

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

UNIVERSITE MOSTEFA BEN BOULAID BATNA -2-  
FACULTE DE TECHNOLOGIE  
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

---



**Polycopié de cours**

## **UEF : Optoélectronique et circuits électroniques associés**

Master Microélectronique

**Kalinka KACHA**

-Mai 2022-

## **Avant-propos**

Ce document constitue un support de cours pour l'unité d'enseignement fondamental: Optoélectronique et Circuits électroniques associés, mis à la disposition des étudiants du M2 durant le troisième semestre.

L'objectif de ce document est d'acquérir des connaissances de base sur l'optoélectronique. Connaître les composants optoélectroniques et leurs utilisations, afin de faciliter la compréhension du fonctionnement des circuits optoélectroniques auprès des électroniciens de master. Il s'agit d'un cours d'initiation pour ceux qui veulent acquérir rapidement les bases élémentaires, et pour ceux qui veulent approfondir leurs connaissances dans ce domaine, la lecture d'ouvrages plus complets, dont, certains sont cités dans la bibliographie.

L'étude du fonctionnement des différents types de composants optoélectroniques majoritairement réalisés à partir de semiconducteurs interagissant avec la lumière ont fait l'objet des huit chapitres.

Le premier chapitre présente les notions essentielles de la lumière tels que l'aspect ondulatoire et corpusculaire, le vecteur de Poynting et l'interaction lumière/matière et bien d'autres.

Le second chapitre introduit le composant le plus répandu dans les montages électroniques, que ce soit pour mesurer l'illumination, compter les quantités, déterminer les obstacles et diverses autres utilités, ce composant est nommé la photorésistance. L'objectif principal de ce chapitre est de décrire son comportement face à la présence de lumière, ses propriétés et les matériaux utilisés pour sa fabrication.

Le troisième chapitre aborde la définition et le fonctionnement de la photodiode, son circuit équivalent ainsi que ses principales caractéristiques sans omettre de citer ses différentes structures existantes.

Le quatrième chapitre est consacré à la photopile, source d'énergie électrique grâce à son mode de fonctionnement et son mode de polarisation.

Le cinquième chapitre s'engage sur le phototransistor qui est présenté sous forme d'un composant à deux pattes et non pas comme les transistors qu'on a l'habitude de voir dans les montages électroniques. Les informations nécessaires à la compréhension de son mode de fonctionnement seront fournies dans ce chapitre.

Le seizième chapitre revient vers un composant extrêmement utilisé dans tout ce qui nous entoure dans la vie quotidienne : la diode électroluminescente.

Le septième chapitre se focalise sur la diode laser à semiconducteur qui a un mode de fonctionnement complètement différent des diodes électroluminescente, en effet la diode laser à semiconducteur émet une lumière monochromatique, directionnelle, cohérente et de haute intensité, ce qui fait qu'elle est fortement exploitée dans le domaine médical, militaire et spatial.

Le dernier chapitre termine sur le capteur d'image à couplage de charge (CCD) qui est chargé de capturer la lumière lors de la prise de vue, utilisé en photographie numérique.

Les informations et les technologies présentées dans ce manuscrit risquent fortement d'évoluer au fil du temps, être à jour de l'actualité du domaine technologique est donc plus que nécessaire.

## Table des matières

Chapitre 1 Propriétés fondamentales de la lumière.....	7
I.1. Introduction.....	7
I.2. Aspects ondulatoire et corpusculaire de la lumière .....	7
I.3. Spectre électromagnétique .....	7
I.4. Propagation de la lumière .....	8
I.4.1. Equations de Maxwell.....	9
I.5. Notion de photon.....	9
I.6. Interaction électron-photon - Transitions radiatives .....	11
I.7. Energie d'un rayonnement électromagnétique .....	14
I.8. Photométrie .....	15
I.8.1. Mesures de base .....	15
I.9. Radiométrie.....	16
Chapitre 2 : Photorésistance.....	17
II.1 Définition.....	17
II.2. Principe de fonctionnement.....	17
II.3. Modélisation et caractéristiques .....	17
II.4. Variation de la résistance.....	19
II.5. Sensibilité .....	19
II.6. Temps de réponse .....	19
II.7. Matériaux.....	19
II.8. Applications.....	20
II.9. Analyse d'un circuit de détection de variation d'éclairement .....	20
Chapitre 3 : Photodiode.....	25
III.1. Définition .....	25
III.2. Principe de fonctionnement.....	25
III.3. Circuit équivalent .....	26
a) Photocourant.....	26
b) Capacité de jonction .....	27

c) Résistance en parallèle .....	27
d) Résistance en série .....	28
III.4. Réponse spectrale .....	28
III.5. Paramètres d'une photodiode .....	29
III.6. Circuit électrique d'un Luxmètre .....	31
III.7. Photodiode PIN .....	31
III.8. Photodiode à avalanche .....	33
III.9. Photodiode Schottky .....	33
Chapitre 4 Photopile.....	34
IV.1. Définition .....	34
IV.2. Principe fonctionnement .....	34
IV.3. Schéma électrique équivalent de la photopile.....	35
IV.4. Réponse spectrale.....	36
IV.5. Exemple d'application de la photopile.....	37
Chapitre 5 : Phototransistor.....	39
V.1. Définition.....	39
V.2. Description .....	39
V.3. Principe de fonctionnement.....	39
V.4. Réponse spectrale .....	40
V.5. Sensibilité .....	41
V.6. Exemple d'application du phototransistor.....	42
Chapitre 6: Diode électroluminescente (DEL).....	44
VI.1. Définition .....	44
VI.2. Principe de fonctionnement.....	44
VI.3. Spectre d'émission.....	46
VI.4. Diagramme de rayonnement .....	46
VI.5. Circuits à DEL .....	48
Chapitre 7: Diode Laser .....	51
VII.1. Définition.....	51
VII.2. Matériaux utilisés.....	51

VII.3. Principe de fonctionnement du laser.....	52
VII.5. Différents types de laser à semiconducteur .....	56
VII.5.1. Laser à homojonction.....	56
VII.5.2. Laser à double hétérojonction .....	57
VII.5.3. Autres types de diode laser .....	58
VII.6. Circuit de commande d'une diode Laser .....	59
Chapitre 8 : Matrices CCD Laser .....	61
VIII.1. Introduction .....	61
VIII.2. Structure de base .....	61
VIII.2. Principe de fonctionnement.....	62
VIII.3. Types de CCD .....	64
VIII.4. Sources de bruit .....	67
VIII.4.1. Bruit de photons.....	67
VIII.4.2. Courant d'obscurité .....	67
VIII.4.3. Éblouissement (blooming).....	68
VIII.4.4. Bruit du transfert des charges .....	69
VIII.4.5. Bruit de lecture .....	69
VIII.4.6. Cumul des charges ou « Binning ».....	69
VIII.4.7. Bruit de quantification .....	70
Bibliographie.....	72

## Chapitre 1 Propriétés fondamentales de la lumière

### I.1. Introduction

Une étape majeure a été franchie dans la représentation de la lumière depuis que Maxwell a effectué une analyse complète des diverses observations et découvertes des scientifiques du XIXe siècle en 1873 sous la forme de quatre équations articulant la relation entre la lumière et les phénomènes électriques. C'est dans le mouvement des électrons dans la matière [1].

### I.2. Aspects ondulatoire et corpusculaire de la lumière

L'approche électromagnétique de la lumière s'est faite dans le cadre de l'optique physique ou ondulatoire. L'amplitude de la vibration est le champ électrique auquel le champ magnétique est associé. Ce niveau de description permet d'identifier la nature du phénomène et d'introduire les notions de polarisation, diffraction, diffusion et interférence. Cela permet de calculer les coefficients de réflectance et de transmission qui traversent l'interface entre deux milieux de densités différentes en fonction de l'angle d'incidence. L'approche par particules fines se produit comme si la lumière était composée de "particules légères", appelées "photons" [1]. Les photons sont caractérisés par une "masse statique" de zéro. Par conséquent, cette propriété lui permet d'atteindre la vitesse de la lumière sans enfreindre les principes physiques.

### I.3. Spectre électromagnétique

Une onde électromagnétique (fig. I.1) représente la lumière qui se caractérise par la longueur d'onde  $\lambda$  et la fréquence  $\nu$  [1]. La longueur d'onde dans le vide est lié à la vitesse de la lumière à travers la relation suivante :

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad \text{I.1}$$

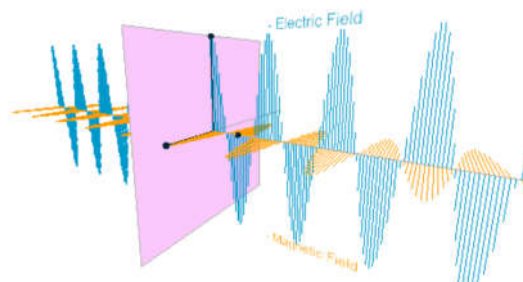


Figure I.1: Champ électromagnétique [1].

Une vibration électromagnétique est une variation de champ magnétique qui induit un champ électrique et vice versa.

D'après les équations de Maxwell, la vitesse  $c$  de propagation des ondes électromagnétiques dans le vide se définit par :

$$c = 1 / \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \quad \text{I.2}$$

La vitesse de la lumière dans le vide est constante égale à  $c = 299792458 \text{ m.s}^{-1} \approx 300000000 \text{ m.s}^{-1}$ .

où,  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide et  $\mu_0$ , la perméabilité magnétique du vide (ou constante magnétique).

Le spectre électromagnétique est pratiquement invisible pour l'œil humain, à part une petite fraction connue sous le nom de spectre visible, qui s'étend du rouge au violet en passant par toutes les couleurs correspondant à l'intervalle  $400 \text{ nm} < \lambda_{\text{visible}} < 750 \text{ nm}$

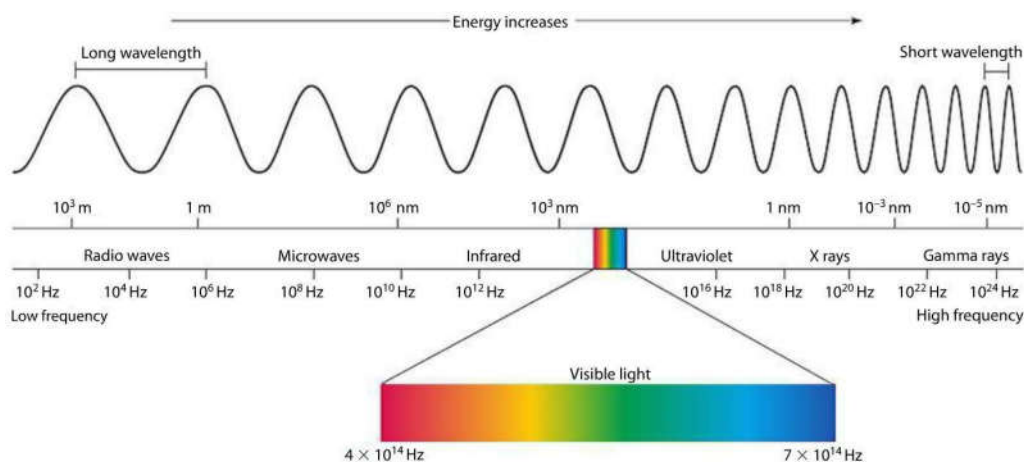


Figure 1.2: Spectre électromagnétique [1].

#### I.4. Propagation de la lumière

Une onde optique est donc caractérisée par :

- Vecteur d'onde  $k$
- Longueur d'onde  $\lambda$
- Répartition spatiale du champ E.M. correspondant
- Polarisation

La propagation d'une onde optique est régie par les équations de Maxwell. De plus, nous allons limiter notre étude aux cas de guides réalisés dans des milieux isotropes et



linéaires. Ces conditions simplifient considérablement la formulation et surtout la résolution des équations de Maxwell.

### I.4.1. Equations de Maxwell

A la fin du 19ème siècle, l'Anglais Maxwell a réussi à unifier l'ensemble de l'électricité, de la radioélectricité, du magnétisme et de l'optique sous la forme de seulement 4 équations différentielles [2]. Ces équations sont rappelées ci-dessous simplement pour montrer à quoi elles ressemblent.

$$\left. \begin{array}{ll} \text{Rot}(\vec{H}) = \vec{J} - \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} & \text{div}(\vec{B}) = 0 \\ \text{Rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \text{div}(\vec{D}) = \rho \end{array} \right\} \quad \text{I.3}$$

Les quantités E (champ électrique), H (champ magnétique), B (induction magnétique), D (déplacement électrique) sont des vecteurs représentant en chaque point de l'espace les amplitudes de champs.

Les grandeurs  $\rho$  ou J sont les sources responsables des champs. Ces grandeurs ne sont pas indépendantes mais sont liées par des relations linéaires dépendant du milieu :

$$\left. \begin{array}{l} B = \mu \cdot H \\ \text{et} \\ D = \epsilon \cdot E \end{array} \right\} \quad \text{I.4}$$

Les termes tels que Rot ou div sont des opérateurs mathématiques susceptibles de se combiner entre eux pour donner de nouveaux opérateurs agissant sur les champs.

### I.5. Notion de photon

Le principe du photon a été introduit par Albert Einstein entre 1905 et 1917 pour expliquer des phénomènes expérimentaux qui ne rentrent pas dans le cadre de la théorie classique de l'ondulation lumineuse. Ce faisant, il a prouvé que le champ électromagnétique possède en fait les propriétés d'interférence et de diffraction des particules en plus de ses propriétés ondulatoires. Les photons sont des "paquets d'énergie" de base ou des quanta de rayonnement électromagnétique qui sont échangés par la matière lors de l'absorption ou de l'émission de lumière. De plus, l'énergie et la quantité de mouvement des ondes électromagnétiques monochromatiques correspondent à des multiples entiers de photons [3]. Comme les photons n'ont pas de masse, ils se déplacent dans le vide à la vitesse c (vitesse de

la lumière dans le vide), et leur énergie  $E$  et leur quantité de mouvement  $p$  sont liées ( $E = c \cdot p$ ). Par comparaison, l'équation pour une particule avec une masse fixe de  $m$  est :

$$E^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4 \quad \text{I.5}$$

Notez que l'énergie et la quantité de mouvement ne dépendent que de la fréquence  $\nu$ , ou également de la longueur d'onde  $\lambda$  :

$$E = \hbar \omega = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad \text{I.6}$$

$$p = \hbar \cdot k = \frac{h}{\lambda} = \frac{h\nu}{c} \quad \text{I.7}$$

Où

$$\hbar = h / 2\pi \quad \text{I.8}$$

$\hbar$  : est la constante de Dirac ou constante de Planck réduite ;  $k$  est le vecteur d'onde d'amplitude :

$$k = 2\pi / \lambda \quad \text{I.9}$$

et  $\omega$  est sa fréquence angulaire. Noter que  $k$  pointe dans la direction de propagation du photon :

$$\omega = 2\pi\nu \quad \text{I.10}$$

Le photon a un spin égal à 1, et est donc un boson ; comme sa masse au repos est nulle, l'hélicité du photon ne peut être que +1 ou -1, mais pas 0 [3].

L'amplitude du spin est  $\sqrt{2\hbar}$  et la composante mesurée dans la direction de propagation, son hélicité, doit être  $\pm\hbar$ . Les deux hélicités possibles correspondent aux deux états possibles de polarisation circulaire du photon (horaire et antihoraire).

La lumière monochromatique de fréquence  $\nu$  est constituée de photons d'énergie  $E$  :

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad \text{I.11}$$

et de quantité de mouvement (ou impulsion)  $p$  :

$$p = \frac{h}{\lambda} = \frac{h \cdot \nu}{c} \quad \text{I.12}$$

$h$  étant la constante de Planck ( $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ ),  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide ( $c = 3 \cdot 10^8$ ) et  $\lambda$  la longueur d'onde.

### I.6. Interaction électron-photon - Transitions radiatives

Dans les semiconducteurs, l'interaction entre le rayonnement et les électrons se produit par trois processus distincts :

- Un photon peut provoquer un saut d'électron de l'état occupé dans la bande de valence à l'état libre dans la bande de conduction. C'est l'absorption de base. Cette méthode est utilisée dans les capteurs de rayonnement.
- Un électron dans la bande de conduction peut revenir spontanément à l'état vide dans la bande de valence en émettant un photon. C'est l'émission spontanée. Ce processus est utilisé dans les émetteurs de rayonnement tels que les diodes électroluminescentes.
- Un photon présent dans un semi-conducteur induit une transition d'un électron de la bande de conduction vers l'état vide de la bande de valence, émettant un second photon de même énergie. C'est l'émission stimulée. Cette méthode est utilisée dans les lasers à semi-conducteurs.

Les règles données par les collisions élastiques [4] entre deux particules, photons et électrons, sont à l'origine de ces différents phénomènes : la préservation de l'énergie et la conservation de la quantité de mouvement  $p$ , c'est-à-dire la relation vecteur d'onde ( $k$ ). Si on identifie les états initial et final de l'électron par les indices  $i$  et  $f$  et l'état du photon par l'indice  $p$ , la règle de conservation est comme suit :

$$E_f - E_i = \pm E_p \quad \text{I.13}$$

$$k_f - k_i = \pm k_p \quad \text{I.14}$$

où le signe  $+$  correspond à l'absorption du photon et le signe  $-$  à l'émission.

En comparant les ordres de grandeur des vecteurs d'onde photon et électron. Le gap entre les différents semi-conducteurs est de l'ordre de 1eV, le rayonnement utilisé dans les composants optoélectroniques est donc caractérisé par des longueurs d'onde de l'ordre de 1

micron. Le vecteur d'onde du photon  $k=2\pi/\lambda$  est de l'ordre de  $10^{-3}\text{\AA}^{-1}$ . Tout comme un électron, son vecteur d'onde varie de zéro jusqu'au centre de la zone de Brillouin [4]. Le réseau semi-conducteur étant de l'ordre de quelques angströms, les vecteurs d'onde des électrons de frontière de zone sont de l'ordre de  $1\text{ angström}$ . C'est pourquoi, à l'échelle des figures (I.3.c et d), les courbes de dispersion des photons représentées sur la figure I.3.a sont presque verticales. En d'autres termes, on peut dire que : Si l'on exclut une petite zone très étroite autour de  $k = 0$ , le vecteur d'onde du photon est toujours négligeable par rapport au vecteur d'onde de l'électron. Par conséquent, la condition de conservation du vecteur d'onde peut être écrite simplement sous la forme  $k_f \approx k_i$ . Par conséquent, les transitions électroniques entre la bande de valence et la bande de conduction ont lieu avec des vecteurs d'onde conservés. Les transitions radiatives impliquant l'absorption ou l'émission de photons sont qualifiées de verticales dans l'espace  $k$ . Pour cette raison, le processus d'absorption ou d'émission de photons à proximité du gap fondamentale est beaucoup plus important dans les matériaux à gap directe que dans les matériaux à gap indirecte. La figure (I.3) montre différents types de transitions. Dans les semi-conducteurs à bande interdite directe (figure I.3.a), les transitions électroniques entre les extrêmes de la bande de valence et de la bande de conduction sont perpendiculaires et radiatives, car elles obéissent à la loi de conservation. Semi-conducteurs à bande interdite indirecte (fig. I.3.b) Les transitions électroniques entre les extrémités de la bande sont obliques et donc non rayonnantes au premier ordre.

