



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



# Mémoire

Présenté à

L'Université Abdel Hamid Ibn Badis de Mostaganem  
Faculté des Sciences Exactes et Informatique  
Département de Physique

Pour obtenir le Diplôme de  
**Magister en Physique**

Option : Conversions Photovoltaïques.

Par

***BACHIR Hassan***

Sujet

**« Contribution à l'étude du courant induit par faisceaux  
d'électrons sur des cellules photovoltaïques »**

Soutenu le ...../...../2013

Devant le jury composé de

Dr Benostmane Ahmed,	M.C.A, Université de Mostaganem,	Président ;
Dr TERKI Hassaine mounir,	M.C.A, Université de Mostaganem,	Examineur ;
Dr BENTOUNES Adda,	M.C.A, Université de Mostaganem,	Examineur ;
Pr BASSOU Ghaouti,	Professeur, Université de Sidi Bel Abbès ;	Encadreur ;
Dr. BEGHADAD Mohammed,	M.C.A, Université de Mostaganem,	Co-encadreur.

# Dédicace

*Je dédie ce travail*

- *A mes parents qui m'ont permis d'atteindre mon but*
- *A mes frères et sœurs (Saida, Habiba, Mohamed, Aicha, Fatiha).*
- *A mon très cher ami : Redha Sidali Cheranti.*
- *A mes amis : Noureldine, Abdellah, Kamel, Allal, Amin, fethi...*
- *En fin, à tous ceux qui ont contribués à ce travail de près ou loin.*

**HASSAN BACHIR**

# Remerciements

*Nous remercions DIEU qui nous a remplis de foi et de force pour finir ce projet.*

*Nos parents qui nous ont beaucoup encouragés le long de ce projet.*

*Nos promoteurs Mr : G.BASSOU et Mr : M.BEGHDAD qui nous a honorés en acceptant de nous encadrer.*

*Tous les enseignants du département de physique de l'Université de MOSTAGANEM Abd Elhamid Ben Badis*

*Nous remercions tous ceux qui ont participé de près ou de loin à l'aboutissement de nos études.*

# SOMMAIRE

<b>Introduction générale</b> .....	01
------------------------------------	----

## **Chapitre I :La conversion photovoltaïque**

I.1- Introduction.....	03
I.2- Rayonnement solaire.....	03
I.3- Principe de la conversion photovoltaïque.....	05
I.3.1- La jonction pn modèle de schokley.....	05
I.4- Caractéristique de la cellule solairephotovoltaïque.....	07
I.4.1- Paramètres de la cellule solairephotovoltaïque.....	07
I.4.2- Facteurs limitant le rendement.....	09
I.4.3- Modélisation électrique de la cellule solairephotovoltaïque.....	09
I.5- Interaction matière-rayonnement.....	10
I.5.1- Introduction.....	10
I.5.2- Interaction matière-rayonnement.....	10
I.5.3- Génération et recombinaison des porteurs.....	12
I.6- Conclusion.....	13

## **Chapitre II : la technique EBIC**

II.1- Introduction.....	14
II.2- Brève historique de la Microscopie Electronique.....	14
II.3- Description et principe du MEB.....	15
II.3.1- Architecture du MEB.....	15
II.3.2- Sources d'électrons (canons à électrons).....	16
II.3.2.1- Les canons thermoélectroniques.....	16
II.3.2.2- Les canons à émission de champ.....	18
II.3.3- Les lentilles électromagnétiques.....	18
II.3.4- Les diaphragmes.....	20
II.4- Principe de fonctionnement.....	21
II.4.1- Principe de base.....	21
II.4.2- Mode de fonctionnement.....	21
II.4.3- Les détecteurs.....	23
II.5- La Microscopie EBIC.....	26
II.5.1- Description de la technique EBIC.....	26
II.5.2- Principe de la méthode.....	27
II.5.3- Phénomènes de génération de porteurs dans les Semi-conducteurs.....	28
II.5.3.1- Volume Génération.....	28
II.5.3.2- Dissipation de l'énergie des électrons dans le matériau.....	29
II.5.3.2.1- Collision électron-noyau.....	29

II.5.3.2.2- Collision électron-électron.....	31
II.5.3.2.3- Volume de Dissipation de l'Energie du Faisceau Electronique par Chocs Inélastiques.....	32
II.5.3.3- Création de pair électron trou .....	34
II.5.3.4- Energie de formation d'une paire électron-trou.....	37
II.5.3.5- Taux de génération total .....	39
II.5.3.6- Fonction de génération .....	40
II.5.4- Mesures E.B.I.C. ....	42
II.5.5- Les différentes géométries de la technique E.B.I.C.....	43
a) <u>Excitation parallèle</u> .....	45
b) <u>Excitation perpendiculaire</u> .....	45
c) <u>Excitation en biseau</u> .....	45
d) <u>Courant EBIC à contact unique</u> .....	46
II.5.6- Applications de la technique EBIC à quelques dispositifs .....	47
a) Application qualitative (Images EBIC de contrastes de défauts actifs) .....	47
b) Application quantitative .....	48
Introduction .....	48
Application a la jonction base-émetteur d'un transistor.....	49
II.6 Conclusion .....	51

## Chapitre III : la simulation par la méthode de Monte Carlo

III.1- Introduction .....	52
III.2- Notion de base sur la méthode de Monte Carlo .....	52
III.2.1- Définition et historique.....	52
III.2.2- Efficacité de la méthode Monte Carlo.....	53
III.2.3- Nombres aléatoires .....	53
III.2.3.1- Nombres aléatoires pseudo-aléatoires.....	53
III.2.3.2- Générateurs de nombres aléatoires.....	54
III.2.3- Application de la méthode de Monte Carlo.....	55
III.2.3.1- Simulation de trajectoires avec collisions.....	55
III.2.3.2- Calculs d'intégrales .....	56
III.2.3.3- La marche aléatoire (RandomWalks) .....	57
III.3- Simulation des trajectoires électroniques par la méthode de Monte-Carlo .....	58
III.3.1- Description de la génération des trajectoires.....	58
III.3.1.1- Parcoursélectronique entre deux chocs.....	60
III.3.1.2- Calcul de l'angle de diffusion $\theta$ et l'angle azimutal $\varphi$ .....	61
III.3.1.3- Trajectoire de l'électron.....	62
III.3.1.3.1- Coordonnées de l'électron .....	62
III.3.1.3.2- Pouvoir d'arrêt.....	63
III.3.2- Organigramme de la simulation des trajectoires électroniques.....	63
III.3.2.a- Présentation .....	63
III.3.2.b- Fonctionnement.....	66

III.4- Simulation de la dissipation énergétique par la méthode de Monte-Carlo .....	66
III.4.1 Introduction .....	66
III.4.2- Simulation de la perte d'énergie des électrons primaires :.....	67
III.4.2.1- Principe:.....	67
III.4.2.2- Modèle de simulation .....	67
III.4.2.3- Organigramme de simulation de perte d'énergie des électrons primaires .....	67
III.5- Conclusion.....	68

## **Chapitre IV : Résultats et interprétations**

IV.1- Introduction .....	69
IV.2- Volume d'interaction .....	69
IV.2.1- Influence de la nature chimique de la cible.....	69
IV.3.2- Influence de l'énergie incidente .....	73
IV.3.3- Influence de l'angle d'incidence .....	75
IV.4- Simulation de la variation de l'énergie des électrons rétrodiffusés.....	78
IV.4.1- Introduction.....	78
IV.4.2- Etude des électrons rétrodiffusés .....	78
IV.5- Variation de la fonction de dissipation énergétique.....	80
IV.5.1- Influence de la nature chimique du matériau.....	80
IV.5.2- Influence de l'énergie d'incidence.....	82
IV.6- Conclusion.....	83

<b>Conclusion générale</b> .....	<b>85</b>
----------------------------------	-----------

## **Références bibliographiques**

**Abstract:**

The objective of this work is to establish a program that determines the electron trajectories and backscattered electrons in a solid material bombed by an electron beam and using the statistical Monte Carlo method. From these parameters, we calculated the energy dissipation function whose current EBIC (Electron Beam Induced Current) is extracted.

**Key words:**

Photovoltaic, SEM, EBIC, electronic path pn junction

## **Résumé :**

L'objectif de ce travail est d'établir un programme qui détermine les trajectoires électroniques ainsi que des électrons rétrodiffusés dans un matériau solide bombardé par un faisceau d'électrons et ce en utilisant la méthode statistique de Monte Carlo. A partir de ces paramètres, nous avons calculé la fonction de dissipation énergétique dont on extrait le courant EBIC (Electron Beam Induced Current).

## **Les mots clés :**

Photovoltaïque, MEB, EBIC, trajectoire électronique, jonction pn

*Introduction*  
*générale*

## Introduction générale

L'utilisation de la microscopie électronique à balayage dans les semi-conducteurs ouvre un large domaine d'applications, parmi lesquelles on peut citer le courant induit par faisceau électronique appelé couramment EBIC (Electron Beam Induced Current).

Pour une meilleure compréhension de cette technique, une approche concernant le courant induit, doit être basée sur une bonne connaissance de l'interaction électron-matière ainsi que sur la connaissance approfondie des mécanismes de pénétration des électrons, de génération et de recombinaison des porteurs générés dans le volume du semi-conducteur.

D'autre part, l'étude théorique de la pénétration des électrons dans l'échantillon présente de nombreuses difficultés malgré toutes les approches qui ont été proposées parmi lesquelles la méthode de Monte Carlo. Celle-ci constitue un outil puissant de calcul numérique et a été appliquée aux problèmes concernant d'une part, la simulation du comportement de la diffusion aléatoire des neutrons dans la fission des matériaux et d'autre part, le calcul des intégrales multiples, complexes et certaines équations en physique.

Le principe de la méthode de Monte Carlo consiste à générer des nombres aléatoires, pour simuler sur un ordinateur, l'interaction du faisceau d'électron avec le milieu diffusant. C'est une technique statistique basée sur le recueil d'informations sur un grand nombre de particules. Notre travail consiste en une contribution à modéliser le courant EBIC dans la structure d'une cellule photovoltaïque dans le but de le corréler à des mesures pratiques. Nous avons opté à cette fin, pour l'utilisation de la méthode de Monte Carlo qui s'est avérée très adaptée à ce type de problème. Afin de mener à bien cette tâche, il était primordial de détailler le fonctionnement de l'outil nécessaire à cette technique à savoir le Microscope à balayage Electronique (MEB). L'interaction électron-matière constitue également une étape dont le développement s'imposait de lui-même. Ainsi, notre mémoire a été structuré en quatre chapitres :

Nous présentons dans le chapitre I une approche théorique concernant la conversion photovoltaïque ainsi qu'une approche sur le rayonnement solaire et son influence sur les semi-conducteurs en donnant au passage quelques notions sur la physique des semi-conducteurs en insistant sur la jonction pn. Ensuite, nous exposons quelques notions sur l'interaction matière rayonnement dans la première partie et dans la deuxième partie nous discutons l'interaction électron-matière et les différents modèles théoriques décrivant la

profondeur de pénétration et la dissipation d'énergie des électrons incidents pour l'étude du courant EBIC et du parcours électronique des électrons dans la matière.

Dans le deuxième chapitre, une description simplifiée du microscope électronique à balayage et de son principe de fonctionnement sont donnés. Nous exposons également dans ce chapitre la technique EBIC ainsi que ses différents modes d'application qualitative (images EBIC de contrastes de défauts actifs), et quantitative (mesure de paramètres physiques).

Le principe de la méthode de Monte Carlo ainsi que l'art et la manière de sa mise en œuvre sont détaillés dans le chapitre trois. Nous avons ainsi développé les théories permettant de simuler les trajectoires électroniques, en se basant sur les paramètres du matériau cible ainsi que sur les paramètres du faisceau incident.

Dans le dernier chapitre, nous exposerons les résultats obtenus à partir de notre programme et les interprétations relatives aux simulations des trajectoires électroniques pour différents matériaux semi-conducteurs, différents angles d'incidence et différentes énergies incidentes. En fin, nous terminons notre travail par une conclusion générale qui précisera son intérêt dans la pratique et le projet futur.

*Chapitre I*  
*La conversion*  
*photovoltaïque*

## Chapitre I :

### La conversion photovoltaïque

#### I.1- Introduction :

La lumière du soleil est totalement naturelle et ne coûte rien, la transformer en électricité serait donc la manière la plus simple d'avoir une énergie dépourvue de toute pollution.

Depuis un siècle, on sait que la conversion est possible et le seul inconvénient vient de ce que le convertisseur reste cher et prend de la place.

La conversion photovoltaïque de l'énergie solaire est une technique encore jeune, surtout pour les applications terrestres.

L'existence de plusieurs filières technologique concurrentes, certaines industrialisées et d'autres encore au niveau de la recherche en est la preuve.

#### I.2- rayonnement solaire :

Le rayonnement électromagnétique émis par le soleil et de l'ensemble des interactions secondaires qu'elles génèrent dans son enveloppe.

Ce rayonnement constitue le quasi totalité de l'énergie expulsée par le soleil.

Nous rappelons qu'un rayonnement électromagnétique a un double aspect ondulatoire et corpusculaire, le corpuscule est le photon de masse nulle son énergie est reliée à la fréquence ou la longueur d'onde de l'onde associée par la formule suivante [1] :

$$E = h\gamma = \frac{hc}{\lambda} \quad (\text{I.1})$$

La figure (I.1) donne la puissance du spectre (flux de puissance en fonction de la longueur d'onde en microns).

Le rayonnement solaire est émis de manière isotrope lorsqu'il parvient au niveau de la terre après avoir parcouru une distance de  $150.10^6$  km, il est constitué de photons aux trajectoires à peu près parallèles [2].

La puissance de son flux hors atmosphère est d'environ  $1360 \text{ W/m}^2$ .

Ce flux, dit constante solaire, varie cependant légèrement au cours de l'année. Suivant les variations de la distance terre-soleil ( $\pm 3\%$ ). C'est la puissance qu'on recevrait sur un écran plan d'un  $m^2$  normal à la direction des photons placé hors de l'atmosphère, par exemple sur un satellite.

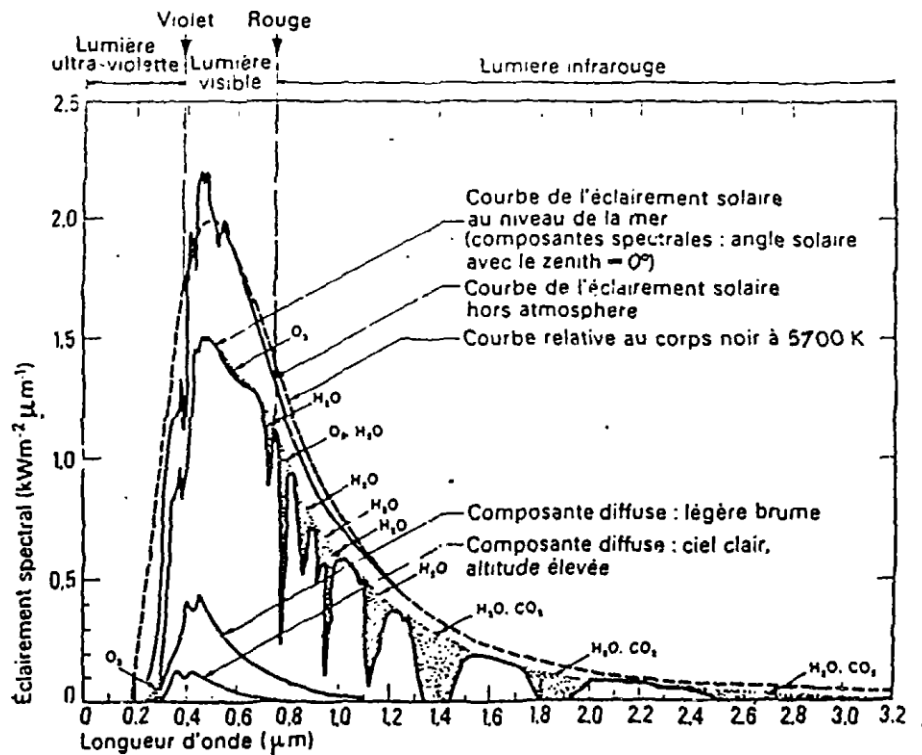


Figure (I.1) : l'allure du spectre (flux de puissance en fonction de la longueur d'onde) [1].

Afin d'établir un système de référence, la notion d'Air Masse (AM) a été introduite.

L'air masse prend en compte l'angle  $\theta$  formé par le soleil par rapport au zénith [3] :

$$AM = \frac{1}{\cos\theta} \quad (I. 2)$$

AM0 : correspond à l'irradiance hors atmosphère

AM1 : correspond à une position du soleil au zénith du lieu d'observation

AM1.5 : correspond à un angle du soleil de  $48.19^\circ$  par rapport au zénith est le plus couramment utilisé.

La traversée du rayonnement solaire de l'atmosphère induit une atténuation non négligeable de l'énergie incidente. L'atténuation est due aux phénomènes d'absorption par les molécules de l'atmosphère (H<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub> pour l'essentiel)

L'atténuation est également fonction des conditions climatiques, la de la saison, ou de la latitude du point d'observation.

### **I.3- Principe de la conversion photovoltaïque :**

#### **I.3.1- La jonction pn modèle de Schokley :**

La formation d'une jonction réalisée par sur-dopage du semiconducteur représente le principe de base de la cellule solaire. La création d'une barrière de potentiel dans le semiconducteur permet de séparer les électrons et les trous qui sont générés par l'absorption de lumière dans le matériau. Les types de barrières les plus connues sont l'homojonction (jonction p/n dans le même semiconducteur), l'hétérojonction (jonction p/n entre deux matériaux différents) et les barrières Shottky (métal/semiconducteur). Lors de la formation de la jonction, les électrons diffusent vers la zone p et les trous vers la zone n (alignement du niveau de fermi), afin de tendre vers un équilibre thermodynamique. Le dipôle, crée aux bords de la jonction, entrainer la formation d'un champ électrique qui s'oppose à l'équilibre à tout déplacement de charges. la polarisation de la jonction en direct permet alors de diminuer la hauteur de la barrière de potentiel et donc l'intensité de champ électrique permettant le passage de porteurs. A l'opposé, une polarisation inverse augmentera la hauteur de barrière.

La relation courant –tension pour une diode idéale à l'obscurité est donne par la relation (I.3) [4]:

$$I = I_0 \left[ \text{EXP} \left( \frac{qV}{nKT} \right) - 1 \right] \quad (\text{I. 3})$$

Avec

I<sub>0</sub> : courant de saturation de la diode

v : la tension de diffusion de la diode

n : facteur d'idéalité de la diode

K : constante de Boltzmann

q : charge électronique

T : température en degrés Kelvin

Trois équations décrivant le transport de charge dans un semiconducteur ont été données par Shockley [4,5]

Les équations des courants de conduction sous l'effet d'un champ électrique et de diffusion pour les électrons et les trous s'expriment par :

$$\vec{j}_n = q\mu_n n\vec{E} + qD_n \vec{\nabla} n \quad (\text{I. 4})$$

$$\vec{j}_p = q\mu_p p\vec{E} - qD_p \vec{\nabla} p \quad (\text{I. 5})$$

Avec  $\mu_{n,p}$  mobilités des électrons et des trous respectivement ( $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ )

$D_{n,p}$  : coefficients de diffusion des électrons et des trous respectivement ( $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ )

$n$  : concentration d'électrons libres ( $\text{cm}^{-3}$ )

$p$  : concentration des trous libres ( $\text{cm}^{-3}$ )

Les équations de continuité concernent les phénomènes de génération de porteurs et de recombinaison :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n + \frac{1}{q} \text{div}(j_n) \quad (\text{I. 6})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - R_p - \frac{1}{q} \text{div}(j_p) \quad (\text{I. 7})$$

Avec  $G_{n,p}$  : taux de génération des électrons et des trous respectivement

$R_{n,p}$  : taux de recombinaison des électrons et des trous respectivement

Enfin, l'équation de Poisson décrit la dépendance du champ électrique en fonction de la densité de charge et de dopants :

$$\Delta\Psi = \frac{q}{\epsilon} (N_d - N_a + p - n) \quad (\text{I. 8})$$

Avec  $\Psi$  : potentiel électrostatique

$\epsilon$  : permittivité électrique

$N_d$  : densité de donneurs ionisés ( $\text{cm}^{-3}$ )

$N_a$  : densité des accepteurs ionisés ( $\text{cm}^{-3}$ )

L'équilibre thermodynamique est modifié lorsque des porteurs sont injectés par polarisation ou par illumination. L'introduction des quasi-niveaux de Fermi  $E_{FP}$  et  $E_{FN}$  permettant d'exprimer simplement le régime quasi-équilibre. Le tableau (I-1) ci-dessous décrit l'évolution de la densité des porteurs de charge pour les deux régimes d'équilibre et quasi-équilibre.

Equilibre	Quasi-équilibre
$n_0 = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right)$	$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_{Fn}}{kT}\right)$
$p_0 = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right)$	$P = N_V \exp\left(-\frac{E_{FP} - E_V}{kT}\right)$
$n_0 p_0 = n_i^2$ $= N_C N_V \exp\left(-\frac{E_C - E_V}{kT}\right)$ $= N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$	$np$ $= N_C N_V \exp\left(-\frac{E_C - E_V}{kT}\right) \exp\left(\frac{E_{FP} - E_{Fn}}{KT}\right)$ $= n_0 p_0 \exp\left(\frac{E_{FP} - E_{Fn}}{kT}\right)$

Tableau (I-1) : densités des porteurs de charges à d'équilibre et quasi-équilibre [4].

### I.4- Caractéristiques de la cellule solaire photovoltaïque

#### I.4.1- Paramètres de la cellule photovoltaïque

Considérons la caractéristique courant-tension de la cellule solaire photovoltaïque représentée sur la figure (I. 2)

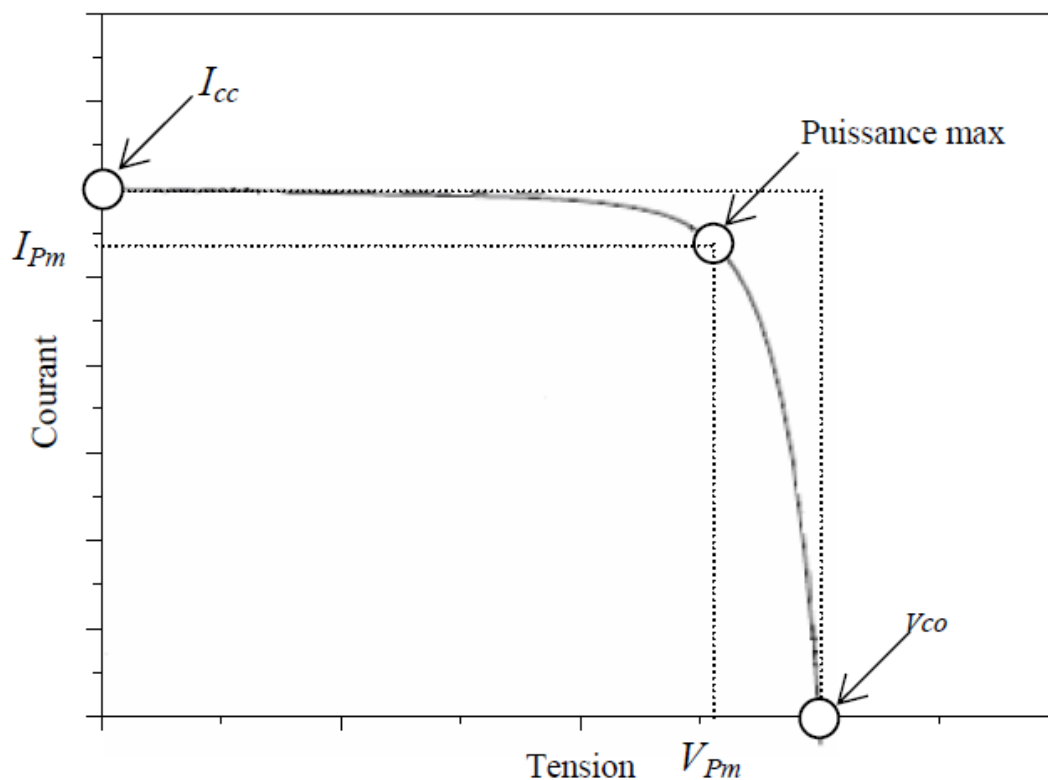


Figure (I. 2) : la caractéristique courant-tension d'une cellule solaire [6]

Les différents paramètres de la cellule sont les suivants :

### **Le courant de court-circuit $I_{cc}$ :**

Il définit la quantité des paires électron-trou créées  $G$  et qui traverse la jonction sans recombinaison entre les longueurs de diffusion des électrons et trous ( $L_n$  et  $L_p$ ) respectivement.

$$I_{ph} = q G (L_n + L_p) \quad (I. 9)$$

### **La tension en circuit ouvert $V_{co}$ :**

C'est la tension pour laquelle la diode à l'obscurité ( $I = 0$ ) fournit un courant égal au courant de court circuit  $I_{cc}$ . Elle est obtenue à partir de l'équation:

$$V_{CO} = \frac{KT}{q} \ln \left( \frac{I_{CC}}{I_0} + 1 \right) \quad (I.10)$$

$I_0$  courant de saturation de la diode.

### **Le facteur de forme FF :**

Il définit l'efficacité de la cellule solaire, il est obtenu comme suit:

$$FF = \frac{V_{pm} I_{pm}}{V_{CO} I_{CC}} \quad (I. 11)$$

$V_{pm}$  : tension à la puissance maximale de fonctionnement de la cellule photovoltaïque

$I_{pm}$  : courant à la puissance maximale de fonctionnement de la cellule photovoltaïque

### **Le rendement de conversion d'énergie $\eta$ :**

C'est le rapport de la puissance maximale générée et de la puissance du rayonnement solaire incident.

$$\eta = \frac{V_{pm} I_{pm}}{P_0} \quad (I. 12)$$

### I.4.2- Facteurs limitant le rendement :

Dans la pratique, la conversion d'énergie lumineuse en énergie électrique n'est pas totale. Il y a plusieurs limitations influençant sur le rendement d'une cellule. Elles sont dans la plupart des cas dus à la nature du matériau et même à la technologie utilisée [7].

Parmi ces limitations :

- Les photons qui arrivent au matériau ne sont pas totalement générés en paires électron-trou. Les photons possédant une longueur d'onde supérieure à celle associée au gap du semiconducteur ne peuvent pas générer de paires électron-trou, et sont donc perdus.
- Les photons d'énergie supérieure au gap ne pourront générer qu'une seule paire électron-trou. L'excès d'énergie est perdu pour la conversion par thermalisation.
- La tension maximale aux bornes de la cellule ( $V_{CO}$ ) 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 89% [ ] puisque les équations courant-tension sont régies par les équations de Boltzmann sous la forme exponentielle  $\exp(qV/kT)$ .
- Le rendement d'une cellule dépend aussi à la base du nombre de photons y pénétrant. Cette quantité est limitée par le coefficient de réflexion R de la surface de la cellule, qui pondère toutes les équations des courants photogénérés par un coefficient (1-R).
- Il y a une partie des photons qui, bien qu'ayant l'énergie nécessaire, traversent l'épaisseur de la cellule sans être absorbés.
- Le rendement de collecte correspond au rapport entre le nombre de porteurs de charges effectivement collectés et le nombre total de photogénérés.

### I.4.3- Modélisation électrique de la cellule photovoltaïque :

L'analogie entre le fonctionnement de la cellule photovoltaïque sous éclairage et celui d'un générateur de courant, produisant un courant  $I_{ph}$  auquel se soustrait le courant de la diode en polarisation directe, n'est qu'une présentation simplifiée du fonctionnement réel de la cellule.

Pour tenir compte des différentes limitations de la cellule photovoltaïque, on introduit le modèle à deux diodes représenté sur la figure suivant :

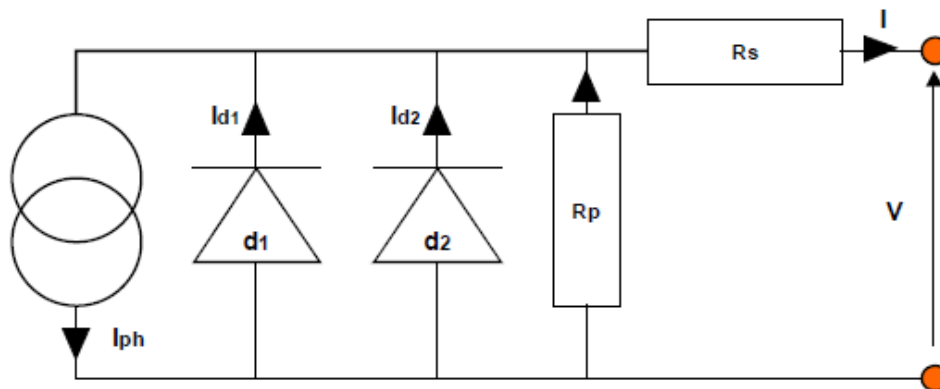


Figure (I.3) : modélisation électrique d'une cellule photovoltaïque [7]

Le générateur de courant : il délivre le courant  $I_{ph}$  correspondant au courant photogénéré

$R_s$  : la résistance série est due à la résistivité des différentes couches de la cellule solaire. Ce terme doit être idéalement le plus faible possible pour limiter son influence sur le courant de la cellule.

$R_p$  : la résistance parallèle ou de court-circuit traduit quant à elle, la présence d'un courant de fuite à travers l'émetteur, causé par un défaut. Cette valeur devra être la plus élevée possible.

La diode  $d_1$  : modélise la diffusion des porteurs dans la base et l'émetteur son influence sera d'autant plus grande que le matériau présentera une bonne longueur de diffusion.

La diode  $d_2$  : modélise la génération et recombinaison des porteurs dans la zone de charge d'espace.

Le courant au sein de la cellule photovoltaïque est donc donné par la relation :

$$I = I_{d1} + I_{d2} + ((V - I R_s) / R_p) - I_{ph} \quad (I.13)$$

## I.5- Interaction matière-rayonnement :

### I.5.1- Introduction :

Afin de comprendre les différents phénomènes ayant lieu dans la cellule photovoltaïque, nous allons procéder à une étude d'une part de l'interaction de la lumière avec le matériau semi-conducteur et d'autre part à l'effet de bombardement électronique sur le matériau dans la perspective de remonter au courant induit comme nous le détaillerons dans le chapitre suivant.

