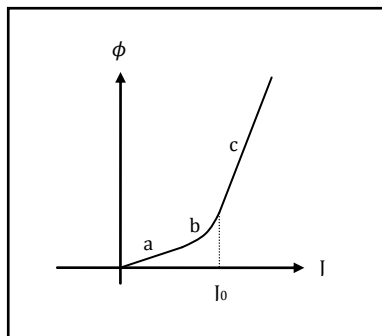


Fig. 32 : Emission de la diode laser

Considérons une diode laser excitée par une densité de courant J . En raison du phénomène d'émission stimulée, les populations d'électrons et de photons dans la zone active sont interdépendantes et leurs évolutions sont régies par des équations couplées. Les électrons injectés en $x = x_p$ dans la région de type P de la jonction diffusent et se recombinent avec les trous sur une profondeur d qui constitue l'épaisseur de la zone active. L'évolution de la

densité n de ces électrons excédentaires résulte du bilan entre les taux d'injection et de recombinaison de ces porteurs.

Nous supposons que le taux d'injection d'électrons est beaucoup plus grand que celui de trous $\gamma_n \gg \gamma_p$, et que la zone active est homogène et occupe tout le volume de la cavité. La condition $\gamma_n \gg \gamma_p$, qui traduit la relation $j_n(x_p) \gg j_p(x_n)$, permet de ramener la densité de courant à l'expression:

$$J = J_n(x_p) + J_p(x_n) \approx J_n(x_p) \quad (43)$$

J est la densité de courant traversant la jonction et d l'épaisseur de la zone active.

Le taux de recombinaisons r s'écrit :

$$r = R_{sp} + R_{st} \quad (44)$$

Où R_{sp} représente indifféremment le taux de recombinaisons spontanées d'électrons et le taux d'émissions spontanées de photons. Ce taux de recombinaisons s'écrit sous la forme:

$$R_{sp} = \frac{n}{\tau_n} \quad (45)$$

où τ_n représente la durée de vie des électrons en régime d'émission spontanée, régime qui régit le fonctionnement d'une diode électroluminescente.

R_{st} représente le taux de recombinaisons stimulées d'électrons. Le taux de "recombinaison" des photons peut s'écrire sous une forme analogue à celui des électrons:

$$r_i = \frac{N_i}{\tau_N} \quad (46)$$

Où i est l'ordre du mode d'oscillation de la cavité, N_i est la densité de photons présents sur le mode i et τ_N représente la durée de vie des photons dans la cavité. Cette durée de vie est conditionnée d'une part par l'absorption de ces photons et d'autre part par leur émission à l'extérieur de la cavité. En d'autres termes, l'inverse de la durée de vie est donné par le produit de la vitesse des photons dans la cavité par les pertes globales de cette cavité, soit pour une cavité Pérot-Fabry,

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{c}{n} \left[\alpha_p + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right] \quad (47)$$

Où α_p représente le coefficient d'absorption par les porteurs libres et $[(1/L) (\ln 1/R)]$ les pertes propres de la cavité résultant de l'émission des photons à l'extérieur.

En régime stationnaire, le courant de polarisation est constant et par suite n et N sont constants, d'où la relation:

$$\frac{n}{\tau_n} + \frac{N}{\tau_N} = \frac{J}{ed} \quad (48)$$

• Si la diode est polarisée par un courant constant inférieur au courant de seuil, $J < J_0$, elle n'émet qu'un rayonnement spontané, la densité de photons par mode est négligeable, l'équation (48) donne:

$$n = \frac{\tau_n J}{ed} \quad (49)$$

$$R_{sp} = \frac{n}{\tau_n} = \frac{J}{ed} \quad (50)$$

La durée de vie des porteurs excédentaires est constante, c'est la durée de vie spontanée, la densité de ces porteurs augmente linéairement avec le courant, ainsi que le taux d'émission spontanée (Fig. 32 partie "a").

Lorsque la diode est polarisée par un courant égal au courant de seuil, $J = J_0$, la densité d'électrons excédentaires est donnée par:

$$n_0 = \frac{\tau_n J_0}{ed} \quad (51)$$

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, d'où la relation:

$$n_0 = \frac{1}{A\tau_n} \quad (52)$$

Où $A(n)$ est une fonction proportionnelle au gain.

Le courant de seuil de la diode est:

$$J_0 = \frac{ed}{A\tau_N\tau_n} = \frac{edc}{A\tau_n n} \left[\alpha_p + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right] \quad (53)$$

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 égale à sa valeur de seuil n_0 . La densité de photons sur le mode d'oscillation est alors donnée par l'équation:

$$N = \frac{1}{A\tau_n} \left(\frac{J}{J_0} - 1 \right) = \frac{\tau_N}{ed} (J - J_0) \quad (54)$$

La densité de photons sur le mode d'oscillation, et par suite l'intensité du rayonnement émis sur ce mode, augmentent donc proportionnellement à l'excès de courant par rapport au courant de seuil. On retrouve un nouveau régime linéaire (Fig. 32 partie "c").

Il faut toutefois noter que dans la pratique, plusieurs phénomènes perturbent ce type de fonctionnement idéal. Le régime monomode n'est généralement obtenu que pour des courants de polarisation voisins du courant de seuil J_0 , au-delà la diode laser fonctionne très vite en régime multi-mode. En outre nous avons supposé la zone active homogène et occupant tout le volume de la cavité, ceci est pratiquement irréalisable.

2.3.5 Structure d'une diode laser

La structure réelle d'une diode laser est plus compliquée qu'une simple jonction PN, le but poursuivi étant de minimiser le courant de seuil. Deux voies permettent de progresser dans ce sens, confiner le courant sur une faible section, confiner les photons dans un petit volume.

On optimise ces paramètres en réalisant une double hétérojonction (DH), dont la structure est représentée sur la figure (33) pour une diode laser au Ga As. La couche active de type P, dont l'épaisseur est de l'ordre de 0,1 à 0,3 μm , est prise en sandwich entre deux couches de $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$, dopées respectivement N et P. Ce sandwich confine dans la région active, à la fois les électrons et les photons.

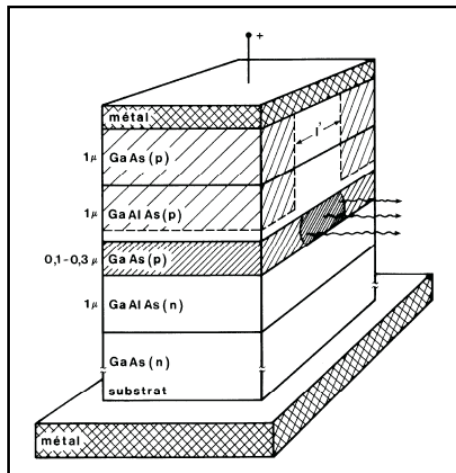


Fig. 33 : Structure d'une diode laser au Ga As

Les photons sont confinés dans la couche active de Ga As (P) par la différence d'indice qui existe entre Ga As et Ga Al As. Les réflexions totales à l'interface des deux matériaux évitent l'étalement des photons dans le Ga Al As. L'efficacité du confinement est plus grande que dans une homo-jonction en raison du fait que l'écart d'indice est plus important.

Les électrons sont confinés dans la couche active en raison de la différence de gap qui existe entre $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ ($E_g \approx 1,9$ eV) et Ga As ($E_g \approx 1,4$ eV). Les deux couches de Ga Al As constituent des barrières de potentiel qui empêchent les électrons et les trous de diffuser au-delà du Ga As.

Les variations de l'indice de réfraction et de la structure de bande dans la diode polarisée, sont représentées sur la figure 34.

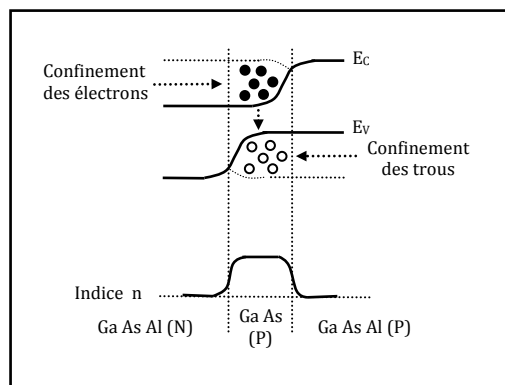


Fig. 34 : Diagramme énergétique et variation d'indice

On diminue encore le courant de seuil, en réduisant la section conductrice de la diode à un canal de section rectangulaire de longueur L et de largeur $l' < 1 \mu m$, en créant une zone de forte résistivité dans les couches de Ga As (p) et Ga Al As (p).

Le système Ga As-Ga Al As a été jusqu'ici le plus étudié et le plus utilisé pour réaliser des diodes lasers, pour différentes raisons. Le Ga As est un semi-conducteur à gap direct que l'on peut doper N et P facilement. Le composé ternaire Ga Al As peut être fabriqué sur une gamme étendue de composition et présente avec Ga As 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 radiative. Enfin les valeurs relatives des gaps et des indices de Ga As et Ga Al As créent un bon confinement des électrons et des photons.

2.3.6 Laser à puits quantiques

La réduction de volume de la zone d'inversion est obtenue par la réalisation de lasers à puits quantiques. Le puits quantique présente le double intérêt d'une part de réduire l'extension spatiale des électrons et des trous, et d'autre part de confiner leurs distributions énergétiques par la nature bidimensionnelle de la densité d'états.

Le paramètre qui joue un rôle essentiel dans ces structures à puits quantiques est le facteur de confinement Γ qui mesure le taux de recouvrement des distributions spatiales des porteurs et des photons, c'est-à-dire le taux de recouvrement de la zone active et du rayonnement.

Dans les lasers à double hétéro-structure (DH), ce facteur est voisin de 1 car les mêmes barrières, barrières de potentiel pour les uns et d'indice pour les autres, confinent à la fois les porteurs et les photons. En fait, dans ces structures la distance entre les barrières est typiquement de l'ordre de $0,2\ \mu\text{m}$, c'est-à-dire voisine des longueurs d'ondes optiques mais très supérieure aux longueurs d'ondes électroniques. Il en résulte un bon confinement des photons mais pas un confinement optimisé des porteurs.

Dans une structure à puits quantique la situation est inversée. Le confinement quantique des porteurs nécessitant des largeurs de puits de quelques dizaines de nanomètres, la largeur de la zone active est alors comparable aux longueurs d'ondes électroniques mais très inférieure aux longueurs d'ondes optiques. Il en résulte un confinement optimisé des porteurs, mais pas des photons. Le facteur de confinement est alors faible.

