

# 5. Semi-conducteurs et jonction p-n

---

Thomas Zimmer, Université de Bordeaux, France

## Résumé

Objectifs .....	2
À l'issue de ce chapitre, le lecteur sera capable : .....	2
Physique des semi-conducteurs .....	2
Le cristal de silicium.....	2
Les bandes d'énergie .....	3
Porteurs de charge .....	4
Le semi-conducteur intrinsèque.....	6
Le semi-conducteur extrinsèque.....	7
Semi-conducteur de type n .....	7
Semi-conducteur de type p .....	8
La jonction p-n.....	8
La jonction p-n à l'équilibre thermique.....	8
La jonction p-n polarisée par un générateur de tension.....	11
La jonction p-n sous insolation.....	12
Références.....	15

## Objectifs

À l'issue de ce chapitre, le lecteur sera capable :

- De reconnaître l'image d'un cristal de silicium
- De comprendre le concept du diagramme de bandes d'énergie
- De comprendre le mouvement des porteurs de charge dans un cristal
- D'identifier un semi-conducteur intrinsèque
- De comprendre ce qu'est un semi-conducteur extrinsèque de type n et de type p
- D'identifier une jonction p-n sous condition d'équilibre thermique
- D'analyser le comportement d'une jonction p-n en appliquant une tension continue
- De comprendre le mécanisme physique dans la jonction p-n sous la lumière du soleil

## Physique des semi-conducteurs

### Le cristal de silicium

En 2013, la production photovoltaïque annuelle globale était proche de 40 GWc. 90% des modules fabriqués sont basés sur des éléments de silicium [1]. La plupart des cellules solaires fabriquées aujourd'hui utilisent le silicium en tant que matière première. Aussi, afin de comprendre le principe fondamental du fonctionnement d'un panneau photovoltaïque, nous devons concentrer notre attention sur le cristal de silicium.

Un cristal est caractérisé par un agencement structuré et régulier de ses atomes. Son réseau cristallin (ou maille cristalline) résulte d'une répétition périodique d'une configuration géométrique élémentaire dans chacune des trois dimensions de l'espace.

Le cristal de silicium est solide, gris-foncé et a une masse volumique de  $2,328 \text{ g/cm}^3$ . Son réseau cristallin présente une structure similaire à celle du **diamant**. La cohérence du cristal de silicium est assurée par des **liaisons covalentes** joignant chaque atome à ses quatre voisins plus proches. De tels liens proviennent du fait que deux atomes partagent deux électrons de valence. L'électron de valence est un électron à la périphérie de l'atome. La Fig. 1 représente une vue 2-D du cristal : à un moment donné, les électrons de valence a et b (présentant des spins opposés) doivent être considérés comme appartenant à la fois à l'atome 1 et à l'atome 2.

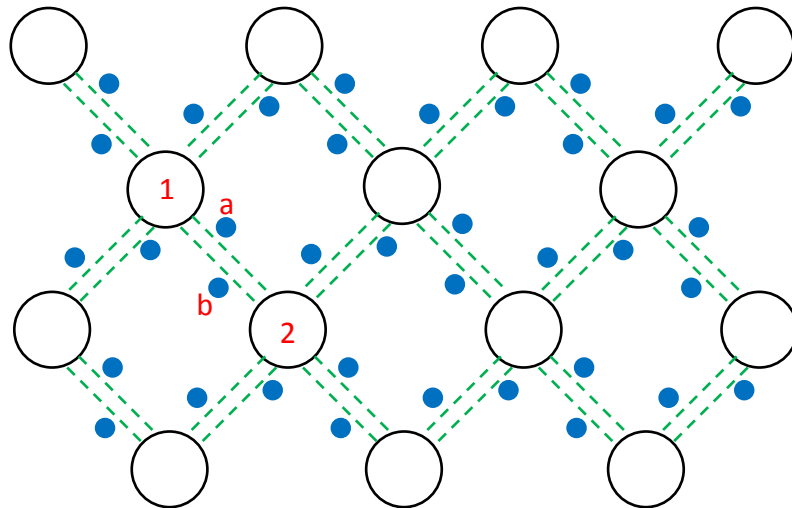


Fig. 1 : 2-D représentation du réseau de silicium

Tous les électrons de valence sont nécessaires pour assurer l'ensemble des liaisons ou, en d'autres termes, la cohérence du cristal ; mais ceci ne signifie pas que les électrons ne peuvent pas se déplacer individuellement d'une liaison à une autre. Chaque fois qu'un de ces électrons change de liaison, il est immédiatement remplacé par un autre électron. Nous pouvons dire que **les électrons de valence sont asservis à une tâche tout en étant libres de se déplacer.**