Comparons les ordres de grandeur des vecteurs d'onde des photons et des électrons. Compte tenu du fait que le gap des différents semi-conducteurs est de l'ordre de  $1\text{eV}$ , les rayonnements mis en jeu dans les composants optoélectroniques sont caractérisés par des longueurs d'onde de l'ordre du micron. Il en résulte que le vecteur d'onde des photons  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ , est de l'ordre de  $10^{-3}\text{\AA}^{-1}$ . En ce qui concerne les électrons, leur vecteur d'onde varie de zéro au centre de la zone de Brillouin [4]. La maille d'un semi-conducteur étant de l'ordre de quelques  $\text{\AA}$ , le vecteur d'onde des électrons de bord de zone est de l'ordre de  $1\text{ \AA}^{-1}$ . Ainsi, à l'échelle des figures (I.3.c et d), la courbe de dispersion du photon, représentée sur la figure I.3.a, est pratiquement verticale. En d'autres termes, si on exclut une petite zone très étroite autour de  $k=0$ , le vecteur d'onde du photon est toujours négligeable devant celui de l'électron. Il en résulte que la condition de conservation du vecteur d'onde s'écrit simplement  $k_f \approx k_i$ . La transition d'un électron entre les bandes de valence et de conduction, se fait donc avec conservation du vecteur d'onde. On dit que les transitions radiatives, c'est-à-dire

accompagnées de l'absorption ou de l'émission d'un photon, sont verticales dans l'espace des  $k$ . C'est la raison pour laquelle les processus d'absorption ou d'émission de photons, au voisinage du gap fondamental, sont considérablement plus importants dans les matériaux à gap direct que dans les matériaux à gap indirect. La figure (I.3) représente les différents types de transitions. Dans les semi-conducteurs à gap direct (Fig. I.3.a), les transitions électroniques entre les extrema des bandes de valence et de conduction sont verticales, elles obéissent à la règle de conservation des  $k$ , et par suite sont radiatives. Dans les semi-conducteurs à gap indirect (Fig. I.3.b), les transitions électroniques entre les extrema des bandes sont obliques et de ce fait non radiatives au premier ordre.

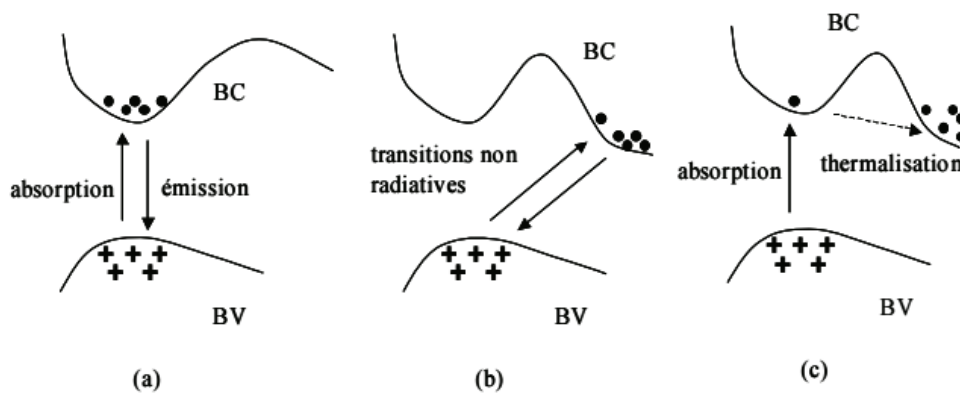


Figure I.3: Transitions électroniques entre les extrema des bandes de valence et de conduction. a) Semi-conducteur à gap direct, les transitions sont verticales et par suite radiatives. b) Semi-conducteur à gap indirect, les transitions sont obliques et non radiatives au premier ordre. c) Absorption directe de photons dans un semi-conducteur à gap indirect [4].

Notons toutefois que dans un semi-conducteur à gap indirect, on peut exciter verticalement, c'est-à-dire optiquement, des électrons du sommet de la bande de valence vers le minimum central de la bande de conduction. Les électrons ainsi excités, se thermalisent ensuite dans le minimum absolu de la bande de conduction et peuvent participer aux phénomènes de conduction (Fig. I.3.c).

Notons enfin que les règles de conservation régissent les transitions radiatives entre les bandes de valence et de conduction, c'est-à-dire entre les états de Bloch du cristal parfait. La présence d'impuretés dans le semi-conducteur pondère beaucoup la règle de conservation des  $k$ . En densité relativement faible, les impuretés créent dans la bande interdite des états discrets dont les fonctions d'onde sont des combinaisons de fonctions de Bloch, la combinaison étant

d'autant plus étendue que l'électron est localisé sur l'atome d'impureté. Il en résulte que suivant la nature de l'impureté, la transition niveau discret-bande permise peut satisfaire à la règle de conservation des  $k$ , même dans un semi-conducteur à gap indirect. Le centre azote dans GaP par exemple, crée des états d'énergie voisins du bas de la bande de conduction, dont le rendement radiatif particulièrement important est mis à profit dans certaines diodes électroluminescentes. Lorsque la densité d'impuretés est importante ( $i > c$  ou  $v$ ), les états discrets s'élargissent en bandes d'énergie qui atteignent les bandes permises et créent, aux extrema de celles-ci, des queues de densité d'états. Les transitions radiatives entre ces queues de densité d'états ne sont soumises à aucune règle de conservation des  $k$  et la variation de quantité de mouvement de l'électron au cours de la transition étant transmise à un atome d'impureté [4].

### I.7. Energie d'un rayonnement électromagnétique

L'énergie électromagnétique est composée de deux énergies. Une énergie électrique est contenue dans le champ  $E^{\rightarrow}$  qui règne entre les armatures du condensateur et une énergie magnétique dans le champ  $B^{\rightarrow}$  qui règne à l'intérieur de la bobine. Elle est donnée par la formule suivante :

$$W = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E^2 + \frac{1}{2\mu_0} B^2 \quad \text{I.15}$$

En se basant sur l'équation de conservation de la charge et par analogie, on définit la densité volumique de l'énergie électromagnétique :

$$W = \frac{dW}{dV} \quad \text{I.16}$$

Ce qui implique que l'énergie électromagnétique est égale à :

$$W = \iiint w dV \quad \text{I.17}$$

La puissance fournie par une diminution de  $W$  se retrouve sous forme de puissance cédée à la matière contenue dans le volume  $V$  et sous forme de puissance évacuée à travers la surface  $S$  sous forme de rayonnement qui est le principe de conservation de l'énergie [5].

$$-\frac{dW}{dV} = P_{\text{cédée}} + P_{\text{rayonnée}} \quad \text{I.18}$$

Avec :

$$P_{\text{cédée}} = \iiint \vec{J} \vec{E} dV \quad \text{I.19}$$

$$P_{\text{rayonnée}} = \oiint \vec{\Pi} d\vec{S} \quad \text{I.20}$$

$\vec{\Pi}$  est le vecteur de Poynting qui décrit la quantité d'énergie par unité de surface délivrée par un champ électromagnétique.

Comme tout vecteur, le vecteur de Poynting a à la fois une amplitude et une direction. La direction de propagation de l'énergie électromagnétique est donnée par le vecteur de Poynting [5]:

$$\vec{\pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \quad \text{I.21}$$

La moyenne de la norme de ce vecteur est la puissance par unité de surface I [W.m<sup>-2</sup>]:

$$I = \langle |\vec{\pi}| \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_0^2 \quad \text{I.22}$$

**Conséquence :**  $\vec{\pi}$  est orthogonal à  $\vec{E}$  et à  $\vec{B}$ , donc parallèle à  $\vec{k}$ , l'énergie se propage donc dans la même direction que le vecteur d'onde.

## I.8. Photométrie

La photométrie est l'art de mesurer le rayonnement lumineux tel qu'il est perçu par l'œil humain. On l'utilise principalement lorsqu'il est question d'éclairagisme, que ce soit dans un contexte d'architecture, de photographie, d'audiovisuel ou d'autres situations.

L'unité de mesure de l'éclairement lumineux est le lux; il représente le flux lumineux reçu par unité de surface.

On emploie deux appareils pour mesurer les données photométriques, c'est-à-dire le nombre de lumens émis par une source lumineuse : Luxmètre ou photomètre [6].

### I.8.1. Mesures de base

- **Intensité lumineuse (candéla) :** l'intensité lumineuse est la quantité de lumière émise dans une direction donnée. Elle est déterminée en grande partie par des éléments de guidage du flux tels que des réflecteurs et est représentée par la courbe photométrique
- **Flux lumineux (lumen):** le flux lumineux est quantité de lumière émise par une source lumineuse. L'efficacité lumineuse, quant à elle, est le quotient du flux lumineux par la quantité d'énergie électrique consommée (lumen/Watt). Elle indique la rentabilité d'une source lumineuse.

- **Luminance secondaire (lumen/pi<sup>2</sup>)** : représente la densité spatiale du flux lumineux partant d'un point spécifique.
- **Luminance (candéla/m<sup>2</sup>)** : la luminance est la seule grandeur photométrique perçue par l'œil humain. Elle représente la quantité d'intensité lumineuse (candela) réfléchie ou émise par un objet par mètre carré.
- **L'illuminance (candéla/m<sup>2</sup>)** : l'illuminance est une mesure de la « quantité » de lumière qu'une source émet sur une surface. Plus précisément, il s'agit de la densité de flux lumineux (lumens) qui tombe sur une surface et diminue avec la distance entre la surface et la source (loi de l'inverse des carrés).

### I.9. Radiométrie

La radiométrie est la science de la mesure de la lumière dans n'importe quelle partie du spectre électromagnétique. En pratique, le terme est généralement limité à la mesure de la lumière infrarouge, visible et ultraviolette à l'aide d'instruments optiques. L'irradiance est l'intensité de la lumière mesurée en watts par mètre carré [7].



## Chapitre 2 : Photorésistance

### II.1 Définition

La photorésistance (**LDR** : Light Dependent Resistor) est un dipôle dont la résistance varie en fonction de l'éclairement qu'elle reçoit d'une source de lumière. La partie sensible du capteur est une piste de sulfure de cadmium en forme de serpent : l'énergie lumineuse reçue déclenche une augmentation de porteurs de charges libres dans ce matériau, de sorte que sa résistance électrique évolue [8].

### II.2. Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement de la photorésistance est basé sur la variation de la résistance sous l'effet d'un rayonnement (figure II.1.) et donc l'augmentation de la concentration d'un seul type de porteurs de charge conduit à l'augmentation de la photoconductivité qui est donnée par l'équation suivante [8]:

$$\Delta\sigma = q \cdot \mu_n \cdot \Delta n$$

II.1

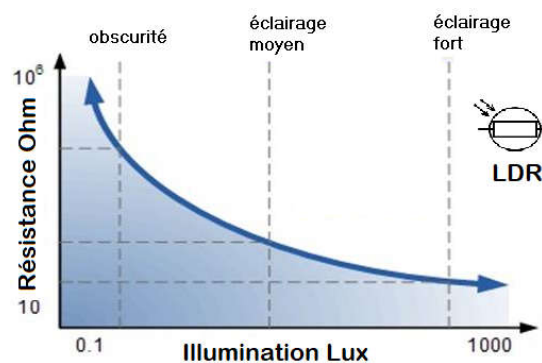


Figure II.1: Courbe caractéristique de la photorésistance (LDR) [8].

### II.3. Modélisation et caractéristiques

La variation de la conductance  $\Delta g$  est en fonction des dimensions géométriques (Y: longueur,  $S=a.z$  : section) est représentée selon l'équation suivante [8]:

$$\Delta g(x, y, z) = \int_{v=SY} \Delta\sigma(x, y, z) \frac{dS}{dy} = \int_{v=SY} \Delta\sigma(x, y, z) \frac{dx dz}{dy} =$$

II.2

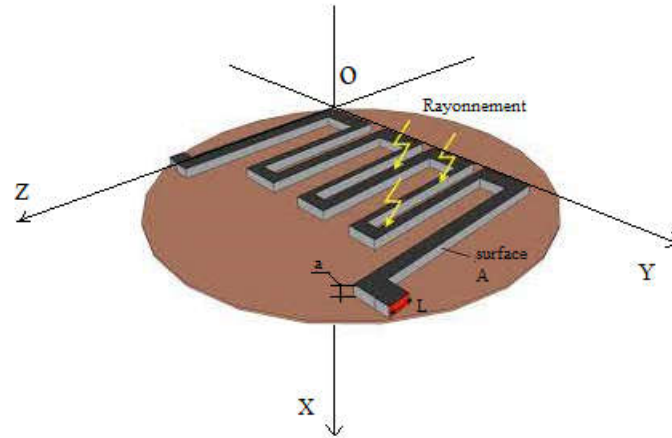


Figure II.2: Structure de la cellule photoconductrice [8].

Avec un éclairage uniforme du plan Oyz, on a  $\Delta\sigma(x,y,z) = \Delta\sigma(x)$ , ce qui résulte:

$$\Delta g(x) = \frac{Z}{Y} \int_{x=0}^{x=a} \Delta\sigma(x).dx = \frac{qZ\mu_n}{Y} \int_{x=0}^{x=a} \Delta n(x).dx \quad \text{II.3}$$

Concernant le nombre de charges débitées par seconde  $\Delta I/q$ , avec  $\Delta I$  le photocourant qui est lié à  $\Delta g$  par :

$$\frac{\Delta I}{q} = \frac{V\Delta g}{q} \quad \text{II.4}$$

Le nombre de photons incidents par seconde est égal au flux de photons  $\phi_{ph0}$  à l'entrée, puis absorbés dans la structure (nombre de photon entrés en  $x=0$ , par unité de surface et de temps, et d'énergie  $E > E_G$ ), multiplié par la surface  $S=ZY$  éclairée, soit  $\phi_{ph0}ZY$  (loi de Lamber-Beer) [9] :

$$\phi_{ph}(E, x) = e^{-\alpha x} \phi_{ph}(E, 0) \quad \text{II.5}$$

Le nombre de paires générées à la profondeur  $x$  est obtenu à partir de la relation suivante :

$$G(E, x) = -\frac{d\phi(E, x)}{dx} = \alpha.e^{-\alpha x} \phi_{ph}(E, 0) = \alpha\phi_{ph}(E, 0) \quad \text{II.6}$$

Soit en posant:

$$\phi_{ph0} = \int_{E_G}^{\infty} \phi_{ph}(E, x).dE \quad (\text{flux de photons d'énergie } E > E_G \text{ entrés dans la structure}) \quad \text{II.7}$$

$$G(x) = \alpha \cdot e^{-\alpha x} \int_{EG}^{\infty} \phi_{ph}(E, 0) \cdot dE = \alpha \cdot e^{-\alpha x} \phi_{ph0} = G_0 \cdot e^{-\alpha x} \quad \text{II.8}$$

De cette relation, on peut notamment déduire :

$$G_0 = \alpha \cdot \phi_{ph0} \quad \text{II.9}$$

#### II.4. Variation de la résistance

Dans l'obscurité, la valeur de la résistance d'obscurité  $R_{obs}$  d'une photorésistance dépend de sa géométrie, de la nature du matériau utilisé et de la température d'utilisation.

Lorsqu'elle est éclairée, la résistance  $R$  de la photorésistance diminue rapidement quand son éclairement (intensité lumineuse)  $E$  croît suivant la relation [10]:

$$R = k \cdot E^{-\gamma} \quad \text{II.10}$$

$K$  : une constante dépendant du matériau, de la température, de la nature spectrale du rayonnement reçu ainsi que de la surface sensible de la photorésistance ;

$\gamma$  : valeur numérique comprise entre 0,5 et 1

La variation de la conductance est maximale pour  $Z$  le plus grand possible et  $Y$  le plus petit possible ; il en résulte que l'on doit utiliser des configurations de cellules vérifiant ces conditions, si bien que des structures en peigne sont généralement fabriquées (figure II.2).

#### II.5. Sensibilité

La sensibilité d'une LDR en courant à  $\lambda$  donné, est le rapport de la variation de  $I_{ph}$  (photo-courant+ courant d'obscurité) par celle du flux de rayonnement reçu  $\phi$  [10]:

$$\sigma = \frac{dI_{ph}}{\phi} \quad \text{II.10}$$

#### II.6. Temps de réponse

Le temps de réponse de la résistance permet de spécifier la rapidité avec laquelle la résistance de la cellule prend sa nouvelle valeur lorsqu'elle est soumise à un brusque changement de flux, c'est le temps nécessaire pour que la variation de résistance, consécutive à l'application d'un échelon de flux, atteigne un pourcentage spécifique (63%) [10].

#### II.7. Matériaux

Les semi-conducteurs utilisés sont CdS ou CdSe sensibles dans le visible, PbS sensible dans le proche infrarouge, et l'alliage ternaire  $Hg_xCd_{1-x}Te$  pour la détection nocturne des émissions IR [11].

## II.8. Applications

Les **photorésistances** trouvent leurs applications principales dans la détection d'une différence de flux plutôt que dans la mesure précise du niveau de flux reçu. La mesure en photométrie nécessite une détermination précise et une stabilisation des caractéristiques. Cette stabilisation ainsi que la détermination de ces caractéristiques passent par un étalonnage rigoureux et l'intégration de la photorésistance dans un conditionneur de capteurs résistifs. D'après les considérations précédentes, le type de mesurande que les photorésistances sont en mesure de détecter a été défini. Cependant, le type de rayonnement détectable dépend du type de semi-conducteur composant la photorésistance. Par exemple, les photorésistances au **CdSe** (séléniure de cadmium) permettent de détecter un rayonnement dans les proches **IR** et le visible alors que celles de **ZnO** (oxyde de zinc) permettent de détecter un rayonnement **UV**. L'utilisation de ce type de détecteur est très variée [12] :

Les **détecteurs de présence** se déclinent sous deux principes différents. Un premier détectant l'augmentation du flux induit par la présence d'un corps dans le champ (principalement des capteurs à infrarouges), le second détectant la diminution du flux induit par l'ombre du corps présent dans le champ du capteur qui est plus limité que celui à infrarouges (détection dans le visible et capteur **LDR** plus directif).

Les **détecteurs de flammes** qui sont des photorésistances à détection d'infrarouges ou d'UV. À savoir que seule une forte fumée cause une inhibition du capteur UV et que la foudre ou une soudure peut le déclencher accidentellement. Pour la photorésistance à infrarouges, la présence de vapeur d'eau atténue fortement sa sensibilité [12].

Les LDRs peuvent aussi être utilisées pour allumer des lumières lorsque la luminosité diminue (éclairage public ou domestique).

## II.9. Analyse d'un circuit de détection de variation d'éclairage

Une petite lampe qui s'allume à la tombée de la nuit en mode de transition éteint-allumé progressif. Le schéma proposé comporte quatre résistances, un AOP, deux potentiomètres, une LDR, résistance dont la valeur ohmique dépend de son niveau d'éclairage, un transistor utilisé en commutation et puis la lampe.