On combine le double confinement des porteurs et des photons par la réalisation de structures à confinements séparés SCH (Separate Confinement Hétéro-structure). Les porteurs sont confinés dans un puits de potentiel et les photons sont confinés par des barrières de variation d'indice. Le confinement optique est ici optimisé par la réalisation de

guides d'ondes à indice graduel GRIN (Graded Index), de part et d'autre du puits de potentiel. Ces structures portent le nom de structures GRIN-SCH (Fig. 34).

Il faut en outre noter que le rayonnement émis par un laser à puits quantique est déplacé vers les courtes longueurs d'onde par rapport au rayonnement émis par un laser équivalent à double hétéro-structure. Ce déplacement est dû aux énergies de confinement des porteurs (Fig. 35). Enfin le simple puits quantique peut être remplacé par des multi-puits quantiques dans le but d'augmenter le facteur de confinement.

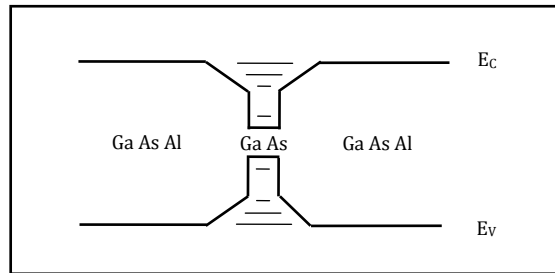


Fig. 35 : Laser à puits quantiques

2. Conclusion

Dans ce chapitre on a mis le point sur les principaux émetteurs de rayonnement à semi-conducteur, les diodes électroluminescentes (LED) et les diodes laser (DL), leur principe de fonctionnement, leurs caractéristiques et les matériaux utilisés pour réaliser ces composants. Outre le processus de photoémission créée par un semi-conducteur, il y'a le processus inverse, la photo réception. Ce processus implique l'interaction rayonnement semi-conducteur, l'étude de ce phénomène et de ses conséquences sera l'objectif du quatrième chapitre.

Chapitre 04

Détecteurs optiques à semi-conducteur

L'interaction rayonnement semi-conducteur est un phénomène physique qui met en jeu la photo-excitation d'un semi-conducteur. Le but de ce chapitre est de décrire ce phénomène ainsi que les composants de réception de photons. Ces composants sont utilisés dans deux modes de fonctionnement, le mode photoconducteur (photodiodes) et le mode photovoltaïques (cellules photovoltaïques). Ce chapitre sera beaucoup plus orienté vers l'étude des détecteurs optiques, il est organisé de la manière suivante:

- Introduction
- Photodiode
 - * Définition;
 - * Principe de fonctionnement;
 - * Calcul du photo-courant;
 - * Différents types de photodiodes;
 - Photodiode PIN;
 - Photodiode à avalanche;
 - Photodiode à hétérojonction;
- Cellule solaire
 - * Puissance débitée;
 - * Rendement;
- Conclusion

1. Introduction

Les photo-détecteurs sont des dispositifs à semi-conducteurs capables de détecter des signaux optiques à travers des processus électroniques.

Le fonctionnement d'un photo-détecteur, en général, comprend essentiellement trois processus:

- La génération des porteurs de charge par la lumière incidente;
- Le transport des porteurs de charge et / ou la multiplication par un mécanisme d'amplification de courant;
- L'extraction des porteurs de charge en tant que courant pour fournir le signal de sortie.

Les photo-détecteurs sont basés sur l'effet photoélectrique: un photon excite un porteur de charge qui contribue au photo-courant. Les photo-détecteurs à base de diode sont appelés photodiodes.

2. Photodiode

2.1 Définition

La photodiode est une diode à jonction PN polarisée en inverse capables de détecter des signaux optiques.

2.2 Principe de fonctionnement

Le courant inverse d'une diode à jonction PN est fonction d'une part des densités des porteurs minoritaires dans les régions P et N de la diode, et d'autre part de la génération de paires électron-trou dans la zone de charge d'espace. Dans une photodiode, le rayonnement augmente le courant inverse par la création de porteurs minoritaires dans les régions P et N et la génération de paires électrons-trous dans la zone de charge d'espace.

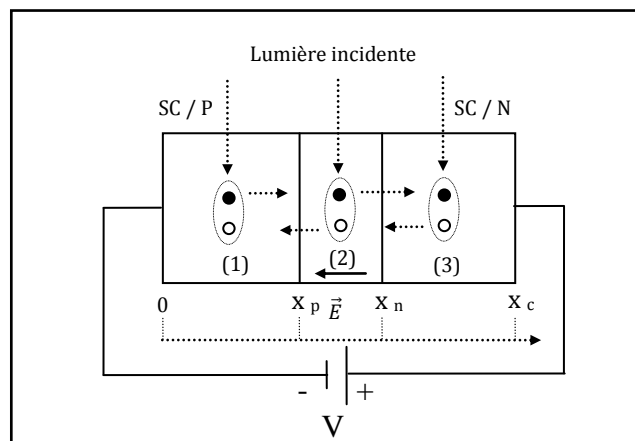


Fig. 01 : Principe de la photodiode

Le principe de fonctionnement d'une photodiode est illustré sur la figure (01). Les photons incidents créent des porteurs dans chacune des régions 1, 2 et 3. Le comportement de ces porteurs libres diffère suivant le lieu de leur création. Dans les régions électriquement neutres P et N, les photo-porteurs minoritaires diffusent, ceux qui atteignent la zone de charge d'espace sont propulsés par le champ électrique vers la région où ils deviennent majoritaires. Ces photo-porteurs contribuent donc au courant par leur diffusion, ils créent un photo-courant de diffusion. Dans la zone de charge d'espace, les paires électrons-trous créées par les photons sont dissociées par le champ électrique, l'électron est propulsé vers la région de type N et le trou vers la région de type P. Ces porteurs donnent naissance à un photo-courant de génération. Ces différentes contributions s'ajoutent pour créer un photo-courant résultant I_{ph} qui contribue au courant inverse de la diode:

$$I = I_s(e^{eV/kT} - 1) - I_{ph} \quad (01)$$

La caractéristique de la photodiode est représentée sur la figure (02). Le photo-courant est pratiquement indépendant de la tension de polarisation. Dans la pratique, on mesure soit le photo-courant débité par la diode, soit le photo-voltage qui apparaît aux bornes de la diode.

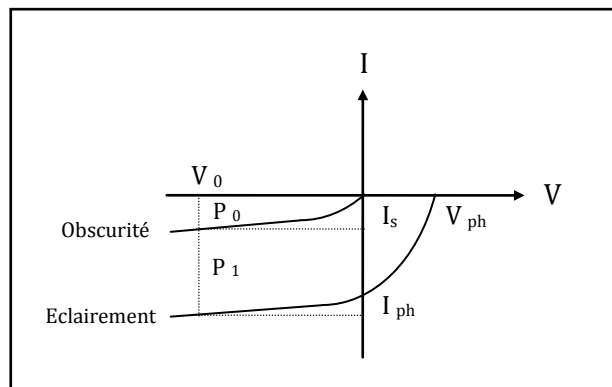


Fig. 02 : Caractéristiques de la photodiode

Dans le premier cas, la diode est polarisée en inverse par une tension négative V_0 . Dans la mesure où $-V_0 \gg kT/e$, l'expression (01) s'écrit:

$$I = -(I_s + I_{ph}) \quad (02)$$

Dans la pratique I_s est très inférieur à I_{ph} de sorte que le courant mesuré est égal au photo-courant et par suite proportionnel au rayonnement incident.

Dans le mode photovoltaïque la diode est connectée aux bornes d'un voltmètre, le courant est alors nul et $V = V_{ph}$ le photo-voltage. L'expression (01) donne alors:

$$V_{ph} = \frac{kT}{e} \ln[(I_{ph}/I_s) + 1] \quad (03)$$

Le photo-voltage varie donc logarithmiquement avec le photo-courant, et par conséquence avec l'intensité du rayonnement.

2.3 Calcul du photo-courant

Le photo-courant résultant est la somme de trois composantes, le courant de diffusion des photoélectrons de la région de type P, le courant de photo-génération dans la zone de charge d'espace et le courant de diffusion des photo-trous de la région de type N. On obtient le photo-courant total en ajoutant ces trois composantes calculées en un même point, au point x_n par exemple (Fig. 03), soit:

$$J_{ph} = J_{n \text{ diff}}(x = x_n) + J_g(x = x_n) + J_{p \text{ diff}}(x = x_n) \quad (04)$$

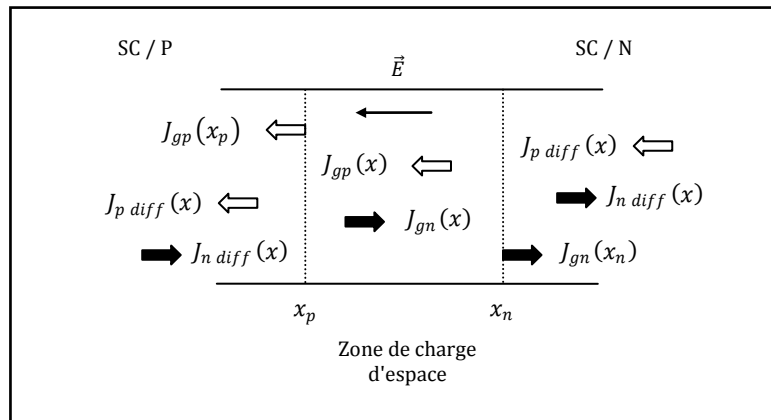


Fig. 03 : Courants dans une photodiode

Considérons tout d'abord le courant de diffusion d'électrons. On ne peut le calculer que dans la région P, mais si on néglige les recombinaisons dans la zone de charge d'espace tous les électrons qui arrivent en x_p se retrouvent en x_n . On peut donc écrire:

$$J_{n \text{ diff}}(x_n) = J_{n \text{ diff}}(x_p) \quad (05)$$

Considérons le courant de génération dans la zone de charge d'espace (Fig. 03),

En un point quelconque x de cette zone le courant résulte à la fois des photoélectrons créés entre x_p et x et des photo-trous créés entre x et x_n . Il s'écrit:

$$J_g(x) = J_{gn}(x) + J_{gp}(x) \quad (06)$$

En $x = x_p$ ce courant n'est dû qu'aux trous, qui arrivent en x_p et qui ont été créés tout au long de la zone de charge d'espace, depuis x_p jusqu'à x_n , soit:

$$J_g(x_p) = J_{gp}(x_p) \quad (07)$$

En $x = x_n$, le courant de génération est dû uniquement aux électrons, qui ont été créés depuis x_p jusqu'à x_n , soit:

$$J_g(x_n) = J_{gn}(x_n) \quad (08)$$

Compte tenu des expressions (05 et 08), l'expression (04) s'écrit sous la forme:

$$J_{ph} = J_{n\ diff}(x_p) + J_{gn}(x_n) + J_{p\ diff}(x_p) \quad (09)$$

Nous allons calculer ces différentes composantes du photo-courant.

