

a- Diffusion élastique:

Les diffusions élastiques sont essentiellement des interactions coulombiennes entre les électrons de bombardement et les noyaux des atomes de la cible. Au cours de ces collisions, l'énergie cinétique des particules et leur quantité de mouvement sont conservées. Vula grande différence entre la masse des électrons et celle des noyaux (qui induisent dans leur environnement immédiat un champ électrique très intense), ces dernier peuvent faire subir à la direction de l'électron une variation allant jusqu' à un angle de 180. Dans le cas d'interactions proche de la surface, l'électron peut ressortir de la face avant du matériau. On dit qu'il est rétrodiffusé. La proportion et les énergies de tels électrons dépendent de leurs énergies primaires ainsi que des propriétés physiques du matériau considéré. Cependant, la majorité des électrons suivent leurs chemins sans trop s'approcher du noyau en raison de l'écrantage produit par les électrons atomiques. L'énergie perdue par l'électron incident et transférée aux noyaux au cours de ce type de collision, peut donc être considérée comme négligeable, en vertu du rapport de masse des deux partenaires en action [1].

b- Diffusion inélastique:

Les interactions inélastiques ont lieu entre électrons incidents et électrons atomiques. Dans ce processus d'interaction, les électrons incidents perdent une partie de leur énergie et par conséquent une grande variété de signaux secondaires est générée. La figure 1.2 montre les différents signaux générés suit au bombardement électronique d'une cible semi-conductrice.

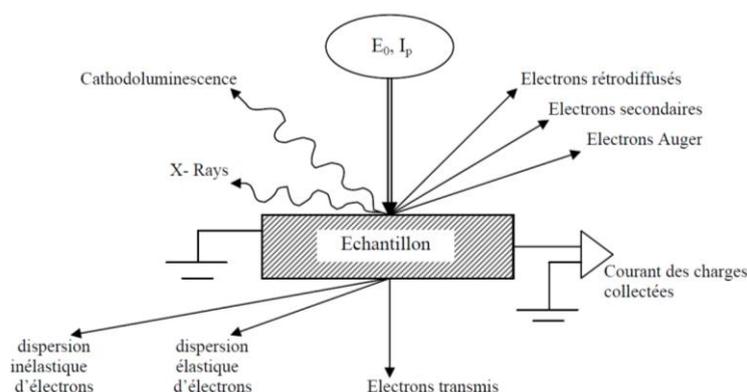


Figure 1.2: *Différentes Mécanismes de dissipation des électrons incidents* [1].

1.2 Loi de dissipation de l'énergie

Le processus d'interaction inélastique réduit constamment l'énergie des électrons primaire jusqu'à ce que ces derniers soient capturés. La connaissance de manière comment ces

électrons perdent leur énergie en fonction de la distance parcourue et en fonction des propriétés physique de la substance est important pour pouvoir quantifier les signaux enregistrés. En se basant sur l'approximation de la perte continue de l'énergie, Bethe donna en 1933 une l'expression pour la dissipation de l'énergie par unité de distance dE/dz sous la forme [2,3]:

$$\frac{dE}{dz} = -2\pi N_A e^4 \frac{Z \cdot \rho}{A} \cdot \frac{1}{E} \cdot \text{Ln}\left(\frac{a_1 E}{J}\right) \quad (1.1)$$

Avec :

A la masse atomique du matériau (g).

ρ la masse volumique (g/cm^3).

N_A le nombre d'Avogadro.

$a_1 = 1,1658$.

J est le potentiel moyen d'excitation. J caractérise l'ensemble des interactions inélastiques.

Son expression est donnée par :

$$J(\text{keV}) = 11.5 \cdot Z \cdot 10^{-3} \quad (1.2)$$

Une autre expression a été proposée par Berger et Seltger [4]

$$J(\text{keV}): (9.76 Z + 58.5 Z^{1.19}) 10^{-3} \quad (1.3)$$

La loi de la dissipation d'énergie peut être encore exprimée par :

$$\frac{dE}{d(\rho z)} = -2\pi N_A e^4 \left(\frac{Z}{A}\right) \cdot \frac{1}{E} \text{Ln}\left(\frac{aE}{J}\right) \quad (1.4)$$

Plusieurs modèles ont été élaborés pour la détermination de la fonction de dissipation d'énergie.

Kanaya et okayama(1972)[5] ont proposé d'exprimer la fonction de dissipation $\phi\left(\frac{z}{R}\right)$ sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \phi(u) = & (1-u)^{-2/5} \cdot \left(\frac{\gamma}{1-u} + \frac{3}{5}\right) \exp\left(-\frac{\gamma u}{1-u}\right) + 2.28 \frac{E_B}{E_0} \\ & \times \frac{\gamma}{(1-u)^2} \left[2^{-5/6} - (1-u)^{5/6}\right] \exp\left(\frac{-1.9 \cdot \gamma u}{1-u}\right) \end{aligned} \quad (1.5)$$

Ou $u = z/R$ $\gamma = 0.187 \cdot Z^{2/3}$

Par ailleurs, Everhart et Hoff (1971)[6] ont déterminé des profils de dissipation d'énergie à partir des mesures de conductivité sur des couches de SiO_2 et ont trouvé l'expression d'un polynôme normalisé, donné par :

$$\lambda(u) = 0,6 + 6,21u - 12,4u + 5,69u^3 \quad (1.6)$$

Pour $0 \leq u \leq 1,1$, avec $u = z/R_G$,

Il faut signaler que $\lambda(u)$ n'est valable que dans des domaines d'énergie bien limités ($5\text{KeV} \leq E_0 \leq 25\text{KeV}$) et de numéro atomique ($10 \leq Z \leq 15$) ; de plus, $\lambda(u)$ s'annule pour $u=1,1$.

$\lambda(u)$ peut être reliée à la fonction dissipation $\phi(u)$ par :

$$\phi(u) = (1-f)\lambda(u) \quad (1.7)$$

$$f = \frac{\eta_B E_B}{E_0}$$

η_B est le coefficient de rétrodiffusion des électrons rétrodiffusés, d'énergie E_B . D'autre part, Wu et Wittry (1978) [7], pour caractériser la perte d'énergie, proposent une forme gaussienne modifiée ; elle est donnée par :

$$\phi(u) = A \exp\left(-\left(\frac{u-u_0}{\Delta u}\right)^2\right) - B \exp\left(-\frac{bu}{u_0}\right) \quad (1.8)$$

Notons que c'est à partir d'une étude de dépendance du signal de cathodoluminescence en fonction de l'énergie E_0 du faisceau incident dans le GaAs que tous les paramètres qui interviennent dans l'expression $Q = \frac{E_A}{E_{eh}}$, ont été déterminées par Kyser et Wittry (1967) [8].

Les constantes A et B sont obtenues par la condition de normalisation de $\phi(u)$ et de la relation $B/A=0,4$. D'autre part, les constantes, b, Δn et n_0 ont été trouvées égales à :

$b=4,0$; $\Delta u=0,35$ et $u_0=0,125$. La confirmation des valeurs obtenues a fait l'objet d'une étude d'émission de rayon X provenant d'une cible de cuivre, cité par Kyser (1972)[9]

1.3 Parcours électronique

Les trajectoires suivies par les électrons incidents lors de leur pénétration dans le matériau sont aléatoire à cause des interactions élastique et inélastique qu'ils subissent.