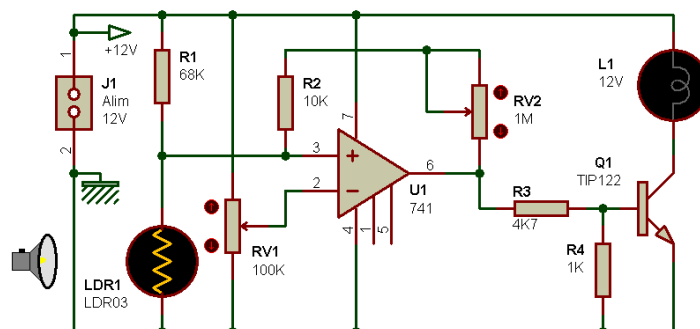


Figure II.3: Détection de variation d'éclairement [13].

Le principe de ce montage se base sur une cellule photorésistante LDR1 associée à une résistance (R1) pour former un pont diviseur résistif fournissant une tension dont la valeur est fonction de l'éclairement de la LDR. Le potentiomètre RV1, monté en pont diviseur également, fourni une tension dont la valeur est ajustable et permet d'ajuster la sensibilité, c'est à dire de modifier le seuil de luminosité à partir duquel on souhaite que le montage entre en action. On dispose d'une tension dont la valeur dépend du taux d'éclairement de la LDR, et d'une tension dont la valeur est déterminée par la position du curseur de RV1. Ces deux tensions sont comparées en permanence par l'AOP U1. Supposons que le potentiomètre RV1 est en position centrale, la tension sur son curseur est donc d'environ la moitié de la tension d'alimentation générale par rapport à la masse. Lorsque la LDR est dans l'obscurité, sa résistivité est très grande, et la tension présente sur l'entrée non inverseuse de l'AOP est donc grande aussi, en tout cas supérieure à la tension de référence imposée par RV1. Dans ces conditions, la sortie de l'AOP est positive, le transistor Q1 conduit et la lampe L1 s'allume. Si maintenant la LDR est éclairée, sa résistance ohmique chute énormément et la tension à ses bornes diminue en conséquence, suffisamment pour passer en-dessous du seuil de commutation. Dans ces conditions, la sortie de l'AOP passe à 0V, le transistor Q1 se bloque et la lampe L1 s'éteint. Notons au passage qu'en l'absence de la résistance R4, la lampe serait toujours allumée, du fait de la présence d'une tension suffisante sur la base du transistor pour le mettre en conduction. La résistance R4 forme avec R3 un pont diviseur résistif, qui divise environ par 5 ou 6 la tension fournie par l'AOP. Quand ce dernier sort 1V, il ne reste qu'environ 200 mV sur la base de Q1, ce qui est insuffisant pour le faire conduire. Quand l'AOP sort 11V (sortie "positive"), la tension restante est amplement suffisante pour faire conduire le transistor. Une autre solution aurait consisté à ajouter une diode de commutation ordinaire entre la sortie de l'AOP et la base du transistor - avant ou après la résistance R3 - pour faire chuter la tension disponible en sortie de l'AOP de 0,6V environ [13]. Le

potentiomètre RV2 permet de modifier le taux de contre-réaction de l'AOP et donc de modifier son gain. Quand la résistance du potentiomètre RV2 est grande, la transition éteint-allumé est brutale, l'AOP travaillant alors plutôt en mode "comparateur". Quand la valeur de RV2 est petite, la transition éteint-allumé est légèrement progressive, l'AOP travaillant alors plutôt en mode "amplificateur". Dans ce dernier cas, la lampe s'allume doucement quand la LDR commence à être moins éclairée, un peu comme si elle cherchait à compenser la diminution de la lumière naturelle qui éclaire la LDR.

Notons enfin que le rôle du TIP122, qui est un transistor Darlington, est de commuter des charges assez importantes tout en restant très modeste sur le courant de commande nécessaire.

## II.10. Analyse d'un circuit de détection des seuils d'éclairément

Un autre montage qui permet d'allumer une lampe dès la tombée de la nuit. Celui-ci fonctionne en tout ou rien, c'est à dire que la transition entre ampoule allumée et ampoule éteinte est brutale et non progressive. Pas de circuit intégré, uniquement des transistors, dont un Darlington de puissance capable de piloter une ampoule 12V "de bonne taille".

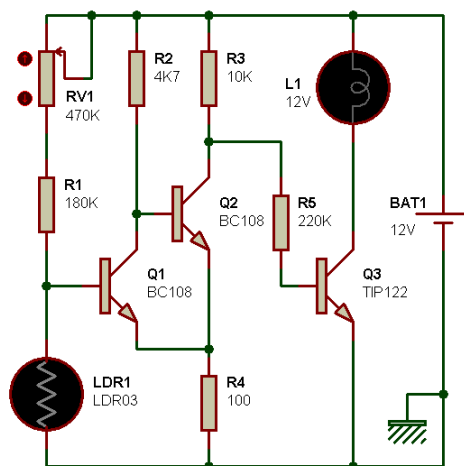


Figure II.4: Détection de variation d'éclairément à base de transistor [14].

Le principe de ce montage est basé sur : une LDR (cellule photorésistante LDR1) de type LDR03 est associée à une résistance et un potentiomètre (R1 + RV1), pour former un pont diviseur résistif fournissant une tension dont la valeur est fonction de l'éclairément de la LDR. Le potentiomètre RV1 permet de régler le seuil de luminosité autour duquel l'ampoule doit s'allumer ou s'éteindre. La tension issue du pont diviseur est directement appliquée sur la base du transistor Q1.

La cellule photorésistante présente dans ce cas une résistivité ohmique faible, de quelques centaines d'ohms à quelques milliers d'ohms. On peut donc dire que la tension présente au point nodal R1 / LDR1 est faible, et ce quel que soit la position du potentiomètre RV1, puisque la valeur totale  $R1 + RV1$  est dans tous les cas d'au moins 180 Kohms. Disons pour fixer les choses, que la tension en ce point peut être de quelques mV. Dans ces conditions, il circule dans la base de Q1 un courant très faible, bien trop faible pour rendre conducteur sa jonction émetteur-collecteur. Ce transistor Q1 étant bloqué, Q2 voit sur sa base une tension positive ramenée par la résistance R2, et se met à conduire. Ce faisant, il bloque le transistor Q3. La lampe L1 est éteinte.

Dans ces conditions, la cellule photorésistante présente une résistivité ohmique très élevée, supérieure à 1Mohms. Cette fois, la tension présente au point nodal R1/LDR1 est suffisamment élevée pour provoquer un courant de base dans Q1, courant suffisant pour provoquer sa saturation. Q1 étant saturé, le transistor Q2 ne reçoit plus sur sa base une tension suffisante, puisque cette jonction de base se retrouve "plus" reliée à la masse que vers le pôle positif de l'alimentation (la valeur de R4 est bien plus faible que celle de R2), alors Q2 se bloque. Q2 étant bloqué, la base de Q3 reçoit une tension suffisante, au travers des résistances R3 et R5, pour le rendre conducteur. La lampe L1 s'allume.

Il est possible de faire fonctionner ce montage avec une tension d'alimentation de 5 V au lieu de 12 V, le montage suivant est identique au premier hormis la valeur de quelques résistances.

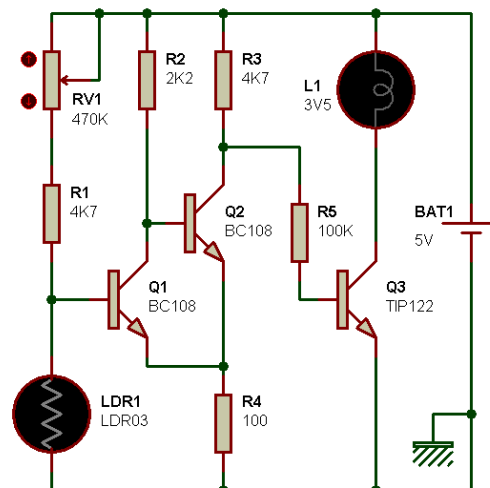


Figure II.5: Détection de variation d'éclairement avec variation de résistances [14].

Pour faire plus simple, on peut se contenter de deux transistors, voire d'un seul, comme le montre le schéma suivant.

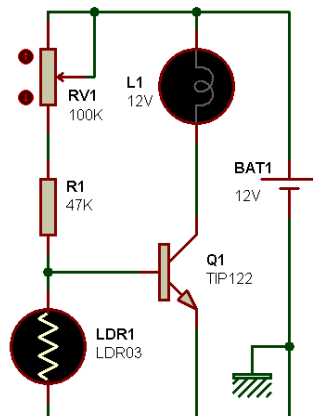


Figure II.6: Détection de variation d'éclairement simple [14].



## Chapitre 3 : Photodiode

### III.1. Définition

Une photodiode est un dispositif qui permet de convertir la lumière en courant électrique. Fabriquée en matériau semi-conducteur et contenant une jonction p-n, elle est conçue pour fonctionner en polarisation inverse. Un courant est produit dans la photodiode lorsque des photons sont absorbés et un courant faible est également produit lorsqu'il n'y a pas de lumière. Avec l'augmentation de la surface, les photodiodes ont des temps de réponse plus lents. La technologie des photodiodes a été utilisée avec succès et à grande échelle en raison de sa structure robuste, simple et peu coûteuse [15].

### III.2. Principe de fonctionnement

Le courant inverse d'une jonction pn est fonction d'une part des densités de porteurs minoritaires dans les régions neutres 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 neutres et la génération de paires électrons-trous dans la zone de charge d'espace (figure III.1).

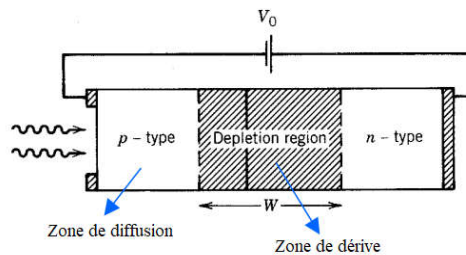


Figure III.1 : Structure de base d'une photodiode [15].

Ces porteurs donnent naissance à un photocourant de génération. Ces différentes contributions s'ajoutent pour créer un photocourant résultant  $I_{ph}$  qui contribue au courant inverse de la diode [15] :

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

Dans l'obscurité, la diode est polarisée en inverse par une tension négative  $V_0$ . Dans la mesure où  $-V_0 \gg kT/e$ , l'expression précédente s'écrit :

$$I = -(I_s + I_{ph}) \quad \text{III.2}$$

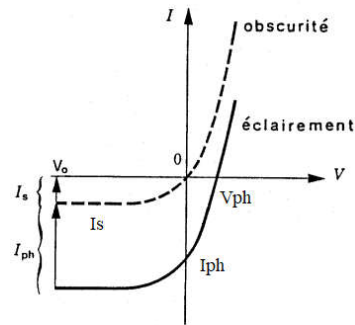


Figure III.2 : Caractéristique I-V d'une photodiode [16].

Dans la pratique,  $I_s$  est très inférieur à  $I_{ph}$  de sorte que le courant mesuré est égal au photocourant et par suite proportionnel au rayonnement incident [16].

### III.3. Circuit équivalent

Tous les modèles de photodiode ne sont pas exactement les mêmes, mais quatre éléments apparaissent systématiquement: une source de courant, un condensateur parallèle, une résistance parallèle et une résistance série, en plus d'une jonction pn normale représentée par le symbole de la diode.

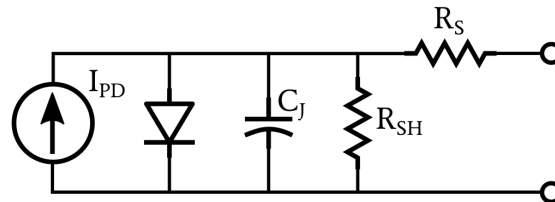


Figure III.3 : Circuit équivalent d'une photodiode [17].

#### a) Photocourant

La source de courant idéale ( $I_{PD}$ ) représente le photocourant, c'est-à-dire le courant généré par la diode en réponse à la lumière incidente. Il est à noter que la direction du photocourant correspond au courant qui circule de la cathode de la diode vers son anode. Ceci nous rappelle que les photodiodes sont utilisées avec une polarisation nulle ou inverse, et que le courant qu'elles produisent circule dans la direction opposée à celle que nous attendons des diodes normales à polarisation directe.

Comme mentionné dans la section précédente, nous utilisons la réactivité pour quantifier la relation entre la puissance de la lumière incidente et le photocourant. La

réactivité d'une photodiode au silicium typique varie d'environ 0,08 ampère par watt (A/W) pour un DME de 400 nm à 0,48 A/W pour un DME de 700 nm.

### b) Capacité de jonction

Le condensateur parallèle (de capacité  $C_J$ ) représente la capacité de jonction de la diode, c'est-à-dire la capacité associée à la région de déplétion de la jonction pn. La capacité de jonction est un paramètre important, car elle influence fortement la réponse en fréquence de la photodiode. Une capacité de jonction plus faible permet un meilleur fonctionnement à haute fréquence.

Il existe des modèles de photodiodes dans lesquels  $C_J$  est un condensateur variable. Bien que cette représentation semble être moins courante, ce n'est pas du tout une mauvaise idée, car elle nous rappelle que la capacité de jonction dépend de la tension de polarisation. Nous pouvons délibérément concevoir un système de photodiodes pour une bande passante plus élevée en augmentant la tension de polarisation inverse [18].

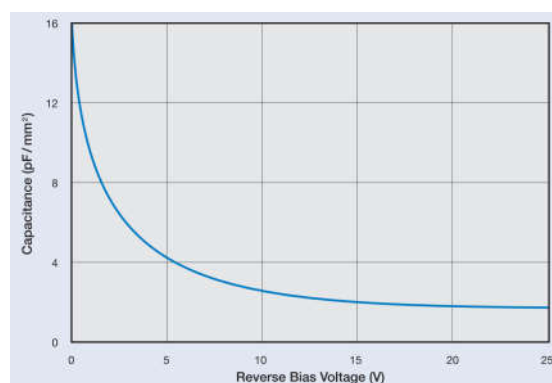


Figure III.4: Caractéristique C-V d'une photodiode [18].

### c) Résistance en parallèle

La résistance en parallèle avec la photodiode est appelée la résistance shunt ( $R_{SH}$ ). Comme pour les sources de courant en général, le fonctionnement idéal est atteint lorsque la  $R_{SH}$  est infinie. Avec une résistance shunt infinie (ou, dans la réalité, extrêmement élevée), une source de courant fournit tout son courant à la charge, et le rapport courant-tension est entièrement déterminé par la résistance de la charge. Au fur et à mesure que la résistance shunt s'approche de la valeur de la résistance de charge, elle commence à influencer plus sensiblement le rapport courant-tension.

Avec de nombreuses photodiodes, la résistance shunt est si élevée qu'elle n'influence pas sérieusement les performances globales dans les applications typiques. Pour les photodiodes au silicium, la RSH atteint des dizaines, des centaines, voire des milliers de mégaohms, et l'arséniure d'indium et de gallium peut également présenter une résistance shunt extrêmement élevée. Avec le germanium, cependant, il faut être plus prudent, car la RSH se situe généralement dans la gamme des kiloohms, et peut-être même dans la gamme des kiloohms bas. Notons aussi que la résistance shunt influence également les performances en matière de bruit. En effet, plus la RSH diminue, plus le bruit de Johnson d'une photodiode augmente [19].

#### **d) Résistance en série**

Une photodiode possède des contacts, des liaisons filaires et un matériau semi-conducteur qui contribuent à la résistance série (RS). Cette résistance a tendance à être assez faible, de l'ordre de plusieurs ohms ou de quelques dizaines d'ohms, bien que des valeurs plus élevées soient possibles.

Il est à noter que la résistance série n'est généralement pas un problème majeur dans la conception des systèmes de photodiodes. Cependant, une résistance série excessive peut réduire la linéarité : Le photocourant qui traverse la RS crée une chute de tension qui commence à polariser dans le sens direct une photodiode qui fonctionne dans une configuration à polarisation nulle (voir le schéma ci-dessous). Une diode polarisée dans le sens direct a une relation courant-tension exponentielle. Par conséquent, l'augmentation de la tension aux bornes de RS réduit le photocourant qui atteint la charge, car une partie du photocourant est déviée vers la masse par la diode elle-même, et cette déviation du courant se produit de manière non linéaire [19].

### **III.4. Réponse spectrale**

La réponse spectrale d'un photodétecteur est la plage de longueurs d'onde ou de fréquences optiques dans laquelle le détecteur a une réactivité significative. Il n'y a pas de critère universellement défini pour la réactivité minimale; elle peut, par exemple, être considérée comme un dixième de la réactivité maximale, ou même beaucoup moins. Dans d'autres cas, une baisse d'au plus 50% peut être acceptable pour une application. En raison de cette incertitude, les spécifications données peuvent varier même pour le même dispositif.

Notons que la plage spectrale indiquée pour un wattmètre optique, par exemple, peut être plus petite que la réponse spectrale: il peut y avoir des régions de longueur d'onde où le détecteur réagit, mais pas avec une réponse calibrée [19].

### III.5. Paramètres d'une photodiode

Afin de déterminer les paramètres d'une photodiode on prend le cas d'une photodiode qui mesure un flux lumineux variable,  $\Phi(t)=\Phi_0+\Phi_1\sin(\omega t)$ , avec une fréquence maximale de  $f_{\max}=100\text{kHz}$  et une amplitude maximale  $\Phi_{1\max}=0.1\text{mW}$ . La valeur maximale de la composante continue du flux est estimée à  $\Phi_{0\max}=1\text{mW}$ .

Selon le schéma équivalent de la photodiode (figure III.5), la sensibilité statique est  $K=I/\Phi=0.35\text{A/W}$  et sa capacité est  $C_L=80\text{pF}$ .

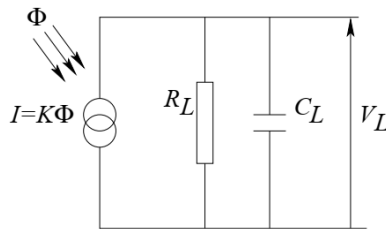


Figure III.5: Schéma équivalent de la photodiode [20].

Q 1 : La photodiode est un capteur passif ou actif ?

R 1 : C'est un capteur actif basé sur la transformation de l'énergie lumineuse en énergie électrique, suite à la génération d'un courant électrique à l'intérieur de la jonction PN.

Q 2 : Déterminer la fonction de transfert  $S(f) = V_L / \phi$

R 2 : On a  $R_C = 1/j\omega C_L$ , et la résistance totale:  $R = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2}$

$$\text{Donc: } V_L = I \frac{R_L / j\omega C_L}{R_L + 1 / j\omega C_L} = K\phi \frac{R_L}{1 + j\omega R_L C_L}$$

Avec :  $\omega = 2\pi f$

Ce qui résult:  $S(f) = \frac{V_L}{\phi} = \frac{KR_L}{1 + j2\pi fR_L C_L}$

Q 3 : Déterminer le gain maximal du circuit et la fréquence de coupure en fonction de K, RL et CL.

R 3 : Le gain est :  $G(f) = |S(f)| = \frac{KR_L}{\sqrt{1 + (2\pi fR_L C_L)^2}}$

lorsque  $f=0$  le gain est maximal:  $G_{\max} = KR_L$

on rappelle que la fréquence de coupure correspond à une baisse du gain d'un facteur  $\sqrt{2}$

par rapport à sa valeur maximale:  $G(f_c) = \frac{G_{\max}}{\sqrt{2}} = \frac{KR_L}{\sqrt{2}} = \frac{KR_L}{\sqrt{1 + (2\pi f_c R_L C_L)^2}}$

D'où :  $f_c = \frac{1}{2\pi R_L C_L}$

Q 4 : Quelle doit être la valeur de la résistance RL pour obtenir une fréquence de coupure du capteur qui soit 2 fois la fréquence maximale du signal utile ?