### I.5.2- Interaction matière-rayonnement

La puissance délivrée par les cellules photovoltaïque, en fonction des spectres de références  $AM_x$  (Air Mass) ont été développés (avec  $x=0, 1, 1.5$ ). Ils quantifient la perte de puissance absorbée par l'atmosphère en fonction en l'angle  $\theta$  du soleil par rapport au zénith. Ainsi, le spectre  $AM_0$  adapté aux applications spatiales ne tient pas compte de l'absorption de l'atmosphère terrestre. Les spectres au sol  $AM_1$ ,  $AM_{1.5}$  sont plus pauvres en UV. Le spectre  $AM_{1.5}$  est généralement utilisé car il est plus proche des conditions de répartition spectrale de nos latitudes et tient compte des radiations directes et diffuses. L'éclairement correspondant au spectre  $AM_{1.5}$  est proche de  $100 \text{ mW/cm}^2$ . A chaque longueur d'onde est associé un photon d'énergie  $E$  (eV) =  $h\nu = hc/\lambda \cong 1.24/\lambda(\mu\text{m})$  où  $h$  est la constante de Planck,  $c$  la vitesse de la lumière,  $\nu$  la fréquence et  $\lambda$  la longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ ).

Les photons incidents sont absorbés par le semiconducteur en fonction de leur longueur d'onde, et ce phénomène est décrit par la loi de Beer-Lambert.

$$I = I_0 \exp(-\alpha z) \quad (\text{I. 14})$$

$$\alpha = \alpha(\lambda) = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (\text{I. 15})$$

Avec  $I$  : intensité lumineuse transmise.

$I_0$  : intensité lumineuse incidente.

$z$  : profondeur (cm).

$\alpha$  : coefficient d'absorption dépendant de la largeur d'onde  $\lambda$  et de  $k$  coefficient d'extinction du matériau ( $\text{cm}^{-1}$ ).

Les photons de basses longueurs d'onde et donc plus énergétiques (ultra-violet) seront absorbés dans les premières micromètres de la cellule tandis que les photons de plus grande longueur d'onde (infrarouge) peuvent atteindre la face arrière et être réfléchis par cette dernière.

La largeur de la bande interdite  $E_g$  est également un paramètre important car elle détermine le seuil d'absorption. En effet, le photon interagit avec l'électron uniquement s'il peut fournir une énergie supérieure à la largeur de la bande interdite  $E_g$ .

Les photons incidents apportent alors l'intégralité de leur énergie pour donner naissance à des paires électrons-trous, appelés plus couramment porteurs photogénérés. L'interaction matière-rayonnement perturbe l'équilibre thermodynamique du système, un excédent de porteurs  $\Delta n = n - n_0$  et  $\Delta p = p - p_0$  se forme à l'équilibre entre le taux de génération  $G$  et de recombinaison  $U$ . Les porteurs minoritaires, les électrons dans un matériau dopé p, trous dans un matériau n, diffusent sous l'effet de gradients de concentration vers l'interface. Ils sont ensuite entraînés par le champ électrique et atteignent la région dans laquelle ils sont majoritaires pour participer au photocourant [7].

### **I.5.3- Génération et recombinaison des porteurs :**

Hors équilibre, la concentration des porteurs libres est modifiée par rapport à l'équilibre. Dans le cas d'un excès de porteurs les nouvelles concentrations sont [8] :

$$n = \Delta n + n_0 \text{ et } p = \Delta p + p_0$$

$n_0$  et  $p_0$  : concentrations des porteurs à l'équilibre ;

$\Delta n$  et  $\Delta p$  : l'excès de porteurs.

On distingue deux cas :

- Cas de faible injection :  $\Delta n$  et  $\Delta p$  sont de l'ordre des porteurs minoritaires.
- Cas de forte injection :  $\Delta n$  et  $\Delta p$  sont de l'ordre des porteurs majoritaires.

Génération : création de porteurs en excès sous l'effet d'une perturbation extérieure : excitation optique (éclairage), champ électrique intense, radiation ionisante (particule de forte énergie), la génération est caractérisée par un taux de génération  $G(\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1})$  représentant le nombre de porteurs créés par unité de volume et de temps.

Recombinaison : disparition des porteurs en excès pour ramener le système à l'équilibre.

1. Selon le mode de transition, on distingue :
  - Recombinaison directe : transition d'un électron de la bande de conduction vers la bande de valence.
  - Recombinaison indirecte : transition d'un électron de la bande de conduction vers la bande de valence à travers des niveaux profonds.

Les défauts et certains atomes créent des niveaux dans le semiconducteur proches du milieu de la bande interdite.

2. Selon le mode d'évacuation de l'énergie en excès, on distingue :
  - Recombinaison radiative : l'excès d'énergie est fourni sous forme de photon (lumière)
  - Recombinaison non radiative : l'excès d'énergie est fourni sous forme de phonon (chaleur)
  - Recombinaison Auger : l'excès d'énergie sert à exciter un autre électron (ou trou) vers une énergie supérieure. Ce processus est important quand la concentration des porteurs est très grande.

## I.6- Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence les différents paramètres intervenant dans la conversion photovoltaïque. Les effets de l'environnement atmosphérique ont été étudiés, Dans le chapitre suivant, nous allons justement présenter une technique de caractérisation des matériaux des semi-conducteurs en mesure de rendre compte des qualités des matériaux.

***Chapitre II***  
***La technique***  
***E.B.I.C.***

## CHAPITRE II

### La technique EBIC

#### II.1- Introduction :

Un microscope électronique à balayage (MEB) permet une accélération des électrons dans un domaine d'énergie allant de 1 à 50 KeV. Leurs trajectoires dans la matière dépendent de leur énergie et des propriétés physiques des matériaux [9]. Les électrons qui pénètrent dans le matériau subissent des interactions qui ont pour effets de donner naissance à différents rayonnements qui sont à l'origine des divers modes de fonctionnement du MEB. Dans ce qui suit, on s'attachera à ouvrir largement le panorama du MEB. D'abord en décrivant l'architecture de l'appareil, puis en recherchant les conditions optimales de fonctionnement. La notion d'image électronique par balayage sera un peu examinée car elle est centrale en matière d'information recueillie par le MEB. Les modes de fonctionnement en détection d'électrons secondaires et d'électrons rétrodiffusés seront également présentés. Le mode fonctionnement courant absorbé est à l'origine de la technique EBIC (Electron Beam Induced Current). C'est une méthode fréquemment utilisée pour la détermination des caractéristiques électroniques de semi-conducteurs, telles que la longueur de diffusion, la vitesse de recombinaison interfaciale, la durée de vie et la zone de désertion. Elle s'applique également à l'observation plus qualitative des défauts cristallins tels que les dislocations et les joints de grains [9]. Nous exposerons dans ce chapitre les détails de cette méthode ainsi que certaines de ses applications et possibilités.

#### II.2- Brève historique de la Microscopie Electronique :

L'avènement de cette technique remonte au début du 19<sup>ème</sup> siècle. En effet le premier Microscope Electronique à Balayage (MEB) fût imaginé et construit par Knoll et Von Ardenne (Berline) dans les années 1930. Le principe de base était d'utiliser un signal pour caractériser le point d'impact d'une sonde électronique sur l'échantillon. Ce signal sera corrélé à la position (x, y) de la sonde d'un tube cathodique d'observation. Ce projet de Von Ardenne fût malheureusement

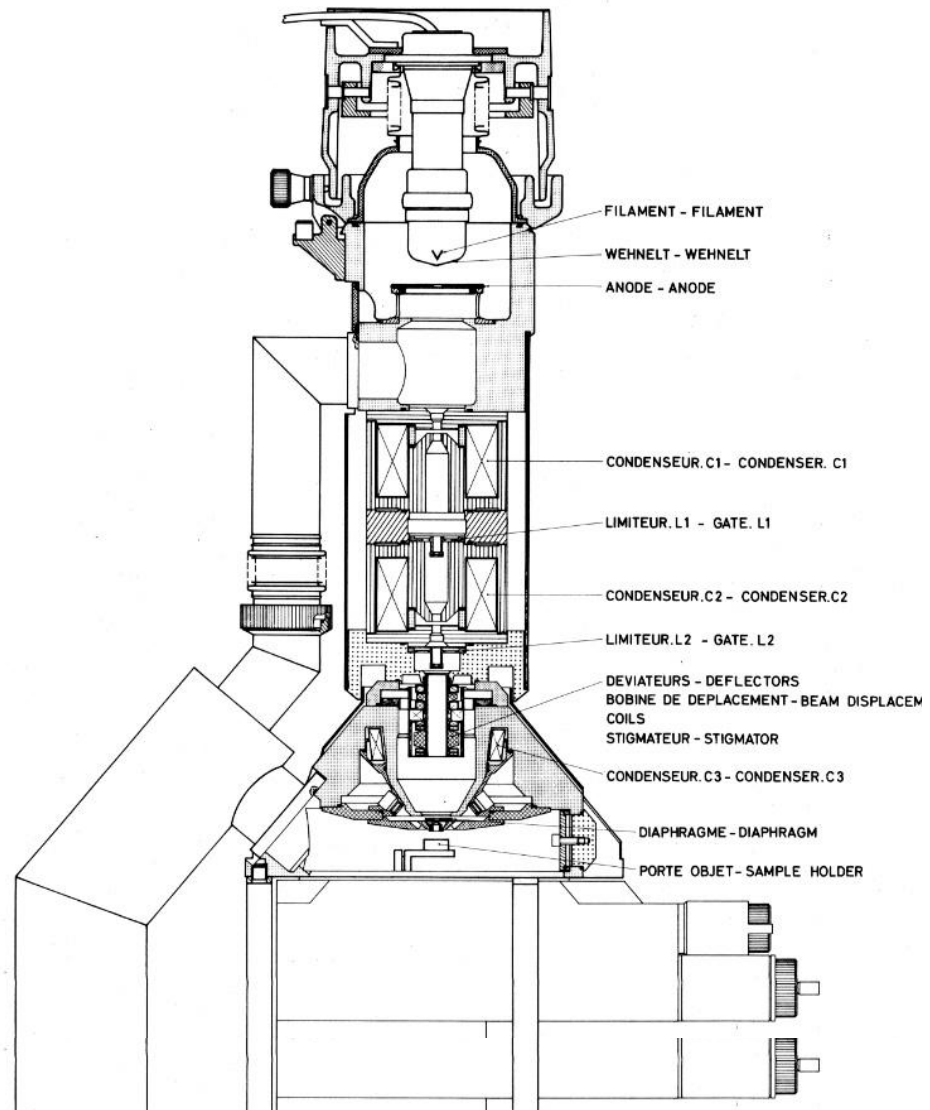
abandonné en 1944. C'est Charles Oatley qui, arrivant à Cambridge (UK), peu de temps après sa démobilisation de la seconde guerre mondiale devient le véritable auteur du MEB tel que nous le connaissons aujourd'hui. Son premier étudiant Dennis Mac Mullan conçut le premier d'une longue série de ces instruments. Avant 1960, le microscope à balayage eut peu de succès. Mais en 1960, Everhart et Thornley mettaient au point un détecteur d'électrons secondaires permettant d'exploiter la grande profondeur de champ des microscopes à balayage, rendant cette méthode d'examen spectaculaire. En effet, les images en électrons secondaires donnaient une vision tridimensionnelle de l'échantillon sur une très large gamme de grossissements. C'est finalement en 1965 que la société Cambridge Instrument mit sur le marché le premier MEB, appelé Stereoscan, grâce à l'adresse et au talent scientifiques d'un autre étudiant de Charles Oatley : A.D.G.Stewart. Ainsi, depuis son invention et sa commercialisation, le (MEB) est resté un outil de caractérisation incontournable dans divers domaines allant de la science des matériaux à la médecine en passant par la biologie. Bien que les conditions d'observation soient souvent contraignantes, l'avancée réalisée en matière de préparation des échantillons a fait sauter bien des obstacles ouvrant ainsi les possibilités du MEB à des applications nouvelles. Ces applications sont obtenues à partir des différents modes de fonctionnement utilisant les divers signaux produits par l'impact du faisceau sur l'échantillon dont les plus utilisés sont les électrons secondaires, les électrons rétrodiffusés, et le courant absorbé. L'option des détecteurs des rayons X n'est généralement pas disponible sur tous les appareils car cela rendrait le coût de l'appareil très élevé [10]

### **II.3- Description et principe du MEB:**

#### **II.3.1- Architecture du MEB :**

Le microscope électronique à balayage se présente comme un ensemble de deux éléments reliés par des connexions électroniques : d'une part, un ensemble mécanique (Figure (II.1)), composé essentiellement d'une colonne électronique (canon à électrons, lentilles, bobines de balayage, chambre contenant un platine porte-objet et les différents détecteurs), et d'autre part le pupitre (ou tableau de bord) contenant l'électronique de commande, de traitement et de visualisation. En outre l'appareil doit nécessairement être équipé d'un système de pompes à vide car sans

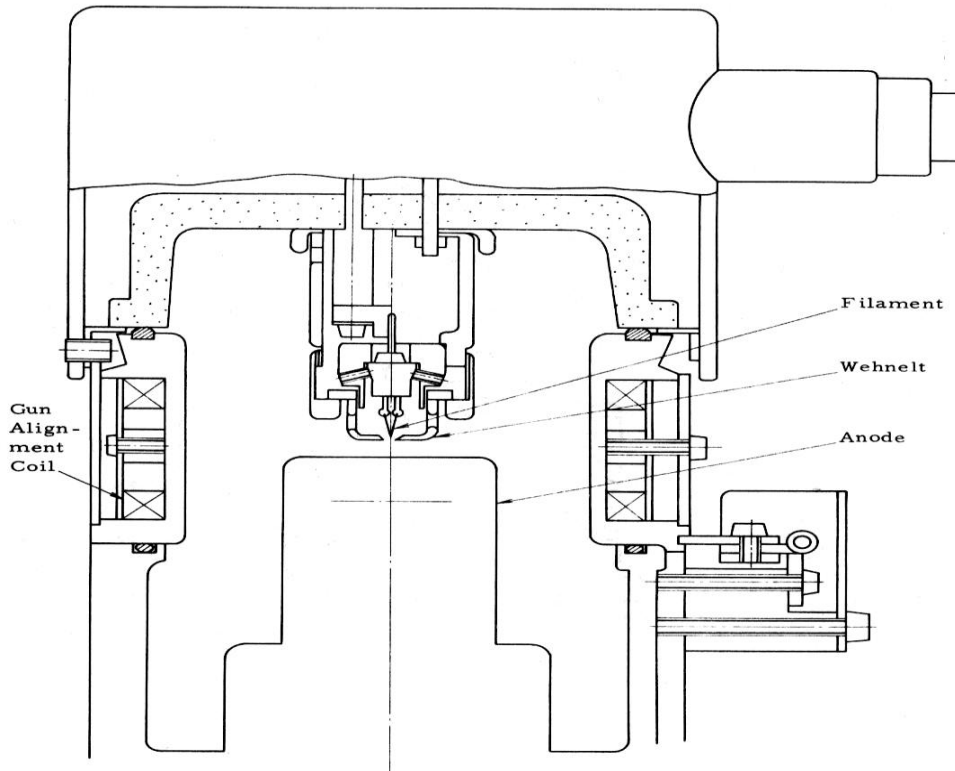
vide (vide secondaire) le faisceau d'électrons utilisé va être dispersé et ne sera impossible de produire une sonde électronique fine sur l'échantillon [11].



Figure(II.1) : La colonne électronique du Camebax de Cameca disponible dans notre laboratoire

### II.3.2- Sources d'électrons (canons à électrons) :

Les performances d'un microscope dépendent essentiellement et avant tout des qualités du faisceau primaire qui sont liées au type de canon utilisé. Le canon, générateur et accélérateur d'électrons (Figure (II.2)) est composé du filament, du wehnelt et de l'anode avec un système permettant l'alignement mécanique ou électromagnétique du faisceau avec l'axe de la colonne.



Figure(II.2) : Le canon à électrons

On peut classer les canons en deux familles, selon qu'ils utilisent l'émission thermo-électronique ou l'émission de champ. Les paramètres les plus importants d'un canon à électrons sont [12]:

- L'énergie  $E_0 = eV_0$  (ou la longueur d'onde), de 1 à 50 kV pour un MEB
- La taille du cross-over (définira la cohérence spatiale de l'illumination)
- La dispersion en énergie  $\Delta E/E_0$  (définira la cohérence temporelle de l'illumination)
- La brillance  $\beta$  (définit la densité de courant  $J$  d'émission par unité d'angle solide  $\Omega$ ). Elle s'exprime en  $A/cm^2/sr$ .

$$\beta = \frac{J}{\Omega} = \frac{4 \cdot i}{\pi^2 d^2 \alpha^2} \quad (\text{II. 1})$$

avec  $d$ : diamètre du cross-over,  $\alpha$ : demi angle d'ouverture du faisceau émis et  $i$ : courant émis  $\left( i = J \frac{\pi \cdot d^2}{4} \right)$ .

Du point de vue de l'optique, le canon se comporte comme une source sensiblement monochromatique, de brillance  $\beta$  finie et dont la taille est celle du "cross-over". L'intensité totale du courant électronique émis est rarement importante, mais la brillance joue un rôle essentiel [13].

### II.3.2.1- Les canons thermoélectroniques:

Le canon à électrons le plus répandu à l'heure actuelle utilise l'émission thermoélectronique. L'émetteur "cathode", étant un filament de tungstène (W) ou une pointe en hexa-borure de lanthane LaB6, chauffé pour permettre aux électrons de franchir la barrière de potentiel vers le vide par agitation thermique. Les électrons qui quittent la cathode sont ensuite accélérés vers l'anode par la tension d'accélération  $V_0$ . Une électrode appelée Wehnelt, polarisée négativement par rapport à l'émetteur, réduit l'émission latérale. Du point de vue optique, l'ensemble cathode/Wehnelt/anode (Figure(II.3)), constitue une lentille électrostatique qui donne une image réduite de la surface d'émission appelée le "cross-over" ( $\varnothing \approx 30$  à  $100 \mu\text{m}$  pour le (W) et  $5$  à  $50 \mu\text{m}$  pour le LaB6) situé entre l'anode et le Wehnelt et qui correspond à la "source lumineuse" de l'optique. Le plus souvent, le Wehnelt est auto-polarisé par une résistance ( $R_W \approx 1 \text{ M}\Omega$ ) (Figure (II.3)), insérée entre la source haute tension et parcourue par le courant  $i$  émis (tension  $R_W \cdot i$  entre Wehnelt et filament). Cette tension augmentant avec le courant émis, elle produit un effet de répulsion croissant sur les électrons à la surface du filament [14].

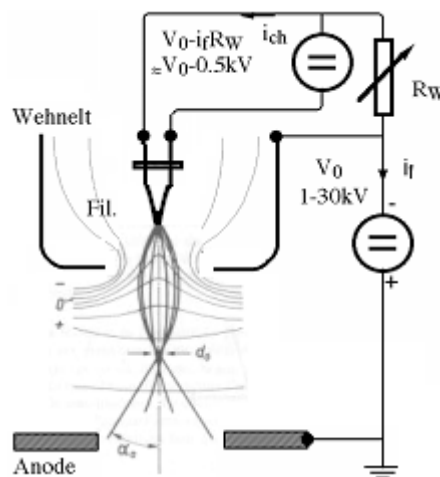
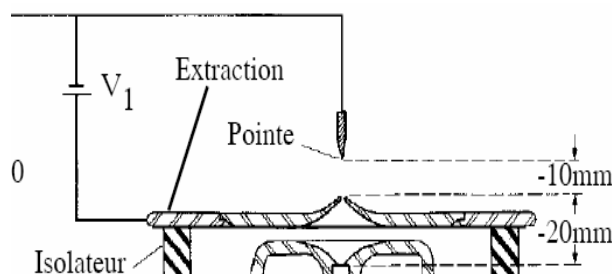


Figure (II.3) : Canon thermoélectronique

Ce mécanisme stabilise l'émission et conduit à un courant de saturation (Figure(II.3)). En toute rigueur, la tension d'accélération des électrons n'est plus  $-V_0$  mais  $-(V_0-R_W.i)$ .

### II.3.2.2- Les canons à émission de champ Tunnel:

Ces canons appelés FEG en anglais pour Field Emission Gun, sont constitués d'une pointe de tungstène à faible rayon de courbure ( $\approx 0.1\mu\text{m}$ ) placée en face d'une électrode d'extraction et d'une électrode d'accélération (canon de type Butler). Le champ électrique renforcé par la géométrie de la pointe atteint quelques  $10^9$  V/m et provoque l'émission d'électrons par effet tunnel. Les canons qui fonctionnent à température ambiante ("cold field emission guns") (figure (II.4)) nécessitent un "flash" thermique de la pointe pour la débarrasser des gaz adsorbés responsables d'une émission instable. Ils ne peuvent fonctionner qu'avec un vide meilleur que  $10^{-10}$  mbar et présentent une dérive importante du courant émis au fur et à mesure que la pointe se couvre de gaz réabsorbé. Ils ont l'avantage d'offrir la meilleure brillance et la plus haute cohérence [15].



Figure(II.4) : Canon à émission de champ à cathode froide (Butler). La tension  $V_1$  d'extraction est de quelques kV et le rapport ( $V_0/V_1 \approx 5$ ) dépend de la position souhaitée du cross-over [15].

### II.3.3- Les lentilles électromagnétiques :

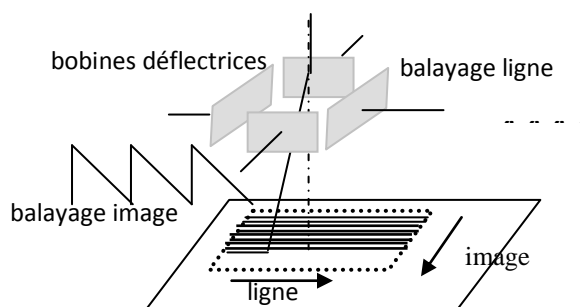
Dans la partie électrostatique, les électrons sont focalisés en un point dit de cross-over ; le faisceau a toutefois tendance à diverger sous l'effet des répulsions mutuelles des électrons. Une ou plusieurs lentilles électromagnétiques sont alors nécessaires pour focaliser le faisceau afin d'obtenir à la surface de l'objet une image aussi réduite que possible du cross-over [16].

Il y a en général trois lentilles L1, L2 et L3, les deux premières appelées condenseurs, peuvent être couplées par un enroulement commun ou découplées selon le besoin, mais sur les générations récentes, ils sont couplés. La troisième lentille est

d'habitude appelée objectif. Les condenseurs ont pour rôle principal de réduire la taille de spot, alors que l'objectif en plus de son effet réducteur permet la mise au point de l'image finale du cross-over sur la surface de l'objet. L'objectif est souvent refroidi à cause du courant d'excitation élevé qui y circule.

Si l'on veut avoir une sonde fine, on va donc augmenter l'excitation des condenseurs. Mais ceci ne va pas sans contrepartie: à forte excitation, l'ouverture des faisceaux est plus forte, et une partie de l'intensité portée par la sonde est perdue.

Le balayage de l'échantillon par la sonde est assuré par un double jeu de 4 bobines défectrices A et B insérées dans l'objectif, deux pour le balayage ligne et deux pour le balayage image (Figure (II.5)). Le double jeu de bobines permet de faire coïncider le centre de pivotement du faisceau avec le centre du diaphragme final, afin de minimiser les aberrations introduites par l'objectif lors de la déviation et de permettre un plus grand angle de déflexion  $\theta$  [17].



Figure(II.5) : les dispositifs du balayage.

### II.3.4- Les diaphragmes :

Un porte-diaphragme réglable en position latérale par rapport à l'axe est placé dans l'objectif ou à la sortie du condenseur afin de limiter l'ouverture du faisceau utile. Plus le diaphragme est faible plus la résolution est meilleure. Les ouvertures typiquement sont de l'ordre de 30 à 100  $\mu\text{m}$  pour l'imagerie. Des valeurs plus élevées sont utilisables pour la microanalyse, afin d'augmenter la quantité d'électrons incidents.

Dans le cas de notre MEB, une commande de réglette porte-diaphragmes est disposée à la sortie de l'objectif permettant de mettre en place un des trois diaphragmes disponibles (100  $\mu\text{m}$ , 200  $\mu\text{m}$  et 600  $\mu\text{m}$ ). Une quatrième position permet d'escamoter complètement la réglette. Cette position permet notamment de travailler à faible tension et avec un courant intense [18].

## II.4- Principe de fonctionnement :

### II.4.1- Principe de base :

Le schéma de principe d'un microscope électronique à balayage (MEB ou SEM en anglais pour Scanning Electron Microscopy) est reporté sur la figure (II.6). Un faisceau d'électrons moins énergétiques qu'en MET (1 à 40 keV) est balayé à la surface de l'échantillon à analyser. En chaque point, les électrons secondaires et/ou rétrodiffusés qui s'échappent de l'échantillon sont détectés. L'image est formée sur un écran image en balayage synchrone avec le balayage sur l'échantillon. Le volume d'interaction entre le faisceau d'électrons primaires et l'échantillon a la forme d'une poire (figure (II.7)) dont les dimensions dépendent de l'énergie des électrons incidents et du matériau analysé.

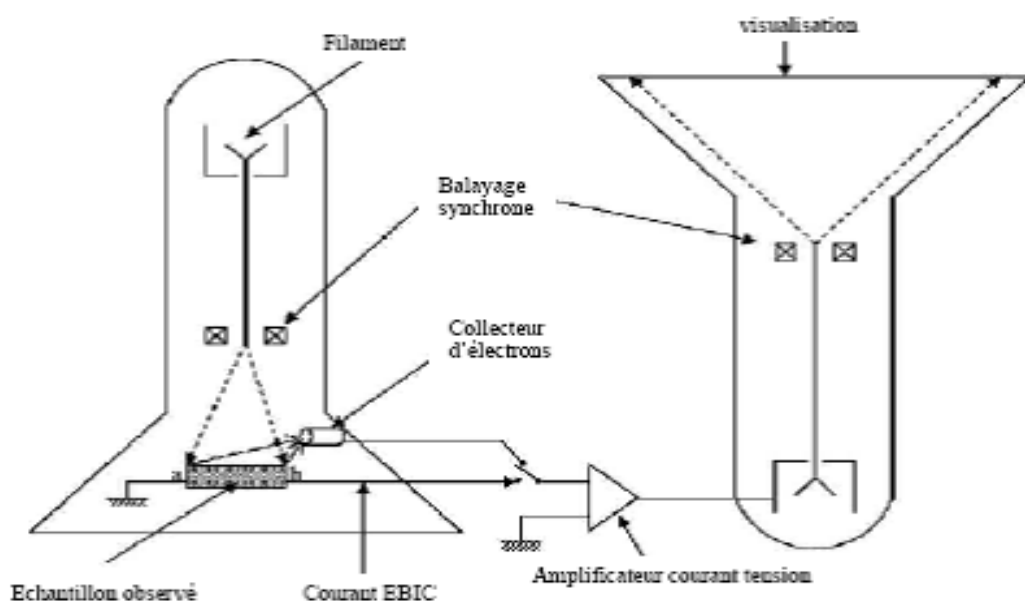


Figure (II.6) : Schéma simplifié du principe de fonctionnement d'un microscope électronique à balayage [19,20].

### II.4.2- Mode de fonctionnement

Le faisceau d'électrons pénétrant dans l'échantillon est dispersé par une succession d'interactions élastiques et inélastiques avec les atomes dans un volume enveloppe ayant la forme générale d'une poire. La figure (II. 7) illustre les différentes zones d'où sont issus les signaux de l'interaction électron matière. On utilisera les informations contenues dans ces signaux pour la caractérisation des matériaux: observation, topographie morphologique, cartographie chimique, analyse et spectrométrie.

Le spectre d'émission des électrons, sous l'impact du faisceau incident, présente essentiellement trois domaines (Figure (II. 7))

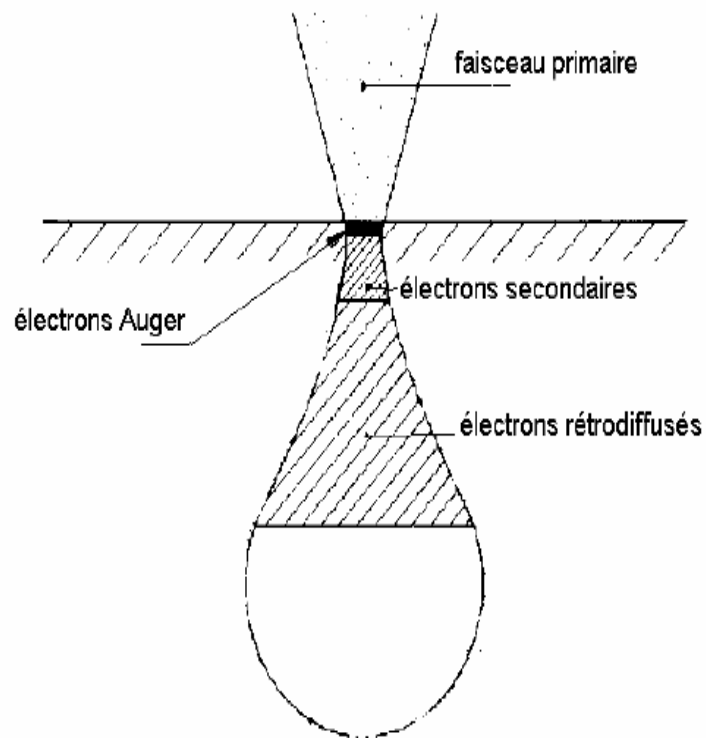


Figure (II.7) : poire d'interaction électrons primaires / échantillon [21,22].

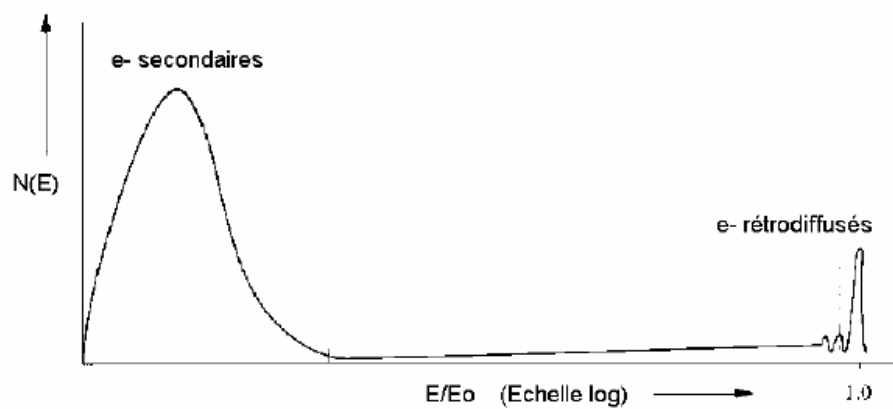


Figure (II.8) : distribution en énergie des électrons secondaires et rétrodiffusés [21,22].

1- à haute énergie, un pic intense et très étroit, le pic élastique, dont le maximum est à l'énergie primaire du faisceau, et qui est composé des électrons rétrodiffusés n'ayant pas subi de pertes d'énergie ;

2- à basse énergie, le pic des électrons secondaires, par convention à moins de 50 eV, indépendamment de l'énergie primaire ;

3- une grande zone intermédiaire, correspondant (à énergie primaire croissante) à la décroissance du signal des électrons secondaires et à la croissance du signal des électrons rétrodiffusés ayant perdu de moins en moins d'énergie. Les petites oscillations à peine discernables sont les pics Auger.

