

Figure 30 : la variation de la charge  $Q_s$  en fonction du potentiel  $V_s$ .

### 1.5.3. La caractéristique Capacité-Tension d'un MOS

#### 1.5.3.1. La caractéristique Capacité-Tension idéale

Comme nous avons déjà dit précédemment, la tension de grille  $V_G$  se divise en deux parties, une partie est la chute de tension aux bornes de la couche d'oxyde ( $V_{ox}$ ), et l'autre partie est la différence de potentiel aux bornes de la ZCE du semiconducteur ( $V_s$ ).

$$V_G = V_{ox} + V_s$$

On associe la variation de la charge totale de la ZCE à la variation de la tension de grille  $V_G$  par l'équivalence d'une capacité :

$$C = \frac{dQ_s}{dV_G}$$

$Q_s$  est la charge totale à l'interface oxyde/semiconducteur.

$$C = \frac{dQ_s}{dV_G} = \frac{dQ_s}{d(V_{ox} + V_s)} = \frac{dQ_s}{dV_{ox} + dV_s} = \frac{1}{\frac{dV_{ox}}{dQ_s} + \frac{dV_s}{dQ_s}}$$

Le terme  $\frac{dQ_s}{dV_{ox}}$  correspond à la capacité de la couche d'oxyde, donc  $C_{ox} = \frac{dQ_s}{dV_{ox}}$ .

Le terme  $\frac{dQ_s}{dV_s}$  correspond à la capacité de la ZCE du semiconducteur  $C_{sc}$ .

On aura donc

$$C = \frac{1}{\frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{sc}}} = \frac{C_{ox}C_{sc}}{C_{ox} + C_{sc}}$$

Donc la capacité totale de la structure MOS est l'équivalente de celle de deux condensateurs en série (Fig.31). L'un avec une capacité constante  $C_{ox}$  et l'autre avec une capacité variable  $C_{sc}$ .

D'autre part, les capacités  $C_{ox}$  et  $C_{sc}$  par unité de surface sont données par les expressions suivantes :

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_i}{x_i} \quad C_{sc} = \frac{\epsilon_s}{W}$$

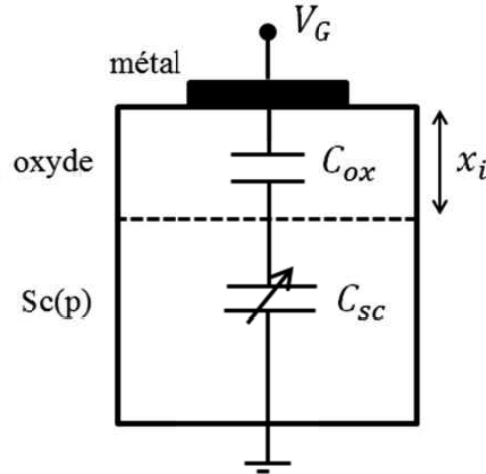


Figure 31 : la capacité d'une structure MOS.

Remplaçons  $C_{ox}$  et  $C_{sc}$  par leurs expressions, nous obtenons

$$\frac{C}{C_{ox}} = \frac{C_{sc}}{C_{ox} + C_{sc}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2\epsilon_{ox}^2 V_G}{e N_A \epsilon_s x_i^2}}}$$

D'après cette relation, la capacité de la structure MOS diminue avec l'augmentation de la tension appliquée  $V_G$ . La figure 32 montre la variation de la capacité normalisée d'un MOS idéal en fonction de la tension de la grille dans le cas d'un semiconducteur de type p et aussi dans le cas d'un semiconducteur de type n.

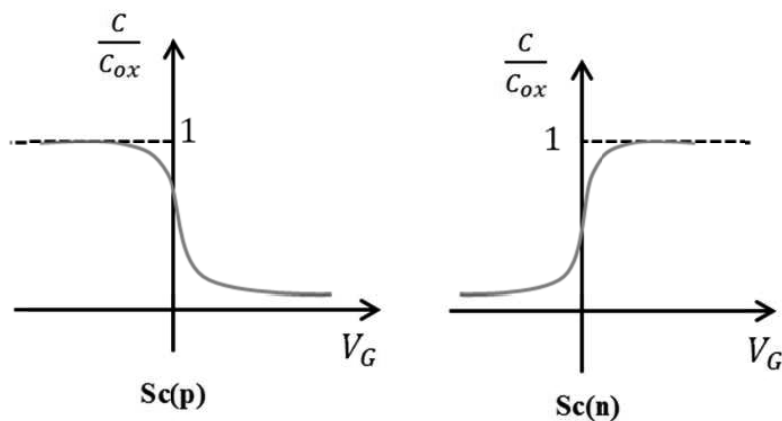


Figure 32 : La caractéristique capacité-tension idéale d'un MOS.

Lorsque la tension appliquée est négative, il n'y a pas de région de déplétion et nous avons une accumulation de trous à la surface du semiconducteur. De ce fait, la capacité totale est proche de la capacité d'oxyde  $C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{d}$  et le rapport  $C/C_{ox}$  est proche de l'unité. En augmentant un peu la tension appliquée, le régime de déplétion prendra lieu, la capacité de la ZCE augmente avec l'augmentation de la tension appliquée et la capacité totale du MOS diminuera avec l'augmentation de la tension de la plaque métallique. Dans l'autre cas extrême, lorsqu'une forte inversion se produit ( $V \gg 0$ ), la largeur de la région de déplétion n'augmentera pas avec une augmentation supplémentaire de la tension appliquée. Cette condition a lieu à une tension de la plaque métallique qui fait que le potentiel de surface  $V_s$  atteint  $V_s(inv) = 2\Phi_F$ . Le rapport  $C/C_{ox}$  atteint une valeur minimale et n'augmentera pas avec une augmentation supplémentaire de la tension appliquée.

### 1.5.3.2. Effet de la fréquence

Les études ont montré que la caractéristique  $C(V)$  d'une structure MOS est sensible à la fréquence de la tension appliquée. La figure 33 illustre la caractéristique d'un MOS fabriqué du silicium type p.

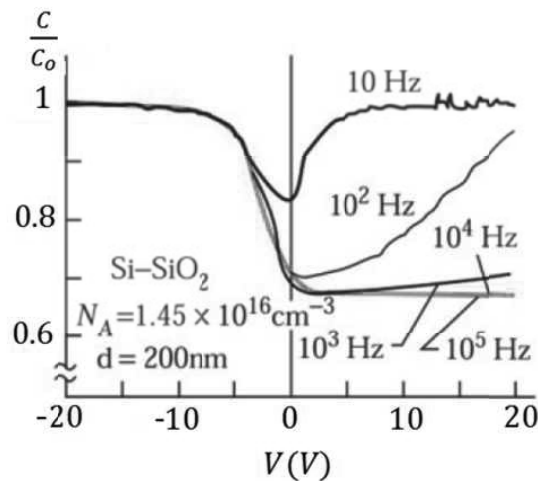


Figure 33 : Effet de la fréquence sur la caractéristique capacité-tension d'un MOS.

Contrairement au cas idéal, nous remarquons que la capacité du MOS n'est plus constante en régime d'inversion. La capacité de la structure MOS diminue avec l'augmentation de la fréquence. Ceci peut être expliqué de la manière suivante :

Le temps de relaxation de charges dans le métal est très faible (quelques ps), par contre la variation de la charge d'inversion est un mécanisme lent. Donc, dans le cas des basses fréquences (BF), la variation de la charge du métal (grille)  $\Delta Q_m$  est lente et elle peut être compensée par la

variation de la charge d'inversion  $\Delta Q_i$ . En effet, la fréquence de mesure est suffisamment basse pour que les taux de génération-recombinaison dans la région d'appauvrissement en surface soient égaux ou supérieurs à la variation de tension, alors la concentration d'électrons (porteur minoritaire) peut suivre le signal de courant alternatif (AC) et conduisent à un échange de charges avec la couche d'inversion au rythme du signal de mesure. En conséquence, la capacité en forte inversion sera celle de la couche d'oxyde seule ( $C(BF)/C_{ox} \rightarrow 1$ ).

Dans le cas des hautes fréquences (HF), la variation de la charge du métal  $\Delta Q_m$  est très rapide et ne peut pas être compensé par une variation de la charge d'inversion  $\Delta Q_i$ , mais plutôt, par une variation de la charge de la ZCE  $\Delta Q_{sc}$ . La capacité mesurée dans ce cas est

$$\frac{C(HF)}{C_{ox}} = \frac{1}{1 + \frac{\epsilon_{ox}}{x_i \epsilon_s} W} < 1$$

#### 1.5.4. Le transistor MOSFET

Le MOSFET a de nombreux acronymes, dont IGFET (transistor à effet de champ à grille isolante), MISFET (transistor à effet de champ métal-isolant-semiconducteur), MOST (transistor métal-oxyde-semiconducteur), TEC (transistor à effet de champ), et FET (Field Effect Transistor). Le premier MOSFET a été fabriqué en 1960 à l'aide d'un substrat de silicium oxydé thermiquement. Le dispositif avait une longueur de canal de  $20 \mu m$  et une épaisseur d'oxyde de grille de 100 nm. Bien que les MOSFET actuels aient été considérablement réduits, le silicium et le dioxyde de silicium utilisés dans le premier MOSFET reste la combinaison la plus importante. Selon le mode de fonctionnement, nous distinguons deux types des transistors MOSFET. Le premier type est appelé MOSFET à *appauvrissement*, le second est dit MOSFET à *enrichissement* (ou inversion).

Le MOSFET à *appauvrissement* est constitué d'un substrat semiconducteur appelé *Bulk* dopée par exemple p dans lequel sont créées deux régions fortement dopées type n qui jouent le rôle de réservoirs d'électrons. Par la suite, des contacts ohmiques seront formés avec ces deux régions. Nous appelons ces régions respectivement *source* et *drain*. Une zone supplémentaire de type n (canal n) dans ce cas est créée entre source et drain (Fig.34). Pour simplifier les choses, nous supposons que la source est reliée électriquement à la masse ( $V = 0V$ ). En appliquant une tension positive  $V_{DS}$  entre drain et source, un courant de conduction (courant de dérive) va circuler s'il y a des électrons dans la zone n. Si une tension positive est appliquée sur la grille ( $V_G = V_{GS} > 0$ ), les électrons seront en grand nombre dans la zone n et par conséquent le courant  $I_{DS}$  sera important.

Dans le cas inverse où la tension de la grille est négative ( $V_G < 0$ ), les trous du substrat seront attirés par cette tension et ils vont recombiner avec les électrons du canal n et par conséquent le courant  $I_{DS}$  diminue.

Notons ici que les jonctions du dispositif sont soit polarisées en inverse (jonction bulk-drain) soit non polarisées (jonction bulk-source). Donc, les courants de jonctions sont très faibles et par conséquent le courant de drain est dû uniquement à la conduction dans le canal. Ce courant est contrôlé par la tension de grille  $V_G$ .

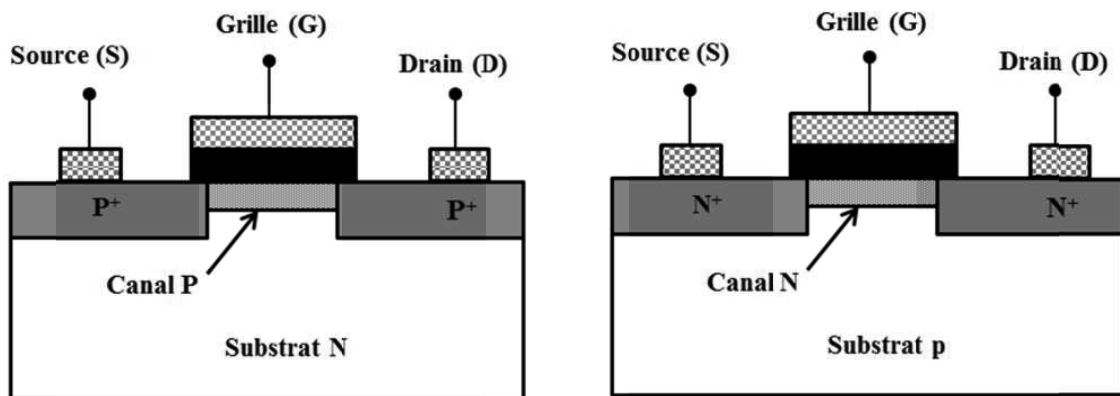


Figure 34 : La structure d'un MOSFET à appauvrissement: canal N (à droite) et canal P (à gauche).

Dans le cas d'un MOSFET à enrichissement (Fig.35), il n'y a plus de zone dopée servant de canal. Ce dispositif exploite les propriétés du MOS en inversion. En appliquant une tension ( $V_G > 0$ ), une couche d'inversion se forme au voisinage de l'interface bulk/oxyde. Au fur et à mesure que la tension  $V_G$  augmente, on passe du régime de faible inversion au régime de forte inversion. En appliquant une tension positive  $V_{DS}$  entre drain et source, un courant  $I_{DS}$  peut circuler de source vers le drain sous l'effet du champ électrique présent dans le dispositif.

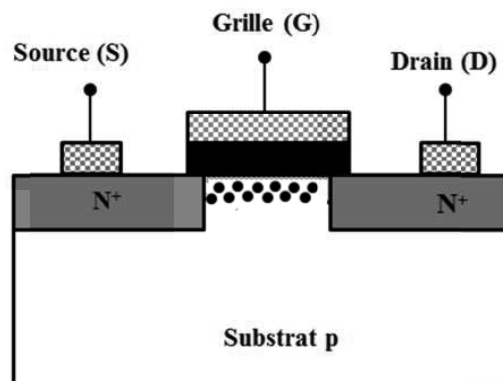


Figure 35 : La structure d'un MOSFET à enrichissement (NMOS).

Notons que les transistors MOSFET à appauvrissement ont été progressivement abandonnés et ils sont remplacés par les MOSFET à enrichissement. Par rapport aux transistors à appauvrissement, la fabrication des transistors à enrichissement est plus simple et ils permettent de réaliser des circuits consommant très peu d'énergie ce qui a donné lieu à la technologie CMOS.