Pour :  $f'_c = 2f_{\max} = 200\text{kHz}$

$$R_L = \frac{1}{2\pi f_c C_L} = \frac{1}{2\pi 200 \times 10^3 \times 80 \times 10^{-12}} \approx 10\text{k}\Omega$$

Q 5 : Avec cette valeur de résistance quelle est le gain statique du capteur? Quelle est la valeur du gain dynamique pour  $f = f_{\max}$  ?

R 5 : Le gain statique correspond à  $G(f=0)$ , donc  $G_{\text{stat}} = K.R_L = 0,35 \times 10^3 = 3500\text{V/W}$

Gain dynamique correspond à  $G(f_{\max})$  donc :

$$G_{\text{dyn}} = \frac{KR_L}{\sqrt{1 + (f_{\max} / f'_c)^2}} = \frac{KR_L}{\sqrt{1 + 1/4}} = 3500 \sqrt{\frac{4}{5}} = 3130\text{V/W}$$

**Q 6 :** Exprimer la tension  $V_L$  en fonction du flux reçu par le capteur pour un signal de  $1/10$  de la fréquence de coupure.

**R 6 :**

$$\phi = \phi_{0\max} + \phi_{1\max} \sin(2\pi ft)$$

$$V_{L0} = G_{stat} \phi_{0\max} = 3500 \times 0,001 = 3,5V$$

$$V_{L1} = G_{dyn}(20kHz)\phi_{1\max} = \frac{3500 \times 0,1 \times 10^{-3}}{\sqrt{1+(1/10)^2}} = 0,35V$$

$$V_L = 3,5V + 0,35 \sin(2\pi ft)$$

### III.6. Circuit électrique d'un Luxmètre

Une photodiode peut être comparée à une cellule solaire, lorsqu'elle reçoit de la lumière, elle délivre un courant électrique. Afin de mesurer le courant, une solution consiste en la conversion du courant en tension [21].

Le circuit comporte un amplificateur opérationnel (IC1) dont les entrées  $E_-$  (2) et  $E_+$  (3) sont au même potentiel, la photodiode est donc en court-circuit. Le courant photovoltaïque généré en fonction de l'éclairement circule à travers la résistance R. Avec la tension de sortie de ce montage :  $U_S = R.I$ , Or l'intensité du courant est proportionnelle à l'éclairement, donc la tension de sortie est de la forme :  $U_S = k \times \text{éclairement}$

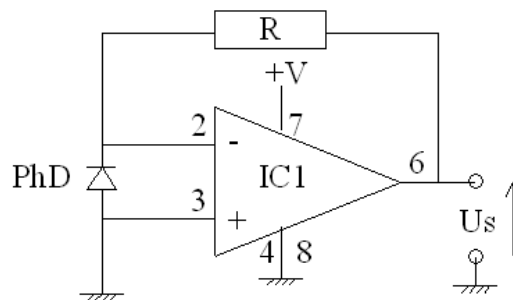


Figure III.6: Montage détecteur de lumière à base d'amplificateur [21].

### III.7. Photodiode PIN

Afin d'augmenter la composante de dérive du courant par rapport à la composante de diffusion, on peut augmenter simplement la longueur de la zone de dérive  $W$ . Ceci peut être fait par l'introduction d'une couche de semi-conducteur intrinsèque entre les régions de type  $p$

et  $n$  (figure II.10). Avec une plus grande région de courant de dérive, la photodiode aura un meilleur rendement et la distorsion des signaux due au courant de diffusion se trouvera diminuée. De plus, si  $W$  est plus grande, la capacité de la jonction est diminuée ce qui a pour avantage de donner au dispositif de mesure une dynamique plus rapide puisque celle-ci est conditionnée par la constante de temps  $RC$  du circuit équivalent. Cette configuration s'appelle la photodiode  $p-i-n$  (ou PIN) [22].

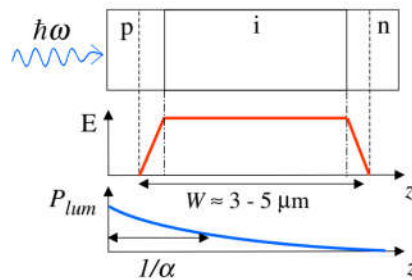


Figure III.7: la structure de la photodiode  $p-i-n$  [22].

En considérant une longueur typique de 3 à 5 microns pour la zone de dérive, on arrive à des temps de réponse de l'ordre de 30 à 50 picosecondes, ce qui correspond à des bandes passantes limites de l'ordre de 20 GHz.

$$\begin{cases} W \approx 3 \sim 5 \mu\text{m} \\ v_s \approx 10^7 \text{ cm/s} \end{cases} \Rightarrow \tau_{tr} \approx 30 \sim 50 \text{ ps} \Rightarrow \Delta f \approx 3 \sim 5 \text{ GHz}$$

Pour certaines applications à la détection dans le visible et infra-rouge très proche, le silicium est choisi comme matériau. Son coefficient d'absorption étant faible (gap indirect) et la longueur de la région intrinsèque doit être plus grande. La photodiode sera donc plus lente mais de capacité moindre.

Pour augmenter la sensibilité  $R$  de la photodiode (ce qui en télécom optique a un intérêt immédiat puisque cela conduit à un plus grand espacement des répéteurs), on ajoute entre les zone  $i$  et  $n$  une couche  $p$  légèrement moins dopée de façon à créer une zone de champ de dérive plus élevé [22]. Les électrons qui arrivent dans cette zone sont accélérés au point de pouvoir envoyer, par collision, un électron de valence dans la bande de conduction. C'est le processus d'ionisation d'impact. Ce processus conduit à une multiplication du nombre de



porteurs et donc à une augmentation de la sensibilité. Des facteurs d'amplification de l'ordre de 10 à 100 peuvent être obtenus.

### III.8. Photodiode à avalanche

Lorsque la polarisation inverse de la photodiode est voisine de la tension de claquage, les photoporteurs créés dans la zone de charge d'espace sont multipliés par effet d'avalanche. On obtient ainsi une multiplication interne du photocourant, 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. Les photodiodes à avalanche sont utilisées dans les systèmes de télécommunication par fibres optiques.

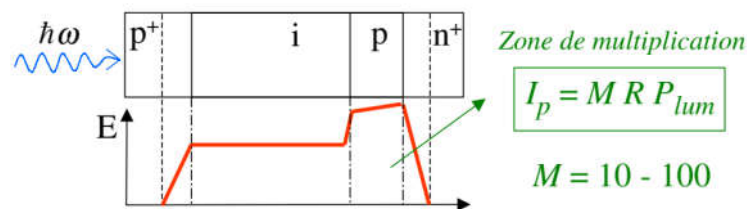


Figure III.8: Photodiode à avalanche [23].

### III.9. Photodiode Schottky

Une photodiode Schottky est constituée d'un substrat de silicium de type n, sur lequel est déposée une couche mince métallique, généralement de l'or. On réalise ainsi une barrière de Schottky. Lorsque le rayonnement crée des paires électron-trou dans la zone de charge d'espace du semi-conducteur [23], la diode est le siège d'un photocourant de génération analogue à celui de la photodiode à jonction pn.

L'avantage de la photodiode Schottky réside dans le fait que la couche métallique, si elle est suffisamment mince, est transparente au rayonnement dans le domaine du proche ultraviolet.

## Chapitre 4 Photopile

### IV.1. Définition

La photopile, ou cellule solaire, n'est autre qu'une photodiode qui fonctionne sans polarisation extérieure et débite son photocourant dans une charge. Sous éclairement, la caractéristique  $I(V)$  de la diode ne passe plus par l'origine des coordonnées. Il existe une région dans laquelle le produit  $V.I$  est négatif, la diode fournit de l'énergie. Si on se limite à cette région active et si on compte positivement le courant inverse, on aura la courbe de la figure IV.1.

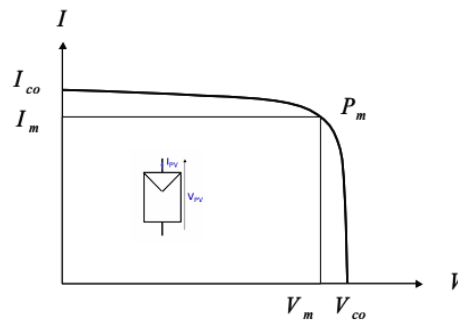


Figure IV.1: Courbe d'une cellule solaire [24].

### IV.2. Principe fonctionnement

Le courant électromoteur de la photopile est le courant de court-circuit, sa force électromotrice est la tension de circuit ouvert. Le courant débité par la photopile est donné par l'expression :

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

Le courant de court-circuit, correspondant à  $V=0$ , est donné par :

$$I_{cc} = I_{ph} \quad \text{IV.2}$$

Quant à la tension du circuit ouvert, correspondant à  $I=0$ , est donné par l'expression :

$$V_{co} = \frac{kT}{e} \ln(I_{ph} / I_s + 1) \quad \text{IV.3}$$

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

$$P = VI = V(I_{ph} - I_s(e^{eV/kT} - 1)) \quad \text{IV.4}$$

Cette puissance est maximum au point  $P_m$ , défini par  $dP/dV=0$ , soit :

$$I_{ph} - I_s(e^{eV/kT} - 1) - I_s \frac{eV}{kT} e^{eV/kT} = 0 \quad \text{IV.5}$$

La tension  $V_m$  et le courant  $I_m$  au point  $P_m$  sont donnés par :

$$\left(1 + \frac{eV_m}{kT}\right)e^{eV_m/kT} = 1 + \frac{I_{ph}}{I_s} \quad \text{IV.6}$$

$$I_m = I_s \frac{eV_m}{kT} e^{eV_m/kT} \quad \text{IV.7}$$

La puissance débitée est alors donnée par le produit  $V_m I_m$  qui s'écrit :

$$P_m = V_m \cdot I_m = FF \cdot V_{co} \cdot I_{cc} \quad \text{IV.8}$$

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

### IV.3. Schéma électrique équivalent de la photopile

Les modèles de circuits équivalents définissent l'ensemble de la courbe  $I-V$  d'une cellule, d'un module ou d'une matrice comme une fonction continue pour un ensemble donné de conditions de fonctionnement. Un modèle de circuit équivalent de base couramment utilisé est le modèle à diode unique, qui est dérivé de principes physiques et représenté par le circuit suivant pour une photopile unique :

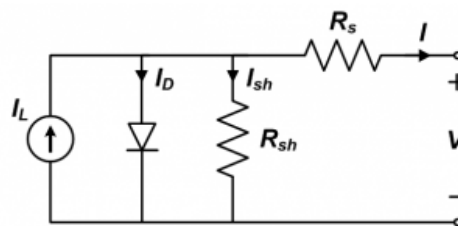


Figure IV.2: schéma électrique d'une cellule solaire [25].

L'équation directrice de ce circuit équivalent est formulée en utilisant la loi du courant de Kirchhoff pour le courant  $I$  :

$$I = I_L - I_D - I_{sh} \quad \text{IV.9}$$

Où :

$I_L$  : représente le courant généré par la lumière dans la cellule ;

$I_D$  : représente le courant dépendant de la tension perdue par recombinaison ;

$I_{sh}$  : représente le courant perdu en raison des résistances de shunt.

Dans ce modèle à diode unique,  $I_D$  est modélisé à l'aide de l'équation de Shockley pour une diode idéale :

$$I_D = I_0 \left[ \exp\left(\frac{V + IR_s}{nV_T}\right) - 1 \right] \quad \text{IV.10}$$

Où :

$n$  : est le facteur d'idéalité de la diode (sans unité, généralement entre 1 et 2 pour une photopile à jonction unique) ;

$I_0$  : est le courant de saturation ;

$V_T$  : est la tension thermique donnée par  $V_T = kT/q$  où  $k$  est la constante de Boltzmann et  $q$  est la charge élémentaire.

En écrivant le courant shunt sous la forme :

$$I_{sh} = (V + IR_s) / R_{sh} \quad \text{IV.11}$$

et en combinant cette équation avec les précédentes, on obtient l'équation directrice complète pour le modèle à diode unique :

$$I = I_L - I_0 \left[ \exp\left(\frac{V + IR_s}{nV_T}\right) - 1 \right] - \left( \frac{V + IR_s}{R_{sh}} \right) \quad \text{IV.12}$$

#### IV.4. Réponse spectrale

La réponse spectrale est conceptuellement similaire à l'efficacité quantique. L'efficacité quantique donne le nombre d'électrons produits par la photopile par rapport au nombre de photons incidents sur le dispositif, tandis que la réponse spectrale est le rapport entre le courant généré par la photopile et la puissance incidente sur la cellule solaire. Une courbe de réponse spectrale est présentée ci-dessous [25].

La figure IV.3 représente la réponse spectrale d'une photopile au silicium sous verre. Aux courtes longueurs d'onde inférieures à 400 nm, le verre absorbe la majeure partie de la lumière et la réponse de la photopile est très faible. Aux longueurs d'onde intermédiaires, la photopile se rapproche de l'idéal. Aux grandes longueurs d'onde, la réponse retombe à zéro.

Le silicium étant un semi-conducteur à bande interdite indirecte, il n'y a pas de coupure nette à la longueur d'onde correspondant à la bande interdite ( $E_g = 1,12 \text{ eV}$ ).

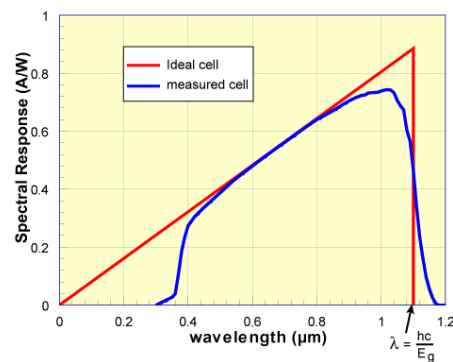


Figure IV.3: Réponse spectrale [26].

La réponse spectrale idéale est limitée aux grandes longueurs d'onde par l'incapacité du semi-conducteur à absorber les photons dont l'énergie est inférieure à la bande interdite. Cette limite est la même que celle rencontrée dans les courbes d'efficacité quantique. Cependant, contrairement à la forme carrée des courbes d'EQ, la réponse spectrale diminue aux petites longueurs d'onde des photons. À ces longueurs d'onde, chaque photon a une grande énergie, et donc le rapport entre les photons et la puissance est réduit. Toute énergie supérieure à l'énergie de la bande interdite n'est pas utilisée par la photopile et sert plutôt à la chauffer. L'incapacité d'utiliser pleinement l'énergie incidente à des énergies élevées et l'incapacité d'absorber les basses énergies de la lumière représentent une perte de puissance significative dans les photopiles constituées d'une seule jonction p-n.

La réponse spectrale est importante, car c'est elle qui est mesurée à partir d'une photopile et qui permet de calculer le rendement quantique. Le rendement quantique peut être déterminé à partir de la réponse spectrale en remplaçant la puissance de la lumière à une longueur d'onde particulière par le flux de photons pour cette longueur d'onde. On obtient ainsi [26]:

$$SR = \frac{q\lambda}{hc} QE \quad \text{IV.13}$$

#### IV.5. Exemple d'application de la photopile

Le montage est basé autour d'un panneau solaire. Ce panneau doit délivrer une tension approchant 3.6V. C'est l'unique condition. Il faut donc en associer plusieurs en série pour que

la tension créée soit le plus près possible de 3.6V. En série, les tensions s'ajoutent et le courant traversant le circuit est identique en tout point. Tandis qu'en parallèle, les tensions sont identiques mais les courants s'ajoutent aux nœuds de jonctions. Pour rendre le chargeur opérationnel, il faut effectuer un petit réglage. C'est le rôle du potentiomètre  $R_{V1}$ . On considère une batterie de 1.5V chargée lorsque la tension à ses bornes atteint 1.44V. Le but de la manœuvre est de déterminer le point de basculement entre la charge et la coupure de charge.

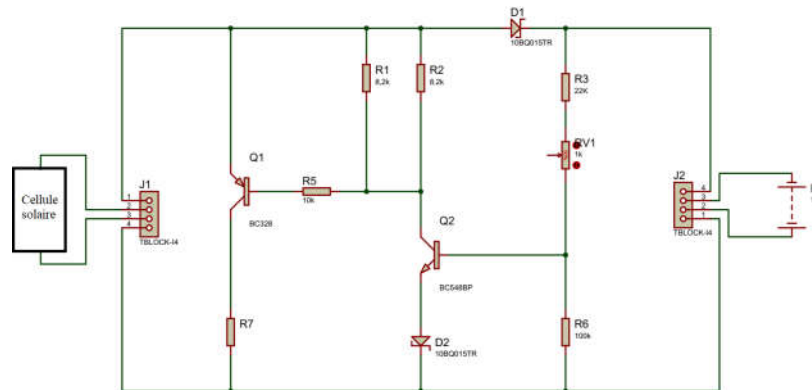


Figure IV.4: Schéma Électrique d'un Chargeur de Batterie Solaire [27].

## Chapitre 5 : Phototransistor

### V.1. Définition

Le phototransistor est un dispositif semi-conducteur capable de détecter les niveaux de lumière et de modifier le courant circulant entre l'émetteur et le collecteur en fonction du niveau de lumière qu'il reçoit [28].

Les phototransistors et les photodiodes peuvent tous deux être utilisés pour détecter la lumière, mais le phototransistor est plus sensible en raison du gain fourni par le fait qu'il s'agit d'un transistor bipolaire. Les phototransistors sont donc plus adaptés à un certain nombre d'applications.

### V.2. Description

Bien que tous les transistors bipolaires soient eux-mêmes sensibles à la lumière, ce qui explique pourquoi la plupart des transistors sont encapsulés dans des boîtiers en métal ou en plastique, les phototransistors sont une forme spécialisée de transistor bipolaire qui a été optimisée pour sa sensibilité à la lumière (fig. V.1), ce qui en fait des composants électroniques idéaux pour de nombreuses applications de détection de la lumière [28].

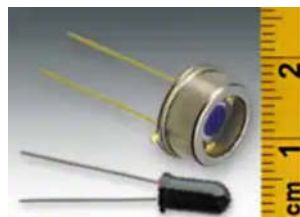


Figure V.1: Conditionnement du phototransistor [28].

### V.3. Principe de fonctionnement

Un phototransistor est un transistor bipolaire dont la base est accessible au rayonnement à détecter (figure V.2.a). Cette base est flottante de sorte que le courant de base est nul, et s'écrit en l'absence d'éclairement [29]:

$$I_b = -I_e - I_c = -(1-\alpha)I_e + I_{co} \equiv 0 \quad \text{V.1}$$

où  $I_{co}$  représente le courant de saturation de la jonction collecteur-base.

