



RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE  
LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE  
UNIVERSITÉ MOHAMED KHIDER BISKRA



*Faculté des Sciences Exactes et Sciences de la Nature et de la Vie*  
*Département des Sciences de la Matière*

# THÈSE

*Présentée en vue de l'obtention du diplôme de*

**DOCTORAT 3<sup>ème</sup> Cycle EN PHYSIQUE**

**Spécialité : Physique des Matériaux**

**SIMULATION MONTE CARLO DU COURANT INDUIT PAR  
FAISCEAU D'ELECTRONS D'UN NANO CONTACT SCHOTTKY**

*Présentée par :*

***OUNISSI Noura***

Soutenue le **04 Novembre 2020**, devant la Commission d'Examen :

<b>SENGOUGA Nouredine</b>	Prof. Université de Biskra	Président
<b>LEDRA Mohammed</b>	MCA Université de Constantine 3	Directeur de Thèse
<b>TELIA Azzedine</b>	Prof. Université de Constantine 1	Examineur
<b>TIBERMACHINE Toufik</b>	MCA Université de Biskra	Examineur

# **DÉDICACES**

**À la mémoire de mon père, à ma mère.**

**À mon mari, mes sœurs et mon frère.**

**À ma famille et à tous ceux qui me sont proches.**

# **REMERCIEMENTS**

## **REMERCIEMENTS**

Je tiens à remercier tout d'abord mon Directeur de thèse le Docteur **LEDRA Mohammed** qui a dirigé ce travail. Grâce à ces conseils toujours précieux, il m'a beaucoup apporté et a pris une part considérable dans la réalisation de ce travail. Je le remercie également pour sa patience sans limite.

Je tiens aussi à remercier le Professeur **SENGOUGA Nouredine** d'avoir accepté de juger ce travail et de m'avoir accueilli au sein du laboratoire de Recherche LMSM de l'Université de Biskra.

Je remercie aussi le Professeur **TELIA Azedine** et le Docteur **TIBERMACHINE Toufik** d'avoir accepté de faire partie du jury de soutenance de ma thèse.

Je tiens à remercier les responsables de **l'Université de Biskra** d'avoir financé ma visite dans le cadre de stage de courte durée à l'Université de **Reims Champagne Ardenne-France**

Je remercie également les responsables de **l'Université de Reims Champagne-Ardenne-France** de m'avoir accueilli au sein du laboratoire de Recherche en Nanosciences (*LRN*, EA4682), qui m'a permis de me familiariser avec les techniques de caractérisation électriques, notamment la technique nano-EBIC.

Je voudrais aussi remercier le Professeur **EL HDIY Abdelillah** de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire de Recherche en Nanosciences et je le remercie également pour sa disponibilité durant toute la période de mon séjour.

Je remercie les Professeurs **TABET Nouar** et **TROYON Michel** d'avoir m'aider à effectuer et faciliter les procédures de mon stage à l'Université de **Reims Champagne Ardenne-France**

Et une amicale pensée à tous ceux qui ne sont pas cités.

# **RESUMÉS**

## RESUMÉ

Nous avons développé un algorithme de simulation Monte Carlo pour calculer le courant induit par faisceau d'électrons (EBIC) collecté par deux types de contact Schottky l'un infini et l'autre de dimension nanométrique de forme circulaire de rayon  $r_c$  entouré par une surface de vitesse de recombinaison infinie ( $v_s = \infty$ ). Cet algorithme simule premièrement les trajectoires des électrons primaires incidents d'énergie  $E_0$  et leur dissipation d'énergie qui détermine la génération des porteurs à l'intérieur du semi-conducteur bombardé. La fonction de génération des porteurs minoritaires en excès ainsi obtenue est sous la forme d'une distribution tridimensionnelle de sources quasi ponctuelles  $S_i$  de coordonnées  $(x_i, y_i, z_i)$ . L'EBIC est obtenu en utilisant la méthode Monté Carlo. Cette méthode simule la trajectoire de chaque porteur minoritaire généré par différentes sources  $S_i$  jusqu'à sa collection par le contact Schottky considéré ou sa recombinaison en volume ou en surface.

Cette étude réalisée par notre algorithme de simulation Monté Carlo a montré que l'efficacité de collecte  $\eta_{EBIC}$  des deux types de contact Schottky, microscopique et nanométrique, augmente avec la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L$  et la largeur de la zone déserte  $Z_D$  mais elle diminue quand l'énergie incidente  $E_0$  augmente. Dans le cas d'un Nano-contact Schottky, nous avons étudié en plus l'effet de la vitesse de recombinaison en surface  $v_s$  sur les profils de l'efficacité de collecte  $\eta_{EBIC}$  simulée. Nos résultats obtenus ont montré que ces profils admettent des maximums situés au centre du Nano-contact Schottky et diminuent en s'éloignant et les valeurs obtenues pour une vitesse de recombinaison nulle en surface sont supérieures à celles obtenues pour vitesse infinie.

**Mots clés:** Simulation Monté Carlo, EBIC, Nano-contact Schottky

## المستخلص

قمنا بتطوير خوارزمية محاكاة مونتني كارلو لحساب التيار المحرض بحزمة إلكترونية (EBIC) الملتقط بواسطة اتصال شوتكي ميكرومترى و نانومتري، دائري الشكل ذي نصف قطر  $r_c$  و محاط بسطح ذي سرعة إعادة التجميع "vitesse de recombinaison  $vs$ " لانتهائية. تعتمد الخوارزمية المستعملة في هذه الدراسة على طريقة محاكاة مونتني كارلو لمسارات الإلكترونات الأولية داخل شبه موصل و الطاقة المتبددة المسئولة عن توليد حاملات الشحنة تحت القصف الإلكتروني العمودي للسطح. قمنا بحساب التيار المتولد EBIC عن طريق محاكاة الانتشار العشوائي للحاملات الأقلية المتولدة.

ناقشنا في هذا العمل أثر مختلف العوامل الفيزيائية على فعالية الالتقاط  $\eta_{EBIC}$  لكل من الاتصاليين شوتكي ميكرومترى و نانومتري دائري محاط بسطح ذي سرعة إعادة التجميع "vitesse de recombinaison  $vs$ " لانتهائية . بينت الدراسة بأن فعالية الالتقاط  $\eta_{EBIC}$  بواسطة الاتصال شوتكي بكل نوعيه تزداد بزيادة طول انتشار الحاملات الأقلية و عرض المنطقة الخالية و لكنها تنخفض بزيادة طاقة الإلكترونات الساقطة. درسنا كذلك تأثير سرعة إعادة التجميع  $vs$  في حالة النانو اتصال شوتكي فوجدنا أن فعالية الالتقاط  $\eta_{EBIC}$  التي تحصلنا عليها في حالة  $v_s=0$  أكبر من تلك المتحصل عليها في حالة  $v_s=\infty$  .

**الكلمات المفتاحية:** EBIC، محاكاة مونتني كارلو، نانو اتصال شوتكي.



## **ABSTRACT**

The electron beam induced current (EBIC) collection efficiency  $\eta_{EBIC}$  was calculated using our Monte Carlo simulation (MCS) approach for an micro and Nano Schottky contact of radius  $r_c$  surrounded by an infinite surface recombination velocity ( $v_s = \infty$ ). The depletion region of the contact has a hemispherical form of radius  $z_D$ . The EBIC was obtained by simulating the random diffusion and collection of the minority carriers that are generated at point-like sources  $S_i$  randomly distributed within the generation volume. The profile of the EBIC collection efficiency versus the distance to the Nanocontact is obtained.

The results show that the values of the EBIC efficiency obtained for the micro and the Nano Schottky contact surrounded by an infinite surface recombination velocity ( $v_s = \infty$ ) increase with the minority carriers diffusion length  $L$  and the depletion region width  $z_D$  but decrease with the incident primary electron energy  $E_0$ . For the case of zero surface recombination  $v_s = 0$ , the EBIC efficiency  $\eta_{EBIC}$  is greater than that obtained for  $v_s = \infty$ .

**Keywords:** EBIC; Schottky Nano-contact; Monte Carlo simulation

# **LISTE DES FIGURES**

## LISTE DES FIGURES

### Chapitre I:

Figure I-1 : Interaction électrons matière ([12] ; p 93).....	4
Figure I-2 : Variation du rendement $\eta_B$ des électrons rétrodiffusés avec l'énergie incidente $E_0$ pour divers matériaux ([13] ; p 25).....	5
Figure I-3 : Distribution énergétique des électrons émis ([14] ; p 21).....	7
Figure I-4 : Spectre du molybdène en fonction de la tension appliquée [15].....	7
Figure I-5 : Variation du parcours entier R en fonction de l'énergie $E_0$ dans Si, GaAs et ZnS d'après Yacobi et al [20].....	10
Figure I-6 : Variation de $\Phi(u)$ en fonction du parcours $u$ pour une cible de germanium selon les trois modèles : 1- Kyser [17]; 2-Kanaya et Okayama [19] ; 3- Everhart et Hoff [18] (d'après la référence [26] ; p 57).....	12
Figure I- 7 : Mécanisme de génération de porteurs [5].....	13
Figure I-8 : Variation de la fonction de génération $g(z)$ en fonction de la profondeur $z$ à une énergie $E_0=30$ KeV dans le germanium selon les trois modèles : 1- Kyser [17]; 2-Kanaya et Okayama [19] ; 3- Everhart et Hoff [18] (d'après la référence [26] ; p 62).....	15
Figure I-9 : Principe de l'EBIC dans le cas d'une jonction Schottky parallèle au faisceau d'électrons ([30] ; p 141).....	16
Figure I-10 : Principe de l'EBIC dans le cas d'une jonction Schottky normale au faisceau d'électrons ([30] ; p 142).....	17
Figure I-11:Schéma descriptif représentant le mécanisme de la recombinaison radiative [36].	19
Figure I-12 : Mécanisme de la recombinaison Auger : l'excès d'énergie peut être transféré à un électron (1) ou à un trou (2) [36].....	21
Figure I-13 : Mécanismes de capture et d'émission de porteurs selon SRH : (a) capture d'un électron; (b) émission d'un électron; (c) capture d'un trou; (d) émission d'un trou ; (a)+(c) recombinaison indirecte ; (a)+(b) piégeage d'électrons ; (c)+(d) piégeage de trous [34,37]...	24

Figure I-14 : Évolution de la durée de vie en fonction du niveau d'injection pour un échantillon de silicium de type P ( $1 \Omega \cdot \text{cm}$ ).....	26
Figure I-15 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC en fonction du parcours normalisé $R/2L$ en utilisant l'équation I-52 et en considérant une longueur de diffusion des porteurs minoritaires $L = 3.162 \mu\text{m}$ . [5].....	29
Figure I-16 : Variation de l'efficacité de collecte $\eta_{EBIC}$ en fonction de l'énergie incidente $E_0$ pour différentes longueurs de diffusion des porteurs minoritaires en utilisant l'équation I-55 [40].....	30

## **Chapitre II:**

Figure II-1 : Une étape d'une trajectoire électronique [5,12].....	34
Figure II-2 : Simulation Monté Carlo des trajectoires électroniques primaires dans le silicium à 5 et 10 KeV.....	37
Figure II-3 : Schéma descriptif du modèle utilisé pour calculer l'EBIC en négligeant la zone déserte.....	38
Figure II-4 : Schéma descriptif de la diffusion aléatoire des porteurs minoritaires dans un semiconducteur avec $Z_D=0$ [5, 6].....	39
Figure II-5 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC en fonction de l'énergie incidente $E_0$ dans le germanium pour $L = 3.16\mu\text{m}$ dans le cas d'un contact Schottky infini [5, 6].....	42
Figure II-6 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée en fonction de l'énergie incidente $E_0$ dans le germanium pour trois différentes longueurs de diffusion $L$ et $Z_D=0$ [6]...43	43
Figure II-7 : Schéma simplifié du modèle utilisé pour le calcul de l'EBIC collecté par un contact Schottky infini en considérant une zone de déplétion de largeur $Z_D$ .....	44
Figure II-8 : La variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée et semi simulée d'un contact Schottky infini en fonction de la largeur de la zone déserte $Z_D$ dans le silicium à 5Kev et une longueur de diffusion des porteurs minoritaires $L=1\mu\text{m}$ .....	46

Figure II-9 : La variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée d'un contact Schottky infini en fonction de la largeur de la zone déserte  $Z_D$  dans le silicium à 5Kev et deux longueurs de diffusion des porteurs minoritaires  $L=1\mu\text{m}$  et  $L=10\mu\text{m}$ .....47

Figure II-10 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée d'un contact Schottky infini en fonction de la largeur de la zone déserte  $Z_D$  dans le silicium pour deux différentes valeurs de l'énergie  $E_0$  et une longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L=1\mu\text{m}$ .....48

Figure II-11 : La variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée et semi simulée d'un contact Schottky infini en fonction de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L$  dans le silicium à 5Kev et une zone déserte de largeur  $Z_D=200\text{nm}$ .....49

Figure II-12 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée d'un contact Schottky infini en fonction de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L$  dans le silicium à 5Kev et trois largeurs différentes de la zone déserte  $Z_D=0, 100$  et  $200\text{nm}$ .....50

Figure II-13 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée d'un contact Schottky infini en fonction de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L$  dans le silicium pour trois valeurs différentes de l'énergie  $E_0$  et une largeur de la zone déserte  $Z_D= 200\text{nm}$ .....51

Figure II-14: Variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée et semi-simulée d'un contact Schottky infini en fonction de l'énergie  $E_0$  pour une longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L=1\mu\text{m}$  dans Si en considérant une largeur de la zone déserte  $Z_D= 200\text{nm}$ .....52

Figure II-15: Variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée d'un contact Schottky infini en fonction de l'énergie  $E_0$  dans le silicium en considérant une zone déserte de largeur  $Z_D= 200\text{nm}$  et trois longueurs différentes de diffusion des porteurs minoritaires  $L=1,5$  et  $10\mu\text{m}$ ....53

### **Chapitre III:**

Figure III-1 : Schéma illustré pour le calcul du courant EBIC collecté par un nano contact Schottky.....57

Figure III-2: Schéma de la diffusion aléatoire des porteurs minoritaires dans un semiconducteur.....57

Figure III-3 : Profils de l'efficacité de collecte EBIC d'un Nanocontact Schottky de rayon $r_c=100\text{nm}$ et de zone de déplétion $Z_D=200\text{nm}$ dans le silicium pour une énergie $E_0=5\text{KeV}$ et trois valeurs différentes de longueur de diffusion $L$ en considérant une vitesse de recombinaison infinie de la surface entourant le contact.....	59
Figure III-4 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC en fonction de la longueur de diffusion $L$ pour deux types de contact Schottky l'un de dimension nanométrique et l'autre infinie. La vitesse de recombinaison en surface entourant le Nano contact est prise infinie.....	60
Figure III-5 : Profils de l'efficacité de collecte EBIC d'un Nano-contact Schottky dans le silicium en considérant les paramètres : $r_c=100\text{nm}$ , $Z_D=200\text{nm}$ , $V_s = \infty$ , $L=1\mu\text{m}$ et $E_0=5,10$ et $15 \text{ KeV}$ .....	62
Figure III-6 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée d'un contact Schottky en fonction de l'énergie primaire $E_0$ .....	62
Figure III-7 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC maximum simulée en fonction de l'énergie primaire $E_0$ pour trois valeurs de $L$ d'un Nanocontact Schottky dans le silicium.....	63
Figure III-8 : Profils de l'efficacité de collecte EBIC d'un Nano contact Schottky de rayon $r_c=100\text{nm}$ pour différentes valeurs de $Z_D$ à $5 \text{ KeV}$ et $L=1\mu\text{m}$ dans le silicium en considérant une vitesse de recombinaison infinie en surface entourant le contact.....	64
Figure III-9 : Profils de l'efficacité de collecte EBIC d'un Nano contact Schottky de rayon $r_c = 100\text{nm}$ pour deux valeurs de largeur de la zone déserte, $Z_D = 0$ et $100\text{nm}$ à $5 \text{ KeV}$ , $V_s=\infty$ et $L=1\mu\text{m}$ dans le silicium. La vitesse de recombinaison en surface est considérée infinie.....	65
Figure III-10: Variation de l'efficacité de collecte EBIC au centre du nano contact Schottky de rayon $r_c = 100 \text{ nm}$ et bord de la zone déserte de rayon $Z_D$ en fonction de $Z_D$ pour le silicium à $5\text{KeV}$ , $V_s = \infty$ , et $L=1\mu\text{m}$ .....	66
Figure III-11: Variation de FWHM des profils de l'efficacité de collecte EBIC d'un Nano contact Schottky de rayon $r_c = 100 \text{ nm}$ en fonction de $Z_D$ pour le silicium à $5\text{KeV}$ , $V_s = \infty$ , et $L=1\mu\text{m}$ .....	67
Figure III-12 : Profil de l'efficacité de collecte EBIC d'un nano contact Schottky de rayon $r_c = 100 \text{ nm}$ et une zone de déplétion $Z_D = 200 \text{ nm}$ dans le silicium pour deux valeurs extrêmes de la vitesse de recombinaison en surface ( $V_s = 0$ et $V_s = \infty$ ) à $E_0 = 5 \text{ KeV}$ et $L = 1\mu\text{m}$ .....	68

# **LISTE DES TABLEAUX**

## LISTE DES TABLEAUX

### Chapitre II:

Tableau II-1 : Valeurs moyennes de $\eta_B$ d'après Fitting et al [14].....	36
---	----



# **SOMMAIRE**

# **SOMMAIRE**

## **INTRODUCTION GÉNÉRALE**

Introduction générale.....	1
Références .....	3

## **I- LA TECHNIQUE EBIC**

I. 1. Introduction .....	4
I. 2. Interaction électron-matière.....	4
I. 3. La technique EBIC.....	16
I. 4. Conclusion.....	31
I. 5. Références.....	32

## **II. SIMULATION MONTE CARLO DE LA TECHNIQUE EBIC**

II. 1. Introduction.....	34
II. 2. Simulation Monte Carlo des trajectoires électroniques.....	34
II. 3. Simulation Monte Carlo de l'EBIC.....	38
I. 4. Conclusion.....	54
I. 5. Références.....	55

## **III. SIMULATION MONTE CARLO DE LA TECHNIQUE NANO-EBIC**

III. 1. Introduction.....	56
III. 2. Simulation Monté Carlo de la technique Nano-EBIC.....	57
III. 3. Résultats et discussions.....	59
III. 3. 1. Effet de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires $L$ .....	59
III. 3. 2. Effet de l'énergie incidente $E_0$ .....	61
III. 3. 3. Effet de la largeur de la zone de déplétion $Z_D$ .....	64
III. 3. 4. Effet de la vitesse de recombinaison en surface.....	67
III. 4. Conclusion.....	68
III. 5. Références.....	70

CONCLUSION GÉNÉRALE.....	71
--------------------------	----

L'ARTICLE.....	73
----------------	----

**INTRODUCTION**

**GÉNÉRALE**

INTRODUCTION GÉNÉRALE

**Introduction générale :**

Souvent la technique EBIC (Electron Beam Induced Current) est utilisée pour caractériser les composants électroniques ou les propriétés électriques des semi-conducteurs en considérant les dimensions macroscopiques et microscopiques [1-8]. Pour interpréter et analyser les résultats expérimentaux obtenus par cette technique EBIC, il faut résoudre l'équation de continuité qui gouverne la diffusion des porteurs dans le dispositif à semiconducteur. La résolution analytique de l'équation de continuité est souvent impossible à cause des difficultés mathématiques. Pour surmonter ces difficultés, il est nécessaire de chercher des alternatives. La simulation Monte Carlo peut être une alternative pour effectuer une analyse plus réaliste. En effet plusieurs travaux ont été consacrés à la caractérisation des matériaux solide par la technique EBIC en utilisant la simulation Monte Carlo [9-16].

Le développement de Nano composants constitue un nouvel domaine intéressant qui a encouragé plusieurs chercheurs à effectuer divers travaux [17-27]. Les expressions analytiques standards utilisées pour calculer l'EBIC collecté par un micro contact Schottky ne sont pas valables pour le cas d'un Nano-contact Schottky. La simulation Monte Carlo constitue donc une autre fois une alternative pour résoudre ce genre de problème. Plusieurs études très récentes ont montré l'intérêt d'utiliser la technique EBIC pour calculer l'efficacité de collecte EBIC d'un Nano contact Schottky (Ledra et al [19, 20]) mais la zone de déplétion a été négligée dans ces travaux. Un autre travail récent et intéressant (Doan et al [21]) a étudié l'effet de la zone de déplétion et la vitesse de recombinaison sur l'EBIC en considérant une incidence oblique du faisceau électronique.

## INTRODUCTION GÉNÉRALE

---

Dans ce travail, nous allons étudier l'effet de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires, l'énergie du faisceau électronique incident, la largeur de la zone de déplétion et la vitesse de recombinaison en surface sur l'efficacité de collecte de l'EBIC dans le cas d'un faisceau d'électrons normal à la surface du matériau étudié. Le Nano-contact Schottky est décrit comme un disque circulaire, de rayon  $r_c$  de l'ordre de 100 nm, perpendiculaire au faisceau d'électrons incident.

Ce manuscrit est composé trois chapitre

Le chapitre I présente un rappel théorique concernant l'interaction électron matière et les différents modèles théoriques décrivant la profondeur de pénétration et la dissipation d'énergie des électrons incidents dans les solides, la génération des paires électron-trou dans les semi-conducteurs, les principes de la technique EBIC et les modèles analytiques permettant l'analyse quantitative de l'EBIC collecté par une jonction pn ou un contact Schottky.

Le chapitre II comporte l'algorithme de la méthode de Monte Carlo développé pour simuler les trajectoires électroniques, la dissipation d'énergie, la fonction de génération des porteurs et le courant EBIC collecté par un contact Schottky infini dans un semi-conducteur de type N ainsi la discussion des résultats obtenus concernant l'effet des différents paramètres physiques.

Le chapitre III présente l'algorithme de la simulation Monté Carlo du courant induit par faisceau d'électron EBIC collecté par un Nano contact Schottky ainsi l'effet des différents paramètres physiques tels que la longueur de diffusion, l'énergie des électrons primaires, la largeur de la zone de déplétion et finalement la vitesse de recombinaison de la surface entourant le Nano contact Schottky.

Finalement une conclusion générale.

### Références :

- [1] A. Boudjani, *Semicond. Sci. Technol.* **20** (2005) 175
- [2] O. Kurniawan et al, *Solid-State Electronics* 50 (2006) 345
- [3] G. Moldovan et al, *Ultramicroscopy* 107 (2007) 382
- [4] C. Tan et al, *IEEE Trans. Electron Devices*, 60, No. 7 (2013) 2346
- [5] Ya. L. Shabelnikova et al, *Semiconductors*, **49** No. 6 (2015) 741
- [6] E. B. Yakimov, *Japanese Journal of Applied Physics*, 55 (2016) 05FH04
- [7] E. B. Yakimov, *Phys. Status Solidi C* 14, No. 7(2017) 1600266
- [8] E. B. Yakimov et al, *J. Appl. Phys.* **123** (2018) 161543
- [9] N. Tabet and M. Ledra, *Mater. Sci. Eng. B*, **42** (1996) 181
- [10] N. Tabet, *Semicond. Sci. Technol.* **13** (1998) 1392
- [11] N. Tabet, *Solid State Phenomena*, **63-64** (1998) 89
- [12] M. Ledra and N. Tabet, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** (2005) 3845
- [13] M. Ledra, thèse de Doctorat d'État, Université de Constantine (2006)
- [14] M. Ledra, *Courrier du Savoir*, **07** (2006) 55
- [15] Hassan, Mémoire de Magister, Université de Mostaganem, 2013
- [16] M. Ledra and A. El Hdiy, *Semiconductors*, **53**, No. 4, (2019) 442
- [17] C. Donolato, *J. Appl. Phys.*, **95**, No. 4, (2004) 2184
- [18] K. Smaali et al, *Ultramicroscopy*, **108** (2008) 605
- [19] M. Ledra and N. Tabet, *Superlattices Microstruct.* **45** (2009) 444
- [20] M. Ledra and N. Tabet, *Int. J. Nano Biomater.* **2** (2009) 307
- [21] Q. T. Doan, El Hdiy, and Troyon *J. Appl. Phys.* **110**, No. 124515 (2011) 1
- [22] N. Ounissi, M. Ledra, and N. Tabet, *Int. J. Nanopart.* **6** (2013) 232
- [23] Q. T. Doan and A. E. Hdiy *J. Appl. Phys.* **117** (2015) 115704
- [24] M. Ledra and A. El Hdiy, *J. Appl. Phys.* **118** (2015) 115705
- [25] A. Nouiri et al. *Global Journal on Advances in Pure & Applied Sciences.* **6** (2015) 08
- [26] A. El Hdiy, *Solid State Electronics* **146** (2018) 34
- [27] L. Leghrib and A. Nouiri, *Materials Science-Poland*, **36(1)**, (2018) 51

# **I- LA TECHNIQUE EBIC**

I- LA TECHNIQUE EBIC

I. 1. Introduction

La technique du courant induit par faisceau d'électrons EBIC (Electron Beam Induced Current) est basée sur la collecte de charges libres minoritaires en excès dans un semiconducteur. Cette technique permet de visualiser les défauts étendus dans les dispositifs à semiconducteurs (Joints de grains, Dislocations,...etc.). Elle permet également de mesurer la longueur de diffusion des porteurs minoritaires et d'accéder à leur durée de vie. Cette technique a connu des avancées sur le plan expérimental et théorique à l'échelle micrométrique [1-11]. Nous exposerons dans ce qui suit un rappel sur l'interaction des électrons avec la matière et la technique EBIC et leurs modèles analytiques associés.

I. 2. Interaction électron-matière:

I. 2. 1. Généralités :

Lorsque le faisceau électronique bombarde un échantillon, il pénètre dans son volume en produisant plusieurs phénomènes physiques tel que la production d'électrons secondaires ou Auger, d'électrons rétrodiffusés, de rayons X, de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung), de la cathodoluminescence ...etc. (figure I-1).

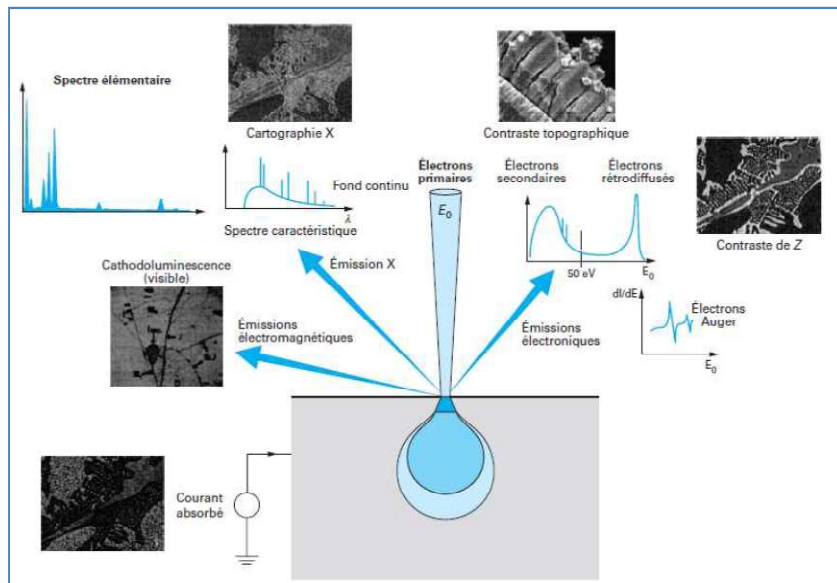


Figure I-1 : Interaction électrons matière ([12] ; p 93)



I. 2. 2. Les collisions élastiques :

Les collisions élastiques des électrons incidents avec les noyaux atomiques de l'échantillon étudié engendrent des déviations successives de leurs trajectoires sous forme de lignes brisées. Ce type de collisions est responsable d'un phénomène intéressant appelé émission d'électrons rétrodiffusés. Ces derniers ont une énergie proche de l'énergie des électrons incidents  $E_0$  et ils sont émis dans une direction proche et en sens opposé de celle des électrons primaires. Le coefficient de rétrodiffusion  $\eta_B$  est défini comme étant le rapport du nombre d'électrons rétrodiffusés au nombre d'électrons incidents.