La figure 36 illustre les symboles utilisés pour les deux types des transistors MOSFET (NMOS et PMOS).

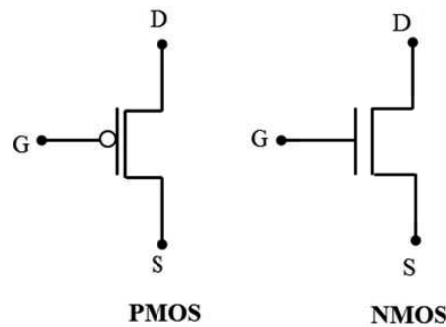


Figure 36 : Les symboles des transistors MOSFET.

### 1.5.5. La caractéristique courant-tension $I_{DS}=f(V_{DS})$

La caractéristique courant-tension d'un NMOS idéale est illustrée dans la figure 37. Tout d'abord, il est utile de noter que l'origine de la charge d'inversion dans le cas d'un transistor MOSFET est différent de celui du MOS. Dans un MOS, les électrons dans la couche d'inversion viennent du substrat type p et sont attirés par la grille, cependant, dans un NMOS, les électrons d'inversion sont fournis par la source.

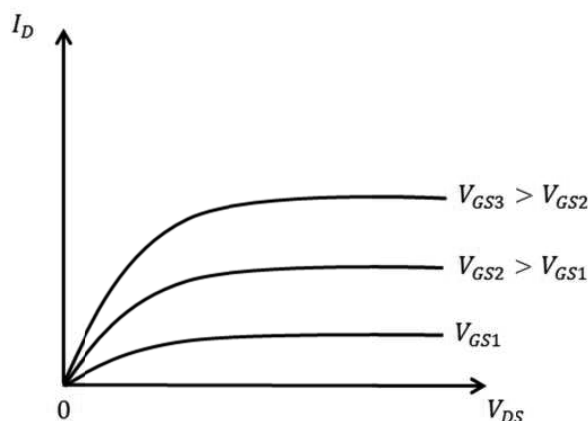


Figure 37 : La caractéristique courant-tension d'un MOSFET de type NMOS.

Comme nous pouvons le voir sur Fig.37, pour une valeur fixe de la tension de la grille  $V_{GS}$ , la caractéristique  $I_D = f(V_{DS})$  est constituée de trois régimes :

- Le régime **ohmique** : dès que la tension de grille  $V_{GS}$  atteint la valeur de seuil  $V_T$ , le canal d'électrons est formé (Fig.38.a). Si la tension  $V_{GS}$  augmente encore, la concentration d'électrons dans le canal elle aussi augmente et par conséquent la résistance équivalente du canal diminue. La pente  $dI_D/dV_{GS}$  augmente dans ce cas. Cette distribution de la concentration d'électrons reste pratiquement conservée pour des valeurs faibles de la tension  $V_{DS}$ . La courbe  $I_D = f(V_{DS})$  dans ce cas est linéaire et le transistor se comporte comme une résistance pilotée par la tension de grille. Le dispositif est dit en régime ohmique.
- Le régime **intermédiaire** : Si la tension de grille est supérieure à la tension de seuil ( $V_{GS} > V_T$ ) et la tension  $V_{DS}$  est très négligeable, le canal d'électrons existe en tout point compris entre drain et source. Au fur et à mesure que la tension  $V_{DS}$  devient non négligeable, la différence de potentiel entre la grille et le substrat coté drain diminue. Par conséquent, le champ électrique dans le canal coté drain diminue. La concentration des électrons elle aussi diminue dans cette région du canal (Fig.38.b). Cette diminution de la concentration d'électrons conduit à une augmentation de la résistance dans cette zone du canal, ceci est traduit sur la caractéristique  $I_D = f(V_{DS})$  par une diminution de la pente de la caractéristique. C'est le régime intermédiaire.
- Le régime **de saturation** : Si la tension du drain continue à augmenter, la différence de potentiel entre la grille et le drain  $V_{GD}$  devient égale ou inférieure à la tension de seuil. Le canal a tendance de disparaître complètement du coté drain. On dit dans ce cas que le canal est **pincé** (Fig.38.c). La zone canal-drain peut être considérée comme une jonction pn polarisée en inverse et donc électriquement équivalente à une résistance de haute valeur. Toute augmentation de la valeur de  $V_{DS}$  appliquée à la partie du canal conductrice et la jonction pn polarisée en inverse qui sont en série sera intégralement appliquée à cette jonction. Donc, la tension aux bornes de la partie conductrice du canal n'augmente pas, et le courant drain lui aussi n'augmente pas. La conduction du courant dans ce cas est assurée par le champ électrique transverse  $E'$ . Le potentiel du point de pincement correspond à  $V_{GS} - V_T$  qui est constante pour une valeur donnée de  $V_{GS}$ . La valeur  $V_{DS} = V_{GS} - V_T$  s'appelle **tension de saturation**.

Un calcul simplifié de l'expression du courant du transistor MOSFET à canal n nous donne l'expression suivante :

$$I_D = \frac{Z}{L} \mu_n C_O \left[ (V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right]$$

Avec  $Z$  et  $L$  sont respectivement la largeur et la longueur du canal n.  $\mu_n$  est la mobilité des électrons et  $C_O$  est la capacité de l'isolant.

La valeur du courant de saturation sera donc :

$$I_{Dsat} = \frac{Z}{L} \mu_n C_O \frac{(V_{GS} - V_T)^2}{2}$$

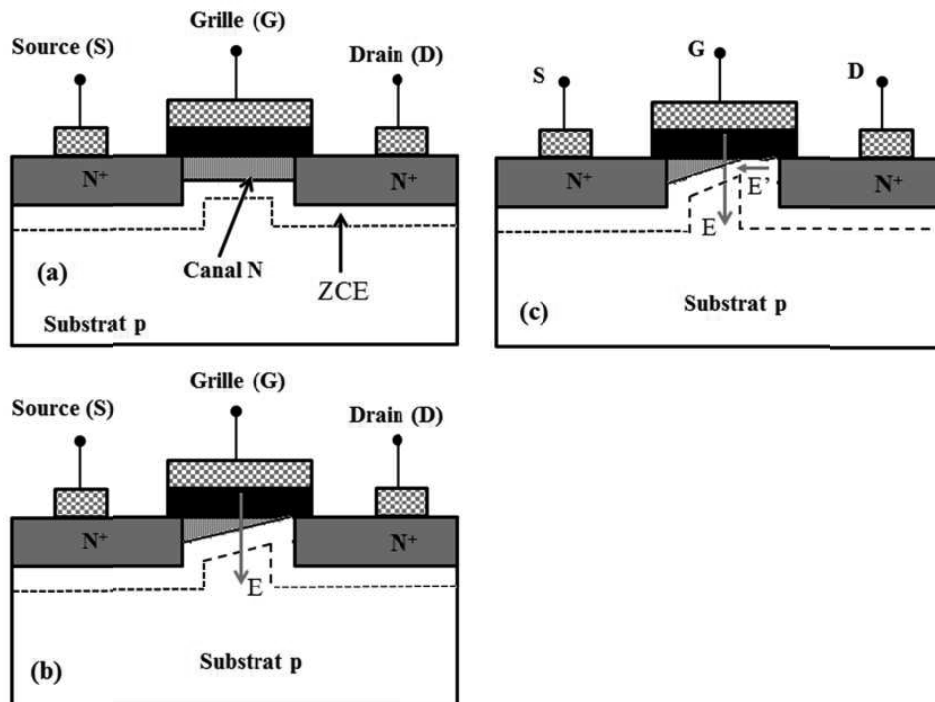


Figure 38 : Le transistor NMOS en différents régimes : a) ohmique, b) intermédiaire, et c) saturation.

### 1.5.6. Le CMOS

Le transistor MOS peut être utilisé comme amplificateur ou comme inverseur. La première application peut être considérée comme habituelle pour un transistor cependant la deuxième est la plus importante surtout pour la fabrication des circuits intégrés et circuits logiques.

CMOS (complementary MOS) fait référence à la fois à un style particulier de conception des circuits numériques et à la famille de processus utilisés pour mettre en œuvre ces circuits sur des circuits intégrés et puces. Le mot MOS dans CMOS réfère aux transistors MOSFET dans un CMOS tandis que le mot 'complementary' fait référence à la combinaison de deux transistors MOS à la fois, l'un est un NMOS et l'autre est un PMOS. Les dispositifs CMOS sont caractérisés par une immunité élevée au bruit et une faible consommation de l'énergie. La technologie CMOS



est utilisée pour construire des puces de circuits intégrés (IC), y compris des microprocesseurs, des microcontrôleurs, des puces de mémoire (y compris le BIOS CMOS) et d'autres circuits logiques numériques. La technologie CMOS est également utilisée pour les circuits analogiques tels que les capteurs d'image (capteurs CMOS), les convertisseurs de données, les circuits RF (RF CMOS) et les émetteurs-récepteurs hautement intégrés pour de nombreux types de communication.

L'inverseur CMOS est la brique de base de la logique CMOS et toutes les autres fonctions logiques sont dérivées de cette structure. Il est constitué par la mise en série d'un NMOS et un PMOS. La figure 39 illustre la représentation d'un CMOS.

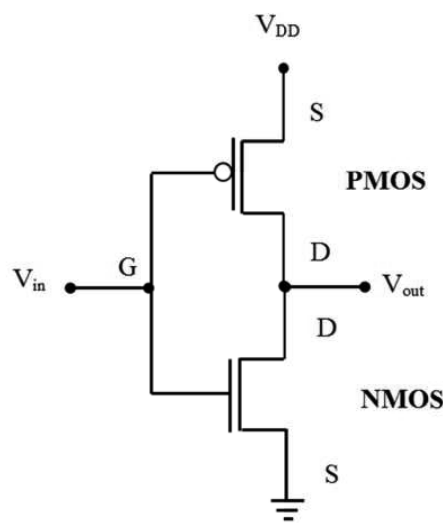


Figure 39 : L'inverseur CMOS.

Dans un inverseur CMOS, les grilles des transistors à canal p (PMOS) et n (NMOS) sont connectées et servent de nœud d'entrée à l'inverseur. Les drains des deux transistors sont également connectés et servent de nœud de sortie pour l'inverseur. La source et le contact de la du substrat du MOSFET à canal n sont mis à la terre, tandis que ceux du MOSFET à canal p sont connectés à l'alimentation ( $V_{DD}$ ). Rappelez-vous que les MOSFET à canal p et à canal n sont des transistors de type enrichissement. Rappelons aussi que le MOS canal p est conducteur (il est ON) si les potentiels de grille et de drain sont négatifs par rapport au potentiel de la source ( $V_{GS} < 0$  et  $V_{DS} < 0$ ) tandis que le MOS canal n est conducteur si les potentiels de grille et de drain sont positifs par rapport au potentiel de la source ( $V_{GS} > 0$  et  $V_{DS} > 0$ ).

Lorsque la tension d'entrée est faible (par exemple,  $V_{in} = 0$ ,  $V_{GSn} = 0 < V_{Tn}$ ), le MOSFET à canal n est bloqué (non conducteur). Le MOSFET à canal p, cependant, est conducteur, car  $|V_{GSp}| \cong V_{DD} > |V_{Tp}|$  ( $V_{GSp}$  et  $V_{Tp}$  sont négatifs). Par conséquent, le nœud de sortie est chargé de  $V_{DD}$  via

le MOSFET à canal p. Lorsque la tension d'entrée devient élevée de sorte que la tension de grille est égale à  $V_{DD}$ , le MOSFET à canal n est conducteur, puisque  $V_{GSn} = V_{DD} > V_{Tn}$ , et le MOSFET à canal p est bloqué, puisque  $|V_{GSp}| \cong 0 < |V_{Tp}|$ . Par conséquent, le nœud de sortie est déchargé à la terre via le MOSFET à canal n. Comme les deux transistors sont en série, le courant traversant l'ensemble est nul (en réalité très faible).

Pour mieux comprendre le fonctionnement de l'inverseur CMOS, nous pouvons tracer les caractéristiques de sortie des transistors. La figure 40.a illustre cette caractéristique, dans laquelle  $I_p$  et  $I_n$  sont représentés en fonction de la tension de sortie ( $V_{out}$ ).  $I_p$  est le courant du MOSFET à canal p (PMOS) et il est dirigé de la source (connectée au  $V_{DD}$ ) vers le drain (nœud de sortie).  $I_n$  est le courant du MOSFET à canal n (NMOS) et il est dirigé du drain (nœud de sortie) vers la source (connectée à la terre). Notez que, pour une valeur fixe de  $V_{out}$ , l'augmentation de la tension d'entrée ( $V_{in}$ ) a tendance à augmenter  $I_n$  mais à diminuer  $I_p$ . Cependant, en régime permanent,  $I_n$  doit être égal à  $I_p$ . Pour une tension  $V_{in}$  donné, nous pouvons déterminer la valeur de  $V_{out}$  correspondante à partir de l'intersection de  $I_n(V_{in})$  et  $I_p(V_{in})$ , comme le montre la figure 39.a. La courbe  $V_{in}$ -  $V_{out}$  (Fig.40.b) est appelée la courbe de transfert de l'inverseur CMOS.