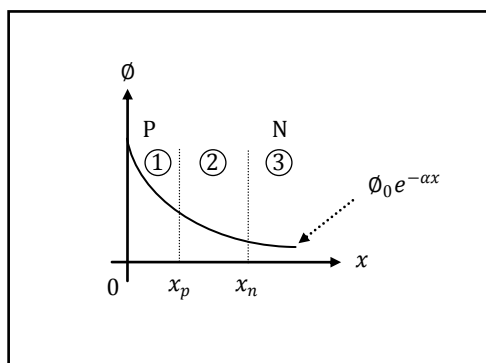


Fig. 04 : Répartition du flux

Courant de génération, région 2:

En négligeant les recombinaisons dans la zone de charge d'espace, le courant de génération d'électrons en $x = x_n$ est par conséquent donné par:

$$J_{gn}(x_n) = -e\phi e^{-\alpha x_p} (1 - e^{-\alpha w}) \quad (10)$$

Où ϕ est le flux de photons, α le coefficient d'absorption du matériau et $w = x_n - x_p$ est la largeur de la zone de charge d'espace. Le courant est négatif en raison de l'orientation de l'axe x sur la figure 04.

Courant de diffusion de trous en $x = x_n$, région 3:

Le courant de trous dans la région 3 de la structure est un courant de diffusion, en $x = x_n$:

$$J_{p \text{ diff}}(x_n) = -e\phi \frac{\alpha L_p}{1 + \alpha L_p} e^{-\alpha x_n} \quad (11)$$

Où L_p est la longueur de diffusion des trous.

Courant de diffusion d'électrons en $x = x_p$, région 1:

Le courant de diffusion d'électrons en $x = x_p$ est donné par:

$$J_{n \text{ diff}}(x_p) = eD_n \left[\frac{A_n}{L_n} e^{-x_p/L_n} + \frac{B_n}{L_n} e^{x_p/L_n} - \frac{\phi \alpha^2 \tau_n}{1 - \alpha^2 L_n^2} e^{-\alpha x_p} \right] \quad (12)$$

Où D_n est l'épaisseur du semi-conducteur N , L_n est la longueur de diffusion des électrons et τ_n est la durée de vie des électrons.

Les conditions aux limites, permettant de calculer les constantes A et B , sont ici définies en $x = x_p$ et en $x = 0$ à la surface de l'échantillon. On peut donc déterminer les constantes A et B . Le calcul ne présente aucune difficulté mais les expressions de ces constantes sont assez lourdes, nous les appellerons simplement A_n et B_n .

On obtient le photo-courant j_{ph} en portant les expressions (10, 11 et 12) dans l'expression (09). On simplifie considérablement l'expression de J_{ph} en se plaçant dans le cas pratique où la région frontale (région 1) de la photodiode, est d'épaisseur beaucoup plus faible que $1/\alpha$. Cette condition doit être remplie en pratique si l'on veut que le nombre de photo-porteurs créés dans la zone de charge d'espace soit important. Dans ce cas, le courant de diffusion d'électrons est négligeable et d'autre part on peut faire les approximations $x_p \approx 0$ et $x_n \approx w$ dans les expressions des deux autres courants, qui s'écrivent alors :

$$J_g(x_n) \approx -e\phi(1 - e^{-\alpha w}) \quad (13)$$

$$J_{p \text{ diff}}(x_n) = -e\phi \frac{\alpha L_p}{1 + \alpha L_p} e^{-\alpha w} \quad (14)$$

Le photo-courant résultant s'écrit par conséquent:

$$J_{ph} \approx -e\phi \left[1 - \frac{1}{1+\alpha L_p} e^{-\alpha w} \right] \quad (15)$$

Le signe(-) montre tout simplement, compte tenu de l'orientation de l'axe x sur la figure 04, que le photo-courant à travers la jonction est dirigé de la région de type n vers la région de type p, c'est-à-dire que c'est un courant inverse. Pour obtenir un photo-courant important on a intérêt à réaliser la condition $\alpha w \gg 1$, dans ce cas le photo-courant est maximum et simplement donné par:

$$J_{ph} \approx -e\phi \quad (16)$$

Cette expression traduit tout simplement le fait que dans ces conditions optimales le flux d'électrons débités par la photodiode j_{ph}/e , est égal au flux ϕ de photons d'énergie supérieure au gap du semi-conducteur, qui pénètrent dans le détecteur. Le rendement de la photodiode est maximum.

2.4 Différents types de photodiodes

2.4.1 Photodiode PIN

Nous venons de voir l'intérêt qu'il y a à donner à la zone de charge d'espace de la diode une valeur suffisante pour que le photo-courant soit essentiellement dû à la photo-génération de porteurs dans cette zone. On augmente artificiellement la valeur de w en intercalant une région intrinsèque entre les régions de type N et de type P (Fig. 05). Si la polarisation inverse de la structure est suffisante, un champ électrique important existe dans toute la zone intrinsèque et les photo-porteurs atteignent très vite leur vitesse limite v_s .

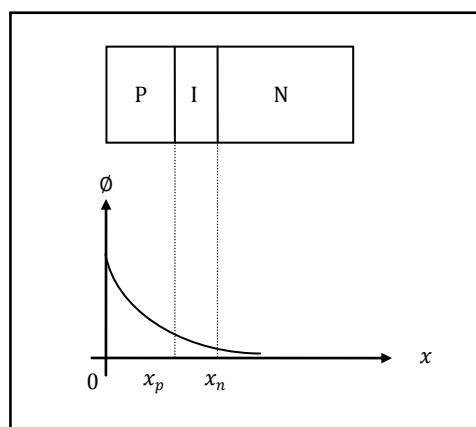


Fig. 05 : Photodiode PIN

2.4.2 Photodiode à avalanche

Lorsque la polarisation inverse de la photodiode est voisine de la tension de claquage, les photo-porteurs créés dans la zone de charge d'espace sont multipliés par effet d'avalanche. On obtient ainsi une multiplication interne du photo-courant, la photodiode est alors l'analogue solide du photomultiplicateur. Le gain ainsi obtenu est facilement supérieur à 100, toutefois certaines précautions doivent être prises dans le circuit de polarisation car ce gain est très sensible à la tension de polarisation et à la température.

2.4.2 Photodiode à hétérojonction

Une photodiode peut être réalisée avec une hétérojonction qui est formée de deux semi-conducteurs de bandes interdites différentes. Un avantage majeur d'une photodiode à hétérojonction est que l'efficacité quantique ne dépend pas d'une manière critique de la distance entre la jonction et la surface, car un matériau à grande bande interdite peut être transparent et utilisé comme une fenêtre pour la transmission de la lumière à la zone active. En outre, l'hétérojonction peut fournir des combinaisons de matériaux de sorte que l'efficacité quantique et la vitesse de réponse peuvent être optimisées pour un signal optique de longueur d'onde donnée. Un autre avantage de la photodiode à hétérojonction est qu'elle a un courant d'obscurité réduit.

3. Cellule solaire (photopile)

La photopile n'est autre qu'une photodiode qui fonctionne sans polarisation extérieure et débite son photo-courant dans une charge. Sous éclairément la caractéristique $I(V)$ de la diode ne passe plus par l'origine des coordonnées, il existe une région dans laquelle le produit VI est négatif (Fig. 02), la diode fournit de l'énergie. Si on se limite à cette région active et si on compte positivement le courant inverse, la figure 02 se ramène à la figure 06.

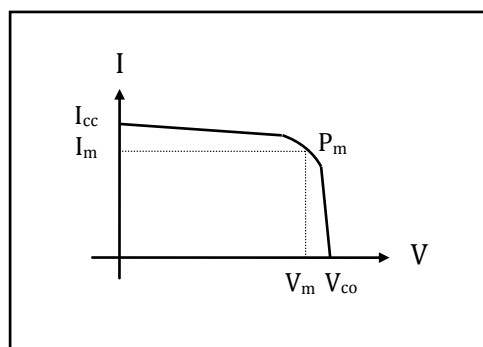


Fig. 06 : Courbe caractéristique d'une cellule solaire

L'équation 01 s'écrit alors :

$$I = I_{ph} - I_s(e^{eV/kT} - 1) \quad (17)$$

Le premier terme de l'expression (17) est le photo-courant, le second est un courant direct qui résulte de la polarisation de la diode dans le sens passant par la tension V qui apparaît aux bornes de la résistance de charge.

Le courant électromoteur de la pile est le courant de court-circuit, sa force électromotrice est la tension de circuit ouvert, l'expression (17) donne:

$$I_{cc} = I_{ph} \quad (18)$$

$$V_{co} = \frac{kT}{e} \ln[(I_{ph}/I_s) + 1] \quad (19)$$

3.1 Puissance débitée

La puissance fournie par la pile est donnée par le produit VI :

$$P = VI = V[I_{ph} - I_s(e^{eV/kT} - 1)] \quad (20)$$

Cette puissance est maximum au point P_m (Fig. 06), défini par $dP/dV=0$, ou bien par le produit $V_m I_m$.

$$I_m = I_s \frac{e}{kT} V_m e^{eV_m/kT} \quad (21)$$

$$V_m = \frac{kT}{e} \ln \left[\frac{(I_{ph}/I_s)+1}{1 + \frac{eV_m}{kT}} \right] \quad (22)$$

La puissance débitée est alors donnée par:

$$P_m = V_m I_m = FF V_{co} I_{cc} \quad (23)$$

Le paramètre FF est le facteur de remplissage ou facteur de forme, il mesure le caractère rectangulaire de la courbe $I(V)$.