Les études expérimentales sur cibles massives sont nombreuses mais portent généralement sur les hautes énergies. Ainsi, la figure I-2 montre que pour un matériau donné et pour des énergies supérieures à 10 KeV, le coefficient de rétrodiffusion  $\eta_B$  devient pratiquement indépendant de l'énergie du faisceau primaire  $E_0$ . La figure I-2 montre aussi que quel que soit le domaine d'énergie considéré, on constate une augmentation du coefficient de rétrodiffusion  $\eta_B$  avec le numéro atomique  $Z$ . Ceci peut être expliqué par le fait que les interactions élastiques sont de plus en plus probables lorsque  $Z$  augmente car le nombre de chocs élastiques nécessaires pour qu'un électron fasse demi-tour devient plus grand.

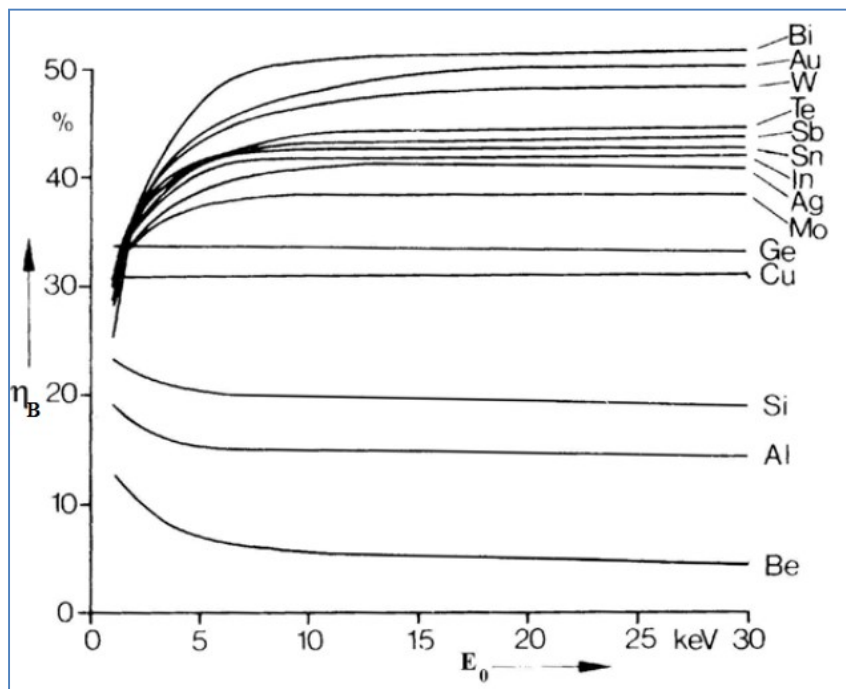


Figure I-2 : Variation du rendement  $\eta_B$  des électrons rétrodiffusés avec l'énergie incidente  $E_0$  pour divers matériaux ([13] ; p 25)

### I. 2. 3. Les collisions inélastiques :

Les collisions inélastiques des électrons incidents avec les électrons de cœur ou de valence des atomes de l'échantillon engendrent une dissipation d'énergie qui est responsable de la naissance des émissions corpusculaires et radiatives et notamment de la création de paires électron - trou dans un semiconducteur ; ce processus est à l'origine de la cathodoluminescence et du courant induit (figure I-1):

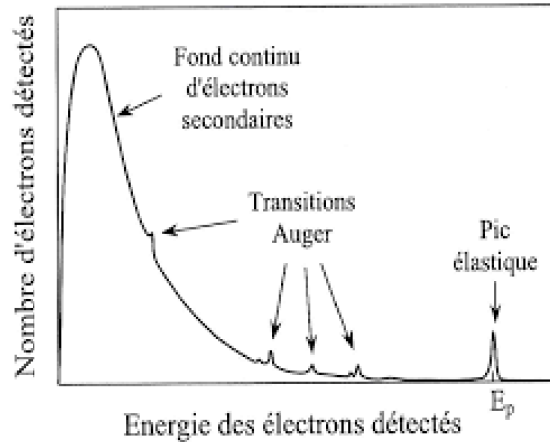
#### I. 2. 3. 1. Les émissions corpusculaires :

Les émissions corpusculaires peuvent être grossièrement partagées en deux catégories : l'une relative à des électrons de très faible énergie ( $\sim 50$  eV), que l'on appelle « secondaires », l'autre relative à des électrons possédant une énergie spécifique que l'on appelle « Auger » ; ils sont associés à la présence de certains éléments dans la cible.

- **Les électrons secondaires** émis proviennent d'une zone proche du faisceau incident car ils ne peuvent parcourir qu'un très faible trajet dans l'échantillon. Ils sont très vite arrêtés ce qui donne donc des images avec une très bonne résolution. Les images obtenues grâce à la détection d'électrons secondaires représentent donc essentiellement la topographie de l'échantillon étudié. Leur faible énergie constitue un avantage, il sera possible de les dévier facilement avec une différence de potentiel pour en récupérer un grand nombre sur le détecteur et donc d'obtenir une image avec un bon rapport signal/bruit. Si la profondeur de pénétration  $R$  de l'électron primaire est inférieure à la profondeur d'échappement, tous les électrons secondaires produits ont une grande probabilité de sortie. Le nombre des électrons secondaires croît donc avec l'énergie primaire.
- **Les électrons Auger** sont des électrons émis lors de la désexcitation d'un atome. Ils sont donc caractéristiques de l'atome émetteur. Lorsqu'un atome est bombardé par des électrons incidents, un électron de l'atome peut être éjecté d'une couche interne atomique, laissant une place vacante (dans la couche K par exemple). Un électron d'une couche de plus haute énergie (couche L2 par exemple) vient combler la place libre dans la couche K et simultanément un électron d'une autre couche externe (couche L3 par exemple) est émis. Ce dernier est l'électron Auger. Les électrons Auger sont émis dans un volume très proche de la surface (figure I-1) avec une profondeur d'échappement de l'ordre de  $50 \text{ \AA}$ . Ce phénomène est utilisé pour faire des analyses élémentaires de surface : c'est la « spectrométrie Auger ».

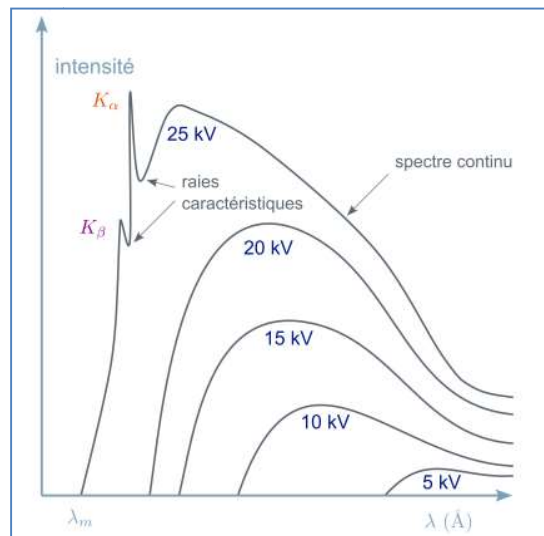
## I- LA TECHNIQUE EBIC

La distribution énergétique des électrons émis est reportée sur la figure I-3; celle des électrons Auger se singularise par des raies peu intenses d'énergie comprise entre celle des électrons secondaires et celle des électrons rétrodiffusés.



### I. 2. 3. 2. Les émissions radiatives :

Les rayonnements électromagnétiques sont principalement constitués de rayons X, répartis entre une émission continue (fond continu ou Bremsstrahlung) et un spectre de raies caractéristique des éléments présents dans la cible. Pour les semi-conducteurs ou isolants, on observe également un rayonnement électromagnétique situé dans le visible : le rayonnement de Cathodoluminescence. Comme exemple, si on bombarde une cible de Molybdène (Mo) avec des électrons d'énergies croissantes, on obtient un spectre dont l'évolution de l'intensité des rayons X émis est fonction de leur longueur d'onde (figure I-4).



La figure I-4 montre que jusqu'à une tension de 20KeV, on obtient un spectre continu qui s'arrête vers les courtes longueurs d'onde. À partir de 25 KeV, des raies d'émission très intenses apparaissent ; elles se détachent du spectre continu : ce sont les raies caractéristiques.

Le spectre continu est dû au freinage des électrons incidents lorsqu'ils entrent en contact avec l'anticathode. Certains électrons, arrêtés par un seul choc, perdent toute leur énergie donnant naissance à des photons X d'énergie  $hc/\lambda_m$  égale à l'énergie des électrons incidents  $E_0$ , où  $c$  est la célérité de la lumière et  $\lambda_m$  est la valeur limite de la longueur d'onde des photons X émis. La longueur d'onde des photons émis ne peut être inférieure à  $\lambda_m$  qui décroît quand la tension croît. On remarque que cette longueur d'onde est indépendante de la cible et ne dépend que de la tension d'accélération des électrons.

On note également que les raies caractéristiques apparaissent en superposition d'un fond continu qui est lié à la déflexion des électrons incidents dans la matière. On peut montrer que le rapport entre l'intensité des raies et le fond continu est maximal lorsque l'énergie  $E_0$  est environ égale à 3 fois l'énergie d'ionisation de l'atome émetteur.

Notons que l'émission de photons X lorsqu'un élément est bombardé par électrons énergétiques est le phénomène utilisé dans les émetteurs de rayons X à cathode chaude. Les photons X émis lors de la désexcitation des atomes de la cible sont émis depuis le cœur de la poire d'interaction électrons/matière (figure I-1).

Les rayons X caractéristiques donnant naissance aux raies d'émission peuvent donner lieu à des phénomènes d'ionisation secondaire qui entraînent l'émission de rayons X de fluorescence. Le diamètre  $d$  de la zone d'émission des photons X caractéristiques est fonction de l'énergie  $E_0$  et de la masse volumique  $\rho$  de la cible.

La description des phénomènes accompagnant la pénétration des électrons dans les solides a fait l'objet de plusieurs études [16-19]. Ces travaux ont permis d'établir des expressions décrivant la profondeur de pénétration des électrons, la dissipation d'énergie, la fonction de génération,...etc. Nous exposons dans ce qui suit les résultats essentiels.

**I. 2. 4. Profondeur de pénétration :**

La profondeur de pénétration R ou parcours entier peut être calculée en intégrant la perte d'énergie due aux collisions électroniques inélastiques entre les valeurs limites de l'énergie initiale du faisceau incidents  $E_0$  et zéro. Les formules les plus utilisées dans la littérature sont données par différents auteurs [16-19] comme suit :

**Gruen** [16] a été le premier à définir un parcours caractérisant la dissipation d'énergie des électrons dans l'air appelé parcours pratique. Une expression valable pour des énergies comprise entre 5 et 25 KeV est donnée comme suit:

$$R_G(\text{g/cm}^2) = 4.57 \cdot 10^{-6} \cdot (E_0(\text{keV}))^{1.75} \quad (\text{I-1})$$

**Kyser** [17] a proposé une expression donnée sous la forme suivante:

$$R(\text{cm}) = \frac{2.56 \cdot 10^{-3}}{\rho(\text{g/cm}^3)} \left( \frac{E_0(\text{keV})}{30} \right)^{1.68} \quad (\text{I-2})$$

**Everhart et Hoff** [18] ont proposé une expression de R obtenu à partir d'une étude de la génération des paires électron-trou dans le silicium sous la forme:

$$R(\text{cm}) = \frac{3.98 \cdot 10^{-6}}{\rho(\text{g/cm}^3)} (E_0(\text{keV}))^{1.75} \quad (\text{I-3})$$

**Kanaya et Okayama** [19] ont établi une relation valable pour des énergies incidentes  $E_0$  supérieure à 10KeV exprimée sous la forme :

$$R(\text{cm}) = \frac{2.76 \cdot 10^{-6}}{\rho(\text{g/cm}^3)} \cdot \frac{A(\text{g})}{Z^{8/9}} \cdot (E_0(\text{keV}))^{5/3} \quad (\text{I-4})$$

Nous avons rapporté sur la figure I-5 la variation du parcours entiers R en fonction de l'énergie incidente  $E_0$  pour différents matériaux obtenus par les modèles d'Everhart-Hoff [18] et Kanaya-Okayama [19] d'après Yacobi et al [20]. On peut remarquer que les valeurs des parcours entiers obtenues par le modèle de Kanaya et Okayama [19] sont supérieures à celles obtenues par le modèle d'Everhart et Hoff [18] et l'écart entre les valeurs d'un même matériau augmente d'une manière remarquable avec l'augmentation de l'énergie incidente  $E_0$ .

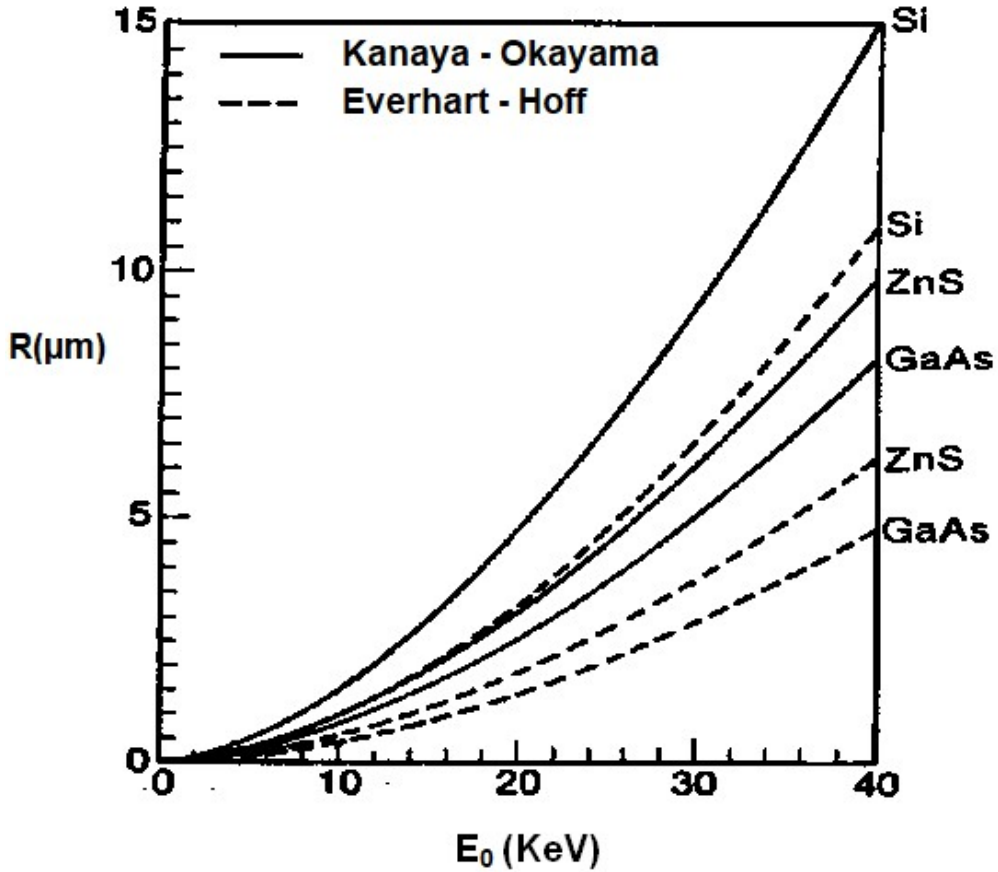


Figure I-5 : Variation du parcours entier R en fonction de l'énergie  $E_0$  dans Si, GaAs et ZnS d'après Yacobi et al [20].

### I. 2. 5. Fonction de dissipation d'énergie normalisée

La fonction de dissipation d'énergie normalisée  $\Phi(z/R)$  (appelée "depth-dose function") est donnée par la relation suivante [5]:

$$\Phi(z/R) = \frac{d(E_A/E_0)}{d(z/R)} \quad (\text{I-5})$$

$E_A$  est l'énergie absorbée au cours du parcours normalisée  $u = z/R$ . Elle s'exprime :

$$E_A = E_0 - \eta_T \cdot E_T - \eta_B \cdot E_B \quad (\text{I-6})$$

$E_0$  est l'énergie incidente

$E_T$  et  $E_B$  sont les énergies des électrons transmis et rétro diffusés respectivement.

$\eta_T$  et  $\eta_B$  sont les fractions d'électrons transmis et rétro diffusés respectivement.

**I. 2. 5. 1. Modèle de Kyser [17] :**

Une expression de  $\Phi(u)$ , sous une forme gaussienne modifiée, a été proposée par Kyser [17]. Elle s'écrit comme suit:

$$\Phi(u) = A \cdot \exp\left[-\left(\frac{u - u_0}{\Delta u}\right)^2\right] - B \cdot \exp\left(-\frac{b \cdot u}{u_0}\right) \quad (I-7)$$

$u=z/R$  est le parcours entier normalisé ;  $B/A=0.4$ ,  $b=4$ ,  $\Delta u=0.35$  et  $u_0=0.125$ . Ces mêmes constantes ont été utilisées par Wu et Wittry [21] pour le GaAs et par Tabet et al [2, 22] et Mekki et al [23] pour le germanium.

**I. 2. 5. 2. Modèle d'Everhart et Hoff [18] :**

La fonction  $\Phi(u)$  défini par Everhart et Hoff [18] s'écrit sous la forme suivante:

$$\Phi(u) = (1 - f) \cdot \lambda(u) \quad (I-8)$$

où

$$f = \eta_B \cdot E_B/E_0 \quad (I-9)$$

$f$  est la fraction moyenne d'énergie perdue par rétro diffusion,  $E_B$  l'énergie des électrons rétro diffusés,  $\eta_B$  la fraction d'électrons t rétro diffusés et  $E_0$  l'énergie incidente.

La fonction  $\lambda(u)$  est donnée sous une forme polynomiale pour le  $\text{SiO}_2$  comme suit:

$$\lambda(u) = 0.6 + 6.21 \cdot u - 12.4 \cdot u^2 + 5.69 \cdot u^3 \quad (I-10)$$

On remarque que la fonction  $\lambda(u)$  est sans dimension et que l'origine de l'axe des profondeurs de pénétration normalisées  $u$  est prise à la surface de l'échantillon. D'après les travaux de Napchan [24], cette expression est valable pour les matériaux ayant un numéro atomique  $Z$  compris entre 10 et 15 et pour un intervalle d'énergie incidente  $E_0$  comprise entre 5 KeV et 25 KeV.

**I. 2. 5. 3. Modèle de Kanaya et Okayama [19] :**

L'expression de la fonction  $\Phi(u)$  proposée par Kanaya et Okayama [19] s'écrit comme suit:

$$\Phi(u) = (1-u)^{-2/5} \cdot \left( \frac{\gamma}{1-u} + \frac{3}{5} \right) \cdot \exp\left( \frac{\gamma \cdot u}{u-1} \right) + \left( \frac{E_B}{E_0} \right) \cdot \left( \frac{2.28 \cdot \gamma}{(1-u)^2} \right) \cdot (2^{-5/6} - (1-u)^{5/6}) \cdot \exp\left( \frac{1.9 \cdot \gamma \cdot u}{u-1} \right) \quad (I-11)$$

où

$$\gamma = 0.187 \cdot Z^{2/3} \quad (I-12)$$

Les travaux de Kanaya et Okayama [19] ont montré que les pics, des courbes de la fonction de dissipation d'énergie par unité de profondeur massique  $dE_A/d(\rho z)$  en fonction de la profondeur massique  $\rho z$  pour le cuivre et l'or à différentes énergies incidentes obtenus par son modèle analytique et ceux obtenus expérimentalement par Cosslett et Thomas [25], se déplacent vers les grandes valeurs de  $\rho z$  et leurs valeurs diminuent quand  $E_0$  augmente en plus leurs valeurs expérimentales sont supérieures à celles calculées analytiquement.

La figure I-6 compare la variation de  $\Phi(u)$  en fonction du parcours  $u$  des trois modèles:

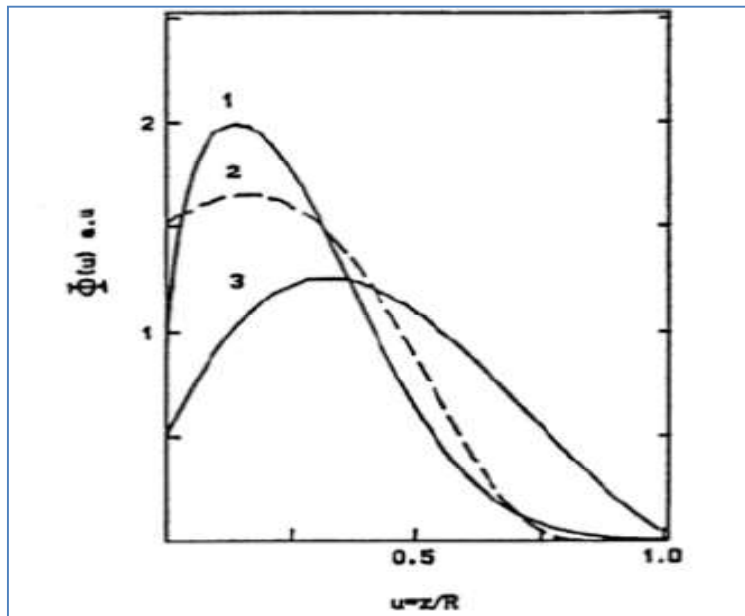


Figure I-6 : Variation de  $\Phi(u)$  en fonction du parcours  $u$  pour une cible de germanium selon les trois modèles : 1- Kyser [17]; 2-Kanaya et Okayama [19] ; 3- Everhart et Hoff [18] (d'après la référence [26] ; p 57)



**I. 2. 6. Génération de paires électron-trou :**

Les semi-conducteurs sont caractérisés par une bande interdite étroite. Un électron de la bande de valence excité par un électron primaire incident “saute” de la bande de valence vers la bande de conduction en laissant « derrière lui » un vide sur une des liaisons covalentes du cristal qui correspond donc à un trou. Il se forme donc une paire électron-trou (figure I-7).

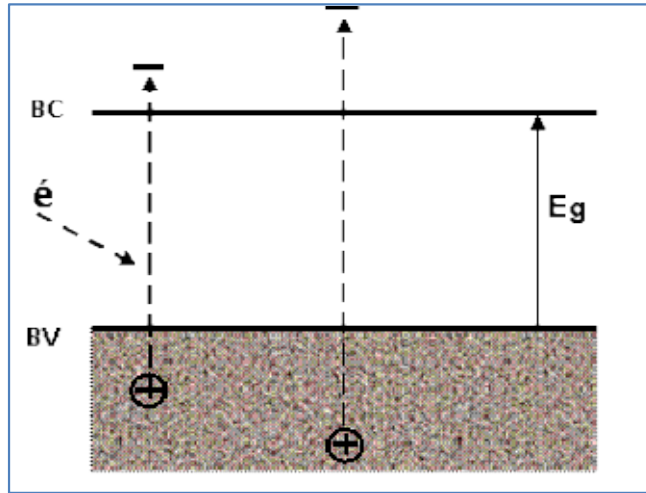


Figure I- 7 : Mécanisme de génération de porteurs [5]

**I. 2. 6. 1. L'énergie de formation de paires électron-trou :**

Chaque électron primaire incident crée un certain nombre de paires électron-trou par la succession de collisions inélastiques. Ce nombre est défini par Klein [27] comme suit :

$$N_p = \frac{E_A}{E_{ch}} \tag{I-13}$$

$E_A$  est l'énergie absorbée et  $E_{ch}$  est l'énergie de formation d'une paire électron-trou donnée par Klein [28] sous la forme suivante :

$$E_{ch} = \frac{14}{5} \cdot E_g + r \cdot \hbar \cdot \omega_R \tag{I-14}$$

$E_g$  correspond à l'énergie du gap du semi-conducteur et  $r$  est le nombre moyen de phonons optiques généré. Il correspond au rapport  $\lambda_R/\lambda_I$ .  $\lambda_R$  et  $\lambda_I$  sont respectivement les libres parcours moyens associés aux processus de génération de phonons et d'ionisation.

À une température  $T=300$  °K, Klein [27, 28] propose une énergie de formation de paires électron-trou  $E_{ch}=2.80$  eV pour le germanium et  $E_{ch}= 3.6$  eV pour le silicium tandis que Zulliger [29] donne des valeurs de  $E_{ch}$  comprises entre 2.38 eV et 2.81 eV pour le germanium et des valeurs entre 3.26 eV et 3.85 eV pour le silicium.

### **I. 2. 6. 2. La fonction de génération :**

La distribution de paires électron-trou par unité de volume et de temps ( $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ) au point  $\vec{r}(x, y, z)$  est défini par une fonction de génération  $g(\vec{r})$  dans l'espace à trois dimensions. Dans le cas où la jonction Schottky est normale au faisceau d'électrons, cette fonction qui sera notée par  $g(r, z)$ , possède une symétrie cylindrique qui dépend d'un rayon  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  et d'une profondeur  $z$ . Dans ce cas on a besoin donc de connaître uniquement sa projection  $g(z)$  sur le plan  $xy$  car tous les porteurs minoritaires générés à une profondeur  $z$  sont collectés avec une même probabilité. :

$$g(z) = \int_0^{\infty} g(r, z) \cdot 2\pi \cdot r \cdot dr \quad (\text{I-15})$$

Cette fonction de génération  $g(z)$  est liée à la perte d'énergie par la relation suivante :

$$g(z) = \frac{I_p}{q \cdot E_{ch}} \cdot \frac{dE_A}{dz} \quad (\text{I-16})$$

$E_A$  est l'énergie absorbée,  $q$  la charge élémentaire et  $I_p$  l'intensité du faisceau électronique incident. Compte tenu de l'expression I-5 on obtient :

$$g(z) = \frac{I_p}{q \cdot E_{ch}} \cdot \frac{E_0}{R} \cdot \Phi(z/R) \quad (\text{I-17})$$

La figure I-8 montre la variation de la fonction de génération  $g(z)$  en fonction de la profondeur  $z$  pour le germanium à une énergie incidente  $E_0=30$  KeV. Les fonctions de dissipation d'énergie normalisées  $\Phi(z, R)$  des trois modèles cités ci-dessus ont été utilisées dans les calculs [26]. On note sur la figure I-8 que les pics des courbes se situent au voisinage d'une profondeur égale approximativement à  $z = 1 \mu\text{m}$ .