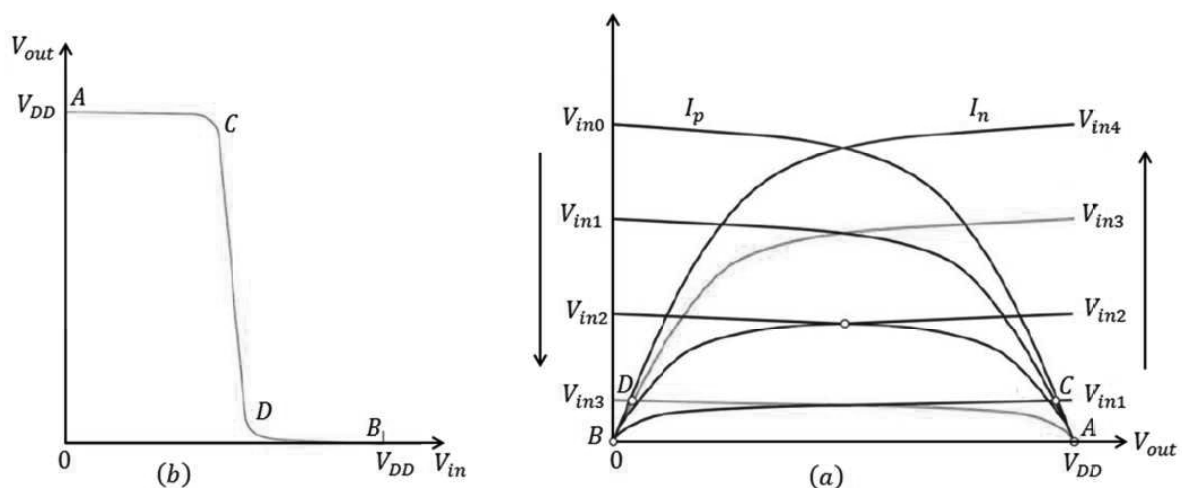


Figure 40 : a)  $I_p$  et  $I_n$  en fonction de  $V_{out}$  d'un inverseur CMOS. Les petites cercles représentent les points de fonctionnement en régime permanent de l'inverseur CMOS (Les courbes sont repérées par les tensions d'entrée:  $0 = V_{in0} < V_{in1} < V_{in2} < V_{in3} < V_{in4} = V_{DD}$ ). b) la courbe de transfert d'un inverseur CMOS.

## 1.6. Les Composants optiques

Les propriétés optiques d'un matériau changent ou affectent les caractéristiques de la lumière qui le traverse en modifiant son vecteur de propagation ou son intensité. Parmi les propriétés optiques les plus importantes sont l'*indice de réfraction*  $n$  et le *coefficient d'extinction*  $K$ , qui sont appelés généralement *constantes optiques*. L'une des constantes optiques les plus importantes d'un matériau est son indice de réfraction, qui dépend en général de la longueur d'onde de l'onde électromagnétique, à travers une relation appelée dispersion. Dans les matériaux où une onde électromagnétique peut perdre son énergie pendant sa propagation, l'indice de réfraction devient complexe. La partie réelle est généralement l'indice de réfraction  $n$  et la partie imaginaire est appelée le coefficient d'extinction  $K$ .

L'indice de réfraction d'un milieu optique ou diélectrique  $n$  est le rapport de la vitesse de la lumière  $c$  dans le vide à sa vitesse  $v$  dans le milieu;  $n = c/v$ . En utilisant cette dernière relation et les équations de Maxwell, on obtient la formule bien connue de Maxwell pour l'indice de réfraction d'une substance comme

$$n = \sqrt{\mu_r \epsilon_r}$$

où  $\epsilon_r$  est la constante diélectrique statique ou la permittivité relative et  $\mu_r$  est la perméabilité relative.

Dans le cas des matériaux non-magnétique  $\mu = 1$ , ce qui nous donne

$$n = \sqrt{\epsilon_r}$$

Comme  $\epsilon_r$  dépend de la longueur d'onde de la lumière, l'indice de réfraction  $n$  dépend également de la longueur d'onde de la lumière, et cette dépendance est appelée *dispersion*. En plus de la dispersion, une onde électromagnétique se propageant dans un matériau absorbant subit une atténuation, ce qui signifie qu'elle perd son énergie, en raison de divers mécanismes de perte tels que la génération de phonons (ondes de réseau), la photogénération, l'absorption de porteurs libres, la diffusion, ....etc. Dans de tels matériaux, l'indice de réfraction devient une fonction complexe de la fréquence de l'onde lumineuse. L'indice de réfraction complexe, noté généralement  $n^*$ , de partie réelle  $n$ , et de partie imaginaire  $K$ , est lié à la permittivité relative complexe  $\epsilon_r = \epsilon'_r - i\epsilon''_r$  par la relation suivante :

$$n^* = n - iK = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{\epsilon'_r - i\epsilon''_r}$$

où  $\epsilon'_r$  et  $\epsilon''_r$  sont respectivement la partie réelle et imaginaire de  $\epsilon_r$ .

A partir de la relation précédente nous pouvons déduire les expressions suivantes pour  $n$  et  $K$  :

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}} [(\varepsilon_r'^2 + \varepsilon_r''^2)^{1/2} + \varepsilon_r']^{\frac{1}{2}}$$

$$K = \frac{1}{\sqrt{2}} [(\varepsilon_r'^2 + \varepsilon_r''^2)^{1/2} - \varepsilon_r']^{\frac{1}{2}}$$

Expérimentalement, ces deux constantes optiques peuvent être déduites à partir de spectre de réflexion. Dans le cas d'incidence normale du faisceau optique, le coefficient de réflexion  $R$  est donné par :

$$R = \frac{(1 - n)^2 + K^2}{(1 + n)^2 + K^2}$$

Une autre quantité assez importante dans l'étude des propriétés optiques des matériaux est le coefficient d'absorption optique  $\alpha$ . Par définition, l'absorption optique désigne un processus de dissipation de l'énergie lumineuse (ou généralement électromagnétique) dans un milieu. D'après la loi de Beer-Lambert, l'intensité d'un faisceau lumineuse traversant un milieu absorbant est donnée par la formule suivante

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x}$$

Où  $I$  est l'intensité du rayonnement en un point distant  $x$  de la surface,  $I_0$  est l'intensité du rayonnement à la surface ( $x = 0$ ), et  $\alpha$  est le coefficient d'absorption du milieu considéré. Notons ici que le coefficient d'absorption dépend généralement de l'énergie du photon incident.

### 1.6.1. Absorption optiques dans les semiconducteurs

#### 1.6.1.1. Coefficient d'absorption optiques des semiconducteurs

Les interactions de type électrons-photons dans les semiconducteurs sont la base d'un nombre important des technologies et composants comme par exemple ; les télécommunications (fibres optiques, ..), les afficheurs (écrans LED), mémoires optiques, diodes laser, photodétecteurs, énergies renouvelables (cellules solaires), photocatalyse, ...etc. Donc, il est important d'étudier les propriétés optiques de cette classe de matériaux. Cependant, les propriétés optiques des semiconducteurs sont compliqués en particulier les phénomènes d'absorption optique.

Les propriétés optiques des semiconducteurs sont liées directement à leurs structures de bande d'énergies et l'absorption optique dans ces matériaux est un phénomène très compliqué, car plusieurs processus et mécanismes peuvent intervenir. La figure 41 montre un spectre

d'absorption typique d'un semiconducteur cristallin où divers processus d'absorption possibles sont illustrés. Au fur et à mesure que l'énergie du photon incident ( $h\nu$ ) augmente, différents mécanismes d'absorption peuvent être observés, parmi lesquels nous pouvons citer les types d'absorption suivants : (a) *Reststrahlen* ou absorption par réseau dans laquelle le rayonnement est absorbé par les vibrations des ions cristallins (phonons optiques), (b) *absorption des porteurs libres* due à la présence d'électrons libres et de trous, effet qui diminue avec l'augmentation de l'énergie des photons, (c) *absorption due aux impuretés* : c'est une bande d'absorption (généralement étroite) due aux divers dopants et défauts, (d) *absorption excitonique* : les pics d'absorption d'excitons sont généralement observés à basse température et sont proches du bord d'absorption fondamentale, et (e) *l'absorption de bande à bande* ou fondamentale des photons, qui excite un électron de la bande de valence à la bande de conduction. L'absorption de type (e) a un coefficient d'absorption élevé et se produit lorsque l'énergie des photons atteint l'énergie de la bande interdite  $E_g$ . C'est probablement le type d'absorption le plus important.

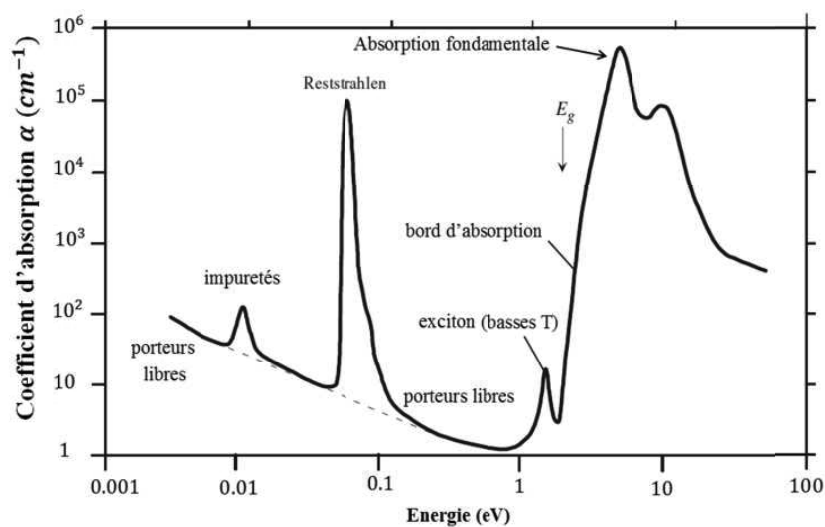


Figure 41 : Un spectre d'absorption optique typique d'un semiconducteur cristallin.

Dans les semiconducteurs, l'absorption bande à bande dite aussi absorption fondamentale du rayonnement se produit en raison de la photoexcitation d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction. Ainsi, l'absorption d'un photon d'énergie approprié crée un électron dans la bande de conduction et un trou dans la bande de valence (pair électron-trou) et nécessite la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement de l'électron, du trou et du photon excités. Comme la structure de bandes dans ces matériaux dépend du vecteur d'onde électronique  $k$ , elle peut présenter un gap direct ou indirect. Donc, il existe deux types d'absorptions bande à bande correspondant aux transitions dites directes et indirectes.

Une transition directe est un processus de photoexcitation dans lequel aucun phonon n'est impliqué. Donc, une transition directe sur le diagramme E–k est une transition verticale d'une énergie initiale E et d'un vecteur d'onde k dans la bande de valence (BV) à une énergie finale E' et un vecteur d'onde k' dans la bande de conduction (BC) comme le montre la figure 42.a. Les règles de sélection pour ce type de transitions optiques sont :

$$E' - E = h\nu \geq E_g, \quad k'_e = k_e + k_p$$

Comme la quantité de mouvement du photon ( $\hbar k_p$ ) est négligeable par rapport à celle de l'électron ( $\hbar k_e$ ), lorsque le photon est absorbé pour exciter un électron de la bande de valence (VB) à la bande de conduction (CB), le vecteur k de l'électron ne change pas. Donc :  $k'_e = k_e$ .

Le coefficient d'absorption  $\alpha(h\nu)$  est dérivé à partir de la mécanique quantique en calculant la probabilité de transition de E à E' et nous tenons en compte la densité d'états occupés d'énergie E dans la bande de valence (BV) à partir desquels les électrons sont excités et de la densité d'états inoccupés d'énergie ( $E + h\nu$ ) dans la bande de conduction (BC). Près des bords de BV et BC, la densité d'états peut être représentée par une bande parabolique, et le coefficient d'absorption  $\alpha$  est donné par la formule suivante :

$$\alpha = A \frac{(h\nu - E_g)^{1/2}}{h\nu}$$

où la constante  $A \approx [(e^2/(nch^2m_e^*))](2\mu^*)^{3/2}$  dans laquelle  $\mu^*$  est une masse effective réduite d'électrons et de trous ( $\frac{1}{\mu^*} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_t^*}$ ), n est l'indice de réfraction, et  $E_g$  est la bande interdite directe.

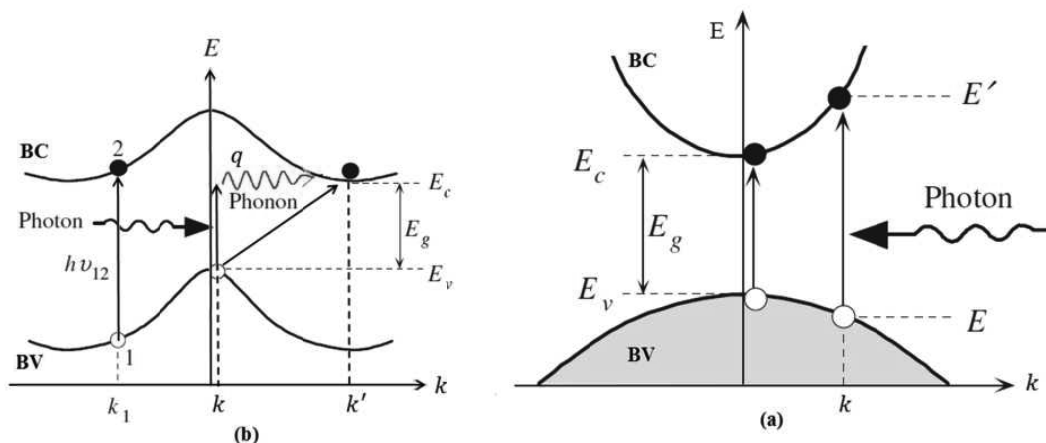


Figure 42 : Transitions directes (a) et indirectes (b) dans un semiconducteur.

Dans les semi-conducteurs à bande interdite indirecte tels que le Si et le Ge, l'absorption des photons pour les énergies des photons proches de  $E_g$  nécessite l'absorption ou l'émission de

phonons (vecteur d'onde  $q$ ) pendant le processus d'absorption, comme illustré à la figure 42.b. Le début d'absorption correspond à une énergie photonique de  $(E_g - h\nu_{ph})$ , qui représente l'absorption d'un phonon d'énergie  $h\nu_{ph}$ . Pour que telles transitions peuvent avoir lieu les électrons dans BV, non seulement échanger leurs énergies avec les photons doivent aussi échanger leurs quantité de mouvement avec un phonon. La règle de sélection dans ce cas sera :

$$k'_e = k_e + k_p + q \approx k_e + q$$

Dans ce cas, le coefficient d'absorption  $\alpha$  est proportionnel à  $[h\nu - (E_g - h\nu_{ph})]^2$ . Une fois que l'énergie des photons atteint  $(E_g + h\nu_{ph})$ , le processus d'absorption des photons peut également se produire par émission de phonons pour lesquels le coefficient d'absorption est supérieur à celui de l'absorption de phonons.