La distance entre le point d'impact d'un électron incident et son point de capture dans la substance est appelé parcours électronique noté R. Bethe définit ce parcours par la relation [2,3]:

$$R_B = \int_{E_0}^0 \frac{1}{dE/ds} dE \quad (1.9)$$

avec, ds le déplacement (la pénétration) élémentaire et E_0 énergie primaire.

La pénétration effective pour laquelle s'étale la dissipation de l'énergie est plus petite par rapport à R_B , elle est connue sous le nom parcours de Gruen [10] ou simplement parcours électronique, sa forme générale est donnée par [11]:

$$\rho R \left(\frac{g}{\text{cm}^3} \right) = C E_0^n \quad (1.10)$$

Où ρ est la densité du matériau (g/cm^3) et C est une constante tandis que n varie entre 1,2 et 1,8 et dépend principalement de E_0 , du numéro atomique Z et de la définition de R .

Plusieurs expressions dans la littérature ont été proposées, nous donnons ici les expressions les plus utilisées :

- Parcours électronique de Kyser R_K [9]

$$\rho R \left(\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right) = 2.56 \left(\frac{E_0}{30} \right)^{1.68} \quad (1.11)$$

E_0 l'énergie des électrons primaires exprimée en keV, ρ la masse volumique (g/cm^3).

- Parcours électronique Kanaya et Okayama R_{KO} [5] :

$$\rho R_{KO} (\text{g/cm}^2) = 2,76 \times 10^{-6} \cdot \frac{A}{Z^{8/9}} E_0^{5/3} (\text{keV}) \quad (1.12)$$

E_0 l'énergie des électrons primaires exprimée en keV.

- Parcours électronique d'Everht et Hauff R_K [6]

$$\rho R_{EH} (\text{g/cm}^2) = 4.0 \times 10^{-6} E_0^{1.75} \quad (1.13)$$

L'estimation de la profondeur de pénétration des électrons primaires dépend de l'expression mathématique utilisée. La figure 1 présente la variation de la profondeur de pénétration des électrons primaires en fonction d'énergie d'excitation pour le cas d'un échantillon de GaAs. La différence entre la valeur de la profondeur de pénétration calculée par R_{EH} et celle par R_K et R_{KO} augmente avec l'augmentation de l'énergie. Cependant les valeurs de la profondeur de pénétration calculée par R_K et R_{KO} sont en accord sur toute gamme d'énergie.

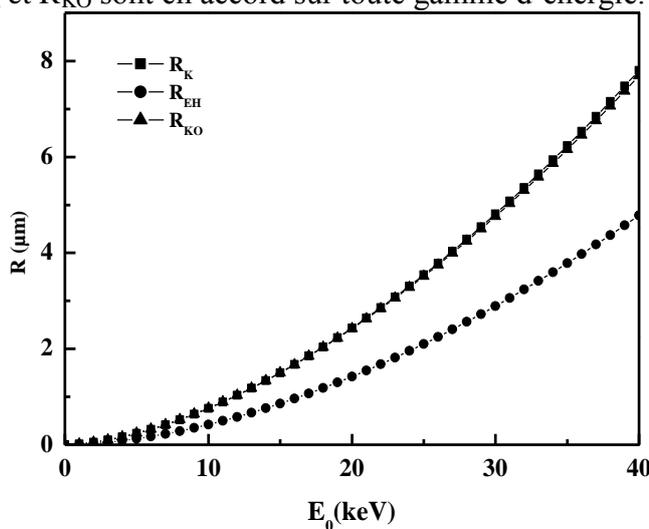


Figure 1.3: Variation du parcours électronique en fonction de l'énergie de bombardement dans le GaAs. R_K parcours proposé par Keyser, R_{EH} parcours proposé par Everhart et Hoff et R_{KO} parcours proposé par Kanaya et Okayama.

1.4 Energie de formation de paires

La création des paires électrons-trous est l'un des processus inélastiques accompagnants la pénétration des électrons dans un semi-conducteur. L'énergie de formation d'une paire électron-trou est donnée par la relation :

$$Q = \frac{E_A}{E_{eh}} \quad (1.14)$$

Q étant le nombre de paires créés par les électrons incident et E_A est l'énergie absorbée dans le semi-conducteur.

Selon Klein [12] E_{eh} peut être exprimée par :

$$E_{eh} = E_g + \langle E_R \rangle + \langle E_K \rangle \quad (1.15)$$

$\langle E_R \rangle$ est l'énergie moyenne associée à la génération d'un phono dans la branche optique, $\langle E_K \rangle$ est l'énergie cinétique résiduelle dissipée au cours du processus de thermalisation des porteurs générés.

L'énergie $\langle E_R \rangle$ s'écrit sous la forme:

$$\langle E_R \rangle = r \hbar \omega \quad (1.16)$$

Pour $\langle E_k \rangle$, Klein [12] propose la relation:

$$\langle E_k \rangle = \frac{9}{5} E_g \quad (1.17)$$

Donc :

$$E_{eh} = \frac{14}{5} E_g + r \hbar \omega \quad (1.18)$$

1.5 Fonction de génération

La fonction de génération $g(\vec{r}, R)$ ou encore $g(r, z)$ décrit la distribution de paires é-h créées dans le volume et correspond au nombre de paires créées par unité de temps et unité de volume ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$), en un point $r(x, y, z)$.

La connaissance de $g(r, z)$ est fondamentale pour apprécier quantitativement les propriétés du matériau ; cependant, elle est souvent source d'erreurs et de tracas mathématiques, c'est pour cela que beaucoup d'auteurs ont conjugué leurs efforts pour se placer dans des conditions de simplification de $g(r)$. Par exemple, quand le faisceau d'électrons est normal à la surface de l'échantillon, $g(r)$ possède une symétrie de révolution autour de la direction du faisceau et s'écrit:

$$g(r, z) \text{ où } r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (1.19)$$

Cette approche est souvent utilisée pour la compréhension des résultats de contraste EBIC en présence de défauts.

Ainsi, pour étudier le contraste des dislocations, plusieurs expressions de $g(r, z, R)$ ont été proposées pour son analyse, parmi lesquelles celle de Donolato (1981) [11] qui a utilisé une expression semi empirique de Poussin, cette dernière s'écrivant comme :

$$g(r, Z, R) = \frac{A(z, R)}{2\pi\sigma^2(z, R)} \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma^2(z, R)}\right) \quad (1.20)$$

Avec :

$$\sigma^2 = 0.36d_e^2 + \frac{0.11z^3}{R} \quad (1.21)$$

d_e diamètres du faisceau électronique, R la profondeur de pénétration. $A(z, R)$ est donné par :

$$\int_0^\infty g(r, z, R) 2\pi r dr = A(z, R) = g(z) \quad (1.22)$$

On peut montrer [12] que $A(z, R)$ s'écrit :

$$A(z, R) = \frac{I_p E_0}{q R} \phi\left(\frac{z}{R}\right) \quad (1.23)$$

Où $\phi(z, R)$ est une fonction universelle, indépendante de l'énergie du faisceau, mais a les caractéristiques d'une fonction de dissipation d'énergie.

