

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية  
République Algérienne Démocratique et Populaire  
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي  
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la Recherche scientifique



Université Mohamed Khider Biskra  
Faculté des Sciences et de la Technologie  
Département de Génie Electrique  
Filière : Electronique  
Option : Micro-électronique

Réf:.....

**Mémoire de Fin d'Etudes  
En vue de l'obtention du diplôme:**

**MASTER**

***Thème***

**Simulation des effets de radiation sur le détecteur des  
particules à base de silicium par le logiciel «Tcad Silvaco»**

Présenté par :  
**Rahal Mohamed Oussama**

Soutenu le : Juin 2013

Devant le jury composé de :

Mr BELGACEM.H

Maitre de conference

Président

Mme TERGHINI .W

Maitre assistant

Encadreur

Mr MEGHERBI .M.L

Maitre assistant

Examineur

**Année universitaire : 2012 / 2013**

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية  
République Algérienne Démocratique et Populaire  
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي  
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la recherche scientifique



Université Mohamed Khider Biskra  
Faculté des Sciences et de la Technologie  
Département de Génie Electrique  
Filière : Electronique  
Option : Micro-électronique

Mémoire de Fin d'Etudes  
En vue de l'obtention du diplôme:

**MASTER**

*Thème*

**Simulation des effets de radiation sur le détecteur des  
particules à base de silicium par le logiciel «Tcad Silvaco»**

Présenté par :

**Rahal Mohamed Oussama**

Avis favorable de l'encadreur :

**Terghini Warda**

**Avis favorable du Président du Jury**

**Belgacem Hocine**

**Megherbi Mohamed Larbi**

**Cachet et signature**



Université Mohamed Khider Biskra  
Faculté des Sciences et de la Technologie  
Département de Génie Electrique  
Filière : Electronique  
Option : Micro-électronique

## *Thème :*

### **Simulation des effets de radiation sur le détecteur des particules à base de silicium par le logiciel «Tcad Silvaco»**

Proposé par : TERGHINI.W

Dirigé par : TERGHINI.W

#### **RESUMES (Français et Arabe)**

Dans notre projet on a étudié les effets d'irradiation sur la jonction PN utilisée come détecteur de particule, on utilisant un logiciel commercial «Tcad silvaco ». Lorsque cette jonction est soumise à des fortes radiations, des défauts structuraux sont créés qui ont des effets indésirables et peuvent dégrader les performances des détecteurs, ces défauts se manifestent comme des pièges profonds influent sur le courant inverse de la diode

في مشروعنا هذا قمنا بدراسة تأثير الإشعاعات على الصمام الثنائي و الذي يستخدم ككاشف للجسيمات، وذلك بالاستعانة ببرنامج محاكاة (silvaco). عندما يتعرض هذا الصمام الثنائي لإشعاعات عالية، فإنها تنشأ عيوب في الهيكل الكريستالي لهذا الصمام الثنائي، و التي يكون لها آثار جانبية ويمكن أن تؤدي إلى تدهور أداء أجهزة الكشف، تتجلى هذه العيوب في الفخاخات العميقة التي تؤثر في التيار العكسي لهذا الصمام .

*Dédicaces*

*Je dédie ce modeste travail :*

*à mes parents*

*à mes frères et ma sœur;*

*à Toute ma famille;*

*à mes amis, mes proches et à toute personne ayant  
collaboré à ce travail ;*

### **Remerciements :**

*Avant tout je tiens à remercier ALLAH pour tout et surtout pour m'avoir donné le courage et la volonté pour reprendre les études en post graduation.*

*Je remercie mes parents d'avoir sacrifiés leur vie pour notre bien.*

*Un grand merci à ma famille et leurs appuis inconditionnel.*

*Ma profonde gratitude s'adresse tout particulièrement à mes directeurs de Mémoire, Madame Terghini Warda , Maitre assistant à l'université Mohamed Khider Biskra, Faculté des Sciences et de la Technologie, qui m'accordé sa confiance dans l'élaboration de ce mémoire. Tout prés ma démarche scientifique, elle m'a fait partagé son expérience enrichissante dans le domaine de la programmation et m'a prodigué de précieux conseils, encouragement, leur gentillesse et leur disponibilité à mon égard pour mener à bien ce travail.*

*Je tiens à remercier très vivement et respectivement Monsieur Belgacem Hocine, Maitre de conférence à l'université Mohamed Khider Biskra pour m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury.*

*Je présente également mon remerciement à Monsieur Megherbi Mohamed Larbi Maitre assistant à l'université Mohamed Khider Biskra, qui m'a fait l'honneur d'avoir accepté de participer au jury et d'examiner mon travail.*

*Je remercie mes amis Kateb Mohamed Nadjib et Rami Boumaaraf, pour l'aide précieuse qu'ils m'ont apporté dans les moments difficiles.*

*Je tiens à remercier mes amis qui ont partagé dans mon quotidien mes espoirs et mes inquiétudes, qui m'ont réconforté dans les moments difficiles et avec qui j'ai partagé d'inoubliables instants de détente. Je vous remercie tous chaleureusement.*

*J'exprime ma vive reconnaissance à Monsieur Rahmani Nacer Eddine, Responsable de filière électronique, qui m'a aidé et donné tous les facilités et les commodités pour notre étude, sans oublier bien sur l'ensemble du personnel de département.*

*Mes sincères reconnaissances et gratitudes à tous mes enseignants, du primaire aux études supérieures.*

*À tout qui m'aide de prés ou de loin.*

**Liste des figures :**

**Chapitre I :**

**FIG.I.1:** représentation des bandes énergétiques dans une jonction pn.....6

**FIG. I.2:** jonction pn polarisée en inverse.....6

**FIG. I.3:** claquage par avalanche.....8

**FIG.I.4:** schéma d'une jonction abrupte p+n : la densité de charge, le champ électrique et le potentiel électrique.....11

**FIG. I.5:** diagramme schématique de bande d'énergie d'une jonction p-n polarisée en inverse.....13

**FIG. I.6:** principe de fonctionnement d'un détecteur a jonction semi-conductrice....15

**FIG. I.7:** principe de fonctionnement d'une jonction p-n polarisée.....16

**FIG. I.8:** schéma électrique équivalent du détecteur associe a un préamplificateur électron-trou (3.6 ev ) pour le si a 300k. ....17

**Chapitre II :**

**FIG. II.1:** types de défauts ponctuels dans les cristaux : (a) lacune, (b) atome étranger interstitiel, (b') auto-interstitiel et (c) atome étranger en substitution.....21

**FIG. II.2 :** défauts ponctuels dans les cristaux ioniques (nacl) : a) présence de deux lacunes de charges opposées (defaut de shottky), b) formation d'une paire lacune-interstitiel (défaut de frenkel) .....22

**FIG. II.3 :** déplacement d'une dislocation-coin dans un cristal.....23

**FIG. II.4 :** structure d'une dislocation vis : la ligne verticale passant par a qui marque l'emplacement de la dislocation est entourée de matériau déforme.....24

**FIG. II.5** : interfaces (a) coherente (remarquer les distorsions élastiques pour accommoder l'écart de parametre de maille entre les phases a (atomes blancs) et b (atomes noirs)), (b) semi-coherente (remarquer les dislocations d'accommodation geometrique), (c) incoherente (remarquer la structure tres perturbée a l'interface).....25

**FIG.II.6** : a) formation du vacant due au déplacement d'atome silicium, b) formation des interstitiels due aux réarrangements apres dispersion..... 27

**FIG. II.7:** a) definition des termes 'piège' et 'centre de recombinaison, en indiquant la difference entre les coefficients de capture par la largeur des fleches. b) definition des termes ( piège a électron et piège a trou ).....28

**FIG. II.8:** taux d'émission et de capture. procedes de transition directe (g) et indirects (ri) par l'intermédiaire d'un seul niveau de piège..... 29

**FIG. II.9:** changement de la tension de déplétion et la concentration efficace absolue apres l'irradiation. ....34

**Chapitre III :**

**FIG. III.1:** le role de simulation.....36

**FIG. III.2:**atlas entrées et sorties .....38

**FIG. III.3:**atlas groupes de commandes avec les états principal de chaque groupe.....40

**FIG. III.4:** athena mesh .....41

**FIG.III.5** : schéma synoptique des modules utilises dans la simulation par.....43

**FIG. III.6** : le logiciel silvaco en cours d'exécution.....44

**FIG. III.7** : l'environnement tonyplot.....45

**Chapitre IV :**

**FIG .IV.1:** la structure de la diode simulée trace avec tonyplot.....52

**FIG .IV.2:** le profil du dopage de la diode simulée. ....53

**FIG. IV.3:** le maillage utilise pour définir la structure et les points de calcul de la diode. ....54

**FIG. IV.4:** trace du courant inverse en fonction de la tension de polarisation de tous les défauts simules. ....56

**FIG. IV.5 :** le silicium avec le défaut AS<sub>2</sub>V à forte concentration, compare au silicium pur (courant en fonction de la tension). ....57

**FIG .IV.6 :** le PV a concentration élevée, compare avec le silicium pur.....58

**FIG. IV.7:** le divacant trace avec des concentrations différentes, et compare avec le silicium pur. ....59

**FIG. IV.8:** simulation du complexe CiOi trace avec des concentrations différentes, et compare avec le silicium pur.....59

**FIG. IV.9:** résultats de trivacant traces avec différentes concentrations, et compares avec le silicium pur.....60

**FIG. IV.10:** résultats de divacant-oxygene trace avec différentes concentrations, et compares avec le silicium pur.....61

**FIG. IV.11:** résultats de divacant-oxygene trace avec différentes concentrations, et comparées avec le silicium pur. ....62

**FIG. IV.12:** le courant de fuite cause par V3 en fonction de la concentration des défauts (cm<sup>-3</sup>). ....63

**FIG. IV.13 :** le courant de fuite cause par V2O en fonction de la concentration des défauts (cm<sup>-3</sup>). ....63

Liste des abréviations :

$cce$	efficacité de collection de la charge
$d$	épaisseur de la diode
$D_n, D_p$	constante de diffusion des électrons, constante de diffusion des trous
$e_n, e_p$	taux d'émission d'électrons, taux d'émission de trous
$E_c$	niveau d'énergie de la bande de conduction
$E_v$	niveau d'énergie de la bande de valence
$E_g$	gap d'énergie
$E_F$	niveau de Fermi
$E_i$	niveau de Fermi intrinsèque
$E_T$	le niveau énergétique du centre de g-r ou du piège
$E_{TA}$	niveau d'énergie du piège accepteur
$E_{TD}$	niveau d'énergie du piège donneur
$f$	probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie
$F$	la force électrique
$G$	taux de génération
$h, h'$	le pas de discrétisation principale, le pas de discrétisation secondaire
$I$	composante continue du courant direct
$J_n, J_p$	courant d'électrons, courant de trous
$K$	constant de Boltzmann
$K$	Kelvin (température absolu)
$'M'$	indice indiquant la discrétisation de l'espace lié au nœud secondaire
$n$	densité d'électrons
$n_i$	concentration intrinsèque
$'N'$	indice indiquant la discrétisation de l'espace lié aux nœuds principal
$N_A$	densité d'accepteurs superficiels
$N_C$	densité effective des états vides dans la bande de conduction
$N_D$	densité de donneurs superficiels
$N_{g-r}$	densité de centres de génération-recombinaison (g-r)
$N_T$	densité de centres de génération-recombinaison (g-r) ou de piège
$N_{TA}$	densité totale des pièges accepteurs

$N_{TA}^-$	densité de pièges accepteurs ionisés
$N_{TD}$	densité totale des pièges donneurs
$N_{TA}^{+-}$	densité de pièges donneurs ionisés
$N_V$	densité effective des états vides dans la bande de valence
$p$	densité des trous
$q$	charge électronique
$Q$	charge
$Q_{\max}$	charge maximale collectée
$Q_0$	charge totale générée par l'interaction photonique
$Q_P$	charge stockée
$S$	section de la jonction
$T$	température
$U$	taux de recombinaison
$v_{th}$	vitesse thermique des électrons
$V_{bi}$	tension de diffusion
$V_d$	tension de déplétion
$V_A, V$	tensions appliquées à la structure
$w$	largeur de la zone de déplétion
$w_p$	largeur de la zone de déplétion dans la région p
$w_n$	largeur de la zone de déplétion dans la région n
$x$	distance
$\rho$	charge totale
$\tau$	constante du temps
$\Gamma$	différence des densités d'accepteurs et donneurs superficiels ( $N_d - N_a$ )
$\mu_n, \mu_p$	mobilité d'électrons, mobilité de trous
$\rho$	Résistivité
$R_H$	coefficient de Hall
$\epsilon_0, \epsilon_r$	permittivité et permittivité relative
$\psi$	potentiel
$\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$	coefficients de l'équation de Poisson discrétisée
$\tau_{0n}, \tau_{0p}$	durée de vie de porteurs minoritaires (électrons, trous)
$\sigma_n, \sigma_p$	section efficace de capture des électrons, des trous

$\lambda_{n1}, \lambda_{p1},$

$\lambda_{n2}, \lambda_{p2}$  coefficients des équations discrétisées des courants d'électrons et de trous

$E_c, N_{ref}, \alpha, \beta$

$\mu_{min}, \mu_{max}$  constants concernant la mobilité

**Sommaire :**

Introduction générale:.....	1
-----------------------------	---

**CHAPITRE I :**

CHAPITRE I : Concepts théoriques.....	2
I.1. Introduction:.....	3
I.2. Rappel.....	4
I.2.1. Les semi-conducteurs :.....	4
I.2.2. La jonction pn.....	5
I.2.2.1. Définition :.....	5
I.2.2.2. Courant électrique dans une jonction PN polarisée en inverse :.....	5
I.2.2.3. Claquage de la jonction polarisée en inverse :.....	6
I.3. Les détecteurs de particules :.....	9
I.3.1. La structure de base d'un détecteur de particules au semi-conducteur :.....	9
I.3.2. Les détecteurs de particules au silicium (SI):.....	13
I.4. Principe de fonctionnement d'un détecteur a jonction .....	14
I.4.1. Le principe :.....	14
I.4.2. Schéma électrique équivalent du détecteur :.....	16
I.5. Fabrication de détecteur: .....	17
I.6. Conclusion :.....	18

**CHAPITRE II :**

CHAPITRE II : Les défauts.....	19
II .1 Les défauts dans les solides.....	20
II .1.1. Introduction.....	20
II .1.2. Les défauts .....	20
II .1.2.1. Défauts ponctuels (dimension 0).....	20
• Les Lacunes.....	21
• Les Interstitiels.....	21
• Atomes en Substitution.....	21
• Défauts de Frenkel et de Shottky.....	22

II .1.2.2 Défauts linéaires (dimension 1).....	22
• Dislocations coin.....	22
• Dislocations vis.....	23
II.1.2.3 Défauts surfaciques (dimension 2).....	24
II.1.2.4. Défauts volumiques (dimension 3).....	25
II.2. Dommages et défauts d'irradiation dans le silicium.....	26
II .2.1. Introduction :.....	26
II .2.2. Défauts induits par l'irradiation dans les détecteurs :.....	26
II .2.3. Piège et centre de génération recombinaison : .....	27
II .2.3.1. Statistiques de Shockley-Read-Hall :.....	29
II .2.4. Effets macroscopiques des dommages d'irradiation :.....	32
II .3. Conclusion :.....	34

### **CHAPITRE III :**

CHAPITRE III: Logiciel de simulation silvaco.....	35
III.1. Introduction :.....	36
III.2. Le rôle de la simulation.....	36
III.3. Présentation du logiciel de simulation silvaco : .....	37
III.4. Étapes nécessaires pour la simulation.....	37
III.5. La simulation des composants semi conducteurs.....	38
III.6. Le logiciel athena.....	40
• Le maillage :.....	41
• Simulation du dispositif :.....	42
III.7. ATLAS :.....	42
• Deckbuild :.....	43
• Tonyplot : .....	44
III.8. Principe de la simulation numérique :.....	45
III.9. La spécification de la structure .....	46
III.9.1. La spécification de maillage :.....	46
III.9.2 La spécification des régions :.....	47
III.9.3. La spécification des électrodes :.....	48
III.9.4. La spécification du dopage :.....	48
II.10. La spécification du modèle et matérielle :.....	49

III.10.1. La spécification du matérielle :.....	49
III.10.2. La spécification du modèle :.....	49
III.10.3. La spécification du contact :.....	50
III.11. La spécification de l'interface :.....	50
III.12. Conclusion :.....	50

**CHAPITRE IV :**

CHAPITRE IV : Simulations et résultats.....	51
IV.1. Simulation.....	52
IV.1.1. Structure de la diode :.....	52
IV.1.2. Paramètres de défauts :.....	53
IV.2. Résultats :.....	55
IV.2.1. AS2V et PV :.....	56
IV.2.2. Divacant V2 et CiOi :.....	58
IV.2.3. Divacant-oxygene et trivacant :.....	60
IV.3. Conclusions.....	64
Conclusions générale .....	65
Bibliographie .....	66

### **Introduction générale :**

La détection de rayonnements fait toujours l'objet de nombreuses recherches. Les besoins de la physique nucléaire ont conduit à chercher des détecteurs permettant de couvrir un très grand angle solide avec une résolution en énergie la meilleure possible. Les détecteurs à semi-conducteur permettent de couvrir ces besoins [1].

Les détecteurs réalisés à base des semi-conducteurs sont de plus en plus utilisés grâce à leur résolution énergétique, ainsi pour des avantages économiques [2].

Actuellement, le silicium est largement utilisé (en micro-pistes ou en pixels) dans les grands collisionneurs de particules chargées à très hautes énergies, destinés à explorer les mystères de la matière [14].

Expérimentalement, les chercheurs ont remarqué que les caractéristiques électriques d'un détecteur changent complètement d'allure à la soumission au rayonnement. Il s'est trouvé que ce changement est dû essentiellement aux défauts introduits suite à ces rayonnements.

Les détecteurs au silicium sont utilisés dans les expériences réalisées auprès des accélérateurs de particules. Étant exposés à de grandes fluences de particules d'irradiation, l'étude de la détérioration possible des caractéristiques électriques de ces détecteurs est primordiale. En particulier, la dépendance des dommages créés en fonction de l'énergie des particules irradiées doit être caractérisée. Les expérimentateurs ont effectué des irradiations de détecteurs au silicium pour pouvoir vérifier l'importance des dommages créés par des irradiations [4].

Les défauts créés par l'irradiation des composants à base des semi-conducteurs peuvent avoir des effets indésirables qui dégradent leur performance. Parmi ces effets l'inversion du type du semi-conducteur, augmentation de sa résistivité. La connaissance et/ou la prédiction de ces effets est très utile dans le domaine de la physique hautement énergétique (High Energy Physics)...

La plupart des études faites sur les détecteurs de particules à base de différents matériaux ont pour objectif d'étudier les effets indésirables dus à la radiation suite à cet environnement hostile. Cette étude est faite pour valider les résultats expérimentaux et faire des analyses par des modèles spécifiques afin d'évaluer les principaux paramètres influents sur les caractéristiques électriques pour une meilleure conception de ces détecteurs de particules hautement résistants aux radiations [4].

*Chapitre I :*  
*Concepts théoriques*

**I.1. Introduction :**

Dans le passé, les détecteurs sont fabriqués à base des matériaux. Mais le problème réside dans le fait que ces détecteurs ne fonctionnent qu'aux basses températures, ce qui nécessite des systèmes radiateurs compliqués. Dans les dernières années, les recherches sont dirigées vers le développement des détecteurs à base de semi-conducteurs à cause de leur simplicité de fabrication et de fonctionnement.

Actuellement, ces détecteurs sont limités par une efficacité de détection et un rapport signal/bruit faible. Pour cette raison les recherches se sont concentrées sur le développement des détecteurs sans ces limitations.

Les semi-conducteurs les plus étudiés et les plus utilisés sont le silicium (Si) et l'arséniure de gallium (GaAs). Toutes ces études sont concentrées sur l'effet des radiations sur les caractéristiques de détecteur (courant-tension, capacité-tension, densité effective de dopage, efficacité de collection de la charge, ...etc.)

Les perturbations créées par radiation du réseau cristallin du semi-conducteur se manifestent par la présence des niveaux d'énergie dans la bande interdite. Quand ils sont proches du milieu de la bande interdite, ces niveaux sont appelés pièges profonds. Ils ont une incidence directe sur les propriétés électriques du semi-conducteur et des dispositifs associés. En effet, les pièges modifient de façon plus ou moins importante les propriétés électriques des semi-conducteurs:

- Par leurs capacités à émettre ou à capturer les porteurs libres, ils peuvent compenser les niveaux donneurs ou accepteurs introduits intentionnellement et donc réduire la concentration des porteurs libres ainsi que leur mobilité.
- En raison de leur position centrale dans la bande interdite, les niveaux profonds peuvent interagir avec les porteurs des deux bandes. Ils sont considérés comme des centres de génération-recombinaison et affectent donc la durée de vie des porteurs minoritaires. Plusieurs techniques ont été développées pour l'analyse de ces défauts.

Les détecteurs à base de semi-conducteurs ont généralement une structure p-n, pin ou des structures similaires [4].