Le coefficient d'absorption optique dans le cas de ces deux processus est donné par les expressions suivantes :

$$\alpha_{absorption} = A' f_{BE}(h\nu_{ph}) [h\nu - (E_g - h\nu_{ph})]^2; h\nu > (E_g - h\nu_{ph})$$

$$\alpha_{emission} = A' [1 - f_{BE}(h\nu_{ph})] [h\nu - (E_g + h\nu_{ph})]^2; h\nu > (E_g + h\nu_{ph})$$

Où  $A'$  est un constant et  $f_{BE}(E) = \left( e^{\frac{E}{k_B T}} - 1 \right)^{-1}$  est la fonction de distribution de Bose-Einstein.

#### 1.6.1.2. Génération des paires électron-trou

La création d'un porteur de charge dans un semiconducteur correspond à une transition soit de type bande à bande (transitions interbandes) soit entre un niveau d'énergie (situé généralement dans le gap) et une bande (BC ou BV). La figure 43 illustre les différentes transitions possibles dans un semiconducteur :

- Transition d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction. Cette transition correspond à la création d'une paire électron-trou.
- Transition d'un électron d'un niveau donneur ( $E_D$ ) situé dans le gap vers la bande de conduction. Cette transition donne un atome ionisé (chargé positivement) et un électron libre dans la bande de conduction.
- Transition d'un électron de la bande de valence vers un niveau accepteur ( $E_A$ ) situé dans le gap. Cette transition donne un atome ionisé (chargé négativement) et un trou libre dans la bande de valence.

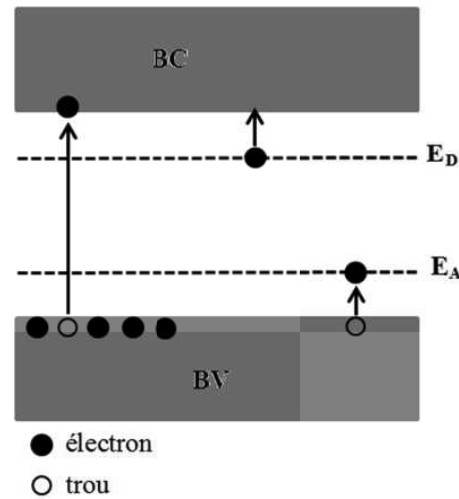


Figure 43 : Différentes transitions dans un semiconducteur.

Pour que l'une de ces transitions ait lieu, une énergie de valeur appropriée doit être absorbée par le matériau (électrons). Cette énergie est généralement fournie soit par agitation thermique, soit par des photons (absorption optique) soit par des particules énergétiques (rayonnements ou porteurs). On introduit un taux de génération de porteurs  $G_n$  pour les électrons et  $G_p$  pour les trous.

Dans cette partie, on va s'intéresser aux paires électron-trou générés par excitation lumineuse (photoexcitation).

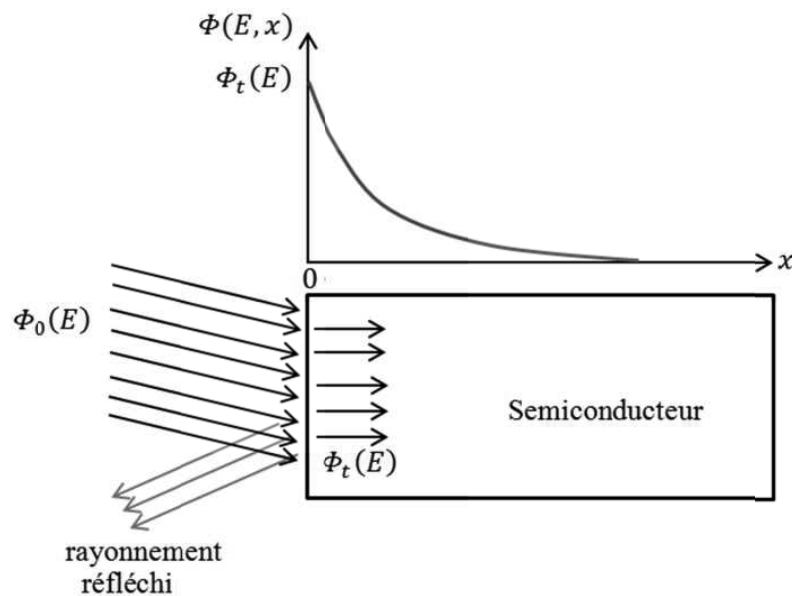


Figure 44 : Différentes transitions dans un semiconducteur.

Considérons le cas d'un semiconducteur à l'équilibre thermodynamique qui est soumis à un rayonnement optique d'énergie  $E$  et de longueur d'onde  $(\lambda(\mu m) = 1.24/E(eV))$ . Soit  $\Phi_0(E)$  le flux des photons incident, c'est-à-dire le nombre de photons d'énergie  $E$  qui tombe sur la surface



du semiconducteur par seconde (son unité est  $\text{ph/s/cm}^2$ ). Si  $R(E)$  est le coefficient de réflexion du semiconducteur pour les photons d'énergie  $E$ , le flux de photons  $\Phi_t(E)$  transmit ou entrant dans le semiconducteur s'écrit alors (Fig.44);

$$\Phi_t(E) = (1 - R(E))\Phi_0(E)$$

D'autre part, chaque matériau possède un coefficient d'absorption  $\alpha$  qui est défini comme étant la variation relative de l'intensité du rayonnement par unité de longueur durant sa propagation dans le matériau.

$$\alpha(E, x) = -\frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi(E, x)}{dx}$$

Si  $\alpha$  est constant dans tout le matériau,  $\alpha(E, x) = \alpha(E)$  et par intégration de l'équation précédente, nous obtenons

$$\Phi(E, x) = \Phi_t(E)e^{-\alpha(E)x} = (1 - R(E))\Phi_0(E)e^{-\alpha(E)x}$$

Si  $\alpha(E) = 0$ , le matériau est transparent pour le rayonnement d'énergie  $E$ . Ce cas s'applique bien aux semiconducteurs intrinsèques quand l'énergie du rayonnement  $E < E_g$ .

Si  $\alpha(E) \neq 0$ , le matériau absorbe dans ce cas le rayonnement d'énergie  $E$  et l'intensité du rayonnement diminue exponentiellement au cours de sa propagation dans le matériau. Chaque photon absorbé va créer une paire électron-trou, de sorte qu'en un point d'abscisse  $x$  le nombre de paires générés est égale au nombre de photons absorbés ou disparus. Par conséquence, le taux de génération de paires électron-trou est égal au taux de disparition de photons et nous pouvons écrire que :

$$G(E, x) = -\frac{d\Phi(E, x)}{dx} = (1 - R(E))\Phi_0(E)\alpha(E)e^{-\alpha(E)x}$$

Dans le cas où le rayonnement incident n'est pas monochromatique, le taux global de génération de paires électron-trou au point  $x$  s'écrit alors

$$G(x) = \int_E G(E, x)dE$$

Si la valeur du coefficient d'absorption  $\alpha(E)$  est petite, cela signifie que le rayonnement d'énergie  $E$  est peu absorbé, donc il pénètre profondément dans le matériau. Ce rayonnement va donc créer peu de paires électron-trou par unité de volume mais il va mes créer sur un grand volume. Si la valeur du coefficient d'absorption  $\alpha(E)$  est grande le rayonnement est fortement absorbé, les paires électron-trou sont créés dans un petit volume sous la surface.

Le calcul exacte du  $G(x)$  nécessite la connaissance des expressions de  $R(E)$  et  $\alpha(E)$ , cependant ces deux paramètres sont fonction de la nature de semiconducteur.

En première approximation, nous pouvons considérer que pour un rayonnement dont l'énergie est voisine du  $E_g$ , le coefficient de réflexion est constant  $R(E) = R$ . Le coefficient d'absorption est donné par

$$\alpha(E) = \begin{cases} 0 & E < E_g \\ \alpha = cte & E > E_g \end{cases}$$

L'expression du  $G(x)$  s'écrit alors ;

$$G(x) = (1 - R) \alpha e^{-\alpha x} \int_{E_g}^{\infty} \Phi_0(E) dE$$

Soit  $\Phi_0 = \int_{E_g}^{\infty} \Phi_0(E) dE$  la densité totale de rayonnement d'énergie supérieure à  $E_g$  du semiconducteur, l'expression du  $G(x)$  devient

$$G(x) = (1 - R) \Phi_0 \alpha e^{-\alpha x}$$

## 1.6.2. Cellule photovoltaïque

### 1.6.2.1. Principe de fonctionnement

Nous avons vu précédemment que, dans une jonction pn, le courant inverse est fonction de la densité des porteurs minoritaires dans les régions neutres du semiconducteur et aussi de phénomènes de génération de paires électron-trou dans la ZCE. L'exposition d'une jonction pn à un rayonnement d'énergie supérieure à  $E_g$  augmente le courant inverse par la génération des paires électron-trou dans les régions neutres et dans la ZCE. Cependant, le comportement de ces paires diffère d'une région à l'autre (Fig.45).

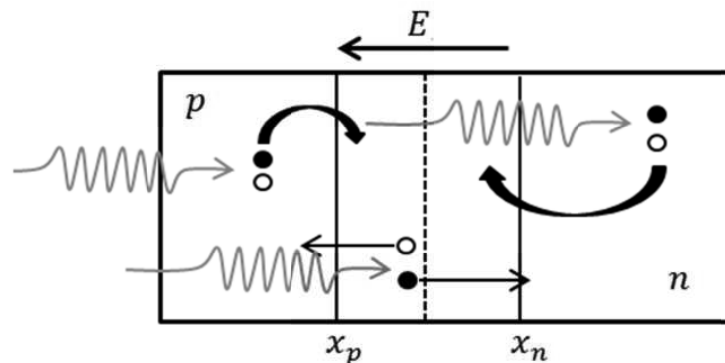


Figure 45 : Principe de fonctionnement d'une cellule solaire.

Dans les deux régions neutres (type p et type n), les porteurs de charge créés par photoexcitation appelés aussi photo-porteurs diffusent, ceux qui atteignent la ZCE seront propulsés par le champ électrique de la ZCE vers la région où ils deviennent majoritaires (les électrons vers la région

type n et les trous vers la région type p). Ces photoporteurs vont créer un *photocourant de diffusion*. Les photons absorbés dans la ZCE vont générer des paires électron-trou qui, sous l'effet du champ électrique, seront dissociés. Les électrons seront propulsés vers la région de type n et les trous vers la région de type p. ces photoporteurs donnent naissance à un *photocourant de génération*. Le photocourant total résultant  $I_{ph}$  est la somme de tous ces photocourants et il contribue au courant inverse de la diode.

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

La figure 46 illustre la caractéristique  $I(V)$  d'une photodiode. Nous pouvons remarquer que le photocourant est pratiquement indépendant de la tension appliquée. Dans le pratique, nous mesurons soit le photocourant débité par la diode, soit le photovoltage  $V_{ph}$  qui apparait aux bornes de la diode.

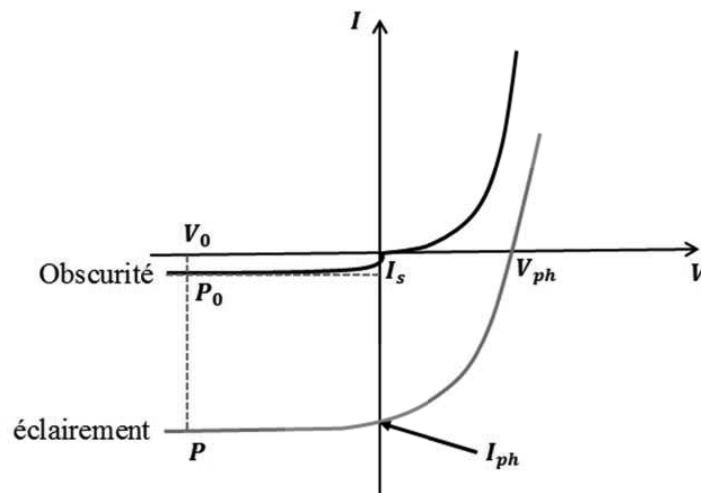


Figure 46 : La caractéristique Courant-Tension d'une cellule photovoltaïque.

Dans le cas où la jonction est polarisée en inverse par une tension  $V_0$  avec  $|V_0| \gg k_B T/e$ , le courant s'écrit

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

Dans le mode photovoltaïque la jonction est connectée aux bornes d'un voltmètre. Le courant dans ce cas est nul et la tension mesurée est le photovoltage  $V = V_{ph}$ .

$$I(V_{ph}) = I_s \left( e^{\frac{eV_{ph}}{k_B T}} - 1 \right) - I_{ph} = 0 \rightarrow V_{ph} = \frac{k_B T}{e} \ln \left( \frac{I_{ph}}{I_s} + 1 \right) \approx \frac{k_B T}{e} \ln \left( \frac{I_{ph}}{I_s} \right)$$

Comme nous pouvons le constater à partir de cette équation, le photovoltage dépend du photocourant, donc il dépend de l'intensité d'éclairement.

La tension  $V_{ph}$  est appelée tension de circuit ouvert ( $V_{co}$ ) et le courant électromoteur de la cellule est le courant dit du circuit ouvert  $I_{co}$  (la valeur du courant pour  $V=0V$ ).