Les électrons rétrodiffusés sont émis dans un volume plus éloigné de la surface. Ils sont le résultat d'interactions élastiques entre les électrons primaires et les noyaux des atomes de la cible et ont une énergie proche de celle des électrons primaires. Soit  $E_0$  l'énergie des électrons primaires, une distribution typique du nombre d'électrons secondaires et rétrodiffusés en fonction de leur énergie  $E$  est représentée sur la figure (II.8). Les électrons rétrodiffusés ont une énergie proche de l'énergie des électrons incidents  $E_0$ . Ils sont émis dans une direction proche de celle des électrons primaires. De plus, le rendement d'émission  $\eta_R$  des électrons rétrodiffusés est fonction du numéro atomique  $Z$  des atomes de la cible [23].

$$\eta = \frac{\text{nombre d' } e^- \text{ rétrodiffusés}}{\text{nombre d' } e^- \text{ primaires}} = 0.02Z^{0.7}$$

Le rendement d'émission des électrons secondaires  $\delta$  est fonction de multiples facteurs.  $\eta$  dépend du numéro atomique de la cible  $Z$  mais aussi du travail de sortie ( $WF$  pour Work Function en anglais).

Ceci confère aux images formées à partir de la détection des électrons rétrodiffusés une sensibilité chimique.

En condition classique d'utilisation, les électrons rétrodiffusés sont utilisés pour analyser la topographie et la composition d'un échantillon alors que les électrons secondaires sont utilisés pour analyser la topographie [24].

### II.4.3- Les détecteurs :

Le schéma de principe des détecteurs utilisés dans un MEB est représenté sur la figure (II.9). C'est un détecteur de type Everhart-Thornley qui permet de collecter le signal soit des électrons secondaires seulement ou des électrons rétrodiffusés seulement en fonction de sa polarisation. Pour sélectionner l'un ou l'autre type d'électrons, il suffit de changer le potentiel du collecteur afin de ne sélectionner que les électrons d'énergie proche de  $E_0$  (rétrodiffusés) ou au contraire d'énergie faible (secondaires). Il reste l'amplificateur le plus employé en raison de son fort taux d'amplification associé à un faible niveau de bruit, son courant d'obscurité étant de l'ordre de  $10^{-7}$ A [25].

Il est formé d'une photocathode qui assure la conversion des photons en électrons par effet photoélectrique, et d'un multiplicateur d'électron à dynodes (de 10 à 14 dynodes), le choc d'un électron sur chaque dynode provoquant typiquement l'émission de 4 à 6 électrons, le gain obtenu est de  $10^5$  à  $10^7$  [26].

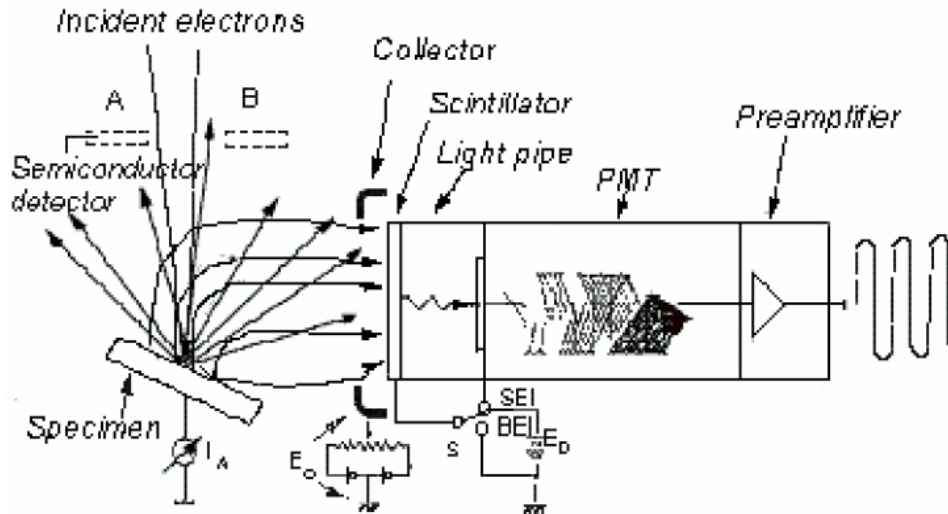


Figure (II.9) : détecteurs employés pour la détection d'électrons secondaires et/ou rétrodiffusés.

La figure (II.10) présente des photographies du même échantillon formées à partir du signal des électrons rétrodiffusés (composition et topographie) et des électrons secondaires (topographie). Ces deux images ont été obtenues en utilisant un détecteur de type Everhart-Thornley.

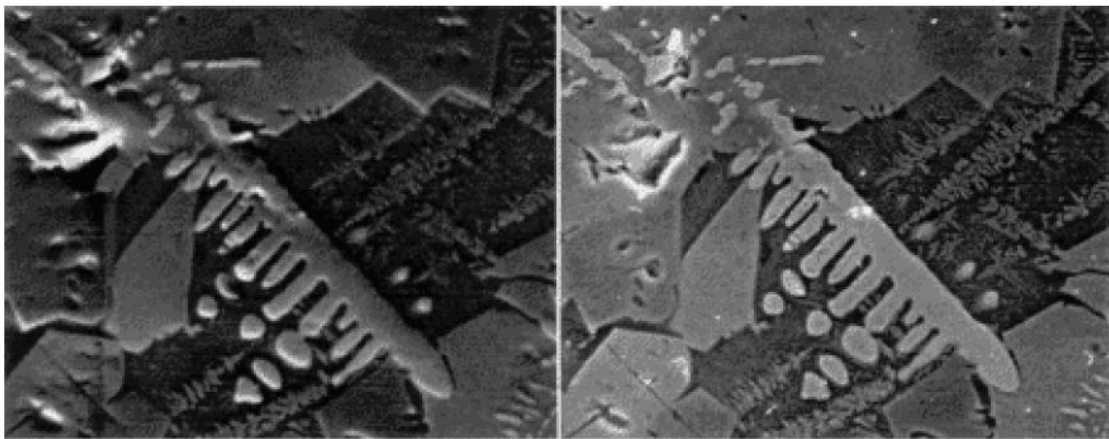


Figure (II.10) : photographies obtenues à l'aide d'un détecteur Everhart-Thornley en configuration détection d'électrons rétrodiffusés (à gauche) et secondaires (à droite) [27].

L'image de gauche contient une information de composition et une information de topographie alors que celle de droite n'est sensible qu'à la topographie de l'échantillon.

La figure (II.11) détaille le principe de fonctionnement d'un autre type de détecteur spécial à la détection d'électrons rétrodiffusés. Ce type de détecteur est basé sur la création d'un nombre connu de paires électron/trou par des électrons d'énergie  $E$  dans la zone désertée d'un semiconducteur. Pour fonctionner correctement, ce type de détecteur doit être refroidi à la température de l'azote liquide (77 K).

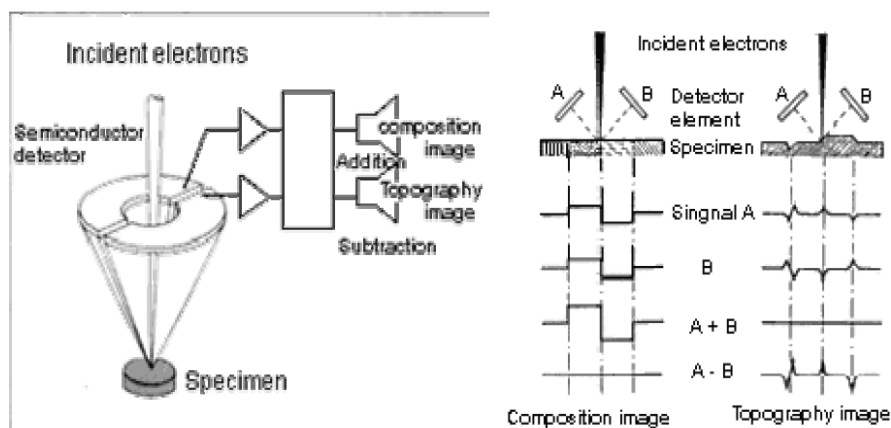


Figure (II.11): schéma de fonctionnement d'un détecteur d'électrons rétrodiffusés

Bien que le contraste de composition obtenu grâce au signal des électrons rétrodiffusés s'apparente à une technique de caractérisation chimique, nous l'avons délibérément présenté ici pour des raisons évidentes de lisibilité. En termes de performance, la résolution d'un MEB est limitée par le diamètre du faisceau d'électrons primaires. On obtient typiquement des valeurs de  $\epsilon_{\text{MEB}}$  comprises entre 30 et 50 Å.

Le grandissement efficace est inférieur à  $5 \times 10^4$  et la profondeur de champ varie de 5  $\mu\text{m}$  pour un grandissement de  $10^4$  à 1 mm (!) pour un grandissement de 100.

La technique de microscopie électronique à balayage permet d'atteindre de hautes résolutions et les photographies obtenues peuvent contenir beaucoup d'informations (topographie, composition...). C'est une méthode peu destructive mais qui nécessite une métallisation en cas d'échantillons isolants. Enfin, de nombreuses extensions sont possibles (XES, cathodoluminescence, EBIC).

## II.5- La Microscopie EBIC :

### II.5.1- Description de la technique EBIC :

Les techniques d'injection de porteur, EBIC, LBIC, CL, PL (**EBIC**: Electron Beam Induced Current, **LBIC** : Light Beam Induced Current, **CL** : Cathodoluminescence, **PL**: photoluminescence) sont de plus en plus utilisées dans la caractérisation des semi-conducteurs. Ces techniques sont basées sur l'injection de paires électron-trou par excitation du semi-conducteur à l'aide d'une source extérieure. Celle-ci est un faisceau électronique dans le cas des techniques **EBIC** et **CL** et un faisceau optique (Laser) dans le cas des techniques **LBIC** et **PL**. Les paires ainsi générés diffusent et se recombinent suivant deux processus distincts :

1) un processus radiatif correspondant soit à une transition bande à bande où à une recombinaison d'un porteur sur un niveau situé dans la bande interdite. Les photons ainsi émis constituent le signal CL ou PL suivant la nature de la source d'excitation.

2) un processus non radiatif : ce mécanisme domine dans le cas des semi-conducteurs à gap indirect. Dans ce cas, le décalage des sommets des bandes de valence et de conduction impose l'émission d'un phonon au cours de la transition pour satisfaire à la loi de conservation de la quantité de mouvement.

En régime de faible injection, c'est-à-dire, si la densité de porteurs générés reste faible par rapport à la concentration d'équilibre des porteurs majoritaires, ces techniques permettent d'étudier le processus de recombinaison des porteurs minoritaires.

Les signaux EBIC et LBIC correspondent 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 [28]. On peut envisager différentes applications telles que :

- Détection des défauts en cristal, qui apparaissent en tant que les taches ou lignes foncées ;
- Localisation des défauts de jonction de p-n ;
- Détection des jonctions ou des couches supplémentaires ;
- Mesure de densité d'états en utilisant un faisceau modulé.

La génération de paires électron-trous par des électrons plutôt que par des photons présente certains avantages. En effet l'intensité du faisceau est mesurable de façon

absolue ainsi que la fraction d'électrons rétrodiffusés [29]. D'autre part, les fonctions de génération des paires présentent un maximum qui s'éloigne de la surface du dispositif lorsque l'énergie croît.

On s'attend alors à ce que ces deux propriétés fassent de la technique EBIC un bon moyen d'investigation qui pourra d'ailleurs être complémentaire de la photo-réponse spectrale [30].

Un système typique d'EBIC comprend ce qui suit:

- Un microscope électronique à balayage;
- Un amplificateur courant à faible bruit externe ;
- Un support avec les points de contact électrique requis pour faciliter le raccordement électrique de l'échantillon à l'amplificateur.

### **II.5.2- Principe de la méthode :**

Les principes de la méthode E.B.I.C. sont essentiellement analogues à ceux régissant l'effet photovoltaïque dans les cellules solaires sous excitation photonique. Le faisceau d'électrons de diamètre environ 10 nm balaie l'échantillon en créant des paires électron-trou dans un volume sphérique dépendant principalement de la tension d'accélération.

Les porteurs minoritaires collectés en chaque point par le champ de jonction p-n ou Schottky forment un courant induit dans un circuit extérieur. Ce courant EBIC collecté dépend principalement de la longueur de diffusion  $L$  et de la pénétration maximale  $R$  du faisceau primaire.

Un amplificateur courant-tension transforme le signal E.B.I.C. en tension. Celle-ci module le Wehnelt de l'écran vidéo du M.E.B. La synchronisation du balayage du faisceau incident et de celui de l'écran permet d'obtenir des images E.B.I.C. de l'échantillon. Les zones, sièges d'une recombinaison (précipités, dislocations, joints de grains...), correspondent à une baisse locale du courant E.B.I.C. et donnent donc lieu à un contraste noir, les autres zones apparaissent claires. Les variations de ce courant en particulier au niveau des défauts se traduisent par des contrastes sur l'image formée à l'aide du système vidéo du M.E.B. Une faible intensité lumineuse est associée à une perte de courant localisé donne des recombinaisons de porteurs.

En régime de faible injection, c'est à dire, si la densité des porteurs générés reste faible par rapport à la concentration d'équilibre des porteurs majoritaires, cette

technique permet d'étudier le processus de recombinaison des porteurs minoritaires. Le signal E.B.I.C. 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 [31].

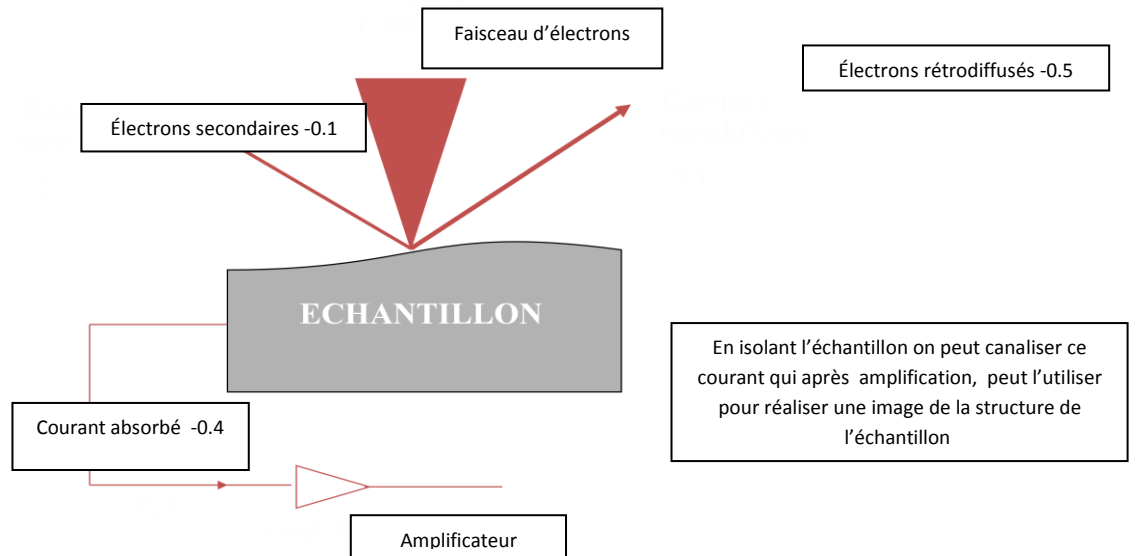


Figure (II.12) : la microscopie EBIC

### II.5.3- Phénomènes de génération de porteurs dans les Semi-conducteurs :

#### II.5.3.1- Volume Génération :

Le volume de génération est le lieu de création des paires électron-trou, il prend une forme qui dépend du nombre atomique du matériau  $Z$  et de l'énergie d'accélération des électrons  $E_0$  [11].

L'interaction électron-matière est donc le résultat de séries successives des collisions élastiques et inélastiques où l'énergie des électrons primaires pénétrant se dissipe dans un volume appelé volume d'interaction ou de génération et suit une fonction qui détermine la perte de cette énergie dans une direction normale à la surface de l'échantillon [13].

La figure (II.14) illustre le volume de génération et la résolution spatiale des différents phénomènes qui ont lieu suite à l'interaction

électron-matière [12-14].

### II.5.3.2- Dissipation de l'énergie des électrons dans le matériau :

#### II.5.3.2.1- Collision électron-noyau :

L'électron, à cause de sa faible masse devant celle du noyau, ne perd que peu d'énergie dans ce genre de collisions. Par contre, ces dernières modifient sa direction et affectent ainsi, sa probabilité d'interaction inélastique dans laquelle il perd de l'énergie. Le premier modèle élaboré pour expliquer le phénomène de diffusion des particules par la matière est dû à Rutherford. Le calcul utilise la mécanique classique pour déterminer l'action du champ coulombien du noyau supposé fixe sur la particule incidente. L'influence des électrons atomiques, qui se traduit par un écrantage du noyau et une modification du champ électrostatique qu'il génère dans son environnement, est négligeable [19]. Appliqué à un électron incident de masse  $m$  et de vitesse  $v$  non relativiste passant à la distance  $b$  d'un noyau isolé (figure (II.13)), le modèle de Rutherford permet de calculer une trajectoire hyperbolique et une expression de la fraction d'un faisceau monocinétique déviée par unité d'angle solide  $d\Omega$  autour de la direction  $\theta$ . Cette quantité est appelée section efficace différentielle de diffusion. Elle a la forme suivante [9]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4 Z^2}{4m^2 v^4 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (\text{II.2})$$

$Z$  : le numéro atomique ;

$\theta$  : l'angle de déviation représenté sur la figure (1.4).

$m$  : la masse d'électron.

$v$  : vitesse d'électron

$e$  : la charge d'électron

Cette relation montre que les éléments les plus lourds sont plus diffusifs et que les particules les plus rapides sont moins déviées. De plus, elle présente une singularité vers  $\theta = 0$  qui signifie qu'à large paramètre d'impact, on ne peut continuer à ignorer l'écrantage du noyau [9]. La formule surestime ainsi la section efficace de diffusion. Cette expression n'est donc valable que pour les diffusions produisant de grandes déviations.

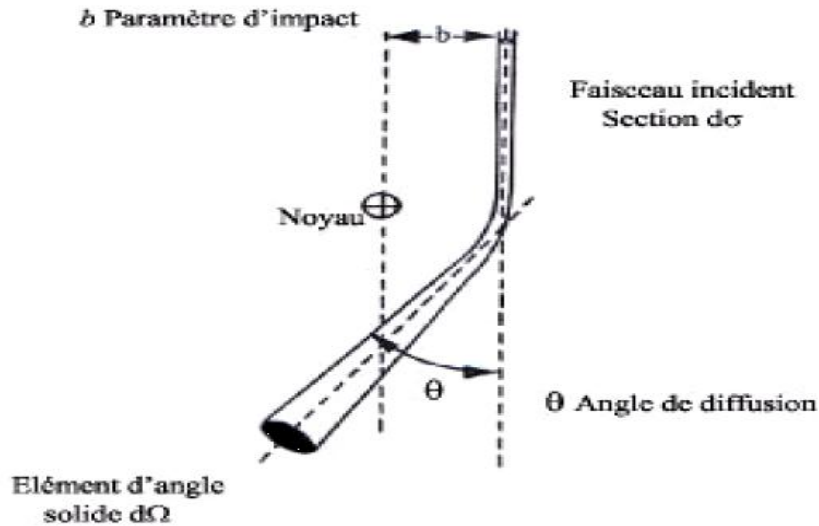


Figure (II.13) : Diffusion des électrons incidents par le noyau atomique :  $d\sigma/d\Omega$  définit la section efficace différentielle de diffusion [9].

La description la plus générale de l'écrantage se fait par le calcul de la distribution spatiale des fonctions d'ondes des électrons atomiques [9]. Les calculs sont délicats mais en première approximation, le potentiel peut être exprimé par un développement en série exponentielle. Dans une approximation plus grossière, connue sous le nom de modèle de Wentzel, seul le terme prépondérant de la série est retenu soit [11] :

$$V(r) = \left(\frac{ze^2}{r}\right) \exp\left(\frac{r}{a_0}\right) \quad (\text{II.3})$$

$a_0$  : le rayon effectif d'écrantage du noyau par les électrons atomiques, dont une expression est donnée par :

$$a_0 = 0.8853 a_H Z^{1/3} \quad (\text{II.4})$$

$a_H$  : représente le rayon de Bohr de l'atome d'hydrogène (H);

$Z$  : le numéro atomique du matériau ;

$r$  : la coordonné radiale.

L'expression de la section efficace de diffusion qui tient compte de cette correction devient alors [20] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4 z^2}{4m^2 v^4 \left(\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{\theta_0}{2}\right)\right)^2} \quad (\text{II.5})$$

$\theta_0$  Vérifie  $\sin\left(\frac{\theta_0}{2}\right) = \frac{\lambda}{4\pi a_0}$

$\lambda$  : la longueur d'onde de de Broglie du faisceau incident.

La prise en compte, dans l'expression du potentiel atomique de l'effet d'écrantage, lève l'indétermination sur les faibles diffusions angulaires rencontrées dans la relation (II.5) alors que pour les larges angles de déflexion, les deux expressions deviennent identiques [19].

Toutes ces sections efficaces de diffusion sont calculées selon la première approximation de Born. Ce traitement n'est valable qu'à large paramètre d'impact, c'est-à-dire à faible angle de déviation. Notons également que les deux directions de spin de l'électron sont aussi ignorées [4].

D'autres modèles d'interaction sont aussi rencontrés dans la littérature; par exemple celui de Kanaya [16] qui simplifie au maximum les étapes de diffusion. Dans ce modèle, on suppose que le processus de diffusion comporte deux étapes: dans la première pénètre directement en ligne droite jusqu'à une distance  $x$ . Dans la deuxième les électrons diffusent d'une manière isotropique jusqu'à la fin de leur trajectoire.

La section efficace de diffusion dans ce modèle dérive d'un potentiel électrostatique comparable à celui de l'expression (II.5).

Le calcul exact de la section efficace de diffusion à large angle a été effectué par Mott.

Le résultat diffère des valeurs obtenues à partir de l'expression de Rutherford à larges angles, surtout pour les éléments à poids atomique plus élevé. Aux faibles déviations et pour les éléments légers, l'expression de Rutherford reste donc une bonne approximation [19].

### II.5.3.2.2- Collision électron-électron :

Le ralentissement de l'électron incident est essentiellement dû aux collisions inélastiques avec les électrons atomiques qu'il excite ou éjecte [19]. Contrairement aux interactions élastiques, les cibles sont ici, des particules légères. Par conséquent le transfert d'énergie cinétique est important [19].

Soit  $\Delta E$  le transfert d'énergie dans une collision électron-électron atomique, où celui-ci est considéré faiblement lié et situé à la distance  $b$  (paramètre d'impact) de la trajectoire de l'électron incident. Un calcul classique donne [21]:

$$\Delta E = \frac{2e^4}{mv^2b^2} \quad (\text{II.6})$$

L'énergie transférée, varie comme l'inverse du carré du paramètre d'impact. Il est évident que l'énergie maximale que peut transférer l'électron est limitée (la limite supérieure est la valeur de l'énergie incidente), le paramètre d'impact  $b$  est limité

inférieurement il est aussi limité supérieurement par la densité des électrons dans la matière. Par ailleurs, l'électron étant lié à son noyau, l'effet de la particule incidente dépend de la période de son mouvement et de la durée de la collision. Si la collision est très lente comparée à cette période, l'électron ne subit pas de transfert d'énergie, et son mouvement n'est pratiquement pas perturbé [19].

Si par contre, la durée de collision est très courte comparée à cette période, l'électron cible pourra être considéré comme libre et la relation donnée ci-dessus est valable. Par conséquent, en restant toujours dans cette approche classique, on voit que pour déterminer l'énergie transférée à un élément de volume cylindrique située à une position  $x$ , il faut se donner un domaine de validité de la formule pour le paramètre d'impact  $b$  [21]. Pour un matériau de masse volumique  $\rho_0$  et de poids atomique  $A$  le nombre d'électrons par unité de volume est  $(\rho_0 Z.Na/A)$  où  $Na$  est le nombre d'Avogadro. Par intégration, l'énergie transférée à l'élément de volume cylindrique d'épaisseur  $dx$  est :

$$dE = 2\pi N_a e^4 \rho_0 \left( \frac{z}{\Delta E} \right) \ln(B) dx \quad (\text{II.7})$$

$B$  : quantité tient compte des deux limites inférieures et supérieures de  $b$ .

Cette approche montre, comment on peut aboutir à la forme de la perte d'énergie d'une particule incidente lors de son interaction avec les électrons. Ceci n'est évidemment qu'un préliminaire très simplifié. Sans entrer dans les détails de calculs, on peut énoncer une loi qui est couramment utilisée [21-22-23] pour décrire ce processus de dissipation d'énergie ; c'est la loi de *Bethe*, son expression pour des électrons non relativistes est :

$$dE = 2\pi N_a e^4 \rho_0 \left( \frac{z}{\Delta E} \right) \ln \left( \frac{aE}{j} \right) dx \quad (\text{II.8})$$

Le paramètre  $a$  qui vaut 1 par un calcul classique est corrigé quantiquement à 1,166. Mais ce choix a une faible influence puisque  $a$  figure à l'intérieur du logarithme.  $j$  est le potentiel d'ionisation moyen. C'est un paramètre caractéristique du matériau qui dépend de son numéro atomique  $Z$ . Différentes relations empiriques expriment cette dépendance [16]. Leur validité dépend du domaine de  $Z$ .

$$j = 13 z \quad z < 6 \quad (\text{II.9})$$

$$j = (9.76 + 58.8 Z^{-1.19}).z \quad (\text{II.10})$$

### II.5.3.2.3- Volume de Dissipation de l'Energie du Faisceau Electronique par Chocs Inélastiques :

Les électrons incidents subissent des chocs inélastiques ou élastiques avec les atomes qui composent le matériau, c'est-à-dire avec ou sans perte d'énergie.

La diffusion élastique peut être analysée en employant le modèle de Rutherford [25].

La section efficace totale de diffusion relativiste de Rutherford est donnée par [25] :

$$\sigma = (5.21 * 10^{-21}) \left(\frac{Z}{E}\right)^2 \frac{4\pi}{\delta(\delta+1)} \left(\frac{E+m_0c^2}{E+2m_0c^2}\right) \quad (\text{II.11})$$

$Z$  : le nombre atomique de l'atome diffusé ;

$E$  : l'énergie des électrons en KeV ;

$m_0$  : la masse élémentaire de l'électron ;

$C$  : la vitesse de la lumière dans le vide ( $3.10^8$  m/s) ;

$\delta$  : est un paramètre donné par la relation [25] :

$$\delta = \frac{(3.4*10^{-3})Z^{0.67}}{E} \quad (\text{II.12})$$

L'angle  $\theta$  pour un événement particulier de diffusion peut être obtenu à partir de la probabilité pour la diffusion élastique dans une gamme angulaire particulière ( $0$  à  $\theta$ ), qui peut être dérivée de l'équation (II.11) ainsi, un rapport obtenu à partir de la probabilité de distribution est [25] :

$$\cos \theta = \frac{1-2\delta R}{1+\delta-R} \quad (\text{II.13})$$

$R$  : un nombre aléatoire uniformément distribué.

La correction relativiste dans l'équation (II.11) peut être ignorée pour des énergies d'électron moins de 50 KeV, c'est-à-dire, pour la plupart des travaux du MEB. Pour des énergies plus élevées, la correction relativiste de la section efficace est considérable et devrait être appliquée.

Les chocs inélastiques des électrons incidents avec les électrons des couches profondes et de valence des atomes, engendrent une perte d'énergie des électrons incidents au cours de leur trajectoire [20] ; Ce processus statistique, peut être décrit de façon continue par la formule de Bethe (1933) [25-16-26]. Cette formule traduit la perte d'énergie moyenne  $dE$  par unité de longueur  $dS$ .

$$\frac{dE}{ds} = -2\pi e^4 N_A \frac{\rho Z}{EA} \ln \left( \frac{1.166E}{j} \right) \quad (\text{II.14})$$

$e$  : la charge électronique ;

$N_A$  : le nombre d'Avogadro ;

$\rho$  : la densité ;

$A$  : le poids atomique ;

$E$  : l'énergie moyenne d'électron ;

$j$ : le potentiel moyen d'ionisation.

Ce dernier est la dissipation d'énergie moyenne par interaction (pour indiquer les processus possibles de dissipation d'énergie).

Pour les basses énergies d'électron ( $E < 6.34$  j), la modification empirique à l'expression de Bethe par Rao-Sahib et Wittry devrait être employée [27].

D'autre part, l'interaction électron-matière est caractérisée par d'autres paramètres tel que le parcours électronique, l'énergie de formation d'une paire électron-trou qui vont être analysés un par un dans ce qui suit.

### II.5.3.3- Création de pair électron trou :

Lorsque le faisceau d'électrons du MEB pénètre dans un semi-conducteur, il crée un grand nombre de paires (électron-trou) en excès par collision inélastique électron incident - électron de la bande de valence les électrons de la bande de valence sont propulsés vers la bande de conduction, laissant ainsi des trous libres dans la bande de valence). Chaque paire peut à son tour créer une autre paire etc., le tout étant accompagné de l'émission de phonons. En fait, tant que l'électron n'a pas une énergie cinétique  $E_c$  inférieure à l'énergie de bande interdite du semi-conducteur  $E_g$  le processus peut se répéter lorsqu' $E_c$  est inférieure à  $E_g$ , la perte d'énergie se fait uniquement par émission de phonons.

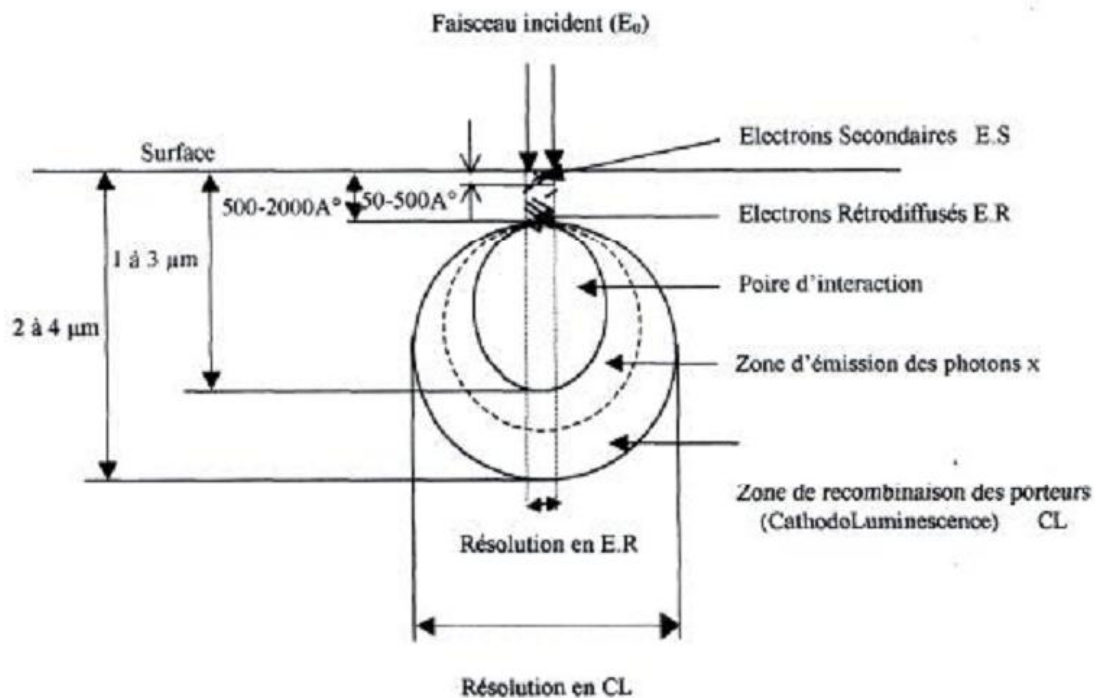


Figure (II.14) : Résolution spatiale [12-14].