3.2 Rendement

Le rendement de la photopile est donné par le rapport de la puissance maximum disponible à la puissance du rayonnement incident:

$$\eta = P_m / P_{ray. inc} = FF V_{co} I_{cc} / P_{ray. inc} \quad (24)$$

L'expression (24) montre que les performances d'une photopile résultent directement des valeurs des trois paramètres I_{cc} , V_{co} et FF . Ces paramètres sont fonction d'une part de propriétés spécifiques du matériau telles que le gap, les coefficients d'absorption et de réflexion, la longueur de diffusion des porteurs ou la vitesse de recombinaison en surface, et d'autre part de paramètres technologiques tels que la profondeur de la jonction, la largeur de la zone de charge d'espace ou la présence de résistances parasites.

Conclusion

Les photo-détecteurs, qui sont des dispositifs capables de détecter des signaux optiques générés par des sources de rayonnement telles que les diodes électroluminescentes et les diodes lasers ont fait le sujet de ce chapitre. Les signaux optiques pour interagir avec les photo-détecteurs doivent être acheminés vers ces composants, cet acheminement est appelé propagation guidée et le support de propagation est appelé guide d'onde, ceci fera l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 05

Guides optiques et propagation guidée

Ce chapitre expose les concepts de base permettant d'étudier les guides d'ondes et la propagation guidée des ondes électromagnétiques. Ces concepts peuvent être appliqués aux guides d'ondes plans, rectangulaires et cylindriques.

L'étude dans ce chapitre sera focalisée sur les guides d'ondes à géométrie cylindrique (les fibres optiques) à cause des performances qu'elles offrent comme un milieu de propagation guidée des ondes électromagnétiques. Ce chapitre est organisé de la manière suivante:

- Introduction
- Guide d'ondes
 - * Fibres optiques;
 - Fibres optiques à saut d'indice;
 - Fibres optiques à gradient d'indice;
- Conclusion

1. Introduction

L'histoire des ondes guidées et des guides d'ondes a commencé lorsque J. C. Maxwell a formulé les équations qui portent son nom « Équations de Maxwell », c'était en 1873. Une quinzaine d'années plus tard, H. Hertz a réussi à produire et à détecter des ondes électromagnétiques. En 1897 L. Rayleigh démontra la possibilité de faire propager des ondes électromagnétiques dans des tubes diélectriques à section rectangulaire ou circulaire que l'on appelle aujourd'hui, les guides d'ondes.

2. Guide d'ondes

Les guides d'ondes sont des structures diélectriques qui permettent le confinement et le guidage des ondes électromagnétiques. Lorsqu'il s'agit de la lumière, ces guides d'ondes sont appelés guides optiques. Le confinement de la lumière par ces guides est basé sur le principe de la réflexion totale de la lumière aux interfaces du guide. Ces systèmes optiques peuvent être : à géométrie cylindrique (les fibres optiques), rectangulaire (les guides optiques rectangulaires) ou planaire (les guides optiques plans) (Fig. 01).

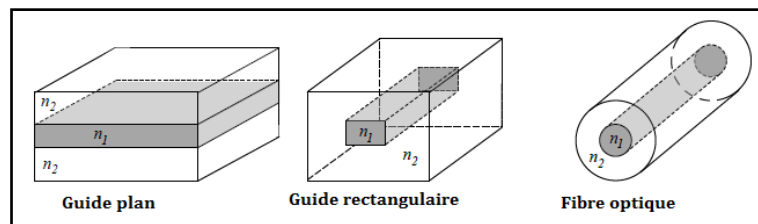


Fig. 01: Différentes formes de guides optiques

Un guide d'onde fabriqué à partir d'un matériau non conducteur (diélectrique) qui transmet la lumière, tel que le verre ou le plastique, pourrait être un milieu de transmission idéal parce qu'il n'est pas sujet aux variations extérieures. Les recherches entreprises dans ce sens aboutissent à plusieurs formes de guides, la fibre optique est la plus intéressante de ces guides à grâce aux performances qu'elles offrent, tels que la transmission de la puissance lumineuse avec des pertes relativement faibles sur de longues distances ainsi qu'une grande variété des applications dont elle est utilisée.

2.1 Fibre optique

La fibre optique est un guide d'onde cylindrique composé d'au moins deux milieux d'indices de réfraction différents, le premier est appelé la gaine et le second le cœur (en verre ou en plastique). Suivant la façon avec laquelle varie l'indice de réfraction du cœur nous distinguons deux types de fibres, les fibres à saut d'indice et les fibres à gradient d'indice.

2.1.1 Fibre optique à saut d'indice

Dans ce type de fibre l'indice de réfraction varie brusquement entre la gaine et le cœur (Fig. 02).

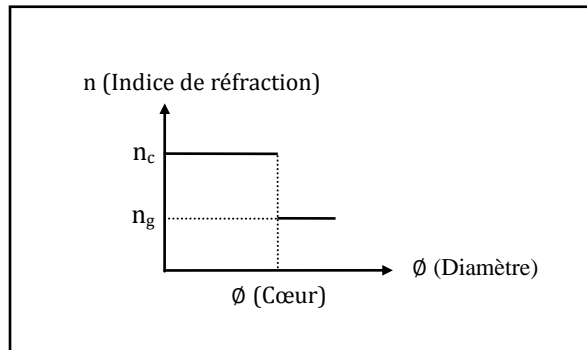


Fig. 02 : Profil d'indice de réfraction d'une fibre à saut d'indice

La propagation de la lumière dans les fibres optiques à saut d'indice est basée sur le principe de la réflexion totale de la lumière à l'interface cœur / gaine de la fibre, propagation en zigzag (Fig. 03).

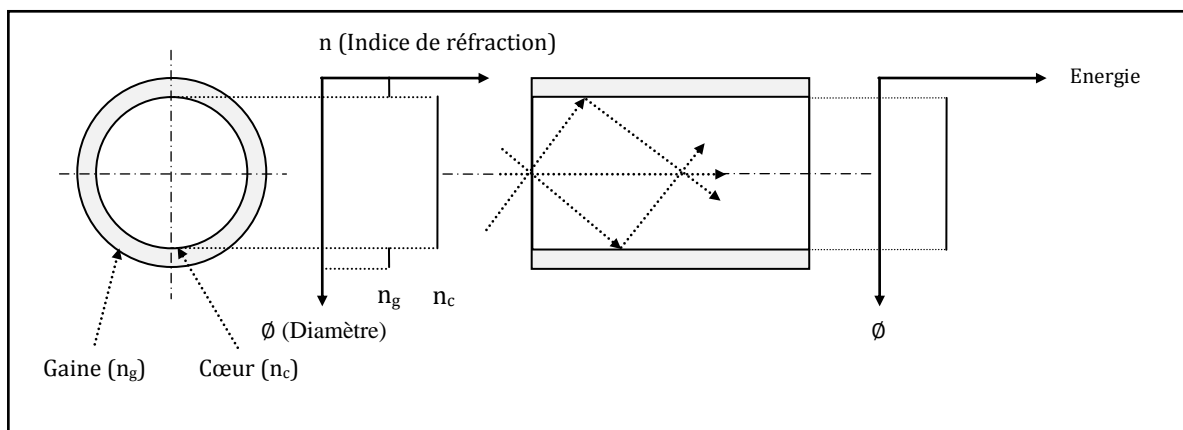


Fig. 03 : Fibre à saut d'indice, structure et propagation de la lumière

La propagation de la lumière peut être étudiée selon les principes de l'optique géométrique. La loi fondamentale du guidage de la lumière est la loi de Snell. Considérons deux milieux diélectriques avec différents indices de réfraction ($n_1 > n_2$), comme le montre la figure 04. À l'interface des deux milieux diélectriques, les rayons incidents et réfractés satisfont à la loi de Snell, à savoir:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (01)$$

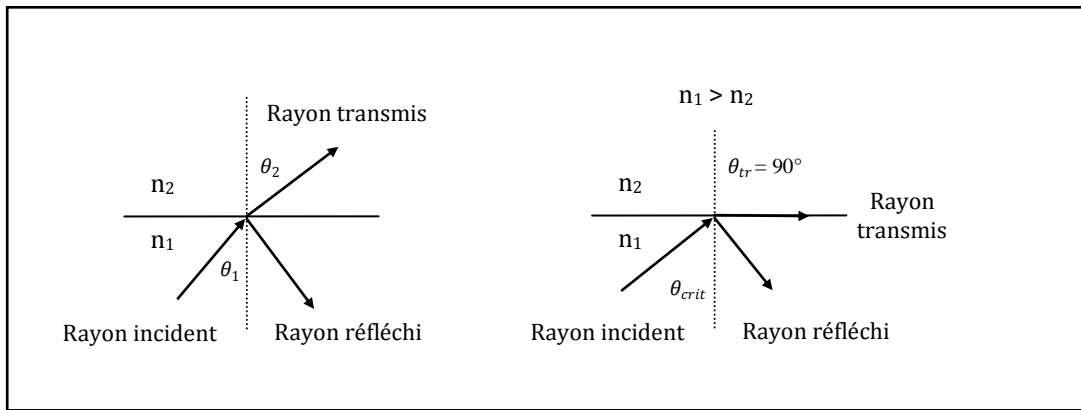


Fig. 04 : Réflexion, réfraction et réflexion de la lumière

En plus du rayon réfracté, il y a un rayon réfléchi dans le milieu d'indice de réfraction n_1 . Puisque $n_1 > n_2$ alors on a toujours $\theta_2 > \theta_1$. Lorsque l'angle d'incidence augmente, il existe un angle sous lequel le rayon réfracté émerge parallèlement à l'interface entre les deux milieux diélectriques (Fig. 04).

Cet angle est appelé l'angle critique, θ_{crit} et est donnée par:

$$\sin \theta_{crit} = \frac{n_2}{n_1} \quad (02)$$

Si l'angle d'incidence est supérieur à l'angle critique, le rayon est réfléchi dans le milieu d'indice de réfraction n_1 . Cette idée de base peut être utilisée pour faire propager un rayon lumineux dans une structure avec $n_1 > n_2$.

Si un rayon incident arrive à la face d'entrée d'une fibre à saut d'indice faisant un angle θ avec l'axe de la fibre, nous devons chercher quelle valeur doit-on donner à θ pour qu'il y ait guidage (Fig. 05).