On a donc :

$$I_{co} = I_{ph}$$

La puissance fournie par la cellule est donnée par le produit  $V \times I$

$$P = V \times I = V \left( I_s \left( e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right) - I_{ph} \right) = V I_s \left( e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right) - V I_{ph}$$

Cette puissance dépend de la tension appliquée et elle est maximum au point  $P_m(I_m, V_m)$  (Fig.46). Au point  $P_m$ , on a :  $dP/dV = 0$ , soit

$$I_s \left( e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right) + I_s \frac{eV}{k_B T} e^{\frac{eV}{k_B T}} - I_{ph} = 0$$

Ce qui nous permet de déduire les expressions donnant  $I_m$  et  $V_m$

$$I_m = I_s \frac{eV_m}{k_B T} e^{\frac{eV_m}{k_B T}}$$

$$\left( 1 + \frac{eV_m}{k_B T} \right) e^{\frac{eV_m}{k_B T}} = 1 + \frac{I_{ph}}{I_s}$$

La puissance maximale débitée sera donc

$$P_m = I_m V_m = F I_{co} V_{co}$$

Avec  $F$  est le facteur de remplissage appelé aussi facteur de forme. Ce facteur mesure le caractère rectangulaire de la courbe  $I(V)$ .

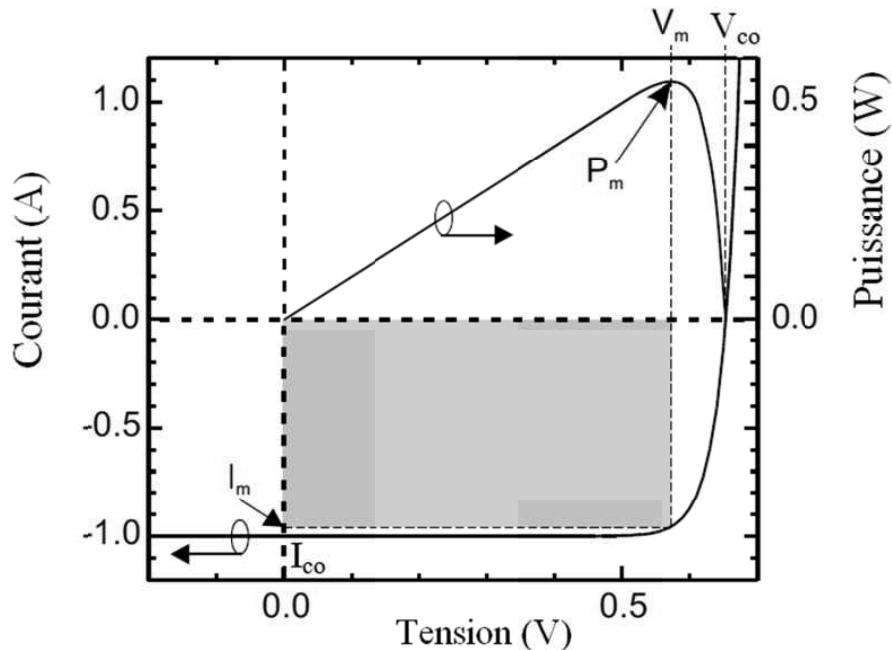


Figure 47 : Les courbes courant-tension et puissance-tension d'une cellule photovoltaïque.

### 1.6.2.2. Rendement d'une cellule

Par définition, le rendement d'une cellule est le rapport de la puissance maximum débitée  $P_m$  à la puissance du rayonnement incident.

$$\eta = P_m / P_{\text{solare}} = F I_{co} V_{co} / P_{\text{solare}}$$

### 1.6.3. Photodétecteurs

#### 1.6.3.1. Génération des photoporteurs et équation de continuité

Considérons le cas d'un semiconducteur d'épaisseur  $d$  photoexcité par un rayonnement du flux  $\Phi_0$ . Nous savons que lorsqu'un semiconducteur est photoexcité, les porteurs (paires électron-trou) créés par photoexcitation diffusent et se recombinent. Le semiconducteur dans ce cas est hors équilibre et à l'aide de l'équation de continuité nous pouvons suivre l'évolution de ce régime hors équilibre. Les taux de génération des électrons et des trous dans ce cas sont donnés par

$$G_n = G_p = \Phi \alpha e^{-\alpha x}$$

Avec  $\Phi = (1 - R) \Phi_0$  représente le flux de photons dans le semiconducteur, immédiatement sous la surface.

Les équations de continuité pour électrons et trous s'écrivent alors

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= n\mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{d^2 n}{dx^2} + \Phi \alpha e^{-\alpha x} - \frac{\Delta n}{\tau_n} \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -p\mu_p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{d^2 p}{dx^2} + \Phi \alpha e^{-\alpha x} - \frac{\Delta p}{\tau_p} \end{aligned}$$

Où  $\tau_n$  et  $\tau_p$  représentent les durées de vie des électrons et des trous, respectivement.

Comme la mobilité des électrons est différente de celle des trous, la séparation de ces deux types de porteurs de charge peut donner naissance à un champ interne  $E_i$ . Le champ électrique  $E$  dans le semiconducteur sera donc la somme du champ interne  $E_i$  et du champ externe  $E_a$  appliqué à l'échantillon par une tension de polarisation  $V_a$ . D'autre part, si à  $t = 0$ s les densités des photoporteurs à un point quelconque  $x$  dans le semiconducteur photoexcité sont égales  $\Delta n(x, 0) = \Delta p(x, 0)$ , cette égalité n'est plus valable pour  $t > 0$ s en raison du fait que  $\mu_n > \mu_p$ . La différence en vitesse de diffusion entre électrons et trous donne naissance à une charge d'espace et donc au champ  $E_i$ . Ce champ joue un rôle important car il accélère les porteurs lents et il freine les porteurs rapides.

L'équation de Poisson s'écrit alors

$$\Delta V = -\frac{dE}{dx} = -\frac{\rho}{\epsilon} = -\frac{e}{\epsilon} [p + N_D^+ + n + N_A^-]$$

Pour résoudre ces trois équations, on a besoin d'utiliser des approximations appropriées.

La première approximation à utiliser est la neutralité électrique du semiconducteur. Comme la constante de temps diélectrique du semiconducteur  $\tau_{diel} (\sim 10^{-12} s)$  est très petite par rapport à la durée de vie des porteurs  $\tau (\sim 10^{-9} - 10^{-3} s)$ , la neutralité électrique du semiconducteur est rétablie en un temps plus bref que temps nécessaire pour le retour du matériau à l'équilibre. Donc, nous pouvons supposer que le semiconducteur est électriquement neutre même sous éclairage et par conséquent  $\Delta n(x, t) \approx \Delta p(x, t)$ . Les paires électron-trou créés par photoexcitation diffusent ensemble, c'est le phénomène de **diffusion ambipolaire**.

Comme une deuxième approximation, nous pouvons considérer que les durées de vies des différents types de porteurs sont égales  $\tau_n = \tau_p = \tau$ . Cette approximation est justifiée puisque ces porteurs se recombinent par paires. Les densités des électrons et des trous sont donc  $n = n_0 + \Delta n$  et  $p = p_0 + \Delta p$ .

En plus de ces deux approximations, si la divergence du champ externe  $E_a$  est nulle, les équations de continuité s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta n}{\partial t} &= n\mu_n \frac{\partial E_i}{\partial x} + \mu_n(E_a + E_i) \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + D_n \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + \Phi \alpha e^{-\alpha x} - \frac{\Delta n}{\tau} \\ \frac{\partial \Delta p}{\partial t} &= -p\mu_p \frac{\partial E_i}{\partial x} - \mu_p(E_a + E_i) \frac{\partial \Delta p}{\partial x} + D_p \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} + \Phi \alpha e^{-\alpha x} - \frac{\Delta p}{\tau} \end{aligned}$$

D'autre part, on a :

$$\Delta n = \Delta p$$

$$\mu_n E_i \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \ll D_n \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} \quad \mu_p E_i \frac{\partial \Delta p}{\partial x} \ll D_p \frac{d^2 \Delta p}{dx^2}$$

Les équations de continuité deviennent

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = n\mu_n \frac{\partial E_i}{\partial x} + \mu_n E_a \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + D_n \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + \Phi \alpha e^{-\alpha x} - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (*)$$

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -p\mu_p \frac{\partial E_i}{\partial x} - \mu_p E_a \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + D_p \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + \Phi \alpha e^{-\alpha x} - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (**)$$

En multipliant l'équation (\*) par  $p\mu_p$  et l'équation (\*\*) par  $n\mu_n$  et en effectuant la somme membre à membre, on obtient l'équation de diffusion ambipolaire

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \mu^* E_a \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + D^* \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + \Phi \alpha e^{-\alpha x} - \frac{\Delta n}{\tau}$$

Avec

$$\mu^* = \frac{(p - n)\mu_n\mu_p}{p\mu_p + n\mu_n}$$

$$D^* = \frac{(p + n)D_nD_p}{pD_p + nD_n}$$

$\mu^*$  et  $D^*$  sont la *mobilité* et la *constante de diffusion ambipolaires*.

### **Cas d'un semiconducteur intrinsèque**

Dans un semiconducteur intrinsèque, on a :  $n_0 = p_0 \rightarrow n = p$  ce qui nous donne  $\mu^* = 0$  et  $D^* = \frac{2D_nD_p}{D_p + D_n}$ .

L'équation de diffusion ambipolaire s'écrit alors dans ce cas

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = D^* \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau} + \Phi \alpha e^{-\alpha x}$$

### **Cas d'un semiconducteur type n**

Dans un semiconducteur type n, on a :  $n_0 \gg p_0 \rightarrow n \gg p$  (en regime de faible excitation) ce qui nous donne  $n\mu_n \gg p\mu_p$  et  $nD_n \gg pD_p$ . Il en résulte que  $\mu^* = \mu_p$  et  $D^* = D_p$

L'équation de diffusion ambipolaire s'écrit alors dans ce cas

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = \mu_p E_a \frac{\partial \Delta p}{\partial x} + D_p \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{\tau} + \Phi \alpha e^{-\alpha x}$$

### **Cas d'un semiconducteur type p**

Dans un semiconducteur type p, on a :  $p_0 \gg n_0 \rightarrow p \gg n$  (en regime de faible excitation) ce qui nous donne  $n\mu_n \ll p\mu_p$  et  $nD_n \ll pD_p$ . Il en résulte que  $\mu^* = \mu_n$  et  $D^* = D_n$ .

L'équation de diffusion ambipolaire s'écrit alors dans ce cas

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \mu_n E_a \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + D_n \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau} + \Phi \alpha e^{-\alpha x}$$

Enfin, il est utile de noter que, dans chacun de ces cas, l'équation régit la distribution des porteurs minoritaires. La densité des porteurs majoritaires n'est pas affectée par le rayonnement dans le cas de faible excitation. Dans le cas d'une très forte excitation on a  $\Delta n = \Delta p \approx n_0$  dans un matériau type n et  $\Delta n = \Delta p \approx p_0$  dans un matériau type p.

#### **1.6.3.2. Distribution des photoporteurs**

En absence d'une tension extérieure ( $E_a = 0$ ), si le semiconducteur est éclairé uniformément sur l'une de ses faces par un rayonnement permanent d'énergie  $E = h\nu \geq E_g$ , le matériau va

atteindre un régime stationnaire ce qui implique que  $\frac{dn}{dt} = 0$ , l'équation de diffusion ambipolaire s'écrit alors ;

$$D \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau} + \Phi \alpha e^{-\alpha x} = 0$$

Où  $D$  est le coefficient de diffusion ambipolaire ou le coefficient de diffusion des porteurs minoritaire dont sa valeur dépend de la nature du matériau (type n, p, ou intrinsèque). L'équation précédente peut être reconstruite comme suit

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{D\tau} + \frac{\Phi \alpha \tau}{D\tau} e^{-\alpha x} = 0$$

En introduisant la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L = \sqrt{D\tau}$ , l'équation précédente s'écrit

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{L^2} = - \frac{\Phi \alpha \tau}{L^2} e^{-\alpha x}$$

La solution de cette équation est donnée par

$$\Delta n(x) = A e^{-x/L} + B e^{x/L} + \frac{\Phi \alpha \tau}{1 - \alpha^2 L^2} e^{-\alpha x}$$

Avec A et B sont des constantes qui sont généralement déterminées par les conditions aux limites. Rappelez-vous que les limites  $x = 0$  et  $x = d$  correspondent aux faces du semiconducteur. Donc, il est utile de définir les vitesses de recombinaison en surface en  $x = 0$  et  $x = d$ , soit

$$s_0 = \frac{D}{\Delta n_0} \left( \frac{d\Delta n}{dx} \right)_{x=0} \quad s_d = \frac{D}{\Delta n_d} \left( \frac{d\Delta n}{dx} \right)_{x=d}$$

- Cas d'un échantillon épais ( $d \gg L$  et  $d \gg 1/\alpha$ )

Dans le cas d'un échantillon épais, les photoporteurs créés par photoexcitation n'arrivent jamais à atteindre la face arrière du matériau ( $x = d$ ) qui peut de ce fait être rejetée à l'infini. Donc, quand  $x \rightarrow \infty$ ,  $\Delta n \rightarrow 0$  et par conséquence  $B = 0$ .

$$A = - \frac{\Phi \alpha \tau}{1 - \alpha^2 L^2} \frac{\frac{s_0}{D} + \alpha}{\frac{s_0}{D} + \frac{1}{L}}$$

La densité des photoporteurs s'écrit alors



$$\Delta n(x) = \frac{\Phi \alpha \tau}{1 - \alpha^2 L^2} \left( e^{-\alpha x} - \frac{\frac{s_0}{D} + \alpha}{\frac{s_0}{D} + \frac{1}{L}} e^{-x/L} \right)$$

En surface ( $x = 0$ ), la densité des photoporteurs et sa dérivée sont données par les expressions suivantes

$$\Delta n_0 = \Delta n(x = 0) = \frac{\Phi \alpha \tau}{1 - \alpha^2 L^2} \left( 1 - \frac{\frac{s_0}{D} + \alpha}{\frac{s_0}{D} + \frac{1}{L}} \right)$$

$$\left( \frac{d\Delta n}{dx} \right)_{x=0} = \frac{\Phi \alpha \tau}{1 - \alpha^2 L^2} \left( -\alpha + \frac{1}{L} \frac{\frac{s_0}{D} + \alpha}{\frac{s_0}{D} + \frac{1}{L}} \right)$$

Si  $s_0 = 0$ ,  $\Delta n_0$  est maximum et la dérivée est nulle, par contre si  $s_0$  est très grand,  $\Delta n_0$  est nulle et la dérivée est maximum.