Le nombre de paires électron-trou créées est demi en terme de rendement quantique  $Q$  (nombre de paires créé par particule incidente) est donné par [15].

$$Q = E_0 / J \quad (\text{II.15})$$

$J$  : est l'énergie d'ionisation appelée très couramment énergie de création d'une paire électron-trou.

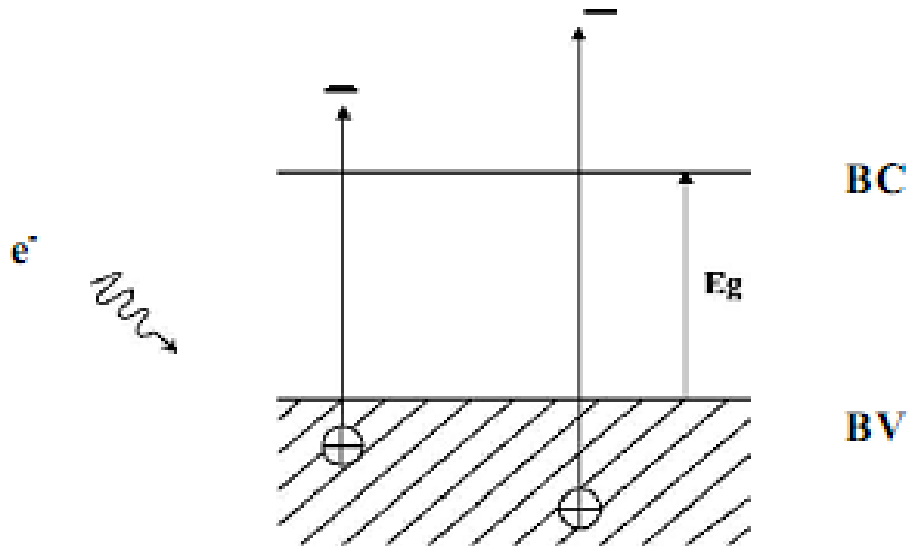


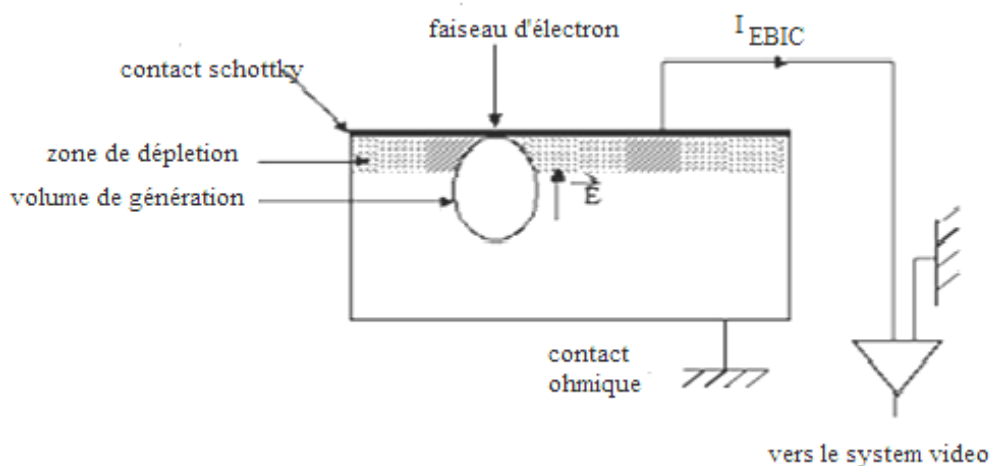
Figure (II.15) : Génération des paires électron-trou

Cette création des paires ( $e^- - h^+$ ) aura lieu dans un volume appelé volume de génération, qui est assimilé à une poire dans le silicium. En l'absence de champ électrique, les porteurs en excès sont animés d'un mouvement de diffusion sous l'effet d'un gradient de leur concentration pendant lequel ils parcourront une distance appelée la longueur de diffusion  $L$  pendant un temps appelé durée de vie  $\tau$ , avant de se recombiner. Autrement dit, ils finissent par se thermaliser rapidement ( $10^{-11}$  s) en bord de bande pour devenir indiscernables par rapport aux porteurs préexistants à l'équilibre dans le matériau [2].

Par contre, en présence d'un champ électrique les paires sont séparées ; alors électron et trou dérivent en sens opposés. Un courant prend alors naissance dans le circuit extérieur. Le champ électrique peut être interne, c'est-à-dire lié à la structure elle-même ou externe, créé par une polarisation extérieure, ou encore par une combinaison des deux [5].

Le cas d'un pur champ externe correspond à celui de deux contacts ohmiques sur un semi-conducteur. Dans ce cas, la mesure porte sur le changement de la conductivité induit par l'injection des porteurs [5]. Deux cas typiques de

champ électrique purement interne peuvent être cités : la jonction p-n et la diode Schottky en court-circuit [5]. A l'équilibre, en l'absence d'excitation extérieure, dans la jonction p-n la diffusion des porteurs majoritaires de part et d'autre du contact conduit à la formation de charges d'espace fixes. Ces charges engendrent à leur tour un champ électrique qui s'oppose à l'effet de la diffusion de telle sorte qu'à l'équilibre aucun courant ne traverse la jonction [5]. La zone de charge d'espace, s'étend sur une largeur qui dépend du taux de dopage, de la qualité du matériau, et dans le cas de polarisation inverse de la valeur de cette tension. Dans la diode Schottky (figure (II.16)), elle se limite au côté semi-conducteur [35]. Lorsque le faisceau d'électrons arrive à la surface de l'échantillon, suivant son énergie, il peut pénétrer plus ou moins en volume. Le volume de génération peut couvrir partiellement ou totalement la zone de charge d'espace. Les porteurs créés dans cette zone se séparent et seront presque en totalité collectés (contribuent au courant EBIC) [35]. Le même résultat est remarqué pour les porteurs qui atteignent grâce à leur mouvement de diffusion les limites de cette zone (figure (II.16) dans le cas d'une diode Schottky). Les autres paires sont situées dans des zones neutres ou à faible champ. Les densités d'électrons  $n$  et de trou  $p$  excédentaires sont égales. Les conditions d'observation sont telles que la concentration  $p$  engendrée par le faisceau est négligeable devant la concentration en dopants  $N_d$ , c'est-à-dire pour un matériau de type N :  $n = p \ll N_d$ . Cette condition est dite de faible injection [19]. Ainsi, la concentration en porteurs majoritaires n'est pas modifiée. Par contre, la concentration en porteurs minoritaires augmente de façon importante. L'excédent de porteurs minoritaires va alors se propager dans le matériau par diffusion [19].



La figure (II.16) schématise la génération et la collecte du courant **EBIC** par une diode Schottky réalisée sur un semi-conducteur de type N. La direction du champ électrique  $E$  vers le haut (courant EBIC est celui des trous et perpendiculaire au faisceau électronique de courant  $I_0$  et de tension d'accélération  $E_0$ ).

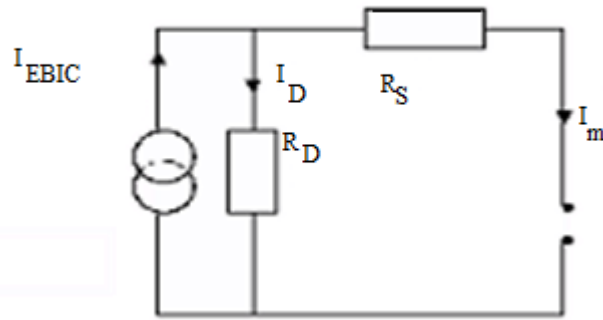


Figure (II. 17) Schéma équivalent du circuit de mesure du courant EBIC (D'après Y. Beggah 1992) [32]

La figure (II. 17) schématise le circuit équivalent de la mesure EBIC.  $R_S$  est la résistance série comprenant celle de l'échantillon, des contacts ohmiques et la résistance du circuit de mesure, alors que  $R_D$  est la résistance de la jonction de collecte du courant EBIC.  $I_m$  et  $I_{EBIC}$  sont respectivement les signaux du courant EBIC mesuré et idéal.

Dans une investigation par la technique EBIC, l'échantillon est loin de se comporter d'une façon idéale - ce qui peut affecter les mesures de contraste par exemple. Pour un échantillon non idéal et en présence de résistance série finie  $R_S$ , ce dernier est assimilé à une source de courant en parallèle avec la diode formée par la jonction de collection du courant EBIC de résistance  $R_D$ . La résistance  $R_S$  est en série avec cette source de courant; elle est due à la résistance de l'échantillon lui-même, aux contacts ohmiques et aux résistances du circuit extérieur utilisé pour mesurer le courant EBIC (figure (II-17)). Le courant généré dans l'échantillon se partage entre  $R_D$  et  $R_S$ . Le courant mesuré  $I_m$  sera égal au courant généré  $I_{EBIC}$  quand la résistance  $R_S$  est faible [32].

#### II.5.3.4- Energie de formation d'une paire électron-trou :

Cette énergie est définie comme une énergie moyenne dissipée pour créer une paire ( $e^- - h^+$ ) générée. Cette énergie est différente de l'énergie du gap puisque l'interaction produit en chaîne aussi bien des photons que des paires ( $e^- - h^+$ ). Cependant plusieurs modèles sont proposés pour la calculer. Ils sont soit trop compliqués et par conséquent peu pratiques, soit trop simplifiés donc approchés [35].

En 1968, Klein proposa un modèle de ce processus assez bien applicable. Son modèle est le suivant: l'énergie de la particule incidente étant nettement supérieure à celle du gap, elle crée une distribution de porteurs chauds (électrons occupant

des états hauts dans la bande de conduction et trous occupant des états profonds dans la bande de valence). Ces paires très chaudes vont à leur tour, par un mécanisme en cascade, exciter d'autres paires, jusqu'à ce que leur énergie disponible soit inférieure au seuil de création de la paire. L'énergie restante se dissipera par excitation de phonons [35]. Le diagramme de Klein résumant les différentes étapes du mécanisme est représenté sur la figure (II. 18). Le calcul théorique basé sur le modèle de Klein, conduit à une énergie de formation d'une paire électron-trou ( $\varepsilon_{e-h}$ ) peut être écrite sous la forme d'une somme de trois termes [35] :

$$\varepsilon_{e-h} = E_g + E_r + E_k \quad (\text{II. 16})$$

$E_g$  : énergie du gap ;

$E_r$  : l'énergie moyenne de création de phonons optiques ;

$E_k$  : l'énergie moyenne de thermalisation par vibrations du réseau

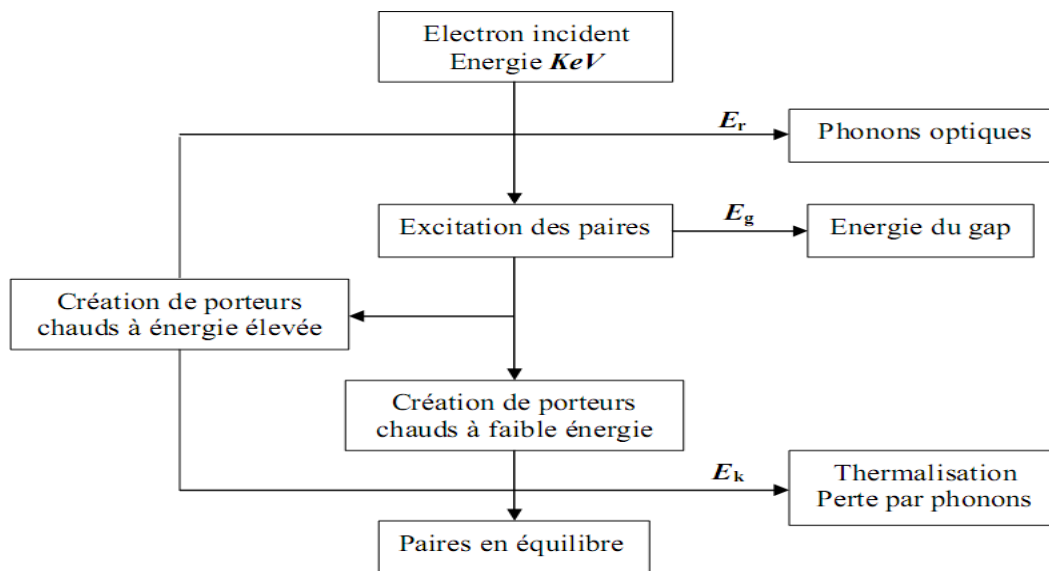


Figure (II.17) : Diagramme de Klein : création des paires et processus de perte d'énergie de l'électron incident dans le SC [35].

Klein a démontré que :

$$E_k = \frac{9}{5} E_g \quad (\text{II. 17})$$

Alors que le deuxième a été évalué par Shockley en termes de phonons optiques par [35].

$$E_t = r_0 h_0 \quad (\text{II. 18})$$

Pour le Silicium cristallin,  $r_0$  est estimé à 8 et  $h_0$  est déterminé expérimentalement par diffraction de neutrons à 0,037 eV. Dans ces conditions, la valeur de  $\epsilon_{e,h}$  est de 3,6 eV. L'expression précédente de  $\epsilon_{e,h}$  montre aussi une relation de linéarité par rapport à la largeur de bande interdite, propriété que Klein a vérifié pour plusieurs semi-conducteurs [34].

### II.5.3.5- Taux de génération total :

Le taux de génération total  $G_0$  ( $s^{-1}$ ) est défini comme le nombre de paires électron-trou créés par unité de temps dans l'échantillon. En connaissant l'énergie de création de paires ( $e^- - h^+$ )  $\epsilon_{e,h}$  et l'énergie effective perdue dans l'échantillon  $E_{eff}$ , on peut calculer le taux de génération total qui s'exprime par [36] :

$$G = \frac{E_{eff}}{E_{e-h}} \quad (\text{II. 19})$$

D'autre part  $E_{eff}$  est la différence entre l'énergie incidente de la totalité des électrons et l'énergie perdue par les électrons rétrodiffusés, elle s'écrit alors [36] :

$$E_{eff} = N_0 E_0 (1 - f) \quad (\text{II. 20})$$

$f$  : facteur d'énergie des électrons rétrodiffusés ;

$N_0$  : le nombre d'électrons incidents par unité de temps, exprimé par [37]

$$N_0 = (I_0 / |e|) \quad (\text{II. 21})$$

$I_0$  : l'intensité du faisceau incident ;  $e$  : la charge de l'électron.

Finalement,  $G_0$  peut être exprimé par la relation suivante [37] :

$$G_0 = \frac{I_0 E_0 (1 - f)}{|e| E_{e-h}} \quad (\text{II. 22})$$

### II.5.3.6- Fonction de génération :

L'énergie perdue par l'électron incident lors de sa traversée du matériau semi-conducteur sert en grande partie à la création des paires ( $e^- - h^+$ ). C'est ainsi qu'on désigne par fonction de génération  $g(z)$  la valeur moyenne de la densité de paires

On sait déterminer la perte d'énergie en fonction de la profondeur dans le solide, et à partir de là, la distribution de génération  $g(z, E)$  de l'excès de porteurs peut être calculée en supposant que cet excès est directement proportionnel à la perte d'énergie. Sur la base de cette hypothèse, et à partir de la relation (II.22) ;

On peut écrire cette fonction de distribution sous la forme suivante [40] :

$$g(z) = \frac{I_p}{q \varepsilon_{e-h}} \frac{dE_A}{dz} \quad (\text{II. 23})$$

$\frac{dE_A}{dz}$ : la perte d'énergie projetée suivant  $z$ .

Compte tenu de l'expression  $\Phi(u)$  donnée par l'équation

$$\Phi\left(\frac{Z}{R}\right) = \frac{d(E_A/E_0)}{d(Z/R)} \quad (\text{II. 24})$$

La fonction  $g(z)$  devient :

$$g(z) = \frac{I_p E_0}{q \varepsilon_{e-h} R} \Phi(u) \quad (\text{II. 25})$$

La fonction  $g(z)$  calcule le nombre de paires ( $e^- - h^+$ ) créés par unité de profondeur à la distance  $z$  de la surface irradiée.

Notons que dans le cas d'une cible de Silicium, et les autres matériaux qui ont un numéro atomique  $Z$ , tels que  $10 < Z < 15$ , on aura  $\Phi(z/R)$  sous forme d'un polynôme et correspond à la relation ci-après.

C'est la fonction de perte d'énergie :

$$f(u) = (1 - f) \cdot (0.60 + 6.21u - 12.4u^2 + 5.69u^3) \quad (\text{II. 26})$$

Dans le cas de la structure la plus adoptée (figure (II. 14)) le faisceau est normal à la surface de l'échantillon. Le problème présente une symétrie de révolution autour de l'axe du faisceau incident. En conséquence, on peut traiter le problème en utilisant une fonction à une seule variable  $g(z)$ . Celle-ci peut être obtenue par projection de  $g(x, y, z)$  sur le plan  $xy$  [42] :

$$g(z) = \int g(x, y, z) dx dy \quad (\text{II. 27})$$

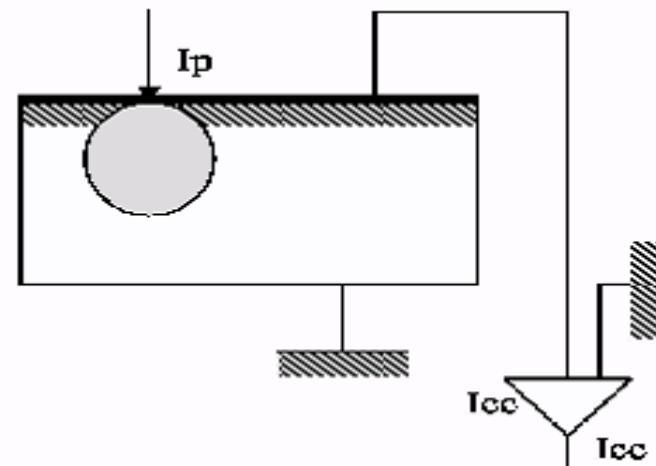
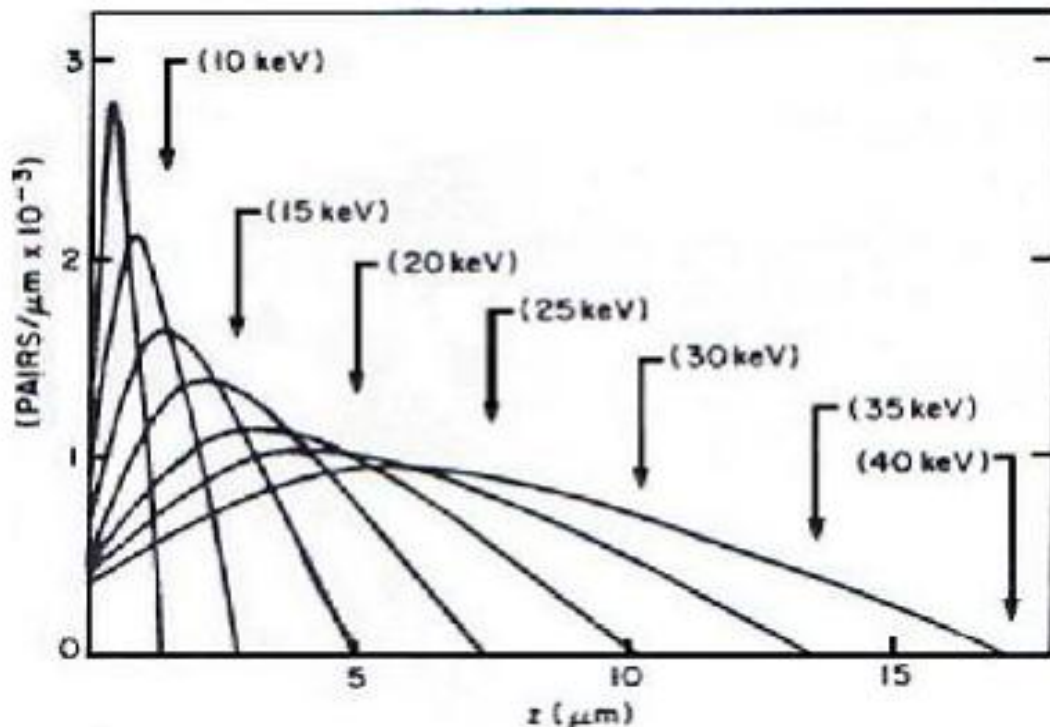


Figure (II. 18) : jonction perpendiculaire au faisceau

La fonction  $g(x, y, z)$  décrit la distribution des paires ( $e^- - h^+$ ) dans le volume, elle correspond au nombre de paires créés par unité de volume et unité de temps ( $\text{cm}^{-3}, \text{s}^{-1}$ ) tandis que la fonction  $g(z)$  correspond au nombre de paires créés par unité de profondeur et par unité de temps ( $\text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ) [42].

Figure (II.24) : Le nombre de paires ( $e^- - h^+$ ) générées est une fonction de la profondeur à partir de la surface.

(Figure obtenue pour un électron énergétique dans un échantillon de Si, d'après Petroff 1983 [43])

### II.5.4- Mesures E.B.I.C. :

Le courant E.B.I.C. est mesuré dans un circuit extérieur. Une cage de Faraday est utilisée pour la mesure du courant du faisceau électronique incident.

La cage de Faraday est constituée tout simplement par une pièce métallique d'environ cinq millimètres (5 mm) de côté et est percée en son milieu de la face supérieure puis connectée au point chaud. [45].

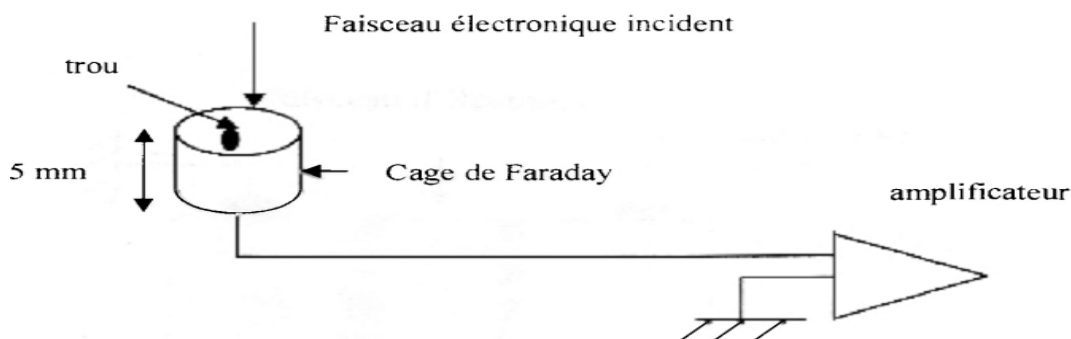


Figure (II.19) : cage de Faraday connectée

Théoriquement tous les électrons du faisceau seront collectés et le courant mesuré est un courant maximal qui va servir de référence pour d'éventuelles mesures.

Avant l'emplacement de l'échantillon sur le support, il faut assurer un bon contact ohmique entre le dos de la structure et le porte échantillon. Cela est fait au moyen d'une goutte de laque d'argent qui sert aussi à coller l'échantillon sur le support. Le contact côté grille est obtenu au moyen d'une pointe métallique pressée légèrement sur la grille sans la perforer. Le test de la structure choisie se fait par l'examen de sa réponse électrique. Une tension de polarisation ' $V_p$ ' sans bombardement, de 0 à 5 volts permet de mesurer le courant de fuite de la structure et fournir ainsi un bon critère quant à la qualité de l'oxyde. Une bonne structure doit supporter la tension tout en laissant passer un très faible courant.

La mesure proprement dite se fait par le suivi des étapes successives suivantes : [48].

- 1- ajustement de la tension d'accélération  $V_a$
- 2- ajustement du courant du faisceau  $I_b$  (à l'aide de la cage de Faraday).
- 3- réglage graduel de la tension de polarisation  $V_p$
- 4- se déplacer jusqu'à la position  $x, y$  de l'échantillon

- 5- relever le courant enregistré sur le picoampèremètre du microscope
- 6- retour à la cage de Faraday.

**II.5.5- Les différentes géométries de la technique E.B.I.C. :**

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

- Une excitation parallèle où les électrons arrivent parallèlement à la jonction ;
- Une configuration perpendiculaire où ils la traversent perpendiculairement.

Entre ces deux types extrêmes d'excitation, il existe une troisième géométrie d'utilisation du mode EBIC : elle consiste à pratiquer 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 [32].

Les principaux dispositifs rencontrés en technique **EBIC** sont illustrés par la figure (II-20)

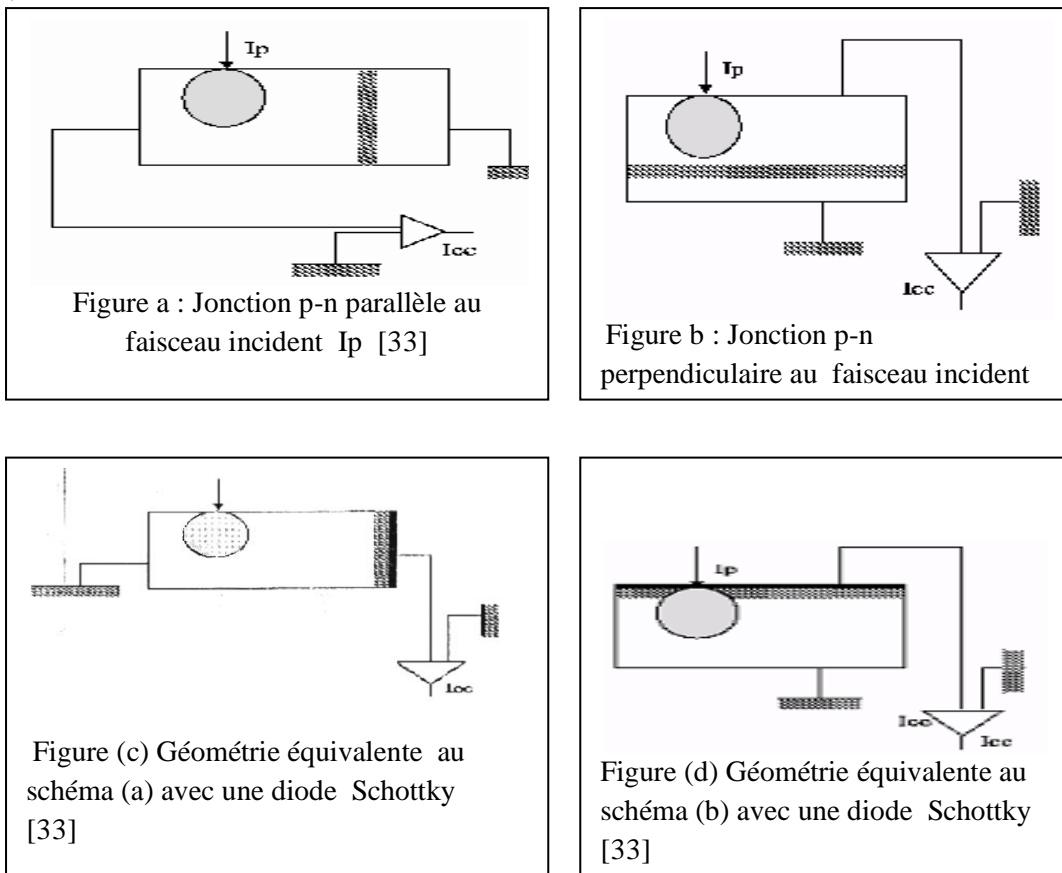


Figure (II.20): Schéma illustrant les différentes géométries utilisées dans la technique EBIC.

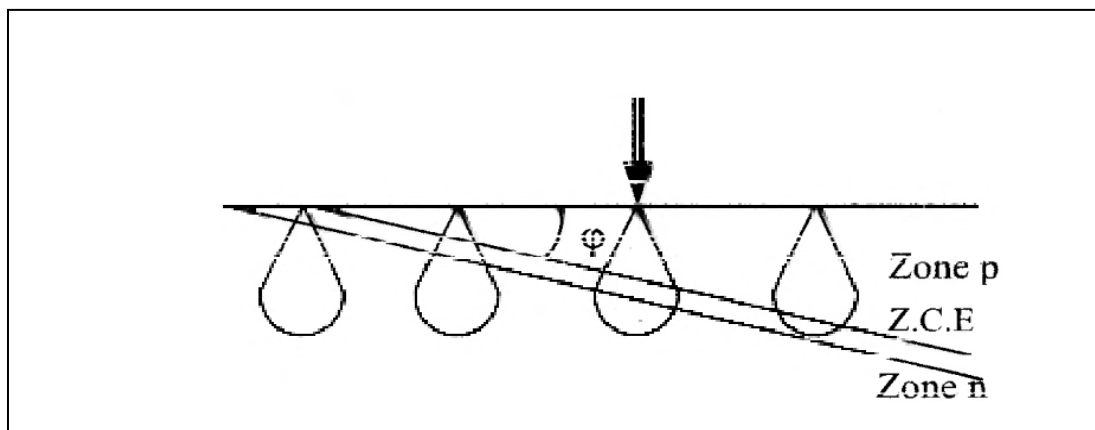


Figure (II. 21): Jonction en biseau

### **a) Excitation parallèle**

Les figures (II. 20-a) et (II. 20-c) illustrent le cas de jonction p-n et Schottky respectivement, qui sont perpendiculaires à la surface de l'échantillon. Dans ce cas, le faisceau arrive parallèlement à la surface de la jonction et le balayage s'effectue sur la tranche [35]. 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 [35]. 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 [42]. 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 [35].

### **b) Excitation perpendiculaire**

Les figures (II. 20-b) et (II. 20-d) illustrent le cas de jonction p-n et Schottky respectivement qui sont parallèles à la surface de l'échantillon. Dans cette configuration, le faisceau arrive perpendiculairement à la surface du dispositif et aux plans des différentes jonctions. 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 [35].