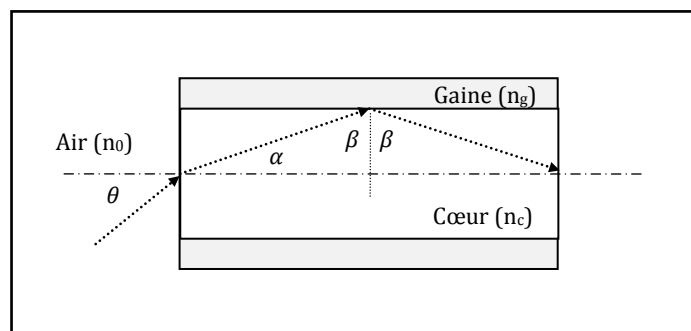


Fig. 05 : Guidage de la lumière dans une fibre optique à saut d'indice

A l'entrée de la fibre on a :

$$n_0 \sin \theta = n_c \sin \alpha = n_c \cos \beta = n_c \sqrt{1 - \sin^2 \beta} \quad (03)$$

Pour que le guidage soit possible, il faut que les rayons soient injectés dans la fibre sous un angle θ tel que l'angle β à l'interface cœur/gaine soit supérieur à l'angle limite β_{lim} défini par :

$$n_c \sin \beta_{lim} = n_g \sin \frac{\pi}{2} \quad (04)$$

Soit:

$$\sin \beta_{lim} = \frac{n_g}{n_c} \quad (05)$$

De l'équation 03 on a:

$$n_0 \sin \theta = n_c \sqrt{1 - \sin^2 \beta} \quad (06)$$

Si $\beta = \beta_{lim}$ on a:

$$n_0 \sin \theta = n_c \sqrt{1 - \sin^2 \beta_{lim}} \quad (07)$$

Si on injecte l'équation 05 dans l'équation 07 on aura:

$$n_0 \sin \theta = n_c \sqrt{1 - \left(\frac{n_g}{n_c}\right)^2} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (08)$$

Si $n_0 = 1$ (l'air) on a:

$$\sin \theta = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (09)$$

Cette équation définit l'angle limite d'incidence θ pour lequel les rayons arrivant à l'entrée de la fibre optique peuvent s'y propager ou non, cet angle est appelé l'angle d'acceptance (θ_{acc}) et $\sin \theta_{acc}$ est appelé l'ouverture numérique de la fibre optique (ON).

$$ON = \sin \theta_{acc} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (10)$$

Donc, tous les rayons incidents à l'entrée de la fibre optique avec un angle θ tels que: $0 \leq \theta \leq \theta_{acc}$ peuvent se propager dans la fibre optique. Autrement dit tous les rayons incidents contenus dans le cône défini par l'angle solide $2\theta_{acc}$ peuvent se propager dans la fibre optique.

2.1.2 Fibre optique à gradient d'indice

Dans ce type de fibre l'indice de réfraction du cœur varie graduellement jusqu'à la gaine (Fig. 06).

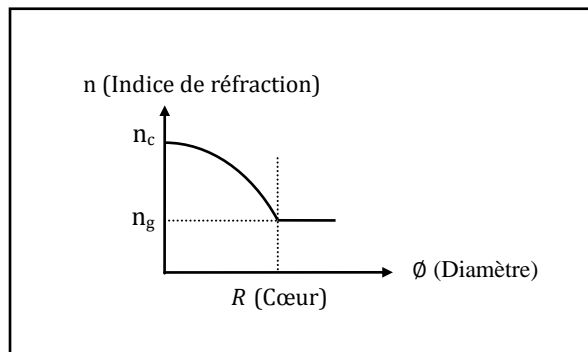


Fig. 06 : Profile d'indice de réfraction d'une fibre à gradient d'indice

La propagation de la lumière dans les fibres optiques à gradient d'indice est basée sur le principe de la réflexion totale de la lumière à l'interface cœur / gaine de la fibre, propagation en lignes courbées (Fig. 07).

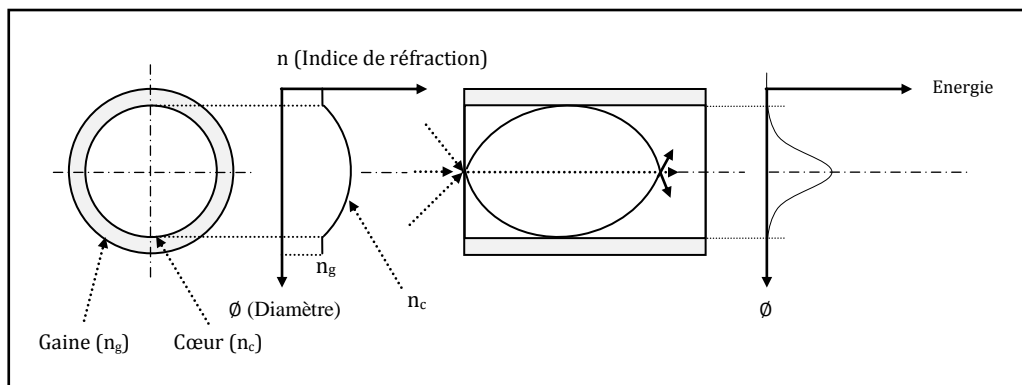


Fig. 07 : Fibre à gradient d'indice, structure et propagation de la lumière

Au point d'incidence M (Fig. 05) on a : $\sin\theta(M) = n(M) \sin\alpha_1$.

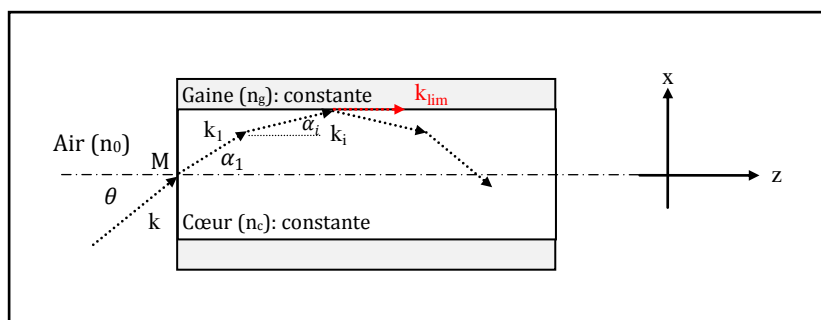


Fig. 05 : Guidage de la lumière dans une fibre optique à gradient d'indice

En considérant la fibre a gradient comme un empilement de couches concentriques de faible épaisseur (e), d'indice décroissant, la propagation est ramenée a une succession de réfraction sur des surfaces localement planes.

D'une part le rayon s'incurve et tend a devenir parallèle a l'axe de la fibre, d'autre part, a l'intérieur de chacune des couches, la projection sur l'axe de la fibre du vecteur k (Vecteur d'onde associé à l'onde se propageant dans la fibre et est donné par: $(2\pi/\lambda).n_c(x, z)$) est conservée :

$$k_1 \cos \alpha_1 = k_2 \cos \alpha_2 = \dots = k_n \cos \alpha_n = k e_z = \text{constante}$$

La quantité $\beta = k e_z$, est appelée constante de propagation. Pour un point d'injection M fixe, elle ne dépend que de l'inclinaison initiale $\theta(M)$ du rayon incident et de l'indice local $n_c(M)$:

$$\beta = k e_z = (2\pi/\lambda).n_c(M) \cos \alpha_1 = (2\pi/\lambda).n_c(M)[1 - \sin^2\alpha_1]^{1/2} = (2\pi/\lambda).[n_c^2(M) - \sin^2\theta(M)]^{1/2}$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_c^2(M) - \sin^2\theta(M)} \quad (11)$$

Elle est indépendante du trajet suivi par le rayon et peut se calculer en un point quelconque de celui-ci. Pour que le guidage soit possible, il faut que la trajectoire du rayon puisse devenir parallèle a l'axe Oz avant d'atteindre l'interface cœur/gaine (sinon, ce rayon passe dans la gaine et est perdu pour le guidage). La situation extrême dans laquelle la trajectoire devient tangente a l'interface cœur/gaine constitue la limite inférieure β_{min} de β au-delà de laquelle le guidage n'est plus assuré. Cette situation correspond à : $\beta_{min} = k_{lim} e_z$ (Fig. 05),

Soit:

$$\beta_{min} = \frac{2\pi}{\lambda} n_g \quad (12)$$

En conclusion, un rayon sera guide en M si :

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_c(M) \geq \beta \geq \beta_{min} \quad (13)$$

Soit:

$$n^2(M) \geq (n_c^2(M) - \sin^2\theta(M)) \geq n_g^2 \quad (14)$$

Ou encore:

$$|\sin \theta(M)| \leq \sqrt{n_c^2(M) - n_g^2} \quad (15)$$

Pour une fibre a gradient d'indice, l'angle d'acceptante local (ou ouverture numérique locale) est défini par :

$$|\sin \theta_{lim}(M)| \leq \sqrt{n_c^2(M) - n_g^2} \quad (16)$$

Remarque:

Le raisonnement précédent sur la fibre à gradient d'indice est évidemment applicable aux fibres a saut d'indice, dans ce cas on a :

$$n(M) = n_c \text{ et } \sin \theta = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (17)$$

A l'angle limite $\theta_{lim}(M)$ correspond un angle α_{lim} à l'intérieur de la fibre:

$$\cos \alpha_{lim} = \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_{lim}} \quad (18)$$

$$\cos \alpha_{lim} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha_{lim}(M)}{n_c^2(M)}} = \sqrt{1 - \frac{n_c^2(M) - n_g^2}{n_c^2(M)}}$$

$$\cos \alpha_{lim} = \frac{n_g}{n_c(M)} \quad (19)$$

Les rayons injectés dans la fibre au point M seront donc guidés si leurs angle d'inclinaison dans le cœur est inferieur à α_{lim} .

L'ouverture numérique d'une fibre optique (ON) correspond à la valeur maximale que peut prendre le sinus de l'angle d'acceptance :

La fibre à saut d'indice:

$$ON = \sin \theta_{lim} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (20)$$

La fibre à gradient d'indice:

$$ON = \sin \theta_{lim} = \sqrt{n_c^2(M) - n_g^2} \quad (21)$$

3. Conclusion

L'objectif de ce chapitre était l'étude de la propagation guidée dans les fibres optiques (à saut d'indice et à gradient d'indice) des signaux optiques générés par des émetteur de rayonnement et qui peuvent par exemple interagir avec les photo-détecteurs.

Le développement des circuits optiques a conduit à la miniaturisation de ces circuits en intégrant des composants optiques dans des substrats avec des technologies différentes, appelé "optique intégrée" ceci sera le thème du prochain chapitre.