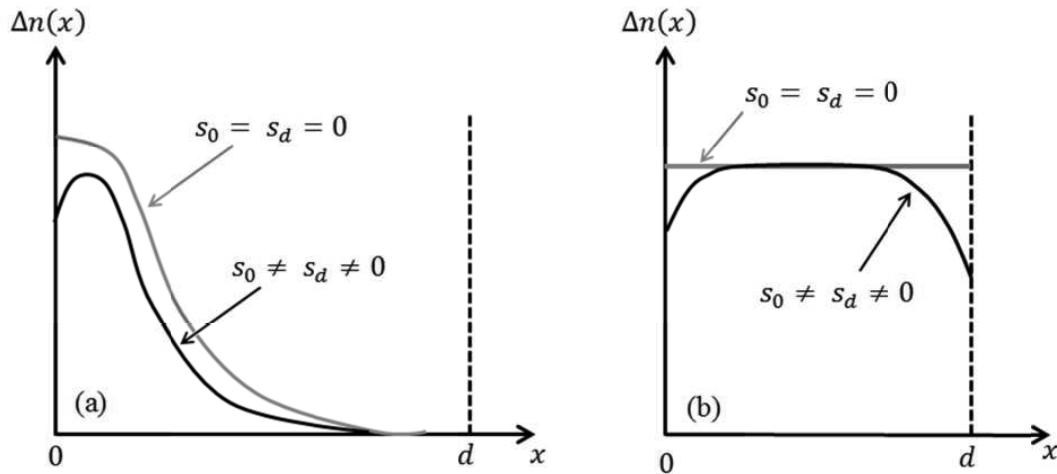


Figure 48 : Courbe de distribution des photoporteurs dans un semiconducteur :a) épais et b) mince.

- Cas d'un échantillon mince ( $d \ll L$  et  $d \ll 1/\alpha$ )

Dans le cas d'un échantillon mince, on a  $0 < x < d$ . La condition  $d \ll 1/\alpha$  implique que  $0 < x \ll 1/\alpha$  et par suite  $\alpha x \ll 1$  et  $e^{-\alpha x} \approx 1$ . L'équation de diffusion ambipolaire s'écrit dans ce cas

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{L^2} = -\frac{\Phi \alpha \tau}{L^2}$$

La solution générale de cette équation s'écrit

$$\Delta n(x) = Ae^{-x/L} + Be^{x/L} + \Phi \alpha \tau$$

Si les vitesses de recombinaison en surface sont négligeables ( $s_0 = s_d = 0$ ), cela implique que  $\left(\frac{d\Delta n}{dx}\right)_{x=0} = 0$  et  $\left(\frac{d\Delta n}{dx}\right)_{x=d} = 0$ . Nous trouverons donc  $A = B$  et  $A = B e^{2d/L}$ .

Ces deux relations seront compatibles seulement si  $A = B = 0$ . L'expression de  $\Delta n(x)$  devient alors

$$\Delta n(x) = \Phi \alpha \tau = cte$$

La densité des photoporteurs est donc constante dans tout l'échantillon.

Dans le cas où les vitesses de recombinaison en surface ne sont pas négligeables, la densité des photoporteurs loin des surfaces est constante et diminue au voisinage des surfaces.

### 1.6.3.3. Photoconducteur

Un photoconducteur exploite la variation de la conductivité électrique d'un semiconducteur sous l'effet d'irradiation par un rayonnement d'énergie adéquate. Comme nous savons tous, la conductivité électrique  $\sigma$  d'un semiconducteur est fonction de la densité des porteurs de charge existant dans le matériau et de leurs mobilités, elle s'écrit

$$\sigma = n_0 e \mu_n + p_0 e \mu_p$$

Lorsqu'on éclaire le matériau par un rayonnement optique d'énergie  $E = h\nu \geq E_g$ , la densité des porteurs de charge augmente à cause de la création des paires électron-trou.

$$n = n_0 + \Delta n \quad p = p_0 + \Delta p$$

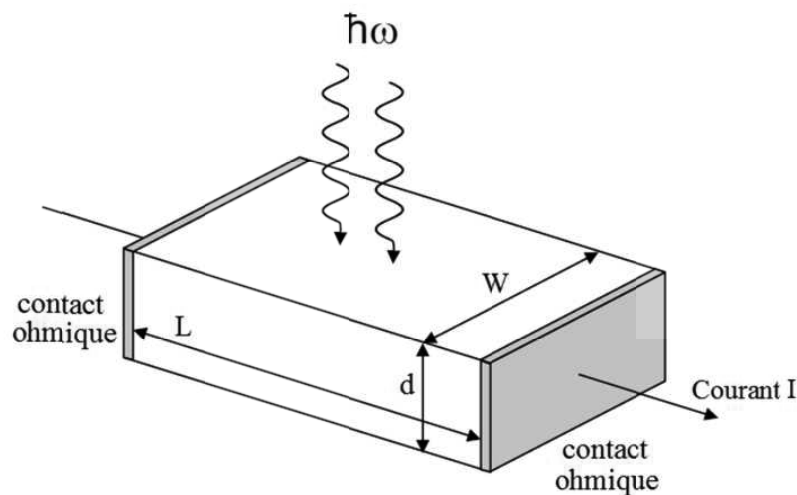


Figure 49 : Schéma d'un photoconducteur.

La conductivité sous éclairage devient :

$$\begin{aligned}\sigma &= ne\mu_n + pe\mu_p = (n_0 + \Delta n)e\mu_n + (p_0 + \Delta p)e\mu_p = (n_0e\mu_n + p_0e\mu_p) + (\Delta n e\mu_n + \Delta p e\mu_p) \\ &= e\mu_n \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n}\right) \Delta n = \sigma + \Delta\sigma\end{aligned}$$

Comme  $\mu_n \gg \mu_p$ , la variation de conductivité sera donc

$$\Delta\sigma \approx e\mu_n \Delta n$$

Le photocourant qui circule entre électrodes (contact ohmiques) est donné par

$$I_{ph} = \Delta\sigma E W d \approx e \mu_n \Delta n E W d$$

Où  $E$  est le champ électrique dans le photoconducteur résultant de l'application d'une tension  $V$ .

$$E = V/L$$

Le photocourant s'écrit alors

$$I_{ph} = e \mu_n \Delta n \frac{V}{L} W d$$

Le gain du photoconducteur  $G$  est par définition le rapport du nombre de charges débitées par unité de temps, au nombre de photons absorbés par unité de temps.

$$G = \frac{\tau}{t_r}$$

Avec  $t_r = L/v_d$  est le temps de transit des électrons dans le photoconducteur.  $\tau$  est la durée de vie des porteurs de charge.

#### 1.6.3.4. Photodiode PIN

Dans les photodiodes pn ordinaires la zone de déplétion est relativement mince, et par conséquence la lumière incidente n'est pas complètement absorbée. Une absorption presque complète de la lumière peut être obtenue en intercalant une couche d'absorption intrinsèque épaisse entre les régions type n et type p (Fig.50). Le champ dans la région intrinsèque est constant ou varie lentement et linéairement. Si la tension de polarisation inverse de la structure PIN est suffisante, le champ électrique dans toute la région intrinsèque devient important et les photoporteurs atteignent rapidement leurs vitesses limites  $v_s$ . On obtient donc un photodiode rapide et très sensible.

Le taux de génération des photoporteurs par unité de surface décroît de manière exponentielle (loi de Lambert-Beer) :

$$G_n(x) = G_p(x) = \Phi \alpha e^{-\alpha x} = G_0 e^{-\alpha x}$$

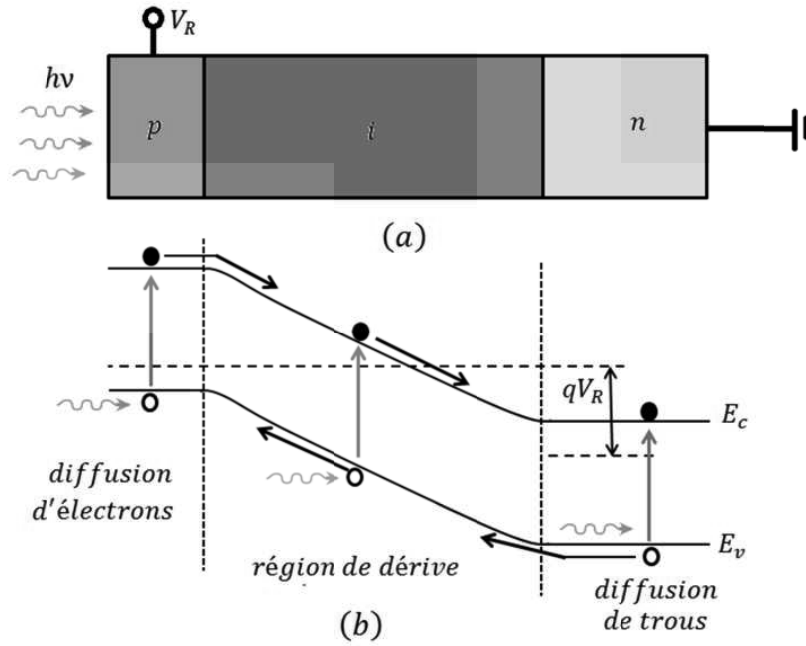


Figure 50 : Structure (a) et principe de fonctionnement (b) d'une photodiode pin.

Le taux de génération initial  $G_0 = \Phi \alpha$  est donné par le flux de photons incidents par unité de surface  $\Phi$  et la réflectivité de la surface  $R$  comme  $\Phi = P_{opti}(1 - R)/(Ahv)$ . ( $P_{opti}$  : la puissance ou le flux du rayonnement incident).

Le courant de dérive dans la région  $i$  collecte tous ces porteurs (si la recombinaison dans la zone de déplétion est négligée). Le courant de dérive des électrons est donné par

$$j_{derive} = -e \int_0^W G(x) dx = e\Phi [1 - \exp(-\alpha W)]$$

où  $W$  est l'épaisseur de la zone de déplétion (ZCE) qui est approximativement la même que l'épaisseur de la région  $i$ . Dans la région neutre ( $x > W$ ), la transport des porteurs de charge minoritaires est déterminée par la dérive et la diffusion. La densité de courant de diffusion à  $x = W$  est donnée par

$$j_{diff} = -e\Phi \frac{\alpha L_p}{1 + \alpha L_p} e^{-\alpha W} + ep_{n0} \frac{D_p}{L_p}$$

Le courant total sera donc

$$j_{tot} = j_{diff} + j_{derive} = e\Phi \left[ 1 - \frac{1}{1 + \alpha L_p} e^{-\alpha W} \right] + ep_{n0} \frac{D_p}{L_p}$$

La première partie représente la contribution du photocourant tandis que la seconde est due au courant de diffusion de la diode pn. En fonctionnement normal, le courant de diffusion est faible par rapport au photocourant, donc il peut être négligé. L'efficacité quantique est

$$\eta = (1 - R) \left[ 1 - \frac{1}{1 + \alpha L_p} e^{-\alpha W} \right]$$

### 1.6.3.5. Photodiode à Avalanche

Une diode à Avalanche exploite l'effet Avalanche pour multiplier le nombre des porteurs de charge libres. Lorsque la polarisation inverse appliquée est voisine de la tension de claquage, les porteurs de charges libres dans la zone de charge d'espace seront multipliés par effet d'avalanche. Dans une photodiode à avalanche (APD), l'amplification intrinsèque due à la multiplication des porteurs (par ionisation par impact) dans une région à champ électrique élevé est utilisée pour augmenter le photocourant. Le champ est généré par une polarisation inverse élevée dans la diode.

Dans un APD idéal, un seul type de porteurs de charge est multiplié, ce qui entraîne le bruit le plus faible. Si des électrons sont injectés dans la région de champ à  $x = 0$  (Fig.51.a), le facteur de multiplication pour les électrons est

$$M_n = e^{\alpha_n W}$$

Avec  $\alpha_n$  est le coefficient d'ionisation par impact des électrons.

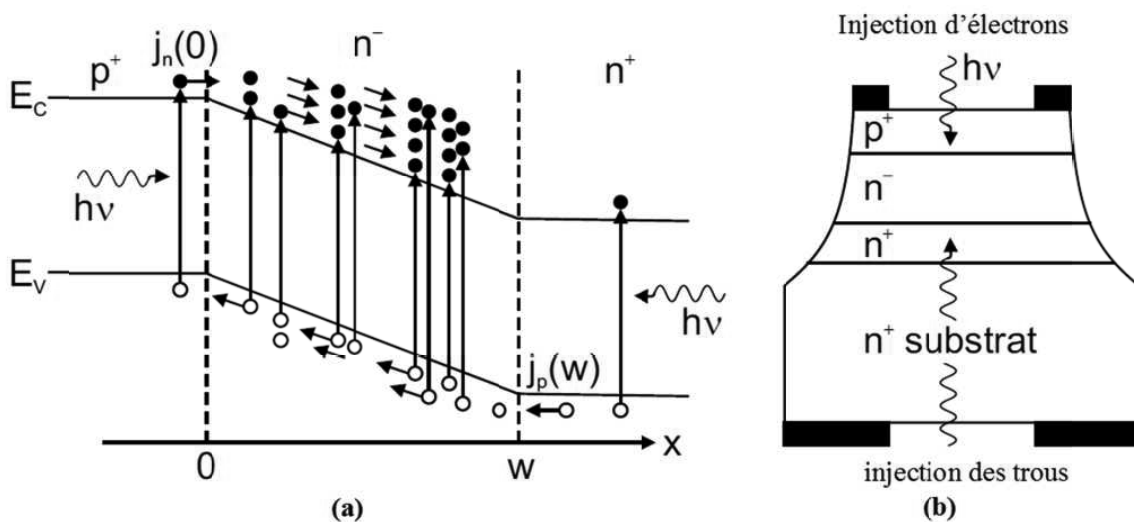


Figure 51 : La photodiode à Avalanche : a) bande d'énergies et b) structure.