### **c) Excitation en biseau**

Des informations supplémentaires peuvent être obtenues en pratiquant une coupe en biseau de l'échantillon (figure (II-21-e)). La largeur de la zone de charge d'espace et sa position en profondeur peuvent encore être mesurées après une correction tenant compte de l'angle d'inclinaison [43]. De même, cette technique a été proposée pour la détermination de la longueur de diffusion dans le cas de forte recombinaison en surface [44]. Notons enfin que cette configuration peut également être utilisée pour la détermination du profil de génération. En effet, Werner et Al ont étudié le problème de perte d'énergie des électrons de quelques KeV dans du silicium cristallin [45] en utilisant ce mode qu'ils ont préalablement appliqué au GaAsP, leur a permis de déterminer la dose latérale [46] et en profondeur. Le balayage du spot dans la direction horizontale modifie la distance entre le point d'impact du faisceau incident et la zone de charge d'espace où les électrons sont immédiatement collectés. Une fonction universelle a également été déduite de cette étude et exprimée sous forme d'une Gaussienne modifiée [35]. La difficulté de cette méthode vient de la difficulté de préparation de l'échantillon, plus particulièrement lorsque celui-ci est très mince, comme dans le cas des dispositifs en a-Si : H [35]

### **d) Courant EBIC à contact unique :**

Des travaux ont montré qu'on peut utiliser des montages à un seul contact et extraire des longueurs de diffusions aussi précises qu'avec la technique EBIC conventionnelle comme l'illustre le schéma de la figure (II-28) [28].

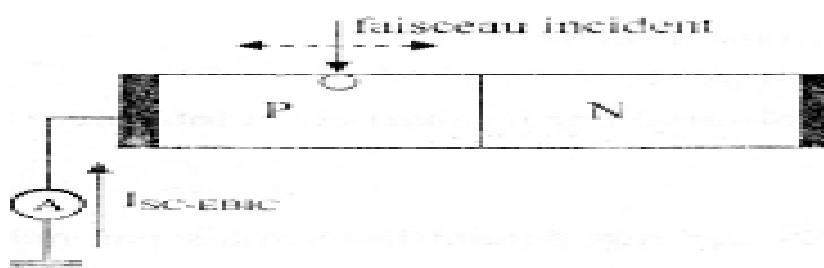


Figure (II.22) : utilisation du contact unique pour le relevé du courant EBIC [28].

La figure (II.23) donne l'allure d'un signal obtenu à partir d'un

seul contact. Cette technique s'est montrée plus efficace que l'EBIC conventionnel pour imager une circuiterie complexe (VLSI).

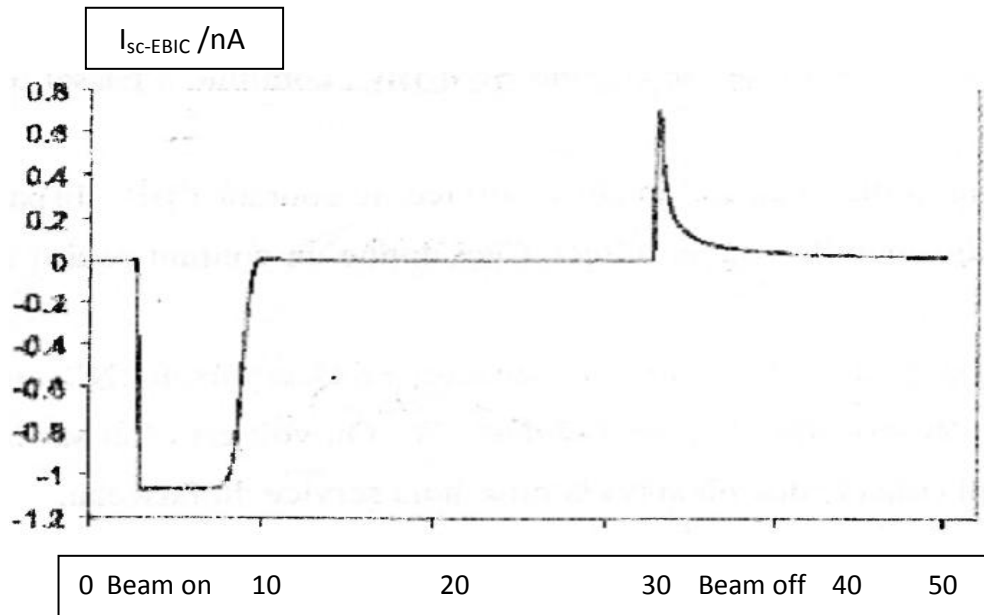


Figure (II.23) : Réponse d'un signal transitoire obtenu par on contact unique [28].

La courbe de la figure (II.23) est obtenue à partir d'une simulation. Dans cette simulation le faisceau électronique est mis en service à  $t = 3$  ms puis éteint à  $t = 30$  ms. La mise en service du faisceau cause un courant négatif dans l'ampèremètre et la mise hors service donne un courant positif. Les raisons donnant un courant dans un sens puis dans un autre sont :

L'arrivée du faisceau sur l'échantillon crée un excès de porteurs. Cette concentration donne lieu à une diffusion, arrivés à la jonction les électrons sont balayés par le champ électrique vers la zone «N» et les trous vers la zone «P»

L'excès des électrons collecte dans «N» rend cette dernière négative par rapport à la masse. La région «P» reste égale à zéro à cause de son branchement à la masse à travers l'amplificateur de courant. Donc on va avoir une différence de potentiel qui va faire chuter le champ électrique et polariser la jonction dans le sens direct. En retour, ceci réduit le courant EBIC à travers la jonction, on voit cela sur la courbe de la figure (II.23). À  $t = 9.5$  ms où le courant revient à zéro. Le signal SC-EBIC (Single Contact) détecté est nul et reste aussi longtemps que le faisceau est en service.

Alors la d.d.p. à travers la jonction reste constante. Le faisceau constant qui est typiquement plusieurs fois plus petit que le courant SC-EBIC, continue à

passer à travers l'oxyde vers la masse.

Quand le faisceau est mis hors service, le courant EBIC disparaît rapidement laissant derrière uniquement le courant direct. Ceci donne un courant positif à  $t = 33$  ms.

Comme, durant la polarisation directe. Les électrons de «N» sont, injectés dans «P» il va y avoir une décroissance potentielle dans «N». On voit cet effet sur la figure (II-23). à  $t > 33$  ms où le courant collecté décroît après la mise hors service du faisceau.

Il est important de noter que pour la technique SC-EBIC juste au moment où on met le faisceau en service la d.d.p. à travers la jonction est nulle. Ceci signifie qu'à cet instant on a les mêmes conditions pour les deux configurations. Donc, le signal collecté à ce moment est le même pour les deux configurations. Ceci implique l'extraction possible de la longueur de diffusion à partir du SC-ERIC en utilisant la technique développée dans l'EBIC conventionnel.

Pour la configuration en EBIC conventionnel, la relation entre le courant EBIC et la distance de bombardement à la jonction est donnée par :

$$\ln(I) = -\frac{x}{L} + \ln K \quad (\text{II. 28})$$

I : est le courant EBIC

x : est la distance de génération à la jonction

L : est la longueur de diffusion

k : constante arbitraire.

La valeur maximale du signal SC-ERIC décroît quand la distance de la jonction au point de bombardement croît.

## **II.5.6- Applications de la technique EBIC à quelques dispositifs :**

### **a) Application qualitative (Images EBIC de contrastes de défauts actifs) :**

L'imagerie était la première application de la technique EBIC associée à la microscopie électronique à balayage (figure (II.24)). Elle renseigne sur l'activité électrique des défauts localisés (agrégats, dislocations et joints de grains) et les hétérogénéités dans les semi-conducteurs [42]. L'intensité du courant EBIC augmente avec la longueur de diffusion des porteurs minoritaires, et la présence d'un défaut localisé dans le volume de

génération entraîne une diminution locale du nombre des porteurs minoritaires collectés donc du courant EBIC, et par suite l'image de ces défauts électriquement actifs apparaît noire sur un fond clair [42]. On peut réaliser des images EBIC en modulant l'intensité du faisceau cathodique par la tension de sortie de l'amplificateur en effectuant un balayage synchrone de la surface de l'échantillon et de l'écran du microscope électronique à balayage (MEB) [42].

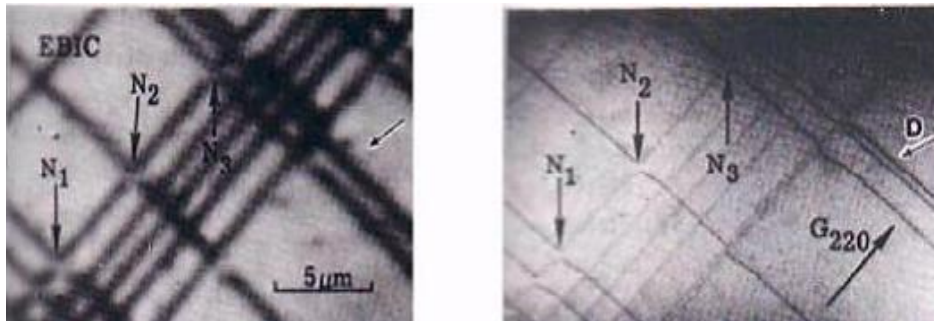


Figure (II.24) : Deux images obtenues par EBIC (a), et MEBT (microscopie électronique à balayage en transmission) (b) pour des dislocations, les recombinaisons apparaissent en tant que secteurs foncés dans l'EBIC (D'après .P.M. Petroff). [49]

### b) Application quantitative :

#### Introduction :

L'intérêt majeur d'une étude quantitative par la technique **EBIC** réside dans la détermination directe de paramètres physiques tels que, le niveau de dopage, la vitesse de recombinaison en surface, la vitesse de recombinaison au niveau des joints de grains, la longueur de diffusion etc... De telles mesures quantitatives requièrent des dispositifs expérimentaux avec des géométries spécifiques de l'échantillon [42]. Pour accéder à des informations quantitatives, la procédure est selon le cas plus au moins lourde que la mesure elle-même. La détection du signal EBIC nécessite la fabrication d'une jonction (jonction p-n ou diode Schottky) ce qui est une tâche longue pour la préparation des échantillons et qui n'est pas toujours réussie. Comme on a déjà vu, les principaux dispositifs rencontrés en technique EBIC sont illustrés par la figure (II.24). Nous allons donner dans le paragraphe suivant, un bref aperçu de quelques applications que nous avons réalisé

sur notre CAMEBAX.

### Application à la jonction base-émetteur d'un transistor :

Pour illustrer cette technique dans cette configuration, nous présentons ici son application à la jonction émetteur-base d'un transistor bipolaire p n p non-encapsulé réalisé au niveau de l'entreprise de l'ENIE de Sidi Bel-Abbes. La préparation de ce type d'échantillon est très délicate et demande beaucoup de patience à cause des microsoudures réalisées sur le transistor posé sur un cadre à fil. Toute une procédure nécessitant beaucoup de soin a été bien pensée afin de réaliser les contacts nécessaires pour la collecte du courant induit sans endommager les fils de soudure de  $25 \mu\text{m}$  de diamètre. L'émetteur a été relié à la masse et la base au point chaud, voir (figure (II.25)),

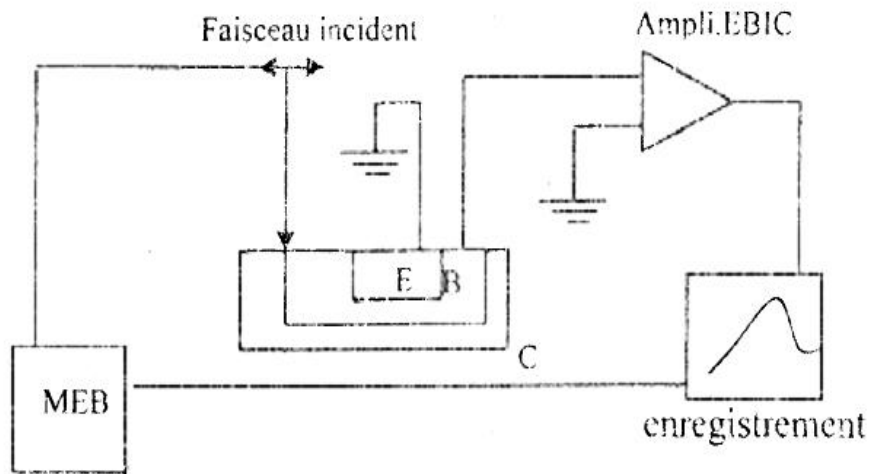


Figure (II.25) : schéma de mesure de la longueur de diffusion d'une jonction p-n (E-B) d'un transistor pnp

Des images en électrons secondaires de la structure bipolaire ont été réalisées. La figure (II.26) représente le type d'image en électrons secondaires (es) où l'on voit bien les microsoudures de la base et de l'émetteur. Dans les mêmes conditions nous avons réalisés une image de la structure (figure II.25).

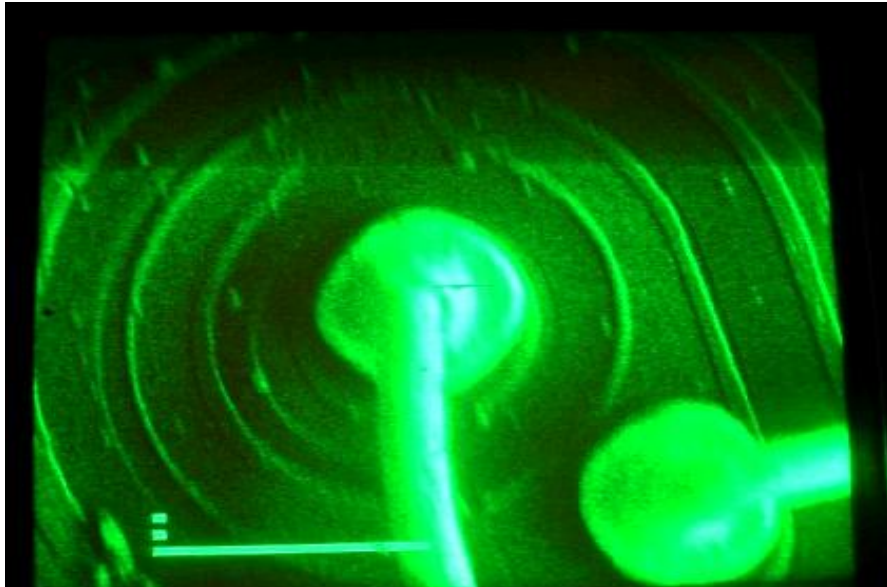


Figure (II.26) : Image en e.s. du transistor bipolaire barre=100  $\mu\text{m}$

La zone active émetteur/base apparaît avec un contraste brillant ce qui est dû à la génération des porteurs en excès. On remarque également sur cette image le contraste sombre de la microsoudure d'or qui témoigne de l'absence de génération dans cette zone.



Figure (II.27) Image EBIC du transistor avec branchement de la jonction, base-émetteur barre=100 $\mu\text{m}$  [10]

De la même manière, une observation du même transistor dans le mode EBIC mais en reliant la jonction base-collecteur au circuit extérieur, permet d'avoir une autre vue complètement différente de la précédente comme le montre la figure (II.28). Dans ce cas, la zone active est la zone comprise entre la base et le substrat qui constitue le collecteur. En effet, on constate que seule cette région présente un contraste brillant alors que l'émetteur non relié présente un contraste sombre dû au fait qu'aucune charge n'est collectée dans cette zone.

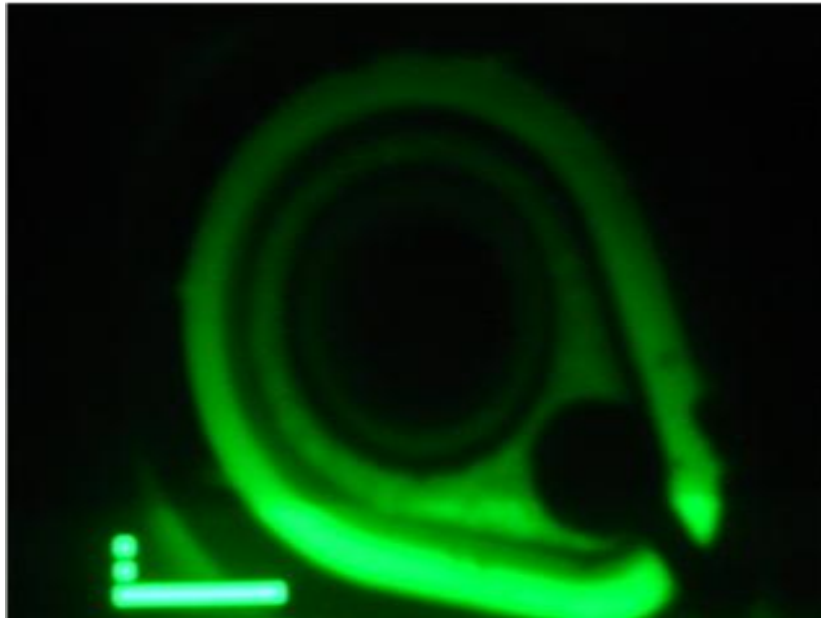


Figure (II.28) : Image EBIC du transistor avec branchement de la jonction base-collecteur, barre=100 nm [10].

## II.6 Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons commencé par présenter une synthèse bibliographique bien que classique mais très détaillée sur la microscopie électronique à balayage. Ainsi, une description bien étudiée des différentes parties du MEB a été donnée en se basant sur les spécificités de notre appareil. Le principe de fonctionnement de ce dernier ainsi que ses différents modes de fonctionnement sont définis. Nous avons ensuite donné le principe de la méthode EBIC dans ces différentes configurations en rappelant au préalable certaines notions sur l'interaction électron-matière. Pour illustrer cette méthode, nous avons enfin présenté quelques applications expérimentales.

*Chapitre III*  
*La méthode de*  
*Monte Carlo*

## CHAPITRE III

### La méthode Monte Carlo

#### III.1- Introduction :

La méthode de Monte-Carlo, qui décrit bien les phénomènes aléatoires, est ici appliquée à calculer les trajectoires des électrons du faisceau au cours de son parcours dans la chambre d'analyse de la détermination des trajectoires électroniques de l'interaction électron-matière.

Bien souvent, les problèmes scientifiques conduisent à l'évaluation d'intégrales ou de sommes ainsi qu'à la résolution d'équations différentielles ou intégrales.

En général, les calculs analytiques exacts des intégrales ne sont pas réalisables directement. De même, les sommes doivent parfois être effectuées sur un nombre de termes trop importants pour espérer les comptabiliser. On fait alors appel à des méthodes d'approximation. Parmi les plus couramment utilisées, on retrouve les méthodes classiques d'analyse numérique. Efficaces en une dimension, ces techniques s'avèrent rapidement sans intérêt dès que la dimension augmente. Or le nombre de variable pour certains problèmes est très grand et peut même s'avérer si important que les progrès envisageables du calcul informatique ne seront probablement jamais suffisants pour rendre ces techniques intéressantes.

Dans cette optique, une méthode de simulation statistique, méthode dite de « Monte Carlo », est très prometteuse puisque sa vitesse de convergence est indépendante de la dimension du problème posé. En revanche elle fournit non pas la solution numérique du problème, mais un intervalle de confiance la contenant avec une probabilité donnée [52].

#### III.2- Notion de base sur la méthode de Monte Carlo :

##### III.2.1- Définition et historique :

La méthode de Monte Carlo, bien qu'utilisée depuis fort longtemps, a pris une importance croissante depuis sa mise en œuvre par Von Neumann, Ulam et Metropolis à la fin de la seconde guerre mondiale dans le but d'étudier les processus de diffusion (la simulation des réactions nucléaires).

L'idée d'employer l'aspect aléatoire pour obtenir une réponse à un problème scientifique est réellement beaucoup plus ancienne que des ordinateurs.

Cette méthode donne un cadre de résolution numérique très générale, sans contraintes théoriques et un cadre pour évaluer l'incertitude liée aux résultats. C'est pourquoi elle est appliquée à une grande variété de problèmes.

Les deux principaux types de problèmes efficacement traités par la méthode de Monte Carlo sont les calculs d'intégrales, et les problèmes de diffusions et de collisions. Ceci est

rendu possible par la propriété essentielle de pouvoir simuler les distributions de grandeurs aléatoires [52].

### III.2.2- Efficacité de la méthode Monte Carlo :

Tout système régi en tout ou en partie par hasard nécessite que sa modélisation soit réalisée en utilisant des nombres aléatoires. Ces nombres sont utilisés pour trouver une solution qui dans certains cas n'est pas aléatoire.

En répétant l'expérience  $n$  fois on peut évaluer la dispersion (ou variance) des estimations de Monte Carlo par la relation [51].

$$\sigma^2 = [\sum_{k=1}^n (p_k - p)^2] / [n(n - 1)] \quad (\text{III.1})$$

Avec :

$$p = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n p_k \quad (\text{III.2})$$

$\sigma^2$  : La dispersion des estimations.

$p$  : Facteur moyen des estimations.

$n$  : Nombre d'expériences.

La méthode de Monte Carlo est d'autant plus efficace que la dispersion est plus petite.

Mais il est bien évident que la dispersion diminue si le nombre d'épreuves dans chaque expérience croît, c'est-à-dire si le temps de calcul  $T$  croît. Donc la méthode est d'autant plus efficace, que  $T$  est petit pour  $\sigma^2$  donnée.

Finalement l'efficacité de la méthode peut se mesurer par [51] :

$$\text{Efficacité} = \frac{1}{\sigma^2 T} \quad (\text{III.3})$$

### III.2.3- Nombres aléatoires :

#### III.2.3.1- Nombres aléatoires pseudo-aléatoires :

Nous avons vu que la méthode de Monte Carlo est basée sur l'utilisation des nombres aléatoires, c'est-à-dire tirés au sort. Cette expression nous éloigne un peu du sens du terme aléatoire, dans la mesure où tout nombre n'est pas en soi un résultat d'un événement lié au hasard. Il existe toutefois des méthodes pour énoncer des séquences de nombres de telle manière que ces nombres n'apparaissent pas liés entre eux par la raison humaine. Lorsqu'on utilise un ordinateur, on construit des nombres pseudo-aléatoires ; ils diffèrent des nombres aléatoires en ce que, lorsque le ou les premiers sont arbitrairement choisis, toute la suite est

complètement déterminée, la séquence est alors reproductible, ce qui permet de vérifier les programmes dans lesquelles ils sont utilisés [52].

Le point important est que leurs propriétés sont identiques à celles des nombres aléatoires. Ceci en fait ne peut être prouvé, mais on peut soumettre les nombres pseudo-aléatoires aux mêmes tests que les nombres aléatoires, et les utiliser si les tests sont satisfaisants [52].

### III.2.3.2- Générateurs de nombres aléatoires :

L'efficacité d'un code Monte Carlo dépend en grande partie de la qualité de son générateur de nombre aléatoires. Une séquence de nombres aléatoires de haute qualité doit être telle que l'occurrence de chaque nombre est imprévisible.

De nos jours, ces nombres sont générés sur ordinateur par un algorithme mathématique, d'où la quantification de nombres « pseudo-aléatoires ». Généralement, les algorithmes générateurs de nombres aléatoires produisent des séquences qui finissent par se recouper, c'est-à-dire qu'ils ont une période finie.

Il est important de déterminer si cette période est suffisante pour la simulation à effectuer.

Il faut noter néanmoins qu'un cycle de nombres aléatoires peut se répéter sans qu'il y ait forcément un comportement périodique des résultats, si et seulement si les particules primaires ne sont pas simulées avec les mêmes nombres aléatoires ou que ces nombres aléatoires sont affectées à un autre type d'événement que le précédent.

En 1951, Von Neumann propose de prendre entier de  $2k$  chiffres, de l'élever au carré et de prendre les  $2k$  chiffres du milieu comme nombre aléatoire  $R$  (par exemple,  $3317^2=1102489$  d'où  $R=24$ ) ; mais cela s'avère être rapidement périodique, et de plus la période peut être courte. Au lieu de  $X_n^2$ , Von Neumann essaye  $X_{n-1}$ ,  $X_n$  avec de meilleurs résultats mais limités à cause des éléments neutres. Lehmer eut l'idée de conserver uniquement les chiffres de poids faible et aboutit à la forme congruentielle [52] :

$$X_{n+1} = a.X_n + C(\text{modulo } p), R_n = X_n/p \text{ (III.4)}$$

Où  $R_n$  est le nombre aléatoire,  $p$  est le plus grand nombre possible pour ce genre d'opération sur la machine considérée, égal à  $2^k$  avec  $k$  le nombre de bits représentant un entier. Ce type de générateur est un générateur de nombres aléatoires congruents linéaires. Lorsque la valeur de  $C$  de l'équation (III.4) est prise à 0, on a alors un générateur de nombre aléatoire congruents multiplicatif. Ces 2 méthodes sont largement étudiées et utilisées dans les codes de Monte Carlo.

### III.2.3- Application de la méthode de Monte Carlo :

#### III.2.3.1- Simulation de trajectoires avec collisions :

Tous les problèmes de diffusion sont liés à des trajectoires de particules subissant des collisions entre elles ou avec d'autres particules. Une particule (neutron d'un réacteur nucléaire, ion dans une solution, électron dans un métal ou un semi-conducteur, molécule d'un gaz ou d'un fluide au repos ou en écoulement, etc...) suit pendant un court intervalle de temps une trajectoire déterministe, éventuellement dans un champ de forces, puis, à un instant aléatoire, subit une collision qui fait passer sa vitesse  $\vec{v}$  (avec création éventuelle d'autres particules). Ainsi la trajectoire d'une particule revêt un caractère fortement aléatoire ; les techniques de Monte Carlo sont alors des techniques de prédilection (parfois les seules possibles) pour traiter ce type de problème, c'est sans doute dans cette voie que les méthodes de Monte Carlo connaissent actuellement leurs plus importantes applications et leurs meilleurs justifications [52].

La méthode généralement utilisée pour traiter ce type de problème consiste à décomposer la trajectoire d'une particule en un grand nombre de séquences (quelques milliers à quelques dizaines de milliers suivant les cas), chaque séquence comprenant un vol libre, et une collision.

Pour cela, on définit l'état initial (position de vitesse) de la particule, en général de façon arbitraire. Puis [52] :

- a) On tire au sort un premier nombre aléatoire  $r_1$  qui détermine la durée  $t_1$  du vol libre (ou encore l'instant  $t_1$  auquel survient la collision)
- b) Entre les instants 0 et  $t_1$ , la particule suit une trajectoire déterministe correspondant aux lois de la mécanique classique, ce qui donne la position et sa vitesse  $\vec{v}$  à  $t_1$ .
- c) Si plusieurs types de collisions sont possibles, un nouveau nombre aléatoire  $r_2$  sélectionne la collision que subit la particule.
- d) Une fois la collision sélectionnée, un ensemble de nombres aléatoires (de 1 à 3, soient  $r_3$ ,  $r_4$  et  $r_5$ ) détermine la vitesse  $\vec{v}'$  après la collision, supposée instantanée, la séquence est alors terminée, on connaît donc la position de la vitesse de particule à la fin de la 1<sup>ère</sup> séquence, c'est-à-dire au début de la seconde séquence.
- e) Si la collision est susceptible de créer d'autres particules, d'autres nombres aléatoires sont utilisés pour simuler leurs vitesses.
- f) On répète cette séquence, comme elle a été déjà, un grand nombre de fois.

La figure (III.1) illustre la trajectoire d'une telle particule, dans l'espace des vitesses en projection sur le plan  $\{x,y\}$  (le champ de force entraîne cette particule, en vol libre, dans le sens des  $x \geq 0$ ) en trait plein figurent les vols libres :

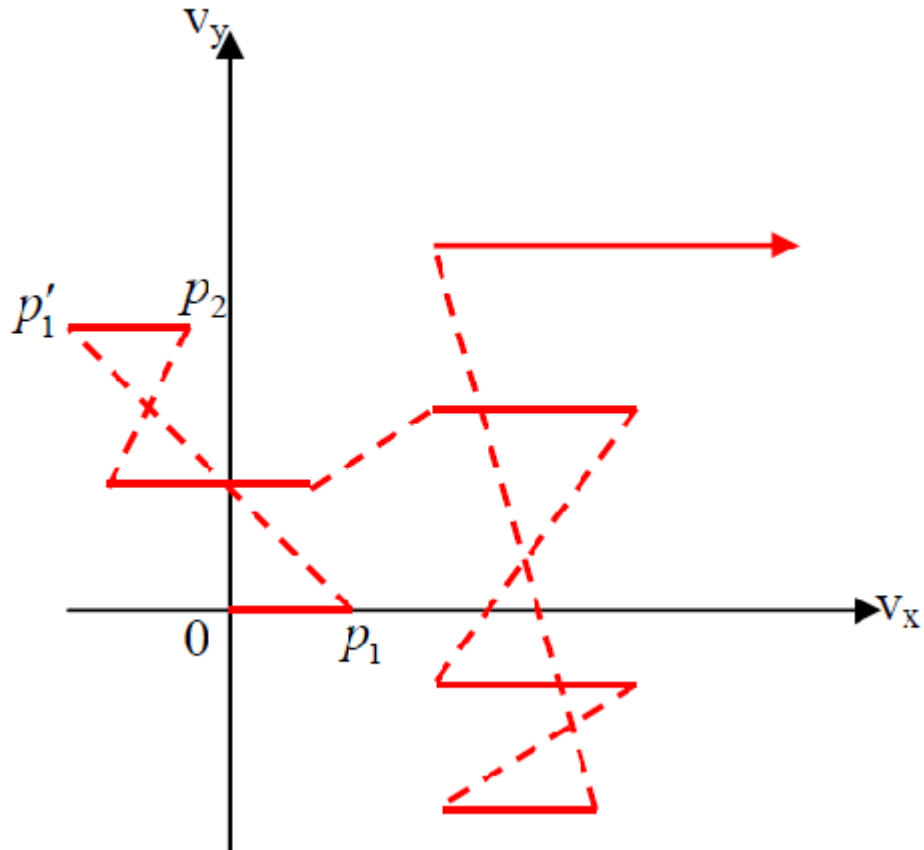
$$d\vec{v}/dt = \vec{F}/m \quad (\text{III.5})$$

D'où

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + t\vec{F}/m \text{ (III.6)}$$

En tirets figurent les variations (instantanées) de vitesses dues aux collisions, dont les positions sont repérées par des points. La particule part du point 0, sa vitesse augmente jusqu'à  $p_1$ . Elle subit alors une collision qui fait passer l'extrémité de son vecteur vitesse de  $p_1$  en  $p_1'$ .

Elle est alors en vol libre jusqu'en  $p_2$ , ect...



Figure(III.1) : simulation Monte Carlo d'une trajectoire dans l'espace des vitesses.

——— vol libre  
- - - collision
 } Séquence [52]

On peut, soit étudier une seule particule, dont le mouvement moyen tend vers le mouvement d'ensemble au bout d'un temps suffisamment long, soit simuler les trajectoires d'un ensemble de particules [52].

### III.2.3.2- Calculs d'intégrales :

On peut appliquer les techniques de Monte Carlo aux calculs d'intégrales, en particulier d'intégrales multiples. Nous indiquerons quelques unes des techniques employées, appliquées au cas d'une intégrale simple, la généralisation au cas d'intégrales multiples n'étant pas étudiée, parce que les principes sont identiques.