## I.2. Rappel

### I.2.1. Les semi-conducteurs :

Les semi-conducteurs sont des solides dont la structure est périodique et le réseau cristallin. Au zéro absolu, leur bande de conduction vide n'est séparée de la bande de valence pleine que par un intervalle relativement faible de (l'ordre de 1eV) une excitation thermique suffit aux électrons pour atteindre la bande de conduction créant ainsi des trous dans la bande de valence.

La conductibilité peut être augmentée par le dopage, introduction d'atomes étrangers au réseau. Ces atomes sont de deux sortes. Les donneurs ont un électron de valence de plus que les atomes du cristal celui-ci, faiblement lié, peut facilement se trouver dans la bande de conduction. Les accepteurs ont un électron de valence en moins et en captent un dans la bande de valence ce qui crée un trou dans cette bande. Dans le premier cas on a un semi-conducteur de type N, dans le second cas un semi-conducteur de type P [1].

Le silicium est le matériau de groupe IV. La durée de vie de porteurs minoritaires est longue ( $\approx 10 \text{ ms}$ ), puisqu'elle dépend de la densité des centres des pièges et du gap qui est indirect. La durée de vie est un paramètre important dans les détecteurs au silicium puisqu'elle détermine les caractéristiques de commutation.

Lorsque le silicium est soumis à hautes radiations, son comportement devient semblable à celui de GaAs. En plus, le dopage de silicium par des métaux lourds (l'or, platine) donne le même effet. Ces deux caractéristiques rendent importante l'étude de silicium [4].

## I.2.2 La jonction PN

### I.2.2.1. Définition :

Si l'on dope une partie d'un cristal de silicium avec du phosphore (type N) et l'autre partie avec du bore (type P), l'interface entre les deux parties de conductivités différentes s'appelle une jonction P-N.

La présence à l'interface d'électrons en grand nombre dans la bande de conduction de la partie N, et de trous en grand nombre dans la bande de valence de la partie P, fait qu'aux abords de la jonction ces concentrations vont avoir tendance à s'équilibrer. Un champ électrique s'établit qui s'oppose au mouvement des charges. Une zone dépeuplée de porteur libre apparaît constituée de part et d'autre d'une zone de charge d'espace positive du côté N et négative du côté P.

La représentation des bandes énergétiques éclaire la situation. La figure I.1 représente le diagramme des bandes d'énergie du silicium. Le niveau  $E_C$  représente le bas de la bande de conduction, le niveau  $E_V$  le haut de la bande de valence et le niveau  $E_F$  l'énergie de Fermi. Quand on met en contact le silicium de type P avec le silicium de type N les niveaux de Fermi s'alignent dans les deux parties pour être constant à travers tout le semi-conducteur et les niveaux  $E_C$  et  $E_V$  se courbent pour être continus à travers la jonction. La région où les niveaux  $E_C$  et  $E_V$  ne sont pas horizontaux correspond à la région de charge d'espace. La différence entre les deux zones de concentration en accepteurs  $N_A$  et en donneurs ionisés  $N_D$ , fait apparaître une barrière de potentiel  $V_B$  [1].

### I.2.2.2. Courant électrique dans une jonction PN polarisée en inverse :

Quand la jonction est polarisée en inverse, c'est-à-dire quand on applique une tension  $V$  positive du côté N alors que le côté P est négatif (masse), elle s'ajoute à  $V_B$  et la barrière de potentiel devient infranchissable pour les porteurs majoritaires, seuls les porteurs minoritaires peuvent diffuser. La figure I.2 montre qu'à l'instant où le circuit est fermé, une partie des électrons se libère de la zone N du cristal et se dirige vers le pôle positif de l'alimentation. Un certain nombre de porteurs minoritaires réussit toujours à traverser la jonction provoquant ainsi un remplacement partiel des électrons libres dans la zone N et des trous dans la zone P. On constate donc la présence d'un courant très faible circulant de l'extrémité N à l'extrémité P du cristal. Ce courant est appelé courant inverse ( $I_i$ ). Ce mode de fonctionnement en inverse est celui adopté pour le fonctionnement d'un détecteur silicium [1].

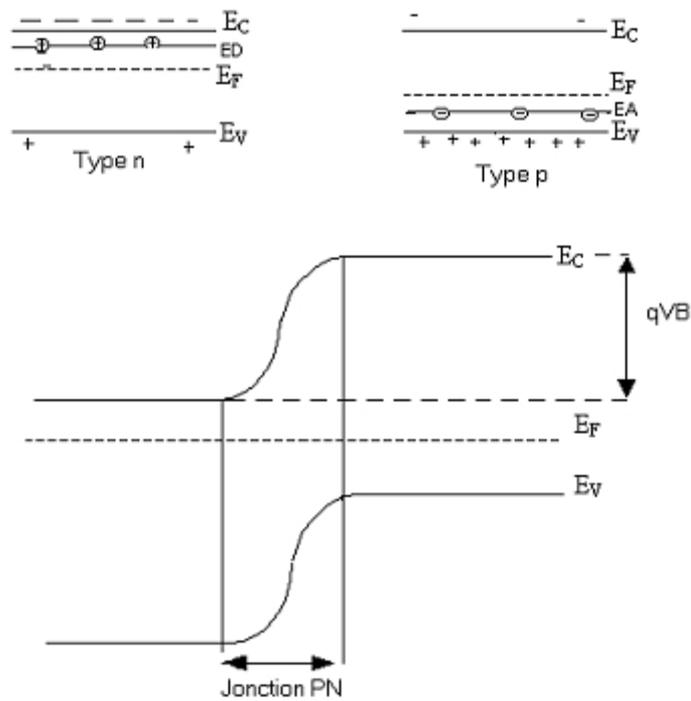


Fig. I.1- Représentation des bandes énergétiques dans une jonction PN

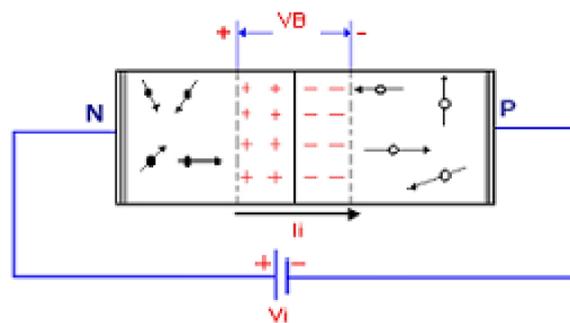


Fig. I.2 Jonction PN polarisée en inverse

**I.2.2.3. Claquage de la jonction polarisée en inverse :**

Lorsque la jonction est polarisée en inverse par une tension de module  $V_i$ , la largeur de la zone de charge d'espace augmente comme  $\sqrt{V_i}$  alors que la tension à ses bornes augmente comme  $V_i$ . Il en résulte que le champ électrique à l'intérieur de cette zone augmente.

$$E_o = \frac{eN_d}{\epsilon} W_n \quad (\text{I-1})$$

$$W_n = \left( \frac{2\epsilon}{eN_d} (V_d + V_i) \right)^{1/2} \quad (\text{I-2})$$

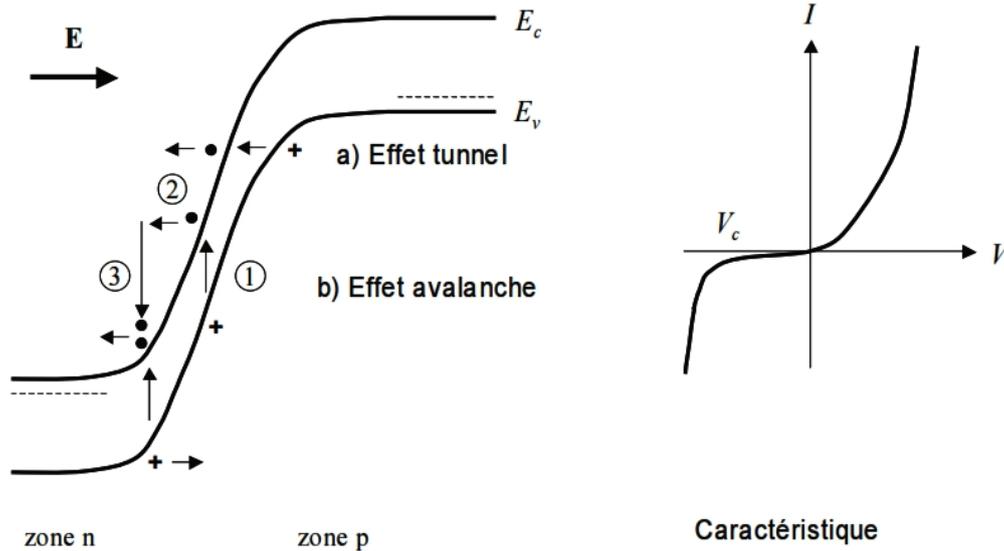
Dans le cas de la jonction abrupte dissymétrique p<sup>+</sup> n par exemple, les expressions (I-1 et I-2) montrent que le champ est maximum à la jonction métallurgique, en x = 0 , et varie comme

$$E_o = \frac{eN_d}{\epsilon} W_n \quad \text{avec} \quad W_n = \left( \frac{2\epsilon}{eN_d} (V_d + V_i) \right)^{1/2}$$

Ce qui donne pour  $V_i \gg V_d$

$$E_o = (2eN_d/\epsilon)^{1/2} \sqrt{V_i} \quad (\text{I-3})$$

La tension  $V_i$  ne peut augmenter indéfiniment car il existe une limite à la valeur du champ électrique  $E_o$ . En effet, lorsque le champ électrique augmente, la force électrique  $F = -eE_o$  exercée sur les électrons liés augmente. Lorsque cette force est supérieure à la force de liaison des électrons de valence sur les noyaux, ces électrons sont libérés, le matériau devient conducteur et la tension  $V_i$  n'augmente plus. En d'autres termes, le champ électrique maximum que l'on peut établir dans un cristal semi-conducteur est celui qui provoque l'excitation directe d'un électron lié de la bande de valence vers un état libre de la bande de conduction, c'est-à-dire l'ionisation du matériau. Dans le silicium ce champ maximum est de l'ordre de  $10^6$  V/cm [3].



**Fig. I.3: Claquage par avalanche**

Dans la jonction pn la tension limite correspondante est fonction de la largeur de la zone de charge d'espace et par suite des dopages du semi-conducteur. La tension limite est appelée tension Zener  $V_z$ , l'effet de claquage de la jonction qui en résulte est appelé effet Zener. La paire électron-trou créée par l'ionisation est évacuée par le champ électrique et donne naissance à un courant inverse important. Le processus est représenté sur la Figure (I-3-a). L'électron est directement émis, par effet tunnel à travers la zone de charge d'espace, de la bande de valence de la région de type p vers la bande de conduction de la région de type n. La tension inverse ne peut augmenter au-delà de la tension de claquage  $V_c=V_z$ , la caractéristique  $I(V)$  est représentée sur la Figure (I-3-b).

Dans la pratique cet effet n'est observable que dans les jonctions pn fortement dopées, dans lesquelles la zone de charge d'espace est très étroite. Lorsque la zone de charge d'espace n'est pas particulièrement étroite, un autre phénomène entraîne le claquage de la jonction, avant l'apparition de l'effet Zener, c'est l'effet d'avalanche.

Le processus d'avalanche nécessite non seulement un champ élevé mais aussi une distance suffisante permettant l'accélération des porteurs, c'est la raison pour laquelle dans les jonctions très dopées l'effet Zener précède l'effet d'avalanche, car la zone de

charge d'espace n'a pas une largeur suffisante, par contre dans la plupart des jonctions l'effet d'avalanche précède l'effet Zener car son champ de seuil est plus faible [3].

### I.3. Les détecteurs de particules :

Des études profondes ont été faites sur les détecteurs de différents types de particules (particule  $\alpha$ , rayons x, neutrons, ...etc.). Principalement les détecteurs de particules sont des diodes (jonction pn, pin, Schottky) fabriqués à partir de deux types de semi-conducteurs : Si et GaAs.

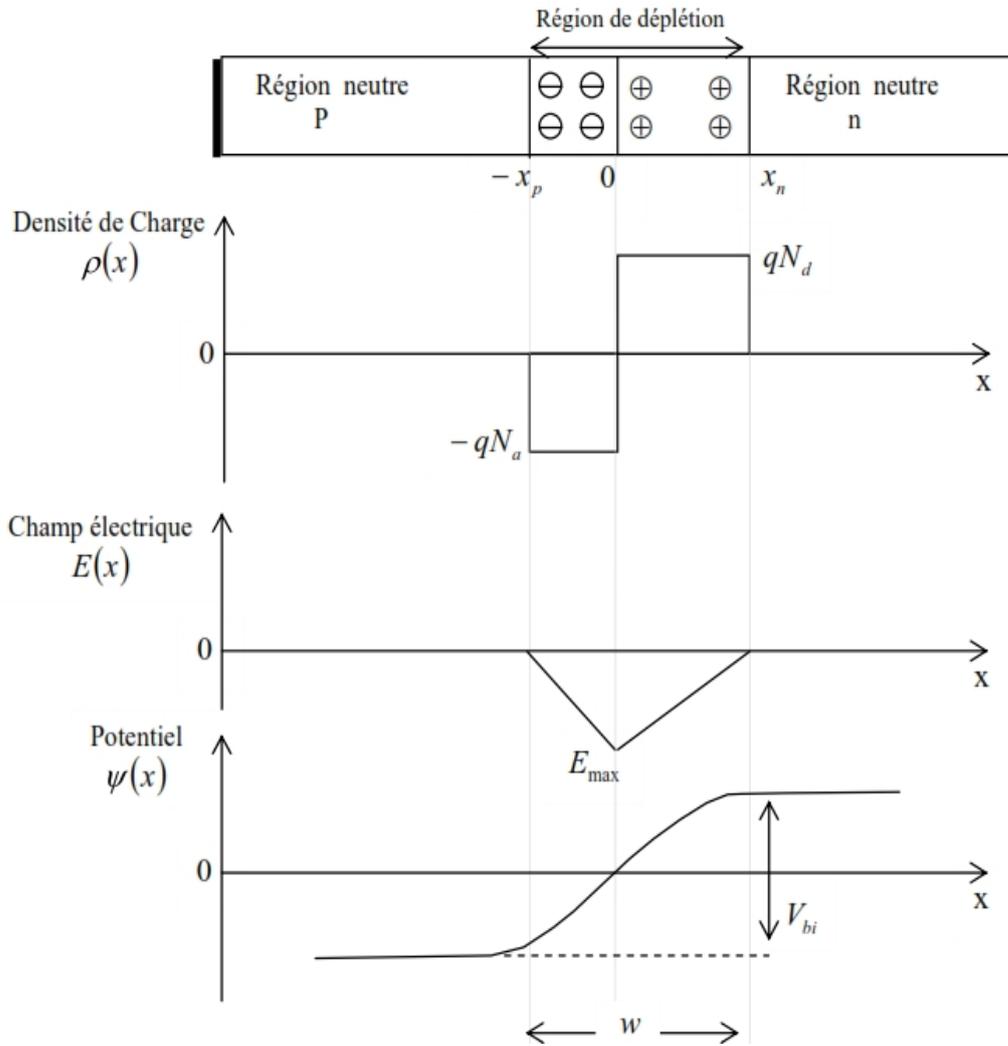
Des diodes au Si sont utilisées avec succès pour la détection de particules et ceci en polarisation inverse et directe, mais la plus répandue est la première malgré certains cas où il est trouvé que l'efficacité de collection de la charge (CCE) en polarisation directe est supérieure à celle en polarisation inverse, et ceci pour des fortes radiations de neutrons ( $>10^{15}$  cm<sup>-2</sup>). Mais le fonctionnement en polarisation directe n'est pas encore clarifié. Ceci peut être dû au fait qu'il y a inversion de type de la région active. Aussi des structures basées sur GaAs sont étudiées théoriquement et testées expérimentalement et elles sont considérées avantageuses pour la détection de particules [4].

Un détecteur de particules est une chambre d'ionisation. Si une particule chargée traverse un solide elle perd son énergie aux électrons du solide, créant dans toute sa trajectoire des charges mobiles positives et négatives (électrons et trous (e-t)). Ces charges peuvent être collectées sous l'action d'un champ électrique, et indiquer une impulsion pour chaque particule détectée. Le nombre de ces charges est proportionnel à l'énergie dissipée des particules qui fournit les informations élémentaires sur la particule [2].

#### I.3.1. La structure de base d'un détecteur de particules au semi-conducteur :

Un détecteur au silicium est un dispositif basé sur les structures " $p-n$ ", " $p-n-n$ " et " $p-i-n$ " ou encore " $n+n-n$ ". La jonction " $p-n$ " représente l'élément de base de la majorité des détecteurs ; qui est présentée en plus de détail dans les sections suivantes

Le dopage peut être réalisé sélectivement sur différentes régions d'un même substrat de silicium ; une partie du cristal peut être dopé p et un autre n. Les deux types de silicium p et n peuvent être ainsi mis en contact. Comme ils présentent des concentrations des porteurs libres très différents, un phénomène de diffusion se met en place ; les électrons en excès du côté n migrent vers le côté p alors que les trous se déplacent en sens opposé. Ce mouvement des porteurs tend à équilibrer la concentration de chaque type de porteur libre. Les électrons qui quittent le côté n et les trous qui quittent le côté p, ne sont pas remplacés ce qui entraîne la formation d'une charge d'espace. Celle ci génère alors un champ électrique qui s'oppose à la diffusion des porteurs de charge libres. Un équilibre s'établit lorsque le courant induit par ce champ compense celui dû à la diffusion. Dans la région proche de l'interface entre les côtés p et n, pratiquement aucune charge libre n'est présente. Une jonction p-n dont le principe est représenté sur la figure I.4 est alors formée [2].



**Fig. I.4 : Schéma d'une jonction abrupte  $p+n$  : la densité de charge, le champ électrique et le potentiel électrique.**

La tension correspondant à la différence de potentielle s'appelle la tension de diffusion ou interne  $V_{bi}$ . Dans le cas d'une jonction  $p - n$  brusque, un côté est généralement plus dopé que l'autre et la neutralité globale de charge qui implique que la région de déplétion de l'épaisseur  $W$  prolonge beaucoup plus loin dans le côté moins dopé du dispositif. Le champ électrique et le potentiel électrochimique peuvent être calculés par la résolution de l'équation de Poisson est donnée par :

$$-\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = \frac{\rho_{el}}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{q N_{eff}}{\epsilon\epsilon_0} \tag{I.4}$$

$N_{eff}$ : est la concentration de dopage effective qui est donnée par la différence entre la concentration des donneurs et accepteurs ionisés dans la région de charge d'espace,  $\epsilon\epsilon_0$  est la constante diélectrique du silicium avec  $\epsilon = 11.7$  et.  $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14} \text{ F/cm}$

La première intégration de l'équation (I.4) avec les conditions de frontière

$$E(x=W) = -\frac{d\phi}{dx}(x=W) = 0$$

Mène à une expression pour le champ électrique qui dépend linéairement de  $x$ . Ce champ atteint la valeur maximum (Fig. I.4) de

$$E_m(V) = -\frac{q N_{eff}}{\epsilon\epsilon_0} W(V) \quad (I.5)$$

à l'interface  $p^+-n$  ( $x=0$ ).

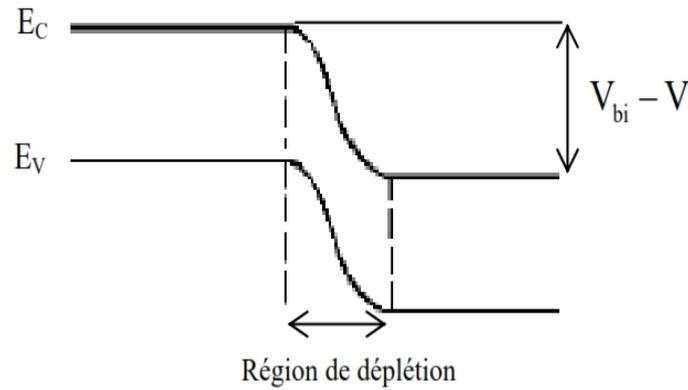
Une autre intégration dans la condition de frontière  $\phi(x=W) = 0$  mène à une fonction parabolique pour le potentiel. Ainsi :

$$\phi(x) = -\frac{1}{2} \frac{q N_{eff}}{\epsilon\epsilon_0} (x-W)^2 \quad (I.6)$$

Pour la détection de particules chargées, les paires (e-t) créent dans la région d'épuisement par la particule traversant sont séparées par le champ électrique, collectée par le pôle correspondant est donne un signal électrique lu par l'appareillage électronique. La charge crée dans la région neutre recombine avec les porteurs libres et est perdue.

L'augmentation de la largeur de la région de charge d'espace augmente la charge collectée et donc le signal collecté. Pour une collection maximale on voudrait avoir l'épaisseur entière de la diode déplétée des porteurs libres.

Il est possible donc d'augmenter la largeur du ZCE (Fig. I.5) en appliquant une différence de potentiel inverse externe.