Chapitre 06

Optique intégrée et composants optoélectroniques

L'optique intégrée concerne l'utilisation de technologies similaires à celles de la microélectronique pour la réalisation de composants optiques de très petite dimension. La réalisation des systèmes d'optique intégrée se fait par la modification d'un substrat.

Ce chapitre donnera un aperçu sur les technologies utilisées en optique intégrée selon le type de substrat qu'elles utilisent ainsi que leurs domaines d'application avec des exemples de composants passifs et actifs qui peuvent être intégrés dans ces substrats. La structure de ce chapitre est organisée comme suit:

- Introduction;
- Intérêt de l'optique intégrée;
- Technologies de l'optique intégrée;
 - * Technologies "optiques intégrées sur silicium-OIS";
 - La filière "OIS1";
 - La filière "OIS2";
 - La filière "OIS3";
 - * Domaines d'application;
 - Traitement de signal optique;
 - ✓ Principe de fonctionnement de l'analyseur de spectre;
 - ✓ Interaction acousto-optique;
 - Capteurs optiques;
 - ✓ Capteurs de déplacement et de vibration;
 - ✓ Gyrométrie;
 - Communications optiques;
 - Mémoires optiques;
- Conclusion.

1. Introduction

Le concept d'optique intégrée a été introduit pour la première fois par S.E. Miller en 1960 du laboratoire Bell (Etats unis). L'approche proposée par Miller consistait à réaliser sur le même substrat des composants passifs et actifs pour la génération et le traitement du signal optique. L'élément de base de ce type de circuit étant le guide d'ondes optiques, qui est dans le domaine de l'optique intégrée ce qu'est le fil conducteur pour l'électronique.

2. Intérêt de l'optique intégrée

Aux avantages traditionnels bien connus des circuits optiques, l'optique intégrée ajoute les avantages apportés par la mise en œuvre des techniques d'intégration: miniaturisation des circuits optiques, suppression des problèmes d'alignement entre composants ...

Evidement, tous les avantages que nous venons de citer ne peuvent devenir une réalité que si, dans le même temps, nous pouvons disposer de sources de lumière miniaturisées, efficaces et fiables et des moyens adéquats de transport de l'information lumineuse.

Le développement des diodes laser et des fibres optiques est l'un des éléments fondamentaux qui fait que l'optique intégrée est une réalité qui commence à s'implanter dans l'industrie.

Bien que le but final de l'optique intégrée et la microélectronique par exemple est le même, les obstacles à surmonter sont différents. Les lois physiques mises en jeu dans un circuit optique sont différentes de celles qui régissent la conception d'un circuit microélectronique. Les choix technologiques pour l'optique intégrée doivent être, dès le départ, capable de répondre à ces lois. Ceci doit bien sûr être vrai dans la réalisation des circuits eux-mêmes mais aussi au niveau de leur intégration dans l'ensemble de la chaîne optoélectronique.

Tout cela fait qu'un circuit optique intégré ne peut être implanté sur une aussi petite taille et avec un nombre aussi grand de composants qu'un circuit microélectronique.

L'intégration en optoélectronique est donc différente de celle de la microélectronique et doit être repensée en fonction des contraintes propre à l'optique. Le choix de la technologie optique intégrée doit tenir compte de toutes ces contraintes spécifiques.

Quel sera alors le choix de la technologie? La voie monolithique utilisée avec succès par la microélectronique, ou au contraire la voie hybride qui peut être capable de résoudre l'ensemble des problèmes que pose la réalisation d'un dispositif optoélectronique?

La réponse est loin d'être évidente car elle dépend de beaucoup de paramètres. Une analyse objective de l'optoélectronique permet de mieux cerner les points difficiles à surmonter.

Plusieurs remarques générales sur les techniques optoélectroniques doivent être présentes à l'esprit:

- La première est qu'un circuit optoélectronique met en jeu un grand nombre de composants utilisant des principes physiques différents et des véhicules de propagation de l'information, le photon et l'électron également différent.
- Les problèmes de connexions entre différents composants sont donc également très différents et beaucoup plus complexes que ceux rencontrés en microélectronique. Ils doivent en particulier tenir compte des dimensions spécifiques des structures optiques intégrées et des choix des éléments clés d'un circuit optoélectronique:
 - * La diode laser qui utilise des semi-conducteurs à fort indice de réfraction et en général un fort confinement de la lumière;
 - * Les fibres optiques en silice d'indice de réfraction beaucoup plus faible et dont les profils de modes guidés sont beaucoup plus étendus que ceux des diodes lasers.
- L'approche monolithique de l'optoélectronique n'est pas comparable à celle de la microélectronique que dans le fait qu'elle utilise un substrat commun (par exemple le phosphore d'indium InP) pour la réalisation de tous composants nécessaires. L'unité technologique de fabrication de tous ces composants est cependant loin d'être la même que celle existant en microélectronique.

L'association sur un même substrat de ces composants optoélectroniques et des composants microélectroniques de commande ou de traitement de l'information réclame l'empilement d'un nombre important d'étapes technologiques et de niveaux de masque qui affecte directement les rendements potentiels.

- De plus, contrairement à un circuit microélectronique, un circuit optique intégré comporte peu de composants actifs et ne nécessite donc absolument pas l'emploi de matériaux semi-conducteurs, qui pourraient bien sur tout faire, mais dans la sensibilité des propriétés optiques aux conditions environnementales et plus particulièrement à la température est un handicap certain. Cette sensibilité aux paramètres extérieurs est un des points les plus difficiles à surmonter dans l'utilisation des diodes laser comme sources de lumière.

Quoi qu'il en soit tous ces points montrent que, contrairement à la situation établie en microélectronique, l'approche hybride est un concurrent très fort en optoélectronique, qui, au moins à moyen terme, apparaît plus pragmatique pour surmonter l'ensemble des problèmes posés.

3. Technologies de l'optique intégrée

Elles sont essentiellement au nombre de quatre utilisant quatre substrats différents

- Le niobate de lithium, LiNbO_3 , avec des guides d'ondes réalisés soit par diffusion de Titane, soit par échange protonique.

- Le verre et les techniques de diffusion d'ions.
- Le silicium et les guides à base de silice ou de nitrure de silicium obtenu par dépôt CVD ou hydrolyse à la flamme.
- Le phosphore d'indium In P et les techniques d'épitaxie associées à ce semi-conducteur.

Il est bien clair que seul le dernier candidat peut servir à la réalisation de source de lumière. Il est donc d'une certaine façon, incontournable. Cependant, il faut bien remarquer que ce semi-conducteur III-V n'est pas adapté que pour des domaines spectraux de travail correspondant aux longueurs d'ondes des communications optiques. A plus faible longueur d'ondes, il faudrait choisir un autre semi-conducteur, en particulier l'arséniure de gallium GaAs.

Bien que voisines, les technologies InP et GaAs ne sont pas identiques. Une approche monolithique qui voudrait couvrir un domaine spectral étendu devra en fait utiliser au moins deux substrats différents et deux filières technologiques différentes. Les approches hybrides apparaissent de ce point de vue beaucoup plus souple et donc plus aptes à s'adapter aux différents champs d'application de l'optique intégrée qui ne sont pas uniquement ceux des télécommunications.

Le substrat silicium possède un certain nombre d'atouts qui en font un des plus importants candidats dans le développement de l'optique intégrée hybride:

- Il présente des qualités mécaniques excellentes. Il est disponible en grande taille avec des qualités de planéité et de poli élevées.
- Plusieurs filières technologiques complémentaires sont aujourd'hui disponibles sur ce substrat. Elle utilise des matériaux d'excellente qualité optique, par ailleurs très connus en microélectronique, la silice, l'oxynitrure ou le nitrure de silicium.
- Le silicium offre des possibilités de gravures profondes qui permettent de l'utiliser directement pour positionner les fibres optiques monomodes et de définir des méthodes d'alignement précises avec les entrées et sorties des circuits optiques.
- La haute conductivité thermique du silicium est également un élément décisif. Elle autorise l'hybridation directe des composants III-V et en particulier des diodes laser sur le substrat silicium sans dégradation de performances.

Enfin, il ne faut pas oublier que le silicium est le matériau clé pour la microélectronique. L'intégration potentielle de certains éléments du traitement de signal électronique sur le même substrat que les circuits optiques peut jouer un rôle important dans des domaines particuliers (mémoires, capteurs).

3.1 Technologies "optiques intégrées sur silicium-OIS"

Dans tous les cas elles utilisent des méthodes de dépôt des couches minces de type CVD (chemical vapor deposition) obtenues par réaction chimique entre gaz réactifs. L'apport d'énergie peut être thermique (LPCVD: low pressure CVD. hydrolyse à la flamme ...) où la fois thermique et électrique (PECVD : plasma enhanced CVD).

Ces méthodes sont bien sur différentes, mais elles profitent toutes de la très grande pureté des gaz qui interviennent dans la fabrication des matériaux de base silice ou nitrure de silicium, par exemple. Trois filières technologiques différentes, mais comme nous le verrons, complémentaire sont aujourd'hui développées.

Les structures générales de ces trois filières appelées OIS1, 2 et 3 (pour optique intégrée sur silicium 1, 2 et 3) sont données sur la figure 01.

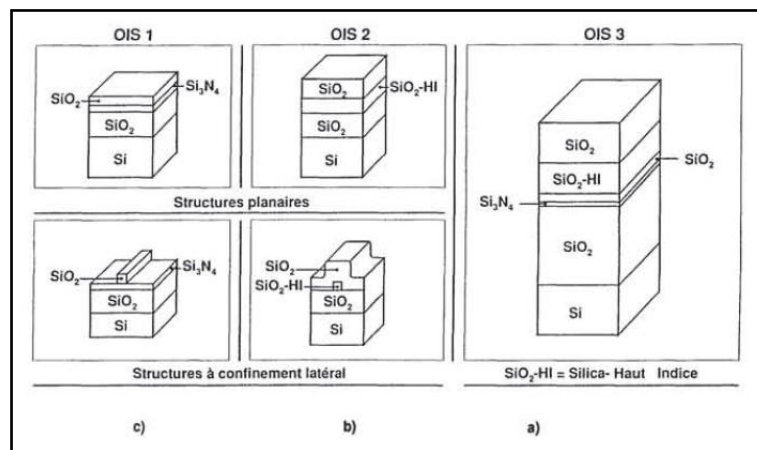


Fig. 01 : Structures OIS

3.1.1 La filière OIS1

Elle utilise une structure Si/SiO₂/Si₃N₄/SiO₂ (Fig. 01 a) qui présente très fort indice de réfraction du cœur (2.014 à la longueur d'onde de 0.62328 μm) par rapport aux milieux environnants en silice (1.46 à la même longueur d'onde). Sauf pour de très faible épaisseur du nitrure de silicium, les modes guidés sont donc très fortement confinés. La conséquence directe de cette forte différence d'indice est que pour avoir un comportement monomode, l'épaisseur de la couche de nitrure doit rester faible et typiquement inférieure 0.3 μm .