Soit à calculer l'intégrale :

$$A = \int_a^b f(x) dx \quad (\text{III.7})$$

On sait que la valeur moyenne  $\bar{f}$  de  $f$  sur  $[a,b]$  vaut :

$$\bar{f} = \frac{1}{b-a} \int_a^b f(x) dx \quad \text{d'où} \quad A = (b-a) \bar{f} \quad (\text{III.8})$$

Ainsi, le calcul de toute intégrale se ramène à celui d'une valeur moyenne, ce qui peut se faire par une suite de tirage au sort (appelé « épreuve ») donnera un résultat  $A_1$ , la seconde épreuve un résultat  $A_2$ , la  $i^{\text{ième}}$  un résultat  $A_i$ , etc... après  $n$  épreuves, on obtiendra une estimation de  $A$ .

Soit  $\bar{A}$ , qui sera la moyenne des estimations  $A_i$  :

$$\bar{A} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n A_i \quad (\text{III.9})$$

On définira l'intervalle de confiance de  $A$ , soit  $t\sigma(A)$ .

$\sigma(A)$  : l'écart type de  $A$ .

$$\sigma^2(A) = \frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (A_i - \bar{A})^2 = \frac{1}{n(n-1)} (\sum_{i=1}^n A_i^2 - n\bar{A}^2) \quad (\text{III.10})$$

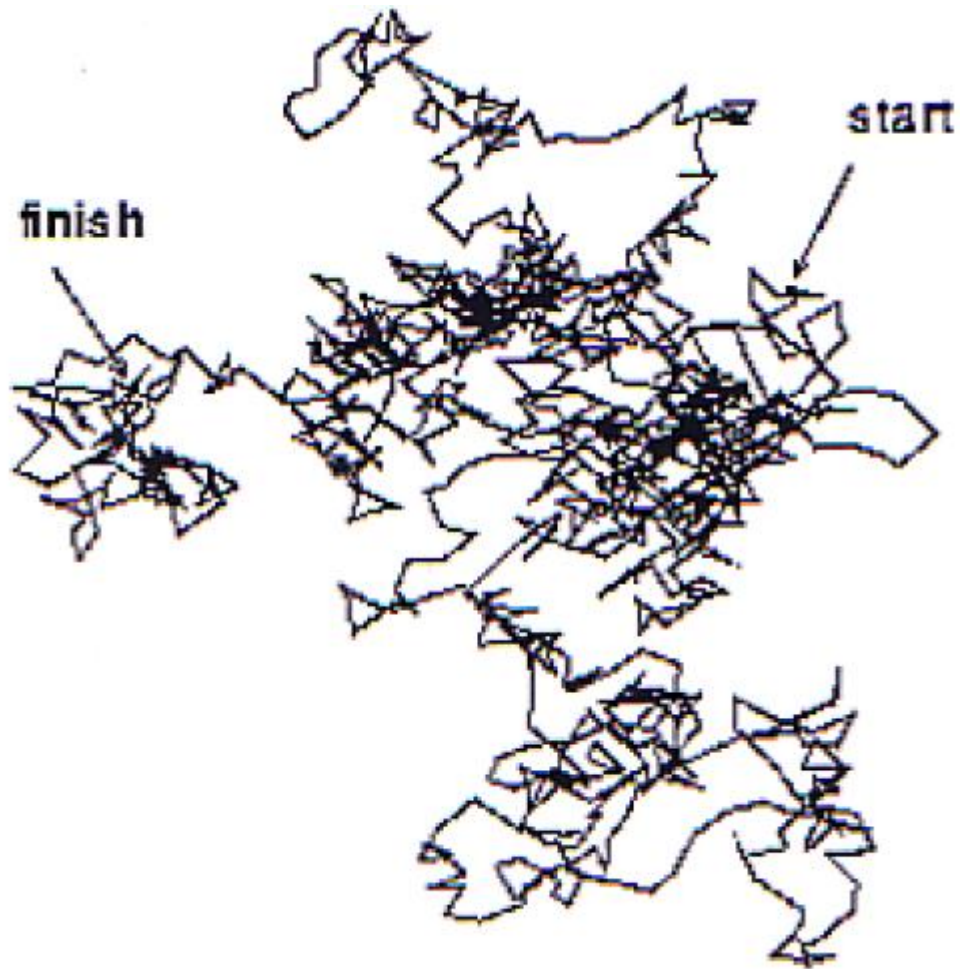
$t$  est une constante qui dépend du risque choisi [52].

### III.2.3.3- La marche aléatoire (Random Walks) :

Beaucoup de processus physiques tels que le mouvement brownien, le transport des électrons par les métaux, quand ils seront traités par des ordinateurs, ils seront modélisés comme marches aléatoires. Dans ces modèles, beaucoup de mesures sont prises avec la direction de chaque étape indépendante de la direction de la précédente. Donc, nous devons commencer à l'origine et prendre des étapes de longueurs (pas de coordonnées) dans les directions de  $x$  et de  $y$  [55].

$$(\Delta x_1, \Delta y_1), (\Delta x_2, \Delta y_2), (\Delta x_3, \Delta y_3), \dots, (\Delta x_N, \Delta y_N)$$

Là où il y a un total de  $N$  pas.



Figure(III.2) : marche aléatoire de 1000 étapes allant nulle part.

La distance du point de départ  $R$  est liée à ces étapes par [52 ,53] :

$$\begin{aligned}
 R^2 &= (\Delta x_1 + \Delta x_2 + \Delta x_3 + \dots + \Delta x_n)^2 + (\Delta y_1 + \Delta y_2 + \Delta y_3 + \dots + \Delta y_n)^2 \\
 &= \Delta x_1^2 + \Delta x_2^2 + \dots + \Delta x_n^2 + 2\Delta x_1\Delta x_2 + 2\Delta x_1\Delta x_3 + 2\Delta x_1\Delta x_4 + \dots \quad (\text{III.11})
 \end{aligned}$$

Tandis que maintenant l'équation (III.11) est tout à fait générale pour n'importe quel chemin qui peut être fait, si c'est un marche aléatoire, et également, il y a la possibilité de se déplacer vers l'arrière dans chaque étape aussi bien que vers la droite ou la gauche.

Ainsi sur la moyenne, pour un grand nombre d'étape nous aurons :

$$R^2 \approx \Delta x_1^2 + \Delta x_2^2 + \dots + \Delta x_N^2 + \Delta y_1^2 + \Delta y_2^2 + \dots + \Delta y_N^2 \quad (\text{III.12})$$

$$R = (N)^{1/2} r_{\text{rms}} \quad (\text{III.13})$$

Tant que  $r_{\text{rms}}$  est la racine carrée de la longueur moyenne d'étape.

Il faut noter que le même résultat est obtenu pour une marche à trois dimensions [52].

Selon la relation (III.13), la distance à partir du point de départ est toujours :  $(N)^{1/2} r_{\text{rms}}$ .

### III.3- Simulation des trajectoires électroniques par la méthode de Monte-Carlo :

L'historique d'une particule est considéré comme une séquence aléatoire d'interactions reproduites par l'échantillonnage des sections efficaces employées, au cours desquelles la particule change sa direction et perd de l'énergie.

#### III.3.1- Description de la génération des trajectoires :

Dans notre étude, on tient compte de la collision élastique et de la collision inélastique pour déterminer la trajectoire de l'électron et de pouvoir d'arrêt des électrons non rétrodiffusés et non transmis.

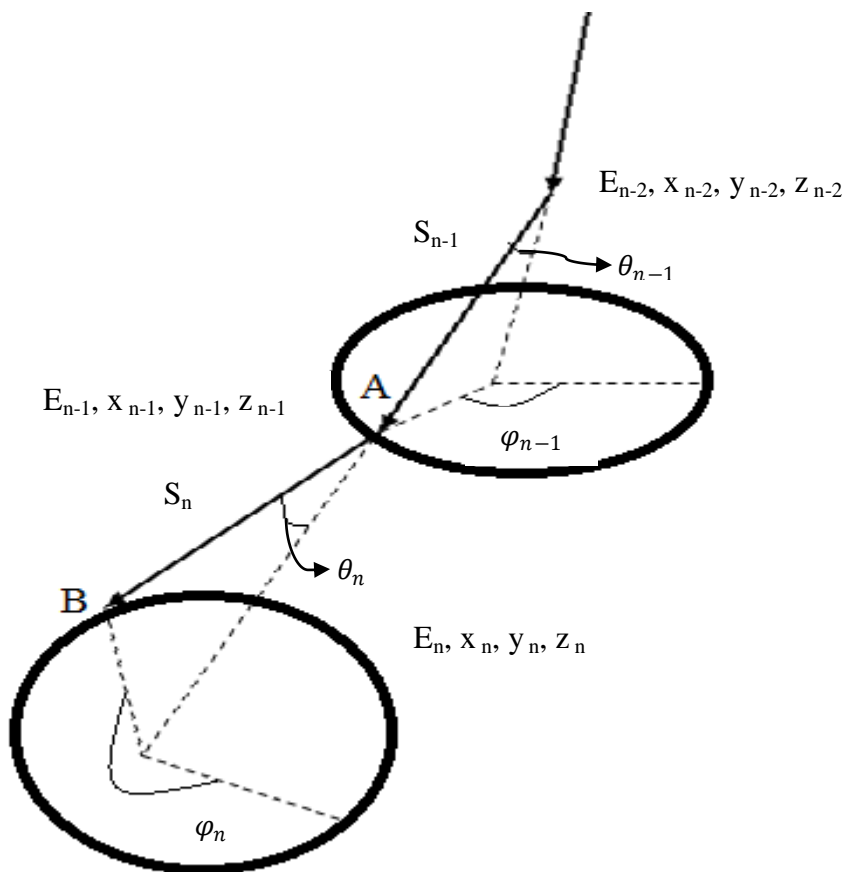


Figure (III.3) : éléments caractéristiques d'une étape de trajectoire électronique [51].

### III.3.1.1- Parcours électronique entre deux chocs:

En traversant une couche d'épaisseur  $ds$ , l'électron subit des collisions élastiques dont le nombre est donné par l'expression suivante :

$$P_e = \frac{N_a}{A} \cdot \rho \cdot \sigma_e \cdot ds \quad (\text{III.14})$$

$P_e$  : Le nombre de chocs élastique sur une couche d'épaisseur  $X$ .

$N_a$  : Le nombre d'Avogadro.

$A$  : La masse atomique du matériau (g).

$\rho$  : La masse volumique de la cible.

$\sigma_e$  : représente la section efficace totale.

$ds$  : L'épaisseur de la cible parcourue par l'électron.

Le libre parcours moyen ( $\lambda_e$ ) est le parcours que fait l'électron entre deux chocs successifs, il est donné par l'expression suivante :

$$\lambda_e = \frac{A}{N_a \cdot \rho \cdot \sigma_e} \quad (\text{III.15})$$

Pour un multi matériau composé de  $n$  éléments, on trouve [51] :

$$\frac{1}{\lambda_e} = N_a \cdot \rho \cdot \sum_{i=1}^n \frac{\sigma_{ei} \cdot C_i}{A_i} \quad (\text{III.16})$$

$C_i$  : concentration massique de l'élément  $i$ .

$\sigma_{ei}$  : section efficace totale de l'élément  $i$ .

$A_i$  : masse atomique de l'élément  $i$ .

$\rho$ : la densité moyenne donné par :

$$\frac{1}{\rho} = \sum_{i=1}^n \frac{C_i}{\rho_i} \quad (\text{III.17})$$

La distance entre deux chocs successifs appelée « pas », varie aléatoirement. La probabilité pour qu'un électron parcourt une distance  $s$  quand le libre parcours moyen est  $\lambda_e$ , est donnée par [52] :

$$P(s) = \frac{1}{\lambda_e} \cdot \exp\left(-\frac{s}{\lambda_e}\right) \quad (\text{III.18})$$

La fonction de répartition s'écrit alors :

$$f(s) = \frac{\int_0^s \exp\left(-\frac{s}{\lambda_e}\right).ds}{\int_0^\infty \exp\left(-\frac{s}{\lambda_e}\right).ds} \quad (\text{III.19})$$

En posant  $f(s) = 1 - R_{n1}$ , où  $R_{n1}$  est un nombre aléatoire (fonction Random) distribué uniformément sur l'intervalle  $]0, 1]$ , et après intégration, on obtient la distance entre deux chocs (événement) appelée pas et donné par la relation suivante [52] :

$$pas = -\lambda_e \cdot \ln(R_{n1}) \quad (\text{III.20})$$

### III.3.1.2- calcul de l'angle de diffusion $\theta$ et l'angle azimutal $\varphi$ :

Par définition, la fonction de répartition  $F(\theta)$  de la variable aléatoire  $\theta$  est la probabilité qu'un événement diffusant conduit à un angle de diffusion  $0 \leq \theta_e \leq \theta$  [50] :

$$F(\theta) = \text{prob}(0 \leq \theta_e \leq \theta) \quad (\text{III.21})$$

$$F(\theta) = \frac{\int_0^\theta \sigma(\theta) \cdot 2\pi \cdot \sin\theta \cdot d\theta}{\sigma} \quad (\text{III.22})$$

Le développement du calcul conduit à l'équation suivante :

$$F(\theta) = a \cdot (a + 1) \cdot \left[ \frac{1}{a} - \frac{1}{\sin^2 \frac{\theta}{2} + a} \right] \quad (\text{III.23})$$

Avec  $a$  : paramètre d'écran

Pour :  $\theta=0$   $F(0)=0$

$\theta=\pi$   $F(\pi)=1$

La forme mathématique de  $F(\theta)$  permet de tirer de façon particulièrement simple, suivant la loi de probabilité définie par  $\sigma(\theta)$ , l'angle de diffusion  $\theta$ .

En effet, en générant une variable aléatoire  $R_{n2}$  répartie de façon uniforme sur l'intervalle  $]0, 1]$ , on obtient :

$$\sin^2 \frac{\theta}{2} = \frac{a \cdot R_{n2}}{1 + a - R_{n2}} \quad (\text{III.24})$$

L'angle azimutal (voir figure III.3) est ensuite obtenu par simple tirage d'un nouveau nombre aléatoire  $R_{n3}$  distribué uniformément sur l'intervalle  $]0, 1]$  [50].

$$\varphi = 2 \cdot \pi \cdot R_{n3} \quad (\text{III.25})$$

### III.3.1.3- Trajectoire de l'électron :

La trajectoire d'un électron dans l'échantillon forme une ligne brisée dont il faut déterminer la position spatiale de chaque nœud et la valeur de l'énergie correspondante.

#### III.3.1.3.1- Coordonnées de l'électron :

Les coordonnées initiales de l'électron à l'entrée de la cible sont choisies telles que :

$$\left\{ \begin{array}{l} X=0 \\ Y=0 \\ Z=0 \end{array} \right.$$

Le parcours dans le volume du matériau, divisé en plusieurs étapes :

A l'étape  $n$ , l'énergie  $E_n$  de l'électron fixe la section efficace totale de diffusion élastique et donc le pas noté  $s_n$ , tandis que les sections différentielles de diffusion échantillonnent l'angle  $\theta_n$  de déviation.

Après que l'électron entre en interaction avec la cible au point B (figure (III.3)), il change de sa direction et il s'enfonce dans le volume du matériau tout en cédant une partie de son énergie.

Si l'électron subit une interaction au point B après avoir parcouru le trajet  $s_n$ , les coordonnées du point B sont calculées par rapport à celle de A (figure (III.3)) suivant les relations [51] :

$$\left\{ \begin{array}{l} X_n = X_{n-1} + s_n \cdot C_n^x \\ Y_n = Y_{n-1} + s_n \cdot C_n^y \\ Z_n = Z_{n-1} + s_n \cdot C_n^z \end{array} \right.$$

Les facteurs  $C_n^x$ ,  $C_n^y$ ,  $C_n^z$  représentent les cosinus directeurs du vecteur  $\overrightarrow{AB}$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_n^x = C_{n-1}^x \cdot \cos(\theta_n) + V_1 \cdot V_3 + C_{n-1}^y \cdot V_2 \cdot V_4 \\ C_n^y = C_{n-1}^y \cdot \cos(\theta_n) + V_4 \cdot (C_{n-1}^z V_1 - C_{n-1}^z \cdot V_2) \\ C_n^z = C_{n-1}^z \cdot \cos(\theta_n) + V_2 \cdot V_3 - C_{n-1}^y \cdot V_1 \cdot V_4 \end{array} \right.$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} V_1 = \frac{C_{n-1}^x}{C_{n-1}^z} \cdot \sin(\varphi_n) \\ V_2 = -\frac{C_{n-1}^x}{C_{n-1}^z} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{C_{n-1}^x}{C_{n-1}^z}\right)^2}} \\ V_3 = \cos(\varphi_n) \\ V_4 = \sin(\varphi_n) \end{array} \right.$$

### III.3.1.3.2- Pouvoir d'arrêt :

Après une collision (élastique ou inélastique), l'électron perd une certaine quantité d'énergie suivant le type de collisions et l'étape suivante dépendra de la quantité de cette perte.

Nous avons utilisé l'approximation de perte d'énergie de Bethe modifiée par Joy et Luo par l'équation suivant :

$$\frac{dE}{ds} = -78500 \cdot \frac{\rho N_a}{AE} \log \left( \frac{1,116E}{J} + 1 \right) \frac{Kev}{cm} \quad (\text{III.26})$$

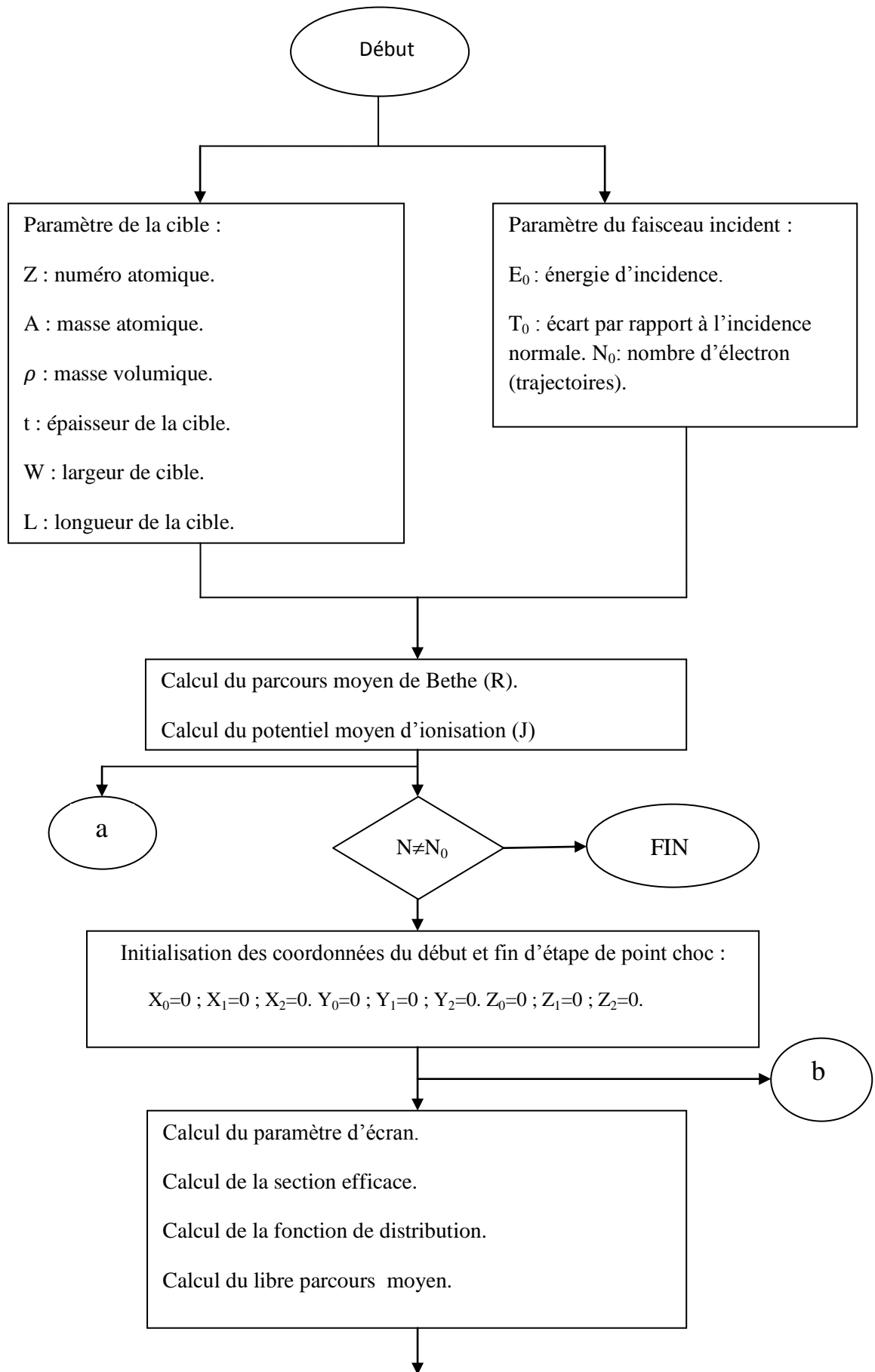
J : le potentiel d'ionisation.

Si l'énergie résiduelle est inférieure à une certaine limite, l'électron s'arrête. Cette énergie limite est égale à l'énergie minimale de création d'une paire électron-trou assimilée ici au potentiel d'ionisation. Et comme nous l'avons montré au chapitre précédent le potentiel d'ionisation dépend de la nature du matériau ce que fait dans notre programme nous avons ajouté une procédure pour le calcul de ce potentiel suivant le numéro atomique utilisée [51].

## III.3.2- Organigramme de la simulation des trajectoires électroniques:

### III.3.2.a- Présentation :

La figure (III.4), est représenté l'organigramme de notre programme de simulation des trajectoires électroniques dans n'importe quel matériau amorphe semi-infini ou mince, lourd ou léger et simple ou composé.



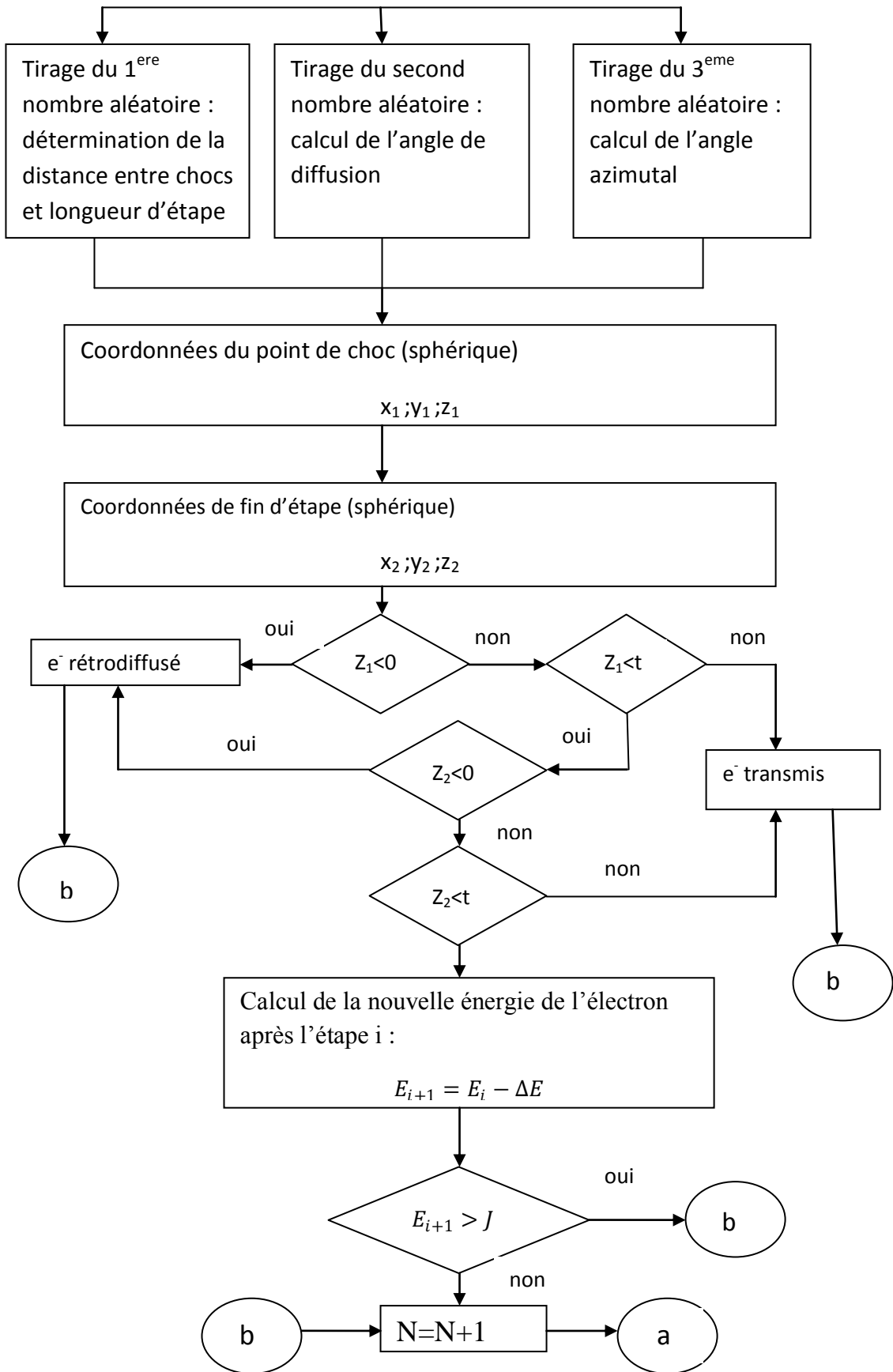


Figure (III.4) : organigramme de simulation des trajectoires électroniques par la méthode de Monte Carlo.

**III.3.2.b- Fonctionnement :**

Dans un premier temps, on définit les paramètres de la cible et du faisceau incident. On considère ensuite un électron d'énergie  $E_0$  arrivant à la surface au point de coordonnées  $(X_0, Y_0, Z_0)$ , un nombre aléatoire  $R_{n1}$  est tiré au hasard ; il détermine la longueur de l'étape  $S_1$  puis deux autres nombres aléatoires  $R_{n2}$  et  $R_{n3}$  seront tirés ; ils déterminent respectivement l'angle de diffusion et l'angle azimutal. Les nouvelles coordonnées de l'électron et son énergie résiduelle  $E_1$  sont mises en mémoire. Si la coordonnée  $Z_1$  de profondeur est comprise entre 0 et 1 ( $t$  représente l'épaisseur de la cible), on passe l'examen des critères d'arrêt, à savoir le test sur l'énergie. Si l'énergie résiduelle de l'électron est inférieure à l'énergie  $J$  (potentiel d'ionisation), le calculateur passe à l'électron suivant du faisceau. De même, si la profondeur  $Z_1$  est supérieure à  $t$  ou inférieure à 0, le calculateur passe à l'électron suivant du faisceau incident. Le même processus se répète jusqu'au dernier électron.

**III.4- Simulation de la dissipation énergétique par la méthode de Monte-Carlo :**

**III.4.1- Introduction**

La dissipation d'énergie est l'un des phénomènes importants résultant de l'interaction d'un faisceau électronique avec un solide. Elle est le premier responsable de la génération des différents signaux (EBIC, CL, RX,...) utilisés pour la caractérisation de l'échantillon étudié [50]. Lorsque l'électron transporte à l'intérieur du matériau, subit un très grand nombre de collision élastiques ou inélastiques sur les particules de la cible.

Si l'électron subit un choc avec une particule de la cible perd une portion de son énergie (d'après la théorie quantique de la diffusion inélastique) [50].

Pour calculer le profil de l'énergie dissipée  $\Delta E(z)$  dans un semi-conducteur (solide), nous avons divisé la cible en plusieurs tranches égales d'épaisseurs  $\Delta z$  (figure (III.5)), puis calculer la perte d'énergie  $\Delta E_i(z_i)$  des électrons dans la tranche d'épaisseur  $\Delta Z_i$  située à la profondeur  $Z_i$  par rapport à la surface de balayage

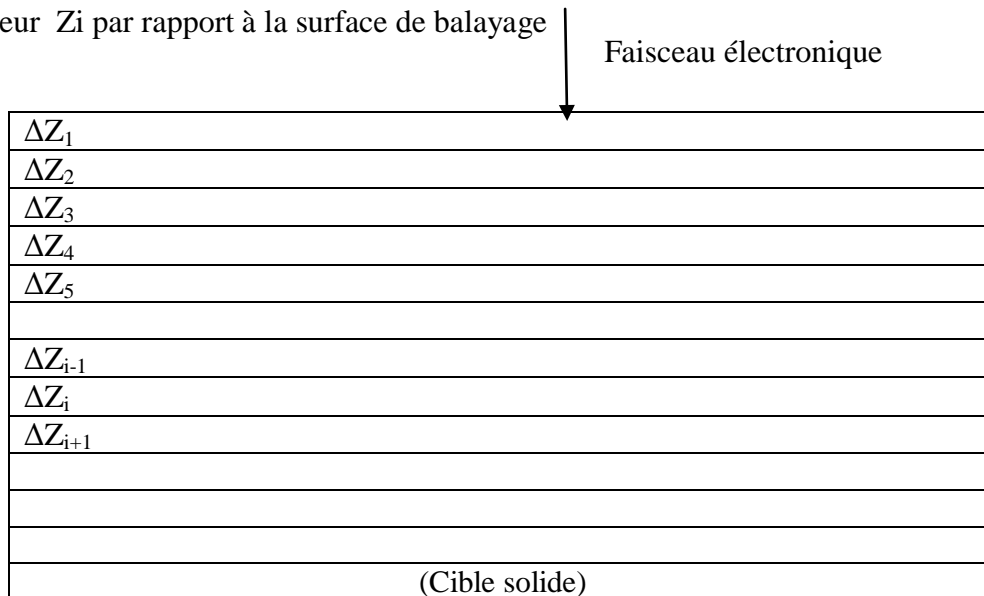


Figure (III.5) : modèle de simulation de la dissipation énergétique des électrons primaires présenté par plusieurs auteurs [53] et [54].

## **III.4.2- Simulation de la perte d'énergie des électrons primaires :**

### **III.4.2.1- Principe:**

Le but de cette simulation est de pouvoir de tracer les courbes montrant les variations de la dissipation énergétique des électrons primaires entrant en interaction avec les particules de la cible en fonction des paramètres de la cible et du faisceau incident.

Pour comptabiliser la perte d'énergie, de nombreux auteurs ont formulé des expressions semi empiriques donnant la valeur de la perte d'énergie en fonction de la distance parcourue [54].

### **III.4.2.2- Modèle de simulation :**

Les interactions inélastiques, mettant en mouvement un électron d'énergie cinétique supérieur à un certain seuil, peuvent être aussi simulées individuellement.