**Fig. I.5: Diagramme schématisé de bande d'énergie d'une jonction p-n polarisée en inverse.**

Dans cette condition (application d'une tension externe)  $\phi = V_{bi} - V$  on obtient une expression pour la largeur d'épuisement (déplétion) :

$$W(V) = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q_0 |N_{eff}|} (V - V_{bi})} \quad \text{Pour } w \leq d \quad (I.7)$$

Il est évident de (I.7) que la zone de déplétion augmente avec la tension de polarisation inverse appliquée jusqu'à ce que les porteurs libres soient enlevés du volume entier de la structure. C'est la tension de déplétion totale donnée par :

$$|V_{dep}| = \frac{qN_{eff} w_{max}^2}{2\epsilon\epsilon_0} - V_{bi} = \frac{qN_{eff} d^2}{2\epsilon\epsilon_0} - V_{bi}$$

Quand une diode est polarisée en inverse, seulement un faible courant, appelé courant de fuite ou courant inverse. Si aucune polarisation n'est appliquée les paires (e-t) sont produites et annihilées et aucun courant ne circule [2].

### I.3.2. Les détecteurs de particules au silicium (Si) :

Les détecteurs de particules à base de semi-conducteurs sont employés depuis 1964 et ils fournissent la meilleure résolution de l'énergie. Ils donnent également une impulsion d'une amplitude plus élevée.

Le gap d'énergie  $E_g$  du silicium est environ 1.12 eV à la température ambiante. La création d'une paire électron-trou exige une énergie moyenne de 3.6 eV [2].

#### **I.4. Principe de fonctionnement d'un détecteur à Jonction**

##### **I.4.1. Le principe :**

Les détecteurs à semi-conducteurs fonctionnent en principe comme une chambre d'ionisation solide, c'est-à-dire que les porteurs de charges positifs et négatifs sont créés dans les détecteurs par ionisation du matériau. Ces porteurs de charges migrent vers les électrodes sous l'action du champ électrique régnant entre ces électrodes et créent une impulsion de courant dont l'amplitude est proportionnelle au nombre de porteurs de charges libérés et ainsi à l'énergie. La différence par rapport à la chambre d'ionisation se trouve dans le fait que :

- Le détecteur est un solide et de ce fait les portées des particules chargées sont plus petites pour une même énergie, les interactions avec les atomes étant nombreuses.
- Les porteurs de charges ne se composent pas d'électrons et d'ions comme dans la chambre d'ionisation à gaz, mais d'électrons et de trous de masse très proches.

Les avantages sont les suivants :

- L'énergie nécessaire à la libération d'un électron dans le détecteur gazeux s'élève à environ 30 eV et elle est seulement de 3.6 eV pour une paire électron-trou.
- Les temps de collection des porteurs de charges sont courts à cause des faibles dimensions du détecteur, ce qui entraîne la formation d'impulsions rapides.

Cependant, la zone utile à la détection reste la zone de déplétion de la jonction PN, désertée de porteurs libres qui pourraient se recombiner avec les porteurs créés par l'ionisation. L'accroissement du volume utile du détecteur est obtenu par l'élargissement de la zone de déplétion ce qui amène à polariser la jonction avec une

tension inverse plus importante tout en restant inférieure cependant à la tension de claquage [1].

La zone de déplétion dans la jonction est le milieu de détection des radiations, en d'autres termes c'est la région active. Les particules chargées incidentes sur le détecteur créent des porteurs de charge (paires électron-trou) (Fig.I.6) [2].

L'énergie moyenne requise pour créer une paire (e, h) dans le silicium est de 3,6 eV.

Le champ électrique puissant dans cette zone de déplétion (Eg.I.9) sépare les porteurs créés et les balaye, chacun dans le sens inverse de l'autre.

Sans polarisation, le détecteur est inefficace parce que le champ électrique créé par la tension de diffusion est faible pour qu'il puisse séparer les porteurs de charge créés.

En polarisation inverse, il y a, en même temps, une augmentation de la largeur de la zone de déplétion et du champ électrique qui sépare rapidement les charges pour éviter leur recombinaison.

Pour détecter la totalité d'énergie des particules incidentes, le détecteur doit avoir une zone de déplétion suffisamment large (Eq.1.10) pour couvrir la totalité de chemin, du point d'incidence jusqu'au point de collection.

Il en résulte que le détecteur doit fonctionner (généralement) en polarisation inverse à la déplétion totale [4].

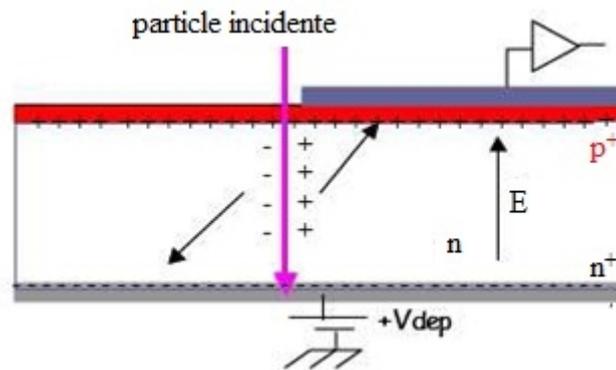
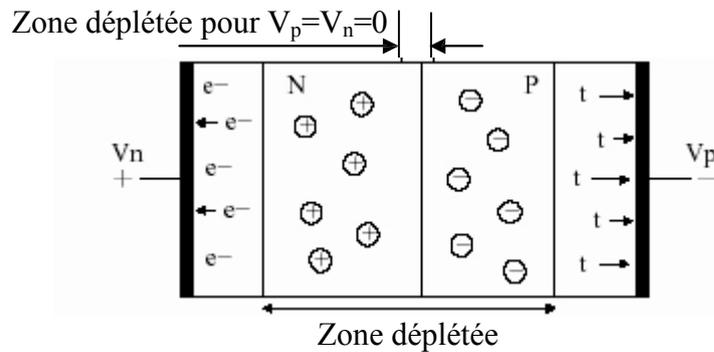


Fig. I.6: Principe de fonctionnement d'un détecteur a jonction semi-conductrice.

$$E_{\max} = - \frac{q \cdot N_d}{\epsilon_0 \epsilon_r} \cdot w \tag{I.9}$$

$$w \approx \sqrt{\frac{2 \epsilon \epsilon_0 (V + V_{bi})}{q |N_{eff}|}} \tag{I.10}$$

Lorsqu'une particule traverse un matériau, elle perd de l'énergie par ionisation. Le signal électrique associé au déplacement des électrons libres et des trous que la particule a généré permet de détecter son passage. En particulier, lorsqu'une particule traverse le silicium elle crée environ 80 paires électron-trou par micron.



**Fig. I.7. Principe de fonctionnement d'une jonction p-n polarisée**

Cependant, la zone désertée, créée par la jonction p-n ne s'étend que sur une distance de quelques microns. Il est donc nécessaire d'en augmenter sa taille pour assurer une bonne collection des charges créées par une particule. La largeur de déplétion est augmentée en appliquant une différence de potentiel positif  $V_n - V_p$  (figure I.7) car le champ électrique extérieur force les porteurs minoritaires, trous du côté n et électrons du côté p, à migrer en direction opposée à la jonction. Ainsi, si la tension est suffisante, le substrat peut être entièrement déserté [2].

#### I.4.2. Schéma électrique équivalent du détecteur :

Lorsqu'une particule cède son énergie au détecteur, celui-ci agissant comme une source de courant, délivre l'impulsion  $i_d(t)$ . La charge correspondante  $Q_d$ , est convertie en une impulsion de tension d'amplitude  $V_S$  au moyen d'un préamplificateur de charge. Le schéma électrique du détecteur associé à un préamplificateur de charge est donné par la figure I.8 [1].

On a ainsi :

$$V_S = \frac{Q_d}{C_r} \quad (\text{I.11})$$

La charge  $Q_d$  peut être exprimée en fonction d'une part de l'énergie  $E$  cédée par la particule au détecteur et d'autre part de l'énergie nécessaire à la formation d'une paire

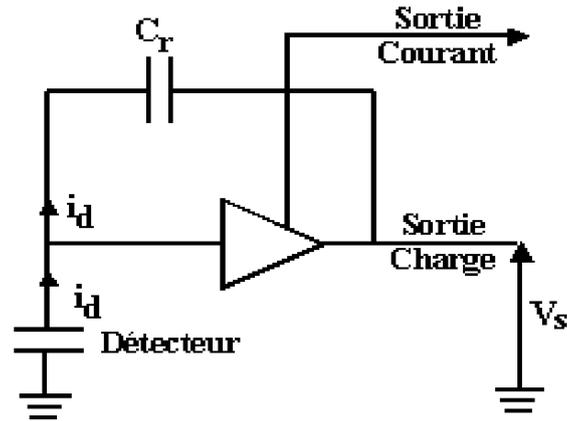


Fig. I.8 - Schéma électrique équivalent du détecteur associé à un préamplificateur électron-trou (3.6 eV) pour le Si à 300K.

$$Q_d = \frac{E(eV)}{3.6(eV)} \times e (e = 1.6 \times 10^{-19} C) \quad (I.12)$$

D'où :

$$V_s = \frac{E}{3.6 \times C_r} \times e \quad (I.13)$$

### 1.5. Fabrication de détecteur :

En général, la jonction  $p - n$  est fabriquée par des techniques épitaxiales. Les besoins en matériaux pour la fabrication des détecteurs de particules au silicium utilisés pour des applications au physique des énergétiques élevées doivent avoir deux conditions suivantes :

- résistivité élevée,  $\rho$
- temps de vie des porteurs minoritaires élevé,  $\tau_0$

Une résistivité très élevée ( $\geq 1 \text{ K}\Omega\text{cm}$ ) est nécessaire afin de dépléter entièrement le volume de détecteur d'épaisseur  $\approx 200 - 300 \mu\text{m}$  par une tension au-dessous de 300 V.

Pour un prix raisonnable et une distribution homogène de résistivité (non seulement au-dessus d'une couche simple mais également au-dessus du lingot entier). Le silicium préparé par la méthode de la zone fondue est le meilleur choix du matériel et est donc des applications exclusivement utilisées dans les détecteurs aujourd'hui. En outre, la condition de fabrication inclut également une efficacité à grande vitesse, une conversion élevée (particule  $\rightarrow$  paire (e-t)) et une bonne résistance à

l'endommagement par les rayonnements. La grande vitesse peut être obtenue si la longueur de la surface déplétée est courte et les mobilités de porteur, sont hautes. Pour une efficacité élevée de conversion pour les particules au minimum d'ionisation (MIP)<sup>1</sup>, la longueur de la surface déplétée devrait être longue et tous les porteurs libres créés devraient quitter cette surface rapidement [2].

**I.6. Conclusion :**

Dans ce chapitre nous avons décrit les détecteurs de particule, ces détecteurs sont des chambres d'ionisation. La structure de base de ces détecteurs est la jonction p-n d'autres structures sont aussi utilisées. Cette jonction est la juxtaposition de deux types différents de semi-conducteur un de type 'p' et l'autre de type 'n', donc une zone de déplétion va se créer. La jonction est caractérisée par trois paramètres tels que la densité de charge, le champ électrique et le potentiel électrique

---

<sup>1</sup> - Minimum Ionizing Particles

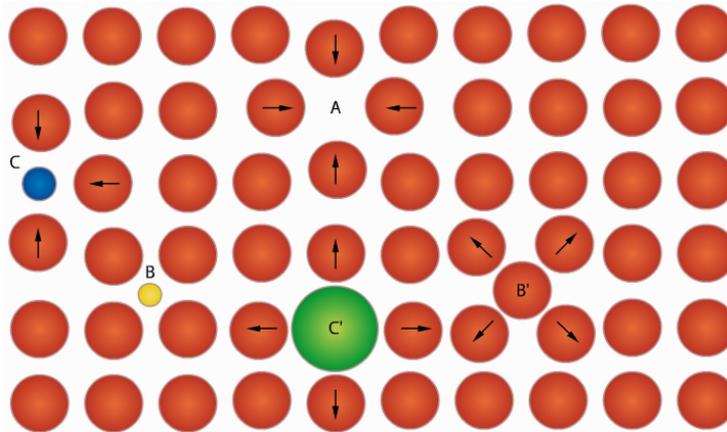
*Chapitre II :*  
*Les Défaits*

**II .1 Les Défauts Dans Les Solides****II .1.1. Introduction**

Les cristaux parfaits formés par la répétition périodique d'une maille élémentaire sont des cristaux idéaux. Les cristaux réels ont des structures qui diffèrent, au moins localement, de cet arrangement périodique car ils sont le siège de défauts de différentes natures. Ces défauts peuvent être sans dimension (défauts ponctuels), à une dimension (dislocations), à deux dimensions (joints de grains, mâcles) ou à trois dimensions (précipités) [5].

**II .1.2. Les défauts****II .1.2.1. Défauts ponctuels (dimension 0)**

Ce sont des défauts sans dimension qui ont une taille de l'ordre de la distance interatomique. Il existe trois types de défauts ponctuels : les lacunes, les interstitiels et les atomes en substitution, comme cela est décrit sur le schéma suivant. La présence de défauts ponctuels entraîne une distorsion locale du réseau cristallin et engendre un champ de contrainte dans un volume du cristal supérieur à celui du défaut lui-même [5].



A – Lacune

B – Atome étranger interstitiel

B' – auto-interstitiel

C et C' – atomes étrangers substitution

**Fig. II.1: Types de défauts ponctuels dans les cristaux : (a) lacune, (b) atome étranger interstitiel, (b') auto-interstitiel et (c) atome étranger en substitution.**

- **Les Lacunes**

Ce défaut correspond à un site atomique inoccupé dans la structure. Les lacunes jouent un rôle fondamental dans la diffusion à l'état solide qui engendre des déplacements d'atomes sur de longues distances et est à la base des traitements thermiques.

- **Les Interstitiels**

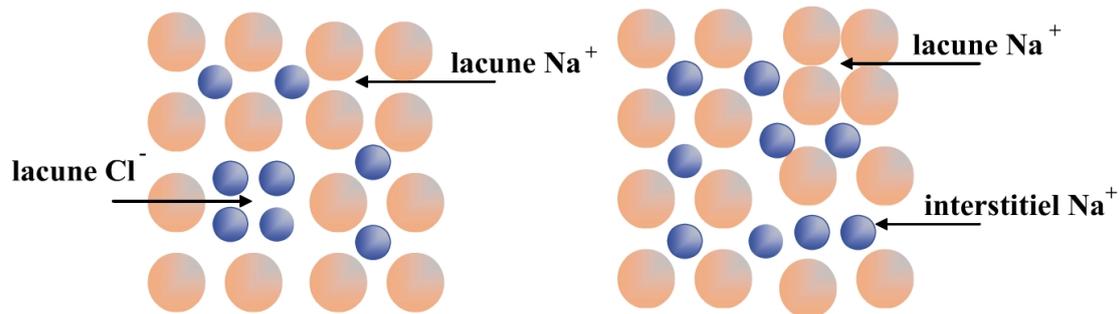
Ce sont des atomes qui s'insèrent dans les espaces vides du réseau cristallin. Si l'atome en insertion est lui-même un atome du réseau cristallin, on parle d'auto-interstitiel. Les défauts interstitiels jouent un grand rôle dans la constitution des alliages.

- **Atomes en Substitution**

C'est un atome étranger qui se place à un nœud du réseau cristallin. Ce type de défauts jouent également un rôle important dans la constitution des alliages.

- *Défauts de Frenkel et de Shottky*

Dans les cristaux ioniques, la création de défauts doit préserver la neutralité électrique du matériau. En conséquence, les défauts sont créés par paire de signes opposés. On distingue les défauts de Shottky constitués d'une lacune anionique et d'une lacune cationique et les défauts de Frenkel constitués d'une lacune (cationique ou anionique) et d'un ion (anion ou cation) comme le montre la figure suivante dans le cas du NaCl.



**Fig. II.2 : Défauts ponctuels dans les cristaux ioniques (NaCl) : a) Présence de deux lacunes de charges opposées (défaut de Shottky), b) Formation d'une paire lacune-interstitiel (défaut de Frenkel )**

### II .1.2.2. Défauts linéaires (dimension 1)

Ce sont les dislocations, qui représentent des distorsions locales du réseau. On distingue les dislocations « coin » (frontière d'un demi-plan « supplémentaire » de l'espace), les dislocations « vis » et les dislocations mixtes (caractère à la fois coin et vis) [7].

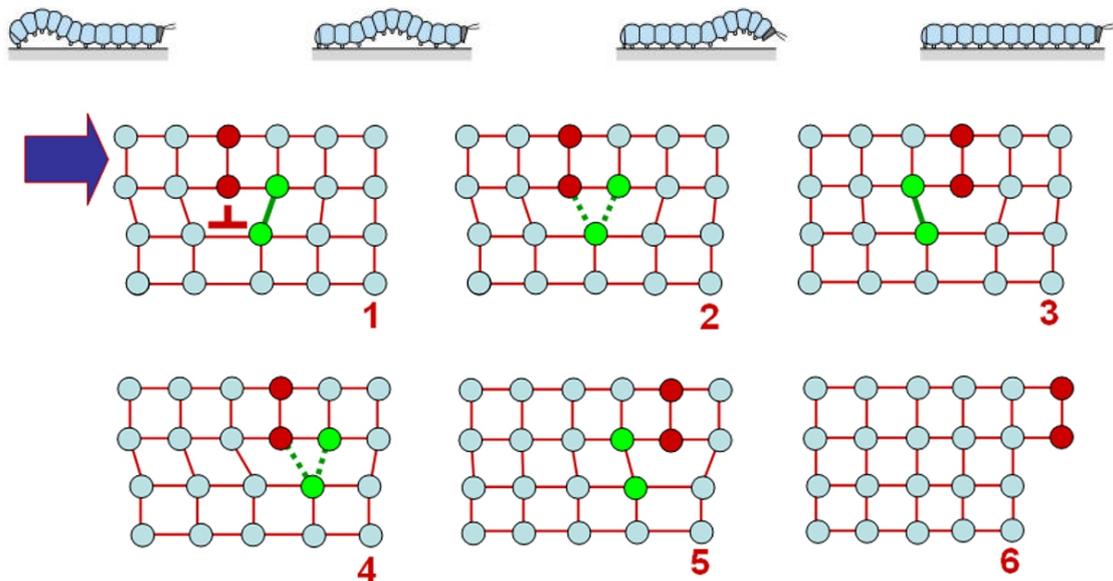
Il existe deux types de dislocations droites : les dislocations coin (edge) et les dislocations vis (screw). En pratique, les dislocations présentent souvent, en proportion donnée, le caractère coin et le caractère vis : on parle alors de dislocations mixtes. Ces dislocations sont courbes (ou gauches) et en chaque point on peut les décomposer en une composante coin et une composante vis [5].

- *Dislocations coin*

Géométriquement, une dislocation coin peut être comprise comme résultant de l'introduction d'un demi plan atomique à l'intérieur d'un cristal parfait. L'emplacement

de la dislocation est défini comme la limite de ce demi plan supplémentaire dans le cristal par ailleurs parfait [6].

La déformation est identique à celle créée en introduisant un plan supplémentaire d'atomes à la partie supérieure du cristal. Les atomes du demi-cristal supérieur sont comprimés, les autres sont dilatés [5].

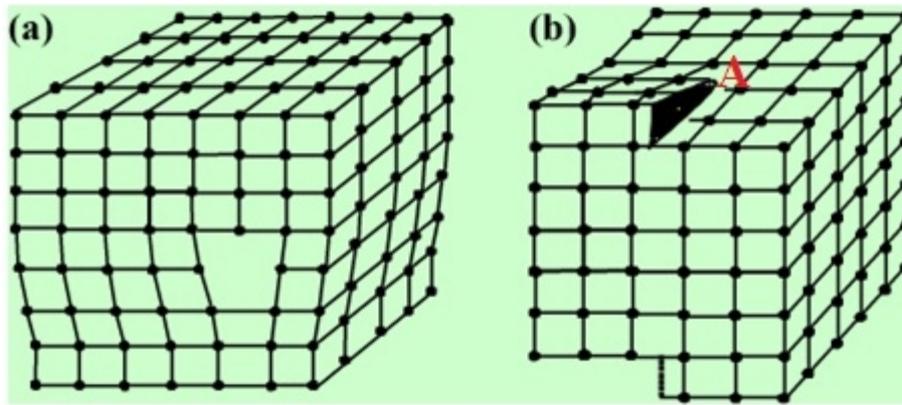


**Fig. II.3 : Déplacement d'une dislocation-coin dans un cristal.**

- **Dislocations vis**

On peut se représenter une dislocation vis en imaginant que l'on fait une entaille dans le cristal et que l'on fait glisser l'un des bords de cette entaille par rapport à l'autre d'une distance interatomique.

Une dislocation vis transforme les plans atomiques successifs en une surface hélicoïdale d'où son nom (Fig. II.4) [8].