L'établissement des expressions mathématiques pour la fonction de génération n'est avantageux que dans la mesure où cela permet l'établissement de modèles analytiques pour les signaux EBIC et CL. Pour le cas des modèles EBIC (CL) décrivant les défauts dans un semi-conducteur tels que les dislocations et les joints de grains, la fonction de génération est souvent prise comme simple telle que la fonction de génération constante avec un volume sphérique tangent à la surface [13, 14]. Kanaya et Okayama [5] ont montré que le volume de génération peut être simulé à une sphère tangente à la surface uniquement lorsque le numéro atomique est compris entre 10 et 15. La méthode Monté Carlo présente une autre approche utilisée par plusieurs auteurs pour dériver des expressions mathématiques pour la fonction de génération [15,16].

Les fonctions de génération les plus utilisées dans la modélisation du signal EBIC et CL avec ou sans défauts sont :

- Fonction de génération ponctuelle, g_p :

$$g_p(z) = G_0 \delta(z - z_1) \quad (1.24)$$

avec: $z_1 = 0.3R$ (R étant le parcours électronique) et G_0 le taux de génération.

- Fonction de génération constante, g_{con} :

$$g_{con}(z) = \begin{cases} G_0 & \text{si } z \leq R \\ 0 & \text{si } z \geq R \end{cases} \quad (1.25)$$

R étant le parcours électronique et G_0 le taux de génération.

- Fonction de génération polynomiale, g_{py} :

$$g_{py}(z) = \frac{G_0}{R_{EH}} \left(0.6 + 6.21 \left(\frac{z}{R_{EH}} \right) - 12.41 \left(\frac{z}{R_{EH}} \right)^2 + 5.69 \left(\frac{z}{R_{EH}} \right)^3 \right) \quad (1.26)$$

R_{EH} parcours électronique d'Everhart et Hoff et G_0 le taux de génération.

- Fonction de génération gaussienne, g_G :

$$g_G(z) = A' \exp \left[- \left(\frac{z/R_K - u_0}{\Delta u} \right)^2 \right] - B \exp \left(\frac{-bz/R_K}{u_0} \right) \quad (1.27)$$

$\frac{A'}{B} = 0.4, b = 4.0, \Delta u = 0.35, u_0 = 0.125$ et R_K parcours électronique de Kyzer.

- Fonction de génération constante dans un volume sphérique, g_S :

$$g_S = g(r) = \begin{cases} \frac{G_0}{\frac{4}{3} \pi R_{sph}^3}, & \text{si } r \text{ est dans le volume de génération,} \\ 0, & \text{si } r \text{ à l'extérieur.} \end{cases} \quad (1.28)$$

Avec : $R_{sph} = 0.5R$ (R_{sph} le rayon de la sphère) et R étant le parcours électronique.

- Fonction de génération constante dans un volume cubique g_C :

$$g_C = g(r) = \begin{cases} \frac{G_0}{l^3}, & \text{si } r \text{ est dans le volume de génération,} \\ 0, & \text{si } r \text{ à l'extérieur,} \end{cases} \quad (1.29)$$

avec: $l=R$ (l le coté du cube) et R le parcours électronique.

Pour pouvoir montrer la dépendance du volume de génération avec le numéro atomique et l'énergie des électrons primaires on a utilisé le logiciel Casino [17]. Ce dernier peut tracer le parcours des électrons dans le matériau ainsi que leur profil de dissipation de l'énergie.

L'extension spatiale du volume de génération dépend de l'énergie de bombardement tel qu'il est montré sur les figures 1.4a-d. Cependant, la forme du volume de génération dépend du numéro atomique. Il est sphérique pour le cas du silicium (figure 1.4 a, b) et, hémisphérique pour le cas du GaAs (figures 1.4 c, d)

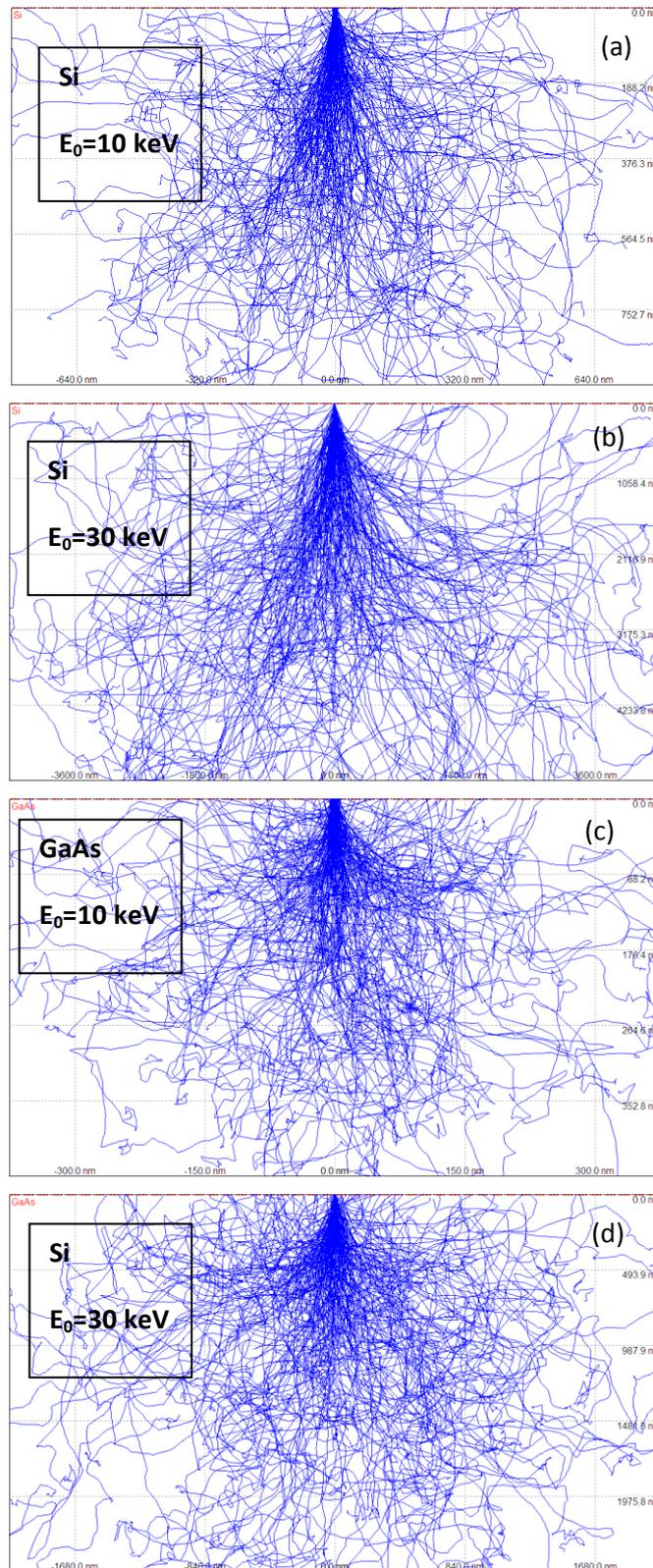


Figure 1. 4: Distribution des électrons primaires dans le volume du semi-conducteur (Si et GaAs) pour $E_0 = 10 \text{ keV}$ et $E_0 = 30 \text{ keV}$