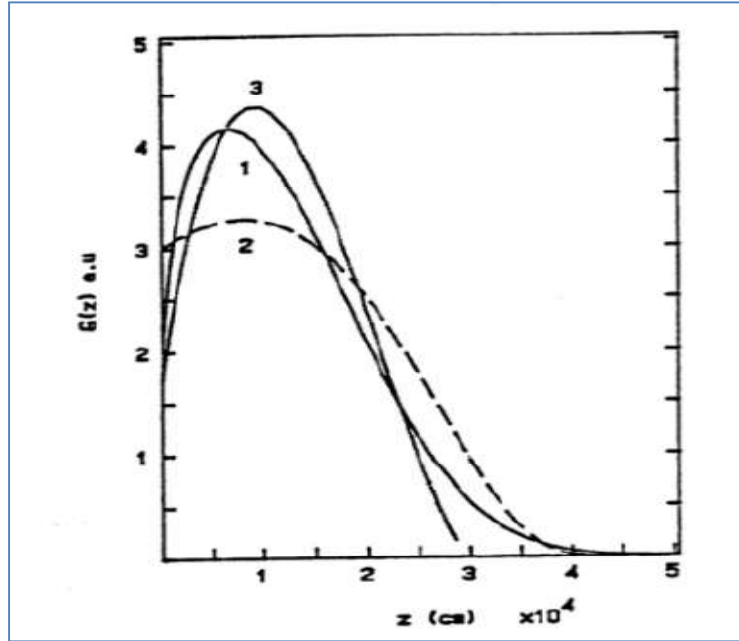


Figure I-8 : Variation de la fonction de génération  $g(z)$  en fonction de la profondeur  $z$  à une énergie  $E_0=30$  KeV dans le germanium selon les trois modèles : 1- Kyser [17]; 2-Kanaya et Okayama [19] ; 3- Everhart et Hoff [18] (d'après la référence [26] ; p 62)

Le taux de génération total  $G_0$  ( $s^{-1}$ ) est défini par la relation suivante:

$$G_0 = \int_0^{\infty} g(z) \cdot dz \quad (I-18)$$

Compte tenu de la relation I-16, le taux de génération total  $G_0$  ( $s^{-1}$ ) correspondant au nombre de paires électron-trou créées par unité de temps dans le semiconducteur bombardé par un faisceau électronique d'intensité  $I_p$  s'écrit comme suit:

$$G_0 = \int_0^{\infty} \frac{I_p}{q \cdot E_{eh}} dE_A \quad (I-19-a)$$

$$G_0 = \frac{I_p}{q \cdot E_{eh}} \cdot E_A \quad (I-19-b)$$

Nous avons présenté dans ce paragraphe quelques modèles utilisés dans l'étude de l'interaction des électrons incidents avec la matière car le choix du modèle utilisé est très important dans la caractérisation des dispositifs en microscopie électronique à balayage en mode de courant induit (MEB/EBIC). Dans le paragraphe suivant nous allons présenter la technique EBIC et les modèles nécessaires pour l'analyse quantitative de l'EBIC collecté.

**I. 3. La technique EBIC (courant induit par faisceau d'électrons):**

**I. 3. 1. Principe :**

Selon la thèse de K. Gacem [30], le principe de la technique peut être expliqué comme suit : lors de sa pénétration dans un semiconducteur, un faisceau d'électrons perd une partie de son énergie en produisant, par ionisation dans le volume de génération, des paires électron-trou ( $e-h$ ) de densités  $\Delta n$  et  $\Delta p$  respectivement. En régime de faible injection, ces densités sont égales et augmente mais restent négligeables devant celle des dopants tandis que la concentration des porteurs majoritaires reste inchangée. En conséquence, le courant induit dans ce cas est régi par les porteurs minoritaires en excès.

En l'absence de champ électrique externe, ces porteurs sont animés d'un mouvement de diffusion sous l'effet du gradient de leur concentration. Ils parcourent une distance dénommée longueur de diffusion  $L$  avant de se recombiner durant un temps  $\tau$  nommé durée de vie. Ainsi, les paires électron-trou qui atteignent les limites de la zone de déplétion ou qui sont générés dans celle-ci, seront séparés : les porteurs majoritaires seront repoussés et évacués par le contact ohmique tandis que les porteurs minoritaires seront attirés vers l'interface du contact Schottky et pourront être collectés constituant ainsi un courant dans un circuit extérieur qui sera transformé en tension qui module la tension du wehnelt de l'écran de visualisation du Microscope Électronique à Balayage (MEB). La synchronisation du balayage point par point du faisceau électronique incident et de celui de l'écran de visualisation du MEB permet la formation de l'image EBIC selon deux configurations (figures I-9 et I-10)

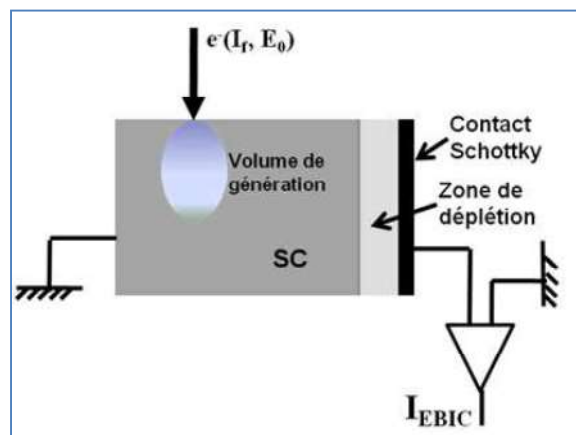


Figure I-9 : Principe de l'EBIC dans le cas d'une jonction Schottky parallèle au faisceau d'électrons ([30] ; p 141)

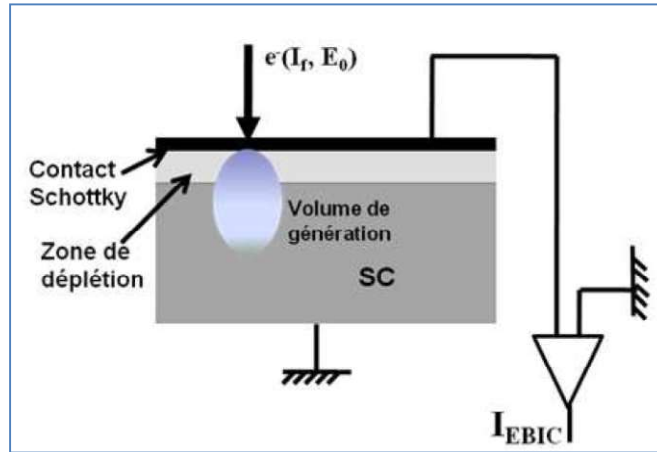


Figure I-10 : Principe de l'EBIC dans le cas d'une jonction Schottky normale au faisceau d'électrons ([30] ; p 142)

**I. 3. 2. Collecte de porteurs :**

**I. 3. 2. 1. Observation en régime permanent :**

Considérons un semiconducteur de type N. Les porteurs générés sous bombardement électronique diffusent ou se recombinent. En régime stationnaire, la distribution de la densité de porteurs minoritaires en excès  $\Delta P(\vec{r})$  est une fonction de la position  $\vec{r}$  et elle est solution de l'équation de continuité. Si on considère une génération uniforme à l'intérieure d'une sphère de diamètre R, la densité de porteurs en excès, en régime stationnaire est donnée par [5, 31]:

$$\Delta p = \frac{G_0 \cdot \tau}{\left(\frac{\pi \cdot R^3}{6}\right)} \tag{I-20}$$

$(\pi R^3/6)$  est le volume de la sphère de génération de diamètre R.

$G_0$  est le nombre total de porteurs minoritaires générés par seconde.

$\tau$  est la durée de vie des porteurs minoritaires dans le matériau massif.

Dans le cas d'un échantillon semi infini caractérisé par une densité nulle de porteurs en surface, entraîne des nouvelles conditions aux limites qui modifient la distribution homogène donnée par la relation précédente. Des études citées dans les travaux effectués par Tabet [31] ont montrée que les porteurs se répartissent de façon inhomogène dans le volume. Ils atteignent une densité maximale  $\Delta p_{max}$  donnée par l'expression suivante :

$$\Delta p_{\max} \cong \frac{G_0}{s \cdot \pi \cdot D \cdot R} \quad (\text{I-21})$$

$s = 1$  ou  $2$  selon que la vitesse de recombinaison en surface nulle ou infinie respectivement.

$G_0$  est le taux de génération total ( $s^{-1}$ ).

$D$  est le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires.

$R$  est la profondeur pénétration.

### **I. 3. 2. 2. Niveau d'injection :**

À l'équilibre thermodynamique, la densité des électrons  $n_0$  et des trous  $p_0$  sont indépendantes du temps (stationnaires) et suivent la loi d'action de masse:  $n_0 p_0 = n_i^2 \text{ cm}^{-6}$  où  $n_i$  est la concentration intrinsèque des porteurs de charges.

Hors équilibre thermodynamique et sous bombardement électronique, les concentrations des électrons  $n$  et des trous  $p$  dans les bandes de conduction et de valence respectivement, seront telles que :  $n = n_0 + \Delta n$  et  $p = p_0 + \Delta p$  où  $\Delta n$  et  $\Delta p$  représentent la concentration des électrons et des trous excédentaires respectivement. Les conditions de faible injection seront dans ce cas satisfaites si  $\Delta n = \Delta p \ll n_0$  et  $p_0 \ll n_0$  (dans le cas d'un semiconducteur de type N) ou  $\Delta n = \Delta p \ll p_0$  et  $p_0 \gg n_0$  (pour un semiconducteur de type P), en d'autres termes, l'excès de porteurs par rapport au régime d'équilibre est négligeable devant la densité de porteurs majoritaires du semiconducteur. Dans ces conditions seule la concentration en porteurs minoritaires est affectée [5, 26, 30-38].

### **I. 3. 3. Recombinaison et durée de vie des porteurs de charge:**

La recombinaison est un processus où l'électron passe de l'état excité à l'état initial ou il se déplace de la bande de conduction (**BC**) vers la bande de valence (**BV**) du semiconducteur, parce qu'il ne peut pas demeurer longtemps dans un état excité. Généralement, on distingue les recombinaisons radiatives et non-radiatives suivant que l'annihilation de la paire électron-trou s'effectue directement par émission d'un photon ou non. Par conséquent, dans les semiconducteurs qui possèdent une bande interdite indirecte comme le silicium (Si) et le germanium (Ge), les recombinaisons radiatives sont beaucoup moins fréquentes et on peut donc les négliger lorsqu'il s'agit de calculer la durée de vie.

Généralement on distingue deux types de recombinaisons non-radiatives :

- Le premier type compromet une disparition de la paire électron-trou accompagnée d'une énergie libérée qui sera transférée à un troisième porteur libre (Auger). Ce genre de recombinaison est prédominant dans les semiconducteurs fortement dopés.
- Le deuxième type implique une interaction avec un défaut assisté par des phonons. La théorie la plus utilisée et la plus simple pour les décrire est celle de Shockley-Read-Hall (SRH) [32] qui vise à exprimer le taux de recombinaison causé par une densité homogène de défauts dans le cristal. Ces défauts peuvent capturer des porteurs de charge majoritaires ou minoritaires, parce qu'il forme un état accessible dans la bande interdite située à une énergie  $E_t$ , tel que  $E_v < E_t < E_c$ .

Les principaux mécanismes de recombinaison des porteurs de charge libres dans les semiconducteurs sont les suivants [5, 26, 30-38]:

### I. 3. 3. 1. Recombinaison radiative :

La recombinaison radiative correspond à la recombinaison d'un électron de la bande de conduction (BC) avec un trou de la bande de valence (BV) avec émission d'un photon d'énergie voisine de celle de la bande interdite (gap) du semiconducteur (figure I-11). Ce processus est dominant dans le cas des semiconducteurs à gap direct comme l'arséniure de gallium (GaAs), par contre il est relativement rare dans les semiconducteurs à gap indirect comme le silicium (Si) et le germanium (Ge).

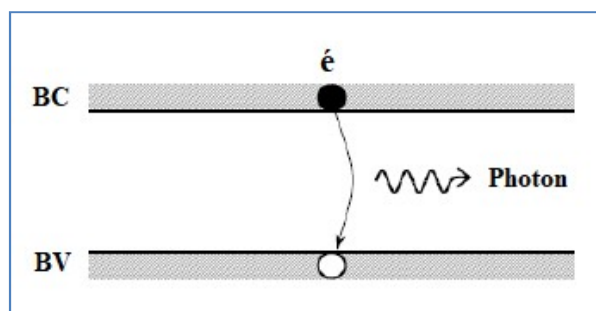


Figure I-11 : Schéma descriptif représentant le mécanisme de la recombinaison radiative [36]

Le taux de recombinaisons radiatives,  $R_{rad}$ , dépend de la concentration des électrons  $n$  et des trous  $p$  libres. Il est exprimé par la formule suivante [36]:

$$R_{rad} = c_{rad}(n \cdot p - n_{ie}^2) \quad (I-22)$$

$c_{rad}$  est le coefficient de recombinaison radiative et  $n_{ie}$  est la concentration intrinsèque en considérant l'effet de rétrécissement du gap. Elle est donnée par l'expression [36] :

$$n_{ie} = n_i \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_C + \Delta E_V}{k \cdot T}\right) \quad (I-23)$$

$\Delta E_C$  et  $\Delta E_V$  représentent les rétrécissements aux bords du gap causés par le dopage et  $n_i$  la concentration intrinsèque sans effet de rétrécissement du gap. En considérant ce dernier cas (i.e. sans effet de rétrécissement du gap); la formule I-22 prend la forme suivante [34, 36] :

$$R_{rad} = c_{rad}(n \cdot p - n_i^2) \quad (I-24)$$

Étant donnée les porteurs se recombinent et se créent par paire on peut donc appliquer la condition de neutralité locale :  $\Delta n = \Delta p$ . En substituant  $n = n_0 + \Delta n$  et  $p = p_0 + \Delta p$  dans l'équation I-24 et en tenant compte de la condition d'équilibre  $n_0 \cdot p_0 = n_i^2$  et après les calculs on obtient ce qui suit [34-36]:

$$R_{rad} = \frac{\Delta n}{\tau_{rad}} = c_{rad} \cdot (n_0 + p_0 + \Delta n) \cdot \Delta n \quad (I-25-a)$$

ou

$$R_{rad} = \frac{\Delta p}{\tau_{rad}} = c_{rad} \cdot (n_0 + p_0 + \Delta p) \cdot \Delta p \quad (I-25-b)$$

Ainsi la durée de vie radiative  $\tau_{rad}$  sera exprimée comme suit :

$$\tau_{rad} = \frac{1}{c_{rad} \cdot (n_0 + p_0 + \Delta n)} \quad (I-26-a)$$

ou

$$\tau_{rad} = \frac{1}{c_{rad} \cdot (n_0 + p_0 + \Delta p)} \quad (I-26-b)$$



On constate que la durée de vie radiative des porteurs dépend de la concentration en excès  $\Delta p = \Delta n$ . Mais sous la condition de faible injection où  $\Delta n \ll p_0$  et  $p_0 \gg n_0$  dans le cas d'un semiconducteur dopé P ou bien  $\Delta p \ll n_0$  et  $p_0 \ll n_0$  dans le cas d'un semiconducteur dopé N, la durée de vie radiative  $\tau_{rad}$  est indépendante des concentrations  $\Delta p = \Delta n$ . Ce qui signifie que la durée de vie radiative  $\tau_{rad}$  est constante à faible injection.

**I. 3. 3. 2. Recombinaison Auger :**

Le processus de recombinaison Auger est un mécanisme de recombinaison bande à bande non radiative incluant trois particules. Il est typiquement observé dans les semiconducteurs à gap indirect où le dopage devient élevé. Dans ce processus, un électron de la bande de conduction (BC) va se recombiner avec un trou de la bande de valence (BV) ; il en résulte une libération d'une énergie qui sera transférée à une troisième particule (un électron de la bande de conduction ou un trou de la bande de valence) (figure I-12).

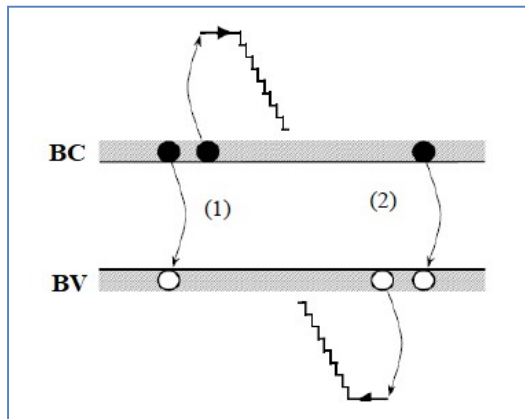


Figure I-12 : Mécanisme de la recombinaison Auger : l'excès d'énergie peut être transféré à un électron (1) ou à un trou (2) [36]

Le taux de recombinaison Auger  $R_{Auger}$  est donné comme suit [36, 38]:

$$R_{Auger} = (C_n \cdot n + C_p \cdot p)(n \cdot p - n_i^2) \tag{I-27}$$

En négligeant l'effet de rétrécissement du gap; la relation I-27 devient comme suit:

$$R_{Auger} = (C_n \cdot n + C_p \cdot p)(n \cdot p - n_i^2) \tag{I-28}$$

$C_n, C_p$  sont les coefficients Auger pour les électrons et les trous respectivement. Leurs valeurs à 300 °K pour le silicium de type p et n sont données par [36]:  $C_p = 0.99 \times 10^{-31} cm^6 s^{-1}$  et  $C_n = 2.8 \times 10^{-31} cm^6 s^{-1}$ .

Quand le semiconducteur est hors équilibre par injection au voisinage d'un contact ou irradié par une excitation extérieure, il va y avoir un excès de porteurs minoritaires et la condition d'équilibre sera remplacée par l'inégalité  $n \cdot p > n_i^2$ . Dans le cas d'une forte injection on écrira de la même manière  $n \cdot p \gg n_i^2$ . Dans tout les cas, la relation I-28 peut être approximée par la relation suivante [36] :

$$R_{Auger} = (C_n \cdot n + C_p \cdot p)(n \cdot p) \quad (I-29)$$

L'expression de la durée de vie Auger  $\tau_{Auger}$  s'écrit alors comme suit :

$$\tau_{Auger} = \frac{\Delta n}{R_{Auger}} = \frac{\Delta n}{(C_n \cdot n + C_p \cdot p)(n \cdot p)} \quad (I-30-a)$$

ou

$$\tau_{Auger} = \frac{\Delta p}{R_{Auger}} = \frac{\Delta p}{(C_n \cdot n + C_p \cdot p)(n \cdot p)} \quad (I-30-b)$$

Sous la condition de faible injection, la durée de vie Auger est indépendante du niveau d'injection, elle est inversement proportionnelle au carré du dopage [36]

### **I. 3. 3. Recombinaison en surface :**

La surface d'un semiconducteur est un emplacement où les recombinaisons sont généralement nombreuses, à cause des liaisons non remplies des atomes de surface et autres défauts caractéristiques à température ambiante qui font apparaître des niveaux électroniques permis dans la bande interdite causant des recombinaisons de type Shockley-Read-Hall (SRH). La durée de vie des porteurs en surface est toujours inférieure à leur durée de vie en volume. Il en résulte que dans un semiconducteur excité, la densité de porteurs excédentaires en surface est toujours inférieure à sa valeur en volume [35].

Le taux de recombinaisons  $R_{SRH}^{surface}$  en surface, par unité de surface, est donné par la relation suivante [36]:

$$R_{SRH}^{surface} = \frac{S_n S_p (p_s n_s - n_i^2)}{S_n \left( n_s + n_{ie} e^{\frac{E_{trap}}{KT}} \right) + S_p \left( p_s + n_{ie} e^{\frac{-E_{trap}}{KT}} \right)} \quad (I-31)$$

$E_{trap}$  est la différence entre le niveau du défaut et le niveau intrinsèque.

$n_s, p_s (cm^{-3})$  sont respectivement les concentrations des électrons et des trous à la surface.

$S_n = \sigma_n \vartheta_{th} N_{ts}$ ,  $S_p = \sigma_p \vartheta_{th} N_{ts} (cm \cdot s^{-1})$  sont respectivement les vitesses de recombinaison des électrons et des trous à la surface.

$N_{ts} (cm^{-2})$  est la densité des états de surfaces.

Les défauts de surface sont généralement distribués sur toute la bande interdite et la section de capture  $\sigma$  et leurs densités  $D_{it} (eV^{-1} cm^{-2})$  sont en fonction de leur position dans le gap, ce qui conduit à réécrire dans ce cas le taux de recombinaison  $R_{SRH}^{Surface}$  en fonction de la vitesse de recombinaison  $S$  à la surface comme suit [36] :

$$R_{SRH}^{Surface} = S \cdot \Delta n_s \quad (I-32)$$

Les recombinaisons en surfaces sont généralement efficaces dans les couches minces. Pour une même vitesse de recombinaison sur les deux faces de la surface ( $S_f = S_r = S$ ), on peut déterminer la durée de vie  $\tau_s$  des porteurs minoritaires sur les deux faces de la surface d'une tranche mince d'épaisseur  $W$  comme suit [33, 36]

$$\tau_s = \frac{W}{2S} + \frac{1}{D} \left( \frac{W}{\pi} \right)^2 \quad (I-33)$$

$S_f$  et  $S_r$ , indiquent respectivement, les vitesses de recombinaison sur les deux faces frontale et arrière de la surface de l'échantillon étudié.

**I. 3. 3. 4. Recombination SRH (Shockley-Read-Hall) en volume:**

La présence de certains défauts dans le volume d'un semiconducteur fait apparaître des états d'énergie dans sa bande interdite située à une énergie  $E_t$ , tel que  $E_v < E_t < E_c$ . Selon *Shockley-Read-Hall (SRH)* ces défauts piègent temporairement les électrons ou les trous avant de les renvoyer vers la bande de conduction ou la bande de valence respectivement. Ils peuvent aussi capturer un électron de la bande de conduction et un trou de la bande de valence et provoquant ensuite la recombinaison des deux (figure I-13).

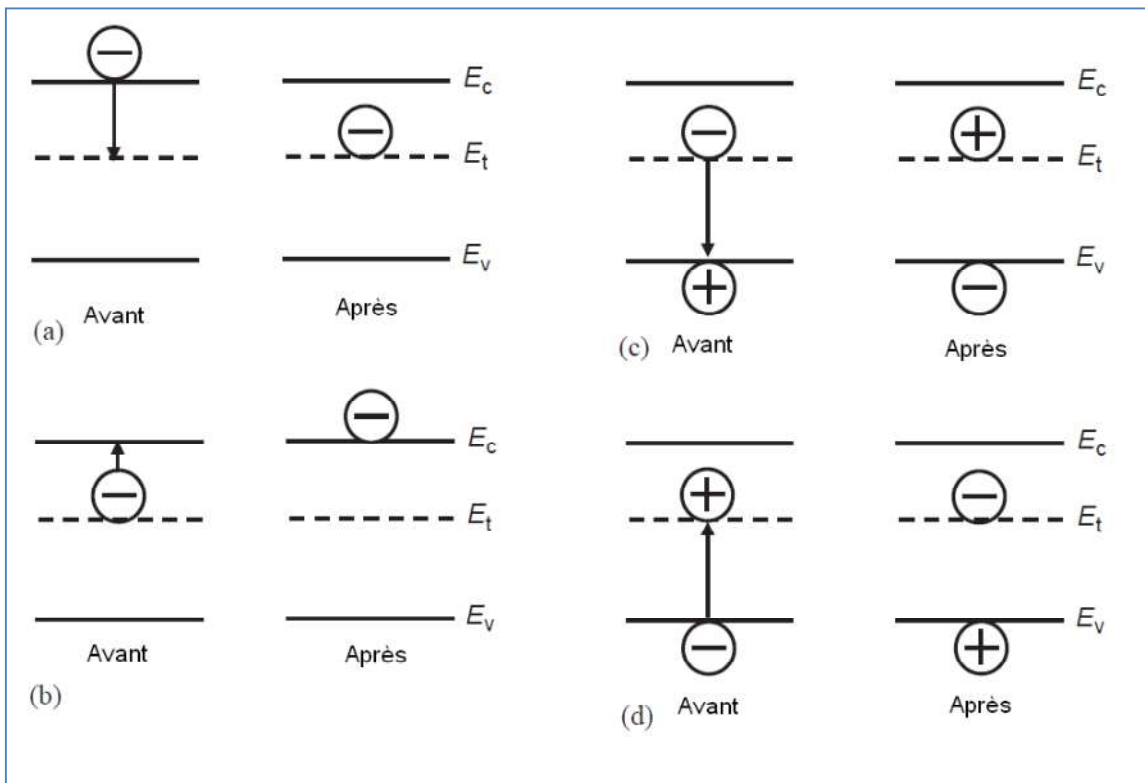


Figure I-13 : Mécanismes de capture et d'émission de porteurs selon SRH : (a) capture d'un électron; (b) émission d'un électron; (c) capture d'un trou; (d) émission d'un trou ; (a)+(c) recombinaison indirecte ; (a)+(b) piégeage d'électrons ; (c)+(d) piégeage de trous [34, 37]

Le taux de recombinaison SRH par unité de volume à travers un centre de concentration  $N_t$  localisé au niveau  $E_t$  dans la bande interdite est donné par [36, 38]:

$$R_{SRH}^{volume} = \frac{n \cdot p - n_i^2}{\tau_{p0} \cdot (n + n_1) + \tau_{n0} \cdot (p + p_1)} \quad (I-34)$$

Les concentrations  $n_1$  et  $p_1$  sont définies comme suit :

$$n_1 = n_{ie} \cdot e^{\frac{E_t - E_{Fi}}{K \cdot T}} \quad (I-35)$$

$$p_1 = n_{ie} \cdot e^{-\frac{E_t - E_{Fi}}{K \cdot T}} \quad (I-36)$$

$K$  est la constante de Boltzmann et  $T$  la température absolue.

$E_{Fi}$  est le niveau intrinsèque de Fermi localisé proche du milieu de la bande interdite.

$\tau_{p0}$  et  $\tau_{n0}$  sont les durées de vie fondamentales des trous et des électrons définies par [36] :

$$\tau_{p0} = \frac{1}{\sigma_p \cdot v_{th} \cdot N_t} \quad (I-37)$$

$$\tau_{n0} = \frac{1}{\sigma_n \cdot v_{th} \cdot N_t} \quad (I-38)$$

$v_{th}$  est la vitesse thermique des porteurs de charge.

$\sigma_n$  et  $\sigma_p$  sont les sections de capture des électrons et des trous respectivement.

La durée de vie SRH peut donc s'écrire sous la forme suivante :

$$\tau_{SRH} = \frac{\Delta n}{R_{SRH}^{volume}} \quad (I-39)$$

Il est à noter qu'on a supposé que le défaut introduit un seul niveau discret dans la bande interdite et que les défauts proches du centre du gap sont les plus actifs en recombinaisons. Dans ce cas on peut simplifier la durée de vie  $\tau_{SRH}$  comme suit [36]:

- Pour un semiconducteur de type n :
  - faible injection :  $\tau_{SRH} = \tau_{p0}$
  - forte injection :  $\tau_{SRH} = \tau_{p0} + \tau_{n0}$
- Pour un semiconducteur de type P :
  - faible injection :  $\tau_{SRH} = \tau_{n0}$
  - forte injection :  $\tau_{SRH} = \tau_{p0} + \tau_{n0}$

**I. 3. 3. 5. Durée de vie effective :**

Le taux de recombinaison total prend en compte tous les processus de recombinaison. Il est préférable de parler donc d'un taux de recombinaison effectif qui englobe tous les taux de recombinaisons en volume et aux surfaces [36, 39] :

$$R_{eff} = R_{rad} + R_{Auger} + R_{SRH}^{S-frontal} + R_{SRH}^{S-arr\grave{e}re} + R_{SRH}^{volume} \quad (I-40)$$

La durée de vie effective qui correspond à ce taux de recombinaison est donnée par [36]:

$$\frac{\Delta n}{\tau_{eff}} = \frac{\Delta n}{\tau_{rad}} + \frac{\Delta n}{\tau_{Auger}} + \frac{S_f \cdot \Delta n_s}{W} + \frac{S_r \cdot \Delta n_s}{W} + \frac{\Delta n}{\tau_{SRH}} \quad (I-41)$$

En considérant une bonne passivation de la surface de l'échantillon, on obtiendra une concentration identique des porteurs à la surface et en volume ( $\Delta n = \Delta n_s$ ) et si on considère une même vitesse de recombinaison sur les deux faces de la surface ( $S = S_f = S_r$ ), on obtient [36]:

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} + \frac{2}{W} + \frac{1}{\tau_{SRH}} \quad (I-42)$$

La durée de vie dépende du niveau d'injection [36] comme le montre la figure I-14. Il est intéressant de noter qu'à faible injection la durée de vie effective est égale à celle de SRH.

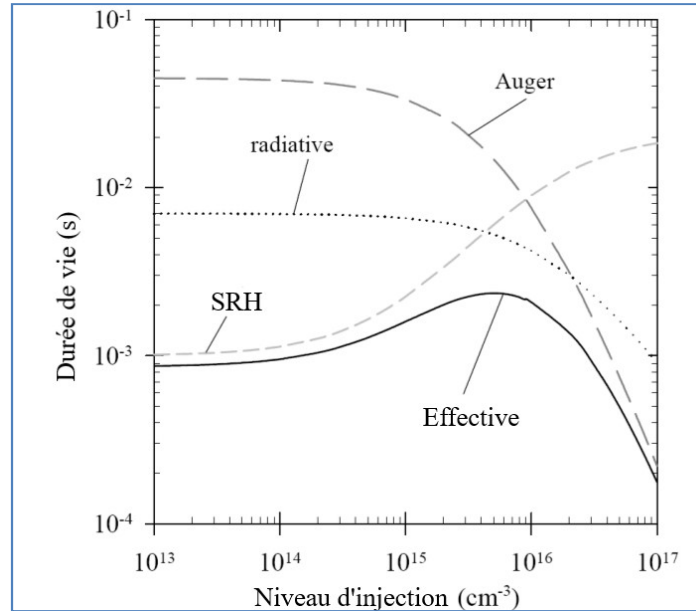


Figure I-14 : Évolution de la durée de vie en fonction du niveau d'injection pour un échantillon de silicium de type P (1 Ω·cm)

**I. 3. 4. Modélisation EBIC:**

En considérant un semiconducteur parfait de type N, l'EBIC collecté est calculé en résolvant l'équation de continuité régissant le transport des porteurs générés qui s'écrit, en régime permanent comme suit [5]:

$$\mathbf{div}\vec{J} - g(\vec{r}, R) + U = 0 \quad (\text{I-43})$$

$\vec{J}$  est le flux des porteurs et  $g(\vec{r}, R)$  la fonction de génération ( $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ).

$U$  est le taux de recombinaison, il traduit le nombre de porteurs qui se recombinent dans l'unité de volume par unité de temps. Si on considère un semiconducteur de type N, le régime de faible injection est régi par la condition  $\Delta p \ll n_0$ . La recombinaison des paires électron-trou générées est donc contrôlée par celle des porteurs minoritaires (trous). La théorie de Shockley-Read [32] permet d'exprimer le taux de recombinaison  $U$  sous la forme :

$$U = \frac{\Delta P}{\tau} \quad (\text{I-44})$$

$\tau$  est la durée de vie des porteurs minoritaires (les trous dans notre cas).

Tenant compte de la relation I-44, l'équation I-43 peut s'écrire donc sous la forme :

$$\mathbf{div}\vec{J} - g(\vec{r}, R) + \frac{\Delta P}{\tau} = 0 \quad (\text{I-45})$$

Les effets du champ électrique interne  $\vec{E}$  dans la zone de déplétion associé au contact Schottky introduisent une composante d'entraînement dans l'expression du flux  $\vec{J}$  en plus de la composante de diffusion :

$$\vec{J} = -D \cdot \overrightarrow{\text{grad}}\Delta P + \mu_p \cdot \Delta P \cdot \vec{E} \quad (\text{I-46})$$

En négligeant la présence de la zone de charge d'espace ainsi que celle de la couche métallique, l'équation de continuité I-45 s'écrit alors comme suit :

$$D \cdot \vec{\nabla}^2 \Delta P + g(\vec{r}, R) - \frac{\Delta P}{\tau} = 0 \quad (\text{I-47})$$

Cette équation est à la base de la modélisation de la technique EBIC. Il est à noter que l'influence de la zone de charge d'espace (ou la zone déserte) est réellement prise en compte si celle-ci devient comparable à la profondeur de pénétration des électrons primaires incidents, c'est à dire pour des matériaux de faible taux de dopage à basses énergies ou lorsque la jonction est polarisée en inverse, ce qui élargit cette zone.

D'autre part, l'hypothèse d'une vitesse de recombinaison infinie en surface, c'est à dire que tout porteur arrivant en surface est collecté, conduit à la condition aux limites suivantes :

$$\Delta P|_{z=0} = 0 \quad (I-48)$$

Le courant  $I_0$  collecté par la jonction est calculé par l'intégration de la densité de courant des porteurs minoritaires à la surface  $z = 0$  de l'échantillon considéré:

$$I_0 = q \cdot D \cdot \iint_{-\infty}^{+\infty} \left. \frac{\partial \Delta P}{\partial z} \right|_{z=0} dx dy \quad (I-49)$$

En se basant sur l'approximation de Born, Donolato [1] a montré que cette expression après intégration sur les coordonnées x et y se réduit à la relation suivante :

$$I_0 = q \cdot \int_V g(\vec{r}, R) \cdot \exp(-z/L) d\vec{r} \quad (I-50)$$

L est la longueur de diffusion des porteurs minoritaires. Elle est reliée à leurs durées de vie  $\tau$  par la relation suivante :

$$L = \sqrt{D \cdot \tau} \quad (I-51)$$

Le terme  $\exp(-z/L)$  traduit la probabilité de collecte des porteurs générés à une profondeur z.

Dans un cristal parfait, le courant collecté dans le cas d'un taux de génération  $g_0$  constant à l'intérieur d'un volume de génération de forme sphérique de diamètre R est donnée par Donolato [1] sous la forme suivante :

$$I_0(R) = q \cdot 4\pi \cdot L^3 g_0 \left[ \frac{R}{2L} \cdot \cosh\left(\frac{R}{2L}\right) - \sinh\left(\frac{R}{2L}\right) \right] \cdot \exp\left(-\frac{R}{2L}\right) \quad (I-52)$$



L'efficacité de collecte est définie par le rapport du courant collecté  $I_0$  au courant généré  $I_G$  :

$$\eta_{EBIC} = \frac{I_0}{I_G} \quad (I-53)$$

où

$$I_G = q \cdot \int_V \mathbf{g}(\vec{r}, R) \cdot d\vec{r} \quad (I-54)$$

On peut noter que l'efficacité de collecte  $\eta_{EBIC}$  dépend essentiellement de deux facteurs:

- le parcours entier  $R$  et par conséquent de l'énergie des électrons incidents, par le biais de la fonction de génération.
- la longueur de diffusion  $L$  qui intervient clairement dans la probabilité de leur collecte.

La figure I-15 représente la variation de l'efficacité de collecte  $\eta_{EBIC} = \frac{I_0}{q \cdot g_0}$  en fonction du parcours normalisé  $R/2L$ . Elle est obtenue en utilisant l'expression I-52 et en considérant une longueur de diffusion  $L = 3.162 \mu\text{m}$ . On note que l'efficacité de collecte commence par une valeur égale à l'unité à l'origine ( $R/2L = 0 : R=0$ ), elle diminue très lentement pour les valeurs  $R/2L < 0.1$  puis elle diminue d'une manière très sensible vers une valeur égale à zéro pour les grandes valeurs du parcours normalisé  $R/2L$ .

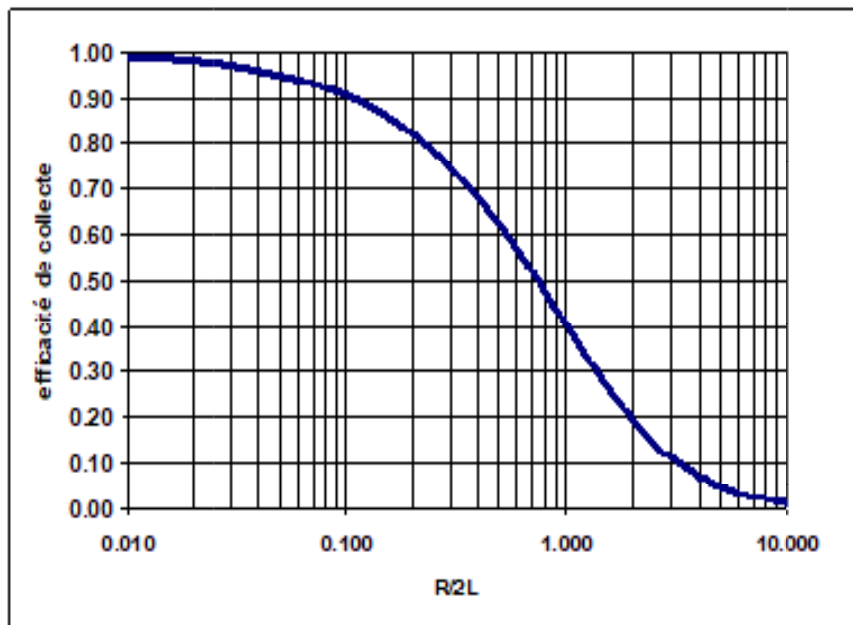


Figure I-15 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC en fonction du parcours normalisé  $R/2L$  en utilisant l'équation I-52 et en considérant une longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L = 3.162 \mu\text{m}$ . [5]

## I- LA TECHNIQUE EBIC

La figure I-16 montre la variation de l'efficacité de collecte  $\eta_{EBIC}$  en fonction de l'énergie incidente  $E_0$  pour différentes longueurs de diffusion L pour une diode Schottky de zone de déplétion de largeur égale à 250 nm et une couche métallique d'épaisseur égale à 50nm obtenue par Kittler et al [40] en utilisant la formule suivante :

$$\eta_{EBIC} \approx I_{EBIC} / 250 \cdot I_b \cdot E_0 (KeV) \quad (I-55)$$

$I_b$  et  $I_{EBIC}$  sont respectivement les intensités du courant du faisceau électronique et EBIC

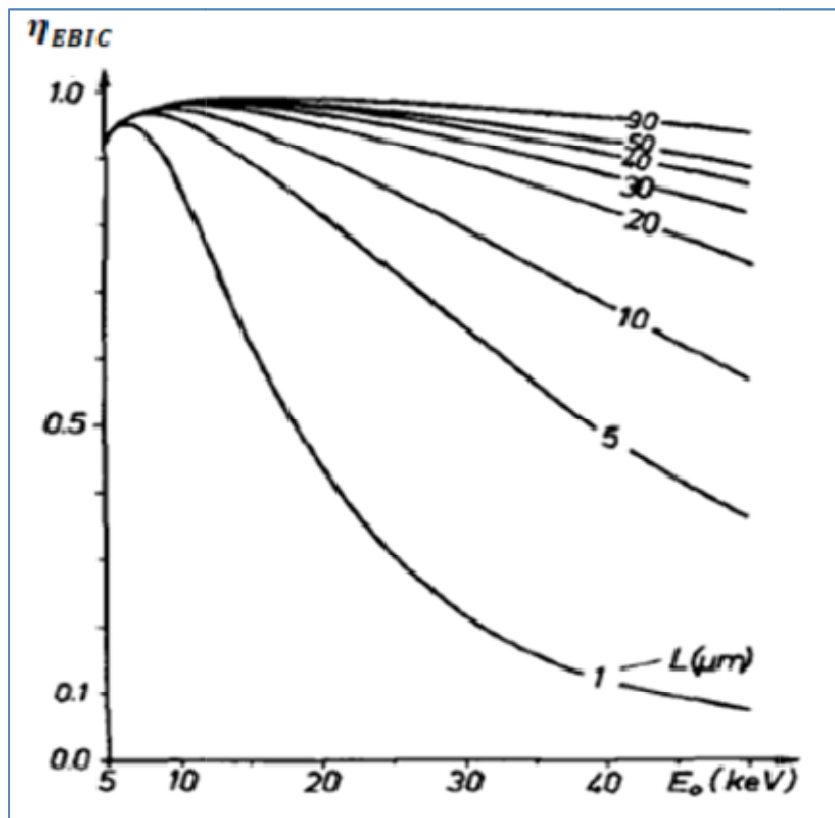


Figure I-16 : Variation de l'efficacité de collecte  $\eta_{EBIC}$  en fonction de l'énergie incidente  $E_0$  pour différentes longueurs de diffusion des porteurs minoritaires en utilisant l'équation I-55 [40]

Cette figure I-16 montre que toutes les courbes de l'efficacité de collecte EBIC commencent par une même valeur égale approximativement à 0.9 puis diminuent d'une manière sensible pour les petites valeurs de L. Pour une énergie incidente  $E_0$  donnée, les valeurs de l'efficacité de collecte EBIC augmente avec L.

### I. 4. Conclusion :

La création des paires électron-trou s'effectue tout au long du parcours en zig zag des électrons incidents dans les semi-conducteurs, leur collecte à l'aide d'une jonction p-n ou un contact Schottky constitue le courant EBIC.

Nous avons présenté dans le chapitre I un rappel théorique concernant l'interaction électron matière et les différents modèles théoriques décrivant la profondeur de pénétration et la dissipation d'énergie des électrons incidents dans les solides, la génération des paires électron-trou dans les semi-conducteurs, les principes de la technique EBIC et les modèles analytiques permettant l'analyse quantitative de l'EBIC à la surface d'un contact Schottky.

Dans le chapitre suivant, nous exposerons l'algorithme de la simulation Monte Carlo que nous avons développé pour simuler les trajectoires électroniques, la dissipation d'énergie, la distribution des sources quasi-ponctuelles, le courant EBIC d'un contact Schottky de dimension infinie en absence de défauts dans les semi-conducteurs et l'effet des différents paramètres physiques.

**I. 5. Références:**

- [1] C. Donolato, *Optik*, **52**, (1978/1979) 19
- [2] N. Tabet and R. J. Tarento , *Philosophical Magazine B*, **59**, No. 2, (1989) 243
- [3] P. C. Phua et al, *IEEE Trans. Electron Devices*, **49**, No. 11, (2002) 2036
- [4] A. Boudjani, *Semicond. Sci. Technol.* **20** (2005) 175
- [5] M. Ledra, Thèse de Doctorat, Université de Constantine, Algérie (2006)
- [6] C. Tan et al, *IEEE Trans. Electron Devices*, **60**, No. 7 (2013) 2346
- [7] Ya. L. Shabelnikova et al, *Semiconductors*, **49** No. 6 (2015) 741
- [8] E. B. Yakimov, *Japanese Journal of Applied Physics*, **55** (2016) 05FH04
- [9] E. B. Yakimov, *Phys. Status Solidi C* 14, No. 7(2017) 1600266
- [10] E. B. Yakimov et al, *J. Appl. Phys.* **123** (2018) 161543
- [11] M. Ledra and A. El Hdiy, *Semiconductors*, **53**, No. 4 (2019) 442
- [12] Q. T. DOAN, [Thèse](#) de Doctorat, Université de Reims, France (2011)
- [13] <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00004341/document>
- [14] [https://dial.uclouvain.be/pr/boreal/fr/object/boreal%3A92803/datastream/PDF\\_02/view](https://dial.uclouvain.be/pr/boreal/fr/object/boreal%3A92803/datastream/PDF_02/view)
- [15] <http://nte.mines-albi.fr/SciMat/co/SM2uc2-2.html>
- [16] A. E. Gruen (1957) *Zeitschrift für Naturforschung A*, **12** (1957) 89
- [17] D. F. Kyser, *Proc. 6th Int. Conf. On X-ray Optics and Microanalysis*, (1971) 147
- [18] T. E. Everhart and P. H. Hoff, *J. Appl. Phys.*, **42**, No. 13 (1971) 5837
- [19] K. Kanaya and S. Okayama, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **5** (1972) 43.
- [20] B. G. Yacobi and D. B. Holt, *J. Appl. Phys.*, **59**, No. 4 (1986) R1
- [21] C. J. Wu and D. B. Wittry, *J. Appl. Phys.*, **49**, No. 5 (1978) 2827
- [22] N. Tabet, C. Monty and Y. Marfaing, *Revue Phys. Appl.* **24** (1989) 871
- [23] DJ. Mekki, R. J. Tarento and N. Tabet, *Phys. Stat. Sol. (a)* **130** (1992) 383
- [24] E. Napchan, *Revue Phys. Appl, colloq. C6, Suppl. au No. 6, Tome 24* (1989) 15

- [25] V. E. Cosslett et R. N. Thomas (1965) (cité par Kanaya et Okayama [19])
- [26] M. Debez, Thèse de Doctorat, Université d'Annaba, Algérie, (2009)
- [27] C. A. Klein, Phys. Lett. **24A**, No. 10 (1967) 513
- [28] C. A. Klein, J. Appl. Phys., **39**, No. 4 (1968) 2029
- [29] H. R. Zulliger; J. Appl. Phys., **42**, No. 13 (1971) 5570
- [30] K. Gacem, [Thèse](#) de Doctorat, Université de Reims, France, (2008)
- [31] N. Tabet, Thèse de Doctorat, Université de Paris Sud, Centre d'Orsay, France, (1988)
- [32] W. Shockley and W.T. Read, Physical Review, **87** (1952) 835
- [33] A. B. Sproul, J. Appl. Phys. **76**, Issue 5, (1994) 2851
- [34] A. Chovet et P. Masson, Cours de Physique des semiconducteurs, Département de Micro-électronique et télécommunications, école polytechnique universitaire de Marseille, France, (2004-2005)
- [35] H. Mathieu et H. Fanet, Physique des semiconducteurs et des composants électroniques, Cours et exercices corrigés, 6<sup>ème</sup> édition, Dunod, Paris, (2009).
- [36] Y. Sayad, Thèse de Doctorat, Université de Constantine, Algérie, (2009).
- [37] N. Michaud, Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M. Sc.) en physique, Département de physique, Faculté des arts et des sciences, Université de Montréal, Canada, (2013)
- [38] F. Mechai, thèse de Magister, Université de Tizi-Ouzou, Algérie, (2016).
- [39] I. El harrouni, thèse présentée devant l'institut national des sciences appliquées de Lyon pour obtenir le grade de Docteur, Lyon, France, (2004)
- [40] M. Kittler and W. Seifert, Journal de Physique Colloques, C6 (1989) C6-31.

## **II. SIMULATION MONTE CARLO DE LA TECHNIQUE EBIC**

## II. SIMULATION MONTE CARLO DE LA TECHNIQUE EBIC

### II. 1. Introduction

La perte d'énergie résultante des collisions inélastiques des électrons primaires au cours de leurs pénétrations à l'intérieur d'un semiconducteur donne naissance à des paires électron-trou. Leurs collectes à l'aide d'une jonction engendrent un courant induit dans un circuit électrique externe. Ce courant est appelé EBIC (Electron Beam Induced Current). Le caractère aléatoire du phénomène physique de la diffusion de ces porteurs de charge rend nécessaire l'utilisation de la simulation de Monte Carlo dans les études de ce genre de problèmes [1-12]. Nous exposerons dans ce qui suit l'algorithme et les résultats de la simulation de Monte Carlo des trajectoires électroniques primaires dans les matériaux solides et les phénomènes de diffusion des porteurs minoritaires qui produisent l'EBIC.

### II. 2. Simulation Monte Carlo des trajectoires électroniques primaires

La méthode de Monte Carlo consiste à décomposer la trajectoire de chaque électron primaire en un grand nombre de séquences sous forme de lignes brisées [1-12]. La figure II-1 montre un schéma descriptif qui illustre une étape de la trajectoire d'un électron primaire à l'intérieur d'un matériau solide.

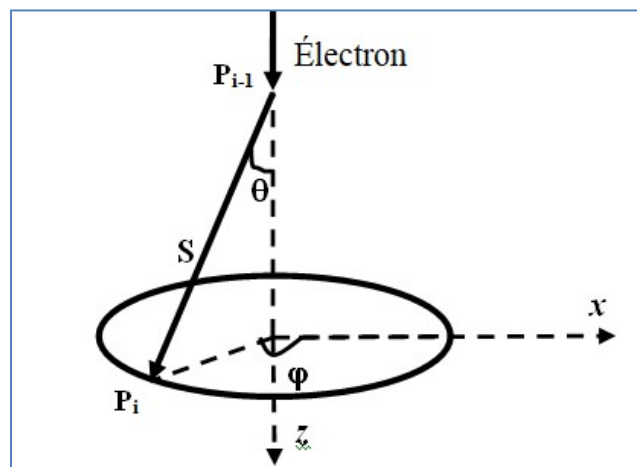


Figure II-1 : Une étape d'une trajectoire électronique [5,12]

Les électrons, du faisceau incident d'énergie initiale  $E_0$ , pénétrant à l'intérieur d'un matériau solide de numéro atomique  $Z$ , vont subir des collisions élastiques et inélastiques qui rendent leurs trajectoires sous formes de lignes brisés. Les angles de déviations  $\theta$  et  $\varphi$  polaires et azimutaux respectivement, la longueur d'étape  $S$  et la dissipation d'énergie dans l'espace à trois dimensions sont exprimés par plusieurs auteurs [1-12] comme suit :

$$\varphi = 2\pi \cdot R_1 \quad (\text{II-1})$$

$$\cos\theta = 1 - \frac{2 \cdot \alpha \cdot R_2}{1 + \alpha - R_2} \quad (\text{II-2})$$

où  $R_1$  et  $R_2$  sont deux nombres pseudo aléatoires distribués uniformément sur l'intervalle  $[0,1]$  et  $\alpha$  est le paramètre d'écran de la diffusion simple donné sous la forme [5]:

$$\alpha = \frac{0.0034 \cdot Z^{\frac{2}{3}}}{E(\text{keV})} \quad (\text{II-3})$$

où  $Z$  et  $E$  sont le numéro atomique et l'énergie des électrons respectivement

La longueur d'étape  $S$  de la trajectoire électronique séparant deux événements de diffusion est choisie constante et égale à une fraction du parcours entier  $R$ .

$$S = \frac{R}{nstp} \quad (\text{II-4})$$

Le parcours entier  $R$  correspond à la profondeur à laquelle l'énergie de l'électron incident est faible qui le rend impuissant de créer de paires électron-trou. Plusieurs approches expérimentales et théoriques ont été développées pour le quantifier. En général, il est exprimé sous la forme donnée par Everhart et al [13] comme suit:

$$R = K \cdot E_0^\beta \quad (\text{II-5})$$

où  $K$  et  $\beta$  sont des constantes qui dépendent de la densité volumique  $\rho$ , le numéro atomique  $Z$ , la masse atomique  $A$  du matériau considéré et l'énergie des électrons incidents.



Le paramètre *nstp* est le nombre d'étapes, il est supposé comme un paramètre d'adaptation et il est choisit à avoir un coefficient de rétrodiffusion  $\eta_B$  égal à la valeur expérimentale ou au modèle adapté au matériau considéré. Nous avons réuni dans le tableau II-1 quelques valeurs moyennes de  $\eta_B$  valable pour différents matériaux solides dans le domaine des énergies comprises entre 2 et 10 KeV :

Eléments	Be	C	Al	Si	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	SiO <sub>2</sub>	Cu	Ge	Ag	Au
$\eta_B$	0.06	0.10	0.18				0.32		0.42	0.45

Tableau II-1 : Valeurs moyennes de  $\eta_B$  d'après Fitting et al [14]

L'énergie  $E_i$  au point  $P_i$  (Figure II-1) est donnée par la relation suivante [5]:

$$E_i = E_{i-1} - S \left| \frac{dE}{dS} \right|_{E_{i-1}} \quad (\text{II-6})$$

Le terme  $dE/dS$  désigne la perte d'énergie par unité de distance de longueur  $S$  parcourue. Elle est donnée par l'expression originale de Bethe sous la forme suivante [5] :

$$\frac{dE}{dS} = -7.85 \cdot 10^4 \left( \frac{\rho \cdot Z}{A \cdot E} \right) \cdot \ln \left( \frac{1.166 \cdot E}{J} \right) \quad (\text{KeV/cm}) \quad (\text{II-7})$$

$J$  est le potentiel moyen d'ionisation exprimé sous la forme [5]:

$$J(\text{keV}) = (9.76 \cdot Z + 58.5 \cdot Z^{-0.19}) \cdot 10^{-3} \quad (\text{II-8})$$

Une trajectoire électronique est achevée lorsque l'électron primaire est rétrodiffusé vers l'extérieur de la cible ou le terme  $\ln(1.166 \cdot E / J)$  de l'équation II-7 devient négatif. La figure II-2 montre quelques exemples de trajectoires électroniques simulés par cet algorithme.

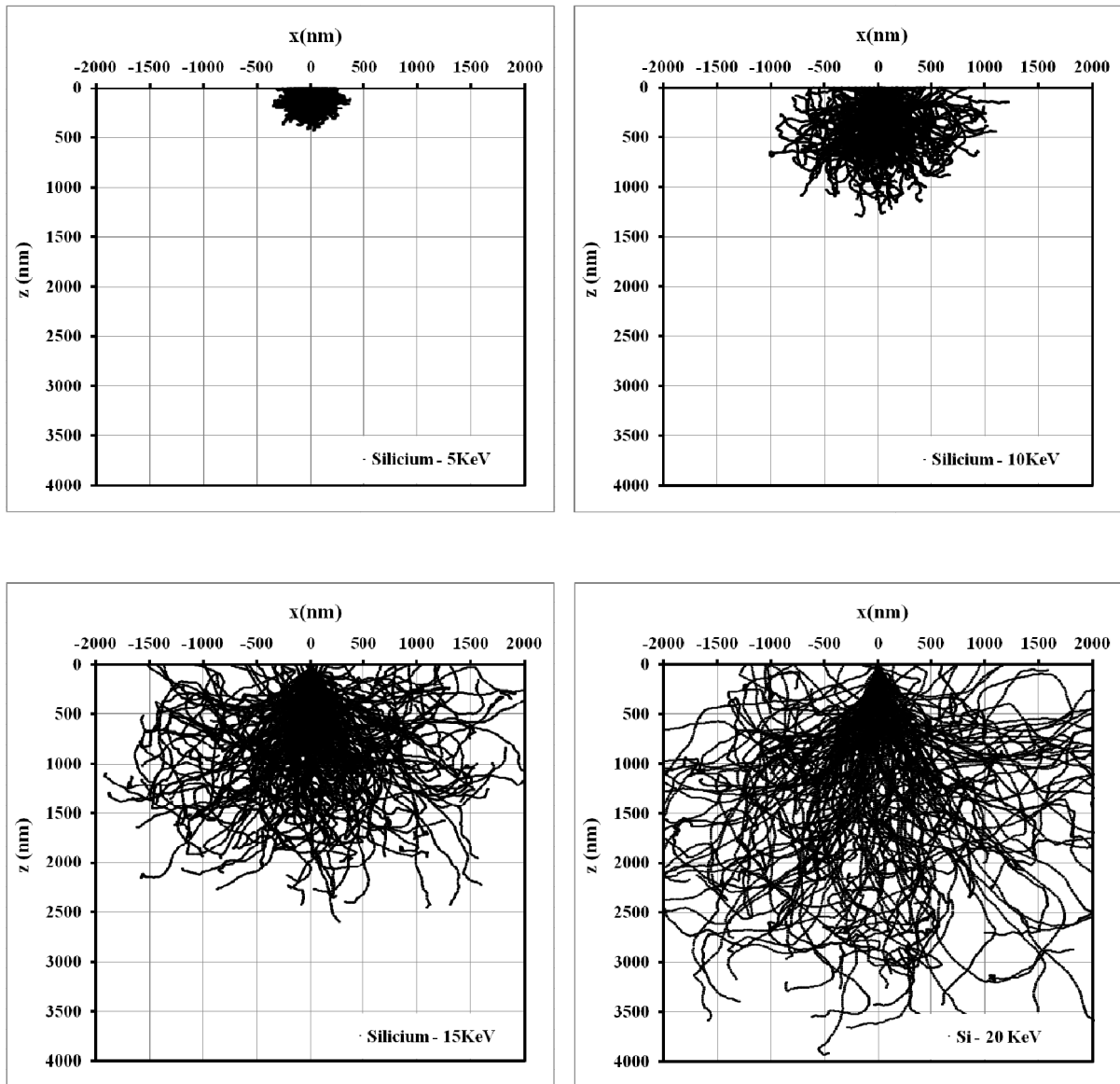


Figure II-2 : Simulation Monté Carlo des trajectoires électroniques primaires dans le silicium à 5 et 10 KeV

Les résultats de simulation des trajectoires électroniques présentés sur la figure II-2 sont obtenus par un programme informatique élaboré par [1, 5]. Cette figure ci-dessus montre que la forme des trajectoires électroniques est influée d'une façon remarquable par l'énergie des électrons incidents  $E_0$ . On remarque aussi que le volume de pénétration des électrons incidents augmente avec l'énergie incidente  $E_0$ . Ce résultat obtenu par cet algorithme est parfaitement en accord avec la formule II-5 qui donne la dépendance du parcours entier  $R$  avec l'énergie incidente  $E_0$ .

### II.3. Simulation Monte Carlo de l'EBIC

#### II.3.1. Zone de déplétion négligée ( $Z_D=0$ ) :

La technique EBIC (Electron Beam Induced Current) est considérablement utilisée pour la mesure des paramètres phénoménologiques caractérisant la recombinaison en volume et en surface et la collection des porteurs minoritaires en excès générés par le processus de l'interaction inélastique des électrons primaires incidents sur un matériau solide [2-10, 12]. Dans ce paragraphe nous allons présenter l'algorithme de la méthode de Monté Carlo pour calculer l'EBIC collecté par un contact Schottky infini avec une zone déserte nulle ( $Z_D=0$ ). Selon Ledra [5, 6] nous considérons la géométrie représentée sur la figure II-3.

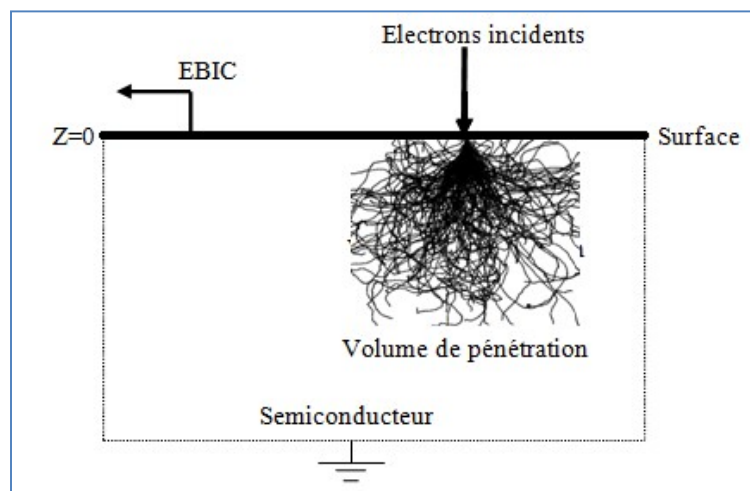


Figure II-3 : Schéma descriptif du modèle utilisé pour calculer l'EBIC en négligeant la zone déserte

Considérant l'algorithme élaboré par Ledra [5, 6]. Nous contemplerons la condition de faible injection et nous négligerons la couche métallique et la zone de déplétion du contact Schottky. Dans ce cas le courant induit est engendré par les porteurs minoritaires en excès. Le principal responsable de la création des paires électron-trou est la perte d'énergie entre deux collisions inélastiques successives de l'électron primaire au cours de sa pénétration dans l'échantillon massif considéré. Nous obtenons dans ce cas une distribution à trois dimensions de sources quasi ponctuelles  $S_i(x_i, y_i, z_i)$  situées au milieu du parcours  $S$  de l'électron primaire dans l'échantillon (figure II-4). Le nombre  $N_i^{gen}$  des paires électron-trou générées au point quasi ponctuel  $S_i$  est exprimé par la relation suivante :

$$N_i^{\text{gén}} = \frac{\Delta E_i}{E_{\text{eh}}} \quad (\text{II-9})$$

$\Delta E_i$  est la perte d'énergie entre deux étapes successive et elle est calculée par la relation II-6  
 $E_{\text{eh}}$  est l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou donnée par la relation I-14.

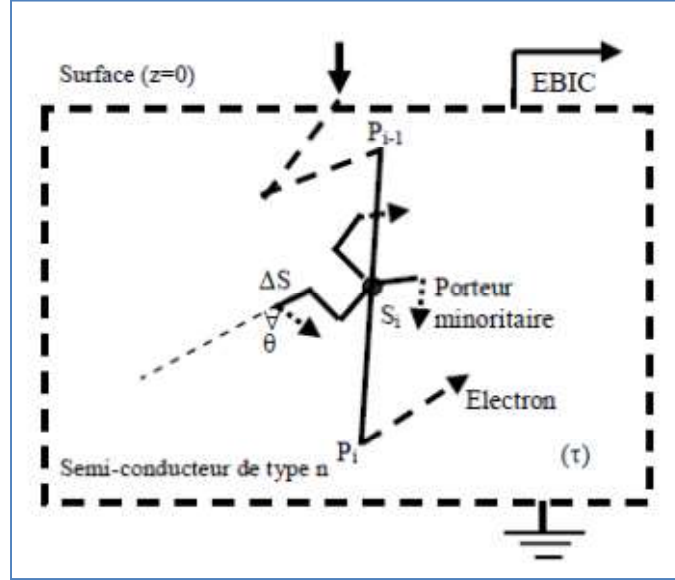


Figure II-4 : Schéma descriptif de la diffusion aléatoire des porteurs minoritaires dans un semi-conducteur avec  $Z_D=0$  [5, 6]

Les porteurs minoritaires générés par les différentes sources  $S_i$  quasi ponctuelles vont diffuser d'une façon aléatoire dans toutes les directions. Leurs trajectoires ont une forme de lignes brisées. Chaque trajectoire du porteur minoritaire prend fin s'il est collecté par le contact Schottky ou s'il est recombiné en volume à l'intérieur de l'échantillon étudié. La longueur d'étape de chaque porteur minoritaire diffusé à l'intérieur de l'échantillon étudié est égale à  $\Delta S$  (figure II-4) donnée par la relation suivante:

$$\Delta S = \sqrt{D \cdot \Delta t} \quad (\text{II-10})$$

$D$  est le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires en excès et  $\Delta t$  la durée de chaque étape de son parcours, elle est prise constante et égale à une fraction de leur durée de vie  $\tau$

$$\Delta t = \frac{\tau}{NST} \quad (\text{II-11})$$

$NST$  est le nombre d'étape du parcours du porteur minoritaire.

L'angle de diffusion azimutal  $\varphi$  est calculé comme dans le cas des électrons primaires:

$$\varphi = 2\pi \cdot R_3 \quad (\text{II-12})$$

Par contre l'angle de diffusion polaire  $\theta$  est calculé par une expression différente de celle des électrons primaires. Cet angle est calculé par la relation suivante:

$$\cos\theta = 1 - 2 \cdot R_4 \quad (\text{II-13})$$

$R_3$  et  $R_4$  sont deux nombres pseudo aléatoires compris entre 0 et 1.

Le porteur minoritaire diffuse à l'intérieur de l'échantillon en parcourant un certain nombre d'étape de sa trajectoire. Après un certain nombre NSTT d'étapes supérieur ou égal à NST, le porteur minoritaire est supposé collecté s'il atteint la surface du contact Schottky sinon, il est considéré comme recombiné en volume de la structure étudiée [5, 6]. Il est important de préciser dans cet algorithme que ce nombre NSTT joue un rôle primordial dans la simulation car il concorde à un nombre d'étapes que les porteurs parcourent avant leur recombinaison ou leur collecte. Sa valeur est estimée pour obtenir un meilleur accord possible entre les résultats de simulations et ceux donnés par la littérature.

La probabilité de collecte  $P_{0i}^{\text{col}}$  des porteurs minoritaires générés par une source  $S_i$  est égale au rapport du nombre  $N_{0i}^{\text{col}}$  des porteurs minoritaires collectés par le contact Schottky sur le nombre  $N_i^{\text{gén}}$  des porteurs générés par la source quasi ponctuelle  $S_i$ :

$$P_{0i}^{\text{col}} = \frac{N_{0i}^{\text{col}}}{N_i^{\text{gén}}} \quad (\text{II-14})$$

Pour une certaine position quelconque du faisceau électronique incident, le nombre total  $N_0^{\text{col}}$  des porteurs collectés par le contact Schottky est obtenu par l'expression suivante :

$$N_0^{\text{col}} = \sum_{i=1}^{N_S} N_i^{\text{gén}} \cdot P_{0i}^{\text{col}} \quad (\text{II-15})$$

$N_S$  est le nombre total des sources  $S_i$  pour une position donnée du faisceau électronique incident. Tenant compte des relations II-14 et II-15, nous obtenons ce qui suit :

$$N_0^{\text{col}} = \sum_{i=1}^{N_s} N_{0i}^{\text{col}} \quad (\text{II-16})$$

L'efficacité de collecte EBIC simulé  $\eta_{c\infty}^{\text{mcs}}$  est calculée par l'expression suivante :

$$\eta_{c\infty}^{\text{mcs}} = \frac{\sum_{i=1}^{N_s} N_{0i}^{\text{col}}}{\sum_{i=1}^{N_s} N_i^{\text{gén}}} \quad (\text{II-17})$$

L'efficacité de collecte EBIC semi simulé  $\eta_{c\infty}^{\text{ss}}$  est exprimée comme suit:

$$\eta_{c\infty}^{\text{ss}} = \frac{\sum_{i=1}^{N_s} N_i^{\text{gén}} \cdot \exp(-z_i/L)}{\sum_{i=1}^{N_s} N_i^{\text{gén}}} \quad (\text{II-18})$$

L'indice  $\infty$  est introduit dans les formules pour préciser que le contact est infini.

$N_i^{\text{gén}}$  et  $\exp(-z_i/L)$  correspondent respectivement au nombre et la probabilité de collecte des porteurs minoritaires générés par la source  $S_i$  située à une profondeur  $z_i$ .

$N_s$  est le nombre total des sources  $S_i$  pour une position du faisceau électronique incident.

$L$  est la longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans le semiconducteur donnée par:

$$L = \sqrt{D \cdot \tau} \quad (\text{II-19})$$

$D$  est le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires dans le volume de l'échantillon

Précisons que la relation II-18 est équivalente à celle de l'efficacité de collecte EBIC théorique  $\eta_{c\infty}^{\text{th}}$  déduite à partir de la littérature [15-17], et comme suit:

$$\eta_{c\infty}^{\text{th}} = \frac{\int_0^{\infty} g(z) \cdot \exp(-z/L) dz}{\int_0^{\infty} g(z) dz} \quad (\text{II-20})$$

$g(z)$  est la fonction de génération et  $\exp(-z/L)$  la probabilité de collecte EBIC.

À titre d'exemple nous avons rapporté sur la figure II-5 la variation de l'efficacité de collecte EBIC semi simulée  $\eta_{c\infty}^{ss}$  en fonction de l'énergie incidente dans le germanium en négligeant la zone de déplétion. Nous avons aussi rapporté sur la même figure les résultats de l'efficacité de collecte EBIC théorique  $\eta_{c\infty}^{th}$  calculés par la relation II-20 en utilisant la fonction de génération du modèle théorique de Kanaya et Okayama [18].

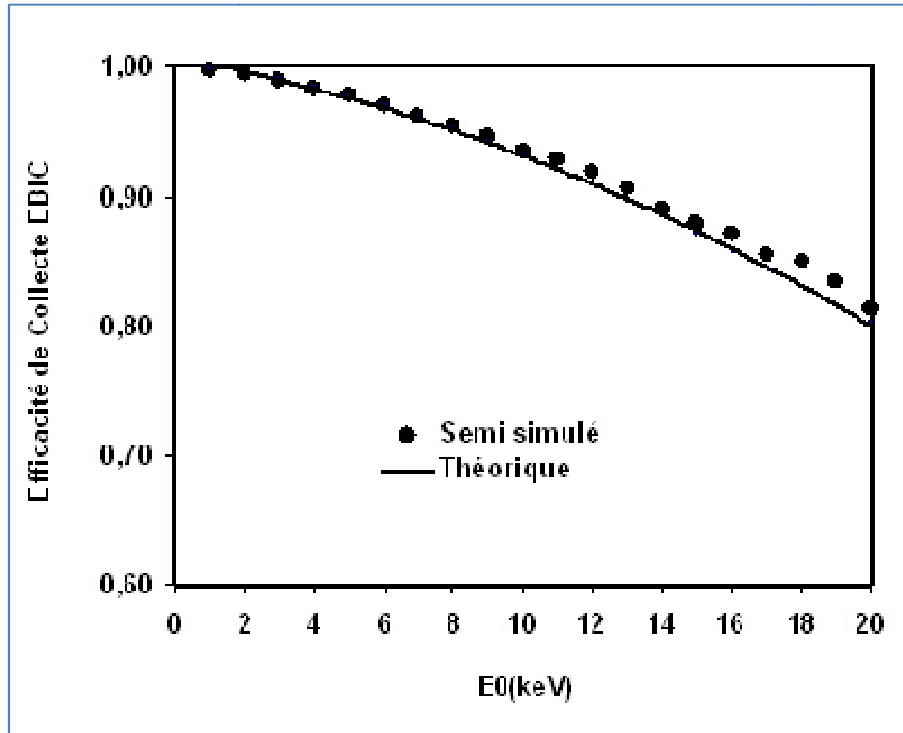


Figure II-5 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC en fonction de l'énergie incidente  $E_0$  dans le germanium pour  $L = 3.16\mu\text{m}$  dans le cas d'un contact Schottky infini [5, 6]

Notons que les deux courbes semi simulée et théorique sont en accord. Elles commencent par une valeur égale à l'unité à l'origine ( $E_0 = 0$ ) puis diminuent quand  $E_0$  augmente. Une valeur de l'efficacité de collecte égale à l'unité à l'origine peut être expliquée par le fait que l'épaisseur du métal a été négligée. La valeur de l'efficacité de collecte  $\eta_{c\infty}^{ss}$  est supposée comme une valeur exacte pour la distribution des sources considérées. Par conséquent, dans notre étude par simulation, il faut que la valeur de l'efficacité de collecte  $\eta_{c\infty}^{mcs}$  soit égale approximativement à  $\eta_{c\infty}^{ss}$ . La diminution de l'efficacité de collecte EBIC quand l'énergie incidente  $E_0$  augmente peut être expliquée par l'augmentation du volume de génération et par conséquent d'une présence d'un grand nombre de porteurs minoritaires au fond du volume loin de la surface du contact responsable de leurs collectes, ce qui augmente donc la probabilité de leurs recombinaisons en volume de l'échantillon étudié.

Une étude détaillée sur l'influence des différents paramètres de simulation sur la simulation de l'EBIC a été faite par Ledra [5]. Cette étude a montré que le nombre des électrons incidents  $N_e$  et la longueur d'étape  $\Delta S$ , qui doit être inférieure à la longueur de diffusion  $L$  des porteurs minoritaires ( $\Delta S < L$ ), influent d'une manière insignifiante sur  $\eta_{c\infty}^{mcs}$  mais le paramètre NSTT joue un rôle primordial dans cet algorithme de simulation car il influe fortement sur l'efficacité de collecte simulée  $\eta_{c\infty}^{mcs}$ . NSTT peut être considéré comme un paramètre d'ajustement afin d'obtenir un meilleur accord possible entre les valeurs  $\eta_{c\infty}^{mcs}$  et  $\eta_{c\infty}^{ss}$ . Dans cet algorithme, l'efficacité de collecte semi simulée  $\eta_{c\infty}^{ss}$  est considérée comme une valeur exacte. Une valeur de NSTT comprise entre 2 et 4 donne un bon accord entre  $\eta_{c\infty}^{mcs}$  et  $\eta_{c\infty}^{ss}$  pour une énergie incidente donnée comprise entre 1 et 20 KeV et une longueur de diffusion  $L$  comprise entre 1 et 10 $\mu\text{m}$ . Une valeur optimale de NSTT = 2.5NST donne un meilleur accord entre les valeurs  $\eta_{c\infty}^{mcs}$  et  $\eta_{c\infty}^{ss}$ .

Considérons la figure II-6 comme un exemple de la simulation Monte Carlo de la technique EBIC obtenue par Ledra [6]. Cette figure représente la variation de l'efficacité de collecte simulée  $\eta_{c\infty}^{mcs}$  en fonction de l'énergie incidente  $E_0$  pour différentes valeurs de la longueur de diffusion  $L$  en négligeant la largeur de la zone déserte ( $Z_D=0$ ).

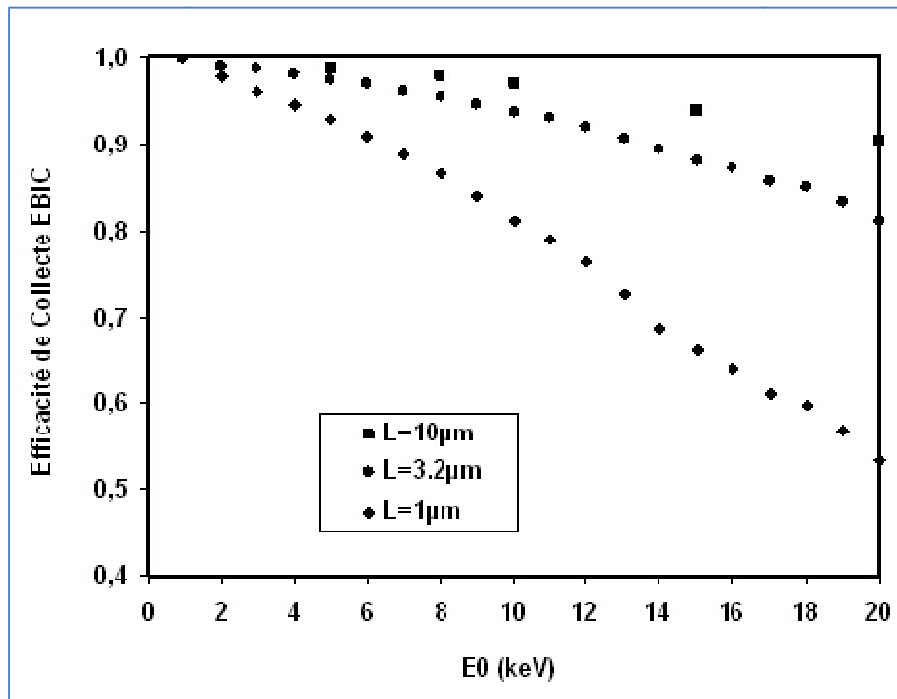


Figure II-6 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée en fonction de l'énergie incidente  $E_0$  dans le germanium pour trois différentes longueurs de diffusion  $L$  et  $Z_D=0$  [6]



Cette figure II-6 montre que toutes les courbes commencent par une valeur égale à l'unité pour les faibles valeurs de l'énergie incidente. Pour une valeur donnée d'énergie  $E_0$  fixe, l'efficacité de collecte simulée  $\eta_{co}^{mcs}$  augmente avec la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L$ . Cette augmentation est attendue et elle est en accord avec les deux formules II-18 et II-20. Pour une position donnée dans le volume de génération, les porteurs minoritaires qui ont une grande longueur de diffusion  $L$  ont plus de chance d'arriver à la surface où ils seront collectés avant de se recombiner. Il apparaît clairement aussi que la différence entre les courbes est d'autant plus grande que l'énergie incidente est grande.

### II.3. 2. Zone de déplétion non négligée ( $Z_D \neq 0$ ) :

Dans ce paragraphe nous allons présenter l'algorithme de la méthode de Monté Carlo pour calculer le courant induit par faisceau d'électrons (EBIC) collecté par un contact Schottky infini en considérant une zone de déplétion (déserte) de largeur différente de zéro ( $Z_D \neq 0$ ). Pour cela nous allons considérer la géométrie représentée sur la figure II-7.

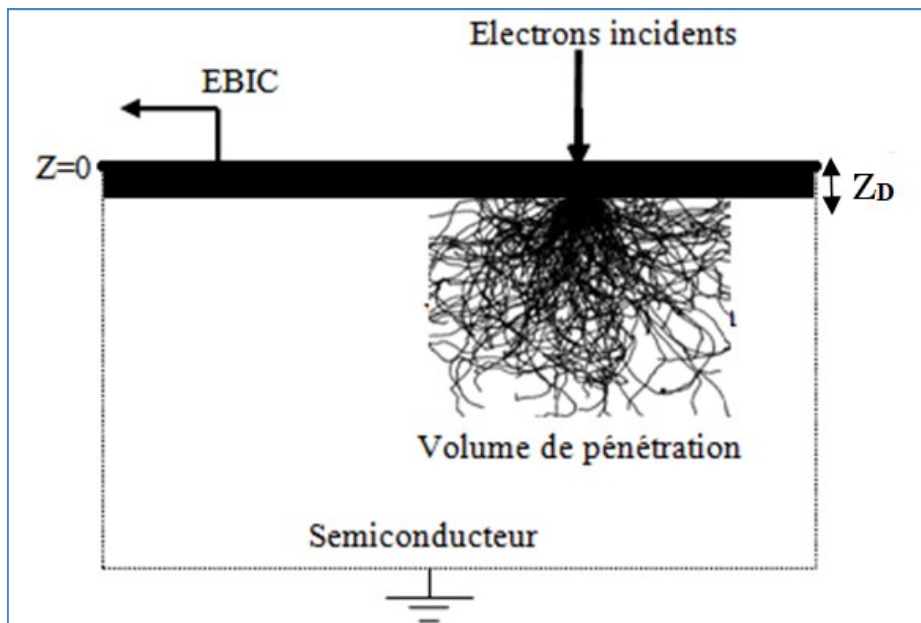


Figure II-7 : Schéma simplifié du modèle utilisé pour le calcul de l'EBIC collecté par un contact Schottky infini en considérant une zone de déplétion de largeur  $Z_D$

Dans cet algorithme, nous poursuivons les mêmes étapes du paragraphe précédent sauf la condition de la collecte de porteurs minoritaires qui sera comme suit : Après un certain nombre NSTT d'étapes supérieur ou égal à NST, le porteur minoritaire est considéré comme collecté s'il atteint le bord inférieur de la zone de déplétion de largeur  $Z_D$  située sous le contact Schottky sinon, il est considéré comme recombinaison en volume.

L'efficacité de collecte EBIC semi simulé  $\eta_{c\infty}^{SS}$  dans ce cas où  $Z_D \neq 0$  est calculée comme suit:

$$\eta_{c\infty}^{SS} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{SZD}} N_i^{gén} + \sum_{i=1}^{N_{SB}} N_i^{gén} \cdot \exp(-z_i - Z_D)/L}{\sum_{i=1}^{N_S} N_i^{gén}} \quad (II-21)$$

L'indice  $\infty$  est introduit dans les formules pour préciser que le contact est infini.

$N_i^{gén}$  et  $\exp(-z_i - Z_D)/L$  correspondent respectivement au nombre et la probabilité de collecte des porteurs minoritaires générés par la source  $S_i$  située à une profondeur  $z_i$ ,

$N_{SZD}$  est le nombre total des sources  $S_i$  dans la zone déserte de largeur  $Z_D$ .

$N_{SB}$  est le nombre total des sources  $S_i$  dans le volume de l'échantillon.

$N_S$  est le nombre total des sources  $S_i$  pour une position du faisceau électronique incident.

Précisons que la relation II-21 qui prend en considération la largeur de la zone de déplétion  $Z_D$  est équivalente à celle qui donne l'efficacité de collecte EBIC théorique  $\eta_{c\infty}^{th}$  déduite de la littérature [16, 17]:

$$\eta_{c\infty}^{th} = \frac{\int_0^{Z_D} g(z) dz + \int_{Z_D}^{\infty} g(z) \cdot \exp(-z - Z_D)/L dz}{\int_0^{\infty} g(z) dz} \quad (II-22)$$

Les deux termes  $g(z)$  et  $\exp(-z_i - Z_D)/L$  sont respectivement la fonction de génération et la probabilité de collecte des porteurs minoritaires générés à une profondeur  $z_i$ . Notons que ces formules ne tiennent pas en compte l'effet de la couche métallique et l'indice  $\infty$  qui se trouve dans les bornes de l'intégrale a un aspect théorique mais en réalité il peut être remplacé par un terme fini égal à une valeur supérieure ou égale au parcours entier R.

**II.3. 2. 1. Variation de l'efficacité de collecte EBIC en fonction de  $Z_D$  :**

Nous avons utilisé notre algorithme présenté ci-dessus pour étudier la variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée et semi simulée d'un contact Schottky infini en fonction de la largeur de la zone déserte  $Z_D$  dans le silicium à 5KeV et une longueur de diffusion  $L=1\mu\text{m}$ . Nos résultats obtenus sont présentés sur la figure II-8.

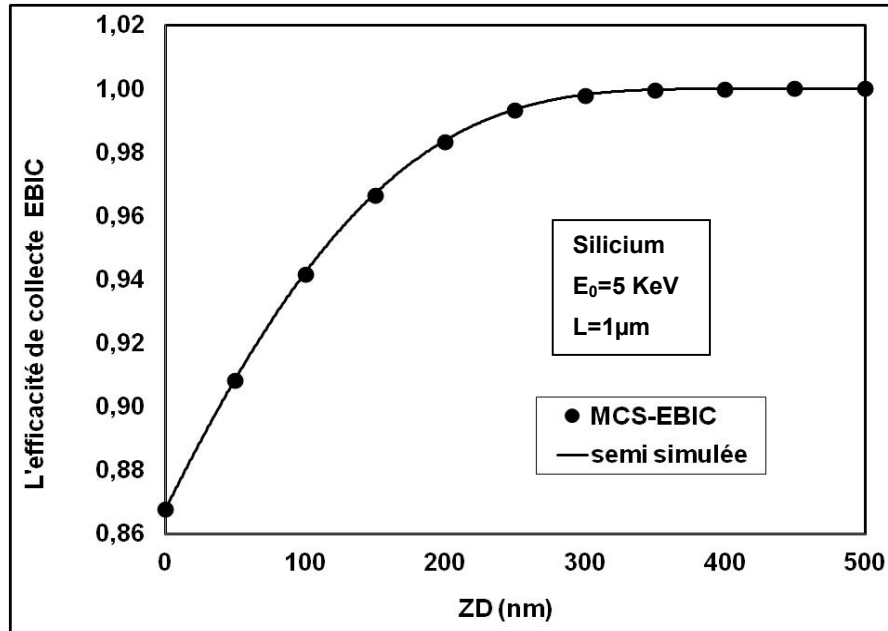


Figure II-8 : La variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée et semi simulée d'un contact Schottky infini en fonction de la largeur de la zone déserte  $Z_D$  dans le silicium à 5KeV et une longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L=1\mu\text{m}$ .

La figure II-8 montre que l'efficacité de collecte EBIC d'un contact Schottky augmente avec la largeur de la zone déserte  $Z_D$  puis se sature à une valeur égale à l'unité pour des valeurs  $Z_D > 300\text{nm}$ . L'augmentation de l'efficacité de collecte EBIC avec la largeur  $Z_D$  peut être expliquée par l'augmentation de la partie du volume de génération (figure II-2) qui se trouve à l'intérieur de la zone déserte où se trouve un champ électrique interne qui entraîne tous les porteur minoritaires à se diriger vers le contact Schottky où ils seront tous collectés. La saturation de l'efficacité de collecte pour les valeurs  $Z_D > 300\text{nm}$  est obtenue car dans ce cas le volume génération est situé à l'intérieur de la zone déserte et par conséquent tous les porteurs minoritaires seront collectés avec une probabilité égale à l'unité

Nous avons aussi utilisé cet algorithme pour étudier la variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée d'un contact infini en fonction de la largeur de la zone déserte  $Z_D$  dans le silicium à 5KeV et deux longueurs de diffusion des porteurs minoritaires  $L=1\mu\text{m}$  et  $10\mu\text{m}$ . Nos résultats sont représentés sur la figure II-9.

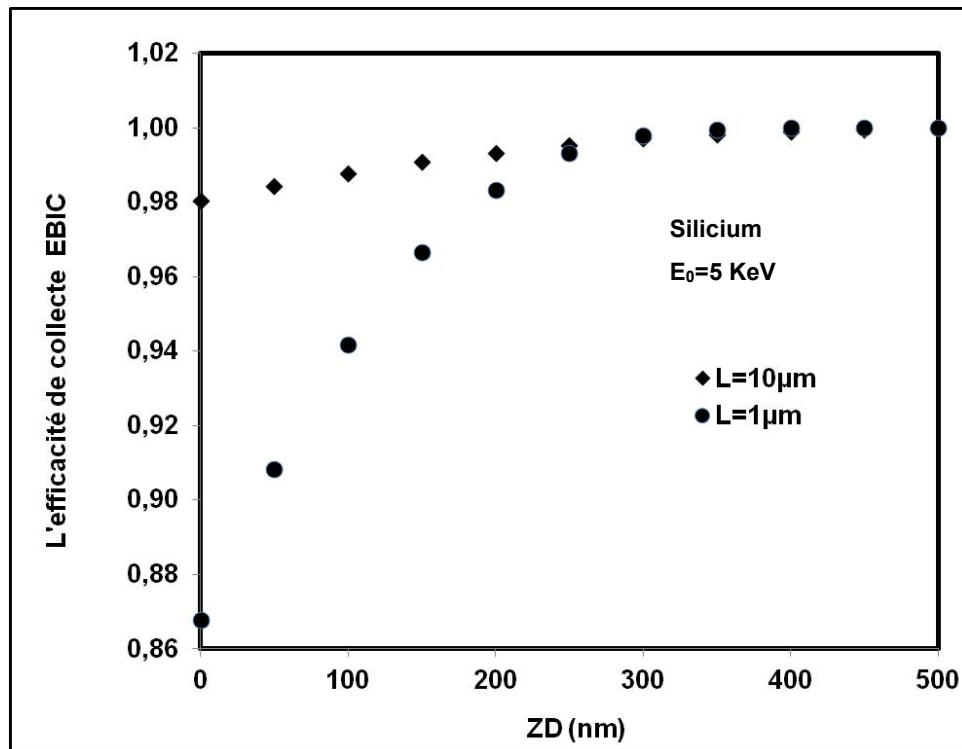


Figure II-9 : La variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée d'un contact Schottky infini en fonction de la largeur de la zone déserte  $Z_D$  dans le silicium à 5KeV et deux longueurs de diffusion des porteurs minoritaires  $L=1\mu\text{m}$  et  $L=10\mu\text{m}$ .

La figure II-9 montre que l'efficacité de collecte EBIC simulée d'un contact Schottky augmente avec la largeur de la zone déserte  $Z_D$  et la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L$  puis se sature à une valeur égale à l'unité pour des valeurs  $Z_D > 300 \text{ nm}$ . L'augmentation avec la longueur de diffusion  $L$  est prévue car les porteurs qui possèdent une longueur de diffusion plus grande ont plus de possibilité d'atteindre le contact et seront collectés. En plus si on considère le terme  $\exp(-z_i - Z_D)/L$  qui traduit la probabilité de collecte, on voit qu'il augmente avec la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L$ .

Nous avons aussi utilisé cet algorithme pour étudier la variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée d'un contact Schottky infini en fonction de la largeur de la zone déserte  $Z_D$  dans le silicium pour deux différentes valeurs de l'énergie  $E_0$  et une longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L=1\mu\text{m}$ . Nos résultats sont représentés sur la figure II-10.

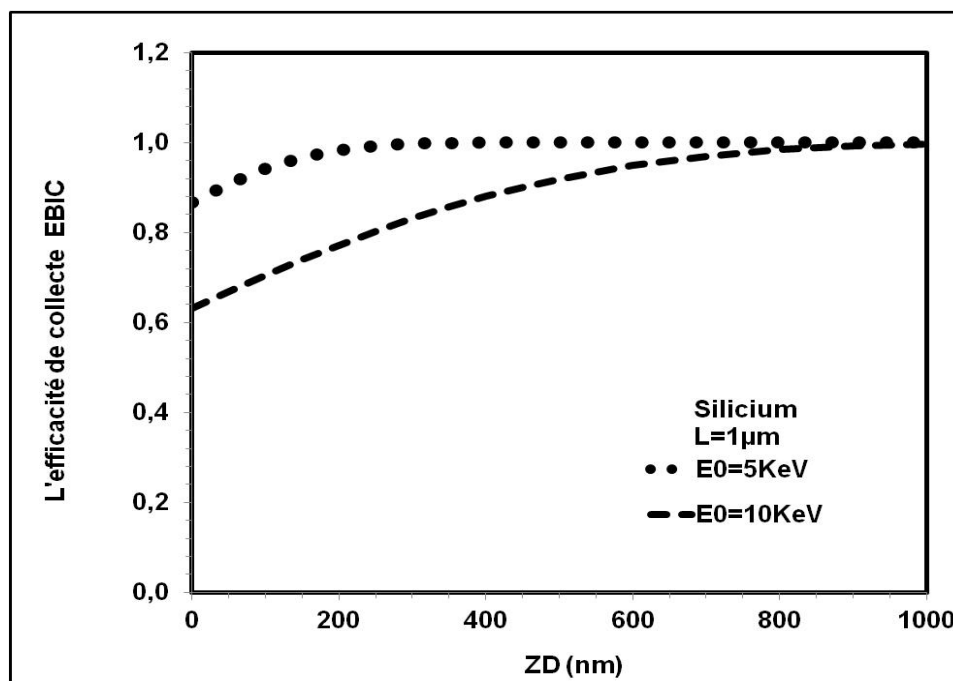


Figure II-10 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée d'un contact Schottky infini en fonction de la largeur de la zone déserte  $Z_D$  dans le silicium pour deux différentes valeurs de l'énergie  $E_0$  et une longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L=1\mu\text{m}$ .

La figure II-10 montre que l'efficacité de collecte EBIC d'un contact Schottky augmente avec la largeur  $Z_D$  puis se sature à une valeur égale à l'unité pour  $Z_D > 300 \text{ nm}$  dans le cas  $E_0 = 5 \text{ KeV}$  et  $Z_D > 1000 \text{ nm}$  dans le cas  $E_0 = 10 \text{ KeV}$ . Cette saturation peut être expliquée par le fait que le volume de génération (figure II-2) se situe à l'intérieur de la zone déserte où se trouve un champ électrique interne qui entraîne tous les porteur minoritaires à se diriger vers le contact Schottky où ils seront tous collectés (i.e. la probabilité de collecte des porteurs minoritaires est égale à 1). Les valeurs de l'efficacité de collecte EBIC correspondantes à  $E_0 = 5 \text{ KeV}$  sont supérieures à celle de  $E_0 = 10 \text{ KeV}$ . Ce résultat peut être expliqué par la présence d'un nombre important des porteurs minoritaires au fond du volume loin de la surface ce qui augment la probabilité de leurs recombinaison.

### II. 3. 2. 2. Variation de l'efficacité de collecte EBIC en fonction de L :

Afin de faire un test sur les résultats obtenus par notre algorithme, nous avons étudié la variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée et semi simulée d'un contact Schottky infini en fonction de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans le silicium à 5KeV. Les valeurs semi simulées sont obtenues par la relation II-21. Les résultats pour le cas d'une zone déserte de largeur  $Z_D=200\text{nm}$  sont présentés sur la figure II-11.

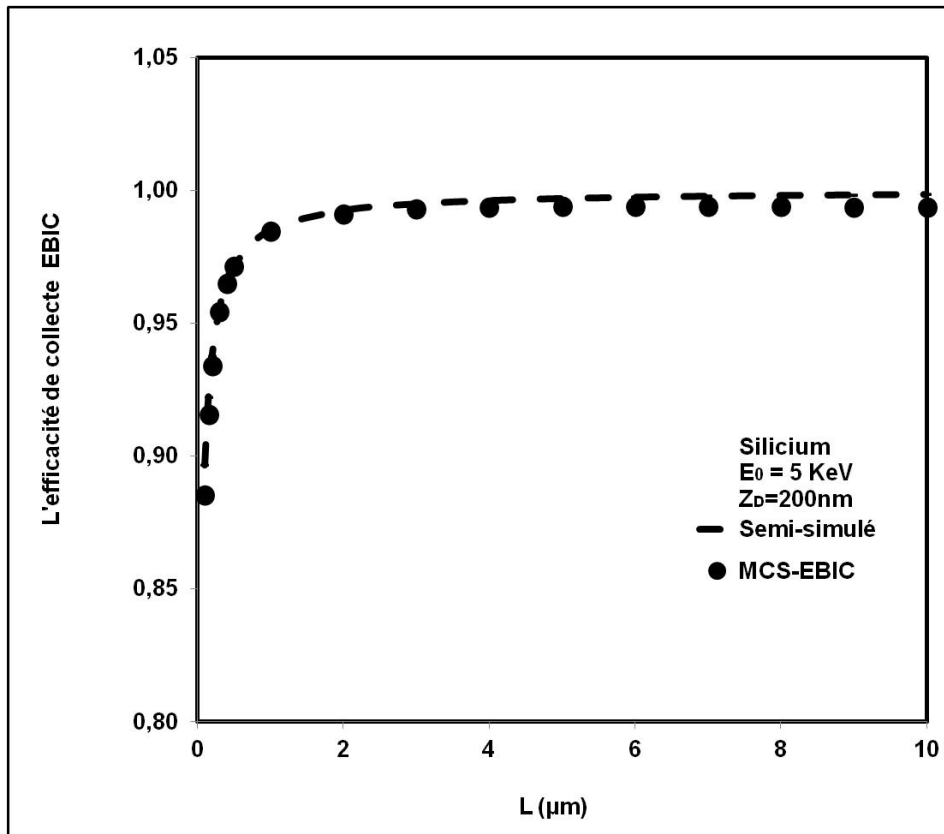


Figure II-11 : La variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée et semi simulée d'un contact Schottky infini en fonction de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires L dans le silicium à 5KeV et une zone déserte de largeur  $Z_D=200\text{nm}$ .

La figure II-11 montre que l'efficacité de collecte EBIC d'un contact Schottky augmente avec la longueur de diffusion des porteurs minoritaires puis se sature à une valeur égale à l'unité pour des valeurs  $L \geq 2\mu\text{m}$ . Les résultats simulés et semi simulés sont confondus. Cela nous donne une assurance que notre algorithme fonctionne d'une manière satisfaisante et nous permet de faire nos études avec certitude.

Nous avons étudié la variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée d'un contact Schottky infini en fonction de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L$  dans le silicium à 5KeV pour trois largeurs différentes de la zone déserte. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure II-12.

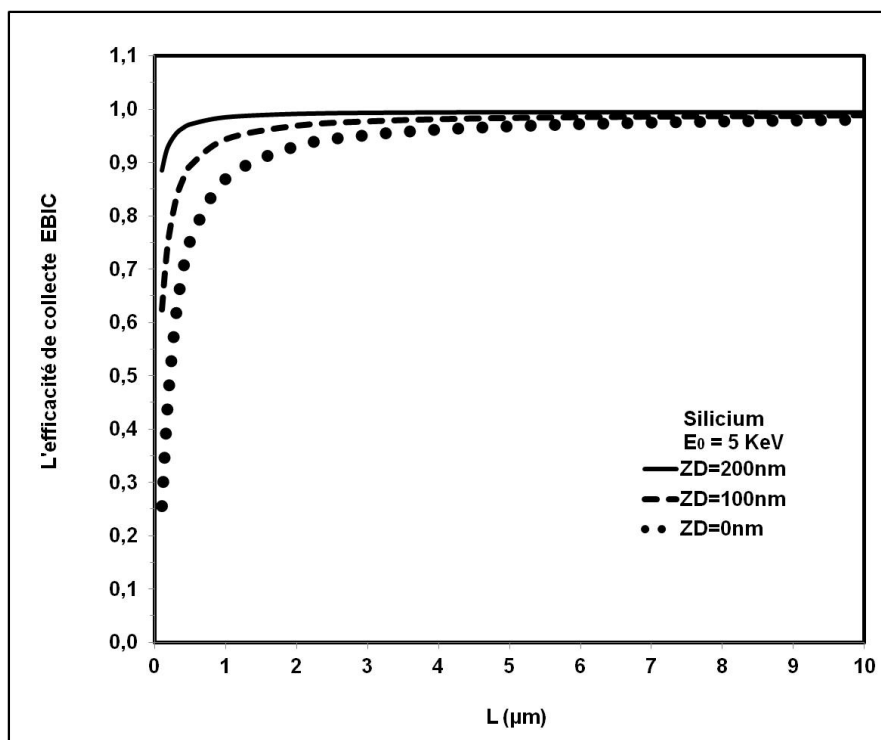


Figure II-12 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée d'un contact Schottky infini en fonction de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L$  dans le silicium à 5Kev et trois largeurs différentes de la zone déserte  $Z_D=0, 100$  et  $200\text{nm}$ .

Cette figure II-12 montre que l'efficacité de collecte EBIC d'un contact Schottky, infini, augmente avec la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L$  et la largeur de la zone déserte puis se saturent à une valeur égale à l'unité pour des valeurs  $L_s$  qui diminuent avec l'augmentation de la zone déserte  $Z_D$  ( $L_s \approx 3\mu\text{m}$  pour  $Z_D=0$  et  $L_s \approx 0,5\mu\text{m}$  pour  $Z_D=200\text{nm}$ ). On note que la largeur de la zone déserte influe d'une manière importante sur l'efficacité de collecte EBIC pour les faibles valeurs de la longueur de diffusion  $L$ . Ce résultat est lié directement à la possibilité d'atteindre la zone déserte par les porteurs qui se trouvent au fond loin de son bord inférieur et qui peuvent être recombinés au cours de leurs longs trajets dans le volume de l'échantillon considéré.

Nous avons aussi étudié la variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée d'un contact Schottky infini en fonction de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L$  dans le silicium pour trois valeurs différentes de l'énergie incidente  $E_0$  et une largeur de la zone déserte  $Z_D=200\text{nm}$ . Les résultats obtenus sont présentés sur la figure II-13.

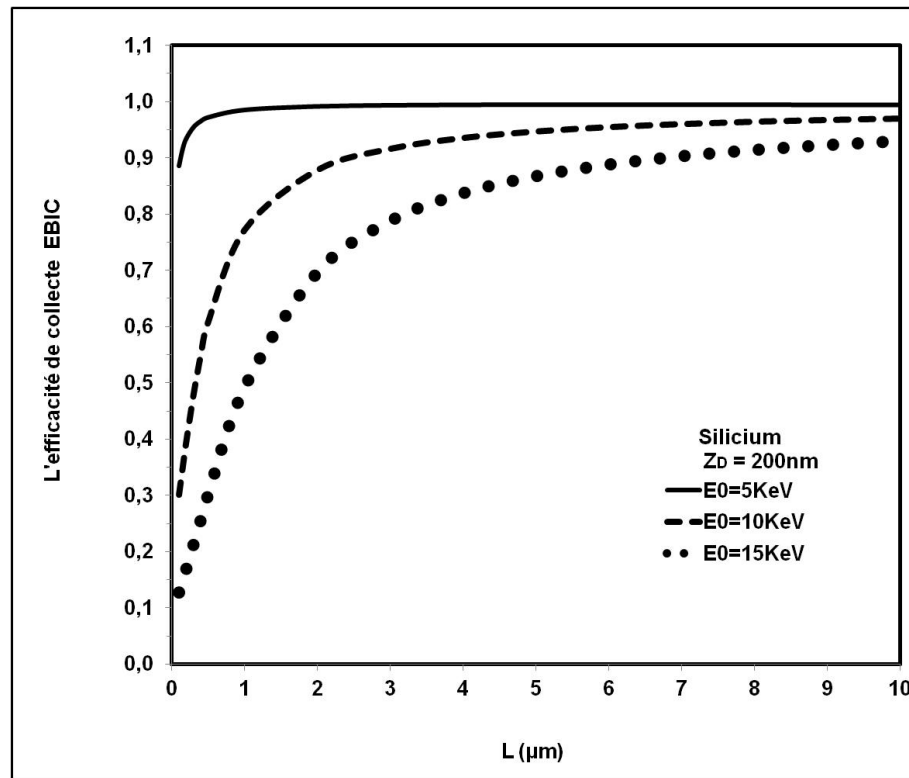


Figure II-13 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée d'un contact Schottky infini en fonction de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L$  dans le silicium pour trois valeurs différentes de l'énergie  $E_0$  et une largeur de la zone déserte  $Z_D= 200\text{nm}$ .

Cette figure II-13 montre que l'efficacité de collecte EBIC d'un contact Schottky, infini, augmente avec l'augmentation de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L$  puis se saturent à une valeur égale à l'unité pour des valeurs  $L_s$  qui augmentent avec l'augmentation de l'énergie  $E_0$ . On note que l'énergie  $E_0$  influe d'une manière importante sur l'efficacité de collecte EBIC pour les faibles valeurs de la longueur de diffusion  $L$ . Ce résultat est lié directement à la possibilité d'atteindre la zone déserte par les porteurs minoritaires qui se trouvent au fond loin de du bord inférieur de la zone déserte et qui peuvent être recombinés au cours de leurs longs trajets dans le volume de l'échantillon considéré avant leurs collectes.



**II. 3. 2. 3. Variation de l'efficacité de collecte EBIC en fonction de l'énergie  $E_0$  :**

Pour assurer le bon fonctionnement de notre algorithme nous avons effectué un test sur les résultats obtenus en étudiant la variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée et semi simulée d'un contact Schottky infini en fonction de l'énergie incidente  $E_0$  pour une longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L=1\mu\text{m}$  dans le silicium. Les valeurs semi simulées sont obtenues par la relation II-21. Les résultats pour le cas d'une zone déserte de largeur  $Z_D=200\text{nm}$  sont présentés sur la figure II-14.

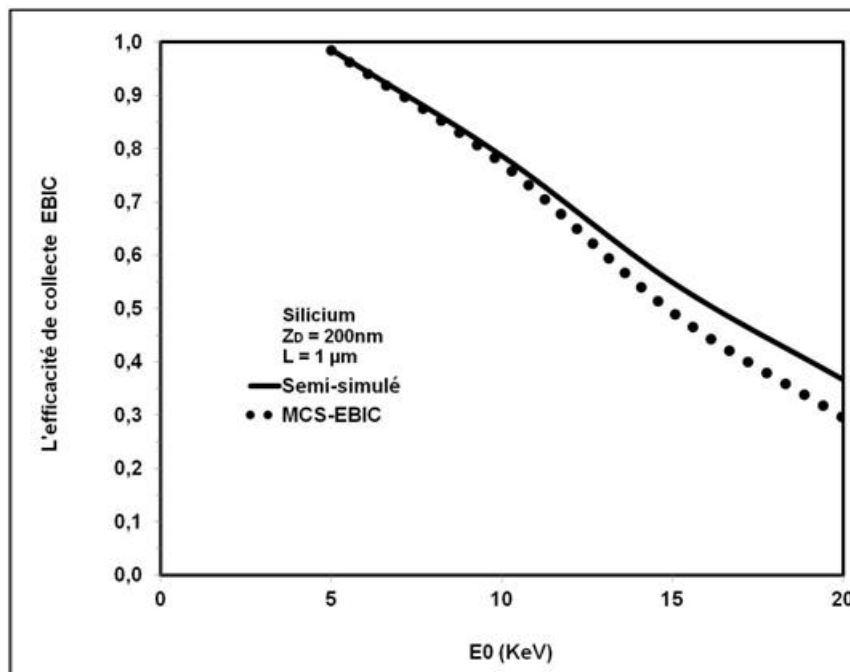


Figure II-14 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée et semi-simulée d'un contact Schottky infini en fonction de l'énergie  $E_0$  pour une longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L=1\mu\text{m}$  dans le silicium en considérant une largeur de la zone déserte  $Z_D=200\text{nm}$ .

La figure II-14 montre que l'efficacité de collecte EBIC d'un contact Schottky diminue avec l'augmentation de l'énergie incidente  $E_0$ . Les résultats simulés et semi simulés sont confondus aux faibles valeurs de l'énergie  $E_0$  inférieures à 10 KeV puis l'écart entre les deux courbes augmente légèrement pour les grandes valeurs de l'énergie  $E_0$  supérieures à 10KeV. La diminution de l'efficacité de collecte EBIC quand  $E_0$  augmente peut être expliquée par l'augmentation du volume de génération et par conséquent d'une présence d'un grand nombre de porteurs minoritaires au fond du volume loin de la zone déserte, qui est responsable de leurs collectes, et cela augmente la probabilité de leurs recombinaisons.

Afin de voir l'effet de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L$  sur la variation de l'efficacité de collecte EBIC d'un contact Schottky infini en fonction de l'énergie des électrons du faisceau incident sur une cible de silicium, nous avons effectué des simulations en considérant une largeur de la zone déserte  $Z_D=200\text{nm}$ . Nos résultats obtenus sont présentés sur la figure II-15.

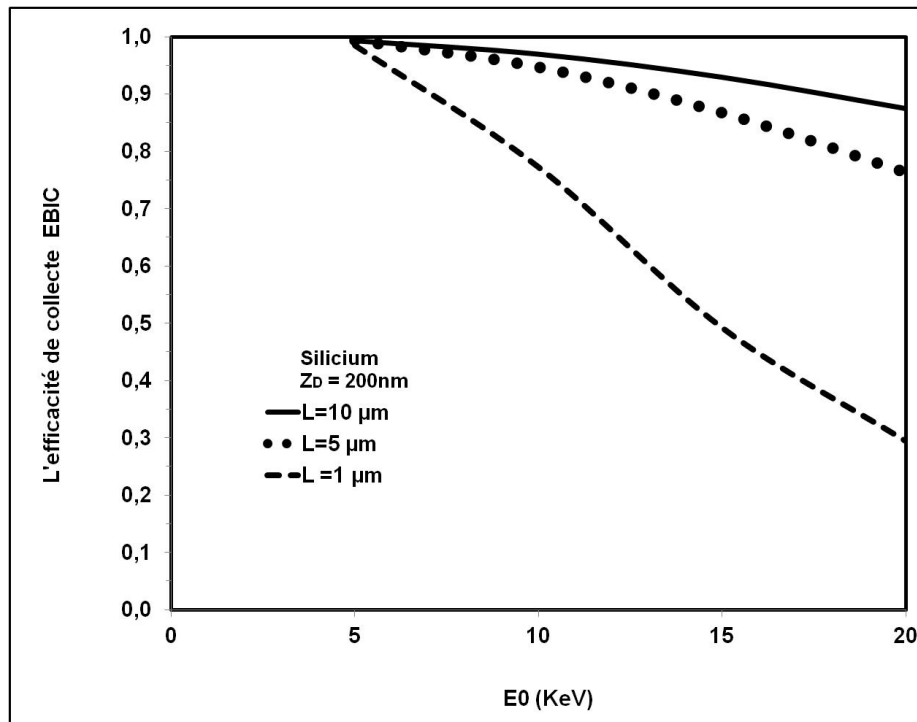


Figure II-15 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée d'un contact Schottky infini en fonction de l'énergie  $E_0$  dans le silicium en considérant une zone déserte de largeur  $Z_D=200\text{nm}$  et trois longueurs différentes de diffusion des porteurs minoritaires  $L=1, 5$  et  $10\mu\text{m}$

La figure II-15 montre que l'efficacité de collecte EBIC d'un contact Schottky infini avec une zone déserte de largeur  $Z_D=200\text{ nm}$  diminue avec l'augmentation de l'énergie incidente  $E_0$  et augmentent avec l'augmentation de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L$ . L'écart entre les courbes augmente quand l'énergie  $E_0$  augmente. La diminution de l'efficacité de collecte EBIC quand  $E_0$  augmente peut être expliqué par l'augmentation du volume de génération et par conséquent une présence d'un grand nombre des porteurs minoritaires au fond du volume loin de la zone déserte, qui est responsable de leurs collectes, et cela augment la probabilité de leurs recombinaisons.

#### **II. 4. Conclusion :**

Nos résultats obtenus par simulation Monte Carlo montrent que l'énergie des électrons incidents  $E_0$  influe d'une manière remarquable sur la forme des trajectoires électroniques. On remarque que le volume de pénétration des électrons incidents croît avec l'énergie incidente  $E_0$ . Ce résultat obtenu par cet algorithme est parfaitement en accord avec les différentes formules générales qui donnent la corrélation du parcours entier  $R$  avec l'énergie incidente  $E_0$ .

L'efficacité de collecte EBIC d'un contact Schottky infini augmente avec la largeur de la zone déserte  $Z_D$  et la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L$  puis se sature à une valeur égale à l'unité pour les grandes valeurs de  $Z_D$  et  $L$ .

L'augmentation de l'efficacité de collecte EBIC avec la largeur de la zone déserte  $Z_D$  est évidente car dans ce cas le nombre des porteurs minoritaires qui se trouvent intérieurement augmente et par conséquent leur entraînement par le champ électrique interne vers le contact augmente ce qui emporte une augmentation de leurs collectes. La saturation de l'efficacité de collecte EBIC est atteinte pour les grandes valeurs de  $Z_D$  supérieures aux diamètres des volumes de générations de chaque énergie incidente. Cette saturation peut être expliquée par le fait que dans ce cas le volume de génération des porteurs minoritaires se trouve à l'intérieur de la zone déserte où il existe un champ électrique interne qui transporte tous les porteurs minoritaires vers le contact Schottky où ils seront tous collectés (i.e. la probabilité de collecte des porteurs minoritaires dans cette zone est égale à l'unité).

L'augmentation de l'efficacité de collecte EBIC avec la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L$  est attendue car les porteurs qui possèdent une longueur de diffusion  $L$  plus grande ont plus de possibilité d'atteindre le contact et seront collectés. La saturation de l'efficacité de collecte à une valeur égale à l'unité est obtenue pour des valeurs  $L_s$  qui augmentent avec l'augmentation de l'énergie  $E_0$ .

Les résultats obtenus par simulation Monte Carlo montrent aussi que les courbes de l'efficacité de collecte EBIC commencent par une valeur maximale égale à l'unité puis diminuent quand l'énergie incidente  $E_0$  augmente. À une énergie  $E_0$  fixe, l'efficacité de collecte EBIC augmente avec la longueur de diffusion  $L$  et on remarque que la différence entre les courbes est d'autant plus grande que l'énergie incidente  $E_0$  est grande.