De plus, une gravure partielle ou complète du cœur pour assurer le confinement latéral conduirait à des largeurs de guide trop faibles pour être réellement utilisables.

La réalisation des micro-guides fait donc seulement appel à une gravure partielle ou complète du superstrat en silice. On utilise donc une structure de type "rib wave-guide" qui a plusieurs avantages:

- Pour une gravure de profondeur donnée, les modifications de l'indice effectif sont beaucoup plus faibles et relâchent les contraintes de largeur des micro-guides.
- Les modifications de l'indice effectif ne proviennent que d'une variation de pénétration des ondes évanescentes entre les zones d'épaisseur de silice différente.

Il y a donc forcément saturation de l'indice effectif du mode guidé dès que l'épaisseur de silice de recouvrement atteint une valeur supérieure à la pénétration de l'onde évanescente.

Comme la différence de composition entre les deux matériaux rend possible un arrêt très précis des gravures à l'interface $\text{SiO}_2 / \text{SiN}_4$, il est possible de contrôler avec une très bonne précision les variations d'indice effectif entre une recouverte d'une couche de silice d'épaisseur suffisante et une zone non recouverte.

Dans le cas où les variations d'indice effectif seraient trop fortes, il est toujours possible de remplacer l'air par un matériau diélectrique d'indice plus proche de celui de la silice. Cette solution a d'ailleurs l'avantage d'assurer une protection complète des structures.

La plupart des composants nécessaires sont réalisés à partir de ce principe de base. Du fait de l'excellent contrôle des variations d'indice effectif, leurs caractéristiques sont très reproductibles. Cette reproductibilité peut encore être améliorée en choisissant astucieusement l'épaisseur de nitrure de silicium.

Dans ces conditions les valeurs des variations d'indice effectif ne sont ni sensibles à l'épaisseur de silice ni à celle du nitrure de silicium. Bien sûr l'épaisseur optique n'est pas identique pour les deux polarisations TE et TM. C'est une caractéristique des guides OIS1 qui sont très sensibles à l'état de polarisation de la lumière. C'est un élément qui oriente le type d'application de ces structures.

Les pertes des guides planaires sont de l'ordre ou inférieures à 0.1 dB / cm. En guide à confinement latéral, la valeur dépend fortement des largeurs du micro-guide: elle est de l'ordre de 1 à 1.5 dB / cm des largeurs de l'ordre de $2 \mu\text{m}$ de 0.5 à 0.2 dB / cm pour des largeurs de 4 à 6 μm .

Les valeurs de diffusion planaires sont de l'ordre de -45 dB. Cependant ce chiffre ne peut être atteint qu'avec un substrat optique en silice thermique. Avec une couche de silice CVD, l'état de surface obtenu est en général insuffisant pour assurer une faible diffusion du fait de l'important écart d'indice entre les deux matériaux. C'est un point important que nous retrouverons plus tard avec la filière OIS3.

Aujourd'hui la plus part des composants optiques indispensables ont été démontrés sur la filière OIS1 et présente entre eux une excellente compatibilité de fabrication et assure d'excellents rendements. De plus, les épaisseurs de dépôts et de gravures mises en jeu

restent limitées à quelques microns et ne sont pas très différentes des valeurs classiques de la microélectronique.

Ceci explique que la filière OIS1 est aujourd'hui industrielle et est à la base du circuit interférométrique intégré utilisé dans les capteurs de déplacement.

Il est cependant clair que cette filière souffre de deux inconvénients:

- Compatibilité faible avec les structures des fibres monomodes du fait des grandes différences de profil de mode.
- Sensibilité très forte à la polarisation.

La définition d'une nouvelle filière OIS2 capable de surmonter ces deux points s'est donc très vite avérée indispensable.

3.1.2 La filière OIS2

La structure utilisée est beaucoup plus classique et très similaire à celle des fibres optiques monomodes tant du point de vue des variations d'indice mises en jeu entre cœur et substrats, que de celui des dimensions géométriques des guides (Fig. 01b).

L'utilisation du même matériau de base que les optiques, la silice ne fait que renforcer la ressemblance. Cette filière est donc à l'évidence bien adaptée avec des fibres optiques monomodes et les coefficients de couplage entre deux éléments sont proches de 1.

Trois méthodes de fabrication de ces structures sont actuellement bien contrôlées:

- Dépôt PECVD pour les trois couches avec dopage du cœur par du phosphore principalement.
- Dépôt LPCVD du cœur sur un substrat obtenu par oxydation thermique haute pression (HIPOX) avec des dopages identiques au précédent.
- Hydrolyse à la flamme suivie d'une vitrification à haute température. Les dopages utilisés au niveau du cœur ont été pendant longtemps le titane et semble s'orienter vers des matériaux classiques comme le germanium.

Il est difficile de dire quelle est la meilleure méthode, chacune présentant des avantages et des inconvénients plus ou moins marqués suivant les applications ou les composants visés.

Les valeurs des pertes de propagation optiques annoncées sont dans l'ensemble voisines et surtout très faibles: inférieures à 0.1 dB / cm pour des microguides de largeurs supérieures à 4 μm .

Pour la plus part des composants testés (coupleurs, diviseurs de faisceaux, miroirs...), les caractéristiques mesurées dépendent très peu de l'état de polarisation. Ce point est

fondamental pour les applications communications optiques et plus généralement pour l'ensemble des composants s'insérant dans une liaison à fibres monomodes.

Notons que du fait des faibles variations d'indice utilisées dans la filière OIS2, certains composants sont pratiquement irréalisables, ainsi que le faible confinement des modes guidés impose des épaisseurs de couches beaucoup plus importantes qu'en filière OIS1.

Toutes ces raisons rendent la filière OIS2 plus délicate à maîtriser technologiquement que la filière OIS1 et entraînent la mise au point de procédés technologiques spécifiques à l'optique intégrée.

Nous voyons donc que les deux filières présentées offrent des avantages et des inconvénients propres. Les besoins de connexions des circuits optiques intégrés à la fois avec des composants à fort confinement de lumière (diodes laser) et de très confinement (fibres optiques) ainsi que les besoins spécifiques de certaines applications, conduisent à penser que la structure optique intégrée idéale serait offerte par une association des deux structures précédentes.

C'est la raison d'être de la filière OIS3.

3.1.3 La filière OIS3

La figure 01c montre qu'il s'agit simplement d'une superposition des deux structures précédentes. Sans composants de couplage particulier, les deux guides peuvent pratiquement être considérés comme isolés l'un de l'autre dans la mesure où les vitesses de propagation dans chacune des structures sont très différentes.

L'intérêt de la filière OIS3 est alors de mettre en jeu des composants de couplage particulier permettant à volonté d'échanger la lumière entre deux guides.

Les premières expériences réalisées ont utilisé une interaction par réseaux en mode planaire et des échanges de plus de 80 % d'énergie ont été mesurés. En suite, l'utilisation de transitions dites adiabatiques a ouvert l'horizon pour réaliser cette fonction sur des guides à confinement latéral. De plus la sensibilité du guide OIS1 à l'état de polarisation permet la réalisation de séparateur de mode TE et TM, fonction extrêmement délicate à réaliser en filière OIS2 et pourtant extrêmement importante.

La gamme de composants réalisables en filière OIS3 permet de prévoir un essor important de cette structure si les besoins en circuits optiques intégrés complexes se confirment. Nous donnerons par la suite quelques exemples d'application précis où seule une approche de type OIS3 peut résoudre le problème posé.

3.2 Domaines d'application

Quatre domaines d'applications peuvent profiter du développement des techniques optoélectroniques et plus particulièrement de l'optique intégrée. Ce sont:

- Le traitement de signal optique;
- Les capteurs;
- Les mémoires;
- Les communications optiques.

Les avantages attendus dans chacun de ces domaines ne sont pas identiques et dépendent notamment des marchés visés. La fiabilité et la miniaturisation seront des paramètres fondamentaux dans les applications spatiales (traitement de signal, capteurs) alors que le faible coût sera vital dans le domaine des mémoires.

3.2.1 Traitement de signal optique

L'apport de l'optique intégrée dans ce domaine repose sur le fait que les lois de diffraction de l'optique permettent d'obtenir certaines fonctions mathématiques comme la transformée de Fourier ou les fonctions de corrélation.

L'analyseur de spectre optique est le chef de file de tous les dispositifs de ce type.

3.2.1.1 Principe de fonctionnement de l'analyseur de spectre

Cette élément a pour but d'analyser en fréquence un signal électrique haute fréquence. Sa réalisation en optique permet d'obtenir la réponse en temps réel, ce qui est d'une importance capitale pour les applications où le temps de réaction doit être le plus rapide possible.

Le principe général du dispositif est de convertir le signal électrique reçu en un signal optique représentatif de ce dernier puis d'utiliser les lois de l'optique pour obtenir l'information fréquentielle dans le plan focal d'une lentille de transformation de Fourier.

Les variations de fréquence du signal à analyser se traduisent par des variations de position du point focal qu'il est facile à mesurer par des barrettes de photodétecteurs associées ou non à des dispositifs à transfert de charge.

La meilleure solution pour convertir un signal électrique en un signal optique est d'utiliser l'interaction acousto-optique. Le confinement planaire des ondes acoustiques les rend bien adaptées à une utilisation en optique intégrée.

La réalisation d'un analyseur de spectre repose sur deux points essentiels:

- Générer l'interaction acousto-optique;
- Réaliser le circuit optique avec en particulier une lentille de transformation de Fourier performante.

3.2.1.2 Interaction acousto-optique

La première idée qu'il vient à l'esprit est d'utiliser un matériau piézoélectrique comme matériau de base. C'est pour cela que les premiers dispositifs analyseurs de spectre réalisés étaient sur niobate de lithium.