Reference

- [1] L. Reimer, Scanning Electron Microscopy, Vol. 45 of Springer Series in Optical Sciences, in, Springer-Verlag, New York, 1985.
- [2] W. Williamson, Jr. and G. C. Duncan, "Monte Carlo simulation of nonrelativistic electron scattering" Am. J. Phys, 54(3), March 1986.
- [3] N. Tabet, "Contribution a l'étude des propriétés électriques de volume et des joints de grains dans le germanium application de la méthode du courant induit par faisceau d'électrons EBIC", a thesis submitted for the degree of Doctor of Philosophy, university of Paris Sud, Centre d'Orsay, 1988.
- [4] E.T. Berger and S.M. Seltzer, Nat. Acad. Sci. Nat. Rest. Council Pub.1133, 205 (1964).
- [5] K. Kanaya and S. Okayama, J. Phys. D : Appl. Phys, 5, 43(1972)
- [6] T. E. Everhart and P. H. Hoff, J. Appl. Phys. 42, 5837 (1971).
- [7] C.J. Wu and D.B. Wittry, J Appl. Phys. 49, 2827(1978)
- [8] D.F. Kyser and D.B. Wittry, J. Appl. Phys. 38, 375(1967).
- [9] D.F. Kyser, Proc of the inst .conf X Ray Optics (1972) and Microanalysis Osaka, University of Tokyo, Press Tokyo P.147 (1971).
- [10] A.E. Gruen , Z. Natuforsch, 12 A, 89 (1957)
- [11] J. I. Hanoka and R. O. Bell, Ann. Rev. Mater Sci, 353 (1981).
- [12] C. A. Klein, J. Appl. Phys. 39, 2029 (1968).
- [11] C. Donolato, Phys. Status Solidi Phys. Status Solidi (A) 65, 649–658 (1981)
- [12] T. Matsukawa, K. Murata and R. Shimizu, Phys. Status Solidi (B) 55, 371-83 (1973).
- [13] L. Pasmann, Phys. Status Solidi A 84,
- [14] C. Donolato, Optiki 52, 19 (1979).
- [15] C. Parish and P. Russell, App. Phys. Lett. 89, 192108 (2006).
- [16] B. Akamatsu, and J. P. Henoc, J. Appl. Phys. 52, 7245 (1981).
- [17] D. Drouin, A. R. Coutre, R. Gauvin, P. Hovington, P. Horny and H. Demers, CASINO V 2.42 software; www.gel.usherbrooke.ca/casino/.

2. Introduction

La cellule solaire est un dispositif électronique qui permet la conversion de l'énergie lumineuse principalement celle du soleil en un courant électrique. Généralement, elle est formée d'une jonction PN. Le rendement de conversion des cellules solaire dépend de plusieurs facteurs qui ont un lien direct avec la longueur de diffusion des porteurs de charge de la cellule et de l'état de sa surface (vitesse de recombinaison surfacique).

Pour déterminer la longueur de diffusion des porteurs de charge et la vitesse de recombinaison surfacique, L'EBIC est l'une des techniques la plus utilisée à ce propos.

Dans ce qui ce chapitre nous allons donner une description de cette technique de caractérisation suivie par une brève description d'une cellule solaire.

2.1 La technique EBIC

La microscopie EBIC (électron beam induced current) est un mode de fonctionnement développé sur le microscope électronique à balayage (MEB), basé sur l'exploitation du courant échantillon. Ce mode, ouvre un large éventail d'application du MEB pour la caractérisation des dispositifs et matériaux semi-conducteurs, en plus des modes de fonctionnement fréquents d'imagerie à savoir les modes des électrons secondaires rétrodiffusés et des rayons X.

En effet, dans le mode absorbé, le courant échantillon destiné à donner une micrographie reflétant l'état de surface de l'échantillon, peut contenir des informations sur les propriétés électroniques des échantillons semiconducteurs dans certaines conditions de travail. Ceci permet d'accéder à plusieurs types d'informations sur le matériau irradié qui peuvent être qualitatives [1] (hétérogénéité du semi-conducteur, défauts localisés, dislocations, joints de grain, agrégats, ...) ou quantitatives (longueur de diffusion des porteurs minoritaires, vitesse de recombinaison, durée de vie ...)[2]. Cette méthode est basée sur la mesure du courant des porteurs minoritaires dans les dispositifs semi-conducteurs, générés par injection électronique. Ces porteurs en excès (paires électrons trous) doivent être nécessairement séparés après leur génération soit par une jonction pn soit par un champ localisé dû à un défaut local. Dans le cas d'une jonction électrique, celle-ci peut être alors disposée parallèlement ou perpendiculairement au faisceau d'électrons en fonction de la structure géométrique de l'échantillon.

Comme la technique cathodoluminescence, qui permet d'étudier les défauts radiatifs, la technique EBIC aussi a une résolution spatiale limitée principalement par le volume d'interaction électron-matière et par le transfert en énergie qui, lorsqu'on travaille à une énergie incidente de quelques keV et de l'ordre du micromètre [3]. Cependant elle reste une technique suffisamment résolue pour permettre des analyses localisées au niveau des circuits intégrés et dispositifs électroniques [4], cette technique permet d'étudier le processus de recombinaison des porteurs minoritaires. Le signal EBIC correspond aux flux de minoritaires qui arrivent au détecteur. Celui-ci est une jonction p-n ou un contact métal-semi-conducteur redresseur (contact Schottky) élaboré à la surface de l'échantillon [5].