Généralement, les deux types de porteurs subissent une multiplication. Si les coefficients d'ionisation par impact des électrons et des trous sont les mêmes ( $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$ ), le facteur de multiplication pour les électrons et les trous  $M$  est donné par

$$M = \frac{1}{1 - \alpha W}$$

Le gain d'un ADP est facilement supérieur à 100, cependant certaines précautions doivent être prises dans le circuit de polarisation car l'expérience a montré que ce gain est très sensible à la

tension de polarisation et à la température. A cause de leurs performances, les photodiodes à avalanche sont largement utilisées dans les systèmes de télécommunication par fibres optiques.

### 1.6.3.6. Phototransistor

Un phototransistor est un transistor bipolaire ordinaire dont la région base est accessible au rayonnement à détecter. La figure 52 montre la structure d'un phototransistor bipolaire. La différence majeure par rapport à un transistor bipolaire conventionnel c'est qu'il possède une grande jonction base-collecteur comme élément collecteur de lumière.

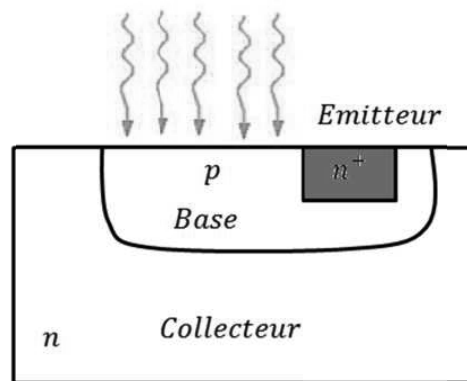


Figure 52 : Schéma d'un phototransistor.

Le phototransistor est polarisé en régime actif. Pour une structure n-p-n à base flottante, le collecteur est polarisé positivement par rapport à l'émetteur. Cela signifie simplement que la jonction collecteur-base est polarisée en inverse et que la jonction émetteur-base est polarisée en direct. Les trous photogénérés, dans la région de déplétion base-collecteur et à une distance de la longueur de diffusion, s'écoulent au maximum d'énergie et sont piégés dans la base. Cette accumulation de trous ou de charges positives abaisse l'énergie de base (augmente le potentiel) et permet un flux important d'électrons de l'émetteur vers le collecteur en raison de la relation exponentielle entre  $I_E$  et  $V_{BE}$  ( $I_E \propto e^{qV_{BE}/k_B T}$ ). A cause de l'efficacité d'injection de l'émetteur  $\gamma$ , un petit courant de trou donnera naissance à un courant d'électrons beaucoup plus important. En effet, ceci constitue le mécanisme de gain dominant commun au transistor bipolaire et au phototransistor, à condition que le temps de transit des électrons à travers la base soit beaucoup plus court que la durée de vie des porteurs minoritaires.

Les électrons photogénérés dans la région de déplétion de la jonction collecteur-base qui se trouvent à une distance de longueur de diffusion peuvent s'écouler vers l'émetteur ou le collecteur, selon l'emplacement d'origine. À proprement dire, ils peuvent réduire le courant d'émetteur ou augmenter le courant du collecteur, mais seulement d'une très petite quantité car le

gain est important et le courant total de collecteur ou celui d'émetteur sont beaucoup plus grand que le photocourant.

Pour simplifier les choses, nous supposons que la lumière est absorbée près de la jonction base-collecteur. Puisque la base est ouverte, nous avons  $I_E = I_C$ . Le courant total du collecteur est donné par

$$I_C = I_{ph} + I_{CO} + \alpha_T I_{En}$$

où  $I_{ph}$  est le photocourant,  $I_{CO}$  est le courant de saturation de la jonction collecteur-base et  $\alpha_T$  est le facteur de transport de base. Puisque la base est ouverte, le courant net de base est nul et

$$I_{ph} + I_{CO} = I_{Ep} + (1 - \alpha_T) I_{En}$$

D'autre part, on a  $I_{En} = \gamma I_E$

En combinant tous ces équations, nous obtenons

$$I_C = I_E = (I_{ph} + I_{CO})(1 + \beta_0) \approx \beta_0 I_{ph}$$

La dernière équation indique un gain de photocourant theorique de  $(\beta_0 + 1)$ . Dans la pratique, les gains des phototransistors à homojonction varient de 50 à quelques centaines.

### 1.6.5. Photoluminescence et électroluminescence

Contrairement au cas de l'absorption optique, la luminescence est l'émission de photons à partir d'un matériau donné selon un mécanisme bien déterminé. L'exemple de base dans ce contexte est le corps noir. Dans le cas des semiconducteurs, la luminescence est l'émission de la lumière par un processus qui résulte du retour à l'état d'équilibre à partir d'un état hors équilibre ou excité. L'excitation correspond aux transitions des électrons vers la bande de conduction ou vers des niveaux vides dans la bande interdite. Ces électrons lors de leur recombinaison avec des trous donneront naissance à des photons. Selon le mécanisme d'excitation, on distingue plusieurs type de luminescence tels que : la photoluminescence, l'électroluminescence, la thermoluminescence, cathodoluminescence, ..etc.

La photoluminescence (PL) est une technique de caractérisation non destructive pour la détermination de certaines impuretés dans les semiconducteurs. Elle est particulièrement adaptée à la détection d'impuretés à niveau superficiel, mais peut également être appliquée dans le cas de certains défauts profonds qui ont le rôle de centres de recombinaison radiative. Dans le cas de la photoluminescence, l'excitation est de type optique et elle est généralement assurée par une source optique, typiquement un laser d'énergie  $h\nu > E_g$ . Cette excitation va générer des paires électron-trou qui par la suite va recombiner selon l'un des mécanismes suivant : a) recombinaison

radiative, b) recombinaison non radiative, et c) recombinaison SRH. Notons ici que dans le cas de PL, seulement les photons émis par recombinaison radiative seront détectés.

L'électroluminescence (EL) est l'émission de lumière dans un matériau (généralement un semiconducteur) en réponse d'une excitation électrique (passage d'un courant électrique ou application d'un champ électrique fort). Cette émission résulte d'une recombinaison radiative d'un système excité suite à l'injection de charges électriques dans le dispositif. Les états excités peuvent être des paires électron-trou (e-h), des excitons, ou des impuretés luminescentes dans un état excité. Dans le cas de l'électroluminescence par injection, la luminescence résulte de la recombinaison radiative d'états excités suite à l'injection des électrons et trous dans le semiconducteur. Dans le cas de l'électroluminescence par impact, la luminescence résulte de la désexcitation radiative d'un porteur de charge chaud injecté. Dans le cas de l'électroluminescence par champ, l'application d'un champ très intense génère des états excités en permettant le passage direct d'un électron de la bande de valence (BV) vers la bande de conduction (BC) par effet tunnel.

#### 1.6.5.1. Emission spontanée et émission stimulée

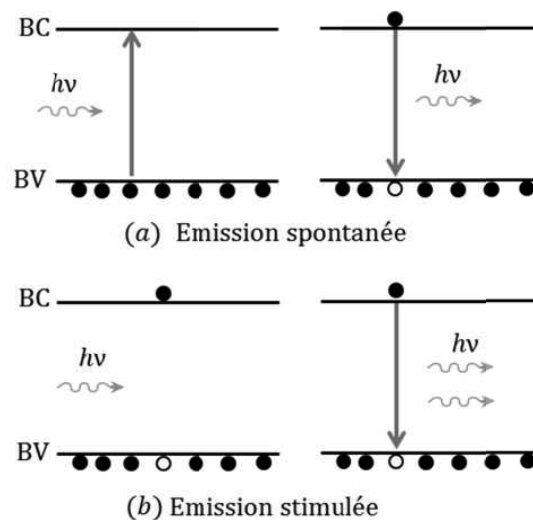


Figure 53 : Emission spontanée et émission stimulée dans un semiconducteur.

Dans un semiconducteur, il existe deux types possibles d'émission de photons, l'une est appelée émission spontanée et l'autre émission stimulée (Fig.53). Commençons tout d'abord par le cas de l'émission spontanée. Cette émission peut être définie une transition radiative qui correspond à un processus de désexcitation dans les semiconducteurs à gap direct non dégénérés. Après absorption d'un photon d'énergie  $h\nu \geq E_g$ , un électron saute du BV vers BC ce qui donne naissance à un trou. Comme la durée de vie de ces porteurs dans BV et BC est de l'ordre de



$10^{-9}s$  à  $10^{-3}s$ , il en résulte qu'après thermalisation les électrons et les trous se recombinent tout en donnant naissance à des photons.

Dans le cas de l'émission stimulée, un photon incident stimule un électron déjà situé dans la bande de conduction pour sauter vers la bande de valence et recombine avec un trou. Cette recombinaison donne lieu à un photon en phase avec le photon incident.

### 1.6.5.2. Transitions de base

Généralement, un semiconducteur possède à la fois des défauts donneurs et accepteurs. Ces défauts introduisent des niveaux électroniques dans la bande interdite du matériau et par conséquent influent sur les propriétés de luminescence de ce matériau. La figure illustre les différents mécanismes de recombinaison radiative dans un semiconducteur.

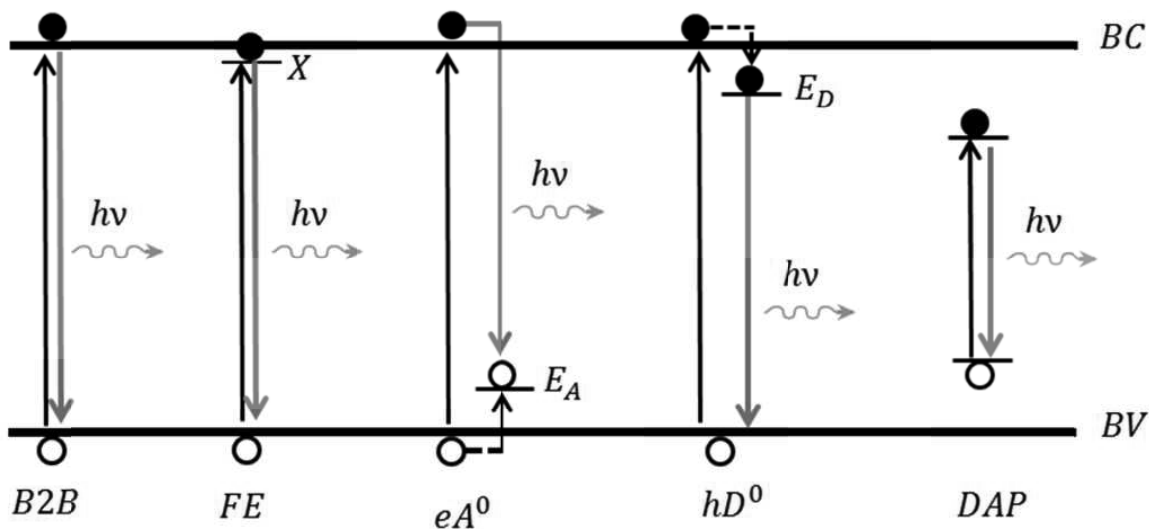


Figure 54 : Transitions de base dans un semiconducteur.

Dans le cas d'une *transition bande à bande* (B2B), lors de l'excitation, un électron passe de BV vers BC et après thermalisation il recombine avec un trou donnant naissance à un photon d'énergie  $E_g$ . En PL, la transition B2B apparait progressivement lorsque la température du matériau dépasse celle associée à l'énergie d'activation des impuretés (défauts). Notons ici qu'à haute température (300K), cette transition domine le spectre de luminescence lorsqu'elle est visible. Cependant, la transition B2B est rarement observée à basses températures dans les matériaux ayant des masses effectives petites.

La *transition excitonique FE* (exciton libre) est une transition qui peut être observée surtout à basses températures. Lorsqu'un photon absorbé génère un pair électron-trou (ehp), l'attraction coulombienne peut conduire à la formation d'un état excité dans lequel l'électron et le trou restent

liés l'un à l'autre dans un état semblable à celui de l'hydrogène. Cet état excité est appelé exciton libre (FE). Son énergie, illustrée dans la figure 54, est légèrement inférieure à l'énergie de la bande interdite requise pour créer un pair électron-trou séparé. Un exciton peut se déplacer à travers le cristal, mais comme il s'agit d'un pair e-h lié, les électrons et les trous se déplacent ensemble et ne contribuent ni à la photoconductivité ni au courant électrique. Si le matériau est suffisamment pur, des excitons libres se forment et se recombinent en émettant des photons. L'énergie des photons émis lors d'une transition FE dans les semiconducteurs à bande interdite directe est  $h\nu = E_g - E_X$  où  $E_X$  est l'énergie de liaison excitonique. Dans les semiconducteurs à bande interdite indirecte, la conservation de la quantité de mouvement nécessite l'émission d'un phonon d'énergie  $E_{ph}$ , donc l'énergie du photon émis est  $h\nu = E_g - E_X - E_{ph}$ .

L'énergie de liaison d'un exciton dans l'état fondamental est donnée par

$$E_X = \frac{\mu}{m_0} \frac{1}{\epsilon_s^2} Ry$$

où  $\mu = \frac{m_e^* m_t^*}{m_e^* + m_t^*}$  est la masse réduite de l'exciton.  $Ry = 13.6 \text{ eV}$  est la constante de Rydberg de l'atome d'hydrogène.

La *transition  $eA^\circ$*  est une transition entre un électron libre dans la bande de conduction et un accepteur neutre qui possède un niveau  $E_A$  dans la bande interdite. Le photon émis dans ce cas est caractérisé par une énergie  $h\nu = E_g - E_A$ .