Dans le cas des circuits OIS, la chance réside dans la possibilité de déposer de l'oxyde de zinc ZnO capable de conserver une structure orientée et donc la plupart des propriétés physiques du matériau cristallin. Cette faculté rare dépend des conditions de dépôt et des substrats utilisés (silicium, silice ou nitrure de silicium).

Deux paramètres physiques sont alors fondamentaux:

- Le coefficient électromagnétique qui détermine l'aptitude du matériau piézoélectrique à convertir un signal électrique en signal acoustique.
- Les pertes de l'onde acoustique qui jouent un rôle fondamental car elles limitent la distance d'interaction entre l'onde optique et l'onde acoustique.

3.2.2 Capteurs optiques

Deux applications semblent pouvoir profiter des avantages de l'optique intégrée:

- La métrologie dimensionnelle qui a traditionnellement été un secteur clef de l'optique du fait des possibilités offertes par la mesure sans contact et surtout l'utilisation d'un étalon de mesure, la longueur de l'onde optique, très précise et facile à mettre en œuvre en interférométrie.
- La gyrométrie dans laquelle l'optique intégrée apporte compacité, fiabilité et potentialité de faible coût dans un domaine où l'optique simplante de plus en plus.

3.2.2.1 Capteurs de déplacement et de vibration

Ce sont des dispositifs utilisant soit des circuits planaires soit des circuits mettant en jeu des microguides.

Tous les systèmes présentés sont des capteurs interférométriques qui utilisent un comptage de franges d'interférence entre une onde de référence et l'onde réfléchie par l'objet dont il faut mesurer le déplacement.

C'est un principe extrêmement simple qui se heurte à deux difficultés principales:

- Il faut en même temps que la mesure de la valeur absolue du déplacement, avoir l'information sur son sens. Pour cela deux principales méthodes
 - * Un hétérodyne optique qui avec un traitement de signal approprié permet une différenciation de la mesure suivant le sens de déplacement (écart fréquentiel négatif ou positif par rapport à la fréquence d'hétérodynage.
 - * L'utilisation de deux systèmes d'interférence déphasés par exemple de $\pi/2$. C'est le système le plus simple du point de vue du circuit optique qui peut rester entièrement passif. Il réunit en fait deux interféromètres de Michelson dont les bras de référence sont déphasés de $\pi/2$ grâce à un déphaseur passif.
- Il faut surtout stabiliser la longueur d'onde de la diode laser afin de profiter réellement de l'étalon de longueur désiré.

Le problème est difficile car des questions de coût ne permettent pas de choisir des diodes laser sophistiquées mieux adaptées au problème posé.

Les diodes Fabry-Perot classiques souffrent en particulier des problèmes de sauts de mode. De plus, il ne faut pas oublier que le laser fonctionne en association avec un circuit optique et que, sans l'utilisation d'un isolateur, les problèmes de retour de lumière dans la cavité laser sont à prendre en compte.

Heureusement la présence de la cavité externe semble jouer un rôle bénéfique si les paramètres du couple laser-circuit optique sont maintenus extrêmement stables. Un verrouillage du mode d'émission est alors observé et assure une excellente stabilité fréquentielle. Cela implique cependant une excellente stabilisation en courant et en température du module mais aussi un soin particulier dans le montage.

Les performances assurent une stabilisation de longueur d'onde $\Delta\lambda/\lambda$ de l'ordre de 10^{-5} , soit une précision de $0.1 \mu\text{m}$ sur 10 cm . Les résolutions sont meilleures que $0.1 \mu\text{m}$ et dépendent surtout du traitement électronique utilisé dans le comptage des franges.

Enfin, les progrès des sources lumineuses à semi-conducteur tant en puissance qu'en fiabilité et l'arrivée des diodes laser visibles devraient faire progresser beaucoup ce mariage de la métrologie dimensionnelle et de l'optique intégrée.

3.2.2.2 Gyrométrie

Les solutions optiques pour réaliser des gyromètres reposent sur la réalisation d'une cavité, résonante ou non, dans laquelle les interférences entre les ondes lumineuses se propageant dans le sens des aiguilles d'une montre et dans le sens opposé fournissent l'information rotation angulaire cherchée. Le milieu de propagation peut être actif (gyromètre laser) ou passif (gyromètre à fibre).

L'optique intégrée peut apporter une souplesse de fabrication dans le cas des gyromètres passifs dans la mesure où elle minimise les problèmes de connexion avec les fibres qui jouent un rôle important sur la qualité final du dispositif. Le paramètre fondamental qui gère les performances est la valeur des pertes de propagation optiques.

3.2.3 Communications optiques

Les réseaux locaux monomodes représentent le grand terrain d'essai de l'optique intégrée. Si l'utilisation des modulateurs de lumière est encore très réduite, celle des composants passifs sur substrat verre ou sur substrat silicium, insérables dans des liaisons optiques monomodes est en net progrès. Il s'agit tout particulièrement de diviseurs de faisceaux lumineux, de coupleurs bidirectionnels et de duplexeur de longueurs d'ondes travaillant en émission et réception sur les deux fenêtres de $1.3 \mu\text{m}$ et $1.5 \mu\text{m}$.

Les performances réalisées par les différentes technologies sont voisines et ne permettent pas de révéler clairement une technologie plutôt qu'une autre. L'évolution des besoins en composants dans ce domaine particulier est un élément déterminant dans le choix des technologies.

Au-delà des possibilités offertes par l'hybridation des composants III-V, possible sur substrat qui peuvent orienter le choix final.

C'est par exemple le cas de l'utilisation des structures de type OIS3, qui donnent des possibilités extrêmement intéressantes pour réaliser des composants de plus grande complexité comme les récepteurs à diversité de polarisation ou de phase.

La mise en œuvre des transitions adiabatiques agrandit considérablement les champs d'application des circuits optiques intégrés dans un domaine où la nécessité de travailler avec des structures à faible confinement optique limite panoplie des composants réalisables.

Dans le même contexte les possibilités de gravure anisotrope des structures OIS2 autorisent la réalisation de circuits planaires catadioptriques. Ceci surmonte l'handicap des guides d'ondes à faibles variations d'indice dans lesquelles la réalisation de lentilles performantes est très difficile.

Dans le domaine du multiplexage en longueurs d'onde par exemple, les dispositifs à microguides de lumière ne permettent pas de dépasser quatre canaux. Ils nécessitent la mise en cascade de composants élémentaires qui augmente rapidement la taille des circuits et diminue leurs performances en terme de pertes de transmission.

L'utilisation de miroir de type "Fresnel" blazés permet d'envisager des multiplexeurs à seize canaux voire plus, présentant des performances et en encombrement acceptables.

L'amplification optique, utilisant un dopage terre rare dans des guides d'ondes en silice, dans les circuits optiques intégrés soit à terme déterminant dans ce développement.

Enfin l'évolution des techniques de modulation de la lumière reste encore un point qui à éclaircir. Aura-t-on besoin de modulateurs extérieurs ? Seront-ils réalisés en technique hybride ? L'utilisation de cavités externes à fort coefficient de surtension va-t-elle complètement résoudre les problèmes liés à la modulation directe de la source ?

L'utilisation des polymères organiques et les possibilités qu'ils offrent du point de vue des performances accessibles et de leurs compatibilité avec les structures OIS peuvent être un élément déterminant dans le choix technologique final.

3.2.4 Mémoires optiques

C'est un domaine des plus porteurs de l'optique intégrée dans la mesure où les systèmes inscriptibles magnétooptiques souffrent de deux défauts principaux:

- Une complexité d'alignement et de montage des composants optiques classiques plus grande que pour les têtes de lecture des disques "compact".
- Un poids et un encombrement qui augmente l'inertie du système et limite le temps d'accès à l'information et par conséquent les types d'applications potentiels.

Les problèmes d'inertie peuvent en partie être résolus par des têtes déportées et l'utilisation de miroirs de renvois.

Un circuit optique intégrée réunissant toutes les fonctions essentielles constitue un rêve à réaliser.

Certes, pour être parfaite une solution intégrée devrait incorporer la lentille de focalisation sur le disque optique.

En attendant des solutions mixtes associant à la fois des éléments optiques intégrés pour le traitement de l'information et des éléments optiques classiques pour la fonction d'imagerie pourraient simplifier les problèmes rencontrés.

Une autre approche permise par la miniaturisation des circuits intégrés, consiste à rapprocher des solutions de lecture-écriture classique des disques magnétiques et d'utiliser un patin volant à quelques centaines de nanomètres de la surface du disque.

Cette approche nécessite des circuits optiques intégrés de très faible taille qui peuvent être collés sur le patin. Elle évite l'utilisation d'un système d'autofocalisation indispensable avec une lecture par projection. En contre-partie la lecture-écriture par proximité ne permet plus une liberté aussi grande du point de vue de la structure des disques optiques (la couche active doit rester très proche de la surface) et pose le problème de l'état de surface du disque. Elle semble ne pouvoir s'appliquer qu'à des disques inamovibles qui ne constituent pas l'enjeu technique le plus important.

La réalisation de ce type de dispositif montre cependant de manière indiscutable les apports de l'optique intégrée dans un domaine qui devrait se développer énormément dans l'avenir.

4. Conclusion

L'optique intégrée a atteint un degré de maturité qui permet de répondre aux besoins de nombreux domaines d'application. L'évolution continuera encore car toutes les difficultés de réalisation d'un circuit optoélectronique et en particulier les problèmes de connections entre les différents éléments et la maîtrise de tous paramètres de fonctionnement ne sont pas complètement aplanis. De plus dans de nombreux cas, les domaines d'application sont encore en gestation. Mais les solutions techniques existent et la demande croissante dans différents domaines permet de dire que l'optoélectronique intégrée sera une des techniques "reine" du futur.

Bibliographies

A. P. Malvino, "Principe d'électronique", 2 ed., Mc Graw-Hill Companies, Inc., (1979).

D. A. Neamen, "Physics of semiconductor devices, Basic Principles", 4 ed., Mc Graw-Hill Companies, Inc., (2003).

H. Kressel, J. K. Butler, "Semiconductor lasers and heterojunction LEDs" Academic press, Inc., (1977).

H. Mathieu, H. Fanet, "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques", 6 ed., Dunod, (2009).

S. M. Zee, "Physics of semiconductor devices", 2 ed., John Wiley and Sons, Inc., (1981).

S. Valette, "Les composants actifs dans les technologies optique intégrée sur substrat silicium", Proceedings of OPTO. Paris, (1991).