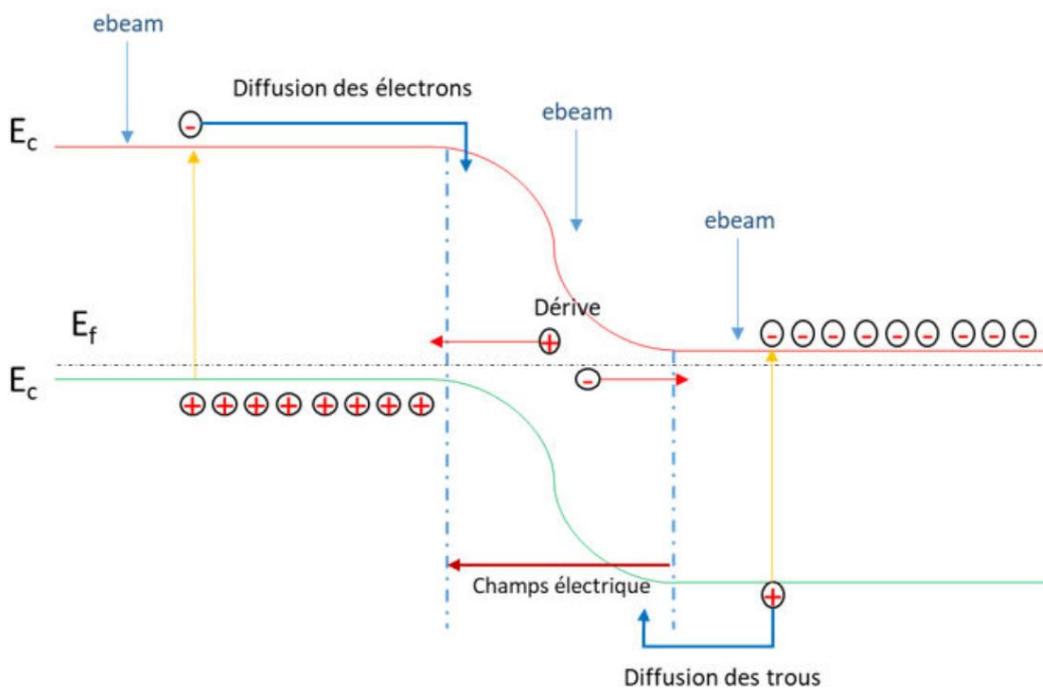


Figure 2.1: *Processus de génération et de collecte des porteurs de charges dans une jonction p-n (courant de dérive et courant de diffusion); Schéma représentatif du montage expérimental d'une mesure EBIC [1].*

2.1.2 Les différentes géométries de la technique EBIC

Pour la technique EBIC, on peut utiliser deux types extrêmes d'excitation par faisceau électronique :

- une excitation parallèle où les électrons arrivent parallèlement à la jonction

- une perpendiculaire où les électrons traversent perpendiculairement la jonction.

Entre ces deux types extrêmes d'excitation, il existe une troisième géométrie d'utilisation du mode EBIC : elle consiste à faire une coupe en biseau sur l'échantillon suivant un angle donné de façon à varier la distance entre le point d'impact et la zone de désertion [6].

Les principaux dispositifs rencontrés en technique EBIC sont illustrés par la figure 2.2

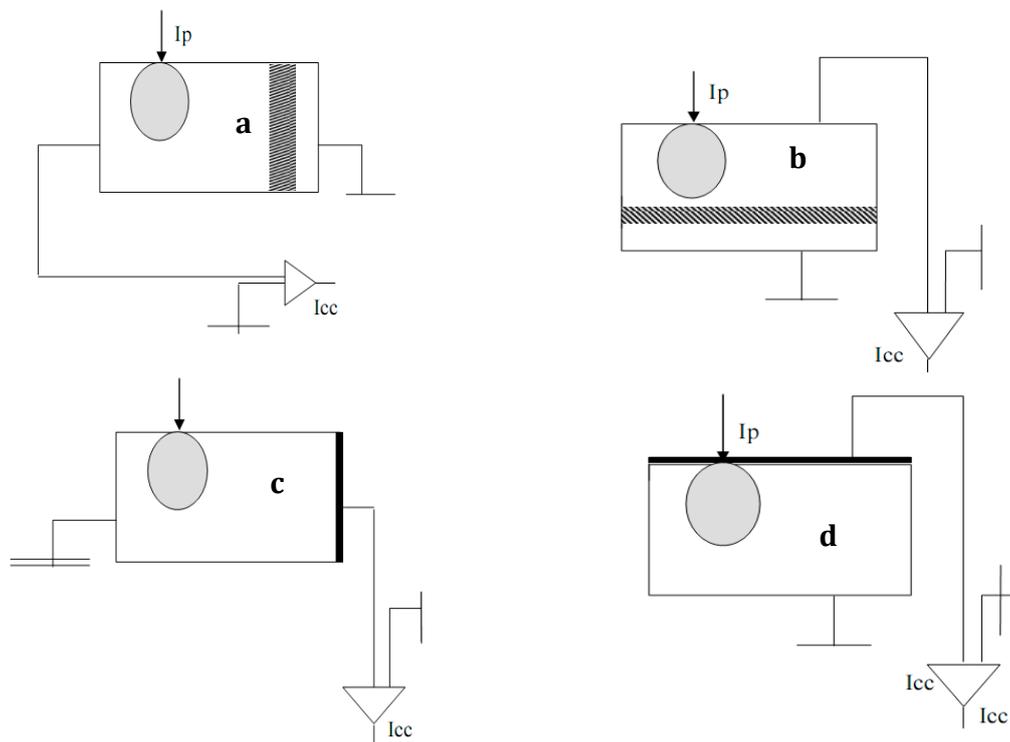


Figure 2.2: Schéma illustrant les différents dispositifs utilisés dans la technique EBIC : jonction p-n parallèle au faisceau incident I_p (a), jonction p-n perpendiculaire au faisceau incident (b), faisceau parallèle à une diode Schottky (c) et faisceau perpendiculaire à une diode Schottky (d) [6].

a) Excitation parallèle

Les figures (2.2-a) et (2.2-c) illustrent le cas de jonction p-n et Schottky respectivement, qui sont perpendiculaires à la surface de la jonction et le balayage s'effectue sur la tranche [7]. Le courant EBIC instantané dépend de l'environnement immédiat du point d'impact. Il contient une information sur la façon dont les porteurs générés en ce point sont transportés à travers le

dispositif. En effet, une partie des porteurs générés dans les zones neutres peut par diffusion arriver jusqu'à la zone de désertion où ils se séparent sous l'effet du champ électrique qui y règne. Ils participent ainsi au courant induit. Quant aux porteurs créés dans la zone de charge d'espace, Ils sont automatiquement séparés et collectés sans perte [7]. Dans cette configuration, il est donc possible de faire une mesure directe de la largeur de la zone de désertion et de sa position ainsi que d'estimer les courbures de bandes dans des jonctions ou des hétérojonctions [8]. De même elle a été également utilisée pour faire des mesures de la longueur de diffusion des porteurs. Malheureusement dans le cas des dispositifs amorphes, les couches sont très minces et ce mode d'utilisation de l'EBIC s'avère difficile [7].

b) Excitation perpendiculaire

Les figures (2.2-b) et (2.2-d) illustrent le cas de jonction p-n et Schottky respectivement, qui sont parallèle à la surface de l'échantillon dans cette configuration, le faisceau arrive perpendiculairement à la surface du dispositif et aux plans des différentes jonction. Pour des matériaux latéralement homogènes, le courant EBIC instantané ne révèle aucun contraste avec le balayage. Cependant, en faisant varier l'énergie du faisceau incident, le parcours des électrons augmente et le volume de génération dans le dispositif s'élargit. L'évolution du courant en fonction de l'énergie renseigne ainsi sur la génération et l'évacuation des charges à travers le dispositif [7].

2.1.3 Application de la technique EBIC

La technique EBIC peut être utilisée pour une caractérisation qualitative pour se renseigner sur l'activité électrique des défauts localisés (agrégats, dislocations et joint de grains).

L'intensité du courant EBIC se modifie en présence des défauts localisés dans le volume de génération entraînant sa diminution. L'image de ces défauts électriquement actifs apparaît noire sur un fond clair.

Cependant, elle peut être utilisée aussi pour une caractérisation quantitative pour la détermination directe des paramètres physiques tels que, la vitesse de recombinaison en surface, la vitesse de recombinaison des joints de grains, la longueur de diffusion, etc. De telles mesures quantitatives requièrent des dispositifs expérimentaux avec des géométries

spécifiques de l'échantillon (figure 2.2). Les avantages et les inconvénients de chaque dispositif ont été discutés par Kitller et Seiffert [9].