### Les bandes d'énergie

Le modèle de Bohr nous indique que les électrons de l'atome de silicium peuvent seulement prendre certaines valeurs discrètes d'énergie. Dans le cristal de silicium, les niveaux d'énergie sont modifiés comparés à ceux d'un atome isolé unique. Cela vaut particulièrement pour les électrons de valence. Les électrons de valence doivent assurer les liaisons tandis que, en même temps, ils peuvent se déplacer dans tout le cristal comme les molécules de gaz dans une enceinte close. En raison de cette délocalisation des électrons, les règles de la mécanique quantique font que leurs états initiaux (ceux propres à l'atome isolé) sont dissociés en une multitude d'états qui sur un diagramme énergétique se regroupent en « paquets » appelés bandes d'énergie. Nous pouvons distinguer deux bandes d'énergie, la bande de valence et la bande de conduction (voir la Fig. 2). L'intervalle entre la bande de valence et la bande de conduction s'appelle la bande interdite ou bandgap et ce bandgap ne comporte aucun état permis. Ce bandgap est d'environ 1.1eV à la température ambiante pour un cristal de silicium.

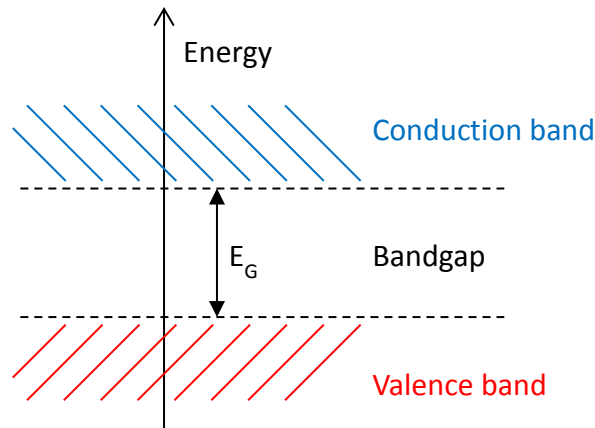


Fig. 2 : Représentation des bandes d'énergie d'un cristal de silicium

### Porteurs de charge

À la température du zéro absolu, tous les électrons de valence du cristal de silicium occupent toutes les places disponibles de la bande de valence qui se trouve être alors complètement remplie. Par conséquent, toutes les places disponibles de la bande de conduction sont inoccupées. Si nous appliquons un champ électrique au cristal grâce à une différence de potentiel, aucun courant ne circulera. En effet, si les électrons de valence sont bien libres de se déplacer, ils ne peuvent produire un transfert de charge global, puisque les états qui leur sont permis sont tous occupés. À zéro Kelvin, le cristal de silicium (comme tous les semi-conducteurs) est un isolant parfait.

Quand la température change, certains des électrons de valence obtiennent assez d'énergie thermique pour rompre leurs liaisons et pour devenir ainsi des électrons libres (ils ne sont plus asservis à la tâche d'assurer la cohérence du cristal). Une vue schématique est exposée en Fig. 3.

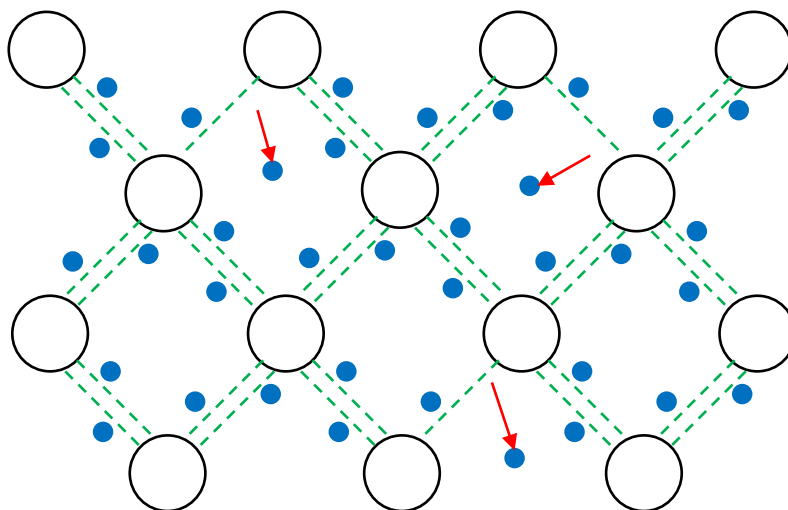


Fig. 3 : Électrons libres dans un cristal de silicium

Ce gain d'énergie thermique qui doit être au moins égal au bandgap  $E_G$  fait accéder les électrons libres à des places de la bande de conduction. Corrélativement, ils laissent derrière eux alors des places disponibles vides dans la bande de valence. Un exposé schématisé est présenté à la Fig. 4.

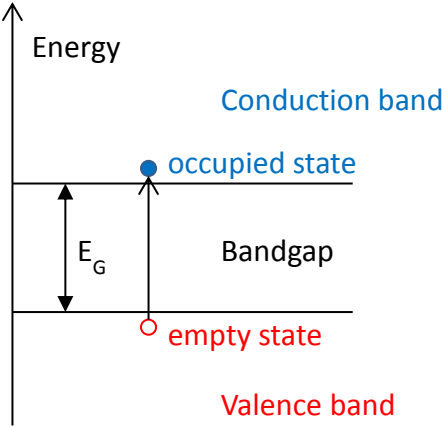


Fig. 4 : Diagramme de bande d'Énergie

Maintenant, voyons ce qui se produit quand un champ électrique est appliqué. Les électrons libres localisés dans les états de la bande de conduction sont beaucoup moins nombreux que les places qui leur sont permises. Aussi peuvent-ils se déplacer sous l'effet du champ électrique avec un transfert global de charge qui se traduit par le passage d'un courant. Par ailleurs, la présence de places vides (on peut parler de « lacunes ») dans la bande de valence permet aux électrons de valence, soumis eux aussi au champ électrique macroscopique, de faire accompagner leurs déplacements d'un transfert global de charge qui lui aussi se traduit par le passage d'un courant. Comme le montre le schéma suivant, le déplacement des électrons de valence provoque un mouvement apparent des lacunes de la bande de valence dans le sens contraire de celui des électrons. Ce mécanisme est mis en valeur en Fig. 5.

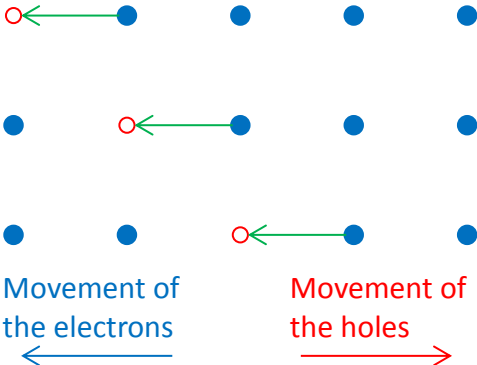


Fig. 5 : Mouvement des électrons et des trous dans un cristal de silicium

Les lacunes étant beaucoup moins nombreuses que les électrons de valence, il est commode de raisonner comme si elles représentaient, au même titre que les électrons libres de la bande de conduction, un autre type de particules libres et chargées. On les appelle les trous. Un trou a une charge positive  $q$  égale  $1,6 \text{ au} \times 10^{-19}\text{C}$ , de même valeur que la charge de l'électron, mais de signe opposé.

Nous pouvons conclure que dans un cristal de silicium (semi-conducteur) le transport de charge (le passage de courant) est assuré par deux types de porteurs de charges :

- les électrons libres de charge négative  $-q$  qui se déplacent dans les états de la bande de conduction (on les appelle aussi « électrons de conduction » pour les distinguer des électrons de valence)
- les trous de charge positive  $+q$  qui se déplacent dans les états de la bande de valence

### Le semi-conducteur intrinsèque

Des semi-conducteurs absolument purs, c'est-à-dire sans aucune impureté à l'intérieur du réseau cristallin, s'appellent intrinsèques. La caractéristique fondamentale d'un semi-conducteur pur est l'égalité absolue du nombre d'électrons libres et de trous libres à n'importe quelle température. Ces porteurs de charge sont générés thermiquement ou optiquement (absorption d'un photon - procédé fondamental d'une cellule photovoltaïque).

Les concentrations (nombre par le volume unitaire)  $n$  des électrons libres et  $p$  des trous libres sont égaux et sont appelées la densité intrinsèque des porteurs.

$$n = n_i = p$$

On peut montrer que :  $n_i = A T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_G}{2kT}\right)$

Avec :  $T$  : La Température

$E_G$  : Bandgap

$k$  : Constante de Boltzmann

$A$  : constante

Comme on peut le voir dans l'expression ci-dessus,  $n_i$  est fortement lié à la température. En conséquence, la résistivité d'un semi-conducteur intrinsèque diminue rapidement avec l'augmentation de la température due à l'augmentation forte du nombre de paires électron-trou.

À la température ambiante (300 K), la densité intrinsèque des porteurs du silicium est  $n_i = 1.45 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ . On peut la considérer comme très petite comparée au nombre d'atomes dans un cristal de silicium (égal à  $5 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$ ).

## Le semi-conducteur extrinsèque

Un semi-conducteur extrinsèque ou semi-conducteur dopé est obtenu en introduisant des impuretés bien définies (d'une façon bien contrôlée) dans un semi-conducteur intrinsèque. Le but de ce procédé est de modifier la caractéristique électrique du semi-conducteur et c'est l'étape la plus fondamentale dans la création des dispositifs électroniques.

### Semi-conducteur de type n

Supposons que nous dopions le cristal de silicium en utilisant un élément de la 5<sup>ème</sup> colonne de la table périodique (par exemple, **phosphore (P)** ou **arsenic (As)**).

Les atomes d'impureté se placent dans la maille cristalline en **substitution** d'atomes d'origine comme montré en Fig. 6 :

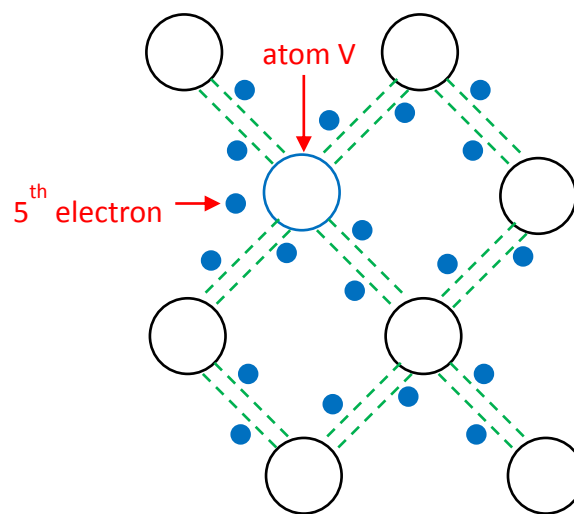


Fig. 6 : Présentation schématique du silicium dopé n

Un élément de la cinquième colonne est **pentavalent** par nature, signifiant qu'il a cinq électrons dans sa couche externe. Quatre d'entre eux sont employés pour assurer les liaisons covalentes avec les quatre autres atomes de silicium voisins. Le 5<sup>ème</sup> électron ne participe pas à la cohésion du cristal, il est seulement très faiblement lié à son atome d'origine et un très faible apport d'énergie (en grande partie thermique) suffit à le rendre libre, signifiant qu'il peut alors contribuer à la conduction de charge.

Une fois cet électron affranchi, l'atome d'impureté que l'on qualifie de **donneur** devient un **ion fixe de charge positive**.

Dans une grande plage de températures (de 150 K à 600 K), le nombre d'électrons libres est beaucoup plus grand que le nombre de trous libres. Pour cette raison, ces électrons libres s'appellent des porteurs majoritaires et les trous les porteurs minoritaires. Le semi-conducteur ainsi dopé est qualifié « type n ».

### Semi-conducteur de type p

Considérons maintenant le dopage du silicium à l'aide d'un atome de la 3<sup>ème</sup> colonne de la table périodique (par exemple le **bore** (B)). Ici de nouveau, les atomes de dopage se placent dans la maille cristalline en substitution d'atomes d'origine, comme illustré sur la Fig.7 :

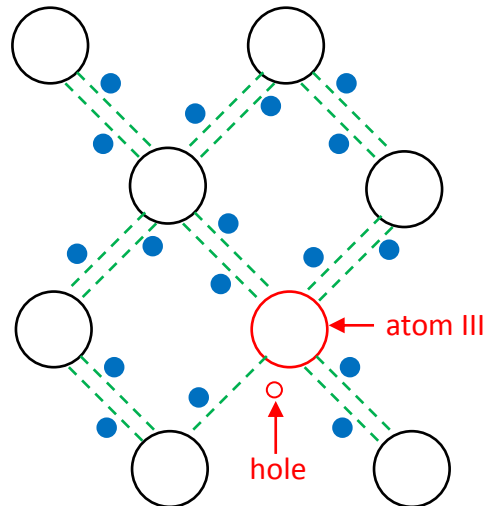


Fig. 7 : Présentation schématique du silicium dopé p

Avec trois électrons périphériques sur sa couche externe, l'élément de la 3<sup>ème</sup> colonne de la table périodique (trivalent) peut seulement satisfaire trois liaisons covalentes avec ses quatre atomes voisins. La 4<sup>ème</sup> liaison n'est pas complète, il existe une lacune.

Un très faible apport d'énergie permet à un électron de valence de venir combler cette lacune qui de ce fait se déplace. Un **trou** susceptible de participer à la conduction électrique vient d'être créé, et l'atome d'impureté qualifié **d'accepteur** devient un **ion négatif fixé**.

Comme avec du matériau de type N, mais d'une façon opposée, ici le nombre de trous libres est beaucoup plus grand que le nombre d'électrons libres dans une grande plage de température. Pour cette raison, ces trous s'appellent des porteurs majoritaires et les électrons s'appellent les porteurs minoritaires. Le semi-conducteur ainsi dopé est qualifié « type p ».

### La jonction p-n

#### La jonction p-n à l'équilibre thermique

L'équilibre thermique est défini par une distribution de la température constante et aucune excitation ni électrique, ni optique, ni mécanique ou chimique n'est appliquée depuis l'extérieur.

L'équilibre thermique est un état dynamique dans lequel chaque phénomène est compensé par son phénomène inverse. Ainsi, à chaque moment, le nombre de porteurs générés est compensé par le même nombre de recombinaison ; le flux d'électrons (ou des trous) dans



une direction est exactement compensé par le même flux du même type de porteurs dans l'autre direction.

Maintenant, procédons à une étude qualitative de la jonction p-n.

Supposons que nous réalisons une jonction p-n en rassemblant deux régions : une région dopée de type n et l'autre région dopée de type p. Les deux régions sont électriquement neutres. Pour simplifier nous considérerons le dopage constant. Chaque région a un grand nombre de porteurs majoritaires (presque autant que les impuretés ou dopants ionisés) et un très petit nombre de porteurs minoritaires, de telle manière que la relation suivante se vérifie:

$$n * p = n_i^2$$

Une représentation schématique de chaque région est affichée en Fig. 8. Les impuretés fixes ionisées, les porteurs majoritaires et les porteurs minoritaires sont représentés dans chaque région.