La *transition  $hD^\circ$*  est une transition entre un électron libre dans un niveau donneur d'énergie  $E_D$  et la bande de valence (recombinaison avec un trou libre dans BV). Le photon émis dans ce cas est caractérisé par une énergie  $h\nu = E_g - E_D$ .

Dans le cas des défauts avec des niveaux superficiels, les énergies d'activation  $E_A$  et  $E_D$  sont données par

$$E_A = \frac{m_t^*}{m_0} \frac{1}{\epsilon_s^2} Ry \quad \text{et} \quad E_D = \frac{m_e^*}{m_0} \frac{1}{\epsilon_s^2} Ry$$

Généralement la masse effective des trous  $m_t^*$  est supérieure à celle des électrons  $m_e^*$  et cela explique pourquoi l'énergie de liaison des accepteurs est supérieure à celle des donneurs. Dans le spectre de PL, les transitions  $hD^\circ$  seront situées juste sous l'énergie du gap tandis que les transitions  $eA^\circ$  se situeront à une énergie plus faible.

La *transition donneur-accepteur (DAP)* est une transition dans laquelle un électron sur un donneur neutre peut se recombiner avec un trou sur un accepteur neutre. Le photon émis dans ce cas a une énergie modifiée par l'interaction coulombienne entre donneurs et accepteurs.

$$h\nu = E_g - (E_D + E_A) + \frac{e^2}{\epsilon_s r}$$

où  $r$  est la distance entre le donneur et l'accepteur.

### 1.6.5.3. Efficacité de luminescence

Un semiconducteur ou un centre de luminescence (défaut) excité est dans un état thermodynamique hors-équilibre et il perd son énergie d'excitation après un certain temps de relaxation et passe à l'état fondamental. Cette transition peut se produire de deux manières (Fig.55). L'énergie d'excitation est soit rayonnée sous la forme d'un photon après la durée de vie moyenne  $\tau_r$ , soit l'excès d'énergie est transmis sous forme de chaleur (vibrations) au réseau cristallin après un temps  $\tau_{nr}$  ou il peut éventuellement provoquer des changements photochimiques dans la matrice cristalline ou générer un défaut de réseau.

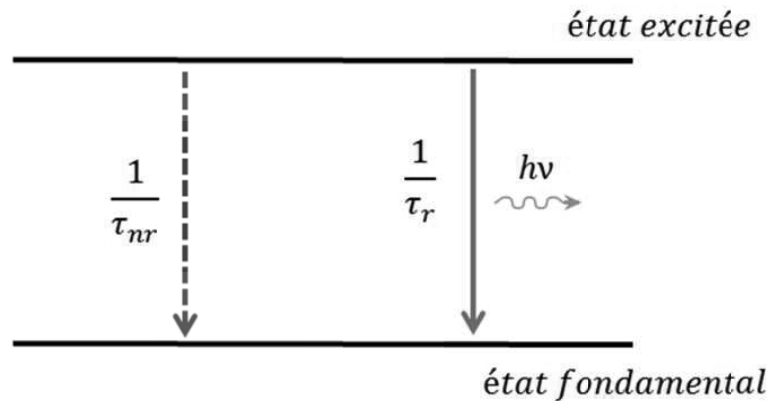


Figure 55 : Transitions radiatives et non radiatives.

Le premier type de transition est appelé transition radiative, le temps  $\tau_r$  est le temps de recombinaison radiative (durée de vie radiative), les transitions du second type sont dites non radiatives et  $\tau_{nr}$  est le temps de recombinaison non radiative (durée de vie non radiative).

Les valeurs inverses  $1/\tau_r$  et  $1/\tau_{nr}$  représentent alors la probabilité de la transition correspondante par unité de temps (le taux de recombinaison). La probabilité totale donc de transition d'un état excitée vers l'état fondamental est donnée par

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}$$

Nous définissons le rendement quantique de luminescence ou l'efficacité quantique comme le rapport du taux de recombinaison radiative au taux de recombinaison total.

$$\eta = \frac{\frac{1}{\tau_r}}{\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}} \leq 1$$

Si  $\tau_r \ll \tau_{nr}$ ,  $\tau \approx \tau_r$  ce qui signifie que la durée de vie des porteurs de charge est conditionnée par les processus radiatifs. Le retour à l'équilibre du matériau excité se fait par des transitions radiatives et le matériau dans ce cas possède un bon rendement quantique ( $\eta \rightarrow 1$  (100%)).

Si  $\tau_{nr} \ll \tau_r$ ,  $\tau \approx \tau_{nr}$  ce qui signifie que le retour à l'équilibre du matériau excité se fait par des transitions non radiatives et le matériau dans ce cas possède un mauvais rendement quantique ( $\eta \rightarrow 0$ ).

### 1.6.6. Les diodes émettrices LED

Les propriétés de luminescence des semiconducteurs sont largement utilisées dans un nombre important d'applications. Parmi ces applications nous pouvons citer les diodes électroluminescentes LED (Light Emitting Diode). Les diodes électroluminescentes (DEL) sont des jonctions p-n dans lesquels les porteurs injectés se recombinent radiativement. Le processus de recombinaison conduisant à l'émission de lumière peut être de nature intrinsèque, c'est-à-dire une recombinaison bande à bande (B2B), ou extrinsèque (par exemple : excitons liés aux impuretés). Ces diodes électroluminescentes peuvent émettre un rayonnement spontané dans les régions ultraviolettes, visibles ou infrarouges. La LED visible a une multitude d'applications en tant que lien d'information entre les instruments électroniques et leurs utilisateurs. La LED infrarouge est utile dans les opto-isolateurs et aussi dans le domaine de communication par fibre optique.

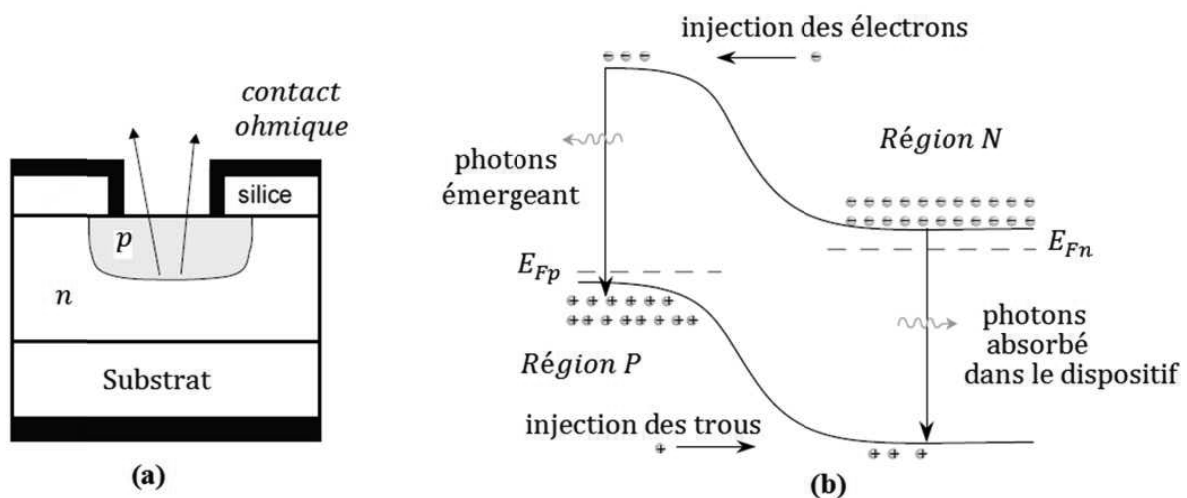


Figure 56 : Principe de base d'un LED : a) structure et b) bandes d'énergie.

La structure et le principe de fonctionnement de la diode LED sont indiqués sur la figure 56. Il s'agit d'une jonction pn polarisée directement par une tension  $V_a$ . Dans le ZCE, les niveaux de Fermi des électrons et des trous sont séparés par  $eV_a$ . Si la tension directe appliquée est suffisamment grande, la barrière de potentiel est largement abaissée. Les électrons injectés du côté n et les trous injectés du côté p peuvent facilement traverser maintenant la barrière de potentiel. Au voisinage de la jonction la densité des porteurs de charge devient supérieure à la valeur d'équilibre donnée par  $np = n_i^2$  et la recombinaison aura lieu. En effet, les recombinaisons des porteurs excédentaires se manifestent en trois régions différentes qui sont : la ZCE et les régions neutres type n et type p, cependant la zone émettrice dans chacune de ces deux régions est limitée à la longueur de diffusion des porteurs minoritaires ( $L_n$  et  $L_p$ ). La contribution des recombinaisons dans la ZCE à la luminescence de la diode LED est limitée car la largeur de la ZCE sous une forte polarisation directe est très petite.

### 1.6.7. Les diodes LASERS

Du point de vue fondamental, la réalisation d'un laser nécessite l'utilisation d'un milieu actif susceptible d'amplifier la lumière par émission stimulée. Deux étapes nécessaires pour le fonctionnement d'un laser :

- a. *L'inversion de population* appelée aussi *pompage*.
- b. *L'amplification* par émission stimulée.

Les LASERS à semiconducteurs ont une structure identique à celle des diodes LED, mais dont les régions de type n et type p sont des régions dégénérées (Fig.57). La région p est fortement dopée ( $p^+$ ) de telle sorte que le pseudo-niveau de Fermi des trous  $E_{Fp}$  sera dans la bande de valence. La région n est elle aussi une région fortement dopée ( $n^+$ ) de telle sorte que le pseudo-niveau de Fermi des électrons  $E_{Fn}$  sera dans la bande de conduction. Dans un LASER à gaz, l'inversion de population est réalisée généralement par une excitation optique, cependant dans le cas d'un LASER à semiconducteur l'inversion de population nécessite la création d'un grand nombre de paires électron-trou dans le matériau. Ceci est possible par injection des porteurs de charges à l'aide d'une tension de polarisation directe. En raison de la nature de la méthode d'excitation utilisée dans ce type de LASER, un laser à semiconducteur est appelé *laser à injection* ou *diode laser*.

A l'équilibre thermodynamique, on a

$$\text{Région n : } E_{Fn} = E_c + \Delta E_n$$

$$\text{Région p : } E_{Fp} = E_v - \Delta E_p$$

En polarisant la jonction pn dans le sens direct par une tension  $V_a \approx E_g/e$ , une injection élevée se produit : c'est-à-dire que de grandes concentrations d'électrons et de trous sont injectées dans la région d'interface appelée aussi *zone active* de la diode laser. En conséquence, la région active contient une grande concentration d'électrons dans la bande de conduction et une grande concentration de trous dans la bande de valence ; c'est la condition requise pour l'inversion de population. Les électrons et les trous peuvent se recombiner facilement dans cette zone en donnant naissance à des photons. Les photons émis par recombinaison peuvent à leur tour exciter d'autres électrons de la bande de valence vers la bande de conduction ou déclencher un processus d'émission stimulée en poussant des électrons dans la bande de conduction à recombiner avec des trous de la bande de valence. Maintenant, pour qu'il y ait effet laser, il faut que le milieu soit amplificateur. Il suffit ici de faire passer les photons plusieurs fois dans la zone active. Du point de vue pratique, ceci se fait soit par l'utilisation d'une cavité ou tout simplement par l'utilisation des deux surfaces à l'extrémité du dispositif comme des miroirs.

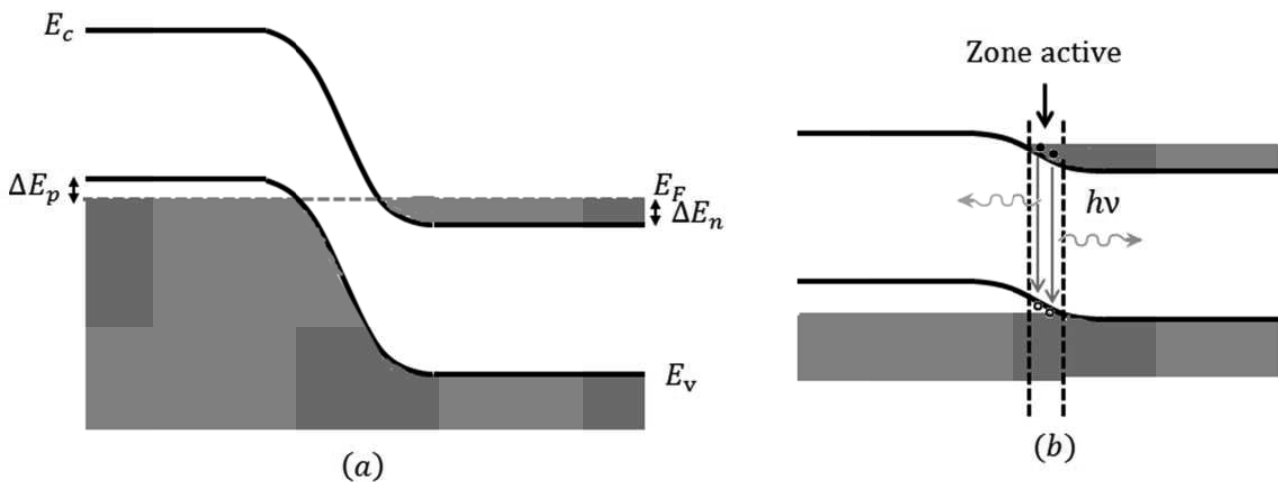


Figure 57 : Principe de base d'un LASER à semiconducteur : a) structure de bande à l'équilibre et b) structure de bandes sous polarisation directe.

Tous les semiconducteurs utilisés dans les diodes laser ont des bandes interdites directes. Ceci est attendu car la quantité de mouvement est conservée et la probabilité de transition radiative dans un semiconducteur à gap direct est élevée. Actuellement, les longueurs d'onde d'émission laser couvrent la gamme de 0.3 à plus de 30  $\mu m$ . Historiquement, la première diode laser était à base de l'arséniure de gallium (GaAs) mais actuellement les trois systèmes d'alliages III-V les plus importants sont les solutions solides  $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ ,  $Ga_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y}$  et  $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ .