

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne démocratique et populaire

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

جامعة سعد دحلب البلدية
Université SAAD DAHLAB de BLIDA

كلية التكنولوجيا
Faculté de Technologie

قسم الإلكترونيك
Département d'Électronique



Mémoire de Projet de Fin d'Études

présenté par

Mekki Housseyn

Pour l'obtention du diplôme de Master en Électronique option Micro-
Optoélectronique

Thème.

**Etude des effets des radiations sur un détecteur
pixel à l'aide des outils de simulation TCAD de
Silvaco**

Proposé par : **M. Slimane OUSSALAH** et **M. Abdelkader AISSAT**

Année Universitaire 2015-2016

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire, a été effectué au Département, d'Electronique Faculté de Technologie, de l'Université SAAD DAHLAB de SLIDA.

Je remercie ALLAH le Tout-Puissant de m'avoir donné le courage, la volonté et la patience de mener à terme ce présent travail.

Nous tenons à remercier :

- *Monsieur Slimane BLOUSALAH, chercheur au sein de la Division Microélectronique et Nanotechnologie du Centre de Développement des Technologies Avancées de m'avoir proposé ce sujet, encadré, aidé et orienté.*
- *Monsieur Abdelkader ABOUSAT enseignant chercheur à l'Université de Slida, d'avoir accepté de me Co-encadrer. Ses remarques et ses conseils m'ont été d'une grande utilité pour mener à terme ce travail.*
- *Les membres du jury d'avoir accepté d'examiner et d'apprécier mon travail.*
- *Que ma mère et mon père, mes sœurs et mon frère trouvent ici mes chaleureux remerciements pour leurs diverses aides.*
- *Mes remerciements vont à mes amis et collègues pour leur soutien et leurs encouragements.*
- *Enfin, je remercie tous ceux qui ont contribué de près ou de loin au bon déroulement de ce travail.*

ملخص:

في اطار التجربة اطلس و علي مستوي سيرن, يخضع الكاشف بكسل لإشعاعات مؤينة ذات شدة عالية, حيث تتم هذه العملية داخل المصادم الكبير هاردرون (LHC) . تعمل هذه الاشعاعات علي تشكيل مجموعة من الاضرار (الفخاخ) في الشريط الطاقوي الممنوع داخل بنية أشباه الموصلات للكاشف, كما تؤدي الي خلق العديد من الشحنات في الاكسيد, و هذا ما يؤثر علي الوظائف الكهربائية للكاشف. هذا العمل هو تسليط الضوء على تأثير الإشعاعات على كاشف الجزيئات من نوع الصمام الثنائي باستخدام أدوات المحاكاة TCAD للبرنامج سلفاكو SILVACO.

كلمات المفاتيح: أشباه الموصلات, الفخاخ , الاشعاعات, كاشف, سلفاكو.

Résumé :

Dans le cadre de l'expérience ATLAS au niveau du CERN, les détecteurs pixels sont soumis à de fortes radiations ionisantes au niveau du grand collisionneur de hadrons (LHC). Ces radiations incorporent dans les détecteurs à semi-conducteurs des pièges dans la bande interdite du semi-conducteur ainsi que des charges dans l'oxyde, ce qui altèrent leurs performances électriques. Ce travail consiste à mettre en évidence ces effets de radiations sur un détecteur de type diode à jonction PN à l'aide des outils de simulation TCAD du logiciel SILVACO.

Mots clés : détecteur, pièges, radiation, semi-conducteur, Silvaco.

Abstract :

Within the framework of the ATLAS experiment at CERN, the inner silicon pixel detectors are submitted to high ionized radiations at the big collider of hadrons (LHC). These radiations incorporate into detectors traps in the forbidden gap of the semiconductor as well as positive charges in the silicon dioxide, what distorts(alters) their electric performances. This work consists in highlighting the effect of radiations on the electric performances of the detector based on a pn junction by means of the SILVACO TCAD 2D technology simulation softwae.

Keywords: detector, traps, radiation, semiconductor, Silvaco.

Introduction générale

Au début du XXème siècle, les scientifiques ont mis au point des accélérateurs des particules, puis des collisionneurs dans le but de réaliser les expériences indispensables à la validation des modèles théoriques des physiciens. Cependant, aujourd'hui le modèle standard nous permet la description de la structure corpusculaire des matières et leurs interactions électrofaibles.

La détection des particules est créée par la collision à hautes énergies (Hadron). Ceci joue un rôle central dans l'observation des phénomènes résultants à ces interactions. De même dans la vérification des prédictions du modèle standard. Cette détection est devenue possible grâce à l'interaction des particules avec la matière.

Autre fois, le gaz a été l'élément le plus couramment utilisé pour la détection des particules chargées. Par la suite, l'utilisation des semi-conducteurs sont développés pour la spectroscopie gamma. Récemment pour l'imagerie bidimensionnelle de rayons X, le développement de ces détecteurs a été rendu possible par l'émergence des technologies de fabrication de semi-conducteurs dans les années 1970.

Expérimentalement, les caractéristiques électriques d'un détecteur changent complètement d'allure à la soumission au rayonnement. Ce changement est dû essentiellement aux défauts introduits dans le composant semi-conducteur suite à ces rayonnements, comme l'introduction de pièges dans la bande interdite et l'accumulation de charges positives dans l'oxyde de silicium. Parmi les effets de ces défauts, on citera à titre d'exemple, la chute de la tension de claquage, l'augmentation du courant de fuite, la diminution de l'efficacité de collection des charges (CCE), etc.

Une des premières étapes pour la conception du détecteur est l'utilisation des techniques de simulation numérique pour optimiser la structure du détecteur. La simulation fournit un lien entre le monde expérimental et le monde théorique, elle fournit des informations sur la distribution interne de variables telles que les concentrations des porteurs, les lignes de courant, le champ électrique ou le potentiel, des données importantes pour la conception et l'optimisation des procédés technologiques.

Notre mémoire se présente principalement en trois chapitres.

Le premier chapitre aborde les concepts théoriques des semi-conducteurs, le principe de détection et le phénomène d'irradiation sur les détecteurs.

Le second chapitre traite le simulateur technologique SILVACO, ou nous présentons son principe, son mode de fonctionnement, ses commandes avec des exemples pour son illustration.

Le troisième chapitre est consacré à discuter les résultats de simulation d'un détecteur de type n-in-p. Tout d'abord, nous étudions l'effet des charges d'interface sur les caractéristiques courant-tension, ensuite l'effet de la fluence. Puis, nous étudierons l'effet combiné de ces paramètres.

Enfin, nous terminerons par une conclusion.

Listes des acronymes et abréviations

- BC** : bande de conduction.
- BV** : bande de valence.
- p** : Dopage de type accepteur (densité des trous).
- n** : Dopage de type donneur (densité des électrons).
- N_a : Densité des dopants accepteurs ionisés dans un matériau P (cm^{-3}).
- N_d : Densité des dopants donneurs ionisés dans un matériau N (cm^{-3}).
- d** : épaisseur de la diode
- CCE**: efficacité de collection de la charge
- μ_n : Mobilité des électrons ($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$).
- μ_p : Mobilité des trous ($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$).
- G_n : Taux de génération des électrons.
- G_p : Taux de génération des trous.
- R_n : Taux de recombinaison des électrons.
- R_p : Taux de recombinaison des trous.
- J_n : Densité du courant des électrons.
- J_p : Densité du courant des trous.
- D_n : Coefficient de diffusion des électrons.
- D_p : Coefficient de diffusion des trous.
- e_{nd} : Les taux d'émission électrons.
- e_{pd} : Les taux d'émission trous.
- F_{ta} : Probabilité d'ionisation accepteur.
- F_{td} : Probabilité d'ionisation donateur.
- $C_{cn,p}$: Le coefficient de capture d'un électron.
- $C_{ce,p}$: Le coefficient d'émission d'un électron.
- SIGN**: les sections support de capture pour les électrons.
- SIGP**: les sections support de capture pour les trous.
- f_{ta} : La probabilité d'occupation des pièges accepteurs.
- f_{td} : La probabilité d'occupation des pièges donneurs.
- $\sigma_{n,p}$: La conductivité du matériau pour les électrons et les trous.
- e, q** : Charge électrique élémentaire ($1.6 \times 10^{-19}\text{C}$).

- k_B** : Constante de Boltzman ($1.38 \times 10^{-23} \text{ jk}^{-1}$).
- ρ** : la charge volumique.
- ϵ** : constant diélectrique du matériau.
- ϵ_0** : Permittivité absolue du vide ($8.85 \times 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$).
- ϵ_r** : Permittivité relative du matériau (F.m^{-1}).
- T** : Température (k).
- V_{bi}** : La tension « building » (V).
- W** : Largeur de charge d'espace (cm).
- F_i** : la densité des pièges «fluence» (cm^{-2})
- Q_f** : Quantité de charges dans l'oxyde (cm^{-2})
- ∇** : Gradient des concentrations.
- Tev** : Tetra electron volt (10^{12} ev).
- $t(\mathbf{x})$** : Temps de collection.
- CERN**: Centre Européen pour la Recherche Nucléaire.
- LHC**: Large Hadron Collider.

Table des matières

Remerciements

ملخص

Résumé

Abstract

Listes des acronymes et abréviations

Liste des figures

Liste des tableaux

Introduction générale.....1

Chapitre 1 : Conception théorique.

1.1 Introduction.....4

1.2 Les équations fondamentales des semi-conducteurs.....5

1.2.1 Equations de Continuité5

1.2.2 Equation de Poisson5

1.2.3 Equation de Transport6

a Courant de Diffusion.....6

b Courant de Conduction.....7

1.3 Jonction PN.....7

1.4 Courant électrique dans une jonction PN polarisée en inverse.....8

1.5 Caractéristiques de la zone de déplétion.....10

1.5.1 Tension de déplétion10

1.5.2 Champ électrique11

1.5.3 Capacitance11

1.6 Collection des charges.....12

1.7 Expérience ATLAS.....13

1.8	Principe de fonctionnement d'un détecteur a jonction.....	15
1.8.1	Détecteurs en silicium	15
1.8.2	Schéma électrique équivalent du détecteur.....	16
1.8.3	Courant de fuite	17
1.9	Effets des Radiations.....	19
1.9.1	Effet de volume.....	19
1.9.2	Effet de surface.....	20
1.10	Récombinaison Shockley-Read-Hall.....	21
1.10.1	Notion des pièges.....	21
1.10.2	Mécanisme de recombinaison.....	22
1.11	Conclusion.....	25

Chapitre 2 : logiciel de simulation Silvaco

2.1	Introduction.....	27
2.2	TCAD Silvaco.....	28
2.3	Silvaco-Atlas.....	28
2.4	Ordre des commands.....	30
2.4.1	Spécification de la structure.....	31
a	Maillage.....	31
b	Régions.....	32
c	Electrodes.....	32
d	Doping.....	32
2.4.2	Spécification des modèles des matériaux.....	32
a	Matériau.....	32
b	Modèles physiques.....	33
c	Contact.....	33
d	Interface.....	33
2.4.3	Sélection de la méthode numérique	33

2.4.4	Spécification des solutions.....	34
	<i>a</i> LOG.....	34
	<i>b</i> Solve.....	34
	<i>c</i> Load et save.....	35
2.4.5	Analyse des résultats.....	35
2.5	Spécification des pièges	36
2.5.1	TRAP.....	36
2.5.2	Charge piégée dans l'équation de Poisson	37
2.6	Conclusion.....	38

Chapitre 3 : Résultats et discussion

3.1	Introduction.....	40
3.2	Description de la structure.....	41
3.2	Mesure des caractéristiques électriques à l'état vierge.....	43
3.4	Etude de l'effet des radiations sur les caractéristiques électriques de la Structure n-in-p	43
3.4.1	Effet de surface (charges dans l'oxyde).....	43
3.4.2	Effets des pièges.....	45
3.5	Etude de l'effet combiné de la charge et de la fluence sur les détecteurs.....	47
3.5.1	Fluence variable et charge dans l'oxyde fixe.....	47
	<i>a</i> $Q_f = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$	47
	<i>b</i> $Q_f = 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	48
	<i>c</i> $Q_f = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	50
	<i>d</i> $Q_f = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	51

3.5.2	Charge variable et fluence fixe	52
<i>a</i>	<i>Fi= 5x10¹⁴ cm⁻²</i>	52
<i>b</i>	<i>Fi= 1x10¹⁵ cm⁻²</i>	53
<i>c</i>	<i>Fi= 5x10¹⁵ cm⁻²</i>	55
<i>d</i>	<i>Fi= 1x10¹⁶ cm⁻²</i>	56
3.6	Conclusion.....	57
	Conclusion générale.....	58
	Références bibliographiques	

Liste des figures

Figure 1.1	(a) jonction PN;(b) la charge électrique;(c) champ électrique;(d) potentiel électrostatique interne.....	9
Figure 1.2	Évolution du champ électrique en fonction de la profondeur x dans la diode sous-déplétion (b) et sur-déplétion (c).....	11
Figure 1.3	Évolution du temps de collection des Porteurs des charges dans un substrat en silicium de résistivité 10 kΩ.cm en fonction de la tension de polarisation.....	13
Figure 1.4	Le détecteur ATLAS. Il est constitué d'aimants solénoïde et toroïdaux et de trois détecteurs principaux	14
Figure 1.5	Principe de fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur.....	16
Figure 1.6	Schéma électrique équivalent du détecteur associé à un préamplificateur électron-trou (3.6 eV) pour le Si à 300K.	17
Figure 1.7	Définition du niveau énergétique des pièges accepteurs et donneurs dans la bande interdite.	20
Figure 1.8	Représentation schématique des effets de surface.	21
Figure 1.9	Schéma de principe du mécanisme de piégeage SRH.	22
Figure 2.1	Entrées et sorties d'Atlas.....	29
Figure 2.2	définition de maillage avec Atlas.....	31
Figure 2.3	L'environnement Tony plot.....	35
Figure 3.1	Schéma de la structure.....	41
Figure 3.2	La structure sous ATLAS.....	42
Figure 3.3	Définition du maillage avec Atlas.	42
Figure 3.4	Variation de courant de fuite en fonction de la tension de polarisation.	43
Figure 3.5	Caractéristiques (I-V) pour différentes valeurs de la charge de l'oxyde..	44
Figure 3.6	La tension de claquage et courant de fuite en fonction de la charge.	45
Figure 3.7	Caractéristiques (I-V) pour différentes valeurs de Fi	46
Figure 3.8	La tension de claquage et courant de fuite en fonction de Fi	46
Figure 3.9	Caractéristiques (I-V) pour $Q_f = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ et différentes valeurs de Fi .	48

Figure 3.10	La tension de claquage et courant de fuite pour $Q_f = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ et différentes valeurs de F_i	48
Figure 3.11	Caractéristiques (I-V) pour $Q_f = 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et différentes valeurs de F_i	49
Figure 3.12	La tension de claquage et courant de fuite pour $Q_f = 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et différentes valeurs de F_i	49
Figure 3.13	Caractéristiques (I-V) pour $Q_f = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et différentes valeurs de F_i	50
Figure 3.14	La tension de claquage et courant de fuite pour $Q_f = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et différentes valeurs de F_i	51
Figure 3.15	Caractéristiques (I-V) pour $Q_f = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et différentes valeurs de F_i	51
Figure 3.16	La tension de claquage et courant de fuite pour $Q_f = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et différentes valeurs de F_i	52
Figure 3.17	Caractéristiques (I-V) pour $F_i = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ différentes valeurs de Q_f	53
Figure 3.18	la tension de claquage et courant de fuite $F_i = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ différentes valeurs de Q_f	53
Figure 3.19	Caractéristiques (I-V) pour $F_i = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ différentes valeurs de Q_f	54
Figure 3.20	la tension de claquage et courant de fuite pour $F_i = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ et différentes valeurs de Q_f	54
Figure 3.21	Caractéristiques (I-V) pour $F_i = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ et différentes valeurs de Q_f	55
Figure 3.22	la tension de claquage et courant de fuite pour $F_i = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ et différentes valeurs de Q_f	56
Figure 3.23	Caractéristiques (I-V) pour $F_i = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ et différentes valeurs de Q_f	56
Figure 3.24	la tension de claquage et courant de fuite pour $F_i = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ et différentes valeurs de Q_f	57

Liste des tableaux

Tableau 2.1	Ordre des groupes des commandes d'Atlas.....	30
Tableau 2.2	Spécification des unités du paramètre utilisé.....	37
Tableau 3.1	Les paramètres des pièges.....	45

Chapitre 1 :
Concepts théoriques

1.1 Introduction

Le silicium (Si) est le semi-conducteur le plus étudié et le plus utilisé comme détecteur des particules.

En effet toutes les études 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.) ont montré que 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, ce cas est appelé (pièges profonds). Ils ont un effet direct sur les propriétés électriques du semi-conducteur et des dispositifs associés:

D'abord, par leur capacité à émettre ou à capter les porteurs libres, elles peuvent compenser les niveaux donneurs ou accepteurs introduits intentionnellement et donc réduire la concentration des porteurs libres ainsi que leur mobilité.

De plus, 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. [1]

1.2 Les équations fondamentales des semi-conducteurs

1.2.1 Equation de continuité

Pour les trous et les électrons, l'équation est :

$$\begin{aligned}\frac{1}{e} \operatorname{div}(\vec{j}_p) &= -\frac{\partial p}{\partial t} + G - R \\ -\frac{1}{e} \operatorname{div}(\vec{j}_n) &= -\frac{\partial n}{\partial t} + G - R\end{aligned}\quad (1.1)$$

Où p représente la concentration en trous, n la concentration en électrons, \vec{j}_p le courant des trous, \vec{j}_n le courant des électrons), G le taux de génération, et R le taux de recombinaison et e la valeur absolue de la charge élémentaire. Le taux de génération représente la création d'une paire électron-trou pouvant provenir de l'absorption de la lumière. Le taux de recombinaison peut provenir soit d'une recombinaison assistée par les pièges (Shockley Read Hall) ou soit d'une autre recombinaison. [2]

1.2.2 Equation de Poisson

Pour calculer les expressions des flux de porteurs il est nécessaire de connaître le champ électrique. Alors il faut utiliser l'équation de Poisson :

$$\operatorname{div}(\vec{E}) = \frac{-\rho}{\epsilon} \quad (1.2)$$

Dans un matériau semi-conducteur, la concentration de charge ρ est égale à :

$$\rho = e \cdot (p - n + N_d - N_a - N_{ta} \cdot f_{ta} + N_{td} \cdot (1 - f_{td})) \quad (1.3)$$

Avec N_d la concentration de dopants donneurs, N_a la concentration de dopants accepteurs, N_{ta} la concentration de pièges accepteurs, N_{td} la concentration de pièges donneurs, f_{ta} la probabilité d'occupation des pièges accepteurs, et f_{td} la probabilité d'occupation des pièges donneurs. [2]

1.2.3 Equation de transport

L'équilibre thermodynamique est caractérisé par l'existence d'un seul niveau de Fermi dans tout le matériau et par la nullité du courant macroscopique $\vec{j}=0$.

Déférentes forces extérieures peuvent venir perturber cet équilibre (un champ électrique, un gradient de température, injection de porteurs en excès).

Ces perturbations entraînent de façon permanente ou transitoire des mouvements collectifs des charges, cela est appelé courant électrique. Ce courant est composé de mouvement général des électrons, ainsi que des trous dont l'interprétation n'est pas intuitive. Le mouvement d'un trou est défini comme la trajectoire inverse qu'effectue un électron lorsqu'il quitte un site d'une bande de valence pour remplir un trou existant. Sachant que tous les électrons ne sont pas dans la bande de valence, la mobilité des trous ainsi définie, est inférieure à celle des électrons.

Ces mouvements peuvent être mis en équation d'une manière très précise grâce à la mécanique quantique. La perturbation provoque une redistribution hors équilibre des porteurs sur les niveaux d'énergie. Cette partie ne traite que des courants de dérive et de diffusion.

a Courant de diffusion

La répartition des porteurs de charge dans le volume est inhomogène. Son gradient induit un déplacement collectif des porteurs connu sous le nom de courant de diffusion. Ce phénomène est décrit par les équations :

$$\begin{cases} \vec{j}_{n,diff} &= +e D_n \vec{\nabla} n_0 \\ \vec{j}_{p,diff} &= -e D_p \vec{\nabla} p_0 \end{cases} \quad (1.4)$$

Avec D_n et D_p les coefficients de diffusion (toujours positifs) pour les électrons et les trous exprimés en cm^2/s . Dans le cas d'un semi-conducteur non dégénéré, on peut exprimer ces coefficients en fonction de la mobilité des porteurs. Ces relations sont connues sous le nom de relations d'Einstein :

$$D_{n,p} = k_B T \frac{\mu_{n,p}}{e} \quad (1.5)$$

Le courant de diffusion total s'écrit comme la somme de ces deux composantes :

$$\vec{j}_d = +e D_n \vec{\nabla} n_0 - e D_p \vec{\nabla} p_0 \quad (1.6)$$

b Courant de conduction

L'application d'un champ électrique \vec{E} accélère les charges dans la direction du champ entre deux collisions, ce qui induit des vitesses moyennes de déplacement v_n et v_p pour les électrons et les trous. Le vecteur d'accélération suit les lignes du champ électrique dans le sens de \vec{E} pour les trous et dans le sens opposé pour les électrons. La vitesse moyenne de déplacement des charges due au champ électrique est donnée par :

$$\vec{v}_{n,p} = \mp \mu_{n,p} \vec{E} \quad (1.7)$$

Avec $\mu_{n,p}$ la mobilité des électrons (n) ou des trous (p). La somme des déplacements élémentaires de chacune des particules donne lieu à une densité de courant macroscopique \vec{j} :

$$\vec{j} = (-en \vec{v}_n + ep \vec{v}_p) \vec{E} = (\sigma_n + \sigma_p) \vec{E} \quad (1.8)$$

Avec, $\sigma_{n,p}$ la conductivité du matériau pour les électrons et les trous. [3]

1.3 Jonction PN

Dans un capteur à semi-conducteur PN, cette structure permet la collection des charges et l'élimination de la principale source de bruit : le courant de fuite. Elle est composée de deux milieux juxtaposés de dopages opposés. La zone N est dopée avec des atomes donneurs en concentration N_d et la zone P avec des atomes accepteurs en concentration N_a . Une vue schématique de la jonction **PN** est illustrée (Figure 1.1 « a »)

La proximité de ces deux zones induit de forts gradients de concentration en électrons et en trous $\vec{\nabla}_n$ et $\vec{\nabla}_p$, provoquant alors un courant de diffusion.

$$\vec{j}_d = \vec{j}_{dn} + \vec{j}_{dp} \quad (1.9)$$

Les électrons migrent vers la zone P et les trous vers la zone N. Ces porteurs migrant vers des zones où ils sont fortement minoritaires, se recombinent avec les porteurs majoritaires. Ils génèrent alors de part et d'autre de la jonction, une zone dépourvue de porteurs libres ; on parle de zone déplétée. A l'intérieur de ces zones, il ne subsiste que des dopants ionisés fixes de charge positive du côté N en concentration N_d , et négative du côté P en concentration N_a . Dans cette zone, la neutralité électrique est localement rompue. Le champ électrique \vec{E} (Figure 1.1 « c ») généré par cette répartition des charges dans l'espace, induit un courant de conduction. Ce courant s'oppose à la diffusion des porteurs libres donnant naissance à la zone déplétée. La jonction PN se stabilise alors à un équilibre propre avec un champ \vec{E} qui compense exactement les gradients de concentration en électrons et en trous

$$\begin{aligned} \vec{J}_n = 0 &= \underbrace{-en\mu_n\vec{E}}_{\vec{j}_{cn}} + \underbrace{eD_n\nabla n}_{\vec{j}_{dn}} \\ \vec{J}_p = 0 &= \underbrace{ep\mu_p\vec{E}}_{\vec{j}_{cp}} - \underbrace{eD_p\nabla p}_{\vec{j}_{dp}} \end{aligned} \quad (1.10)$$

Cet état est appelé équilibre thermodynamique. Il correspond à une stabilité macroscopique composée d'une multitude de mouvements microscopiques qui se compensent. [3]

1.4 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_{bi} (potentiel électrostatique interne) et la barrière de potentiel devient infranchissable pour les porteurs majoritaires, seuls les porteurs minoritaires peuvent diffuser.

Cela 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 (Figure 1.1).

On constate donc la présence d'un courant très faible circule 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. [4].

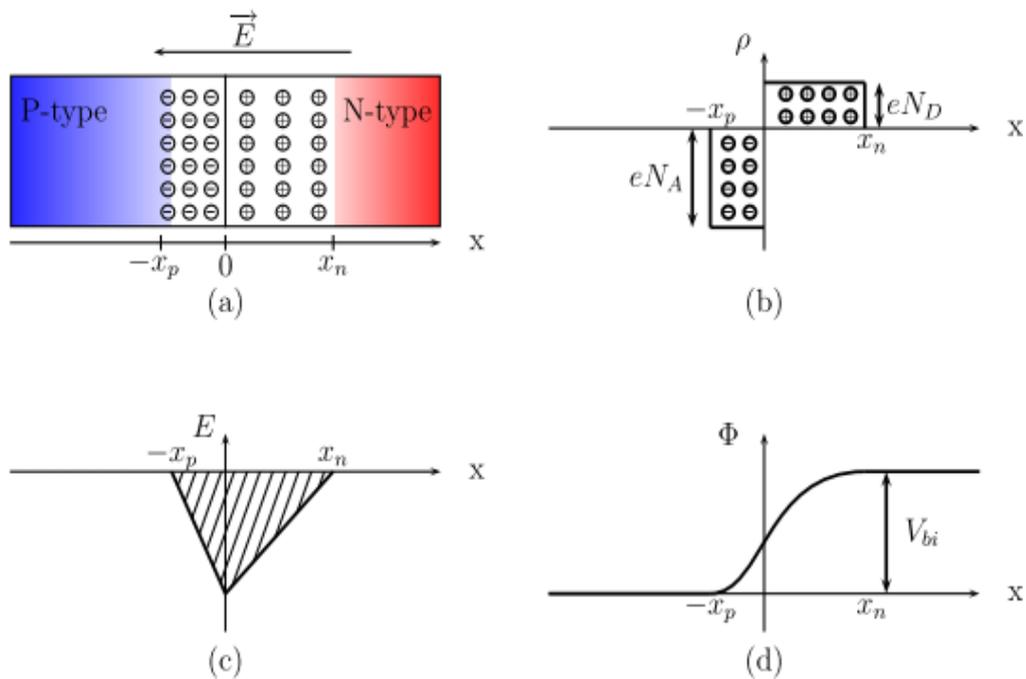


Figure 1.1. (a) jonction PN; (b) la charge électrique; (c) champ électrique; (d) potentiel électrostatique interne.

La résistivité ρ du substrat est un des paramètres importants. Elle est exprimée en fonction de la mobilité $\mu_{n,p}$ des porteurs majoritaires et du dopage $N_{d,a}$ du substrat. En considérant un substrat dopé de type N, on écrit

$$\rho = \frac{1}{\mu_n e N_D} \quad (1.11)$$

Le silicium utilisé dans la fabrication des détecteurs a une résistivité de l'ordre de $\rho = 10 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$. Cela correspond à un faible dopage du substrat $N_d = 4,4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. [3].

1.5 Caractéristiques de la zone de déplétion

L'idée d'utiliser une jonction PN pour la détection de particules consiste à dépléter entièrement le volume de détection (par exemple, $W_d = d = 500 \text{ }\mu\text{m}$) pour faciliter la collection des charges.

1.5.1 Tension de déplétion

La barrière de potentiel est la différence de potentiel entre les zones de type N et celles de type P. Elle est notée Φ_{bi} ou v_{bi} est calculée à partir de l'équation du courant total d'un des porteurs de charge (équation 1.10) la barrière de potentiel de la jonction v_{bi} s'écrit :

$$V_{bi} \simeq \frac{k_B T}{e} \ln \left(\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right) \quad (1.12)$$

L'application d'une tension V_b dans la même direction que la barrière de potentiel V_{bi} permet l'évacuation des porteurs libres supplémentaires et l'élargissement de la zone de déplétion. La jonction est alors dite polarisée en inverse. La largeur W_d de cette zone de déplétion est déterminée par les positions $-X_p$ p et X_n (Figure 1.1 « b »). La largeur totale est donc donnée par $W_d = x_n + x_p$,

$$W_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}}{e} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} (V_b + V_{bi})} \quad (1.13)$$

1.5.2 Champ électrique

Généralement, pour s'assurer que le volume est entièrement déplété, la tension de polarisation est toujours supérieure à la valeur limite de déplétion totale $V_b > V_{dep}$ on dit que le capteur est sur-déplété. La tension au-delà de V_{dep} ajoute une composante uniforme au champ électrique définie par :

$$E(x) = \underbrace{\frac{2V_{di}}{d}}_{E_0} \left(1 - \frac{x}{d}\right) + \underbrace{\frac{V_b - V_{di}}{d}}_{E_{ovd}} \quad (1.14)$$

Avec $V_{di} = V_{dep} + V_{bi}$, étant définie comme la tension interne de déplétion et E_{ovd} , la composante uniforme du champ électrique ajoutée par la sur-déplétion. Les profils du champ électrique en fonction de la distance x aux électrodes dans le semi-conducteur sont présentés (Figure 1.2). [3]

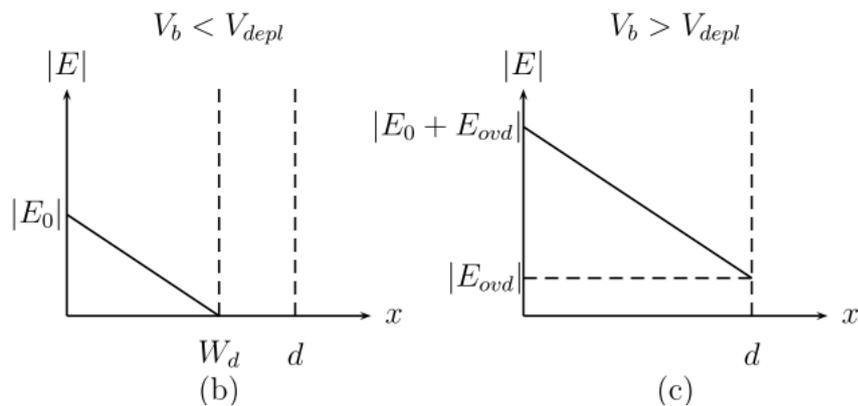


Figure 1.2. Évolution du champ électrique en fonction de la profondeur x dans la diode sous-déplétion (b) et sur-déplétion (c).