2.1.3 Détermination de la longueur de diffusion

2.1.3.1 Principe de la mesure

Les techniques pour mesurer les longueurs de diffusion des porteurs minoritaires sont similaires. Les paires électrons trous (ehps) sont générés par le bombardement d'un faisceau d'électrons. Ces ehps diffusent alors loin du volume de génération vers l'environnement. Si les ehps atteignent une région où un champ électrique règne (une jonction ou un contacte *Schottky*), ils vont être séparés ou collectés. Comme les porteurs minoritaires diffusent avant d'être collectés, ces porteurs ont tendance à se recombiner avec les porteurs majoritaires. La distance que les porteurs minoritaires peuvent parcourir avant de recombiner est déterminée par la longueur de diffusion du matériau.

Donc, l'étude de l'intensité du courant que celle-ci collecte varie en fonction de la distance (x) qui sépare la jonction du point d'impact du faisceau sur le semiconducteur permet la détermination de la longueur de diffusion. Ainsi, plusieurs modèles théoriques, ont été proposés pour estimer ce paramètre à partir de la courbe $I_{EBIC}(x)$ [10 - 17].

2.1.3.1.a. Cas de la jonction parallèle au faisceau électronique

La variation du courant EBIC en fonction de la distance sonde-jonction dans le cas d'une jonction parallèle au faisceau d'électrons (figure 2.3) est donnée par l'expression [10, 18,19] :

$$I_{EBIC} = G_0 \left(\frac{L_{eff}}{x} \right)^\alpha \exp\left(-\frac{x}{L_{eff}}\right) \quad (2.1)$$

Avec, $G_0 = I_f Q$ représente le facteur de génération des paires électron-trou et L_{eff} la longueur effective des porteurs minoritaires.

α Un paramètre qui varie entre -1/2 et 0. $\alpha = -1/2$, pour le cas d'une vitesse de recombinaison des porteurs minoritaire en surface $v_r = \infty$ et $\alpha = 0$ pour $v_r = 0$

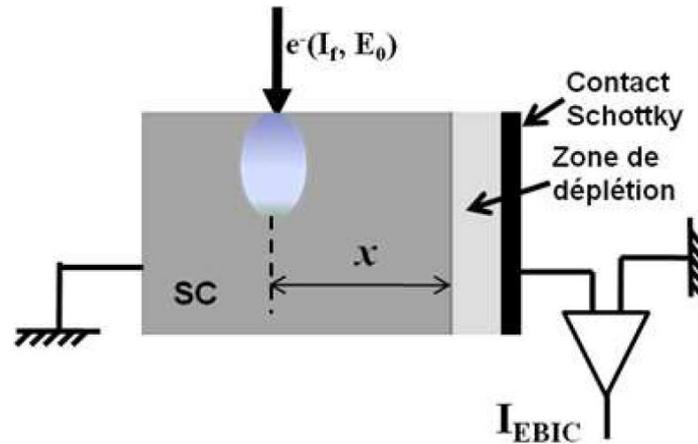


Figure 2.3: Montage de mesure de L_{eff} dans le cas d'une jonction Schottky parallèle au faisceau électronique [21].

2.1.3.1.b. Cas de la jonction perpendiculaire au faisceau électronique

Le principe de la mesure de L_{eff} est le même juste la position de la Junction par rapport au faisceau primaire qui va être changée. La figure 2.4 présente une illustration de la méthode de mesure de L_{eff} dans le cas d'une jonction Schottky perpendiculaire au faisceau incident. Le courant induit est donné dans ce cas par l'expression [17, 20]

$$I_{EBIC} = G_0 x^\alpha \exp\left(-\frac{x}{L_{eff}}\right) \quad (2.2)$$

La constante α est fonction de la vitesse de recombinaison des porteurs en surface, elle est comprise entre 0.5 et 1.5 [13, 14]. La valeur $\alpha = 0.5$ correspond à $v_r = 0$ tandis que $\alpha = 1.5$ correspond à $v_r = \infty$.

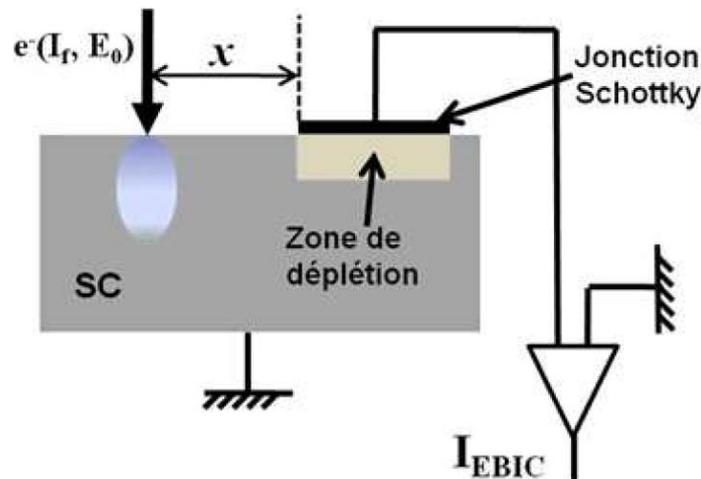


Figure 2.4: Montage de mesure de L_{eff} dans le cas d'une jonction Schottky perpendiculaire au faisceau électronique [21].

2.1.3.2 Contraste EBIC

La présence dans le volume de génération d'un défaut localisé agissant comme centre de recombinaison des porteurs en excès entraîne une diminution locale du nombre de porteurs minoritaires donc du courant EBIC (Figure 2.5). Le courant induit diminue ainsi lorsque la sonde électronique balaye à travers le défaut et est minimum lorsqu'elle est à l'aplomb du défaut. Nous obtenons alors une image des défauts électriquement actifs dans le semiconducteur qui apparaissent noirs sur fond clair.

Le contraste EBIC maximum se définit comme :

$$C = (I_0 - I_d)/I_0 \quad (2.3)$$

I_0 est le courant EBIC en absence de défaut localisé.

I_d est le courant EBIC mesuré en présence de défaut.

Ainsi $(I_0 - I_d)$ représente la perte de courant EBIC due au défaut. La résolution W est définie comme la demi-largeur à mi-hauteur elle dépend principalement de la dimension du volume de génération, c'est-à-dire de la tension d'accélération E_0 des électrons. Elle est également influencée par la longueur de diffusion.