Lorsque la base est soumise à un rayonnement, les photoporteurs créent un courant de génération et le courant de base s'écrit :

$$I_b = -(1-\alpha)I_e + I_{co} + I_{ph} \equiv 0 \quad \text{V.2}$$

Ainsi, le courant d'émetteur, égal au courant de collecteur, s'écrit :

$$I_e = (1 + \beta)(I_{co} + I_{ph}) \approx \beta I_{ph} \quad \text{V.3}$$

Le photocourant est ainsi multiplié par le gain  $\beta$  du transistor [9]. Ce dernier est cependant faible car la base doit être assez large pour absorber un maximum de photons. La sensibilité du phototransistor ( $\sim 6 \text{ A/W}$ ), se situe entre celles de la photodiode pin ( $\sim 0,5 \text{ A/W}$ ), et de la photodiode à avalanche ( $\sim 60 \text{ A/W}$ ). Cependant, ce dispositif admet des inconvénients tel que sa linéarité, sa thermosensibilité et surtout sa constante de temps qui est très élevée ( $\sim 10\text{-}5\text{s}$ ).

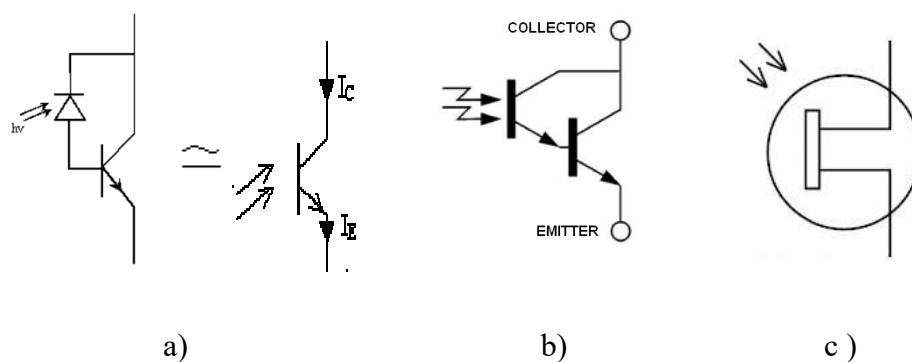


Figure V.2: Phototransistor : a) bipolaire, b) Darlington, c) TEC.

On trouve d'autres variantes du phototransistor comme le photo-Darlington (figure V.2.b). C'est en fait un Darlington rendu photosensible par exposition de la lumière d'une partie de sa structure. Cette structure permet d'avoir un gain de l'ordre de  $10^4$ , supérieur à celui du phototransistor, mais les mêmes inconvénients subsistent [29].

Le photo-TEC (figure V.2.c) est une autre variante et qui est constitué par un phototransistor à effet de champ. La lumière arrive sur la jonction grille canal du dispositif. Le courant d'origine photoélectrique augmente le courant de fuite et influence la différence de potentiel entre la grille et la source. La particularité de ce phototransistor est que la sensibilité lumineuse est réglable électriquement sur une large gamme sans perte de linéarité. Il se distingue aussi par une sensibilité plus élevée à basse fréquence ainsi que le bruit qui est moins élevé.

#### V.4. Réponse spectrale



La sortie d'un phototransistor dépend de la longueur d'onde de la lumière incidente. Ces dispositifs répondent à la lumière sur une large gamme de longueurs d'onde allant de l'UV proche, en passant par le visible et jusqu'à la partie proche de l'IR du spectre. À moins que des filtres optiques ne soient utilisés, la réponse spectrale maximale se situe dans le proche IR à environ 840 nm. La réponse maximale se situe à une longueur d'onde un peu plus courte que celle d'une photodiode typique. Cela s'explique par le fait que les jonctions diffusées d'un phototransistor sont formées dans des tranches de silicium épitaxiées plutôt que cristallisées.

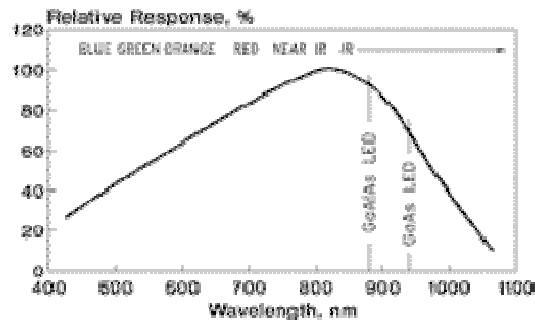


Figure V.3: Phototransistors associés aux LED IR en GaAs (940 nm) et en GaAlAs (880 nm) [30].

Afin d'améliorer l'efficacité de coupage optique, des LED IR sont associés aux phototransistors, qui peuvent répondre aux sources de lumière fluorescente ou incandescente (fig. V.3).

### V.5. Sensibilité

Pour un niveau d'éclairage donné de la source lumineuse, la sortie d'un phototransistor est définie par la surface de la jonction collecteur-base exposée et le gain de courant continu du transistor. La jonction collecteur-base du phototransistor fonctionne comme une photodiode générant un photocourant qui est alimenté dans la base de la section du transistor. Ainsi, comme dans le cas d'une photodiode, le fait de doubler la taille de la région de base double la quantité de photocourant de base généré. Ce photocourant ( $I_P$ ) est ensuite amplifié par le gain de courant continu du transistor. Dans le cas où aucun courant de commande de base externe n'est appliqué [30]:

$$I_C = h_{FE} (I_P) \quad \text{V.4}$$

Où :

$I_C$  : courant du collecteur ;

$h_{FE}$  : gain en courant DC ;

$I_P$  : photocourant.

Comme c'est le cas pour les transistors de signal, le  $h_{FE}$  n'est pas une constante mais varie en fonction de la commande de base, de la tension de polarisation et de la température. À faible niveau de lumière, le gain est faible au départ, mais il augmente avec la lumière (ou la commande de base) jusqu'à atteindre un pic. Lorsque le niveau de lumière augmente encore, le gain du phototransistor commence à diminuer [31].

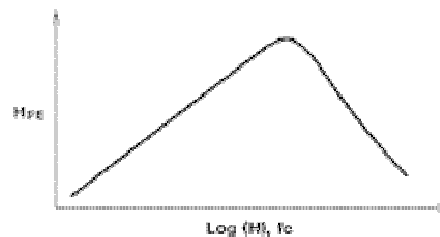


Figure V.4: Gain du transistor en fonction de l'intensité lumineuse [31].

Il est à noter que  $h_{FE}$  augmentera également avec des valeurs croissantes de  $V_{CE}$ . Les caractéristiques courant-tension d'un transistor typique illustrent cet effet.

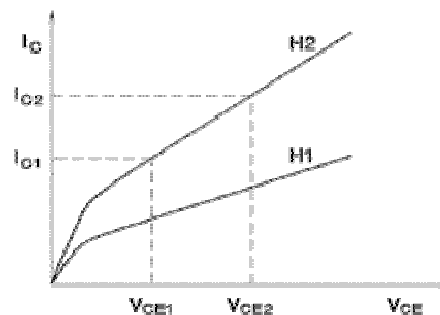


Figure V.5: Courbes de courant en fonction de la tension [31].

Pour une commande de base constante, la courbe de la fig. (V.5) montre une pente positive avec une tension croissante. Il est clair que le gain de courant à la tension collecteur-émetteur  $V_{CE2}$  est supérieur au gain de courant à  $V_{CE1}$ . Le gain de courant augmente également avec l'augmentation de la température.

## V.6. Exemple d'application du phototransistor

Les phototransistors sont utilisés dans de nombreuses applications. Un circuit de relais actionné par la lumière est illustré dans la figure V.6.(a) ci-dessous. Le phototransistor Q1 commande le BJT Q2. Lorsque la lumière incidente sur Q1 est suffisante, le transistor Q2 est amené à saturation et le courant de collecteur passant par la bobine du relais active ce dernier.

La diode aux bornes de la bobine du relais empêche, par son action de limitation, un grand transitoire de tension de se produire au collecteur de Q2 lorsque le transistor s'éteint.

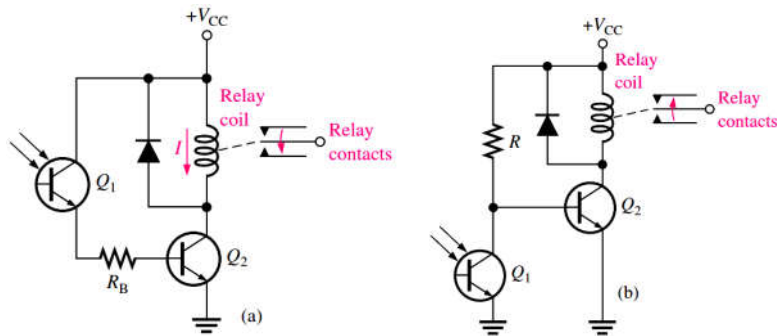


Figure V.6: Commande d'un relais à base du phototransistor : a) activation de la lumière, b) désactivation de la lumière [32].

La figure V.6.(b) ci-dessus montre un circuit dans lequel un relais est désactivé par la lumière incidente sur le phototransistor. Lorsque la lumière est insuffisante, le transistor Q2 est polarisé à l'état passant, ce qui maintient le relais sous tension. Lorsque la lumière est suffisante, le phototransistor Q1 s'allume, ce qui a pour effet d'amener la base de Q2 à un niveau bas, ce qui désactive Q2 et désactive le relais.

## Chapitre 6: Diode électroluminescente (DEL)

### VI.1. Définition

Une diode électroluminescente, plus connue sous l'appellation DEL ou LED (light-emitting diode), désigne un composant optoélectronique qui permet l'émission de lumière monochromatique. Ce composant fut inventé en 1927 par Oleg Vladimirovich Lósev [33].

### VI.2. Principe de fonctionnement

La structure de base d'une diode électroluminescente, est une jonction pn polarisée dans le sens direct, dans laquelle les recombinaisons des porteurs majoritaire injectés dans la région opposée sont essentiellement radiatives. Le symbole d'une diode électroluminescente et son principe de fonctionnement sont représentés sur la figure VI.1.

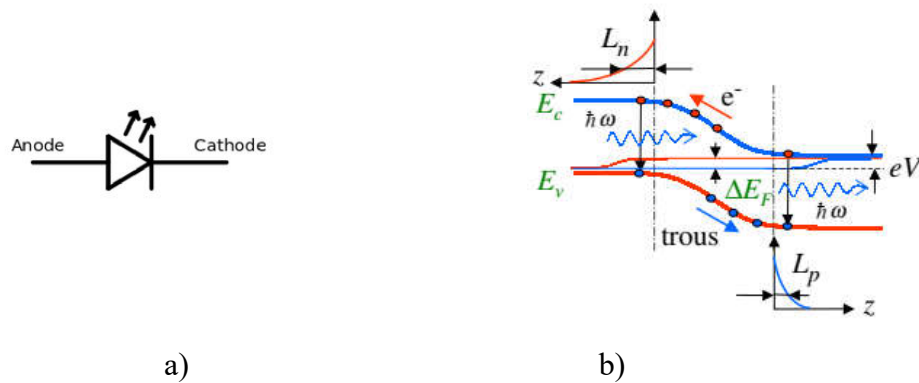


Figure VI.1: a) Symbole de la LED, b) principe de fonctionnement de la LED [34].

Les taux d'injection de porteurs minoritaires dans chacune des régions de la jonction, sont définis par:

$$\gamma_n = \frac{j_n(x_p)}{J} \quad \gamma_p = \frac{j_p(x_n)}{J} \quad \text{VI.1}$$

Dans la mesure où les longueurs des régions n et p sont plus importantes que les longueurs de diffusion des porteurs minoritaires, les courants  $j_n(x_p)$  et  $j_p(x_n)$  sont donnés par:

$$j_n(x_p) = \frac{en_i^2 D_n}{N_a L_n} (e^{eV/kT} - 1) \quad , \quad j_p(x_n) = \frac{en_i^2 D_p}{N_d L_p} (e^{eV/kT} - 1) \quad \text{VI.2}$$

Avec :

$$\left. \begin{aligned} L_n &= \sqrt{\tau_n D_n} \\ L_p &= \sqrt{\tau_p D_p} \\ D &= \mu \frac{k_B T}{e} \end{aligned} \right\} \quad \text{VI.3}$$

Le rapport des taux d'injection d'électrons et de trous s'écrit donc :

$$\frac{\gamma_n}{\gamma_p} = \frac{D_n L_p N_d}{D_p L_n N_a} = \sqrt{\frac{\mu_n \tau_p}{\mu_p \tau_n}} \frac{N_d}{N_a} \approx \sqrt{\frac{\mu_n N_d}{\mu_p N_a}} = \sqrt{\frac{\sigma_n}{\sigma_p}} \quad \text{VI.4}$$

La mobilité des électrons étant bien plus importante que celle des trous, le taux d'injection d'électrons dans la région de type p est meilleur que le taux d'injection de trous dans la région de type n. Il en résulte que la région de type p est la plus radiative. Cela explique pourquoi cette région est le côté émetteur dans la structure de la figure (VI.1). Il convient de mentionner que pour des raisons d'intensité d'émission, les régions n et p de la diode sont fortement dopées. Ces forts dopages entraînent une diminution du gap, dont on constate qu'il est plus important dans la région p que dans la région n. Cette variation de gap est propice à l'injection d'électrons plutôt que de trous [35].

Le rendement global d'une DEL est par définition :

$$\eta = \frac{\text{puiss. lumineuse}}{\text{puiss. électrique}} = \frac{\hbar \omega}{e V_a} \quad \text{VI.5}$$

En introduisant le nombre de photon créés en le multipliant au numérateur et au dénominateur, nous faisons apparaître le rendement interne qui n'est autre que le rapport du nombre de photons créés sur le nombre d'électrons passant dans la jonction. Le quotient du nombre de photons émis sur le nombre de photons créés définit le rendement optique [35].

Nous rappelons l'expression du rendement interne de luminescence pour expliquer en terme du rapport du nombre d'électrons passant sur le nombre de photons créés.

$$\eta_{\text{int}} = \frac{1}{1 + \tau_r / \tau_{nr}} \quad \text{et} \quad \frac{d\delta n}{dt} = -\frac{\delta n}{\tau_{nr}} - \frac{\delta n}{\tau_r} \quad \text{VI.6}$$

$\frac{d\delta n}{dt}$  : Nombre d'électrons passants par seconde

$\frac{\delta n}{\tau_r}$  : Nombre de photons créés par seconde

L'expression du rendement d'une DEL est donc :

$$\eta = \frac{\hbar \omega}{e V_a} \eta_{\text{opt}} \eta_{\text{int}} \quad \text{VI.7}$$

### VI.3. Spectre d'émission

La disponibilité d'une large gamme de semiconducteurs utilisés pour la fabrication des jonctions PN tel qu'il est représenté sur le tableau VI.1 et la figure VI.2, permet la production d'une multitude de photodiodes à différents longueur d'onde émises [36].

Tableau VI.1: Exemple de matériaux pour l'obtention de certaines longueurs d'onde [36]:

Matériaux	Rayonnement	Longueur d'onde
InAs	ultra-violet	315 nm
InP	infra-rouge	910 nm
GaAsP <sub>4</sub>	rouge	660 nm
GaAsP <sub>82</sub>	jaune	590 nm
GaP	vert	560 nm

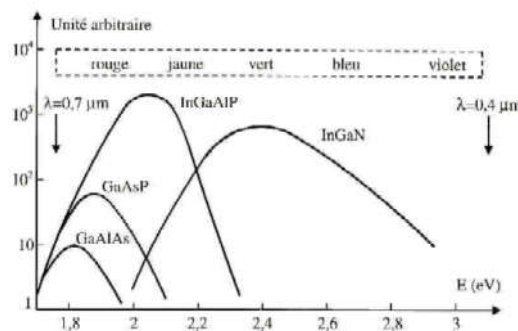


Figure VI.2: Spectre d'émission de différents alliages [36].

### VI.4. Diagramme de rayonnement

Le flux lumineux n'est pas homogène tout autour de la LED. La répartition spatiale de la puissance émise dépend de la forme de la diode LED qui est encapsulée dans un dôme de résine transparente ou translucide. Ce dôme a trois fonctions essentielles [37]:

- il protège la structure et surtout le fil de connexion ;
- il augmente le rendement optique en réduisant la discontinuité d'indice entre le semi-conducteur et l'air extérieur ;
- il conditionne la distribution spatiale du rayonnement émis.

L'encapsulation standard consiste en un cylindre terminé par un dôme hémisphérique jouant le rôle de lentille (Figure VI.3). La distribution spatiale du rayonnement émis est fonction de la hauteur du dôme par rapport à la surface active, cette répartition est définie par

le diagramme de rayonnement qui représente la répartition angulaire de l'intensité relative émise (figure VI.3), la diode est d'autant plus directive que le dôme est éloigné.



Figure VI.3: Packaging de la LED [38].

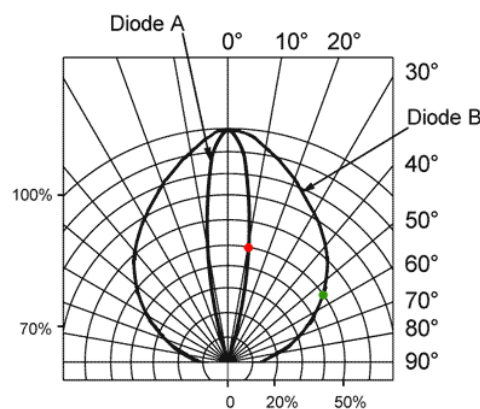


Figure VI.4: diagramme de rayonnement [38].

Sur le diagramme ci-dessus, le point rouge indique un angle de 10 degrés et le point vert un angle de 50° pour une intensité relative émise de 50%. L'intensité lumineuse de la LED est non isotrope et n'émet que dans un demi-plan. La brillance de la diode est fonction de la direction d'émission par rapport à la normale à la surface active. Cette brillance obéit sensiblement à la loi de Lambert et s'écrit [38].

$$B = B_0 \cos \alpha$$

VI.8

où  $B_0$  est la brillance dans la direction normale à la surface et  $\alpha$  l'angle d'émission par rapport à cette direction.

Un exemple de distribution spatiale du rayonnement est représenté sur la figure VI.4.

Le flux total d'énergie lumineuse émise d'une surface émettrice  $S$  homogène de la diode, est donné par :

$$\phi = S \int_{\Omega} B d\Omega \quad \text{VI.9}$$

L'angle solide  $\Omega$  sous-tendu par l'angle  $\alpha$  est donné par :

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos\alpha) \quad \text{VI.10}$$

Par conséquent:

$$d\Omega = 2\pi \sin\alpha d\alpha \quad \text{VI.11}$$

Le flux émis par la diode dans tout le demi-plan est [11]:

$$\phi_l = 2\pi S \int_0^{\pi/2} B \sin\alpha d\alpha = 2\pi S B_0 \int_0^{\pi/2} \sin\alpha \cos\alpha d\alpha = 2\pi S B_0 \int_0^1 \sin\alpha d(c \sin\alpha) \quad \text{VI.12}$$

Soit :

$$\phi_l = \pi S B_0 \quad \text{VI.13}$$

### VI.5. Circuits à DEL

Ci-dessous deux exemples de montages électroniques à base de DEL ayant pour but de découvrir son utilité.