Contrairement au modèle proposé par Ledra et al. [54], notre modèle de simulation est basé sur les étapes suivantes :

- On détermine le parcours de l'électron ainsi que les coordonnées du point de choc en fin d'étape comme nous l'avons montré précédemment.
- En deuxième lieu, on détermine l'énergie de l'électron à la fin de chaque étape et par conséquent, on détermine la perte d'énergie  $dE$  au cours de cette étape en utilisant la relation de ralentissement donnée par Bethe [53].
- On continue à enregistrer la perte d'énergie et les coordonnées de l'électron dans chaque étape de son parcours jusqu'à son arrêt (son énergie devient inférieure au potentiel d'ionisation).

### **III.4.2.3- Organigramme de simulation de perte d'énergie des électrons primaires :**

L'organigramme de simulation de la dissipation énergétique, est inspiré de celui présenté par la figure (III.6), la différence est que, dans ce cas, on comptabilise les coordonnées de l'électron et la perte d'énergie pour chaque coordonnée.

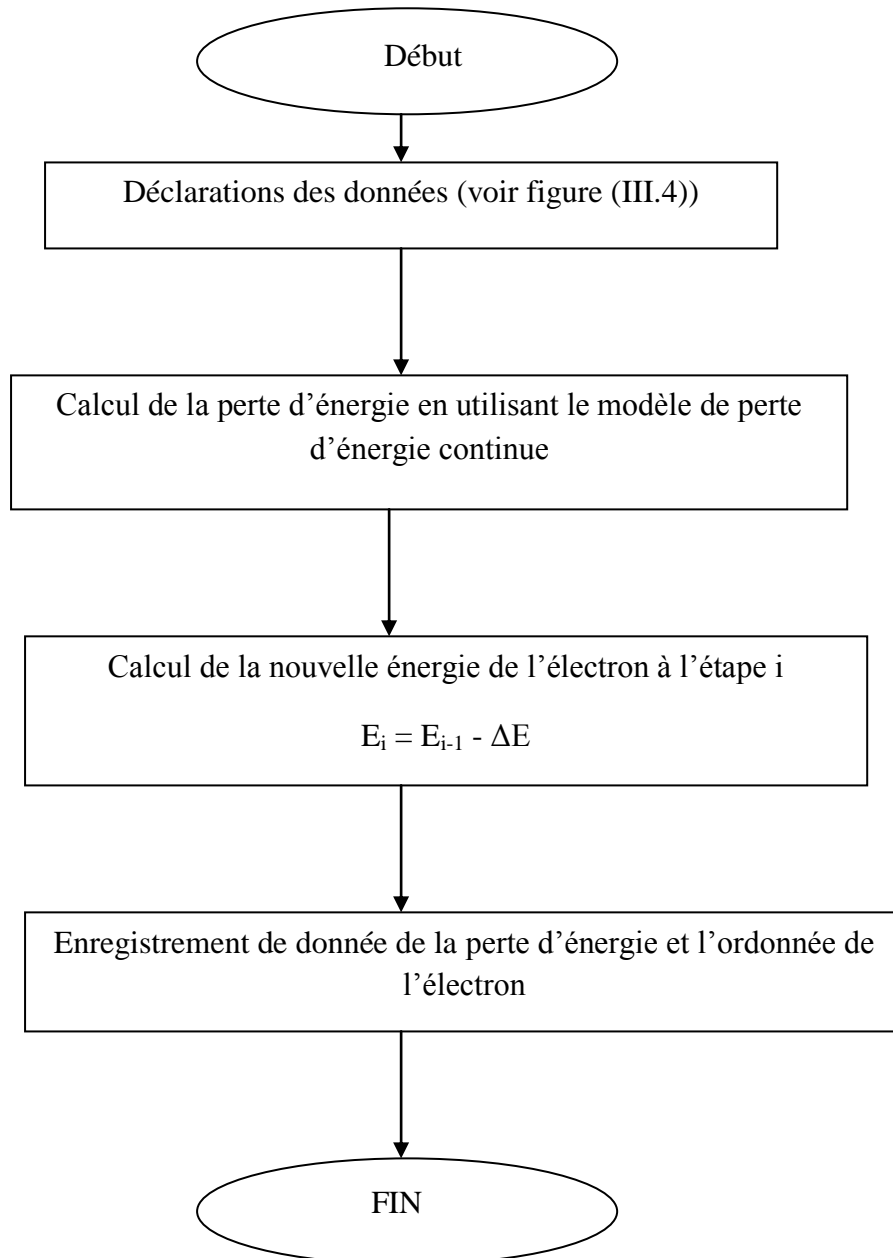


Figure (III.6) : organigramme de simulation de calcul la dissipation énergétique pour des cibles semi-infinies.

### III.5- Conclusion :

Dans cette partie de notre travail, nous avons été amené à décrire et adapter une méthode numérique de type Monte Carlo permettant de simuler individuellement les diverses interactions de l'électron avec le milieu. Une méthode de ce type ne nécessite que la connaissance des sections efficaces différentielles et totales rattachées à la description de tous les événements élémentaires ayant des effets même très faibles sur le transport de l'électron dans le matériau. Nous présenterons les résultats obtenus avec cette méthode et les interprétations dans le chapitre prochain.

*Chapitre IV*  
*Résultats et*  
*interprétations*

## **Chapitre IV :**

### **Résultats et interprétations**

#### **IV.1- Introduction :**

La qualité des matériaux semi-conducteurs destinés à la production du courant par effet photovoltaïque est très déterminante dans le rendement des cellules. Dans la perspective de définir les différents paramètres en mesure d'influencer ce rendement nous allons appliquer le code que nous avons développé en se basant sur la méthode de Monte Carlo, afin de caractériser les propriétés électriques des matériaux à la base des cellules PV à savoir le matériau semi-conducteur et les métaux de grilles. Nous allons dans un premier temps définir le volume de génération en fonction des différents paramètres de la cible et du faisceau d'électrons, pour définir ensuite les profils de perte d'énergie dans la structure dans la perspective de remonter au courant de génération par bombardement électronique.

#### **IV.2- Volume d'interaction :**

La simulation des trajectoires électronique par la méthode de Monte-Carlo, nous renseigne sur la distribution spatiale des électrons.

Nous avons exécuté le programme illustré par l'organigramme ci-dessus pour différents échantillons et pour différentes valeurs de l'angle d'incidence et de l'énergie incidente.

Les échantillons que nous avons utilisés sont considérés comme cibles semi-infinies. On appelle matériau massif (cible semi-infinie), un matériau dont l'épaisseur, la largeur et la longueur sont supérieures au libre parcours moyen des électrons.

##### **IV.2.1- Influence de la nature chimique de la cible :**

Afin de mettre en évidence l'effet de la nature du matériau nous avons simulé différentes configurations en considérant diverses possibilités. Dans un premier temps, nous avons considéré le cas de cibles constituées d'éléments simples comme le Si, C, Zn et le Au et ce pour une énergie de 30 KeV et à une incidence normale. Nous constatons que le volume ainsi que la profondeur atteinte par un faisceau constitué par

un ensemble de 1000 électrons sont de plus en plus importants quand le numéro atomique de la cible est faible. Par ailleurs comme nous allons le détailler plus loin le nombre des électrons restant à proximité de la surface donnant lieu à des électrons rétrodiffusés augmente avec le numéro atomique. A noter que dans les différents cas la zone atteinte par les électrons a pour forme une poire comme mentionné dans différentes références [52]

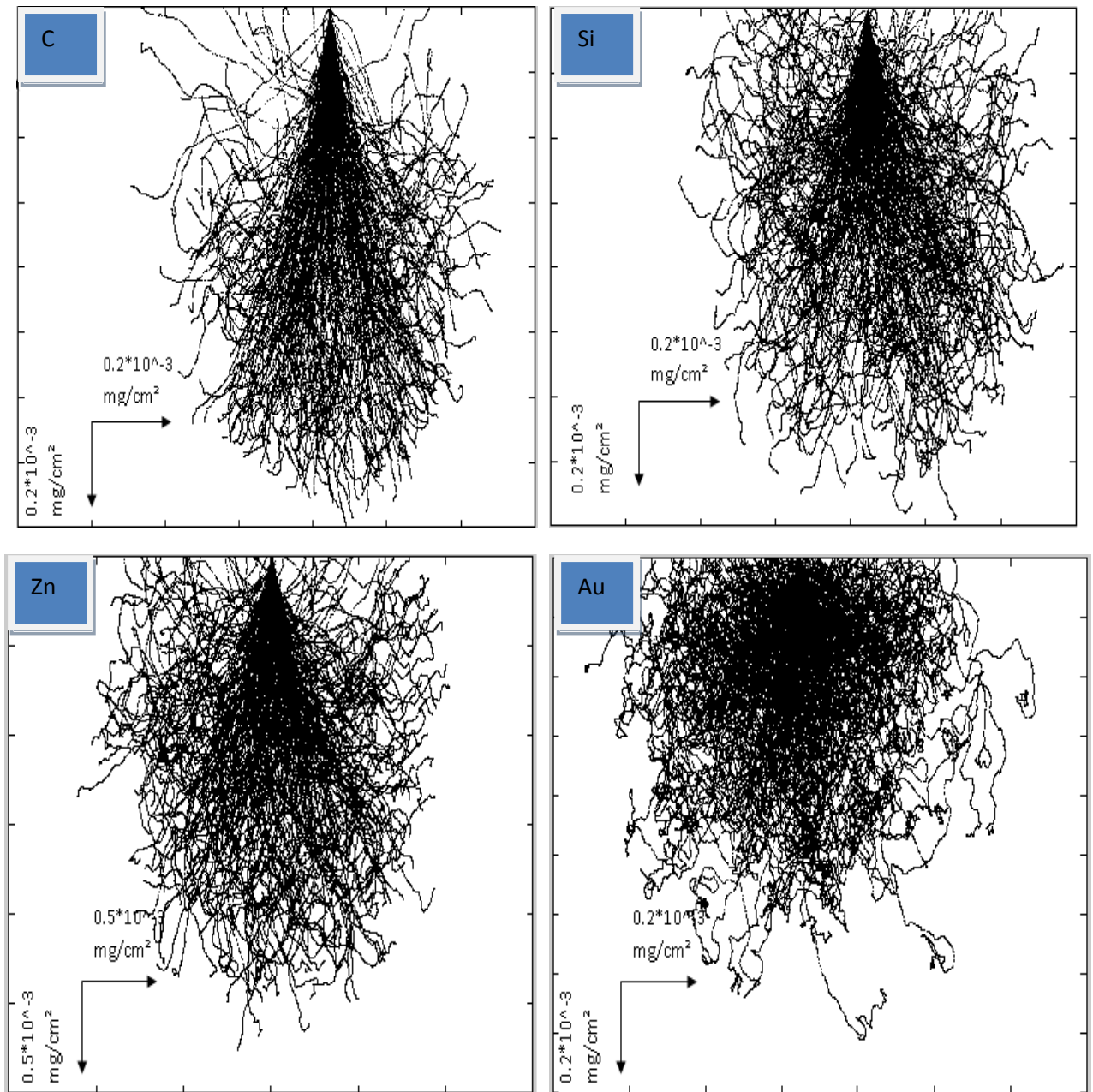


Figure (IV.1) : trajectoires électroniques à incidence normale par rapport à la surface de balayage et une énergie de 30 KeV pour différents matériaux simples.

Dans le cas des matériaux composés, le numéro et la masse atomique sont calculés suivant la concentration de chaque élément. Dans notre cas, nous avons considéré des concentrations égales de chaque élément.

Donc la masse atomique d'une cible composée de n éléments sera [54] :

$$A = \sum_{i=1}^n C_i \cdot A_i \quad (\text{IV.1})$$

Avec :  $A_1, A_2, \dots, A_n$  masse atomiques des éléments formant la cible composée.

Et le numéro atomique sera calculé de la manière suivante [53] :

$$Z = \frac{\sum_{i=1}^n C_i \frac{Z_i^2}{A_i}}{\sum_{i=1}^n C_i \frac{Z_i}{A_i}} \quad (\text{IV.2})$$

Avec  $A_i$  : masse atomique de chaque élément.

$Z_i$  : numéro atomique de chaque élément.

- Cas du GaAs :

$$A = \frac{A_{Ga} + A_{As}}{2} = 73.75$$

$$Z = \frac{\frac{Z_{Ga}^2}{A_{Ga}} + \frac{Z_{As}^2}{A_{As}}}{\frac{Z_{Ga}}{A_{Ga}} + \frac{Z_{As}}{A_{As}}} = 32$$

- Cas du CdS :

$$A = \frac{A_{Cd} + A_S}{2} = 72.20$$

$$Z = \frac{\frac{Z_{Cd}^2}{A_{Cd}} + \frac{Z_S^2}{A_S}}{\frac{Z_{Cd}}{A_{Cd}} + \frac{Z_S}{A_S}} = 31$$

- Cas du ZnSiAs<sub>2</sub> :

$$A = \frac{1}{4} A_{Zn} + \frac{1}{4} A_{Si} + \frac{1}{4} A_{As} + \frac{1}{4} A_{As} = 60.82$$

$$Z = \frac{\frac{1}{4} \frac{Z_{Zn}^2}{A_{Zn}} + \frac{1}{4} \frac{Z_{Si}^2}{A_{Si}} + \frac{1}{4} \frac{Z_{As}^2}{A_{As}} + \frac{1}{4} \frac{Z_{As}^2}{A_{As}}}{\frac{1}{4} \frac{Z_{Zn}}{A_{Zn}} + \frac{1}{4} \frac{Z_{Si}}{A_{Si}} + \frac{1}{4} \frac{Z_{As}}{A_{As}} + \frac{1}{4} \frac{Z_{As}}{A_{As}}} = 27$$

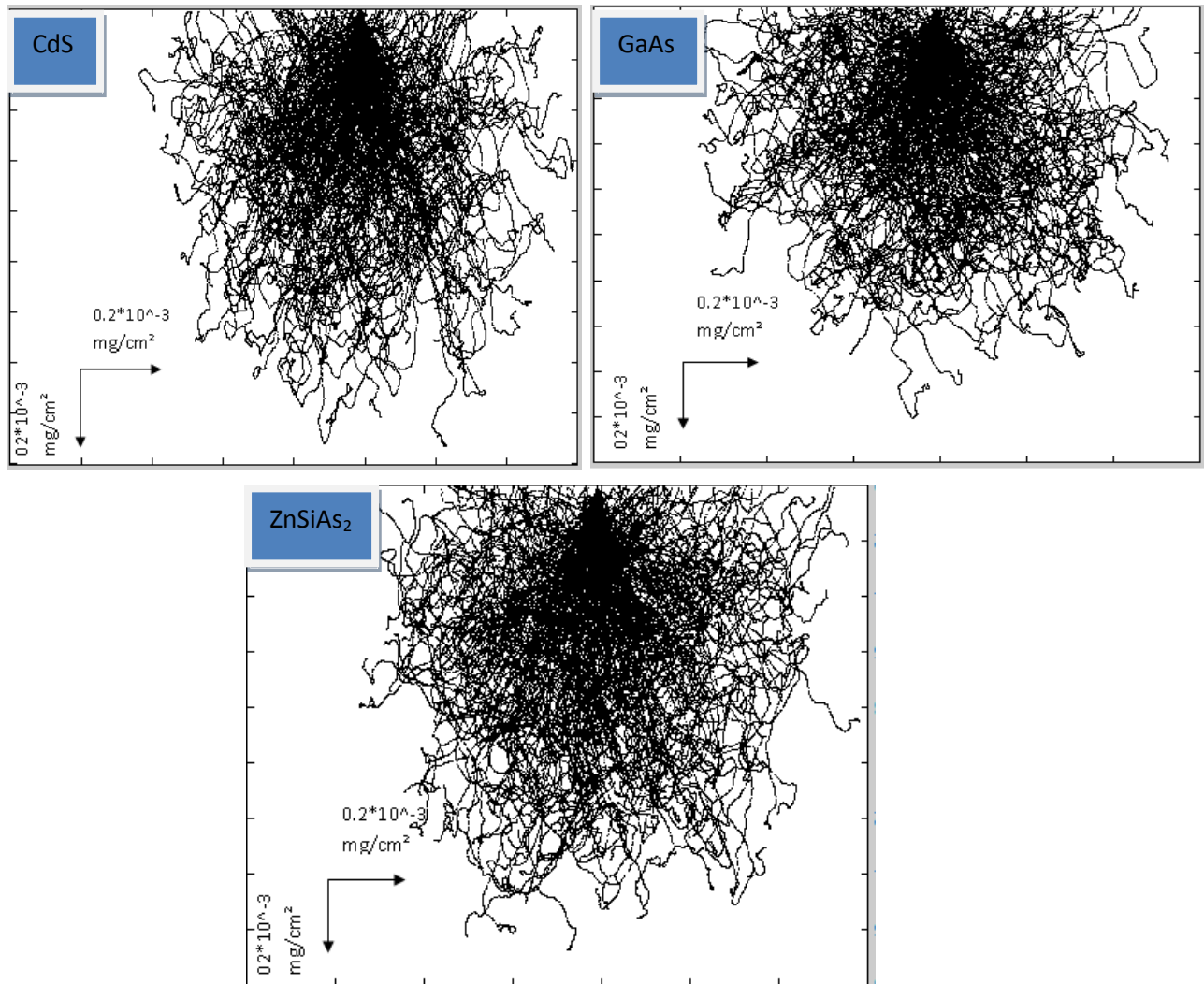


Figure (IV.2) : trajectoires électroniques à incidence normale par rapport à la surface de balayage et une énergie de 30 Kev pour différents matériaux composés .

Par contre, la figure (IV.2) représente le volume d'interaction dans des matériaux composés tel que le GaAs, CdS et ZnSiAs<sub>2</sub>.

On constate que tant que le numéro atomique augmente, le volume de génération diminue et les électrons ne pénètrent pas plus profondément dans le volume de la cible.

Ceci pour les matériaux C et Si est dû aux probabilités de chocs entre les électrons incidents et les électrons de la cible que grand comme dans les cas des matériaux Zn et Au.

On remarque que les alliages (GaAs et CdS) possèdent des numéros atomiques supérieurs à celui du ZnSiAs<sub>2</sub>, ce qui donne un volume de génération réduit comme on l'observe sur la figure (IV.2).

En effet, la relation (III.14) montre bien que le nombre de chocs élastiques que peut subir un électron primaire est proportionnel à la section efficace  $\sigma_e$  qui elle-même proportionnelle au numéro atomique de la cible.

$$\left\{ \begin{array}{l} P_e \propto \sigma_e \\ \sigma_e \propto Z \end{array} \right. \Longrightarrow P_e \propto Z$$

D'autre part, la relation (III.15) montre que le libre parcours moyen  $\lambda_e$  des électrons est inversement proportionnel à la section efficace  $\sigma_e$  qui est proportionnelle au numéro atomique de la cible ; donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_e \propto 1/\sigma_e \\ \sigma_e \propto Z \end{array} \right. \Longrightarrow \lambda_e \propto 1/Z$$

En conclusion si le numéro atomique augmente, la profondeur de pénétration des électrons diminue.

### III.3.1.2- Influence de l'énergie incidente :

De la même manière que précédemment, on a fait varier l'énergie incidente entre 5 KeV et 40 KeV pour un même matériau mono-élément comme c'est le cas du silicium (Si) ( $Z=14$ ,  $A=28.04$  g).

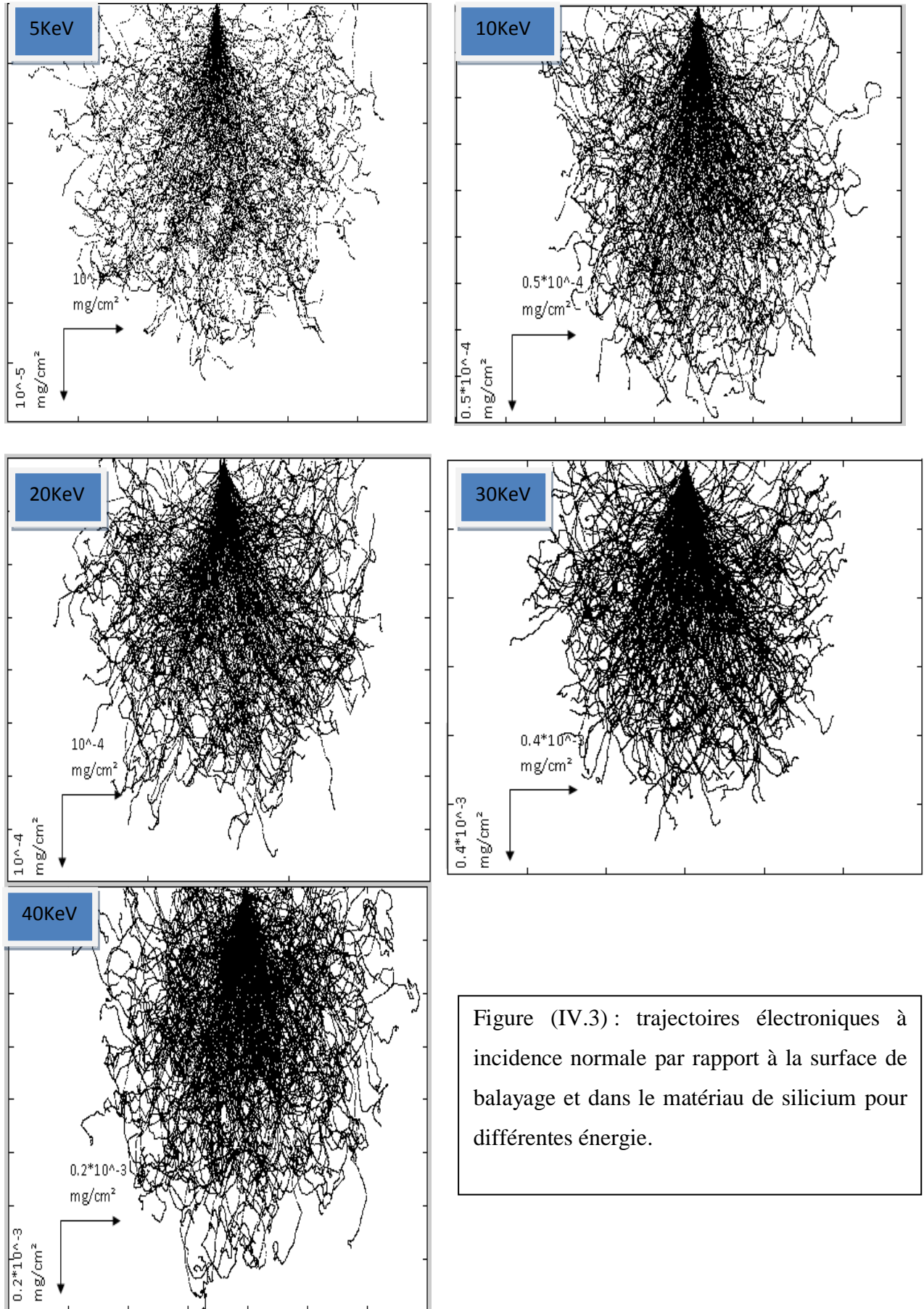


Figure (IV.3) : trajectoires électroniques à incidence normale par rapport à la surface de balayage et dans le matériau de silicium pour différentes énergie.

La figure (IV.3) illustre la variation du volume de génération pour divers énergies incidentes dans le silicium (le faisceau incident est normal par rapport à la surface de balayage).

On observe que tant que l'énergie incidente augmente, la profondeur de pénétration des électrons augmente.

En effet d'après la relation (III.15), on voit que le libre parcours moyen  $\lambda_e$  est inversement proportionnel à la section efficace  $\sigma_e$  qui est, donc :  $\lambda_e \propto 1/\sigma_e$

On conclut que si l'énergie incidente est grande, l'électron pourra pénétrer plus profondément dans la cible. Et ainsi que le nombre des électrons rétrodiffusés elle est plus grande si l'énergie diminue.

### **III.3.1.3- Influence de l'angle d'incidence :**

On a fait varier l'angle d'incidence ( $0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ ) du faisceau incident de 30 KeV d'énergie dans un même type de matériaux mono-éléments, nous avons choisi deux matériaux, le silicium (Si) et l'Or (Au).

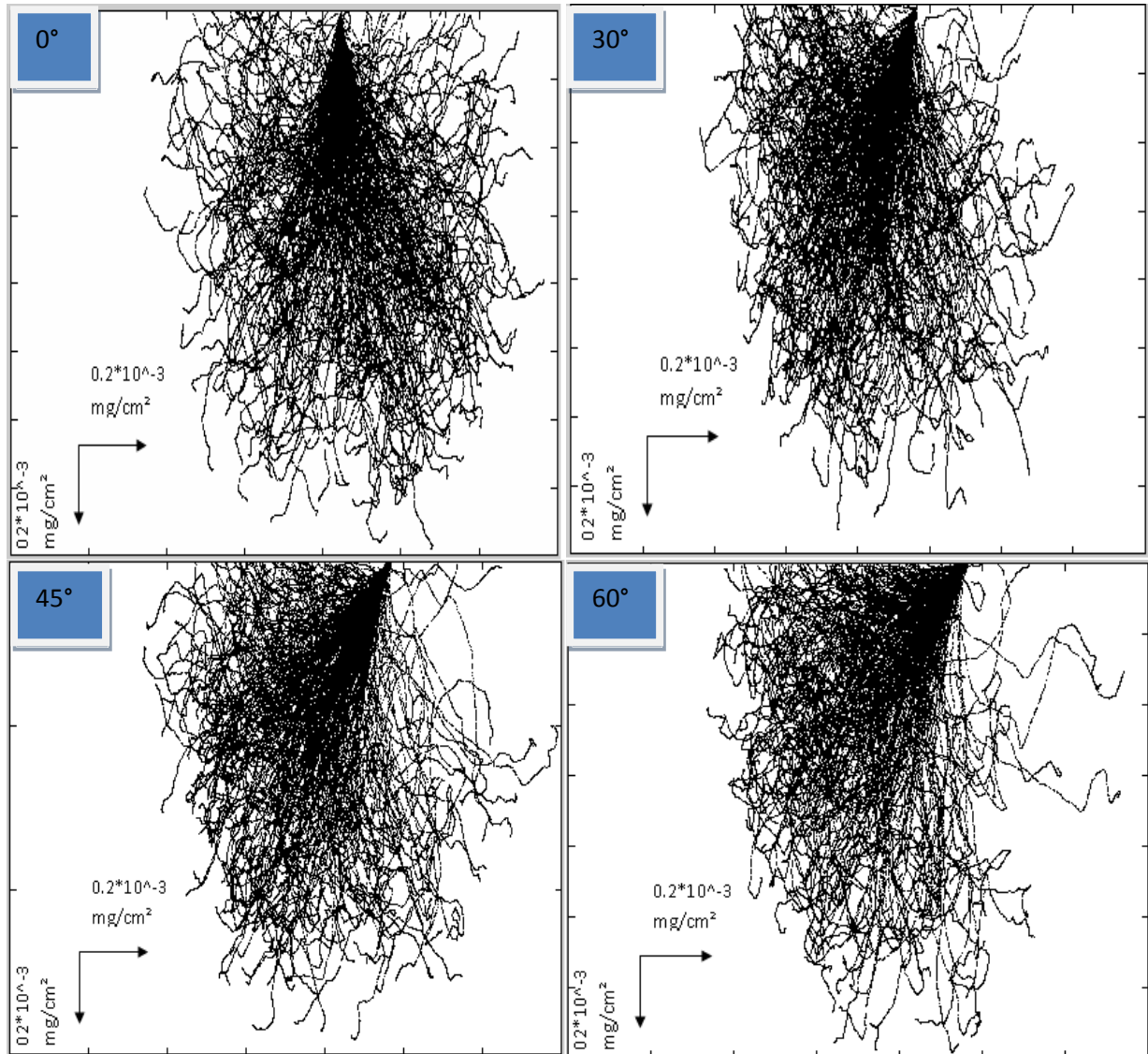


Figure (IV.4) : trajectoires électroniques à différentes incidence par rapport à la surface de balayage et une énergie de 30 KeV dans le silicium.

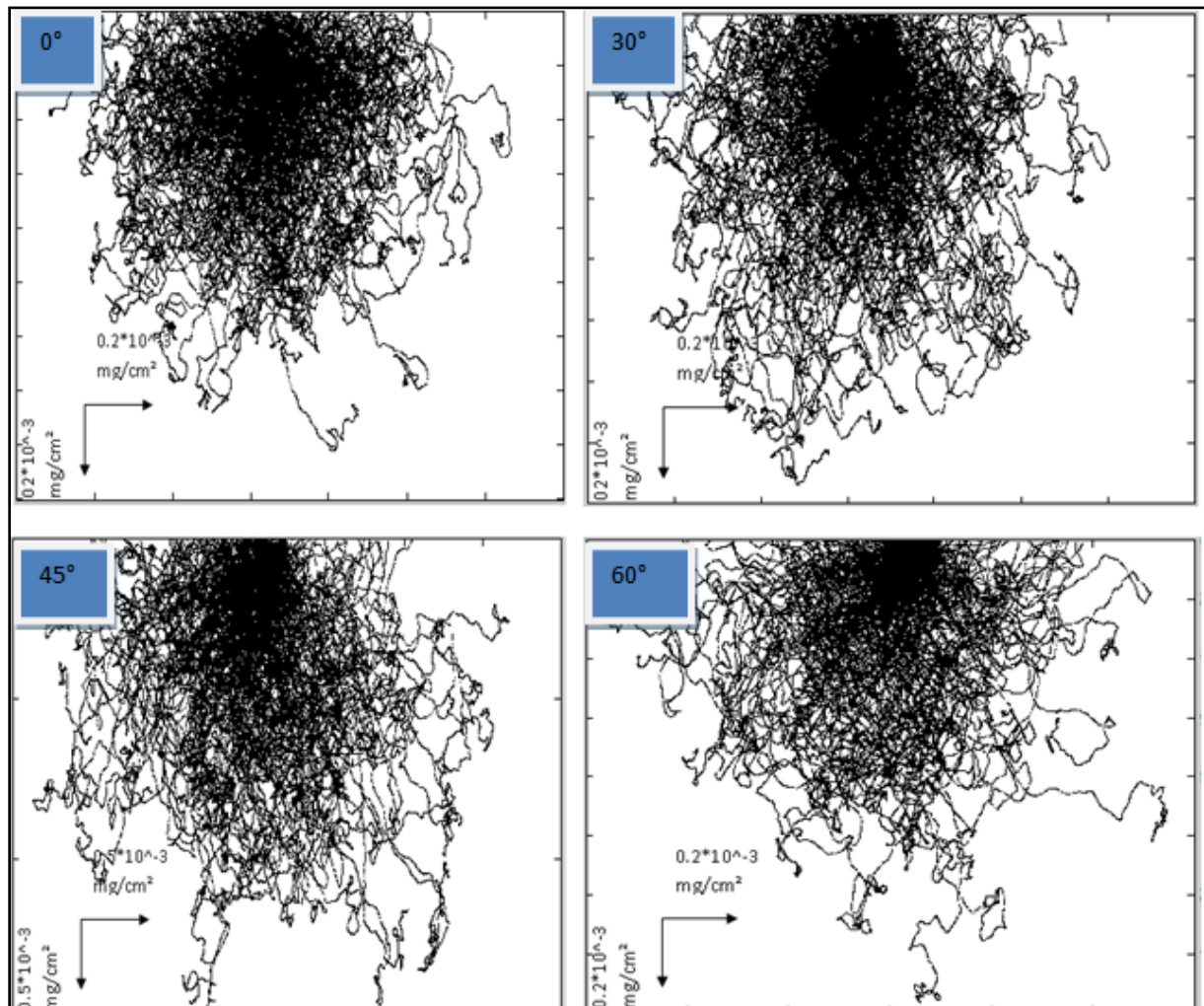


Figure (IV.5) : trajectoires électroniques à différentes incidence par rapport à la surface pour l'or

La figure (IV.4) illustre les variations du volume de génération et des profondeurs de pénétration des électrons pour diverses incidences dans le silicium.