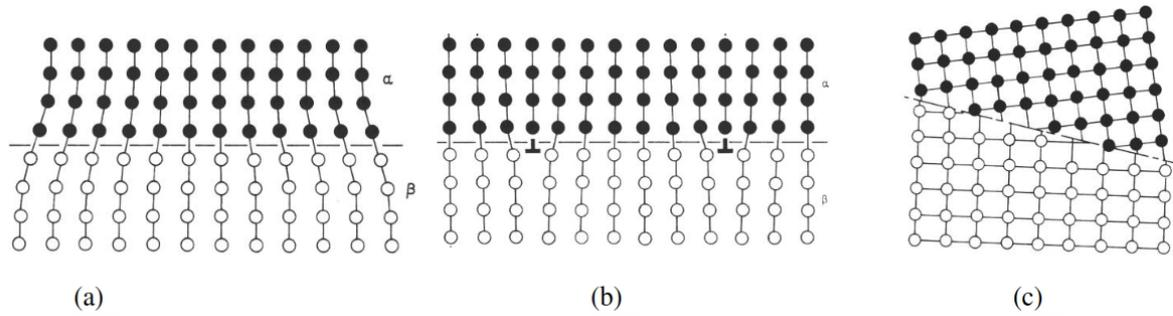
**Fig. II.4 : Structure d'une dislocation vis : la ligne verticale passant par A qui marque l'emplacement de la dislocation est entourée de matériau déformé.**

### II.1.2.3. Défauts surfaciques (dimension 2)

Ce sont par exemple les surfaces libres (perturbation du voisinage des atomes de surface qui ont perdu certains de leurs voisins) et les interfaces entre grains ou entre phases différentes. Elles peuvent être cohérentes, semi cohérentes (c'est-à-dire cohérentes « presque partout » moyennant un réseau de défauts) ou incohérentes (Figure II.5) [7].

L'énergie d'interface est faible pour les interfaces cohérentes (distorsion élastique) et très élevée pour les interfaces incohérentes et les surfaces libres (forte perturbation du voisinage des atomes). Cette énergie d'interface joue un rôle considérable dans la formation et l'évolution de la structure des matériaux.

On trouve aussi les fautes d'empilement, qui sont des perturbations de l'empilement des plans atomiques, et les joints de macle, qui sont des plans de symétrie (généralement denses) entre deux « grains » possédant une désorientation particulière. L'épaisseur de la zone perturbée étant faible (de l'ordre de quelques distances interatomiques), les interfaces occupent généralement un volume très faible de la matière ; ceci n'est cependant plus le cas dans un matériau possédant une très forte densité d'interfaces, comme les matériaux « nanocristallins » qui peuvent contenir jusqu'à 10 ou 15% en volume de zones « inter-faciales », ce qui entraîne une modification importante de leurs propriétés



**Fig. II.5 : Interfaces (a) cohérente (remarquer les distorsions élastiques pour accommoder l'écart de paramètre de maille entre les phases a (atomes blancs) et b (atomes noirs)), (b) semi-cohérente (remarquer les dislocations d'accommodation géométrique), (c) incohérente (remarquer la structure très perturbée à l'interface).**

#### II.1.2.4. Défauts volumiques (dimension 3)

Les défauts dits « volumiques » sont essentiellement des cavités, des phases non désirées, des inclusions (morceaux de matière étrangère, provenant de l'élaboration, par exemple particules venant d'un creuset). Ils proviennent notamment de l'élaboration du matériau (frittage des céramiques, métallurgie des poudres ou capillaires de fluide pour les cavités) ou de l'endommagement de celui-ci lors de son utilisation. On trouve aussi des défauts géométriques tels que les « cordes » dans les verres ou l'hétérogénéité de taille des bulles dans les matériaux mousseux.

Chacun de ces défauts a une probabilité d'apparition qui est gouvernée par des considérations thermodynamiques (énergie de formation) et cinétiques ; à titre d'exemple, la fraction volumique de lacunes, qui augmente fortement avec la température à cause du terme d'entropie dans l'enthalpie libre de Gibbs, ne dépasse cependant pas 0.1% même lorsque l'on s'approche de la température de fusion.

Les interactions entre défauts sont fréquentes, souvent connues, parfois utilisées. Citons par exemple le drainage d'atomes de soluté par les dislocations, l'épinglage des joints de grains (au cours de leur migration à haute température) par les précipités, la présence d'un gradient de potentiel électrique près de joints de grains des solides iono-covalent, etc... Un exemple : les régulateurs d'injection électronique à base de  $\text{TiO}_2$  non stœchiométrique, appelés sondes lambda. La conductivité électrique (par électrons) de ce matériau dépend de la pression d'oxygène, ce qui permet de régler la

stœchiométrie du mélange air-carburant et de décomposer à la fois CO et les oxydes d'azote, limitant ainsi la pollution [7].

## **II.2. Dommages et défauts d'irradiation dans le silicium**

### **II .2.1. Introduction :**

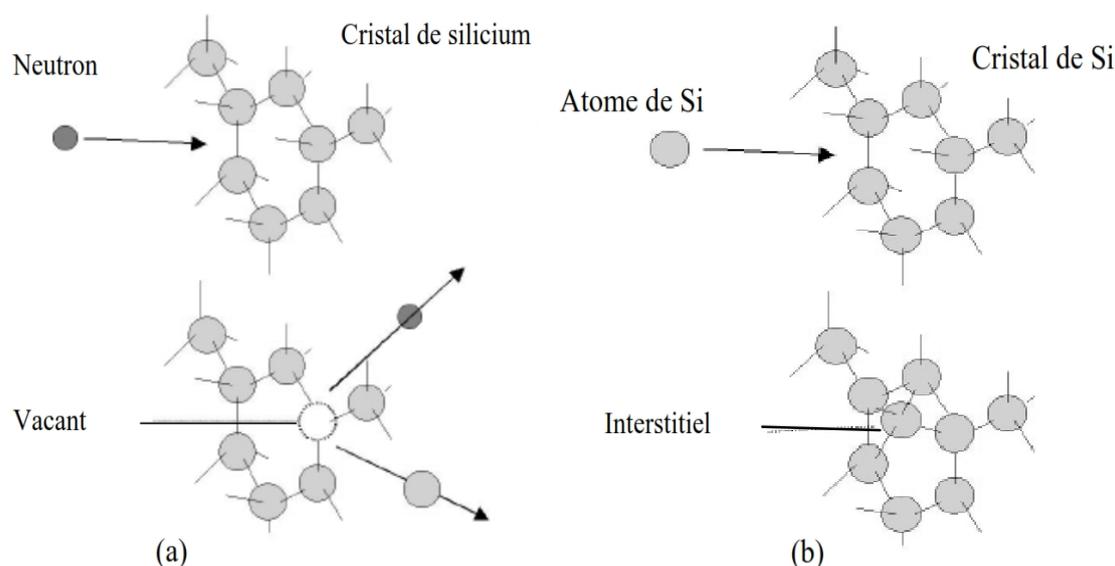
L'endommagement induit par les radiations sur les détecteurs de silicium se fait de plusieurs manières. La manière de classer les effets d'irradiation d'un point de vue physique est basée sur la distinction entre les dommages de déplacement et les dommages d'ionisation. Les dommages d'irradiation du point de vue spatiale peuvent être divisés en dommage de surface et de volume (bloc). Ce dernier est le facteur limitant l'usage des détecteurs au silicium dans l'environnement d'irradiation intense. Dans ce travail seul le dommage de volume sera donc considéré. Ce chapitre commence par la description des mécanismes de création des défauts basés sur l'interaction des particules à haute énergie (hadrons, leptons, photons) avec le cristal de silicium et ayant pour résultat la formation des défauts ponctuels et des défauts cluster. Ces défauts créent des pièges dans la bande interdite, donc la théorie d'occupation des pièges sera décrite [2].

### **II .2.2. Défauts induits par l'irradiation dans les détecteurs :**

Les dommages en volume produits dans les détecteurs de particules au silicium par les hadrons (neutrons, protons) sont provoqués par le déplacement des atomes suivant des coups primaires sur ses voisins (PKA)<sup>2</sup> lors de son déplacement dans le réseau. Le résultat est un silicium interstitiel qui laisse un site vacant (paire de Frenkel) (II.6). Tous les deux émigrent par le réseau et forment finalement des défauts ponctuels avec les atomes d'impureté (dopant). Cependant, l'atome primaire de recul peut seulement être déplacé si l'énergie donnée est plus forte que l'énergie  $E_d$  de seuil de déplacement de 25 eV approximativement [2].

---

<sup>2</sup> : Primary Knock on Atom



**Fig.II.6 : a) Formation du vacant due au déplacement d'atome silicium, b) formation des interstitiels due aux réarrangements après dispersion.**

À l'extrémité du chemin de recul de PKA, des agglomérations denses de défaut sont formées, ayant pour résultat des régions désordonnées habituellement référées comme des clusters.

Les défauts les plus importants créés par l'irradiation le divacant ( $V_2$ ) et le complexe  $C_i O_i$  à cause de leurs taux d'introduction élevés et proximité relative au milieu de gap d'énergie. Ces deux défauts jouent un rôle important en déterminant le comportement macroscopique des dispositifs endommagés

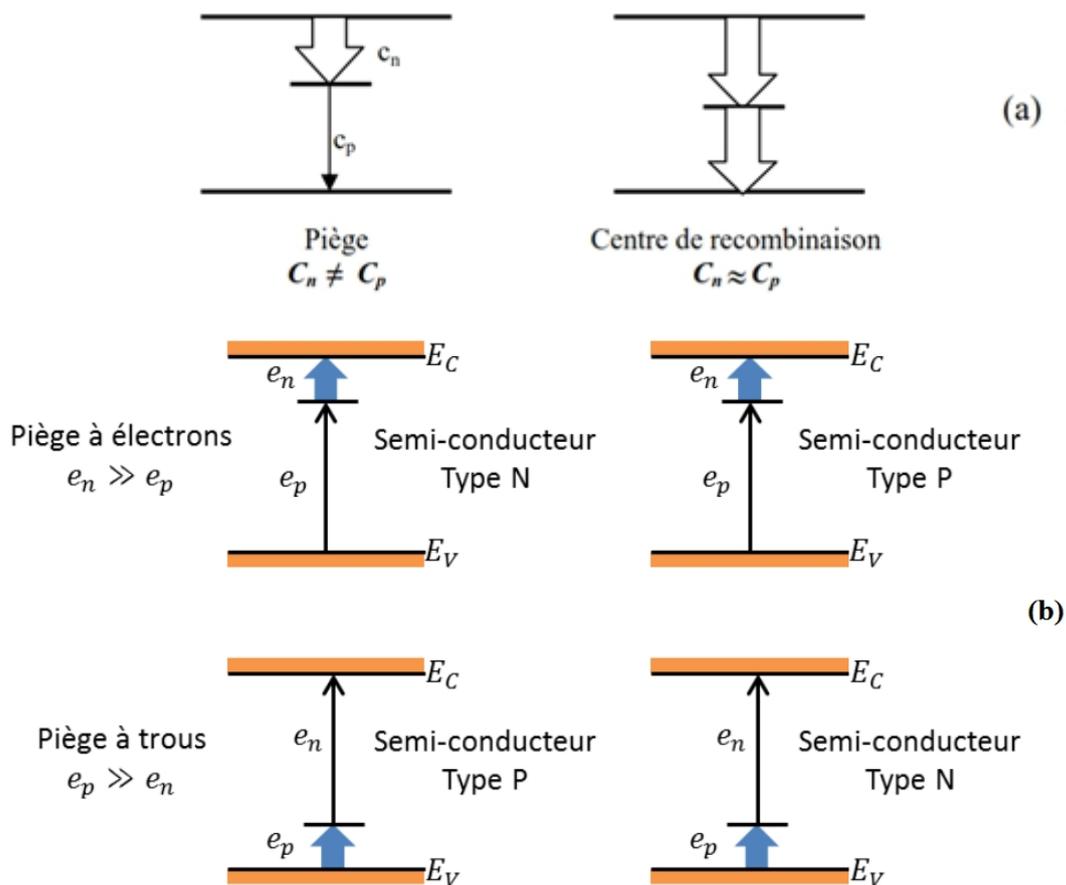
Les neutrons sont plus pénétrants que les particules chargées (avoir besoin d'une énergie cinétique  $\approx 185$  eV pour la production d'une paire Frenkel et plus que 35 keV pour produire un cluster), et agissent principalement sur la majeure partie du dispositif.

### II .2.3. Piège et centre de génération recombinaison :

Les défauts créés par l'irradiation sont généralement des niveaux profonds. Les niveaux profonds sont ceux sites de plusieurs KT de la bande correspondante. La figure II.7 [17] montre les différents processus qui peuvent avoir lieu. Le niveau peut capturer un électron de la bande de conduction, (a) est caractérisé par le coefficient de capture  $c_n$ . Après la capture d'électron un des deux événements peut avoir lieu. Du à

l'énergie thermique l'électron peut être réémis de nouveau à la bande de conduction, émission d'un électron  $e_n$  (b), ou il peut capturer un trou de la bande de valence, (c) capture d'un trou  $c_p$ . Après l'un ou l'autre de ces processus, le centre est occupé par un trou et encore deux options sont disponibles. Soit il émet le trou de nouveau à la bande de valence  $e_p$  ou il capture un électron. Un événement de piégeage est le mécanisme (a) suivi de (b).

Dans le premier de ces deux cas le piège est un piège d'électron, caractérisé par  $c_n \gg c_p$ , et dans le dernier cas est un piège de trou, caractérisé par  $c_p \ll c_n$ .



**Fig. II.7:** a) Définition des termes ‘piège’ et centre de recombinaison, en indiquant la différence entre les coefficients de capture par la largeur des flèches. b) Définition des termes (piège à électron et piège à trou).

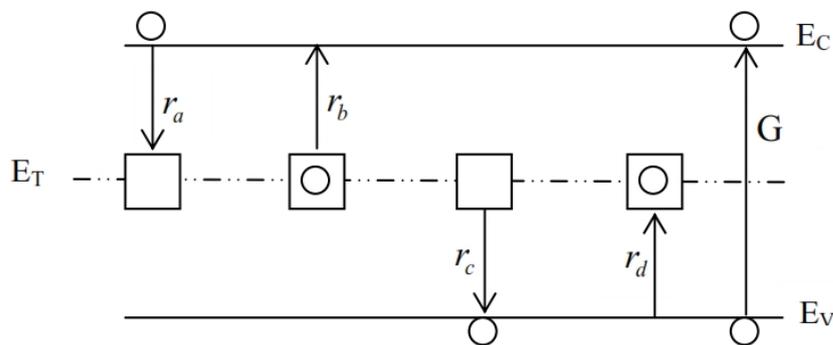
Si les taux de capture sont comparables ( $c_n \approx c_p$ ), alors le piège est un centre de recombinaison.

### II .2.3.1. Statistiques de Shockley-Read-Hall :

En équilibre :

La théorie du processus de génération-recombinaison à travers des centres intermédiaires dans la bande interdite a été établie par Shokley, Read et Hall. L'occupation des pièges par des électrons ou des trous, respectivement, est déterminée par l'interaction avec la bande de conduction et de valence.

Les étapes qui peuvent se produire dans le procédé de génération-recombinaison sont montrées dans Figure. II.8. Les flèches indiquent la transition de l'électron pendant chaque processus.



**Fig. II.8: Taux d'émission et de capture. Procédés de transition directe (G) et indirects (ri) par l'intermédiaire d'un seul niveau de piège.**

Comme indiqué dans Fig. II.8, quatre réactions de concurrence ont lieu.

- a) Émission des électrons dans la bande de conduction
- b) capture des électrons dans les états non occupés
- c) capture des trous dans des états occupés par l'électron (équivalent à l'émission des électrons dans la bande de valence)
- d) émission des trous dans la bande de valence (équivalent à la capture des électrons de la bande de valence)

Le taux de capture électronique (processus (a)) est proportionnel à la concentration des électrons libres dans la bande de conduction et également à la concentration des pièges vides.

Si la concentration des pièges est  $N_T$ , la concentration des pièges inoccupés est  $N_T \cdot (1-f)$ , où  $f$  est la probabilité d'occupation par un électron.

Le taux du processus (a) est donc donné par :

$$r_a \propto nN_T (1-f) \quad (\text{II.1})$$

La constante de proportionnalité est  $v_{th} \sigma_n$ , par conséquent :

$$r_a = v_{th} \sigma_n nN_T (1-f) \quad (\text{II.2})$$

$v_{th}$  : est la vitesse thermique des porteurs ;  $v_{th} \equiv \sqrt{3 k_B T/m} \equiv 1.2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  à 300K.  $\sigma_n$  est la section efficace de capture des centres pour les électrons, une mesure de la proximité de l'électron du piège à capturer.

Le taux d'émission d'électron, processus (b), est proportionnel à la concentration des pièges qui sont occupés par des électrons :

$$r_b = e_n N_T f \quad (\text{II.3})$$

La constante de proportionnalité,  $e_n$  est la probabilité d'émission d'un électron par le piège occupé dans la bande de conduction. La valeur  $e_n$  ainsi dépend de la densité des états inoccupés dans la bande de conduction et de la proximité des centres au bord de bande de conduction. Le taux de capture de trou, par analogie au processus (a), est donné par :

$$r_c = v_{th} \sigma_p pN_T f \quad (\text{II.4})$$

Ce processus est proportionnel à la concentration des pièges occupés. Le taux d'émission de trou est donné par :

$$r_d = e_p N_T (1-f) \quad (\text{II.5})$$

Où  $e_p$  est la probabilité d'émission des trous.

La première étape est d'évaluer les probabilités de taux d'émission,  $e_n$  et  $e_p$ . Dans le cas de l'équilibre thermique, les taux des deux processus par dans lesquels les transitions et hors de la bande de conduction ont lieu doivent être égaux,  $r_a = r_b$ . On

remplace  $r_a$  et  $r_b$  par leurs expressions (II.2 et II.3 respectivement) et sachant que la concentration d'électron en l'équilibre est donnée par:

$$n = n_i \exp((E_F - E_i) / k_B T) \quad (\text{II.6})$$

$$p = n_i \exp((E_i - E_F) / k_B T)$$

Où  $E_i = (E_v + E_c) / 2$  et  $n_i$  est la densité intrinsèque d'électron libre, mène a :

$$e_n = v_{th} \sigma_n n_i \exp((E_T - E_i) / kT) \quad (\text{II.7})$$

Notez que la probabilité d'émission des électrons augmente exponentiellement quand le centre approche de  $E_C$  ( $E_T \gg E_i$ )

$$e_p = v_{th} \sigma_p n_i \exp((E_i - E_T) / k T) \quad (\text{II.8})$$

Encore, la probabilité d'émission des trous augmente exponentiellement pendant que le centre approche de  $E_v$  ( $E_i \gg E_T$ )

la fraction d'occupation  $f$  des centres peut être obtenue par:

$$f = \frac{\sigma_n n + \sigma_p n_i \exp((E_i - E_T) / k_B T)}{\sigma_n (n + n_i \exp(E_T - E_i) / k_B T) + \sigma_p ((p + n_i \exp(E_i - E_T) / k_B T))} \quad (\text{II.9})$$

Ceci peut également être écrit sous la forme :

$$f = \frac{\sigma_n n + \sigma_p n_i e^{-\beta}}{\sigma_n (n + n_i e^{\beta}) + \sigma_p (p + n_i e^{-\beta})}, \quad \text{où} \quad \beta \equiv \frac{E_T - E_i}{K_B T} \quad (\text{II.10})$$

La valeur de  $f$ , peut être substituée dans les taux des différents processus pour obtenir le taux net de recombinaison (dans les unités de  $cm^{-3} / s$ ) :

$$U_{SRH} = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_T (pn - n_i^2)}{\sigma_n (n + n_i e^\beta) + \sigma_p (p + n_i e^{-\beta})} \quad (\text{II.11})$$

Où :

$$U_{SRH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_{0p}(n + n_0) + \tau_{0n}(p + p_0)} \quad (\text{II.12})$$

Où,  $n_0 = n_i e^\beta$ ,  $p_0 = n_i e^{-\beta}$  et avec  $\tau_{0n} = \frac{1}{\sigma_n v_{th} N_T}$ ,  $\tau_{0p} = \frac{1}{\sigma_p v_{th} N_T}$  sont les durées de vie pour les électrons et les trous respectivement.

Le taux de recombinaison approche un maximum lorsque le centre de recombinaison est au milieu de gap ( $E_T = E_i$ ). Ainsi les centres de recombinaisons les plus efficaces sont ceux situés au milieu de gap, En conséquence l'équation (II.12) est écrite comme:

$$U_{SRH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_{0p}(n + n_i) + \tau_{0n}(p + n_i)} \quad (\text{II.13})$$

Dans ce cas-ci  $c_n \approx c_p$  et  $n_0 = p_0 = n_i$  les durées de vie sont données par :

$$\tau = \tau_{0n(p)} = \frac{1}{c_{n(p)} \times N_T} \quad (\text{II.14})$$

#### II .2.4. Effets macroscopiques des dommages d'irradiation :

Il y a plusieurs effets des pièges et centres de g-r, mais les plus importants sont :

- Changeant la concentration effective de dopage  $N_{eff}$  et affectant de ce fait la tension requise pour la déplétion totale d'une diode.
- Détérioration de l'efficacité de collection de charge.
- Augmentation de courant de fuite de la diode

- Tension de déplétion  $V_{dep}$  :

La tension de déplétion est la tension nécessaire pour dépeupler toute la diode des porteurs libres. Les détecteurs doivent fonctionner à cette tension pour prolonger entièrement le champ électrique dans toute la profondeur de la diode.