#### Exemple 1

Le montage comparateur réagit de la façon suivante [39]:

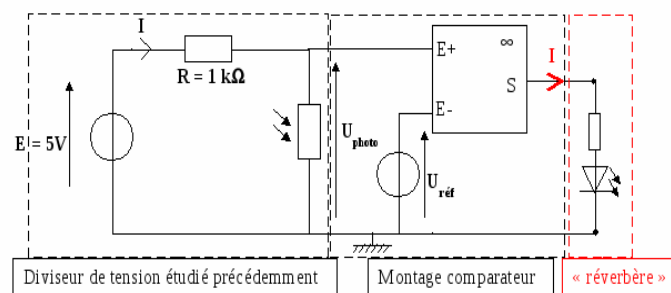


Figure VI.5: détecteur d'obscurité [39].



Si  $U_{\text{photo}} > U_{\text{réf}}$ , le courant sort de l'AO vers la masse. Dans ce cas la DEL est allumée.

Si  $U_{\text{photo}} < U_{\text{réf}}$ , le courant vient de la masse et entre à la sortie de l'AO. Mais la DEL est alors dans le sens bloquant et ne laisse pas passer le courant. Elle reste éteinte.

Or, le principe de l'allumeur de réverbère est qu'il s'allume lorsque la photorésistance est plongée dans l'obscurité et qu'il s'éteint lorsqu'elle est éclairée. Comme la tension  $U_{\text{photo}}$  diminue avec l'éclairage, on se trouve dans le cas de figure décrit ci-dessus si la tension de référence est légèrement inférieure à celle du déclenchement au niveau de la photorésistance, donc la tension à ces bornes lorsqu'elle est plongée dans l'obscurité, à savoir :  $U_{\text{photo}} \approx 5V$ .

### Exemple 2

Un circuit de commande de LED est un circuit qui peut allumer et mettre sous tension une LED. On utilise un transistor et quelques résistances pour réaliser un circuit qui, avec un courant minimal, peut produire suffisamment de courant pour piloter et allumer une LED.

La source d'alimentation fournira suffisamment de courant pour allumer la LED sans avoir besoin d'un transistor. Toutefois, supposons que le circuit fonctionne à partir de l'alimentation qui ne peut délivrer qu'un courant très faible. Ce courant peut ne pas être suffisant pour alimenter une LED. On peut aussi avoir un courant suffisant pour allumer une LED, mais on souhaite allumer plusieurs LED en parallèle. Pour chaque LED allumée en parallèle, il faut environ 15mA de courant supplémentaire par LED.

On utilise le transistor pour fournir l'amplification nécessaire à la commande de la LED. Pour alimenter la LED et le collecteur du transistor, il faut fournir une tension de 3 volts. Cette tension est nécessaire pour que le transistor fonctionne. Les transistors NPN ont toujours besoin d'une tension positive appliquée au collecteur pour fonctionner. C'est ce qu'on appelle la tension de polarisation inverse, afin que le courant dans le transistor puisse circuler de l'émetteur au collecteur.

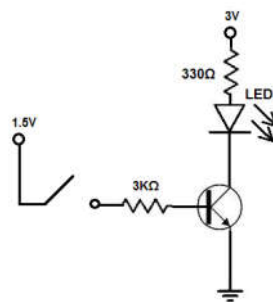


Figure VI.6: Circuit de commande d'une LED [40].

Lorsque l'interrupteur du circuit est ouvert, aucun courant ne circule vers la base du transistor. Par conséquent, le transistor ne peut pas s'allumer. Les transistors à jonction bipolaire ont besoin d'un courant à la base et d'une tension positive suffisante au collecteur afin de fournir une amplification. Ainsi, sans courant, ni le transistor ni la LED ne s'allument. Lorsque l'interrupteur est fermé, le courant de base traverse le transistor et l'allume. Le transistor fournit maintenant une amplification du courant, ce qui allume la LED.

Si la LED était simplement connectée directement à la résistance de  $10\text{ k}\Omega$ , sans transistor, elle ne produirait pas un courant suffisant pour l'alimenter. Le courant traversant la LED serait  $I=V/R= 1,5\text{V}/3\text{ k}\Omega= 0,5\text{mA}$ . Ce n'est pas suffisant pour piloter une LED. Une LED a généralement besoin d'environ  $15\text{mA}$ . Avec le transistor NPN dans le circuit, l'amplification est généralement de l'ordre de 100 à 150. Par conséquent, le courant sera amplifié par 100, soit  $0,5\text{mA} * 100= 50\text{mA}$ .  $50\text{mA}$  sont maintenant suffisants pour piloter et allumer la LED.

Le transistor permet à un circuit d'être un pilote de LED. Sans transistor, il n'y aurait pas assez de puissance pour la piloter. L'intérêt de ce circuit est que si le courant de sortie est insuffisant, on peut créer une commande, ou une amplification, afin d'avoir un courant suffisant. Les LED sont des dispositifs pilotés par le courant. Par conséquent, un circuit de commande de LED est un circuit qui fournit un courant suffisant pour les commander. Cela peut être fait avec un simple transistor, comme illustré ci-dessus.

## Chapitre 7: Diode Laser

### VII.1. Définition

Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) est un acronyme désignant l'amplification de la lumière par émission stimulée de rayonnement. Albert Einstein a découvert en 1917 que le processus d'émission stimulée devait exister, mais ce n'est qu'en 1960 que Theodore H. Maiman (Hughes Aircraft Laboratories) a réalisé pour la première fois un laser à fréquence optique dans un rubis à l'état solide. En 1962 le premier laser semiconducteur est mis au point chez General Electric [41], ouvrant la voie aux diodes lasers. Le rayonnement émis est entièrement monochromatique et produit un faisceau de lumière parfaitement directionnel.

### VII.2. Matériaux utilisés

Tous les matériaux semi-conducteurs utilisés pour fabriquer des lasers ont une bande interdite directe, ce qui fait que le premier matériau utilisé dans l'émission de rayonnement laser est l'arséniure de gallium, l'un des alliages composés III-V les plus étudiés et les plus développés, dont on peut notamment citer :  $Ga_xIn_{1-x}As_{1-y}P_y$ ,  $Ga_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y}$ , et  $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ . La figure VII.1, les alliages III-V cités précédemment sont exposés selon la bande d'énergie interdite en fonction du paramètre de maille [42].

Afin d'obtenir une structure d'hétérojonction avec un piégeage d'interface négligeable, on doit aligner étroitement le réseau entre les deux semi-conducteurs. Si on utilise le GaAs dont le réseau cristallin est de  $5,6533\text{\AA}$  comme substrat, le composé ternaire  $Al_xGa_{1-x}As$  peut présenter un déséquilibre de réseau d'environ 0,1 %. De même, avec InP ( $a = 5,8687\text{\AA}$ ) comme substrat, le composé quaternaire  $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$  présente également une correspondance de réseau presque parfaite (fig. VII.1).

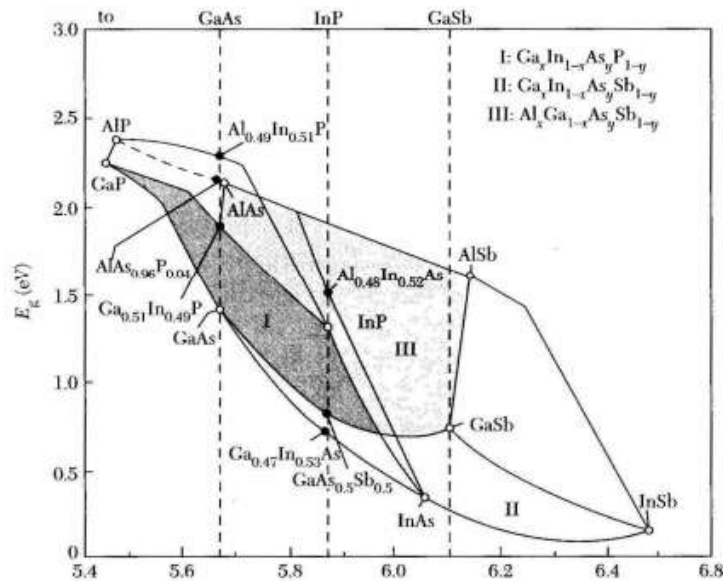


Figure VII.1: Energie de gap en fonction du paramètre de maille pour différentes familles de semiconducteurs III-V [42].

### VII.3. Principe de fonctionnement du laser

Pour réaliser un laser, il faut un milieu actif susceptible d'amplifier la lumière par émission stimulée et réaliser deux opérations [43] :

- L'inversion de population que l'on appelle aussi pompage.
- L'amplification : réalisée par émission stimulée dans un résonateur optique qui amplifie l'intensité lumineuse et sélectionne certaines fréquences.

le phénomène d'émission stimulée est basé sur la duplication d'un second photon ayant la même énergie, la même phase, la même polarisation et la même direction de propagation que le photon incident. C'est ce mécanisme, qui est à la base du fonctionnement des lasers.

Pour favoriser l'émission stimulée au détriment de l'absorption, la solution est de jouer sur les populations des niveaux [43]. Il se trouve que l'émission stimulée est d'autant plus probable que le milieu est éclairé avec un grand nombre de photons semblables. L'astuce va donc consister à éclairer fortement le milieu, un bon moyen pour cela est le confinement des photons dans une cavité [43].

Afin de faciliter la compréhension de fonctionnement du laser, la figure VII.2 est une représentation schématique à quatre niveaux.

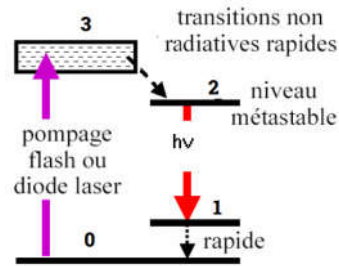


Figure VII.2: Schéma du laser à quatre niveau [44].

Pour une excitation extérieure, le système se fournit de l'état fondamental (0) vers l'état (3), après cela le niveau (3) se vide 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 [44].

Le résonateur optique (ou cavité) permet de faire passer le même photon plusieurs fois dans le matériau, ce qui augmente sa probabilité d'introduire une émission stimulée. Ce résonateur est généralement constitué de deux miroirs mis face à face à chacune des extrémités du matériau. Ceux-ci sont semi-transparent dont la fonction première est de confiner le photon à l'intérieur de la cavité et d'augmenter son parcours dans le milieu amplificateur afin d'obtenir des niveaux d'amplification considérables [45]. Le miroir de sortie permet d'extraire une partie de l'onde lumineuse de la cavité afin de pouvoir utiliser le rayonnement (fig. VII.3).

Bien entendu, la croissance est limitée par le phénomène de saturation de gain. Si l'intensité optique devient trop forte, un équilibre s'établit entre émission stimulée et absorption pour l'annulation de l'inversion de population.

Concernant la structure de la cavité, cette dernière est formée par les faces parallèles clivées du cristal se trouvant dans les plans perpendiculaires au plan de la jonction. Les deux autres faces parallèles ne sont pas clivées, au contraire elles sont rendues rugueuses de manière à minimiser leur réflectivité afin d'éviter d'avoir une deuxième direction de «lasage» car on désire avoir un rayonnement unidirectionnel [45].

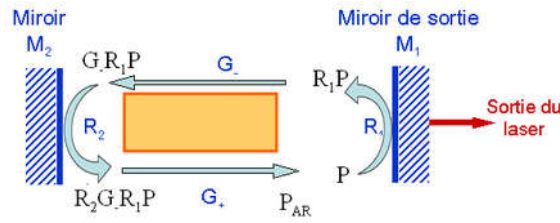


Figure VII.3: Milieu amplificateur mis en cavité : effet des miroirs et du gain [45].

Le gain effectif d'un milieu amplificateur est le rapport entre la puissance de sortie  $P_s$  sur la puissance d'entrée  $P_e$  :

$$G = \frac{P_s}{P_e} \tag{VII.1}$$

Ces deux puissances étant portées par le faisceau laser avant et après le passage du milieu amplificateur (fig. VII.4).

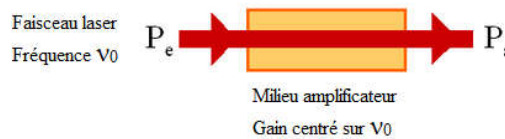


Figure VII.4: Puissances dans un milieu amplificateur [46].

On peut également définir les coefficients de réflexion des miroirs de la cavité :  $R_1$  et  $R_2$  (fig. VII.3). Ainsi, lorsque le laser fonctionne en continu, un aller et retour dans la cavité ne modifie pas la puissance portée par le faisceau laser.

En appelant  $P$  la puissance du laser juste avant le miroir  $M_1$ . La puissance après un aller et retour peut s'écrire :

$$P_{AR} = G_+ R_2 G_- R_1 P \tag{VII.2}$$

$G_+$  et  $G_-$  : les gains effectifs dans le sens de la direction du faisceau laser en sortie et le sens opposé simultanément.

Il est nécessaire de différencier les gains effectifs selon le sens de propagation de l'onde, car celui-ci dépend de la puissance incidente qui n'est pas la même dans un sens ou dans l'autre (les coefficients de réflexion sur les miroirs ont des valeurs différentes) [46].

Lorsque le laser émet en continu, on a  $P=P_{AR}$ . Le produit  $G_+G_-$  qui représente le gain sur un aller et retour doit donc vérifier :

$$G_+G_-=1/(R_1R_2) \quad \text{VII.3}$$

- Si  $G_+G_- < 1/R_1R_2$ , le laser ne peut pas osciller ;
- Si  $G_+G_- > 1/R_1R_2$ , la puissance dans la cavité augmente à chaque tour.

Supposons le nombre maximal de photons qu'il est possible de récupérer de façon stimulée par seconde soit égal à  $N$ . Le gain effectif peut s'écrire [46]:

$$G=(P_e+N)/P_e \quad \text{VII.4}$$

où  $P_e$  est la puissance juste avant le milieu amplificateur (en nombre de photons par seconde).

Si  $P_e$  augmente, le gain effectif diminue et tend vers l'unité. On appelle ce phénomène la saturation du gain. Ainsi, lorsque la puissance dans la cavité augmente de façon importante, le produit  $G_+G_-$  diminue et fini par se stabiliser à la valeur :

$$G_+G_-=1/(R_1R_2) \quad \text{VII.5}$$

#### VII.4. Modes opératoires du laser

Les modes laser sont des propriétés ondulatoires du faisceau de lumière qui évoluent pendant que le faisceau va et vient dans l'amplificateur, rebondissant entre les miroirs. Le faisceau se développe tant que le gain dans l'amplificateur dépasse les pertes dans la cavité. Le développement des modes implique une tentative, par des parties concurrentes du faisceau lumineux ayant des fréquences légèrement différentes, de faire entrer un nombre exact de leurs ondes dans la cavité optique avec la contrainte que le champ électrique oscillant du faisceau lumineux soit nul à chacun des miroirs [47].

La plupart des lasers ont un certain nombre de modes fonctionnant simultanément, sous la forme de modes longitudinaux et transversaux, qui donnent lieu à une structure fréquentielle et spatiale complexe à l'intérieur du faisceau dans ce qui pourrait autrement apparaître comme un faisceau de lumière relativement simple, en forme de crayon.

La relation entre le seuil de gain, la largeur de la courbe de gain et l'espacement des modes longitudinaux détermine si une diode fonctionne en monomode ou en multimode. Une

diode laser est classé comme "monomode longitudinal" (SLM) lorsque le seuil de gain est significativement élevé et la largeur de la courbe de gain étroite, ce qui permet à un seul mode de produire un effet laser. Inversement, une diode laser est classé " multimode longitudinal" (MLM) lorsque la courbe de gain est large et le seuil est bas, ce qui permet à de nombreux modes de produire un effet laser en même temps (fig. VII.5).

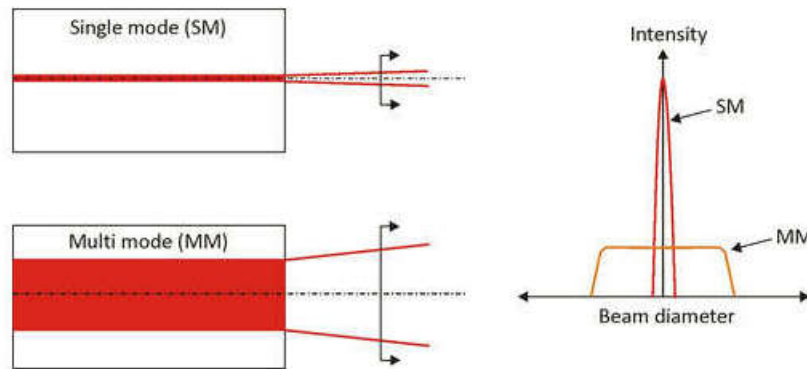


Figure VII.5: Diode laser monomode et multimode [47].

Les diodes laser multimode et monomode longitudinal ont leurs avantages et leurs inconvénients. Les diodes lasers multimodes longitudinaux sont plus simple et plus rentable à produire, avec l'avantage de générer des puissances de sortie beaucoup plus élevées, en raison du plus grand nombre de modes. En revanche, les diodes lasers monomode longitudinal ont une bande passante beaucoup plus étroite, ce qui les rend plus attrayants pour les applications qui nécessitent une connaissance précise de la longueur d'onde. Cependant, ces diodes lasers produisent une puissance beaucoup plus faible et sont plus complexes à fabriquer.

## VII.5. Différents types de laser à semiconducteur

### VII.5.1. Laser à homojonction

Ces lasers sont fabriqués à partir d'une seule jonction entre deux matériaux à bande interdite directe du même type, un de type p et un de type n. On parle d'homojonction car les deux matériaux sont du même type. La lumière est émise par la recombinaison des paires électron-trou dans la fine région active formée par la jonction des deux matériaux (la région de déplétion).

L'un des problèmes du laser à homojonction est le faible chevauchement de la petite région de gain avec le mode spatial du laser. Cependant, un problème beaucoup plus important est la densité de courant de seuil extrêmement élevée qui oblige généralement à



faire fonctionner le laser en mode pulsé à température ambiante ou en mode continu à des températures cryogéniques. En fait, il y a deux raisons principales à ce courant de seuil élevé.

La première raison peut être déterminée à partir de la densité de courant nécessaire pour générer un gain. Pour établir cette densité de porteurs dans une profondeur indépendamment des dimensions de la diode laser, une densité de courant de est nécessaire, où la profondeur de pénétration des électrons égale à la longueur de diffusion dans une homojonction et le taux de pompage nécessaire pour maintenir une inversion de population en régime permanent [48].

La seconde raison est due au fait que, en raison des importantes dimensions transversales, le faisceau laser s'étend considérablement dans les zones n et p où il est fortement absorbé ; en d'autres termes, la zone située en dehors de l'inversion introduit une forte perte d'absorption (Figure 1.6).

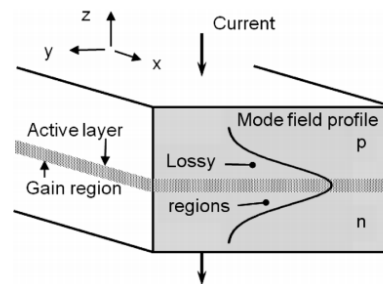


Figure VII.6: Représentation schématique du faible chevauchement entre le mode optique et la région de gain, et des pertes d'absorption élevées du faisceau laser dans un dispositif à homojonction [48].