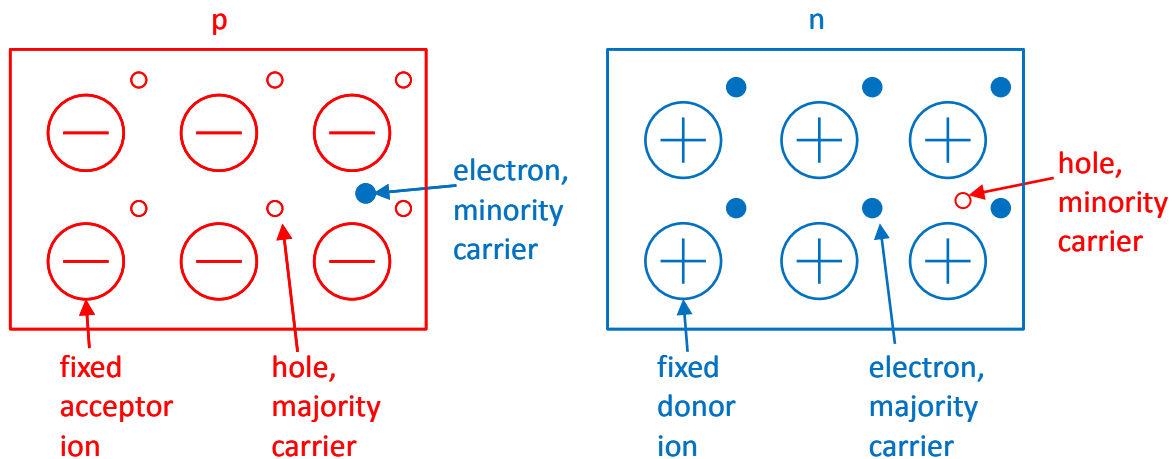


Fig. 8 : Présentation schématique de la région p et de la région n

Chaque région est électriquement neutre, ainsi nous pouvons écrire :

Pour la région p (avec  $p$  : densité de porteurs majoritaires,  $n$  : densité de porteurs minoritaires,  $N_A$  : impuretés fixes ionisées) :

$$p - n - N_A = 0$$

Pour la région n (avec  $n$  : densité de porteurs majoritaires,  $p$  : densité de porteurs minoritaires,  $N_D$  : impuretés fixes ionisées) :

$$p - n + N_D = 0$$

Maintenant, supposons que les deux régions soient mises en contact. Un important gradient de concentration en porteurs apparaît aux limites des deux régions. En conséquence, un

énorme flux d'électrons et de trous s'échange de façon à produire une distribution uniforme de la concentration de chaque porteur à l'intérieur de la structure (Fig. 9).

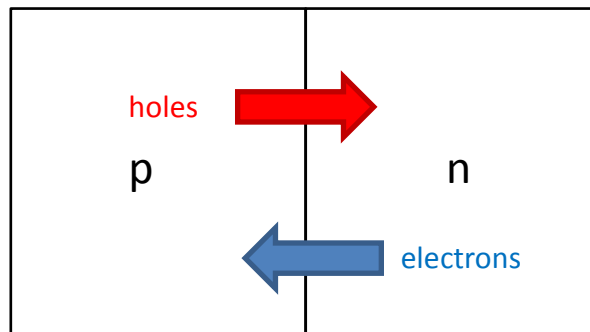


Fig. 9 : Présentation schématique du flux des porteurs de charge

Cependant, l'uniformité n'est jamais atteinte, parce qu'un autre phénomène empêche cette tendance. En fait, les trous diffusent de la région de type p vers la région de type n et les électrons diffusent de la région de type n vers la région de type p ; ils laissent les impuretés fixes ionisées (les dopants respectifs) dont la charge n'est plus compensée.

Ainsi, une zone de charge d'espace surgira de chaque côté de la jonction (Fig. 10) :

- elle est positive près de la jonction dans la région de type n due aux donneurs positifs ionisés
- elle est négative proche de la jonction dans la région de type p due aux accepteurs négatifs ionisés