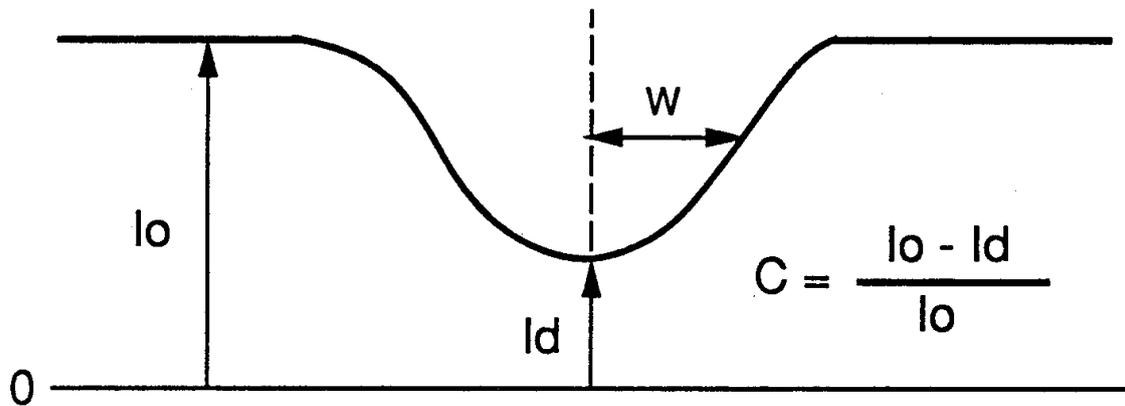


Figure 2.5: Schéma illustratif d'un contraste EBIC d'un défaut défini à partir du profil du courant EBIC. I_0 est le courant EBIC en absence de défaut localisé. I_d le courant EBIC mesuré en présence du défaut. $(I_0 - I_d)$ représente la perte de courant EBIC due au défaut. La résolution W est définie comme la demi-largeur à mi-hauteur de la perte de courant EBIC.

2.2 Cellule solaire

La cellule solaire ou cellule photovoltaïque est un composant électronique (généralement une jonction PN) qui permet la conversion directe de la lumière de soleil en électricité. Son principe fonctionnement repose sur le phénomène de l'effet photovoltaïque qu'on peut le décomposer en trois catégories : l'absorption de la lumière dans le matériau, le transfert d'énergie des photons aux charges électriques et la collecte des charges.

2.2.1 Principe fonctionnement d'une cellule solaire

L'éclairement de la cellule par des photons génère des paires électrons trous dans chacune de ces, p, n et la zone de charge d'espace (ZCE). Le comportement de ces porteurs diffère suivants le lieu de leur création. Dans les zones électriquement neutres p ou n, les porteurs minoritaires générés diffusent, ceux qui atteignent la région de charge d'espace sont propulsés par le champ électrique vers la région où ils deviennent majoritaires. Ces porteurs, par leur diffusion, contribuent à la formation d'un courant appelé le courant de diffusion. Dans la zone de charge d'espace, les paires électrons trous créées par les photons, sont dissociées par le champ électrique, les électrons sont propulsés vers la région de type n et les trous vers la région de type p. Ces porteurs donnent naissance à un courant appelé courant de génération. Ces deux contributions s'ajoutent pour créer un photo-courant résultant noté I_{ph} [22]. Ce processus engendre une tension photovoltaïque car la région n du semiconducteur devienne chargée de façon négative et la région p de façon positive. La présence de contact ohmique assure la collecte de ces porteurs d'où la création du courant photo-généré I_{ph} , somme des deux contributions précédentes, le photo courant I_{ph} contribue au courant de la diode I_d , appelé courant d'obscurité I_{obs} , qui résulte de la polarisation du composant. Le courant résultant par la relation est :

$$I(V) = I_{ph}(V) - I_d(V) \quad (2.4)$$

La relation de courant photo-généré I_{ph} est :

$$I_{ph}(V) = \alpha \Phi S \quad (2.5)$$

Φ (Wat.m⁻²) : la puissance reçu par unité de surface et à la surface de captation, S (m²), de la cellule solaire.

α : Coefficient d'absorption.

I_d : courant de la diode et dans le cas idéal est donné par l'équation:

$$I_d = I_s \left(\exp\left(\frac{qv}{nkt}\right) - 1 \right) \quad (2.6)$$

L'équation (2.4) devient :

$$I(V) = I_{ph} - I_s \left(\exp\left(\frac{qv}{nkt}\right) - 1 \right) \quad (2.7)$$

Où :

n : le coefficient d'idéalité de la jonction pn ($n=1.4$).

v : Tension aux bornes de la jonction (Volt).

q : Charge élémentaire ($q = 1.6 \times 10^{-19} C$).

k : Constante de Boltzmann ($k = 1.38 \times 10^{-23} J. K^{-1}$).

T : Température (K°).

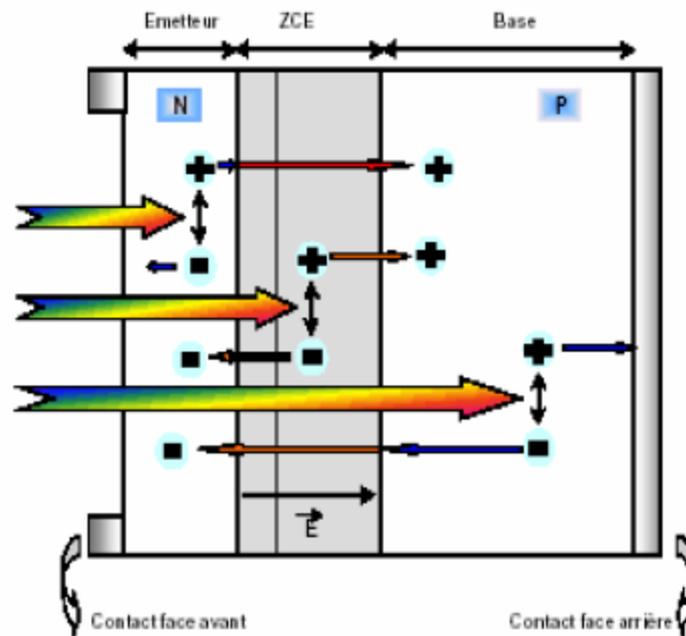


Figure 2.6: Structure et principe de fonctionnement d'une cellule solaire [23].

2.2.2. Circuit électrique équivalent de la cellule solaire

Une cellule solaire idéale, exposée aux rayonnements solaires, peut être modélisée par une diode idéale montée en parallèle avec une source de courant figure 2.7.

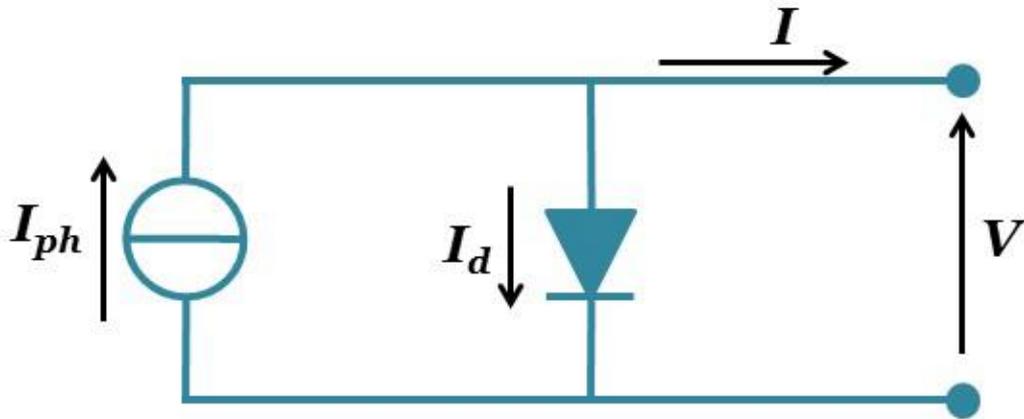


Figure 2.7 Schéma électrique équivalent d'une cellule photovoltaïque idéale. I le courant total produit par la cellule. I_{ph} le courant photo généré. I_d le courant traversant la diode. V la tension délivrée par la cellule [24].