### VII.5.2. Laser à double hétérojonction

Dans ce type de diodes laser, une couche de confinement supplémentaire d'un matériau différent est prise en sandwich entre les deux matériaux de type p et de type n. Chacune des jonctions entre différents matériaux est appelée une hétérostructure. En raison de la présence de deux hétérostructures, ce type de diode laser est appelé diode laser à double hétérostructure (DH). L'avantage de cette diode laser DH est que la région active est confinée à une couche mince qui donne une meilleure amplification optique.

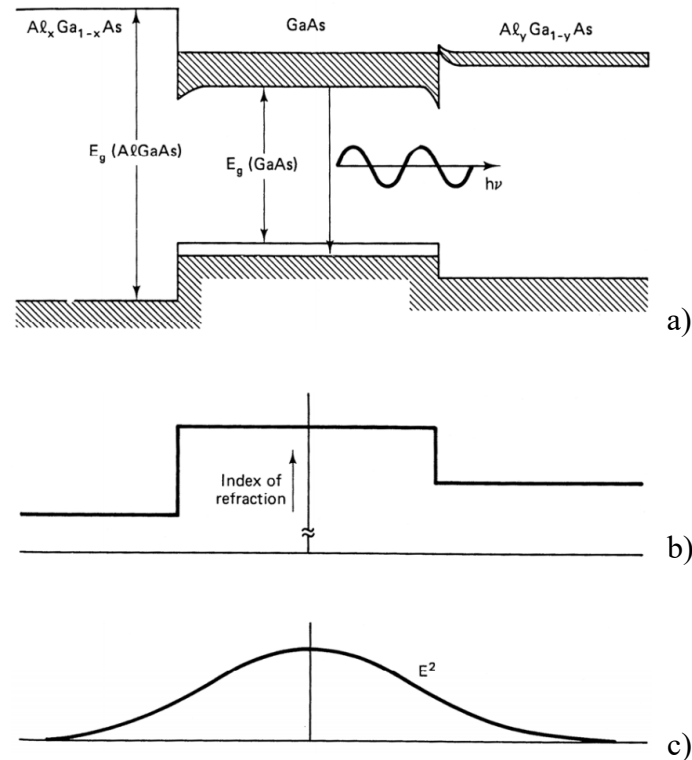


Figure VII.7: a) Diagramme de bande d'une double hétérostructure à polarisation directe, b) Indice de réfraction, c) Intensité lumineuse au voisinage de la région active [49].

Par conséquent, il existe trois avantages clés, comme le montre la figure VII.7. Premièrement, les porteurs confinés sont forcés de se recombiner dans la couche active mince à faible bande interdite pour produire un gain optique. Deuxièmement, la différence d'indice de réfraction confine le mode optique à proximité de la couche active, qui agit comme un guide d'ondes optique et permet un fort chevauchement entre le mode optique et la région de gain. Troisièmement, le confinement du mode optique réduit fortement la réabsorption du faisceau laser dans les couches de revêtement et donc les pertes optiques intrinsèques qui seraient autrement très élevées en l'absence de guidage d'indice comme dans la structure laser à homojonction [49]. Cependant, les porteurs injectés peuvent déborder de la région active dans les couches de confinement environnantes dans des conditions d'injection très élevées.

### VII.5.3. Autres types de diode laser

- La diode laser à puits quantique possède une couche intermédiaire très fine, qui agit comme un puits quantique,
- Diode laser à hétérostructure à confinement séparé, deux autres couches avec un indice de réfraction plus faible sont ajoutées aux trois couches initiales,

- Diode laser à émission de surface à cavité verticale (VCSEL), la cavité optique est placée le long de l'axe du flux de courant,
- Diode laser en cascade quantique,
- Diode laser en cascade interbande,
- Diode laser à réflecteur de Bragg distribué,
- Diode laser à rétroaction distribuée,
- Diode laser à cavité externe,
- Diode laser à émission de surface à cavité externe verticale (VCSEL).

### VII.6. Circuit de commande d'une diode Laser

Les diodes laser nécessitent des circuits de commande complexes qui impliquent des boucles de rétroaction en mesurant la puissance optique de sortie, la température, la tension et le courant d'entrée. Mais pour contrôler une diode laser utilisée dans des applications où une grande précision n'est pas nécessaire, un simple circuit d'attaque de diode laser illustré ci-dessous peut être construit en utilisant le circuit régulateur de tension LM317.

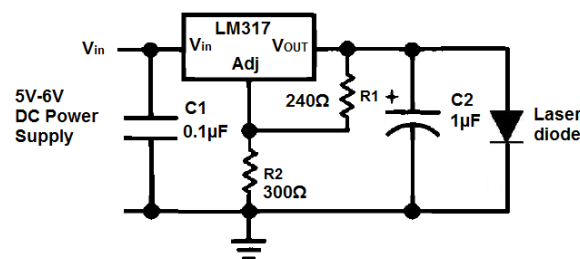


Figure VII.8: Montage électronique à base d'une diode Laser [50].

Le premier condensateur, le condensateur céramique de 0,1  $\mu\text{F}$ , sert à filtrer le bruit provenant de l'alimentation en courant continu. Le second condensateur, le 1 $\mu\text{F}$  électrolytique, sert d'équilibreur de charge pour lisser les signaux fluctuants. Les 2 résistances R1 et R2 servent à déterminer la tension de sortie du régulateur LM317. Habituellement, R1 est une résistance fixe de 240  $\Omega$ . R2 est fonction de la valeur de tension délivrée par le régulateur. Dans ce cas, avec la diode laser sélectionnée, elle a une tension de fonctionnement d'environ 2,7V. Par conséquent, le LM317 délivre une tension de sortie d'environ 2.7V. La résistance R2 est fixée pour qu'elle délivre cette tension désirée.

Puisque  $V_{\text{OUT}} = 1.25V(1 + R_2/R_1)$  et  $R_1 = 240\Omega$ , une résistance de 300 $\Omega$  pour R2 produira approximativement 2.8V. Une résistance de 300 $\Omega$  sera donc parfaite. On peut remplacer cette résistance par un potentiomètre pour faire varier la tension de la diode laser afin d'augmenter la luminosité ou de l'atténuer, comme voulu.

Afin que la diode laser s'allume, Il faut au moins 20 mA. C'est ce qu'on appelle le courant de seuil qui représente à nouveau la quantité minimale de courant nécessaire pour que la diode fonctionne. Cependant, le courant de fonctionnement est utilisé pour une quantité suffisante de puissance de sortie. Pour cette diode, le courant de fonctionnement typique est de 40 mA. Il faut donc délivrer 40 mA. Pour augmenter ou diminuer la résistance, on peut modifier la valeur de la résistance R2. Augmenter cette valeur de résistance entraîne l'augmentation du courant. Inversement, diminuer cette valeur diminue le courant. La quantité maximale de courant que la diode laser doit recevoir est spécifiée par son courant de fonctionnement maximal (qui dans le cas de cette diode est de 60 mA selon les spécifications de la fiche technique).

## Chapitre 8 : Matrices CCD Laser

### VIII.1. Introduction

Le principe d'un capteur d'images est de restituer le plus précisément la représentation d'un objet illuminé ou d'une source optique formée à sa surface par un système optique performant.

Les premières caméras ont historiquement été réalisées avec des films photographiques, puis avec des tubes comme éléments de détection, et seule la partie centrale du tube était utilisée.

Avec la venue des semi-conducteurs, les tous premiers capteurs CCD sont arrivés au cours des années 1970 et les avancées de la physique et de l'électronique du semi-conducteur (techniques de croissance, photolithographie, nano gravure, etc.) ont par ailleurs permis de proposer des procédés de fabrication de plus en plus simples et efficaces [51]. A la fin des années 1990, les capteurs CMOS ont supplanté les films photographiques ultra-rapides pour l'acquisition d'images à grande vitesse. Le développement fulgurant des années 2000 et la mise en œuvre des télécommunications à haut débit et à grande vitesse ont favorisé leur utilisation dans des domaines aussi différents que la vidéosurveillance, la visiocommunication, etc. ou simplement comme capteurs de détection de présence dans leur forme la plus élémentaire (une seule photodiode).

### VIII.2. Structure de base

La base d'un capteur CCD (Charge Coupled Device) est un condensateur MOS (Metal Oxyde Semi-conducteur) ; cette structure est issue de la succession de 3 couches polarisées (fig.VIII.1):

- Un réseau métallique et transparent d'électrodes (Grille ou Gate), de quelques microns d'épaisseur, sont réalisées en matériau fortement conducteur, en métal (aluminium),
- Une couche mince (quelques microns) isolante d'oxyde semi-conducteur( $\text{SiO}_2$ ),
- Le substrat (support) dans lequel se formera un canal où se déplaceront les charges électriques est en semi conducteur dopé P.

Toute la structure (sous une grille) agit comme un condensateur.

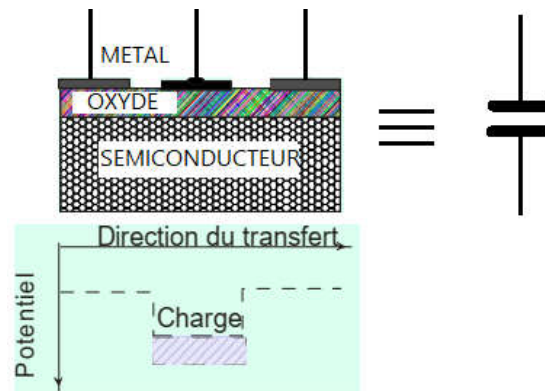


Figure VIII.1: Structure de base d'un CCD et son équivalent [52].

### VIII.2. Principe de fonctionnement

Le CCD est un dispositif intégré communément appelés matrices qui doit réaliser les fonctions suivantes :

- Création d'un paquet de charges proportionnel au signal lumineux
- Stockage de ces charges dans une capacité MOS
- Transfert de ces charges d'une capacité à la capacité adjacente
- Détection des charges à la sortie du registre
- Restitution d'un signal proportionnel à la densité de charges.

La charge est créée dans un pixel (élément d'image: c'est le plus petit morceau d'image) proportionnellement au niveau de lumière incidente.

Comme on la déjà vu précédemment le capteur CCD repose sur le condensateur MOS. Le condensateur est appelé "porte" (figure VIII.1). Si un photon, dont l'énergie dépasse l'énergie du gap, est absorbé dans la zone de déplétion, il crée une paire électron-trou. L'électron reste dans la zone d'appauvrissement tandis que le trou se dirige vers l'électrode de terre. La quantité de charge négative (électrons) qui peut être collectée est proportionnelle à la tension appliquée, à l'épaisseur de l'oxyde et à la surface de l'électrode de grille. Le nombre total d'électrons pouvant être stockés, est appelé "capacité du puits". Lorsque la longueur d'onde augmente, les photons sont absorbés à des profondeurs croissantes. Cela limite notamment la réponse aux grandes longueurs d'onde [53].

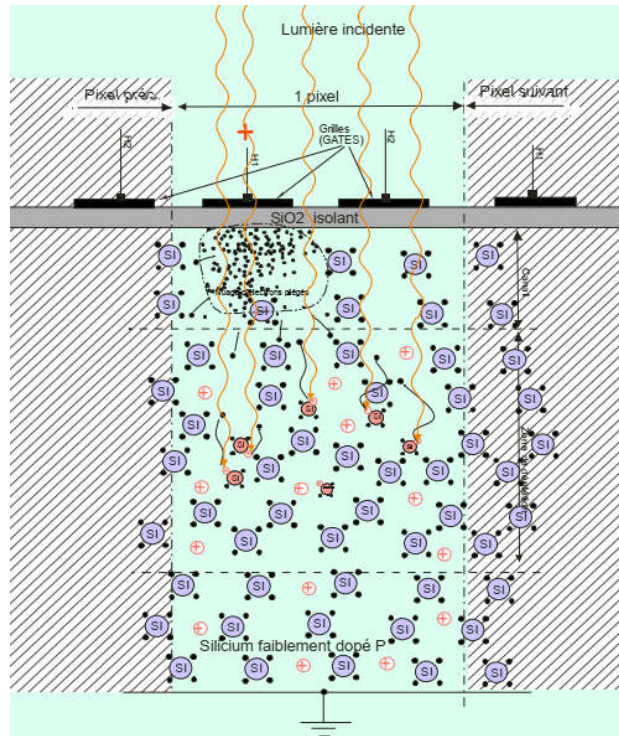


Figure VIII.2: Création de charge dans un pixel [53].

Les paquets de charges sont transférés séquentiellement de porte en porte (fig. VIII.3) jusqu'à ce qu'ils soient mesurés au niveau du nœud de détection. Dans la plupart des systèmes, la génération des charges est produite par effet photoélectrique au niveau d'une porte MOS (également appelée "photogate").

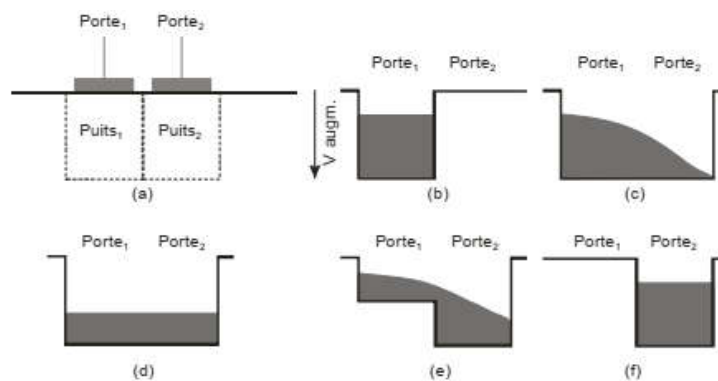


Figure VIII.3: Mouvement de charges entre deux portes adjacentes [53].

Dans un premier temps, une tension est exercée sur la grille 1 et les photoélectrons sont accumulés dans le puits 1 (b). En appliquant une tension à la grille 2, les électrons se dirigent vers le puits 2 en cascade (c). Ce processus est rapide et la charge est instantanément équilibrée dans les deux puits (d). Lorsque la tension est atténuée à la porte 1, le puits de

potentiel décroît et les électrons repartent en cascade vers le puits 2 (e). Pour finir, la tension à la porte 1 s'approche de zéro et tous les électrons se dirigent vers le puits 2 (f). Ce processus est repris plusieurs fois jusqu'à ce que la charge soit transmise à travers tout le registre à décalage [53].

La matrice CCD est une série de registres en colonnes (Fig. VIII.4.a). Après l'exposition et génération de charge par effet photoélectrique pour chaque pixel, la charge est conservée dans les lignes ou dans les colonnes par des canaux ou des blocs d'arrêt et les régions de déplétion ne se chevauchent que dans une seule direction (descendante pour les colonnes, et horizontale pour la ligne de lecture). Le transfert de charges s'effectue d'abord de ligne à ligne par les sauts des portes intra puis inter-pixels. À la fin de chaque colonne se trouve un registre horizontal de pixels (Fig. VIII.4.b). Ce registre collecte une ligne à la fois puis transporte les paquets de charge en mode série vers un amplificateur de sortie.

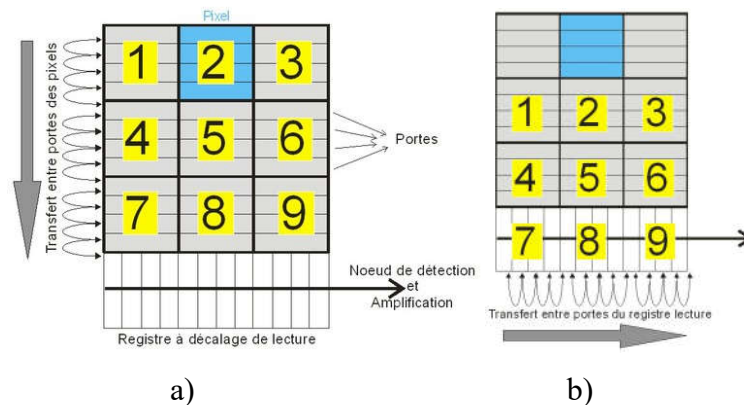


Figure VIII.4: Principe de transfert de charge pour un capteur 3x3 pixels à quatre phases [54]:  
 a) Schéma général, b) Transfert d'une ligne complète et arrivée au nœud de conversion.

### VIII.3. Types de CCD

Une image précise est créée en maintenant l'ordre dans lequel les électrons sont lus par le nœud de sortie, ce qui détermine leur emplacement sur le capteur. Toutefois, ce processus présente plusieurs limites qui peuvent ralentir considérablement le processus (c'est-à-dire la fréquence d'images ou les images par seconde) auquel un CCD peut fonctionner :

- Il n'y a qu'un seul nœud de sortie par capteur : Chaque pixel doit passer par ce seul nœud, être amplifié et numérisé. Ce processus introduit un bruit de lecture dans chaque pixel.



- Les électrons se repoussent entre eux s'ils sont transférés trop rapidement : Ce phénomène est évité en limitant la vitesse à laquelle les électrons sont transférés, mais cela retarde encore la lecture.
- Le capteur entier doit être débarrassé de ses électrons avant la prochaine exposition à la lumière et la prochaine image : certains CCD nécessitent un dispositif de neutralisation pour bloquer la lumière afin que le capteur puisse être nettoyé, ce qui introduit des composants à mobilité lente dont la durée de vie est courte.

Pour tenter de minimiser ces limitations de vitesse, plusieurs formats différents de capteurs CCD ont été conçus pour rendre le processus plus efficace et plus rationnel. Le processus illustré à la figure VIII.5 est appelé CCD plein trame « **full-frame** », mais il existe également des CCD à transfert de trame « **frame-transfer** » et à transfert interligne « **interline-transfer** », comme le montre la figure VIII.5.

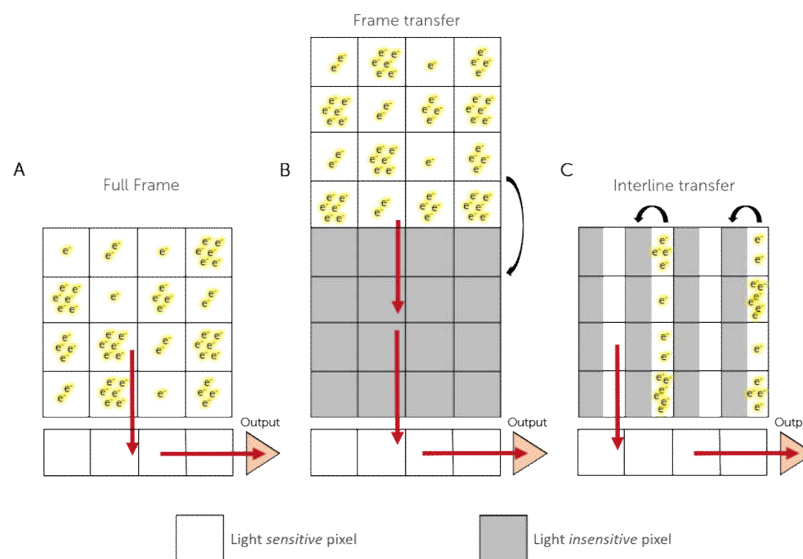


Figure VIII.5: Représentation schématique des trois types de CCD : a) pleine trame, b) transfert de trame, c) transfert interligne [55].

- Les CCD à transfert plein cadre possèdent une matrice complète de pixels sensibles à la lumière sur laquelle les photons entrants sont détectés. La charge accumulée sur le capteur doit ensuite être transférée verticalement, par rangées, vers le registre de sortie pour être lue. Une fois que la charge d'une rangée a été transférée au registre de sortie, celui-ci doit se déplacer horizontalement pour lire chaque pixel individuellement (fig. VIII.5.a).