## **II. 5. Références :**

- [1] M. Ledra, mémoire de Magister en électronique, Université de Constantine (1996)
- [2] N. Tabet and M. Ledra, Mater. Sci. Eng. **B 42** (1996) 181
- [3] N. Tabet, Semicond. Sci. Technol., **13** (1998) 1392
- [4] M. Ledra and N. Tabet, J. Phys. D: Appl. Phys. **38** (2005) 3845
- [5] M. Ledra, thèse de Doctorat d'Etat, Université de Constantine (2006)
- [6] M. Ledra, Courrier du Savoir, **07** (2006) 55
- [7] M. Ledra and N. Tabet, Superlattices Microstruct. **45** (2009) 444
- [8] M. Ledra and N. Tabet, Int. J. Nano Biomater. **2** (2009) 307
- [9] N. Ounissi et al, Int. J. Nanopart. **6** (2013) 232
- [10] M. Ledra and A. El Hdiy, J. Appl. Phys. **118** (2015) 115705
- [11] M. El Azzouzi et al, ACTA PHYSICA POLONICA A, **132**, No.4 (2017) 1393
- [12] M. Ledra and A. El Hdiy, Semiconductors, **53**, No. 4 (2019) 442
- [13] T. E. Everhart and P. H. Hoff, J. Appl. Phys., **42**, No. 13 (1971) 5837
- [14] H. J. Fitting and J. Reinhardt, Phys. Stat. Sol. (a), **88** (1985) 245
- [15] J. L. Farvacque and B. Sieber, Revue Phys. Appl., **25** (1990) 353
- [16] C. Donolato, J. Appl. Phys. **69** No. 10 (1991) 7287
- [17] R. Corkish et al, Solar Energy Materials and Solar Cells, **65** (2001) 63
- [18] K. Kanaya and S. Okayama, J. Phys. D: Appl. Phys., **5** (1972) 43

### **III. SIMULATION MONTE CARLO DE LA TECHNIQUE NANO-EBIC**

### III. SIMULATION MONTE CARLO DE LA TECHNIQUE NANO-EBIC

#### III. 1. Introduction :

Souvent la technique EBIC (Electron Beam Induced Current) est utilisée pour caractériser les composants électroniques ou les propriétés électroniques des semi-conducteurs en considérant les dimensions macroscopiques et microscopiques [1-8]. Pour interpréter et analyser les résultats expérimentaux obtenus cette technique EBIC, il faut résoudre l'équation de continuité qui gouverne la diffusion des porteurs dans le dispositif à semi conducteurs. La résolution analytique de l'équation de continuité est souvent impossible à cause des complications mathématiques. Pour surmonter ces complications, il est nécessaire de chercher des alternatives. La simulation Monte Carlo peut être une alternative pour effectuer une analyse plus réaliste. En effet plusieurs travaux ont été consacrés à la caractérisation des matériaux solide par la technique EBIC en utilisant la simulation Monte Carlo [9-16].

Le développement de nano composants constitue un nouvel domaine intéressant qui a encouragé plusieurs chercheurs à effectuer de divers travaux [17-27]. La dimension nanométrique du contact Schottky rend difficile la recherche de solution analytique pour l'expression du courant EBIC collecté. La simulation Monté Carlo constitue une autre fois une alternative pour résoudre ce genre de problème. En effet, différentes études très récentes ont montré l'intérêt d'utiliser la technique EBIC pour calculer l'efficacité de collecte de l'EBIC d'un Nano contact Schottky Ledra et al [19, 20] mais la zone de déplétion a été négligée dans ces travaux. Un autre travail récent intéressant Doan et al [21] a traité le cas d'une incidence oblique du faisceau électronique.

Dans ce travail, nous analysons l'effet de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires, l'énergie incidente, la zone de déplétion et la vitesse de recombinaison en surface sur l'efficacité de collecte de l'EBIC dans le cas d'un faisceau d'électrons normal à la surface du matériau étudié. Le nano-contact Schottky est décrit comme un disque circulaire de rayon  $r_c$  perpendiculaire au faisceau d'électrons incident. On supposera que la surface autour du contact métallique a une vitesse de recombinaison nulle ou infinie ( $v_s = 0$  ou  $\infty$ ). Nous exposons dans ce qui suit l'algorithme de simulation Monte Carlo de la technique nano-EBIC.

**III. 2. Simulation Monté Carlo de la technique Nano-EBIC :**

Considérons le schéma illustré sur la figure III-1.

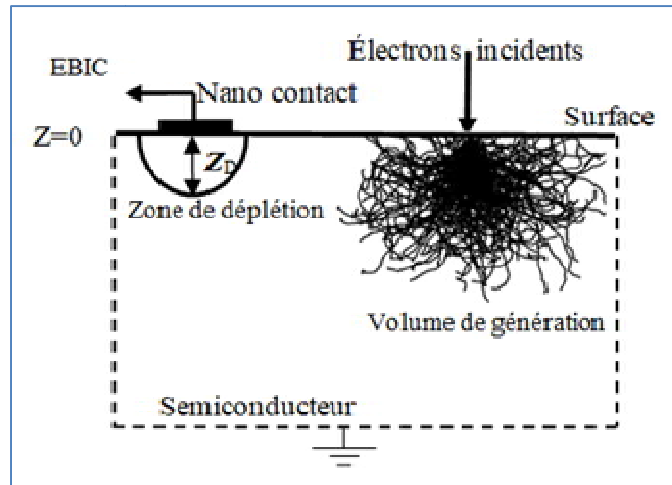


Figure III-1 : Schéma illustré pour le calcul du courant EBIC collecté par un nano contact Schottky.

Dans un premier temps, notre algorithme simule les trajectoires électroniques et la dissipation d'énergie au sein du semiconducteur par l'algorithme présenté dans le chapitre précédent. Dans un deuxième temps, notre algorithme simule la diffusion aléatoire et la collecte des porteurs minoritaires originaires des sources quasi ponctuels  $S_i$  (figure III-2).

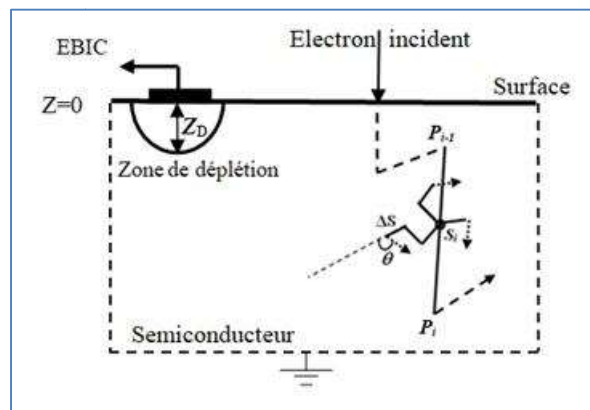


Figure III-2 : Schéma de la diffusion aléatoire des porteurs minoritaires dans un semiconducteur

Le problème consiste donc à calculer le courant EBIC collecté par un nano contact Schottky. Pour cela nous allons procéder de la même manière que le chapitre précédent, mais la différence principale est localisée dans le processus de la collecte et la recombinaison des porteurs minoritaires (figure III-2).

Donc on commence par le calcul de la distribution tridimensionnelle de sources quasi ponctuelles  $S_i$  de coordonnées  $(x_i, y_i, z_i)$  situées au milieu du parcours  $S$  entre deux collisions successives  $P_{i-1}$  et  $P_i$  de l'électron primaire (figure III-2), puis on calcule le nombre de paires électron-trou  $N_i^{gén}$  générées en utilisant l'expression II-9. Chaque porteur minoritaire généré par la source,  $S_i$  quasi ponctuelle, va diffuser d'une manière aléatoire dans toutes les directions. Sa trajectoire de forme de lignes brisées de longueur  $\Delta S$  et d'angles de diffusions  $\theta$  et  $\varphi$  sont calculés par les quatre expressions II-10 - II-13.

Le porteur minoritaire peut subir plusieurs processus durant son parcours :

- Il est considéré comme collecté s'il atteint la zone de charge d'espace de forme hémisphérique de rayon  $Z_D$  créée sous le Nano contact Schottky de rayon  $r_c$ .
- Il est considéré perdu par recombinaison en surface entourant le Nano-contact Schottky si la vitesse de recombinaison de cette surface est infinie.
- Si la vitesse de recombinaison de la surface autour du Nano-contact est égale à zéro, le porteur minoritaire est forcé de poursuivre son parcours au voisinage de la surface ou il revient dans le volume et continue son parcours.
- Pendant son parcours à l'intérieur du volume, il est considéré perdu par recombinaison après un certain nombre d'étapes NSTT supérieur ou égal à NST. Le paramètre NSTT est choisi de telle manière à avoir une valeur du courant EBIC simulé égale à la valeur obtenue par les expressions analytiques dans le cas d'un contact Schottky infini. NSTT est considéré comme un paramètre d'ajustement.

Pour une position  $x_{cb}$  séparant le Nano contact Schottky du faisceau électronique, l'efficacité de collecte est calculée par l'expression suivante:

$$\eta_c^{mcs}(x_{cb}) = \frac{\sum_{i=1}^{N_S} N_{0i}^{col}}{\sum_{i=1}^{N_S} N_i^{gén}} \quad (III-1)$$

$\sum_{i=1}^{N_S} N_{0i}^{col}$  est le nombre total des porteurs minoritaires collectés par le Nano contact Schottky.

$\sum_{i=1}^{N_S} N_i^{gén}$  est le nombre total des porteurs générés par la source quasi ponctuelle  $S_i$

$N_S$  est le nombre total des sources quasi ponctuelles  $S_i$  à une distance  $x_{cb}$  donnée séparant le faisceau électronique incident du Nano contact Schottky.



### III. 3. Résultats et Discussions :

Nous allons présenter dans ce qui suit une étude qui apportera l'effet des différents paramètres physiques sur l'efficacité de collecte EBIC d'un Nanocontact Schottky.

#### III. 3. 1. Effet de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires $L$ :

Récemment, des études ont été effectuées sur l'effet de la longueur de diffusion  $L$  des porteurs minoritaires sur les profils de l'EBIC : Ledra [14] pour un contact Schottky infini et Ledra et al [19-20] pour un nano contact Schottky. Ces dernières études ont négligé la zone de déplétion générées sous le nano contact Schottky. Dans ce paragraphe, nous allons considérer cette zone de déplétion de largeur  $Z_D$  et voir l'effet de la longueur de diffusion  $L$  sur l'efficacité de collecte EBIC. A cet effet, nous avons présenté sur la figure III-3 la variation de l'efficacité de collecte EBIC en fonction de la distance  $x_{cb}$  entre le point d'impact du faisceau et le centre du nano contact Schottky de rayon  $r_c = 100\text{nm}$  et une zone de déplétion de forme hémisphérique de rayon  $Z_D = 200\text{nm}$  pour différentes valeurs de la longueur de diffusion  $L$  et une énergie incidente  $E_0 = 5\text{KeV}$  dans le silicium. La vitesse de recombinaison de la surface entourant le Nanocontact est considérée comme infinie.

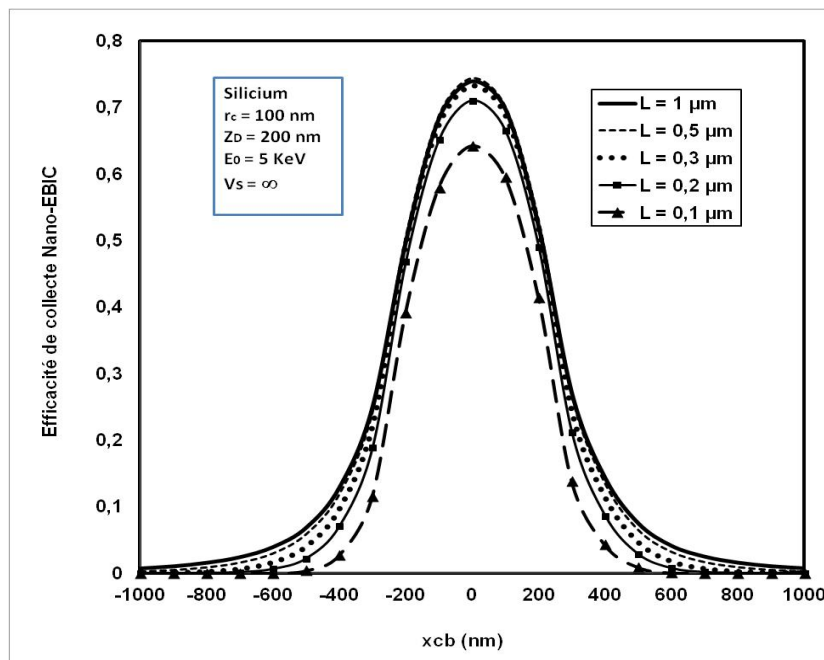


Figure III-3 : Profils de l'efficacité de collecte EBIC d'un Nanocontact Schottky de rayon  $r_c = 100\text{nm}$  et de zone de déplétion  $Z_D = 200\text{nm}$  dans le silicium pour une énergie  $E_0 = 5\text{KeV}$  et trois valeurs différentes de longueur de diffusion  $L$  en considérant une vitesse de recombinaison infinie de la surface entourant le contact.

Cette figure III-3 montre une symétrie des profils de l'efficacité de collecte EBIC par rapport au centre du Nano contact. Les valeurs de l'efficacité EBIC augmentent puis diminuent en passant par un maximum situé au centre du nano contact. Il est noté que l'efficacité de collecte EBIC augmente avec la longueur de diffusion  $L$ . Ce résultat est attendu car les porteurs qui possèdent une longueur de diffusion plus grande ont plus de possibilité d'atteindre le Nano contact où ils seront collectés.

On a rapporté sur figure III-4, la variation de l'efficacité de collecte EBIC en fonction de la longueur de diffusion  $L$  pour deux types de contact Schottky l'un infini et l'autre de dimension nanométrique de rayon  $r_c=100nm$  dans le silicium en considérant une zone de déplétion de rayon  $Z_D=200nm$ , une énergie incidente  $E_0=5KeV$  et une vitesse infinie de recombinaison de la surface entourant le Nanocontact Schottky.

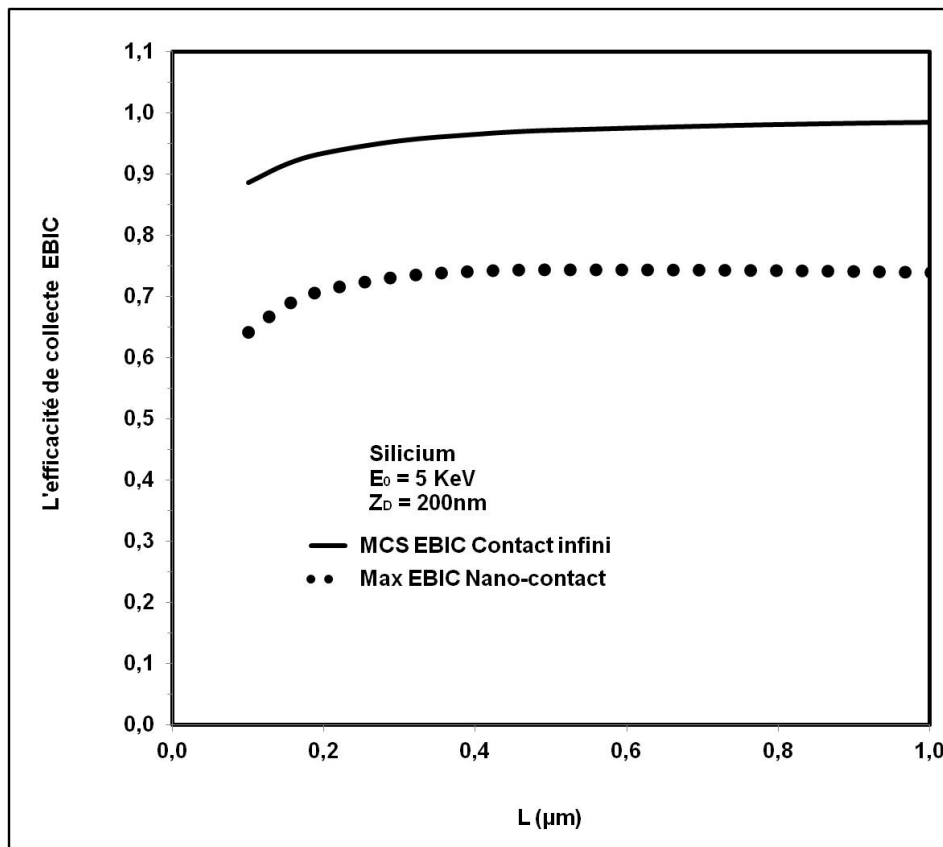


Figure III-4 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC en fonction de la longueur de diffusion  $L$  pour deux types de contact Schottky l'un de dimension nanométrique et l'autre infinie. La vitesse de recombinaison en surface entourant le Nano contact est prise infinie.

Cette figure III-4 montre que l'efficacité de collecte EBIC simulée par notre algorithme augmente en fonction de la longueur de diffusion  $L$  des porteurs minoritaires puis se saturent à partir de  $L \approx 0.4 \mu\text{m}$ . On note aussi que les valeurs de l'efficacité de collecte EBIC du contact Schottky infini sont supérieures à celles du Nanocontact.

Ce résultat est attendu car la collecte du courant EBIC augmente avec l'augmentation de la dimension du contact Schottky qui engendre une zone de déplétion où il existe un champ électrique interne qui entraîne les porteurs vers le contact et par conséquent il favorise la collecte à une probabilité égale à 100%. En plus ; dans le cas d'un contact Schottky infini, il n'existe pas une surface libre qui favorise la recombinaison par contre dans le cas d'un Nano contact ; la surface qui l'entoure joue un rôle important à favoriser le processus de recombinaison en surface. Pour les faibles longueurs de diffusion, l'efficacité de collecte EBIC est réduite à cause de la faible possibilité des porteurs de charge d'atteindre le contact.

### **III. 3. 2. Effet de l'énergie incidente $E_0$ :**

Pour étudier l'effet de l'énergie incidente nous avons présenté sur la figure III-5 les profils de l'efficacité de collecte EBIC dans le silicium pour trois valeurs de l'énergie incidente  $E_0$ . Le Nano contact Schottky de forme hémisphérique est de rayon  $r_c = 100 \text{nm}$  et la largeur de la zone de déplétion  $Z_D = 200 \text{nm}$ . Nous avons considéré une longueur de diffusion  $L = 1 \mu\text{m}$  et une vitesse de recombinaison infinie de la surface entourant le Nanocontact.

Nous remarquons sur cette figure III-5 que les profils admettent des maximums situés au centre du Nanocontact et ils diminuent en s'éloignant de ce dernier. Elle montre aussi que l'efficacité de collecte EBIC diminue quand l'énergie incidente augmente. Ceci peut être expliqué par le fait que l'augmentation de l'énergie incidente engendre une augmentation du volume de génération et par conséquent la probabilité de collecte des porteurs minoritaires générés en profondeur loin du Nano contact et de la surface de l'échantillon devient faible et se recombinent en volume au cours de leurs trajets. En plus, il y'a une augmentation des porteurs qui se trouvent à la surface libre qui entoure le Nanocontact et puisqu'elle est le siège de leurs recombinaisons ceci engendre une augmentation de la probabilité du processus de recombinaison en surface et une diminution de leurs collectes par le Nano-contact.

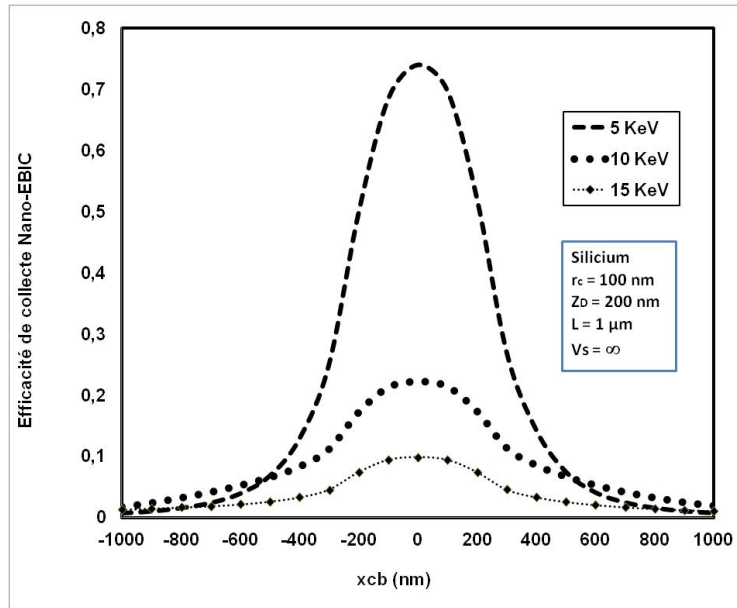


Figure III-5 : Profils de l'efficacité de collecte EBIC d'un Nanocontact Schottky dans le silicium en considérant les paramètres :  $r_c=100\text{nm}$ ,  $Z_D=200\text{nm}$ ,  $V_s=\infty$ ,  $L=1\mu\text{m}$  et  $E_0=5,10$  et  $15$  KeV.

Nous avons aussi étudié, la variation de l'efficacité de collecte EBIC en fonction de  $E_0$  pour les deux types du contact en considérant les mêmes paramètres précédents :  $r_c=100\text{nm}$ ,  $Z_D=200\text{nm}$ ,  $L=1\mu\text{m}$  et  $V_s=\infty$ . Les résultats sont présentés sur la figure III-6

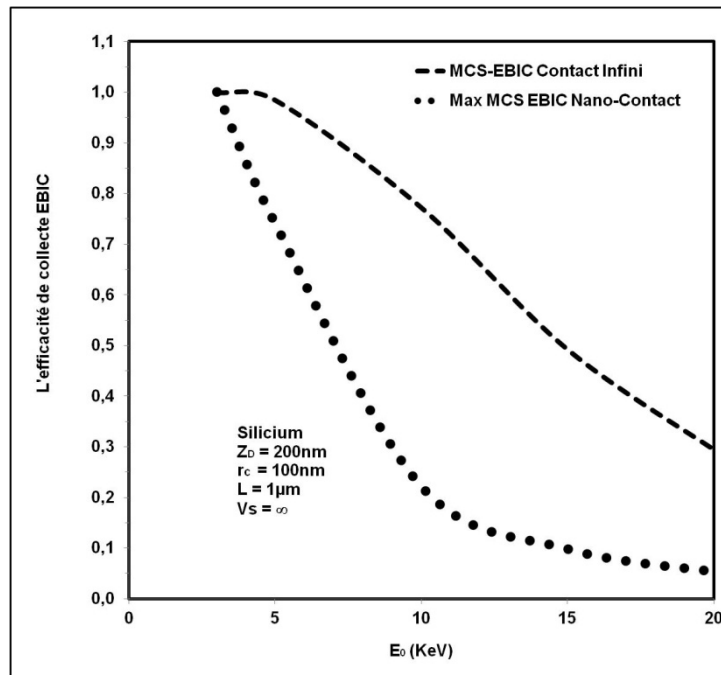


Figure III-6 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC simulée d'un contact Schottky en fonction de l'énergie primaire  $E_0$ .

Il est à remarquer que l'efficacité de collecte EBIC maximum diminue, lorsque l'énergie primaire  $E_0$  augmente. L'efficacité démarre à l'origine ( $E_0=0$ ) par un maximum pour le contact infini ainsi que pour le nano contact. Cette valeur égale à l'unité à l'origine peut être expliquée par le fait que l'épaisseur du métal est négligée, et ceci a été également approuvé par les travaux de M. Ledra [14].

Nous avons rapporté sur les figures III-7 la variation de l'efficacité de collecte EBIC maximum en fonction de l'énergie  $E_0$  pour différentes valeurs de la longueur de diffusion  $L$ .

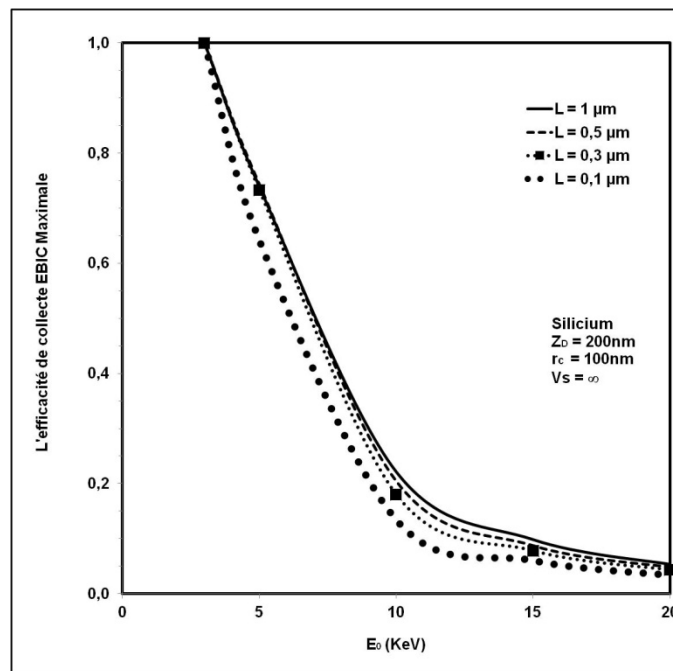


Figure III-7 : Variation de l'efficacité de collecte EBIC maximum simulée en fonction de l'énergie primaire  $E_0$  pour trois valeurs de  $L$  d'un Nanocontact Schottky dans le silicium.

Cette figure III-7 montre une diminution de l'efficacité de collecte EBIC maximum quand l'énergie  $E_0$  augmente. Ce résultat peut être expliqué par le fait que l'augmentation de l'énergie  $E_0$  s'accompagne avec une augmentation de la profondeur de pénétration  $R$  qui entraîne que certains porteurs situés au fond loin de la surface se recombinent avant d'atteindre le contact ce qui engendre une diminution du courant collecté. La figure montre aussi un accroissement de l'efficacité de collecte EBIC avec la longueur de diffusion  $L$ . Cette augmentation est due à l'augmentation de la probabilité de collecte avec la longueur  $L$ . Il apparaît clairement aussi que l'écart entre les courbes est d'autant plus grand que  $L$  est faible. On peut estimer que pour une longueur  $L \geq 1 \mu\text{m}$  l'efficacité de collecte EBIC se sature.

**III. 3. 3. Effet de la largeur de zone de déplétion  $Z_D$  :**

Nous avons simulé les profils de l'efficacité de collecte EBIC d'un nano contact Schottky de rayon  $r_c=100$  nm pour trois valeurs de du rayon  $Z_D$  de la zone de déplétion de forme hémisphérique à 5 KeV et  $L=1\mu\text{m}$  dans le silicium. Les résultats pour une vitesse de recombinaison infinie sont reportés sur la figure III-8.