Dans la réalité, il existe plusieurs facteurs de perte de la conversion photovoltaïque au sein d'une cellule solaire. Ces pertes sont généralement dues à la nature du matériau et à la technologie utilisée pour la réalisation de la cellule. Ces pertes peuvent être regroupées dans deux paramètres électriques, la résistance série R_s et la résistance parallèle R_{sh} .

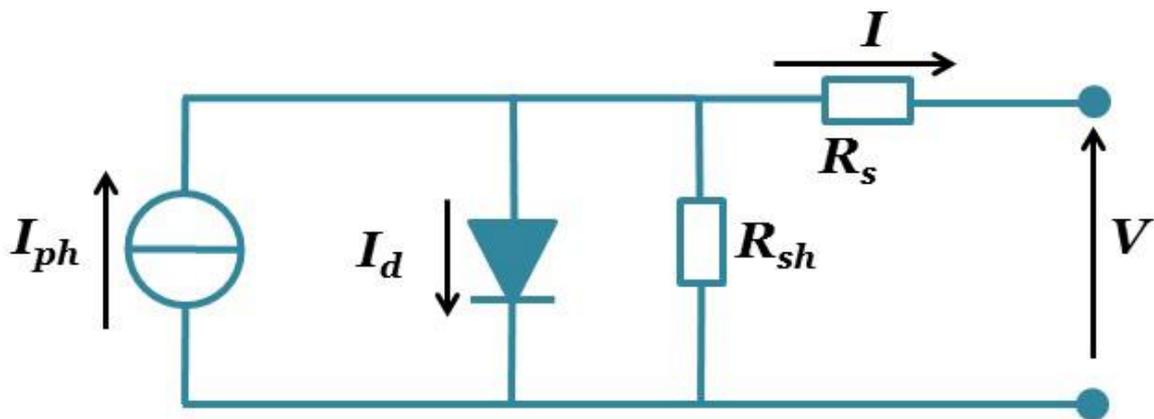


Figure 2.8 : Schéma électrique équivalent d'une cellule photovoltaïque. R_s la résistance série du circuit. R_{sh} la résistance parallèle du circuit (shunt) [24].

2.2.3 Facteurs limitant le rendement

En pratique, la conversion d'énergie lumineuse en énergie électrique n'est pas totale. Différentes pertes viennent influencer le rendement d'une cellule. Elles sont dans la plupart des cas dues à la nature du matériau et à la technologie utilisée. Ces pertes sont évoquées ci-après :

- Tous les photons possédant une longueur d'onde supérieure à celle associée au gap du semiconducteur ne peuvent générer des paires électrons trous, et ils sont donc perdus [25].
- Les photons d'énergie supérieure au gap ne pourront générer qu'une seule paire électro trou. L'excès d'énergie est perdu par thermalisation [25].
- Les pertes dues à la couverture partielle de la surface de la cellule par les contacts métalliques de la face avant.
- Les pertes dues à la réflexion des rayonnements lumineux incidents à la surface seule une partie du rayonnement solaire est absorbée, l'autre partie étant réfléchie.
- La tension maximale aux bornes de la cellule (v_{oc}) ne pourra pas dépasser la tension de gap (E_g/q) le facteur de forme FF, même dans le cas d'une cellule idéale, ne peut dépasser 0,89 [26], puisque les équations courant/tension sont régies par les équations de Boltzmann sous forme exponentielle : $\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$ [27].

Reference

- [1] D.Holt,B. Yacobi, D. Joy, SEM Microcharacterization of semiconductors, Academic Press, London (1989) 373
- [2] R. Platt, Science 129, 372 (1959)
- [3] H. Shirakawa, E.J. Louis, A. G. Macdiarmid, C.K. Chiang, A.J. Heeger, J. Chem. Soc., Chem. Commum.16, 578(1977).
- [4] K. Miyajima, L. Balk, Journal of physics D: Applied Physics 28, 914(1995).
- [5] M. Romero, D. Araujo, R Garcia, Materials Science and Engineering: B 42, 172 (1996)
- [6]H.J. Lemy, J. Appl. Phys. 53, R5 (1981).
- [7] S. Najar, Thèse de doctorat, Ecole polytechnique, France (1992)
- [8] N. C. Macdonald, T.E. Everhart, Appl. Phys. Lett. 7,267 (1965)
- [9]M. Kittler and W. Seiffert, Rev. Phys. Appl. Coloque C6, Suppl. 6, 24, 31(1989).
- [10] C. Donolato, Solid State Electronics 28,1143(1982).
- [11]C. Donolato, IEEE Trans. Electron Devices, 31, 121(1984).
- [12] F. Berzet, H.K. Kuiken, Solid State Electronics 19, 437(1976).
- [13]J. Boersma, J. J. E. Indenkleef and H. K. Kuiken, Journal Engineering Math.18, 315(1984).
- [14] D.E. Ioannou and C.A. Dimitriadis, IEEE Trans. Electron. Devices, 29, 445(1982).
- [15] H.K. Kuikenet C.V. Odorp, J. Appl. Phys. 57, 2077(1985).
- [16] D. Cavalcoli, A. Cavallini, and A. Casaldini, J. Appl. Phys. 70, 2163(1991).
- [17]C. Donolato, Solid State Electronics 28, 1143(1985).
- [18] D. K. Schroder, Semiconductor Material and Device Characterization,760(1998).
- [19] S. Q. Zhu, E. I. Rau and F. H. Yang, Semiconductor Science andTechnology, 18, 361(2003)
- [20] A. Boudjani Semiconductor Science and Technology 20, 175 (2005).
- [21] Y. Beggah, thèse de magister, université de Constantine, (1994)
- [22] M. Madani «*Réalisation Des Couches Antireflets Dans Les Cellules Solaires a Couches Minces*».Thèse de Magister, université de Abou-Bakr Belkaid De Tlemcen, (2006).
- [23] A. Cherouana, "Modélisation par MATLAB de la cellule solaire bifaciale à base de silicium monocristallin", mémoire de magistère, université de Mentouri Constantine1, (2013).
- [24] A. ADAINE, " Optimisation numérique de cellules solaires à très haut rendement à base d'InGaN", thèse de doctorat, L'UNIVERSITÉ DE LORRAINE, France (2018).

[25] N. Oleksiy, «Simulation, Fabrication Et Analyse De Cellules Photovoltaïques A Contacts Arrières Interdigités». Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France, (2005).

[26] M. A. Green, J. Zhao, A. Wang, S. R. Wenham, IEEE Trans. Electron Devices 46, 1940 (1999)

[27] A. Kaminski, " Étude des étapes technologiques critiques dans la production des cellules solaires en silicium multi-cristallin", Thèse EEA, INSA de Lyon, 1997.