Les CCD à transfert plein cadre sont la forme la plus simple de capteurs et sont très sensibles ; cependant, ils balayent à une vitesse lente car chaque rangée doit être lue individuellement et le capteur doit être complètement libéré de ses électrons avant qu'une autre image puisse être acquise. Ils peuvent également accumuler des taches de charge, causées par la lumière qui tombe sur le capteur pendant le processus de transfert.

- b. Les CCD à transfert d'images possèdent un registre parallèle qui se divise en une matrice de collecte d'images, sur laquelle les images sont focalisées, et une matrice de stockage (fig. VIII.b). En général, ces deux matrices sont de taille identique, ce qui donne généralement un capteur dont la hauteur est doublée pour éviter toute réduction de la surface sensible à la lumière du capteur. Après l'exposition de la matrice d'image à la lumière, l'image entière est transférée vers la matrice de stockage.

Pendant que la matrice de stockage est soumise à la lecture, la matrice d'image intègre la charge pour l'image suivante. Pour que ce système de transfert fonctionne, il faut deux jeux d'horloges de registre parallèles qui déplacent indépendamment la charge sur l'image ou la matrice de stockage. Cela permet un fonctionnement continu sans arrêt à des fréquences d'images élevées. Cependant, le transfert de charge peut toujours se produire avec les CCD à transfert d'images entre la matrice sensible à la lumière et la matrice masquée, mais pas dans la même mesure que les CCD à transfert d'images complètes.

- c. Les CCD à transfert interligne possèdent des bandes parallèles alternées de parties photosensibles et masquées des pixels (fig. VIII.5.c). Ces bandes alternées permettent un déplacement rapide de toute charge accumulée dès que l'acquisition de l'image est terminée. La rapidité de ce processus élimine le risque d'accumulation de charges et permet de prendre des images en succession instantanée.

Cependant, comme le masquage de chaque pixel le rend plus petit, ce qui diminue la sensibilité du capteur. Des réseaux de microlentilles (fig. VIII.6) peuvent être utilisés pour surmonter ce problème, en augmentant la quantité de lumière focaliser et collecter pour chaque pixel actif.

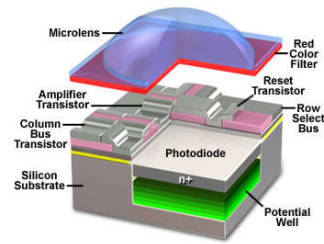


Figure VIII.6: Pixel équipé d'une microlentille [56]

#### VIII.4. Sources de bruit

Pour les capteurs CCD, est considéré comme bruit tout ce qui ne correspond pas à l'image. Ils peuvent être d'origines diverses, depuis la collecte des photons en charge jusqu'à la conversion de la charge en tension, en passant par les différents processus de transfert interligne, colonne ou trame. Ce bruit est également lié aux effets thermiques, à l'irradiation lumineuse pendant le transfert, au remplissage et au débordement des puits sur les voisins, mais également au bruit de quantification en sortie de la chaîne [57].

##### VIII.4.1. Bruit de photons

Le bruit de photons, ou aussi appelé bruit de Schottky "shot noise", limite tout système de détection de flux lumineux. Il est lié directement à la nature corpusculaire de la lumière. Les photons éclairent le pixel de façon totalement désordonnée, et ils suivent une statistique de Poisson. Ce désordre est lié à l'émission aléatoire par les atomes excités. Le photocourant est ainsi affecté par cette fluctuation qui domine généralement toutes les autres sources de bruit. La puissance de bruit de photon sur le photocourant est donnée par la formule de Schottky [57]:

$$\sigma_{i_{ph}}^2 = 2qi_{ph}\Delta f \quad \text{VIII.1}$$

où  $\Delta f$  correspond à la bande passante de la détection ( $\Delta f = 1/2T_p$ ,  $T_p$  : temps d'intégration).

##### VIII.4.2. Courant d'obscurité

Le courant d'obscurité est un signal parasite. Le courant d'obscurité est associé à la création de charges par agitation thermique, sans intervention de quelque signal lumineux. Le courant d'obscurité dû à la génération thermique d'électrons peut être résolu en refroidissant le système.

Il y a trois sources potentielles de courant d'obscurité [57]:

- génération thermique et diffusion dans le matériau neutre (bulk),
- génération thermique dans la zone de déplétion,
- génération thermique due aux états de surface.

### VIII.4.3. Éblouissement (blooming)

Un pixel est saturé lorsque sa capacité à puits plein est atteinte. Cela peut déborder sur les puits voisins des pixels adjacents. On distingue deux types d'éblouissement en fonction de la directionnalité du débordement [58].

- a) **blooming horizontal** : Dans ce cas, le débordement de charges se produit dans les colonnes adjacentes, présente de fortes hétérogénéités d'éclairement en acquisition d'images.

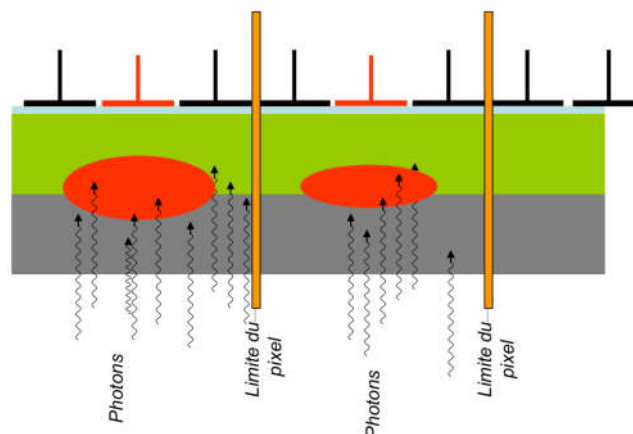


Figure VIII.7: Blooming horizontal [58].

- b) **blooming vertical**, Trainée ("Smear") : Dans ce cas, le débordement de charges se produit le long de la colonne, les charges vont couler au cours de leur transfert en générant des lignes verticales, appelées trainées (« smear ») [59].

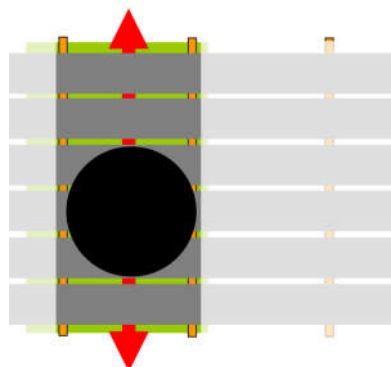


Figure VIII.8: Blooming vertical [59].

En d'autres termes, différentes zones (lignes ou colonnes généralement) de l'image ne sont pas enregistrées de manière tout à fait simultanée. Cela produit généralement des distorsions d'objets en mouvement rapide, ou des apparitions «fantômes» en cas d'utilisation de flashes.

#### VIII.4.4. Bruit du transfert des charges

Les charges accumulées dans un pixel doivent transiter le long d'une colonne vers un registre, avant d'être amplifiées. L'efficacité de ce processus, quoique très bonne, n'est pas idéale. Le nombre de charges créées ainsi dépend du nombre  $N$  d'électrons par pixel à transférer, de l'inefficacité  $(1-\eta_{lec})$  d'un transfert et du nombre total  $n_{trans}$  de transferts. Le bruit dû aux imperfections du transfert se monte à [60]:

$$\sigma_{lec} = \sqrt{2(1-\eta_{lec})Nn_{trans}} \quad \text{VIII.2}$$

Le facteur 2 provient du fait que 2 pixels sont affectés : celui qui a perdu un électron, et celui qui l'a malencontreusement gagné.

#### VIII.4.5. Bruit de lecture

La lecture de la caméra va être entachée des bruits du courant d'obscurité, du transfert de charge et d'amplification. Selon les conditions, l'un ou l'autre des bruits domine [60]:

- Si le détecteur n'est pas refroidi, le courant d'obscurité et donc son bruit est important.
- Le bruit de transfert est d'autant plus élevé que la fréquence de lecture est rapide.

#### VIII.4.6. Cumul des charges ou « Binning »

Le cumul de charges est une opération spécifique aux capteurs CCD qui se décompose en 2 types [60]:

- a) **Binning de ligne (verticale)** : En appliquant un nombre donné d'impulsions d'horloge verticale ( $V1, V2$ ), alors que l'horloge horizontale est stoppée, la charge contenue dans chaque pixel vertical est séquentiellement transférée et ajoutée dans chacun des pixels du registre horizontal. Dès la fin du cumul du  $n$ ème élément, les horloges horizontales sont redémarrées et le signal est dirigé vers la sortie (fig. VIII.9).

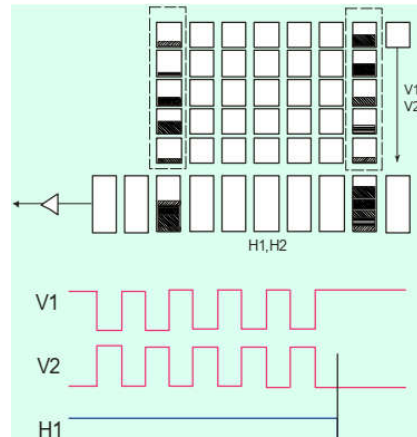
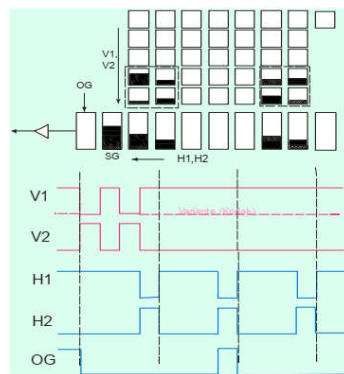


Figure VIII.9: Binning de ligne [60].

b) **Binning de pixel (horizontal)** : Il consiste à accumuler dans la cellule « SG » (Summing gate), les charges contenues dans un carré de  $n \times n$  pixels. Par exemple dans le cas du « binning  $2 \times 2$  », 2 pixels de tous registres verticaux sont sommés dans tous les pixels du registre horizontal. Pour ce faire, pendant l'arrêt des horloges H les horloges verticales délivrent 2 impulsions. Dès la mise en marche de l'horloge horizontale l'horloge verticale est stoppée, tous les pixels horizontaux se déplacent, deux pixels horizontaux vont se déverser dans le registre « SG » qui ne sortira son contenu vers l'amplificateur de sortie que tous les 2 coups d'horloge horizontale (fig. VIII.10), lors de l'impulsion appliquée à la porte de transfert « OG:Output Gate ».

Figure VIII.10: Binning de  $2 \times 2$  pixels [60].

#### VIII.4.7. Bruit de quantification

Le bruit de quantification ou de numérisation du capteur dépend de la dynamique de numérisation, donc du nombre de bits du convertisseur analogique numérique en sortie de la chaîne d'acquisition ( $nb$ ). La puissance de bruit de numérisation est donnée en photoélectrons par la relation suivante [61]:

$$\sigma_q^2 = \frac{1}{12} \left( \frac{n_e^{sat}}{2^{nb} - 1} \right)^2$$

VIII.3

La relation montre que ce bruit dépend aussi du nombre d'électrons à saturation du pixel ( $n_e^{sat}$ ) [61].

## Bibliographie

- [1] F. Bassani, P. Parravicini, Electronics states and optical transitions in solids. Ed. R.A. BALLINGER - Pergamon Press, Oxford (1975).
- [2] Bernard Balland, Optique géométrique: imagerie et instruments, PPUR presses polytechniques, 2007.
- [3] Louis de Broglie, La mécanique ondulatoire du photon: une nouvelle théorie de la lumière, Hermann et cie, 1942.
- [4] E. Rosencher, B. Vinter, Optoélectronique, Collection Sciences Sup, 2e éd., Dunod, 2002.
- [5] Vincent Renvoizé, Physique MP-MP\*-PT-PT\*: cours complet avec tests, exercices et problèmes, Pearson Education France, 2010.
- [6] Merry Cohu, Rayonnement, photométrie et éclairage, Gauthier-Villars, 1949.
- [7] Jean-Louis Meyzonnette, Bases de radiométrie optique, Thierry Lépine, Editions Cépaduès, 2001
- [8] André Moliton, Electronique et photo-électronique des matériaux et composants 2, Hermes Science Publication, Paris, Avril 2009.
- [9] SZE S.M., Physics of semiconductor devices, Ed. John Wiley and Sons, New York (1969).
- [10] Christian Ngo, Héléne Ngo, Physique des semi-conducteurs, Dunod, janvier 2012.
- [11] Henry Mathieu, Hervé Fanet, Physique des semiconducteurs et des composants électroniques, Dunod, juillet 2009.
- [12] R. Enderlein et N.J. Horing, Fundamental of semiconductor physics, World Scientific, 1997.
- [13] M. Jaros, Physics and applications of semiconductor microstructures, Clarendon Press Oxford, 1989.
- [14] G. Broussaud, Optoélectronique, Edition Masson, 1974.
- [15] Henry Mathieu, Hervé Fanet, Physique des semiconducteurs et des composants électroniques, Dunod, Paris, juillet 2009.
- [16] Antonio Rogalski, Infrared Detectors, CRC Press, 15 nov. 2010
- [17] Ilgu Yun, Photodiodes: From Fundamentals to Applications, BoD – Books on Demand, 19 déc. 2012
- [18] Gian-Franco Dalla Betta, Advances in Photodiodes, BoD – Books on Demand, 22 mars 2011.



- [19] Jin-Wei Shi, Photodiodes: Communications, Bio-Sensings, Measurements and High-Energy Physics, BoD – Books on Demand, 6 sept. 2011.
- [20] Adel S Sedra, Kenneth C Smith, Circuits microélectroniques, De Boeck Supérieur, 20 oct. 2016.
- [21] Stéphane VALKOV, Les fonctions électroniques: conversions de signaux et d'énergies: Etude, réalisations et applications pratiques, 9 sept. 2019.
- [22] Jean-Philippe Gouy, Etude comparative de la photodiode PIN, de la photodiode à avalanche et du photoconducteur sur matériaux III-V, 1989.
- [23] Robert G. Hunsperger, Integrated Optics: Theory and Technology, Springer Science & Business Media, 29 avr. 2009.
- [24] Jenny Nelson, Physics of Solar Cells, Imperial Collage Press, 2003.
- [25] Martin Green, Solar Cells: Operating Principles, Technology, and System Applications, Prentice-Hall, 1981.
- [26] Ygal Eisenberg, Dependence of Si Solar Cell Spectral Response on Spectral Composition of Bias Light, Ben Gurion University of the Negev, 2009.
- [27] Prepper Sam, Diy Solar Bank Charger Collection - How to Use Solar Power: Power Generation, Off Grid Power, Create Space Independent Publishing Platform, 2 mars 2018.
- [28] Jean-Daniel Chatelain, Dispositifs à semiconducteur, PPUR Presses polytechniques, 1 janv. 1986
- [29] Alain Cazarré, étude et réalisation de phototransistors à hétérojonction GaAlAs/GaAs pour amplificateur de lumière integre, 1984.
- [30] Ye Zhou, Su-Ting Han, Ambipolar Materials and Devices, Royal Society of Chemistry, 15 sept. 2020.
- [31] Bernard Balland, Optique géométrique: imagerie et instruments, PPUR presses polytechniques, 2007.
- [32] Pierre Muret, Électronique fondamentale 1: Composants électroniques et fonctions élémentaires, ISTE Group, 13 janv. 2019.
- [33] NGO C.et H., Les semiconducteurs, Dunod (2003).
- [34] E.H. NICOLLIAN, J.R. BREWS, MOS Physics and technology, Ed. John Wiley and Sons, New York, 1982.
- [35] Christian Janot, Bernhard Ilschner, Matériaux émergents, PPUR presses polytechniques, 2000.
- [36] Romain Maciejko, Optoélectronique, Presses inter Polytechnique, 2002

- [37] Libero Zuppiroli, Marie-Noëlle Bussac, *Traité de la lumière*, PPUR presses polytechniques, 2009.
- [38] Sheng Liu, Xiaobing Luo, *ED Packaging for Lighting Applications: Design, Manufacturing, and Testing*, John Wiley & Sons, 5 juil. 2011.
- [39] Nick Dossis, *Brilliant LED Projects: 20 Electronic Designs for Artists, Hobbyists, and Experimenters*, McGraw Hill Professional, 22 avr. 2012.
- [40] Nick Dossis, *Basic Electronics for Tomorrow's Inventors: A Thames and Kosmos Book*, McGraw Hill Professional, 14 déc. 2012.
- [41] D. Decoster, J. Harari, *Détecteurs optoélectroniques*, Lavoisier, 2002.
- [42] Eli Kapon, *Semiconductor Lasers II: Materials and Structures*, Academic Press, 14 janv. 1999.
- [43] Fabien Bretenaker, *Le Laser: 50 ans de découverte*, Nicolas Treps, EDP Sciences.
- [44] Stephen T. Thornton, Andrew Rex, *Physique moderne*, De Boeck Supérieur, 7 déc. 2009.
- [45] Mimoun Mezrhab, *Optimisation d'un laser à semiconducteurs à cavité étendue et applications*, 1996.
- [46] Rancis Lévy, *Physique et technologie des semiconducteurs*, PPUR presses polytechniques, 1995.
- [47] Govind P. Agrawal, Niloy K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, Springer Science & Business Media, 27 nov. 2013.
- [48] Orazio Svelto, *Principles of Lasers*, Springer Science & Business Media, 17 avr. 2013.
- [49] Henry Kressel, *Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs*, Elsevier, 2 déc. 2012.
- [50] Michel Rappaz, Michel Bellet, Michel Deville, *Modélisation numérique en science et génie des matériaux*, PPUR presses polytechniques, 1998.
- [51] D.A. ROSS, *Optoelectronic devices and optical imaging techniques*, Ed. The Macmillan Press, LTD, London, 1979.
- [52] Z. Toffano, *Optoélectronique: Composants photoniques et fibres optiques*, Ellipses, 2001.
- [53] Édouard Rivier, *Communication audiovisuelle*, Springer Science & Business Media, 8 janv. 2003.
- [54] Gerald C Holst, *CCD arrays, cameras, and displays*, Winter Park, FL : JCD Pub. ; Bellingham, Wash., USA : SPIE Optical Engineering, 1998.
- [55] Gerald C. Holst; Terrence S. Lomheim, *CMOS/CCD Sensors and Camera Systems*, SPIE Publications, 2007.

- [56] P. Mayé, Optoélectronique industrielle : Conception et applications, Dunod, 2001.
- [57] G.C. HOLST, CCD arrays, cameras and displays, SPIE Optical Engineering Press, Washington, 1996.
- [58] James R. Janesick, Scientific Charge-coupled Devices, SPIE Press, 2001.
- [59] Henri Maître, Du photon au pixel: L'appareil photographique numérique 2e édition revue et augmentée, ISTE Group, 1 sept. 2016.
- [60] HORMIÈRE Joseph, Instruments d'optique ophtalmique, Lavoisier, 24 nov. 2010.
- [61] Franck Luthon, Initiation au traitement d'images - Contours, couleurs, mouvements - Cours, exercices et TP corrigés, Editions Ellipses, 14 sept. 2021.