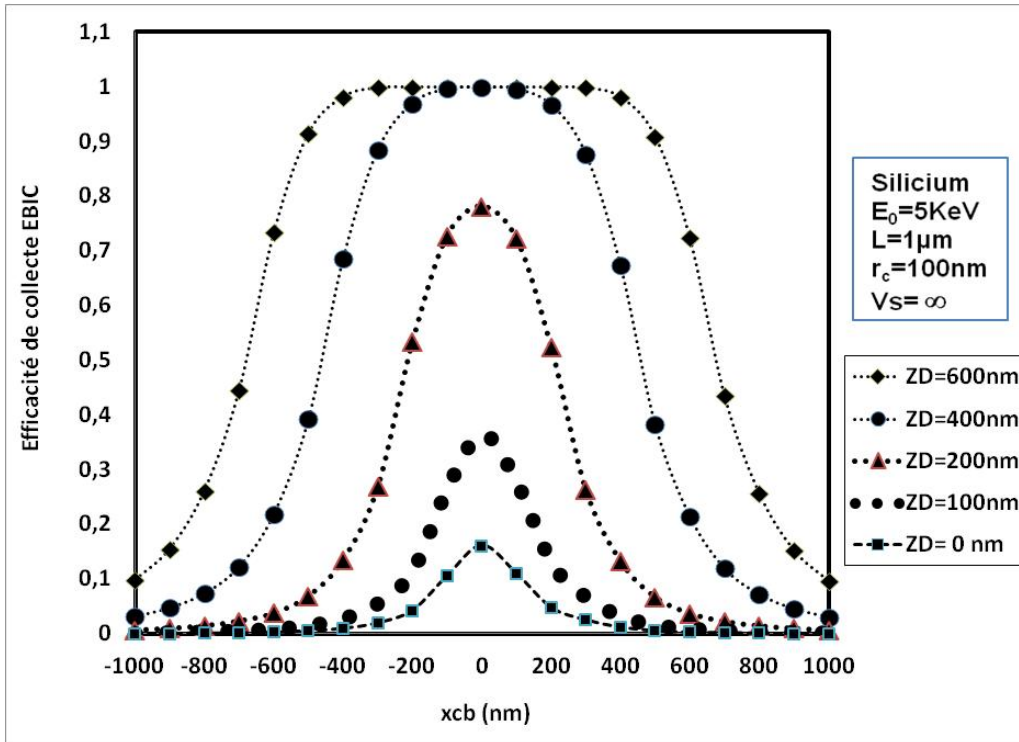


Figure III-8 : Profils de l'efficacité de collecte EBIC d'un Nano contact Schottky de rayon  $r_c = 100\text{nm}$  pour différentes valeurs de  $Z_D$  à 5 KeV et  $L=1\mu\text{m}$  dans le silicium en considérant une vitesse de recombinaison infinie en surface entourant le contact.

La figure III-8 montre que l'efficacité de collecte EBIC augmente de manière significative lorsque  $Z_D$  augmente. Ce résultat est logiquement attendu puisque la probabilité de collecte des porteurs augmente avec ce paramètre [21]. On peut aussi observer une symétrie des profils par rapport au centre du Nanocontact ( $x=0$ ) où l'efficacité de collecte EBIC est maximale. Nous observons également que dans le cas d'une vitesse de recombinaison en surface infinie ( $v_s = \infty$ ), la valeur de la largeur totale à mi-hauteur (FWHM) est approximativement égale au diamètre de la région de déplétion ( $\text{FWHM} = 2Z_D$ ).

Comme il est remarquer sur la figure III-8, les valeurs de l'efficacité de collecte EBIC pour  $Z_D=0$  nm et  $Z_D=100$ nm sont petites et ne sont pas bien claires, nous allons les présenter sur la figure III-9 sur une échelle qui peut nous bien montrer l'allure.

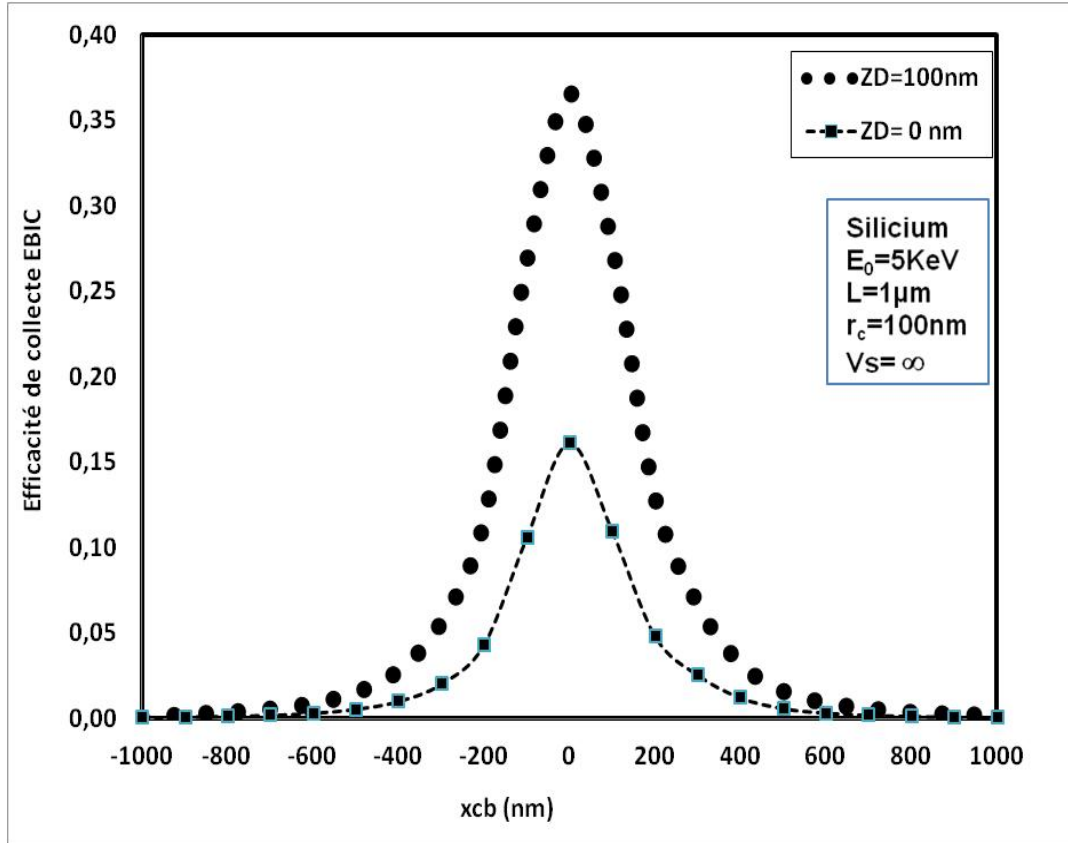


Figure III-9 : Profils de l'efficacité de collecte EBIC d'un Nano contact Schottky de rayon  $r_c = 100$ nm pour deux valeurs de largeur de la zone déserte,  $Z_D = 0$  et 100nm à 5 KeV,  $V_s = \infty$  et  $L = 1\mu\text{m}$  dans le silicium. La vitesse de recombinaison en surface est considérée infinie

Le profil est caractérisé par son maximum et sa largeur totale à mi hauteur (FWHM). Pour mettre au clair le premier paramètre, nous avons étudié la variation de l'efficacité de collecte EBIC au centre du nano contact Schottky de rayon  $r_c = 100$  nm (i.e. à  $x=0$  où le profil est maximum) et au bord de la zone de déserte (i.e. à  $x=Z_D$ ) pour le silicium de type n à  $E_0=5\text{KeV}$ ,  $v_s = \infty$  et  $L=1\mu\text{m}$ . Les résultats sont reportés sur la figure III-10.

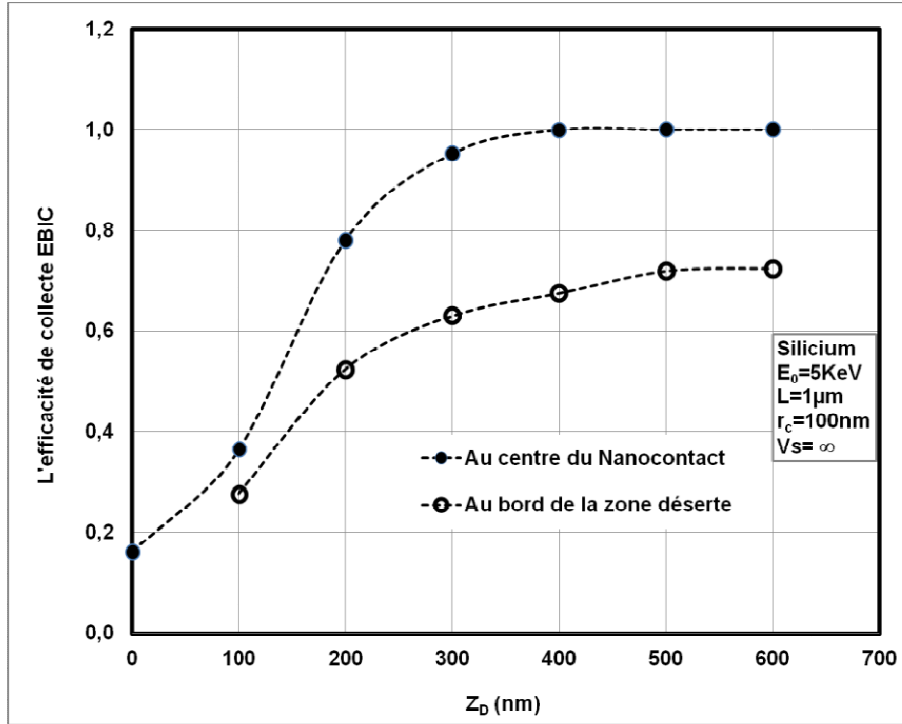


Figure III-10: Variation de l'efficacité de collecte EBIC au centre du nano contact Schottky de rayon  $r_c = 100$  nm et bord de la zone déserte de rayon  $Z_D$  en fonction de  $Z_D$  pour le silicium à 5KeV,  $V_s = \infty$ , et  $L=1\mu\text{m}$ .

Cette figure III-10 montre une augmentation de l'efficacité de collecte EBIC avec  $Z_D$  suivie d'une saturation lorsque  $Z_D > 400\text{nm}$ . Les résultats obtenus au centre du Nanocontact ( $x=0$ ), sont supérieures à ceux obtenus au bord de la zone de déserte ( $x=Z_D$ ).

Ce résultat peut être expliqué par le fait qu'au bord de la zone de déplétion ( $x=Z_D$ ), le volume de génération se divise en deux parties: l'une est située à l'intérieur de la zone de déplétion caractérisée par une probabilité de collecte égale à l'unité et l'autre située à l'extérieur caractérisée par une probabilité de collecte inférieure à l'unité. Lorsque  $Z_D$  augmente, la partie du volume de génération comprise dans son contenu augmente entraînant une augmentation du nombre de porteurs collectés en engendrant donc une augmentation de l'efficacité de collecte EBIC. Lorsque le rayon  $Z_D$  de la zone déserte continue à augmenter en devenant proche à la profondeur  $R$  du volume de génération (i.e.  $Z_D \approx R$ ); la fraction des porteurs générés dans la région de déplétion devient constante, ce qui explique la saturation de l'EBIC collecté.



Pour exploiter le deuxième paramètre, nous avons représenté sur la figure III-11, la variation de *FWHM* des profils de la figure III-8 en fonction de  $Z_D$ . La figure montre une forte augmentation linéaire de *FWHM* avec  $Z_D$  quand  $Z_D > r_c$  et une valeur presque constante pour les deux cas  $Z_D = 0$  et  $Z_D = r_c = 100 \text{ nm}$ .

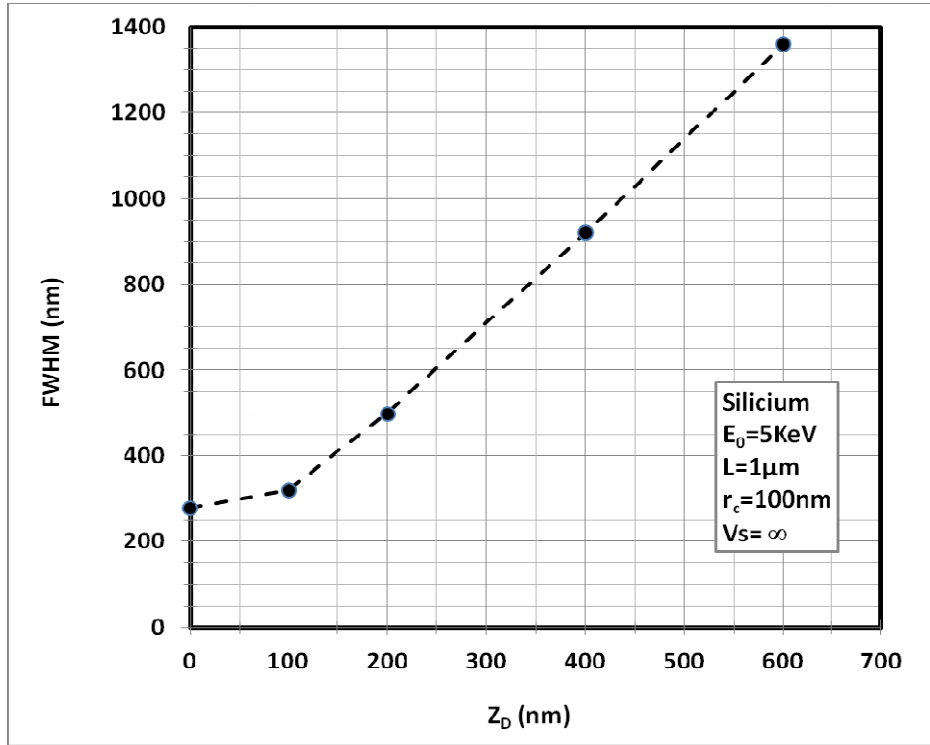


Figure III-11: Variation de FWHM des profils de l'efficacité de collecte EBIC d'un Nano contact Schottky de rayon  $r_c = 100 \text{ nm}$  en fonction de  $Z_D$  pour le silicium à 5KeV,  $V_s = \infty$ , et  $L = 1 \mu\text{m}$ .

### III. 3. 4. Effet de la vitesse de recombinaison en surface:

Pour une vitesse de recombinaison en surface infinie ( $v_s = \infty$ ), le porteur est recombiné s'il atteint la surface autour du Nanocontact Schottky. Dans le cas d'une vitesse de recombinaison nulle ( $V_s = 0$ ) en surface, le porteur atteignant ou franchissant la surface entourant le Nanocontact métallique est «obligé» de se diffuser à l'intérieur de la surface ou vers l'intérieur du volume de l'échantillon. Nous avons simulé le profil de l'efficacité de collecte EBIC d'un nano contact de rayon  $r_c = 100 \text{ nm}$  pour deux valeurs extrêmes de la vitesse de recombinaison en surface ( $V_s = 0$  et  $V_s = \infty$ ),  $Z_D = 200 \text{ nm}$ ,  $E_0 = 5 \text{ keV}$  et  $L = 1 \mu\text{m}$ , silicium. Les résultats sont présentés sur la figure III-12.

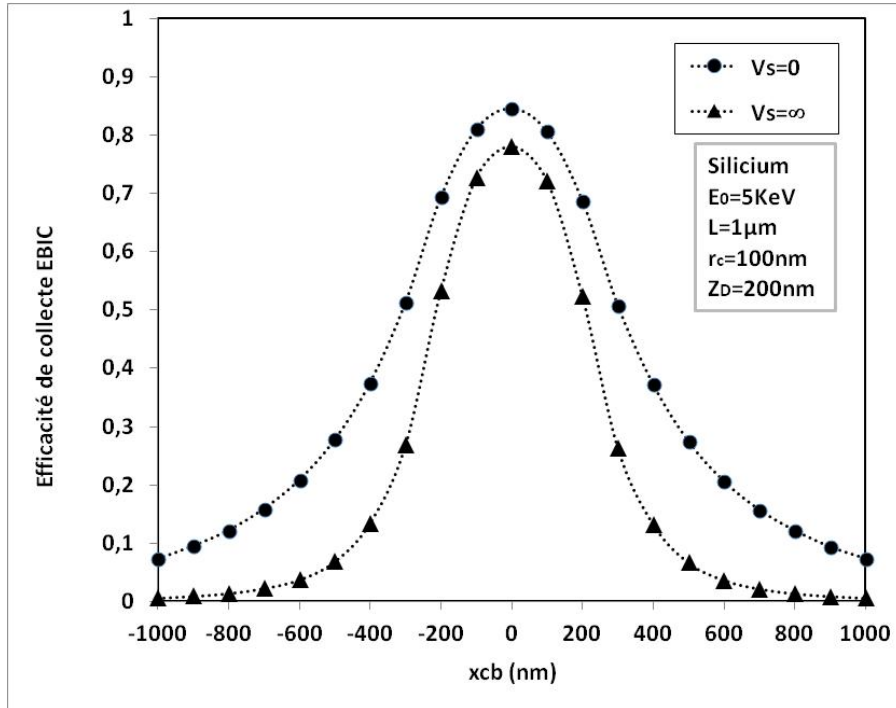


Figure III-12 : Profil de l'efficacité de collecte EBIC d'un nano contact Schottky de rayon  $r_c = 100$  nm et une zone de déplétion  $Z_D = 200$  nm dans le silicium pour deux valeurs extrêmes de la vitesse de recombinaison en surface ( $V_s = 0$  et  $V_s = \infty$ ) à  $E_0 = 5$  KeV et  $L = 1\mu\text{m}$ .

La figure III-12 montre une augmentation de l'efficacité de collecte EBIC et un élargissement de son profil pour une vitesse nulle ( $V_s = 0$ ) par rapport au cas  $V_s = \infty$ . À une énergie incidente égale à 5 KeV, l'extension latérale du volume de génération ne dépasse pas 400 nm (voir [20] et la figure II-2). Par conséquent, une fraction importante des porteurs générés qui diffusent en dehors du volume de génération ont la possibilité d'atteindre la surface libre qui influe sur les valeurs obtenues pour  $V_s = 0$  et  $V_s = \infty$ .

### III. 4. Conclusion

Nous avons utilisé notre algorithme de Monte Carlo pour calculer l'efficacité de collecte EBIC d'un nano contact Schottky représenté par un disque de diamètre fini. La zone de déplétion engendrée sous le Nanocontact Schottky possède une forme hémisphérique de rayon  $Z_D$ . Le profil de l'efficacité de collecte EBIC est simulé pour différents paramètres physiques. Nos résultats obtenus ont montré ce qui suit :

- L'efficacité de collecte EBIC du Nanocontact Schottky augmente avec la longueur  $L$  de diffusion. L'augmentation de  $L$  entraîne une augmentation de la probabilité d'atteindre la zone déserte par les porteurs minoritaires générés au fond du volume de génération. Ceci est en accord avec les résultats obtenus dans la littérature.
- L'efficacité de collecte EBIC du Nanocontact Schottky diminue avec l'accroissement de l'énergie incidente  $E_0$ . L'accroissement de cette dernière entraîne une augmentation de la profondeur de pénétration d'où certains porteurs qui se trouvent au fond loin de la surface se recombinent avant d'atteindre la zone de déplétion pour les grandes valeurs de l'énergie  $E_0$  car ils devaient effectuer une distance supérieure à leur longueur de diffusion. Il en résulte donc une diminution l'efficacité de collecte EBIC.
- L'efficacité de collecte EBIC augmente d'une manière sensible avec la largeur de la zone déserte  $Z_D$  engendrée sous le Nanocontact Schottky. Cet accroissement est lié à la dimension de la surface qui entoure le Nanocontact en raison de la force de piégeage de cette surface. En effet, un Nanocontact de petit rayon ainsi de petite zone de déplétion collecte moins de porteurs de charge.
- L'efficacité de collecte EBIC au centre du Nanocontact et au bord de la zone déserte augmente avec l'augmentation de largeur  $Z_D$  suivie par une saturation. Ce résultat est logiquement attendu car la probabilité de collecte des porteurs augmente avec ce paramètre. Les résultats obtenus au centre du Nanocontact ( $x=0$ ), sont supérieures à ceux obtenus au bord de la zone de déserte ( $x=Z_D$ ).
- Le profil de l'efficacité de collecte EBIC est caractérisé aussi par un autre paramètre appelé largeur totale à mi hauteur (FWHM). Notre étude a montré une valeur de **FWHM** presque constante pour les deux cas  $Z_D=0$  et  $Z_D=rc=100nm$  et une augmentation linéaire avec  $Z_D$  quand  $Z_D>rc$ .
- Les valeurs de l'efficacité de collecte EBIC obtenues pour  $v_s = 0$  sont supérieures à celles obtenues pour  $v_s = \infty$ . Ce résultat est aussi attendu car tout porteur de charge qui arrive à la surface de vitesse de recombinaison infinie sera totalement recombiné, par contre dans le cas d'une surface de recombinaison nulle, il a une chance de continuer sa trajectoire ou retourner à l'intérieur du volume sans être recombiné.

### III. 5. Références

- [1] A. Boudjani, *Semicond. Sci. Technol.* **20** (2005) 175
- [2] O. Kurniawan et al, *Solid-State Electronics* **50** (2006) 345
- [3] G. Moldovan et al, *Ultramicroscopy***107** (2007) 382
- [4] C. Tan et al, *IEEE Trans. Electron Devices*, **60**, No. 7 (2013)2346
- [5] Ya. L. Shabelnikova et al, *Semiconductors*, **49** No. 6 (2015) 741
- [6] E. B. Yakimov, *Japanese Journal of Applied Physics*, **55** (2016) 05FH04
- [7] E. B. Yakimov, *Phys. Status Solidi C* **14**, No. 7(2017) 1600266
- [8] E. B. Yakimov et al, *J. Appl. Phys.* **123** (2018) 161543
- [9] N. Tabet and M. Ledra, *Mater. Sci. Eng. B*, **42** (1996) 181
- [10] N. Tabet, *Semicond. Sci. Technol.***13** (1998) 1392
- [11] N. Tabet, *Solid State Phenomena*, **63-64** (1998) 89
- [12] M. Ledra and N. Tabet, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** (2005) 3845
- [13] M. Ledra, thèse de Doctorat d'Etat, Université de Constantine (2006)
- [14] M. Ledra, *Courrier du Savoir*, **07** (2006) 55
- [15] H. BACHIR, Mémoire de Magister, Université de Mostaganem, 2013
- [16] M. Ledra and A. El Hdiy, *Semiconductors*, **53**, No. 4, (2019) 442
- [17] C. Donolato, *J. Appl. Phys.*, **95**, No. 4, (2004) 2184
- [18] K. Smaali et al, *Ultramicroscopy*, **108** (2008) 605
- [19] M. Ledra and N. Tabet, *Superlattices Microstruct.* **45** (2009) 444
- [20] M. Ledra and N. Tabet, *Int. J. Nano Biomater.* **2** (2009) 307
- [21] Q. T. Doan, El Hdiy, and Troyon *J. Appl. Phys.* **110**, No. 124515 (2011) 1
- [22] N. Ounissi, M. Ledra, and N. Tabet, *Int. J. Nanopart.* **6** (2013) 232
- [23] Q.T. Doan and A. E. Hdiy *J. Appl. Phys.* **117** (2015) 115704
- [24] M. Ledra and A. El Hdiy, *J. Appl. Phys.* **118** (2015) 115705
- [25] A. Nouri et al. *Global Journal on Advances in Pure & Applied Sciences.* **6** (2015) 08
- [26] A. El Hdiy, *Solid State Electronics* **146** (2018) 34
- [27] L. Leghrib and A. Nouri, *Materials Science-Poland*, **36(1)**, (2018) 51

# **CONCLUSION GÉNÉRALE**

CONCLUSION GÉNÉRALE

Généralement la technique EBIC (Electron Beam Induced Current) est utilisée pour caractériser les composants électroniques et les propriétés électroniques des semiconducteurs en considérant les dimensions macroscopiques et microscopiques. Pour interpréter et analyser les résultats expérimentaux obtenus par cette technique EBIC, il faut résoudre l'équation de continuité qui gouverne la diffusion des porteurs dans le dispositif à semiconducteurs. La résolution analytique de l'équation de continuité est souvent compliquée à cause des difficultés mathématiques. Pour surmonter ces difficultés, il est primordial de chercher des alternatifs. La simulation Monte Carlo peut être cette alternative.

Le développement de Nano composants constitue un nouvel domaine intéressant qui a encouragé plusieurs chercheurs à effectuer de divers travaux. La dimension nanométrique du contact Schottky rend difficile la recherche de solution analytique pour l'expression du courant EBIC collecté. La simulation Monte Carlo constitue une autre fois une alternative pour résoudre ce genre de problème.

Dans ce travail, nous avons développé un algorithme de simulation Monte Carlo pour calculer l'efficacité de collecte EBIC de deux types de contacts Schottky l'un infini et l'autre de dimension Nanométrique représenté par un disque de diamètre fini entouré par une surface de vitesse de recombinaison infinie. La zone de déplétion créée sous le Nanocontact Schottky dans le semi-conducteur considéré possède une forme hémisphérique de largeur  $Z_D$ . L'effet des différents paramètres physiques sur l'efficacité de collecte EBIC a été étudié. Nos résultats obtenus par notre algorithme montrent:

- L'efficacité de collecte **EBIC** des deux types de contacts Schottky augmente avec l'augmentation de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L$ . En fait l'augmentation de cette longueur de diffusion est en relation directe avec l'accroissement de la probabilité d'atteindre la zone de charge d'espace par les porteurs de charges générés au fond du volume de génération. Ceci est en accord avec les résultats obtenus dans la littérature.

## CONCLUSION GÉNÉRALE

---

- L'efficacité de collecte  $\eta_{EBIC}$  des deux types de contacts diminue quand l'énergie  $E_0$  des électrons incidents augmente. L'augmentation de cette énergie  $E_0$  s'accompagne toujours par un accroissement de la profondeur de pénétration et par conséquent, pour une grande valeur de l'énergie  $E_0$ , certains porteurs minoritaires se recombinaient avant d'atteindre la zone de déplétion du contact car ces porteurs devaient effectuer un parcours supérieur à leur longueur de diffusion  $L$ . Il en résulte donc une diminution  $\eta_{EBIC}$
- L'efficacité de collecte  $EBIC$  des deux types de contacts augmente d'une manière significative avec l'augmentation de la largeur  $Z_D$ . Ce résultat est logiquement attendu car la probabilité de collecte des porteurs minoritaires augmente avec ce paramètre. En fait l'augmentation de  $Z_D$  conduit à l'accroissement du nombre des porteurs minoritaires qui se trouve à l'intérieur de la zone déserte et par conséquent leur entrainement par le champ électrique interne vers le contact considéré augmente ce qui entraîne une augmentation de leurs collectes
- L'efficacité de collecte  $EBIC$  au centre du Nanocontact et au bord de la zone déserte augmente avec l'augmentation de  $Z_D$  suivie par une saturation. Ce résultat est logiquement attendu car la probabilité de collecte des porteurs augmente avec ce paramètre. Les résultats obtenus au centre du Nanocontact ( $x=0$ ), sont supérieures à ceux obtenus au bord de la zone de déserte ( $x=Z_D$ ).
- Le profil de l'efficacité de collecte  $EBIC$  du Nanocontact Schottky est caractérisé aussi par un autre paramètre important appelé largeur totale à mi-hauteur (FWHM). Notre étude a montré une valeur de  $FWHM$  presque constante pour les deux cas  $Z_D=0$  et  $Z_D=r_c=100nm$  et une augmentation linéaire avec  $Z_D$  quand  $Z_D>r_c$ .
- Les valeurs de l'efficacité de collecte  $\eta_{EBIC}$  du Nanocontact Schottky entourée par une surface caractérisée par une vitesse de recombinaison nulle ( $v_s = 0$ ) sont supérieures à celles obtenues pour  $v_s = \infty$ . Ce résultat est aussi attendu car tout porteur minoritaire qui arrive à la surface de vitesse de recombinaison infinie sera totalement recombinaison, par contre dans le cas d'une surface de recombinaison nulle, il a la possibilité de poursuivre sa trajectoire ou retourner à l'intérieur du volume sans être recombinaison.