La tension de déplétion du détecteur,  $V_{dep}$  est liée à la résistivité électrique,  $\rho$  tel que

$$V_{dep} = \frac{w^2}{2\varepsilon\mu\rho} \quad (II.15)$$

$$\rho = \frac{1}{q\mu N_{eff}} \quad (II.16)$$

Où  $W$  est l'épaisseur de détecteur,  $\varepsilon$  est la permittivité électrique  $\mu$  est la mobilité de porteur, et  $q$  est charge électrique.

La tension de déplétion totale est liée à la concentration efficace  $N_{eff}$  par substitution  $\rho$  dans  $V_{dep}$  :

$$|N_{eff}| = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qw^2} V_{dep} \quad (II.17)$$

$N_{eff}$ , dépend de l'état d'ionisation des niveaux de défaut dans le matériel selon :

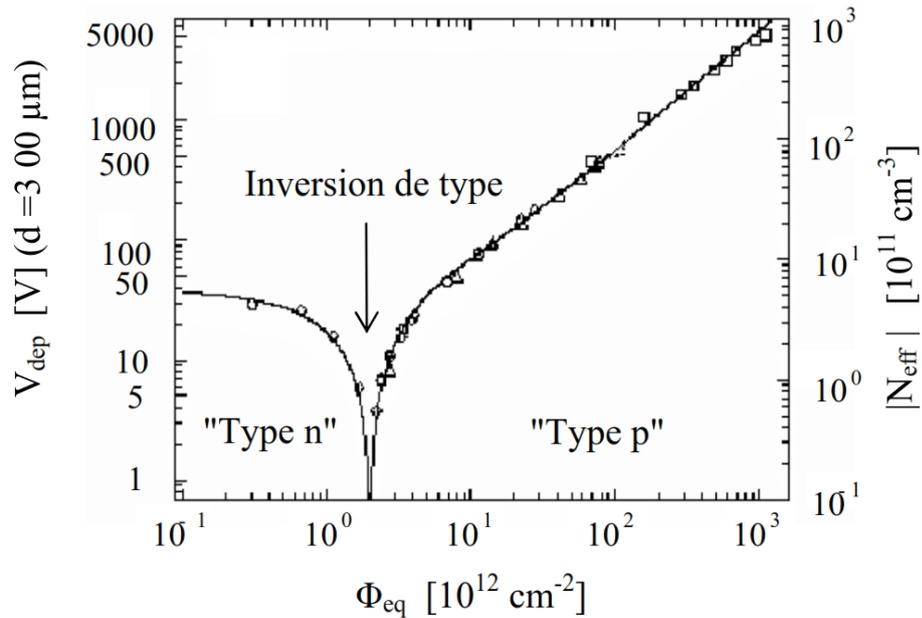
$$N_{eff} = \sum_i N_{TDi}^+ - \sum_j N_{TAj}^- + p - n \quad (II.18)$$

$N_{TDi}^+$  : densité de pièges donneurs 'i' ionisés.

$N_{TAj}^-$  : densité de pièges accepteurs 'j' ionisés

Pour un détecteur non irradié de type n,  $N_{eff}$  et  $V_{dep}$  est déterminé par la concentration des donneurs peu profonds (habituellement phosphore) et le signe de  $N_{eff}$  est positif.

L'exposition de dispositif à l'irradiation du hadron introduite une variation remarquable de la tension de déplétion (figure II.9)



**Fig. II.9: Changement de la tension de déplétion et la concentration efficace absolue après l'irradiation.**

Il a été observé que la tension de déplétion totale diminue avec l'augmentation de la fluence  $\phi$  puis augmente. Ce pic est dû à l'inversion de type de la région active de la diode.

### II .3. Conclusion :

Dans ce chapitre on a décrit les défauts dans le solide et les dommages et les défauts d'irradiation dans le silicium, puis la description des mécanismes de base d'irradiation en suite on discute les classifications de défauts, il y a deux catégories fondamentalement différentes de défauts. La classification de ces défauts dépend de leur position dans la bande interdite en tant que niveau peu profond ou niveau profond. Ces défauts sont caractérisés par des paramètres tel que le temps de vie, la section efficace de capture, le niveau dans le gap...

Le mécanisme principal de recombinaison détermine le taux de recombinaison est :

- Shockley–Read–Hall (SRH)

Finalement le chapitre est terminé par la description de l'effet macroscopique de dommages d'irradiation et la Tension de déplétion.

*Chapitre III:*  
*Logiciel de simulation SILVACO*

### III.1. Introduction :

Dans notre travail nous avons utilisé un logiciel de simulation technologique (TCAD), pour simuler les caractéristiques électriques d'un détecteur de particule, mais il faut tout d'abord connaître quelques notions principales sur la simulation en générale et ce logiciel en particulier.

Le simulateur TCAD (Technology Computer-Aided Design) permet la modélisation du comportement physique et électrique d'un composant électronique. Ceci nous permet d'économiser le temps et le coût de développement, et ainsi de pouvoir envisager et optimiser des solutions pour améliorer les performances des dispositifs. Les simulateurs existants sur le marché (ISE, Synopsys, Silvaco, PC1D,...) ont le même principe de fonctionnement. Ils résolvent les équations différentielles qui régissent le fonctionnement des dispositifs électroniques par des méthodes numériques (éléments finis, moindre carré, méthode de monte Carlo, etc.) [9].

### III.2. Le rôle de la simulation

La simulation fournit un lien entre le monde expérimental et le monde théorique comme le montre la figure III.1. Elle complète la théorie et l'expérimental et construit la réalité physique dans la présence de certaines contraintes ou bien la présence d'une analyse mathématique impossible [10].



Fig. III.1: Le rôle de simulation

### III.3- Présentation du logiciel de simulation SILVACO :

Le SILVACO (Silicon Valley Corporation)-TCAD est un logiciel qui permet de concevoir, modéliser et simuler les performances des dispositifs à semi-conducteur, avant la fabrication des prototypes d'essais. Il est très utile dans les projets de recherche développement car il optimise le temps des essais et par conséquent réduit le coût de conception et de fabrication des dispositifs électroniques. Le TCAD-SILVACO inclut de nouveaux modèles physiques qui utilisent des méthodes et des algorithmes numériques efficaces, de nouvelles techniques de maillage, des solutions linéaires d'optimisation, etc., tout en permettant d'obtenir des résultats de simulation très proches de celles de la pratique. L'avantage majeur de ce type de simulateurs est de visualiser dans l'espace des phénomènes physiques difficilement accessibles et observables et de s'approprier de manière pédagogique les procédés de fabrication.

Les modules de TCAD-SILVACO peuvent être utilisés pour :

- La simulation des étapes de fabrication technologique (ATHENA, SSupreme3, SSupreme4, etc.).
- La simulation électrique des dispositifs tels que, les Diodes, les MOSFET, les transistors bipolaires, etc. (ATLAS).
- Virtual Wafer Fab pour automatiser la simulation de fabrication des Wafers

Dans notre étude, les simulations sont effectuées par le module ATHENA, et ATLAS [11].

### III.4. Etapes nécessaires pour la simulation :

La première étape dans la simulation est la modélisation d'un phénomène physique. Un modèle d'un composant physique est une entité mathématique avec la précision des lois qui relient ses variables. Un modèle mathématique est toujours distinct par rapport à un composant physique, bien que son comportement soit similaire à celui du composant, donc le modèle n'est pas équivalent mais seulement présente une approximation [10].

**III.5. La simulation des composants semi conducteurs**

• **Quel est le besoin ?**

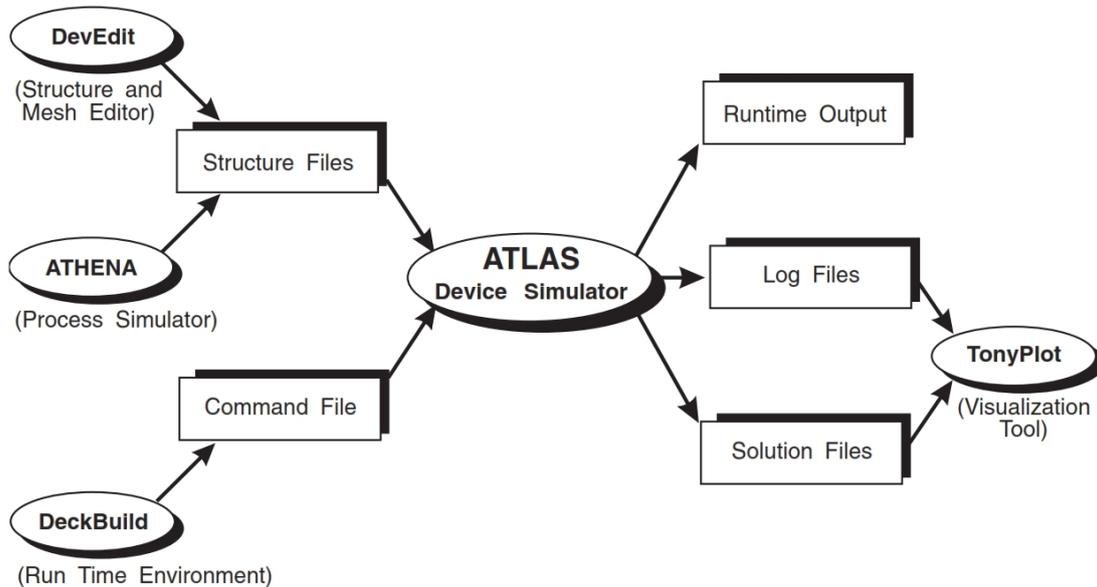
Le rôle principal du simulateur est faire baisser le nombre des étapes d'itérations nécessaires pour la fabrication du composant avec certaines propriétés désirées. Un simulateur utilisé pour un composant semi-conducteur donne les données suivantes comme résultats :

- 1) Caractéristiques I-V, C-V, Q-V,G-V...
- 2) Courbe à 2D inclus la courbe d'une grandeur comme par exemple le potentiel en fonction de la distance verticale y d'un composant.
- 3) la courbe à 3D inclus un autre paramètre par exemple la distance verticale z
- 4) Vecteur : contient la courbe du champ électrique où bien la densité de courant en fonction du voltage et le vecteur de position.

• **L'environnement ATLAS**

ATLAS a été conçu de façon à pouvoir l'utiliser avec d'autres outils qui facilitent ou complètent son utilisation [10].

Comme le montre la figure III.2 [12].



**Fig. III-2 ATLAS Entrées et sorties**

- **MODE D'OPERATION D'ATLAS :**

On introduit la commande dans DECKBUILD par **go atlas**.

**Syntaxe d'une instruction:**

Une instruction prend la forme générale suivante :

<Instruction> <paramètre> = < valeur>

Il y a 04 types pour les valeurs (réel, entier, logique, caractère)

L'ordre des paramètres n'est pas obligatoire, l'abréviation est possible mais exige le non chevauchement avec d'autres instructions.

Pour écrire un commentaire on utilise le symbole # qui n'est pas exécuté par le compilateur.

ATLAS peut lire 256 caractères dans une ligne, mais il vaut mieux séparer les lignes par un antislash \ à la fin de la ligne dans une longue instruction, pour qu'on puisse lire les instructions d'une manière claire.

Il ne fait pas la différence entre une lettre majuscule et une lettre minuscule [10].

- **L'ordre des commandes :**

L'ordre est très important dans ATLAS, il y a 05 groupes d'instructions qui doivent apparaître dans un ordre correct comme le montre la figure III-3 [12].

<i>Group</i>		<i>Statements</i>
<b>1. Structure Specification</b>	—————	MESH REGION ELECTRODE DOPING
<b>2. Material Models Specification</b>	—————	MATERIAL MODELS CONTACT INTERFACE
<b>3. Numerical Method Selection</b>	—————	METHOD
<b>4. Solution Specification</b>	—————	LOG SOLVE LOAD SAVE
<b>5. Results Analysis</b>	—————	EXTRACT TONYPLOT

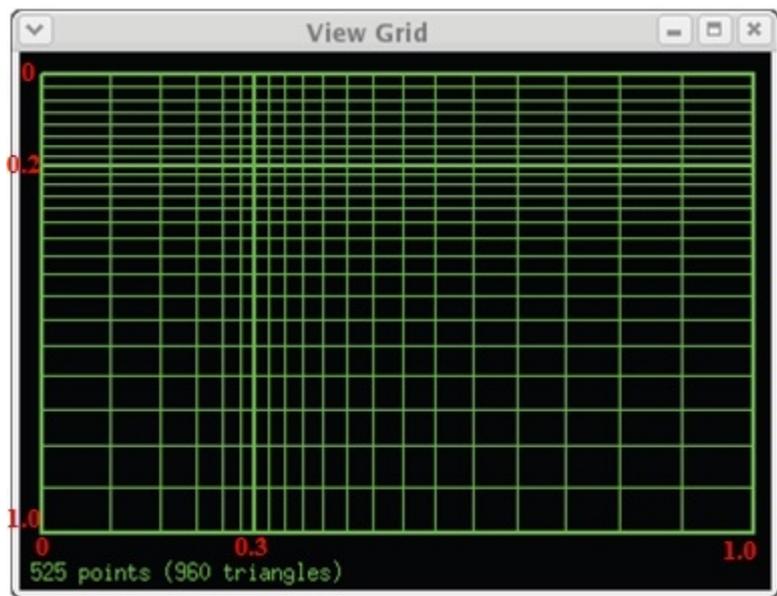
**Fig. III-3 : ATLAS groupes de commandes avec les états principal de chaque groupe**

### III.6. Le logiciel ATHENA :

Le logiciel de simulation ATHENA de TCAD-SILVACO fournit des possibilités générales pour la simulation des processus utilisés dans l'industrie des semi-conducteurs : diffusion, oxydation, implantation ionique, gravure, lithographie, procédés de dépôt. Il permet des simulations rapides et précises de toutes les étapes de fabrication utilisées dans (la technologie CMOS, bipolaire, SOI,) optoélectronique, (MEMS,) et les composants de puissances. Là aussi, le logiciel permet de fournir des informations importantes pour la conception et l'optimisation des procédés technologiques telles que les concentrations des porteurs, les profondeurs de jonctions, etc. Le programme de simulation (défini comme entrée) des différentes étapes technologiques et les phénomènes physiques, s'établi avec le module DECKBUILD de TCAD-SILVACO, puis la visualisation de la structure de sortie s'effectue avec le module TONYPLOT [11].

- **Le maillage :**

Le maillage joue un rôle important pour l'obtention de bonnes simulations. Celui-ci doit être fait avec la plus grande attention pour garantir la fiabilité des résultats. La méthode numérique utilisée pour résoudre les équations physiques est celle des éléments finis. Son principe de base est la discrétisation par éléments des équations à traiter. Pour obtenir des résultats fiables et précis, la finesse du maillage doit être définie en fonction des variations des grandeurs physiques. Le choix de maillage doit être fait de façon à avoir un compromis entre la vitesse d'exécution et l'exactitude des résultats [9] [13].



**Fig. III-4 ATHENA Mesh.**

```
GO ATHENA
```

```
# NON-UNIFORM GRID
```

```
LINE X LOC=0.00 SPAC=0.1
```

```
LINE X LOC=0.3 SPAC=0.02
```

```
LINE X LOC=1 SPAC=0.1
```

```
LINE Y LOC=0.00 SPAC=0.03
```

```
LINE Y LOC=0.2 SPAC=0.02
```

```
LINE Y LOC=1 SPAC=0.1
```

- **Simulation du dispositif :**

Pour effectuer une simulation sous environnement SILVACO, il est nécessaire de bien définir la structure utilisée. On doit spécifier le domaine physique de la simulation, les différents matériaux qui constituent cette structure, les électrodes et le dopage des différentes régions afin de dessiner le maillage adéquat à l'étude de notre structure. Les contacts métalliques en haut et en bas sont définis par leur travail de sortie et la vitesse de recombinaison en surface [9].

### III.7. ATLAS :

Le logiciel de simulation ATLAS est un simulateur de modélisation bidimensionnelle de composants semi-conducteurs. Il est capable de prédire les caractéristiques électriques de la plupart des composants semi-conducteurs en régime continu, transitoire ou fréquentiel.

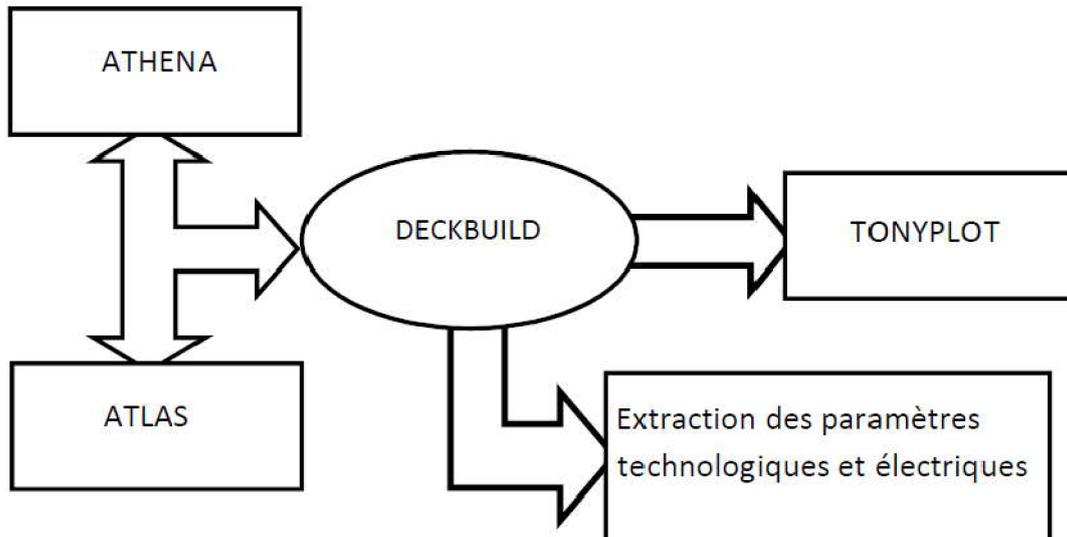
En plus du comportement électrique, exemple  $I(V)$ , il fournit des informations sur la distribution interne des variables électriques telles que le courant ou la tension (lignes de champ). Ceci est réalisé en résolvant numériquement les équations de Poisson et de continuité des électrons et des trous (à deux dimensions) en un nombre fini de points formant le maillage de la structure défini par l'utilisateur ou par le programme.

Ce simulateur est composé de deux parties :

- une partie de traitement numérique (méthode d'intégration, de discrétisation...),
- une partie formée des modèles physiques des composants semi-conducteurs les plus courants : modèles de recombinaison (Shockley Read Hall), d'ionisation par impact (Pearson et Monte Carlo), ainsi que les modèles de mobilité, et les statistiques de Fermi-Dirac et Boltzmann.

ATLAS permet de simuler le comportement électrique d'un composant semi-conducteur créé et modélisé comme par exemple une diode ou un transistor. Le composant étudié est représenté comme une structure maillée où chaque nœud a des propriétés qui lui sont associées telles que le type de matériau, le type de dopage, la concentration du dopant, etc.

Ainsi, pour chaque nœud, la concentration de porteurs, le champ électrique, etc. peuvent être calculés. Les électrodes sont représentées par des surfaces sur lesquelles les conditions aux limites sont imposées, comme par exemple, les tensions appliquées [9].



**Fig.III.5 : Schéma synoptique des modules utilisés dans la simulation par TCADSILVACO.**

La figure.III.5. [12] représente le schéma bloc des modules utilisés dans la simulation par TCAD-SILVACO.

Les paramètres d'entrée de simulation, définissant les différentes étapes technologiques et les phénomènes physiques, sont réalisés avec le module DECKBUILD de TCADSILVACO. La visualisation de la structure et des paramètres de sorti tel que le rendement quantique, la réponse spectrale,  $I(V)$ , etc., s'effectue avec le module TONYPLOT.

- **Deckbuild :**

Le DECKBUILD est l'environnement où est défini le programme de simulation à travers des commandes spécifiques. De multiples simulateurs considérés comme des entrées peuvent être utilisés avec le DECKBUILD : ATHENA, ATLAS, SSUPREM3,...

Sous cet environnement nous pouvons visualiser sur une fenêtre d'information (Output window) les résultats de simulation tels que les paramètres technologiques (profondeur de jonction, concentration des porteurs) et les paramètres électriques (tension de seuil, courant, etc.) [9].