Nous constatons que la profondeur de pénétration diminue lorsqu'on augmente l'angle d'incidence par rapport à la normale à la surface de balayage et même le nombre des électrons rétrodiffusés augmente si on augmente l'angle d'incidence.

En effet, l'expression (III.23) montre la relation entre l'angle d'incidence et la fonction de répartition de l'angle de diffusion. On voit bien que l'angle de diffusion augmente lorsqu'on augmente l'angle d'incidence par rapport à la normale à la surface de balayage.

Cette observation est la même sur le deuxième matériau (Au) mais seulement la différence entre le numéro atomique, le volume de génération diffère de celui du silicium (Si).

#### **IV.4- Simulation de la variation de l'énergie des électrons rétrodiffusés :**

##### **IV.4.1 introduction**

En plus des trajectoires des électrons primaires en fonction des différents paramètres tels que l'énergie, notre programme, nous permet d'obtenir de nombreuses informations relatives aux électrons secondaires et rétrodiffusés. Ces informations sont utiles dans le développement de la microscopie électronique à balayage surtout pour connaître la distribution angulaire et énergétique des électrons reçus par les détecteurs où les variations du coefficient de rétrodiffusion en fonction des divers paramètres liés à la nature de l'échantillon et du faisceau incident.

Nous avons appliqué le modèle de simulation pour le calcul des électrons rétrodiffusés et la variation de leur énergie. Pour cela, nous avons modifié le programme que nous avons établi précédemment en ajoutant des instructions concernant la rétrodiffusion.

##### **IV.4.2- Etude des électrons rétrodiffusés :**

Un électron est dit rétrodiffusé lorsqu'il ressort de la surface de balayage après avoir pénétré dans le volume de la cible. Selon Bishop et Heinrich [51], le taux de rétrodiffusion est calculé par la relation :

$$\eta_B = 2^{-9/Z^{1/2}}$$

Notre modèle calcule les électrons rétrodiffusés un par un selon la position de l'électron. Ce dernier est dit rétrodiffusé lorsque sa coordonnée Z est négative, le coefficient de rétrodiffusion ( $\eta_B$ ) est donc le rapport entre le nombre d'électrons rétrodiffusés et le nombre d'électrons formant le faisceau incident.

Pour voir les variations du coefficient de rétrodiffusion, on a fait varier la cible (varier le numéro atomique) et au même temps on prend l'angle d'incidence par rapport à la normale à la surface de balayage.

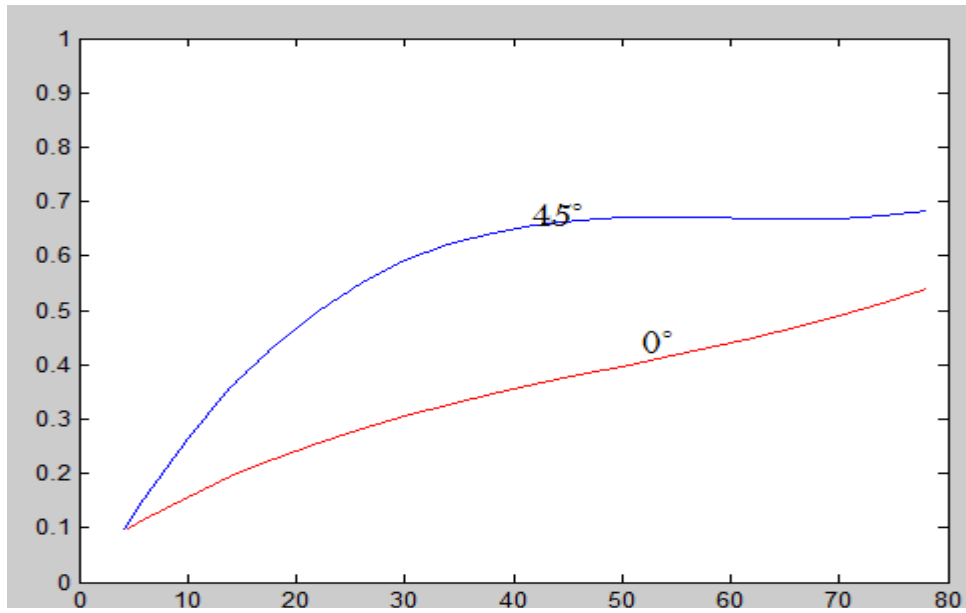


Figure (IV.6) : variation du coefficient de rétrodiffusion en fonction du numéro atomique de la cible, énergie d'incidence de 30 KeV.

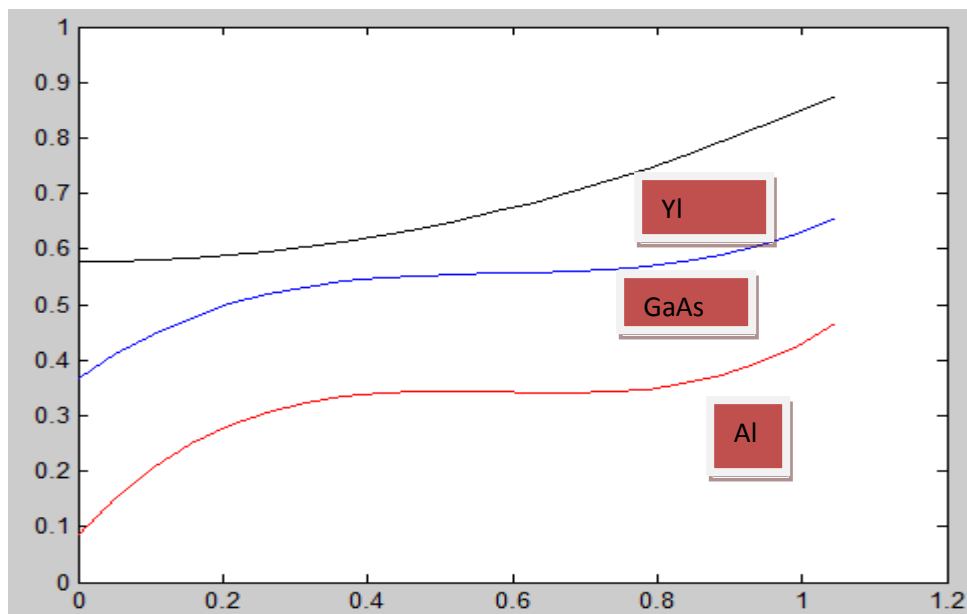


Figure (IV.7) : variation du coefficient de rétrodiffusion en fonction de l'angle d'incidence par rapport à la normale à la surface de balayage pour différentes cibles.

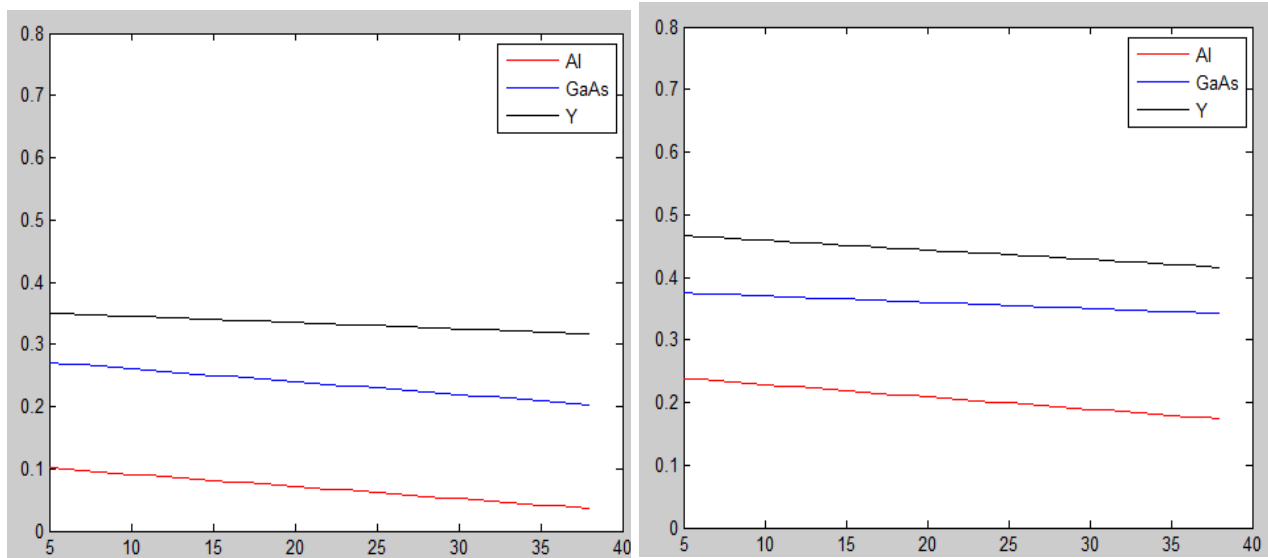


Figure (IV.8) : variation du coefficient de rétrodiffusion en fonction de l'énergie incidente pour différentes cibles ; et pour différents angles d'incidence à gauche pour l'angle  $0^\circ$  et à droite pour l'angle  $45^\circ$ .

On observe que dans le cas d'une incidence normale (l'angle d'incidence égal à  $0^\circ$ ), le coefficient de rétrodiffusion décroît légèrement pour les éléments légers lorsque  $E_0$  augmente et croît avec  $E_0$  pour les éléments lourds.

Et ainsi que pour le coefficient de rétrodiffusion diminue lorsqu'augmente l'énergie d'incidence et aussi si on diminue l'angle d'incidence.

#### IV.5- Variation de la fonction de dissipation énergétique :

Afin de voir si notre modèle fonctionne convenablement, nous avons vu nécessaire de l'appliquer à des cibles de même nature que celles de la littérature dans les mêmes conditions de bombardement.

##### IV.5.1 Influence de la nature chimique du matériau :

Pour mieux voir l'influence du numéro atomique de la cible, nous avons tracé sur un même graphique les courbes représentant les variations de la fonction de dissipation énergétique en fonction de la profondeur normalisée par rapport à la densité dans des cibles différentes comme il est montré sur la figure (IV.9)

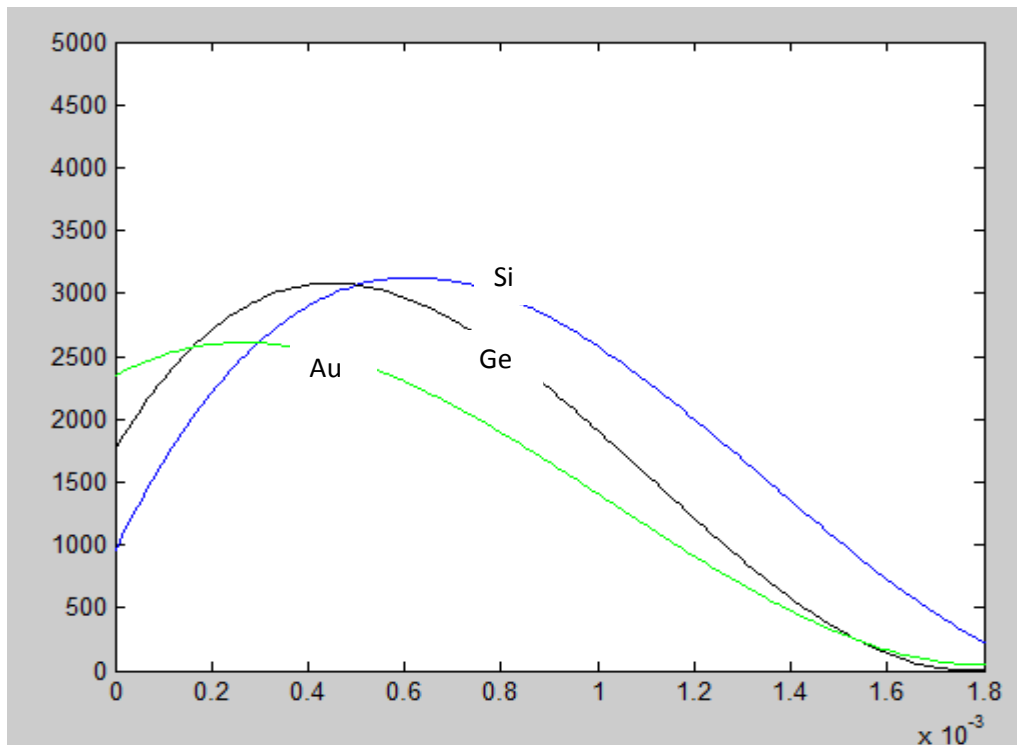


Figure (IV.9) : variation de la fonction de dissipation énergétique en (eV) en fonction de la profondeur normalisée par rapport à la densité en (g/cm<sup>2</sup>).

Nous avons considéré une incidence normale du faisceau d'électron d'énergie 30 KeV et le nombre des électrons considéré est de 1500 électrons. Nous avons supposé par ailleurs que la cible est massive et semi-infinie.

En observant bien la figure (IV.9), on peut constater que tant que le numéro atomique augmente (matériau lourd), la dissipation énergétique maximale est proche de surface (cas de l'or).

En effet selon le travail que nous avons présenté :

- ✓ La profondeur de pénétration des électrons diminue lorsque le numéro atomique de la cible augmente.
- ✓ La probabilité de chocs à la surface des cibles lourdes est très grande comparée à celle des cibles légères.

Donc, les électrons entrant en interaction avec des cibles lourdes perdent beaucoup d'énergie à la surface qu'en profondeur, ce qui explique la position des pics du germanium et de l'or (figure (IV.9)) qui sont très proches de la surface de balayage.

### IV.5.2 Influence de l'énergie d'incidence :

Dans le souci de voir le comportement de la dissipation dans une cellule photovoltaïque nous avons considéré la dissipation de l'énergie d'une part dans une cible en aluminium qui constituerait la grille et d'autre part dans une cible en silicium qui serait la partie active de la cellule. Nous donnons sur la figure (IV.10) les courbes de dissipation pour différentes énergies. Nous remarquons que le maximum de perte d'énergie se produit dans le cas d'une énergie de 10 KeV à une profondeur de l'ordre de  $0.3 \mu\text{m}$ , ce qui nécessite dans ces conditions de limiter considérablement la couche constituant la grille d'une cellule PV afin d'augmenter son rendement. A la même profondeur ( $0.3 \mu\text{m}$ ) la perte est moins importante dans le cas d'une énergie plus importante comme le montrent les courbes de la figure (IV.10).

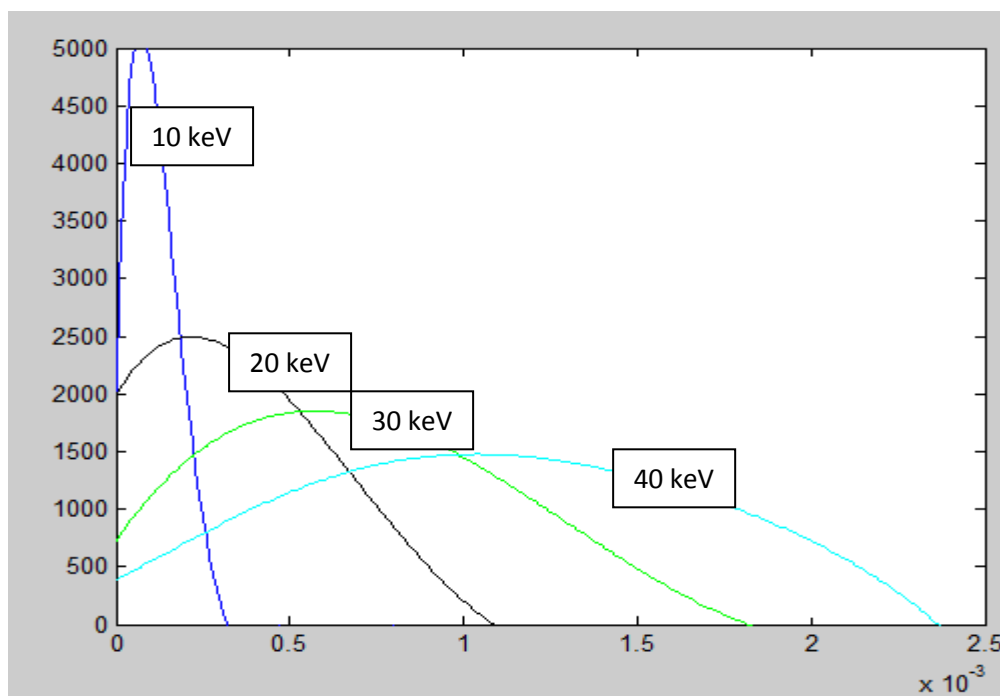


Figure (IV.10) : variation de la fonction de dissipation énergétique en (eV) en fonction de la profondeur normalisée par rapport à la densité en ( $\text{g/cm}^2$ ) dans le cas d'une cible en Al pour différentes énergies d'incidence.

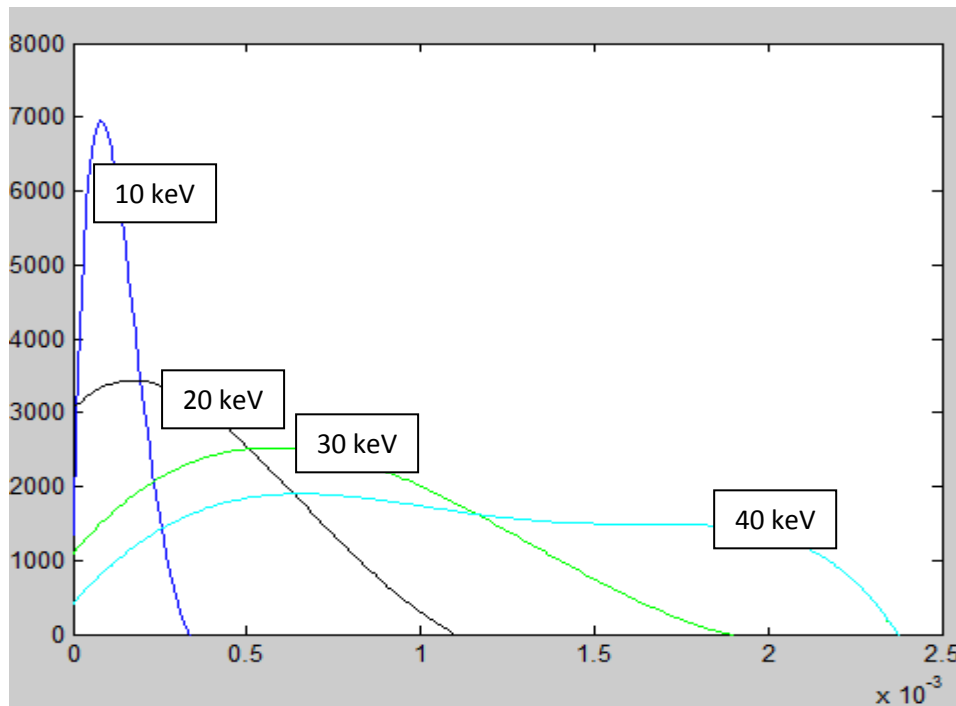


Figure (IV.11) : variation de la fonction de dissipation énergétique en (eV) en fonction de la profondeur normalisée par rapport à la densité en ( $\text{g}/\text{cm}^2$ ) dans le cas du silicium pour différentes énergies d'incidence.

Dans le cas d'une cible en silicium, l'allure des courbes de perte d'énergie est pratiquement celle des courbes obtenues dans le cas de l'aluminium avec des maximums de pertes plus importantes. Pour les énergies très élevées (30 KeV par exemple), la dissipation atteint une saturation approximative dans la zone comprise entre 0.5  $\text{mg}/\text{cm}^2$  et 2  $\text{mg}/\text{cm}^2$ . On doit s'attendre à une collecte de courant induit dans ces conditions indépendante de la profondeur de la jonction de la cellule. Cependant il sera nécessaire à cette fin de travail

#### IV.6- Conclusion :

Dans ce chapitre, nous nous sommes attachés à mettre en œuvre la méthode de Monte Carlo et à l'appliquer sur différents matériaux. Nous avons vérifié l'efficacité et la validité de notre programme en simulant la trajectoire des électrons dans différents matériaux purs et à différentes énergies. Ces calculs nous ont permis d'estimer la proportion des électrons rétrodiffusés en fonction du nombre atomique de la cible ainsi qu'en fonction de l'énergie incidente. Nous avons par ailleurs simulé la perte d'énergie dans différents matériaux destinés à la réalisation de cellules photovoltaïques. Nous avons montré que la couche métallique constituant la grille des cellules bien que très mince, absorbe le maximum de l'énergie du

faisceau électronique. Le positionnement de la jonction dans la cellule est très important car le profil de dépôt de l'énergie dépend considérablement du matériau ainsi que de l'énergie du faisceau d'électrons.

*Conclusion  
générale*

## Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons présenté une approche destinée à caractériser les cellules solaires par une technique d'injection qui est la microscopie EBIC (Electron Beam Induced Current). Nous avons dans un premier temps exposé une synthèse bibliographique sur les cellules solaires en mettant en évidence les différents paramètres intervenant dans la conversion photovoltaïque. Les effets de l'environnement atmosphérique ont été également étudiés. Cependant la qualité du matériau s'est avéré la plus importante pour la génération des paires électrons-trous. Justement, une des techniques de rendre compte de la faculté des dispositifs à générer ces porteurs de charge est la microscopie EBIC. Nous avons pour cela détaillé l'architecture et le principe de fonctionnement du Microscope Electronique à Balayage (MEB). Nous avons mis l'accent sur les différents modes de caractérisation de cet appareil notamment le mode absorbé qui est à l'origine de la méthode EBIC. Nous avons dans ce contexte exposé l'art et la manière d'appliquer cette technique en présentant non seulement son principe de mise en œuvre mais également les différentes configurations permettant la mesure du courant induit par bombardement électronique. A cet effet, nous avons présenté des micrographies EBIC réalisées à partir des jonctions d'un transistor bipolaire afin d'illustrer expérimentalement cette technique. Nous avons en parallèle développé un programme se basant sur la méthode de Monte Carlo afin de simuler la trajectoire des électrons et la dissipation de leurs énergies dans les matériaux destinés à la fabrication des cellules photovoltaïques. Nous avons présenté enfin les résultats de simulations que nous avons obtenus à partir du programme que nous avons développé en utilisant le langage Matlab. La facilité de manipuler les différents paramètres mises en jeu dans l'interaction électron-matière en appliquant la méthode de Monte Carlo, nous a permis de tracer les trajectoires électroniques dans les cibles semi-conducteurs semi-infinies (simples ou composées) et de calculer le taux des électrons rétrodiffusés.

Toutefois, il faut noter que le calcul basé sur la méthode de Monte Carlo nécessite un ordinateur de haute capacité (mémoire RAM très grande) qui est son seul point inconvénient. Par contre son avantage est de fournir aux utilisateurs les meilleures valeurs des paramètres du faisceau électronique et du matériau afin d'arriver au rendement optimum de génération électron-trou.

Nous envisageons de la traiter dans des travaux futurs et de comparer le courant induit simulé au courant EBIC expérimental dans le but de définir certains paramètres du matériau cible.

*Références  
bibliographiques*

## Références Bibliographiques

- [1] : B.Equeur, livre, « énergie solaire photovoltaïque volume I »,paris France,1991.
- [2] : Hssina Derbal, thèse de doctorat, « cellules solaires photovoltaïque plastiques nanostructures », université d'angers, 2009.
- [3] :S.Quoizola, thèse doctorat, « epitaxie en phase vapeur de silicium sur silicium mesoporeux pour report sur substrat économiques et application photovoltaïque bas cout », institut national des sciences appliquées de Leyon, 2003.
- [4] : Yannick Veschetti , thèse doctorat, « Modélisation, caractérisation et réalisation de nouvelles structures photovoltaïques sur substrat de silicium mince », L'Université Louis Pasteur Strasbourg I , octobre 2005.
- [5] : H.Mathieu, « physique des semiconducteurs et des composants électronique », paris, 2004.
- [6] : A.Bouriou, thèse doctorat, « élaboration et caractérisation des couches minces  $\text{CuInSe}_2$  par électrodéposition, université Mentouri Constantine, 2009.
- [7] : N.Oleksiy, thèse doctorat, « simulation, fabrication et analyse de cellules photovoltaïque à contacts arrières interdigités, institut national des sciences appliquées de Leyon, 2005.
- [8] : O.Bonnaud, livre, « composants à semiconducteurs », paris, 2006.
- [9] : S. Najar, Thèse de doctorat, Ecole polytechnique, France ,1992.
- [10] : H.Dib, thèse de Magister, application de la technique EBIC pour la détermination de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans le Si faisceau d'électron normal à la surface, univ. Sidi bel abbes,1994.
- [11]: B.ramdane, thèse de Magister, caractérisation des structures MOS par la technique EBIC et corrélation avec les méthodes électriques, univ. Sidi bel abbès, decembre 2005,p.11.
- [12] : G. D. Archard, J. Appl. Phys. 32, 8, 1505 (1961).
- [13] : H. A. Bethe, Ann. Phys. K 5, 325 (1940).
- [14] : T. E. Everhart, J. Appl. Phys., 31, 1483 (1960)
- [15] : V. E. Coslett, P. N. Thomas, J. Appl. Phys., 15, 883 (1964)
- [16] : K. Kanaya, S. Okoyama, J. Appl. Phys. D, 5, 43 (1972)
- [17] : S. Achour, Philosophical magazine letters, Vol. 59 N° 4, 205-211 (1989)

- [18] : M. F. Bencharif, Thèse de Magister, Univ. Constantine (2005)
- [19] : S. Najar, Thèse de doctorat, Ecole polytechnique, France (1992)
- [20] : L. Reimer, «Scanning Electronic Microscope», Springer-Verlag, Berlin (1985)
- [21] : J. D. Jackson « Classical Electrodynamics » edited by John-Wiley (1975)
- [22] : T. E. Everhart and P. H. Hoff, J. Appl. Phys. 42, 5837 (1971)
- [23] : R. Shimizu and T. E. Everhart, Optik, 36, p. 59 (1972)
- [24] : E. Napchan and D. B. Holt, Proc. of the 5th conférence on Microscopy of semiconducting Materials, 6-8 April 1987, Oxford, Ed. By A.G. Cullis, IOP L t d Pub. p. 733 738 (1987)
- [25] : K. Guergouri, Thèse doctorat, Univ. Paris 6 (1987)
- [26] : S. M. Davidson and C. A. Dimitriadis, J. Microsc, 118, 275 (1980)
- [27] : P. Kireev, La physique des semi-conducteurs, p 141-144, Mir, Moscou (1975)
- [28] : Y. Beggah, Thèse de Magister, Univ. Constantine (1992)
- [29] : Z. Elateche, Thèse magister, Univ. Batna (2005)
- [30]: D. B. Wittry and D. F. Kyser, J. Appl. Phys. 49, 2827 (1978)
- [31] : D. F. Kyser, Proc. of the 6Th Int. Conf. On X-Rays optics and microanalysis-Osaka, Univ. Tokyo Press-Tokyo, p. 147 (1972)
- [32] : B. G. Yacobi and D. B. Holt, J. Appl. Phys. 59, 4, R1 (1986)
- [33] : A. Djemel, J. Castaing, J. Chevalier, Revue Phys., Appl. 23, 1337 (1989)
- [34] : R. J. Tarento, Y. Marfaing, J. Appl. Phys. 71, (10), 4997 (1992)
- [35] : W. Hergert and L. Pasemann, Phys. Stat. Sol. (a), 86, 641 (1984)
- [36] : F. Battistella, Thèse de doctorat, Toulouse (1985)
- [37] : F. Enjalbert, Thèse doctorat, Univ. Grenoble 1(2004).
- [38] : A. Djemel, R. J. Tarento, J. Castaing, Y. Marfaing, A. Nouiri, Physica status solidi, vol. 168, N° 2 (1998).
- [39] : M. Aven, Z. Devine, R. B. Bolon, G. W. Ludwig, J. Appl. Phys. Lett. 50, p. 1583 (1987)

- [40] : A. Eisenbeiss, H. Heinrich, Opschoor, R. P. Tijburg et H. Preier Appl. Phys. Lett. 50, p. 1583 (1987).
- [41] : C. J. Wu, D. B. Wittry, J. Appl. Phys. 49, p. 2827 (1978).
- [42] : N. C. Macdonald, T. E. Everhart, Appl. Phys. Lett. 7, p. 267 (1965).
- [43] : W. H. Hackett, J. Appl. Phys. 43, p. 1469 (1972).
- [44] : C. Bussolati, A. Fioreutini and G. Fabri, Phys. Rev. 136, A 1756 (1964)
- [45] : G. Oelgart and U. Werner, Phys. Status Solidia 85, p.205 (1984)
- [46] : G. Oelgart and H. Scholz, Phys. Status Solidia 75, p.547 (1983)
- [47] : P. M. Petroff, « Microscopie électronique en science de matériaux », Edition du CNRS, Paris(1983)
- [48] : C. Frigeri, «EBIC Assesment of semiconductors properties», Sciences, Technology and éducation of microscopy : an overview.1, 1, 163, Spain (2003)
- [49] : A. Boudjani, Semicond. Sci. Technol 20, p. 175 (2005)
- [50] : M.derras, thèse de Magister, simulation et corrélation du courant EBIC par la méthode de Monte Carlo : application à une cellule solaire, univ. Sidi bel abbès, 1997/1998,p..
- [51] : Z.Elatche, thèse magistère, « étude de l'interaction électron-matière par la méthode de Monte carlo –application sur le Si- »,univ.constantine, 2005.
- [52] : Z.Hafsi, thèse magistère, « étude de l'interaction électrons-matériaux isolants en présence de gaz : application au microscope électronique à balayage à haute pression », univ. Sidi bel abbès, 2012.
- [53] : M.Bissar, thèse magistère, « Modélisation de signal EBIC Effet du choix de la fonction de génération », univ.constantine, 2007.
- [54] : M.Ledra, thèse de doctorat, « Simulation Monté Carlo du contraste de recombinaison des défauts étendus dans les semi-conducteurs», univ.constantine, 2006.