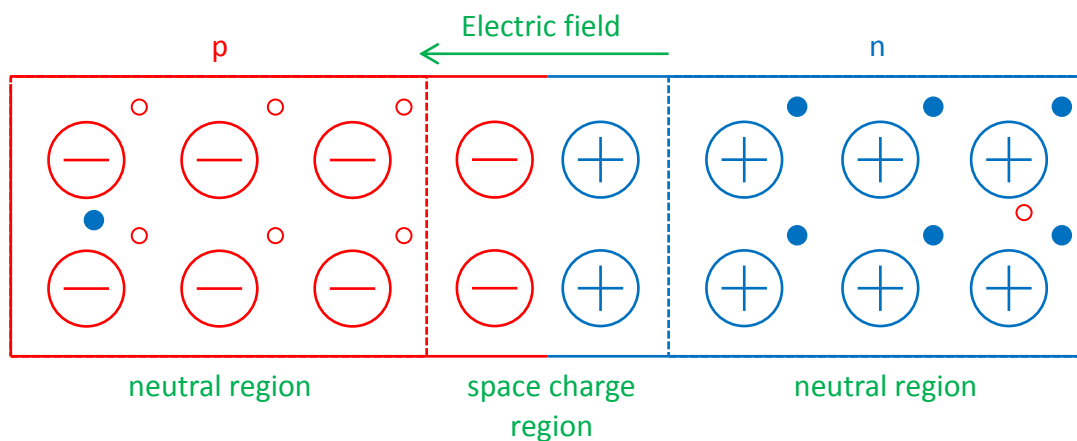


Fig. 10 : Présentation schématique de la zone de charge d'espace à l'intérieur de la jonction p-n

En raison de la zone de charge d'espace, un champ électrique est créé, orienté de la région de type n vers la région de type p. Il en résulte une variation de potentiel au sein de la jonction, également appelée potentiel de diffusion. Le champ électrique tend à repousser les trous vers la région de type p et les électrons vers la région de type n. Il s'oppose au processus de diffusion des deux types de porteurs majoritaires. En même temps, il entraîne

le déplacement des porteurs minoritaires par conduction ; les trous se déplacent de la région de type n vers la région de type p, les électrons dans l'autre sens.

L'équilibre thermique est atteint quand la tendance des électrons et des trous à diffuser selon leurs gradients de concentration respectifs, est annulée par le champ électrique repoussant la diffusion des porteurs majoritaires. Dans cette condition, il n'y a plus de porteurs libres près des limites de la jonction p-n et une région dite "de déplétion" est créée.

### La jonction p-n polarisée par un générateur de tension

Appliquons maintenant une tension positive externe côté p et une tension négative côté n (Fig. 11).

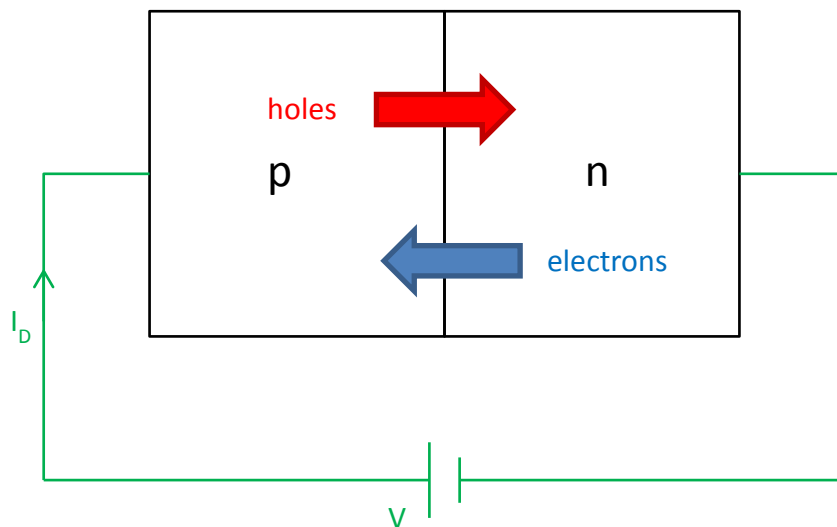


Fig. 11 : Schéma électrique : une source de tension est appliquée à la jonction p-n

Cette tension externe réduit le champ électrique interne et, par conséquent, le potentiel de diffusion. Ainsi, les porteurs majoritaires peuvent de nouveau diffuser entraînant le passage d'un courant dans le sens direct.

D'autre part, quand nous inversons la tension externe, nous augmentons la barrière du potentiel interne à savoir le potentiel de diffusion, et aucun courant de diffusion ne peut plus circuler. Seuls les porteurs minoritaires qui sont présents dans chaque région contribueront au courant par conduction. Le nombre de ces porteurs est très petit ; ils sont dus aux paires d'électron/trou thermiquement générées et le flux résultant est le plus souvent négligeable. De cette façon la jonction p-n forme la diode, un dispositif électronique qui conduit le courant dans une direction seulement.

La Fig. 12 affiche la caractéristique électrique d'une diode. Le courant  $I_D$  augmente quand une polarisation positive est appliquée, particulièrement quand la tension atteint approximativement la valeur de 0,6 V - mais sous polarisation négative le courant inverse est négligeable et égal au courant de saturation  $I_S$ .

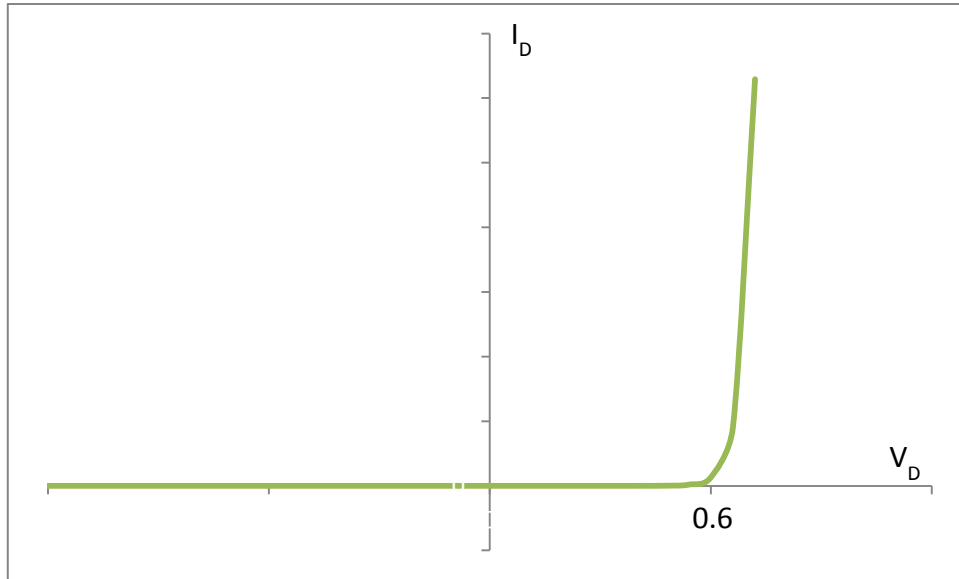


Fig. 12 : Caractéristique courant-tension de la diode

La physique appliquée aux semi-conducteurs nous donne la relation suivante pour la caractéristique courant-tension de la jonction p-n :

$$I_D = I_S \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right)$$

où  $q$  est la charge d'un électron,  $k$  est la constante de Boltzmann,  $T$  est la température absolue et  $I_S$  le courant de saturation.

Nous verrons dans la prochaine section pourquoi toute cette théorie au sujet des porteurs majoritaires et minoritaires, des électrons et des trous, des régions de charge d'espace et de potentiel de diffusion est essentielle pour découvrir les secrets des panneaux photovoltaïques.

### La jonction p-n sous insolation

Nous avons déjà mentionné la création des paires d'électron-trou dans un cristal par l'excitation thermique. Il est également possible de créer des paires d'électron-trou quand le cristal interagit avec des photons. Ces mécanismes sont mis en valeur dans la Fig. 13.

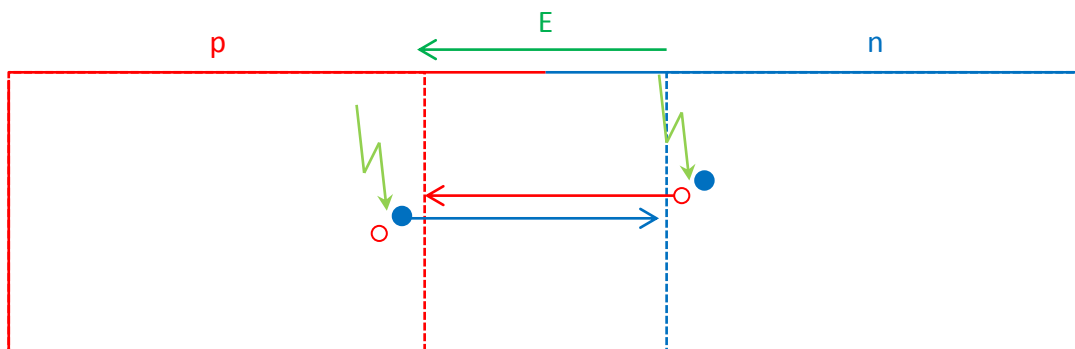


Fig. 13 : La représentation schématique de création de paires électron-trou par des photons

En fait, si l'énergie du photon est suffisante (supérieure au bandgap), cette énergie peut être absorbée et une paire d'électron-trou est créée : un électron de la bande de valence passe dans la bande de conduction laissant une lacune (trou) dans la bande de valence. Les deux porteurs ont maintenant assez d'énergie pour être considérés comme libres et peuvent se déplacer dans le cristal (ils ont une durée de vie d'environ 1  $\mu$ s, ensuite ils se recombinent.) Si les électrons créés ainsi se rapprochent de la zone de charge d'espace dans la région de type p où ils sont des porteurs minoritaires, ils seront accélérés par le champ électrique interne et traverseront la zone de charge d'espace ; le même mécanisme se produit lorsque les trous s'approchent de la région n de la zone de charge d'espace. Les deux types de porteurs contribuent au transport de charge et ce mécanisme peut être considéré comme générateur de courant et est électriquement représenté comme une source de courant.