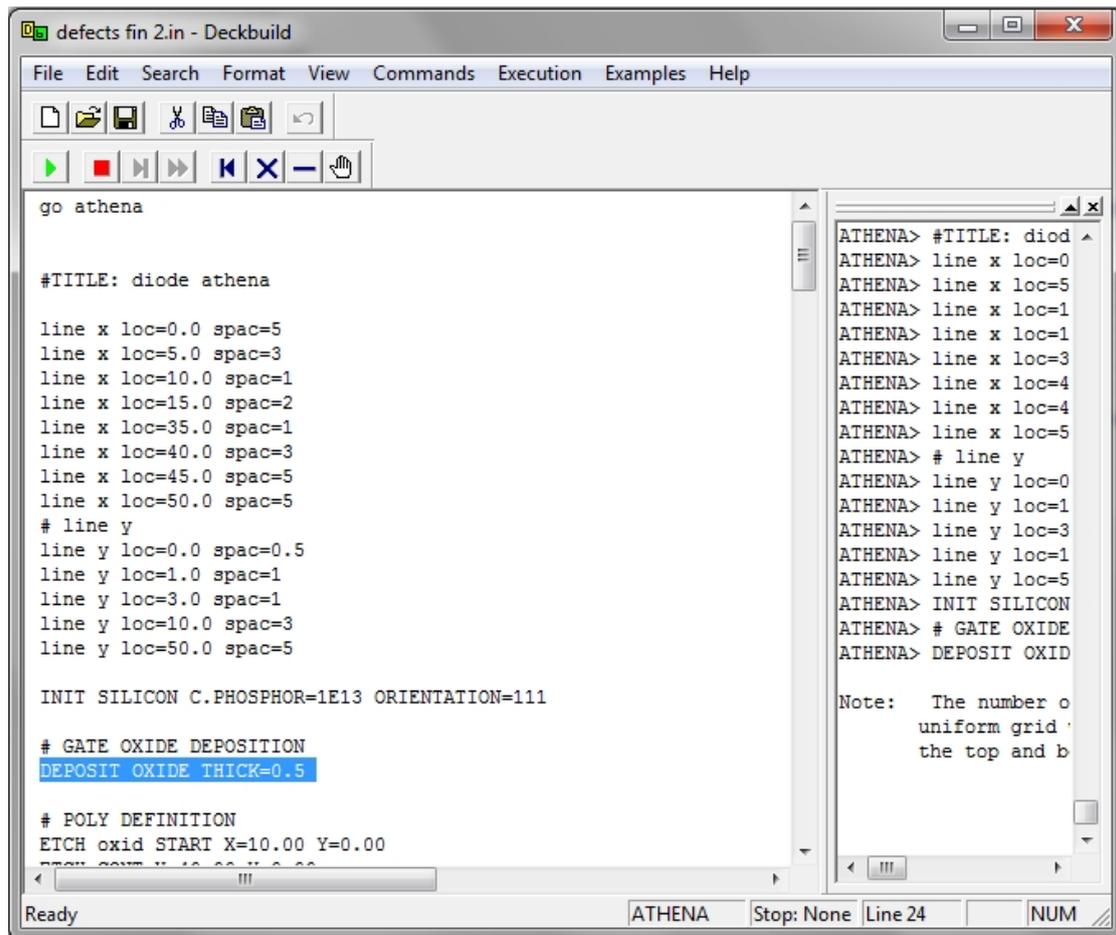


Fig. III.6 : Le logiciel Silvaco en cours d'exécution

- **Tonyplot :**

TONYPLOT est L'environnement où sont tracés les résultats des simulations. Il donne des possibilités complètes pour la visualisation et l'analyse des caractéristiques de sortie (structure du composant électronique, profil de dopage, et caractéristiques électriques). Selon le programme de simulation utilisé, TONYPLOT peut donner des caractéristiques de sortie en une, deux ou trois dimensions [9].

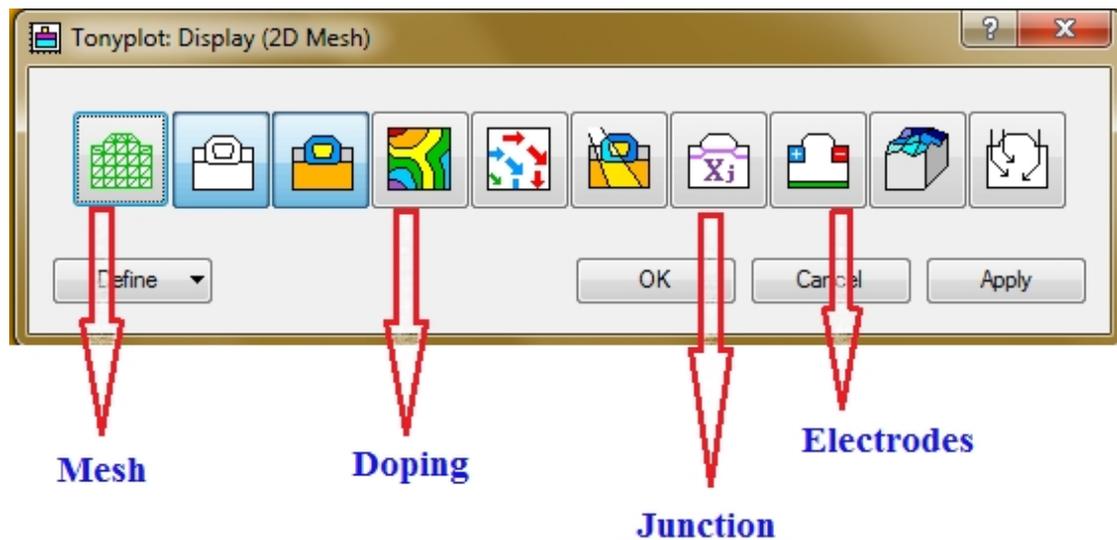


Fig. III.7: L'environnement Tonyplot

### III.8. Principe de la simulation numérique :

L'étude de la plus part des dispositifs à semi-conducteurs est basée sur la résolution simultanée de l'équation de Poisson et de l'équation de continuité. Il calcule à chaque instant et en tout point de l'espace en une suite d'éléments finis, la concentration des électrons et des trous et la valeur du potentiel électrostatique.

L'équation de Poisson définit la relation entre le potentiel et la densité des porteurs :

$$\text{Div}(\epsilon \Delta v) = -q(p - n + N_D^- - N_A^+) \quad (\text{III.1})$$

Où :  $\epsilon$  est la constante diélectrique,

$V$  le potentiel,

$q$  est la charge élémentaire d'électrons,

$N_d$  et  $N_a$  sont les concentrations des dopants donneurs et accepteurs ionisées,

$n$  et  $p$  sont les densités des porteurs.

L'évolution temporelle des densités de porteurs obéit aux équations de continuité (III.2) et (III.3) pour respectivement les électrons et les trous :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{j}_n \quad (\text{III.2})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - U_p - \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{j}_p \quad (\text{III.3})$$

Où :  $\mathbf{G}$  et  $\mathbf{U}$  sont respectivement les taux de génération et de recombinaison des porteurs, et sont respectivement les densités de courant des électrons et des trous.

Les dérivations basées sur la théorie de transport de Boltzmann ont prouvé que la densité des courants dans les équations de continuité peut être définie par le modèle d'entraînement-diffusion. Les densités de courants sont exprimées en deux termes. Le premier correspond à l'entraînement des charges par le champ électrique et le second correspond à la diffusion des porteurs [9].

$$\vec{J}_n = qn\mu_n \vec{E} + qD_n \overrightarrow{\operatorname{grad}n} \quad (\text{III.4})$$

$$\vec{J}_p = qp\mu_p \vec{E} - qD_p \overrightarrow{\operatorname{grad}p} \quad (\text{III.5})$$

Où :  $D_n$  et  $D_p$  sont les coefficients de diffusion.

### III.9. La spécification de la structure

#### III.9.1. La spécification de maillage :

**MESH SPACE.MULT=<VALUE>**

Généralement l'instruction *mesh* sert pour spécifier le maillage (étant donné qu'ATLAS résout des équations par la méthode des éléments finis)

**SPACE.MULT** c'est un facteur de multiplication entre deux lignes de maillage défini par l'instruction *spacing* dans une direction donnée pour augmenter où pour diminuer le nombre de lignes de maillage [10].

**X.MESH LOCATION=<VALUE> SPACING=<VALUE>**

C'est une instruction qui définit le maillage proprement dit.

*X.mesh* définit le maillage dans la direction x.

**x.mesh** loc=0.00 spac=0.5

**x.mesh** loc=3.00 spac=0.2

*Loc* définit l'intervalle de maillage (dans notre cas entre  $x=0 \mu\text{m}$  et  $x=3 \mu\text{m}$ ) *Spac* définit la résolution du maillage qui doit être physiquement inférieur à la longueur de Debye donnée Cette longueur est exprimée en fonction du dopage  $N$  : par la relation  $L_D = \sqrt{\epsilon_s K_B T / 2Nq^2}$  ; Dans notre cas, le maillage aura une résolution de  $0.5 \mu\text{m}$  à partir de  $x=0$  et terminera par une résolution de  $0.2 \mu\text{m}$  à  $x=3$ .

la méthode de calcul numérique par itération suivant aussi les relations entre les nœuds, un maillage trop fin ralentirait énormément la simulation. Il entrainera un temps de calcul prohibitif [17].

**Y.MESH      LOCATION=<VALUE>      SPACING=<VALUE>**

*Y.mesh* définit le maillage dans la direction Y.

L'optimum de maillage consiste à choisir celui-ci en fonction des coordonnées : là où l'on suppose que les inconnues varient très rapidement on choisira un maillage très fin, relâchant ailleurs les dimensions des mailles, et les gardant relativement serrées au niveau des contacts métalliques.

Par exemple dans une jonction PN on serrera particulièrement le maillage là où est supposée exister une zone déserte de porteurs [10].

### III.9.2 La spécification des régions :

Les régions sont définies par l'instruction suivante :

**REGION    number=<integer>    <material\_type>    <position parameters>**

En peut avoir 200 régions différentes dans ATLAS.

Dans notre exemple une seule région de silicium occupe tout le maillage de la structure par :

Region    num=1    silicon

### III.9.3. La spécification des électrodes :

Les électrodes sont définies par l'instruction suivante :

**ELECTRODE**      NAME=<electrode name>      <position\_parameters>

On peut spécifier jusqu'à 50 électrodes et plus, les positions des électrodes sont localisées par les instructions suivantes :

*X.MIN* : Spécifie le point de départ de l'électrode [10].

*RIGHT* : la position de l'électrode se situe à la droite de la structure (inverse :LEFT).

*TOP* : la position de l'électrode est en haut de la structure (inverse : BOTTOM).

Dans notre exemple une anode en haut de la structure avec une longueur de 2  $\mu\text{m}$  et une cathode en bas de la structure traduites par les instructions suivantes :

Electr    name=anode      x.min=5      length=2      top

Electr    name=cathode      bottom

### III.9.4. La spécification du dopage :

Le dopage est défini par l'instruction suivante :

**DOPING**      < distribution\_type >      < dopant\_type >      < position\_parameters >

Toujours dans notre exemple, un dopage avec une distribution uniforme de type n et d'une valeur  $5.e16 / \text{cm}^3$  est donné par :

Doping    n.type    conc=5.e16      uniform

Si on veut réaliser une distribution gaussienne de type p dans l'endroit spécifié, avec une jonction pn à  $y=1 \mu\text{m}$ , et d'une variance de 0.6 on introduit les instructions :

Doping    gauss    p.type    conc=1e19    x.min=0    x.max=3    junc=1    rat=0.6

Doping    gauss    p.type    conc=1e19    x.min=9    x.max=12    junc=1    rat=0.6

La dernière instruction permet de construire un dopage avec une distribution uniforme de type n+ et d'une valeur  $1.e20 / \text{cm}^3$ .

Doping    n.type    conc=1e20    x.min=0    x.max=12    y.top=2    y.bot=5    uniform

Une fois la structure définie on peut enregistrer ces informations dans un fichier de type.str [10].

Ceci peut être accompli par l'instruction suivante :*save outf = diode12.str*

De la même manière on peut visualiser le schéma de la structure à l'aide de l'outil Tonyplot en utilisant l'instruction suivante **Tonyplot** *diode12.str*

## II.10. La spécification du modèle et matérielle :

Après la spécification du maillage et du dopage, on peut facilement modifier les caractéristiques des matériaux utilisés (électrodes, substrat) et changer leurs paramètres qu'ATLAS les prend par défaut et définir notre choix du modèle physique qui sera utilisé pendant la simulation. Ces actions sont accomplies par les instructions suivantes : CONTACT, MATERIAL et MODELS [10].

### III.10.1. La spécification du matérielle :

Tous les matériaux sont classés selon leurs propriétés physiques comme par exemple

- la conductivité (conducteurs, semi-conducteurs, isolants) [10].
- l'affinité électronique
- l'énergie du gap
- la mobilité
- la densité des porteurs
- La vitesse de saturation, etc...

Par exemple :

L'énergie de gap du silicium (Si) à 300 K est : 1.12 eV, la mobilité des porteurs à un faible champ électrique, le temps de vie pour la recombinaison SRH des électrons et des trous peuvent s'écrire sous ATLAS par l'instruction suivante:

```
MATERIAL MATERIAL=Silicon EG300=1.12 MUN=1100 TAUN0=2e-7  
TAUP0=1e-5
```

### III.10.2. La spécification du modèle :

Tous les modèles physiques sont spécifiés par les deux instructions MODELS et IMPACT.

Pour spécifier:

- La dépendance de la mobilité en fonction de la concentration des porteurs on introduit le modèle **CONMOB**,
- la dépendance de la mobilité du champ électrique par **FLDMOB**,
- Le facteur de génération recombinaison par **SRH**,
- La distribution Fermi Dirac par **FERMIDIRAC**
- Si la bande interdite devient étroite dans le cas d'un fort dopage par **BGN**

D'autres modèles peuvent être introduits comme l'effet AUGER, Effet Tunnel etc. [10].

Dans notre exemple :

```
MODELS CONMOB FLDMOB SRH FERMIDIRAC BGN AUGER
```

S'il ya une ionisation, il existe un modèle proposé par Selberherr, on introduit l'instruction :

```
IMPACT SELB
```

### **III.10.3. La spécification du contact :**

Si une électrode est en contact avec un semi-conducteur, par défaut, ATLAS le reconnaît comme un contact ohmique. Si l'instruction Workfunction est ajoutée, le contact est considéré comme un contact Schottky spécifiant le travail de sortie en eV, par fois on introduit le nom du métal comme tungstène pour le tungstène, l'instruction est donnée par :

```
CONTACT NAME=Anode
```

### **III.11. La spécification de l'interface :**

La spécification d'une densité d'état à l'interface entre deux régions par exemple  $3.10^{10}$  état/cm<sup>3</sup>, peut se faire par l'instruction suivante :

```
INTERFACE QF=3e10 X.MIN=1.0 X.MAX=2 Y.MIN=0.0 Y.MAX=0.5
```

### **III.12. Conclusion :**

Dans ce chapitre, nous avons présenté le principe de fonctionnement, les performances, les modules de simulation ATHENA et ATLAS, l'environnement où est défini le programme de simulation (DECKBUILD), et l'outil de visualisation (TONYPLOT) du logiciel TCAD-SILVACO [11].

*Chapitre IV :*  
*Simulations et Résultats*

## IV.1. Simulation

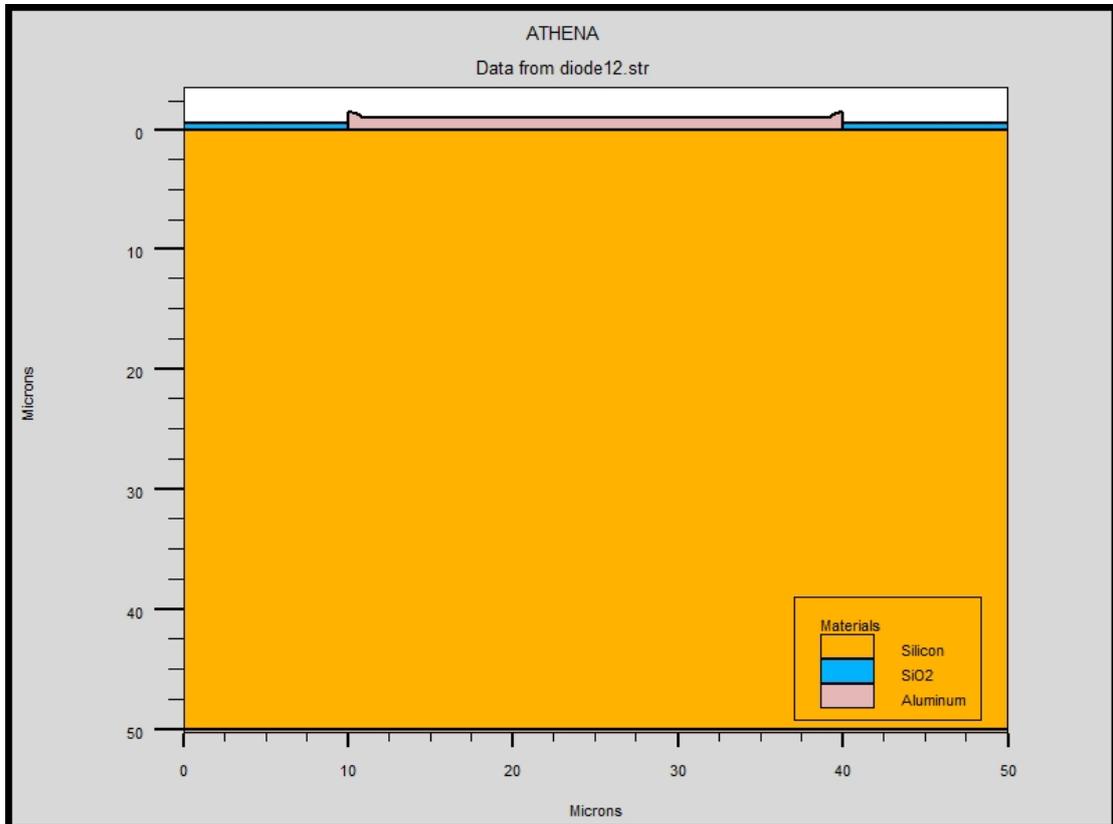
### IV.1.1. Structure de la diode :

La structure simulée du détecteur est un simple p+n diode. La taille de la diode à deux dimensions est  $50 \times 50 \mu\text{m}$ . Le dopage initial de la plaquette de silicium est effectuée avec du phosphore, avec une concentration de  $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . On obtient ainsi un substrat de type n. Le p+ est obtenue par implantation d'ions avec concentration de  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  de bore. La structure est illustrée à la figure IV.1.

Le profil de dopage de la diode simulée est montré dans la figure IV.2. La région p+ est vue dans la partie supérieure de la diode, directement sous l'électrode.

La figure IV.3. Montre le maillage utilisé pour définir les points de calcul dans structure

Le maillage doit être très fin pour la jonction p/n, alors qu'il peut être moins serré pour d'autres régions de la diode.



**Fig. IV.1: La structure de la diode simulée tracé avec Tony Plot.**

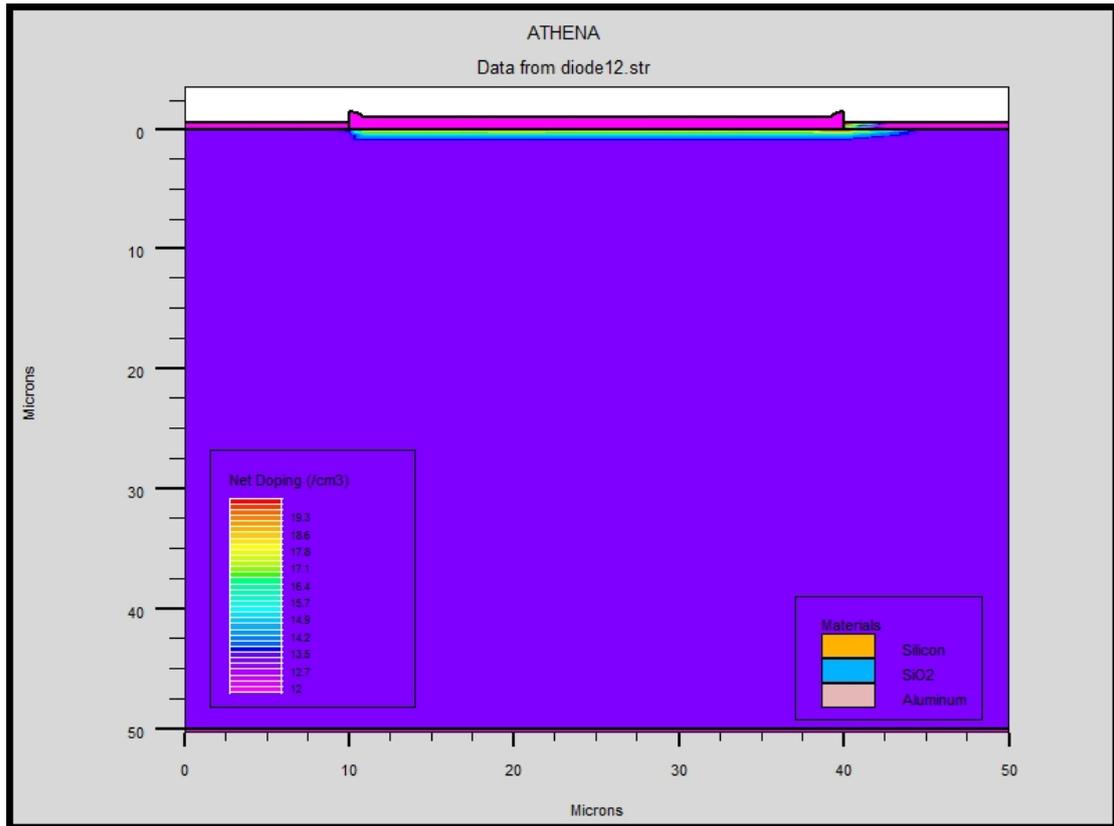
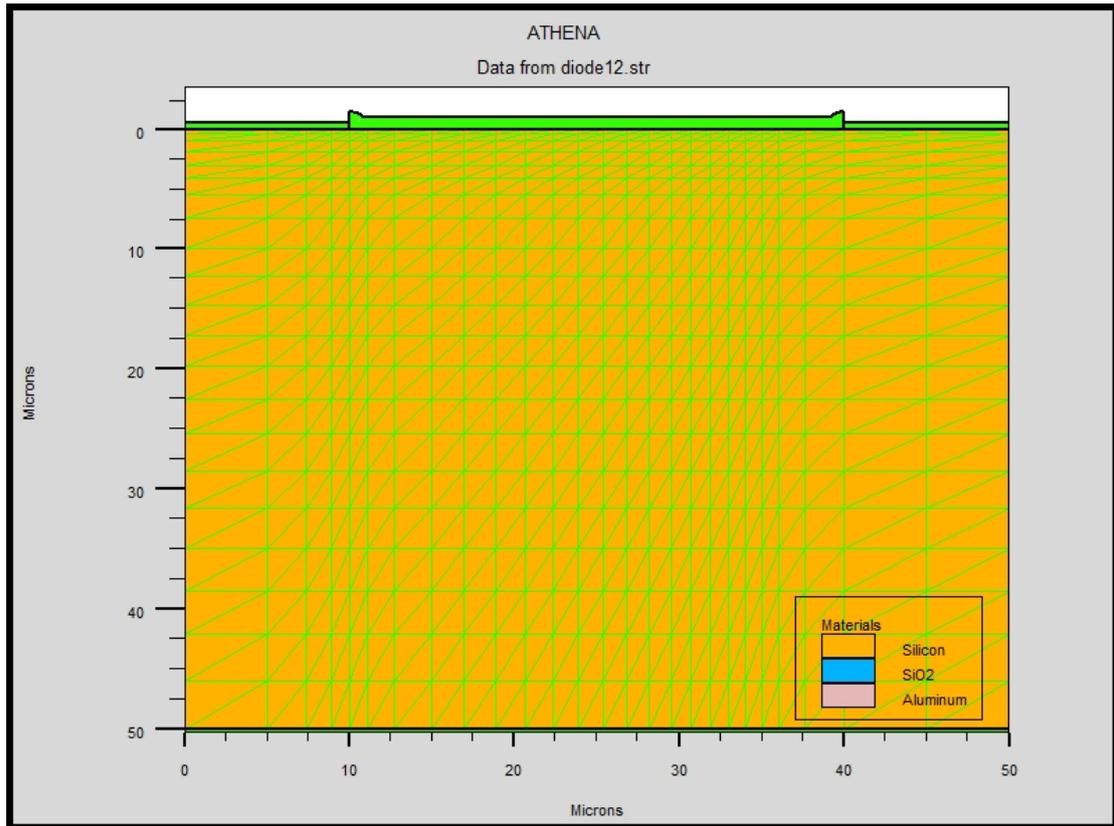


Fig. IV.2: le profil du dopage de la diode simulée.