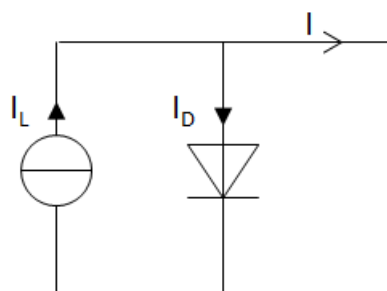


Fig. 14 : Circuit équivalent de la jonction p-n sous la lumière du soleil

La Fig. 14 montre un circuit équivalent récapitulant le comportement des cellules. Nous pouvons voir le symbole de diode représentant la caractéristique courant-tension sans lumière solaire ; nous avons ajouté une source de courant représentant le courant produit par la lumière.

Sans lumière et dans les conditions de polarisation externe, la cellule photovoltaïque se comporte comme n'importe quelle diode de semi-conducteur et le courant  $I_D$  s'écoule de l'anode vers la cathode. Sous la lumière du soleil, des paires d'électron-trou sont créées et produisent le courant  $I_L$  comme indiqué par la flèche sur la figure 14. À température constante,  $I_L$  est constant.

Nous pouvons calculer le courant  $I$ , sortant de la cellule photovoltaïque, en utilisant la loi de Kirchhoff :

$$I = I_L - I_D$$

et en utilisant l'expression mentionné plus haut, nous pouvons écrire :

$$I = I_L - I_S \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right)$$

En conclusion, la caractéristique courant-tension d'une cellule photovoltaïque est esquissée en Fig. 15.

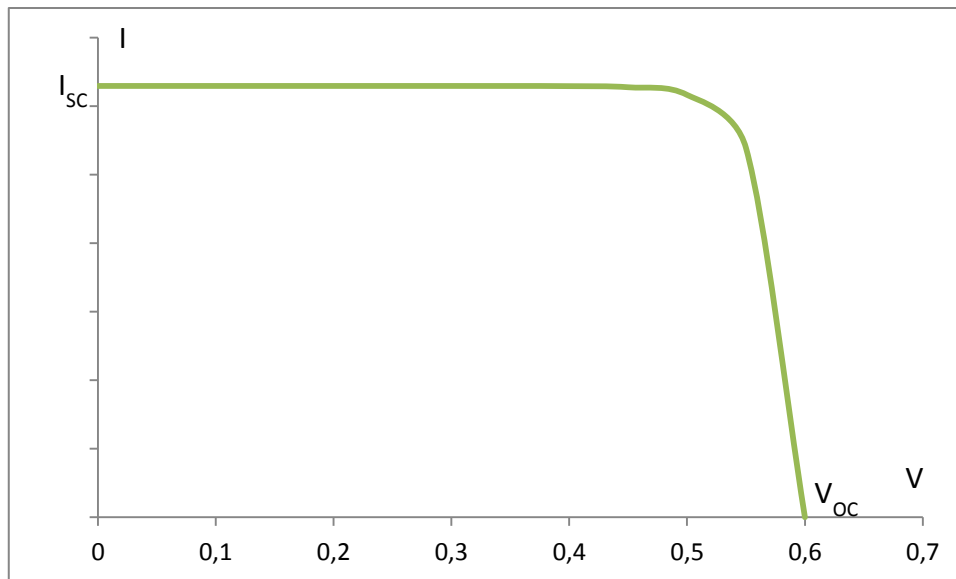


Fig. 15 : Caractéristique courant-tension d'une cellule solaire

De la Fig. 15, nous pouvons déterminer deux figures de mérites fondamentales pour le fonctionnement d'une cellule photovoltaïque:

- (i) La tension maximale (ou tension à circuit ouvert,  $V_{oc}$ ) produite par une cellule photovoltaïque en silicium est environ 0,6 V ; ceci implique que beaucoup de cellules doivent être connectées en série pour fournir les tensions plus élevées exigées pour la plupart des applications.
- (ii) Sous insolation constante, le courant est constant sur une large gamme : la cellule photovoltaïque peut être considérée comme une source de courant. En outre, le courant maximum de la cellule également défini en tant que son courant de court-circuit  $I_{sc}$  à  $V_{oc}=0V$  est donné par l'interception sur l'axe de courants.  $I_{sc}$  dépend de la température et de l'intensité de l'insolation.

Une étude détaillée des caractéristiques électriques des cellules solaires et des modules est donnée en chapitre 7.

## Références

- [1] Fraunhofer Institute for Solar Energy Systems ISE, “Photovoltaics Report”, 24 October 2014, <http://www.ise.fraunhofer.de/de/downloads/pdf-files/aktuelles/photovoltaics-report-in-englischer-sprache.pdf>
- [2] Philippe Cazenave, “Physique des matériaux semiconducteurs”, Fascicule de cours, Université de Bordeaux 1, filière EEA – Licence, 1998
- [3] Philippe Cazenave, “La jonction pn”, Fascicule de cours, Université de Bordeaux 1, filière EEA – Licence, 1997
- [4] Paul A. Lynn, Electricity from Sunlight: “An Introduction to Photovoltaics”, John Wiley & Sons, 2010
- [5] Hans K. Köthe, “Stromversorgung mit Solarzellen”, Franzis-Verlag GmbH, Feldkirchen, 1996