#### IV.1.2. Paramètres de défauts :

Les paramètres utilisés pour simuler les défauts proviennent soit des calculs ou mesures Expérimentaux des défauts choisis. Les paramètres nécessaires à la simulation sont les niveaux d'énergie, sections de capture pour les électrons et les trous, les concentrations des défauts, et la dégénérescence des défauts. Les niveaux d'énergie et les concentrations sont généralement connus; Cependant, sections efficaces de capture sont un peu plus difficiles à obtenir. Plusieurs mesures ont été effectuées pour définir les sections efficaces de capture des électrons, ou des trous, mais rarement les deux.



**Fig. IV.3: Le maillage utilisé pour définir la structure et les points de calcul de la diode.**

Les défauts sont définis dans la diode comme des pièges, via une commande trap, qui exige le niveau d'énergie, type du défaut, section de capture des électrons et des trous, concentration des défauts, et la dégénérescence du défauts(input). En outre, la région à laquelle les défauts sont introduits, peut être spécifiée; Cependant, dans ce cas, ils sont répartis sur l'ensemble de la diode. Les paramètres de simulation sont présentés dans le tableau IV.1.

Les paramètres des défauts sont tirés de la littérature.

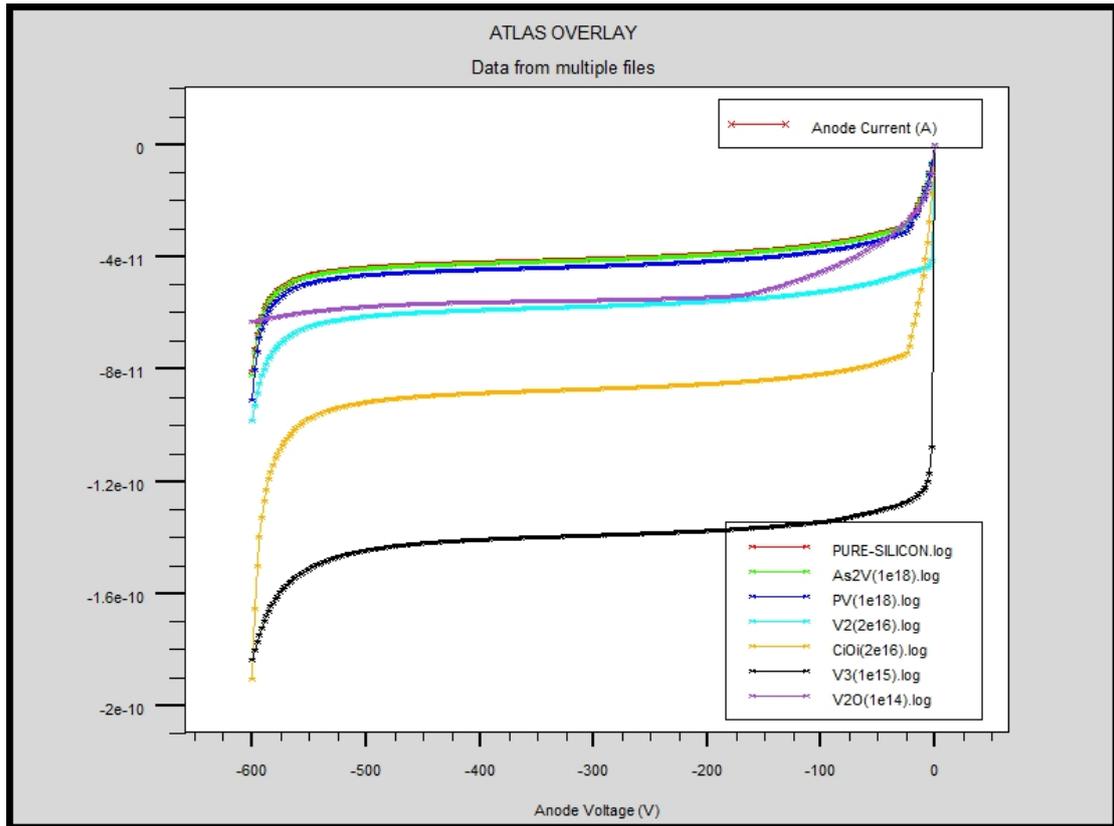
**Tableau IV.1:** Paramètres utilisés pour les défauts dans les simulations de courant de fuite [18] [16].

Defect	Type	Level	sign	sigp	degen
VV	Acceptor	0.42	$2.00 \times 10^{-15}$	$2.00 \times 10^{-15}$	1
VVV	Acceptor	0.46	$5.00 \times 10^{-15}$	$5.00 \times 10^{-14}$	1
$C_iO_i$	Donor	0.36	$2.50 \times 10^{-14}$	$2.50 \times 10^{-15}$	1
PV	Donor	0.277	$5.00 \times 10^{-16}$	$5.00 \times 10^{-16}$	1
$V_2O$	Acceptor	0.545	$1.7 \times 10^{-15}$	$9.0 \times 10^{-14}$	1
$As_2V$	Donor	0.20	$2.5 \times 10^{-15}$	$2.5 \times 10^{-15}$	1

Les niveaux d'énergies des accepteurs sont donnés par rapport à la limite de la bande de conduction  $E_C$ , les donneurs sont donnés par rapport à la limite de la bande de valence  $E_V$ , en électron volts. Sign et Sigp sont des sections efficaces de capture des électrons et des trous respectivement.

#### IV.2. Résultats :

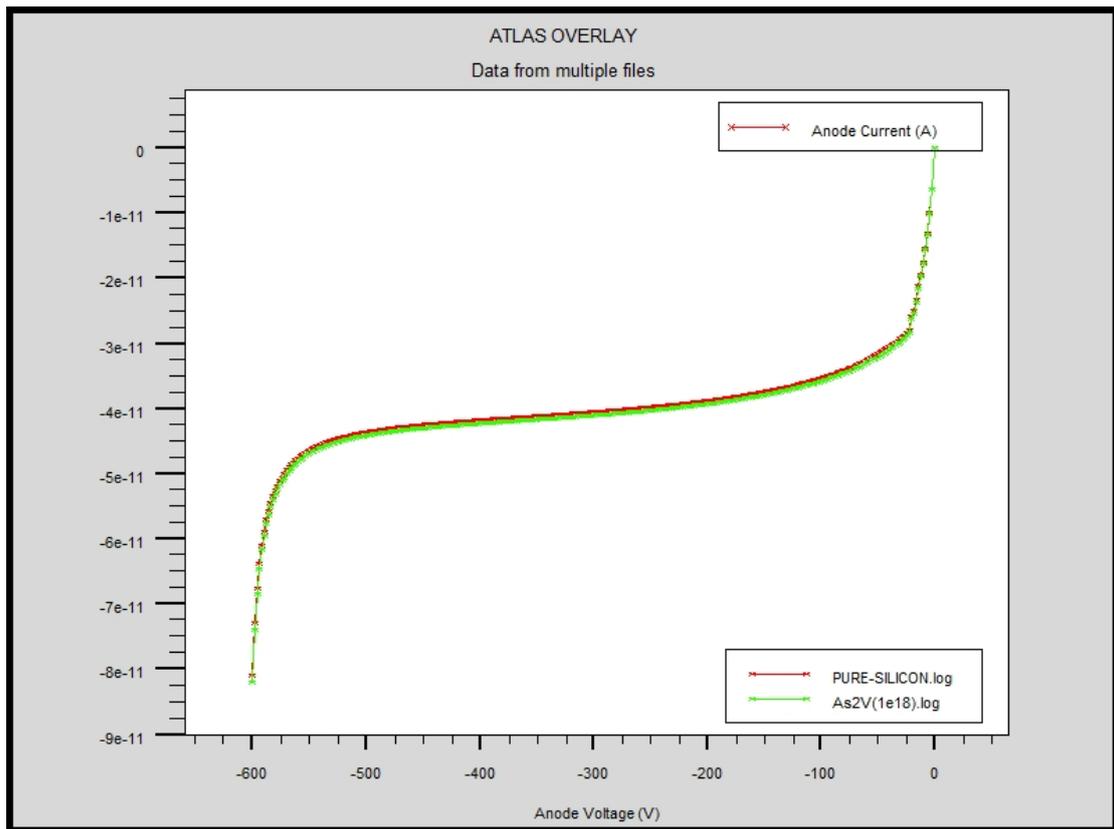
Les résultats simulés dans ce travail sont résumés dans la figure IV.4, où tous les défauts simulés sont inclus. Le courant inverse est tracé en fonction de la tension de polarisation. Noter que la concentration des défauts varie d'un défaut à l'autre, ceci est dû au fait que les effets des défauts diffèrent fortement les uns des autres; par conséquent, il n'est pas possible de les tracer dans le même graphique pour une seule concentration fixe.



**Fig. IV.4:** tracé du courant inverse en fonction de la tension de polarisation de tous les défauts simulés.

#### IV.2.1. As2V et PV :

On peut voir à partir de la figure IV.5 que le défaut As2V n'a pas d'influence, même lorsque la concentration du défaut est  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , l'augmentation du courant de fuite est modeste.



**Fig. IV.5: Le silicium avec le défaut As2V à forte concentration, comparé au silicium pur (courant en fonction de la tension).**

La même chose peut être vue sur la figure IV.6, avec le défaut donneur PV.

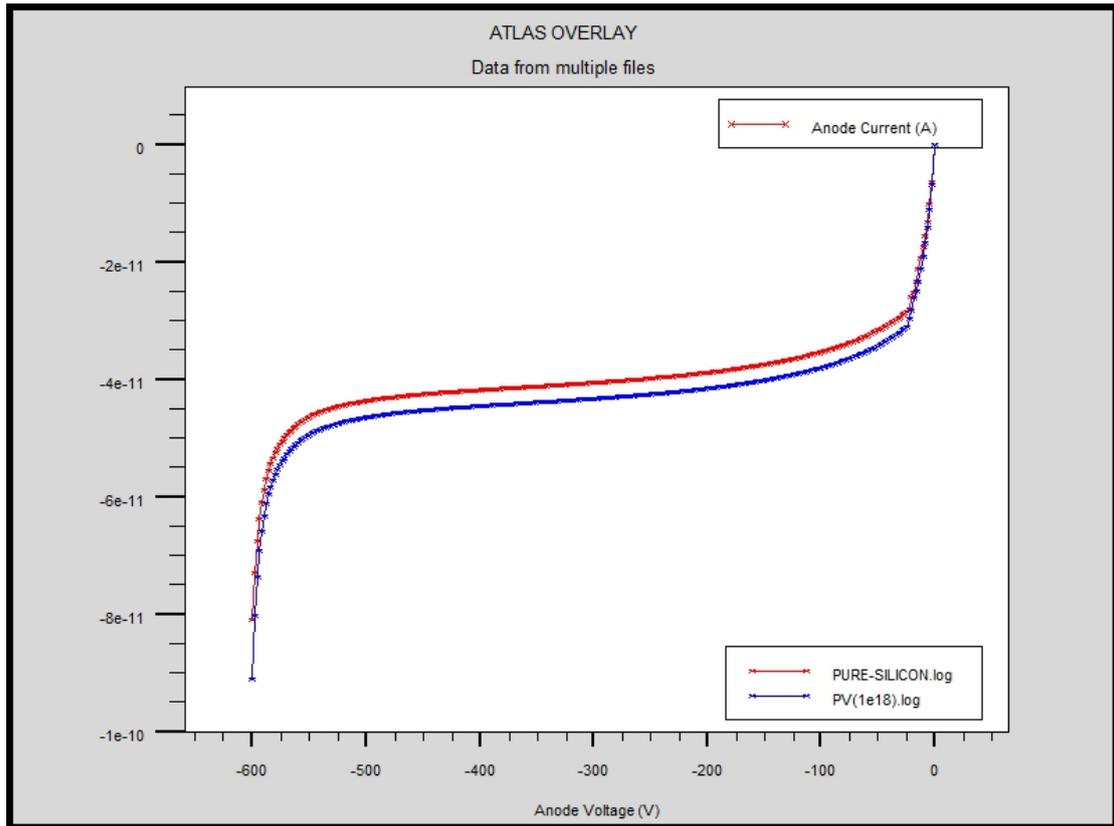


Fig. IV.6 : Le PV à concentration élevée, comparé avec le silicium pur.

#### IV.2.2. Divacant $V_2$ et $C_iO_i$ :

Le divacant  $V_2$  (figure IV.7), et le complexe  $C_iO_i$  (figure IV.8) représentent des dégâts modérés dans le silicium. Leur effet sur le courant inverse peut être détecté à des concentrations relativement faibles de défauts à  $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

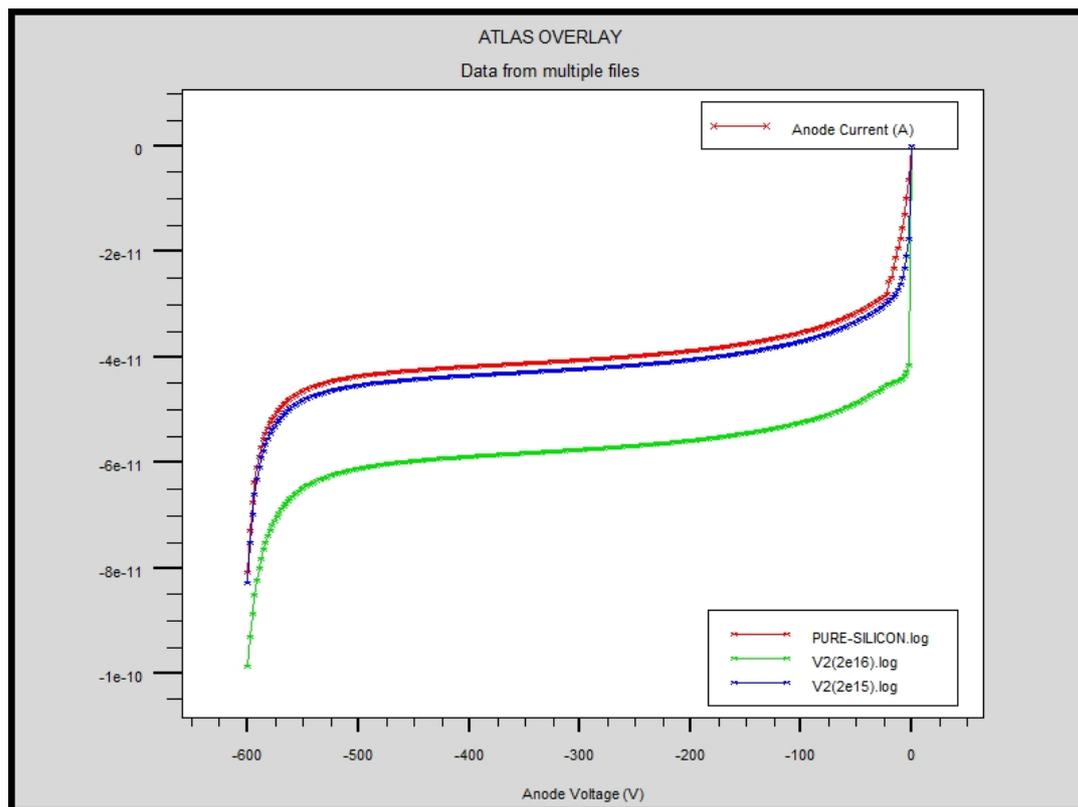


Fig. IV.7: Le divacant tracé avec des concentrations différentes, et comparé avec le silicium pur.

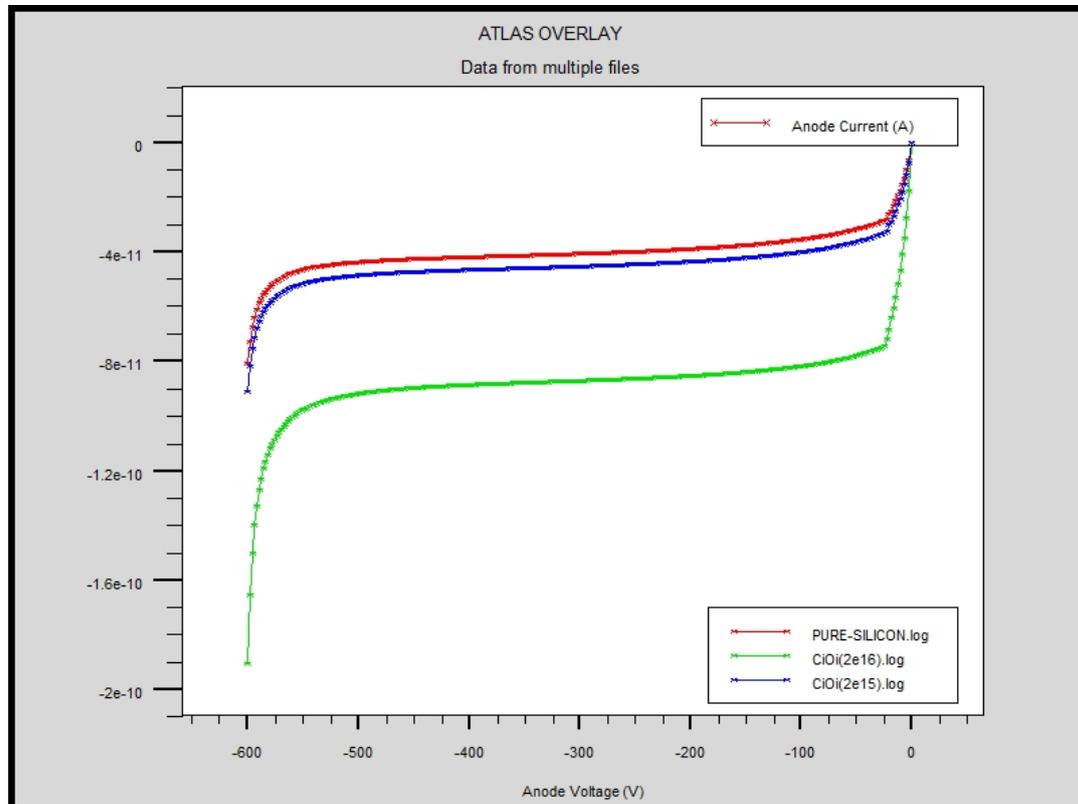


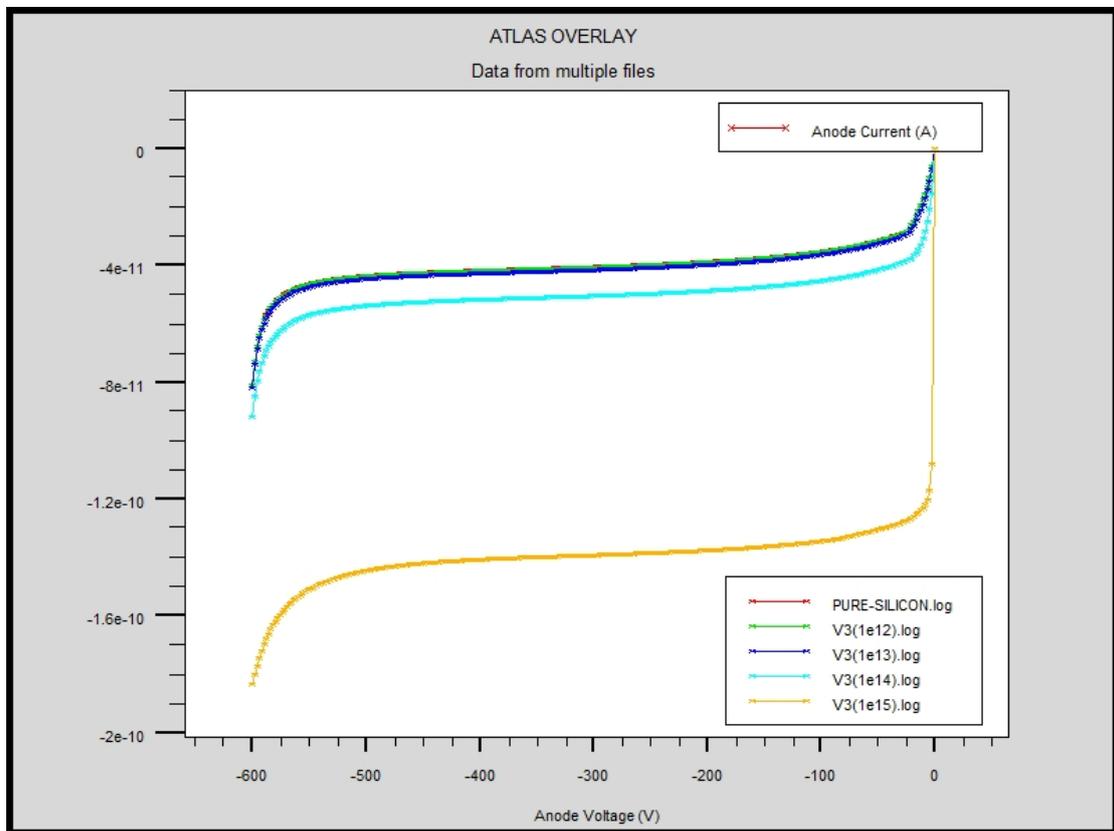
Fig. IV.8: Simulation du complexe  $C_iO_j$  tracé avec des concentrations différentes, et comparé avec le silicium pur.

L'influence de ces deux défauts ( $V_2$  et  $C_iO_i$ ) sur le courant inverse est similaire. Le défaut  $C_iO_i$  augmente légèrement plus le courant de fuite par rapport au divacant  $V_2$ .

#### IV.2.3. Divacant-oxygène et trivacant :

Trivacant  $V_3$  (figure IV.9) et divacant-oxygène  $V_2O$  (figures IV.10 et IV.11) peuvent être considérés comme des défauts les plus nocifs dans cette étude. Ils commencent à affecter le courant de fuite à des concentrations relativement faibles, et le courant de fuite a un comportement exponentiel en fonction de la concentration.

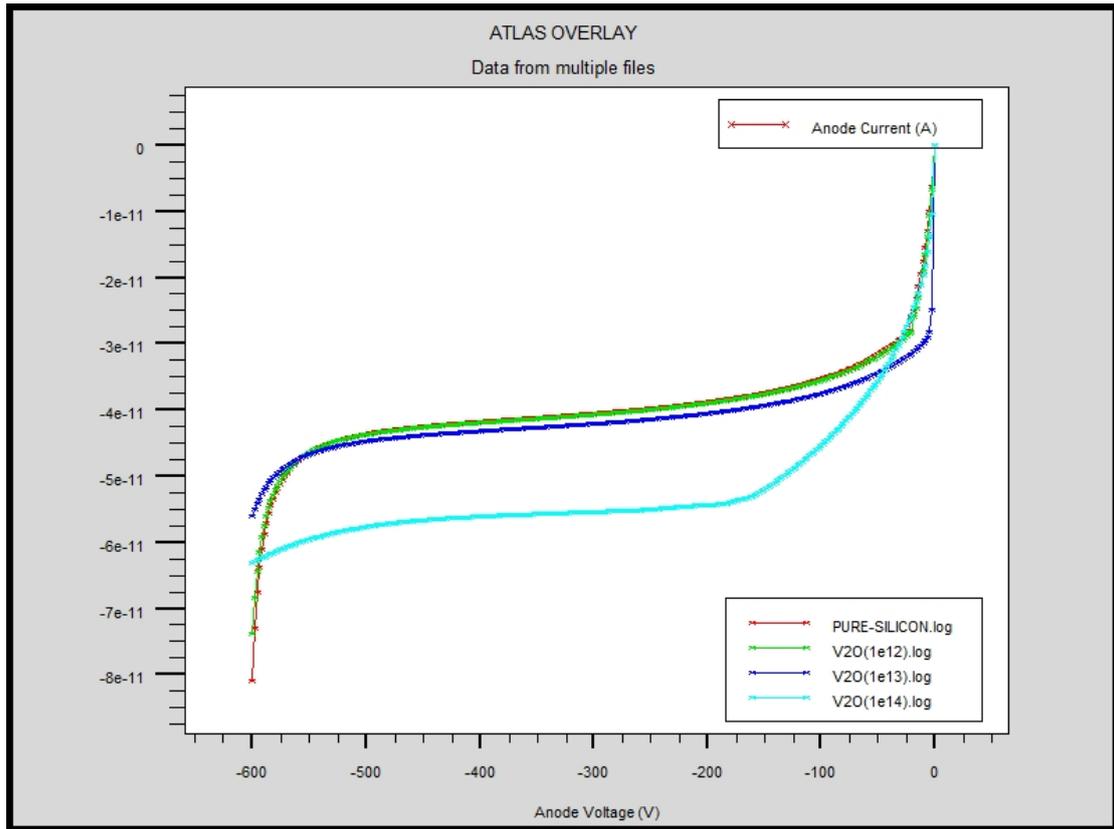
Le trivacant n'a pas encore été identifié expérimentalement ; [16] ont suggéré qu'il est présent dans le silicium de type n irradié par des neutrons ou des protons



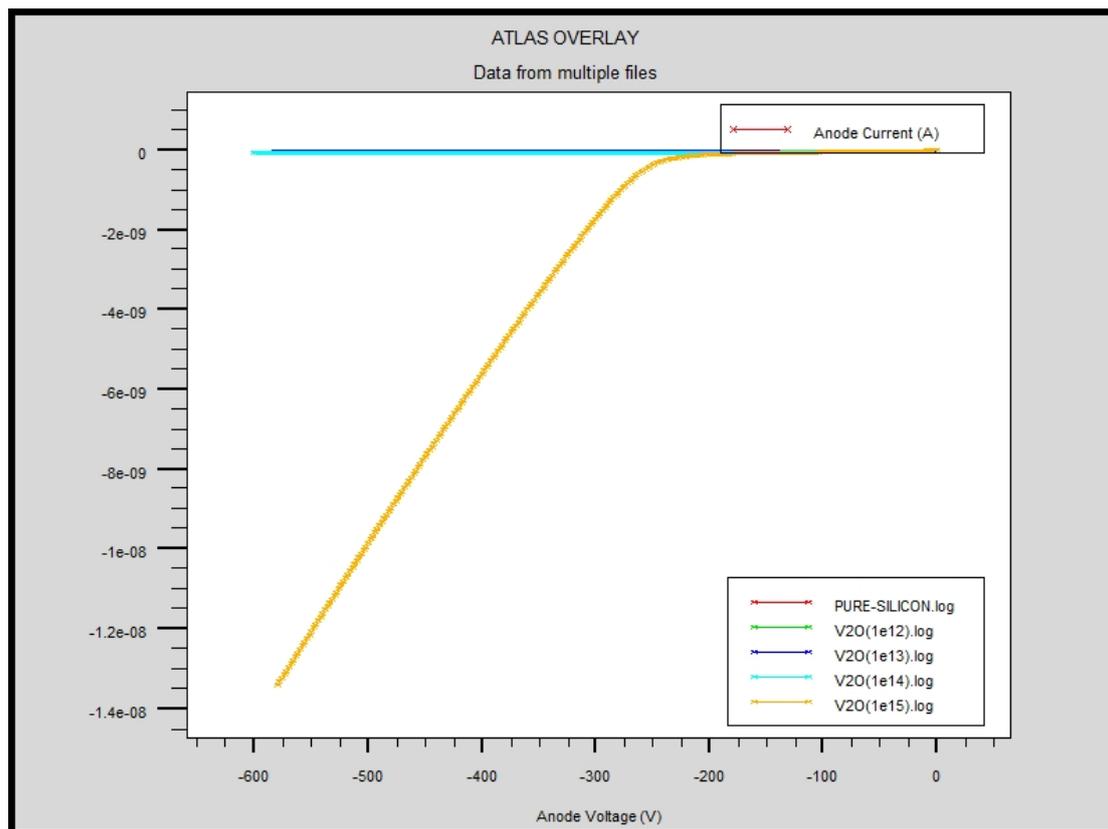
**Fig. IV.9: Résultats de Trivacant tracés avec différentes concentrations, et comparés avec le silicium pur.**

Dans le cas de défauts divacant-oxygène (figure IV.10), en augmentant la concentration au-dessus de  $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , la diode perd son comportement comme une diode.

En d'autres termes, la jonction pn commence à disparaître. Cela peut être dû au fait que le complexe divacant d'oxygène affecte aussi fortement la concentration efficace et peut causer l'inversion de type parce que c'est un piège accepteur.



**Fig. IV.10: résultats de divacant-oxygène tracé avec différentes concentrations, et comparés avec le silicium pur.**



**Fig. IV.11: résultats de divacant-oxygène tracé avec différentes concentrations, et comparées avec le silicium pur.**

Lorsque la concentration de V2O est  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , le comportement de la diode à plus de -300 V est presque linéaire (figure IV.11), et le comportement comme une diode a disparu.

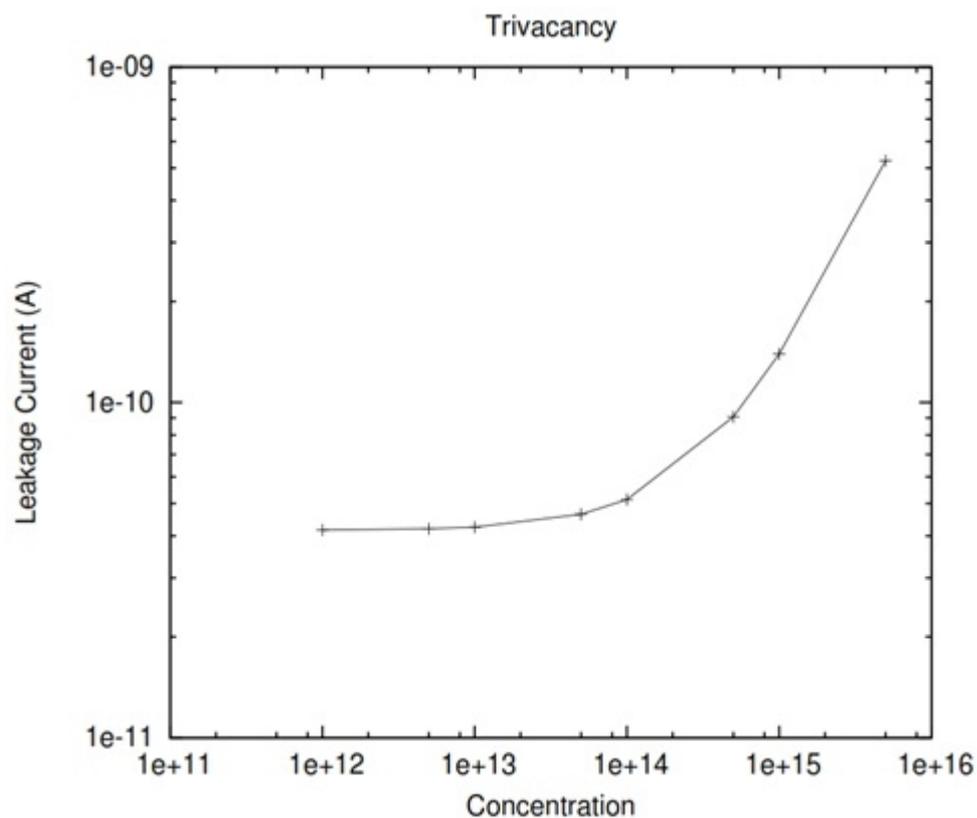


Fig. IV.12: Le courant de fuite causé par V3 en fonction de la concentration des défauts (cm<sup>-3</sup>).

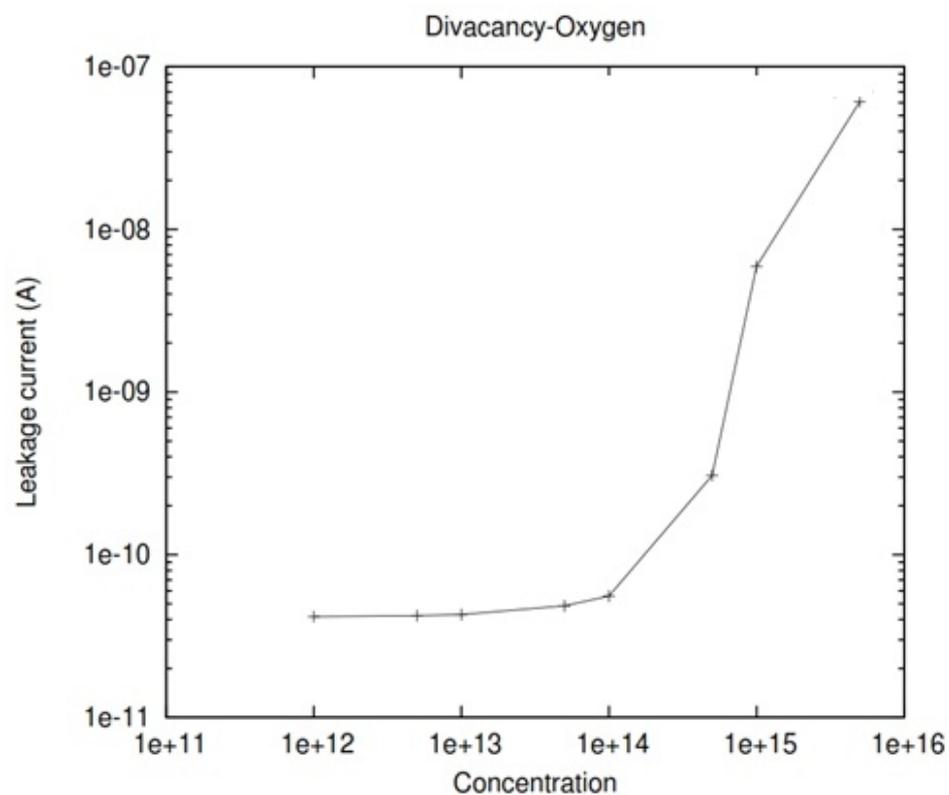


Fig. IV.13 : Le courant de fuite causé par V2O en fonction de la concentration des défauts (cm<sup>-3</sup>).

On peut voir dans les figures IV.12 et IV.13 que l'effet des trivacants et divacant-oxygène augmente de manière exponentielle en fonction de la concentration des défauts. Ce qui suggère que les détecteurs se dégradent dans le temps, en raison de l'accumulation de défauts induits par des rayonnements.

En outre, ces résultats suggèrent que les atomes d'oxygène sont préjudiciables sur le silicium, concernant le courant de fuite

### **IV.3. Conclusions**

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats obtenus par la simulation avec leurs interprétations. Il commence par les paramètres de la structure étudiée tel que l'épaisseur, le dopage, la section sont présentés. En suite on a étudié l'effet de différents défauts et concentrations dues aux radiations sur le courant inverse.

### Conclusion générale :

L'étude présentée dans ce travail concerne l'étude de l'effet d'irradiation sur le courant de fuite d'un détecteur de particule ; comme vu dans les figures IV.4 et IV.13. Les courbes montrent le comportement du courant de fuite en fonction de la tension en introduisant les défauts piège donneurs et accepteurs à concentrations différentes. La tension de déplétion, et de claquage peuvent être clairement vues de ces graphes.

Le Trivacant V3 et le divacant-Oxygène V2O peuvent être considérés comme des défauts les plus nocifs dans cette étude parce que ils sont des pièges accepteurs. Ils commencent à affecter le courant de fuite à des concentrations relativement faibles. Les pièges accepteurs influent sur le détecteur de type N plus que les pièges donneurs ils causent même l'inversion de type.

Les radiations créent des pièges donneurs et accepteurs et des centres g-r, ceci peut entraîner un changement de la concentration du dopage initial. Quand la densité des pièges accepteur augmente la région active N de détecteur de type N devient de type P.

L'effet des pièges accepteur est plus important lorsque son niveau d'énergie est plus proche à  $E_v$  comme le divacant-Oxygène V2O, parce que ils sont plus ionisés. Donc la concentration du dopage est plus affectée si le niveau d'énergie de piège accepteur est plus près de la bande de valence.

En conclusion et comme perspective de la continuité de ce travail il est recommandé d'étudier l'effet d'irradiation sur l'efficacité de collection de charge cce.

### Bibliographie :

[1] M. Hassen HAMRITA. Réponse en courant des détecteurs silicium aux particules chargées et aux ions lourds. THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS Spécialité Physique . 2005.

[2] M. Hezabra Adel .Calcul de la résistivité des semi-conducteurs irradiés. MEMOIRE Magistère. Université Mohamed Khider-Biskra 2004/2005

[3] H. Mathieu, Physique des semiconducteurs et des composants électroniques, Paris, DUNOD, 2009. 6<sup>e</sup> édition

[4] M. SAADOUNE Achour. Paramétrisation des propriétés électriques d'une diode au silicium soumise à des hautes fluences de particules. THESE Doctorat En Electronique. Université Mohamed Khider-Biskra. 2009

[5] Philippe Lours. Responsable de l'option MAS. Génie Mécanique et Matériaux. École des Mines d'Albi-Carmaux. Science des Matériaux. <http://nte.enstimac.fr> .

[6] Dr. B. JACQUOT. Société Francophone des Biomatériaux Dentaires (SFBD). Propriétés mécaniques des Biomatériaux utilisés en Odontologie. Université Médicale Virtuelle Francophone. 2009-2010. <http://umvf.univ-nantes.fr>

[7] cours Matériaux pour l'ingénieur. Écoles des mines  
2006. <http://www.ensmp.fr/Presses>

[8] Croissance cristalline. LE MATERIAU POUR CIRCUITS INTEGRES.  
Université Tunis El-Manar.  
[http://myspace.hexabyte.tn/bouazzi/Tech\\_CI/chapitre\\_3/texte3\\_5.htm](http://myspace.hexabyte.tn/bouazzi/Tech_CI/chapitre_3/texte3_5.htm)

[9] MOSTEFA KARA Selma. ETUDE ET SIMULATION DE CELLULES PHOTOVOLTAIQUES A COUCHES MINCES A BASE DE CIS et CIGS. Mémoire Magister. Université Abou-BakrBlekaïd Tlemcen Faculté des Sciences Département de Physique. 2012

- [10] Mr. BOUROUBA Farid. MODELISATION ET SIMULATION DES CONTACTS METAL-SEMICONDUCTEUR A BARRIERE INHOMOGENE. Mémoire Magister. Physique. *UNIVERSITE FERHAT ABBAS-SETIF*. 2010
- [11] Mr. KAGHOUCHE Bessem. ETUDE PAR TCAD-SILVACO D'UNE STRUCTURE MOS POUR LA REALISATION DE CAPTEURS ISFET : PARAMETRES TECHNOLOGIQUES ET ELECTRIQUES. Mémoire Magister. ELECTRONIQUE. Université Mentouri – Constantine .2010.
- [12] ATLAS user's manual, SILVACO international, 2012
- [13] ATHENA user's manual, SILVACO international, 2012
- [14] Assouak S., (2006) *Les senseurs de CMS étude de leur résistance aux flux intenses de neutrons rapides*, thèse de doctorat en sciences, Université catholique de Louvain
- [15] [www.silvaco.com](http://www.silvaco.com)
- [16] Neuvonen, Pekka Tapio. EFFECTS OF VACANCY-TYPE DEFECTS IN SILICON BASED PARTICLE DETECTORS. Lappeenranta University of Technology, Master's. 2008
- [17] Khaled ABDEL HADI. Simulation physique du bruit basse fréquence stationnaire, dans les composants semi-conducteurs. THESE DE DOCTORAT. UNIVERSITE DE LIMOGES. 2012
- [18] Petasecca M. *et al.*, Numerical simulation of radiation damage effects in *p*-type silicon detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 563, 192 (2006).