1.5.3 Capacitance

Lorsqu'on applique une faible tension variable (régime des petits signaux) aux bords de la jonction, des flux de porteurs majoritaires sont associés aux déplacements des limites de la zone de transition: Une augmentation de la tension appliquée entraîne un apport d'électrons venant de la zone n (qui neutralisent de la charge d'espace

positive) et apport de trous venant de la zone p (qui neutralisent de la charge d'espace négative). Le processus opposé est observé pour une diminution de la tension appliquée, ce qui provoque une évacuation des charges libres et donc une augmentation des charges d'espace dans la zone de transition.

Ces phénomènes se traduisent par une variation de la charge d'espace dQ dans la zone de transition en fonction de la différence de potentiel appliquée dV ce qui a la dimension d'une capacité (C):

$$C = \frac{dQ}{dV} \quad (1.15)$$

Q est simplement la charge d'espace donnée par :

$$Q = SqN_d w_n = SqN_a w_p \quad (1.16)$$

1.6 Collection des charges

La charge créée dans le substrat dépend de l'énergie E_p de création d'une paire électron-trou. En notant E l'énergie de la particule incidente et n_p le nombre des paires électron-trou, on a

$$n_p = \frac{E}{E_p} \quad (1.17)$$

Pour un porteur collecté sur une électrode, on parle de temps de collection $t(x)$. La sur déplétion permet la réduction du temps de parcours des charges $t(x)$ (Figure 1.3) Pour une charge partant d'une position (x_0) jusqu'à une position quelconque (x_n) , $t(x)$ peut être exprimé à partir de l'équation de la vitesse de déplacement locale des porteurs de charge ($v(x) = \mu E(x)$) :

$$t(x) = \frac{d}{\mu E_0} \ln \left[\frac{E_0 + E_{ovd} - E_0 \frac{x}{d}}{E_0 + E_{ovd} - E_0 \frac{x_0}{d}} \right] \quad (1.18)$$

La même résolution peut être obtenue avec un volume sous-déplété. Dans ce cas, le temps de collection s'exprime :

$$t(x_0) = \underbrace{\frac{\epsilon_0 \epsilon_{Si}}{\mu e N_D}}_{\tau} \ln \left(\frac{W_d}{W_d - x_0} \right) \quad (1.19)$$

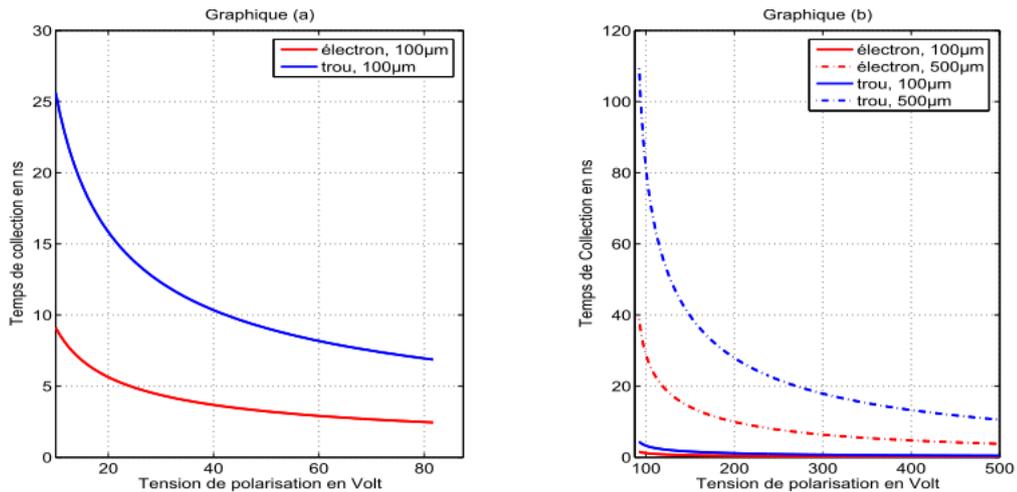


Figure 1.3. Évolution du temps de collection des Porteurs des charges dans un substrat en silicium de résistivité 10 kΩ.cm en fonction de la tension de polarisation.

Graphique(a) : cas d'un capteur sous-déplété pour des porteurs de charge parcourant une distance de 100 μm. Graphique (b) : cas d'un capteur sur-déplété pour des porteurs de charge parcourant des distances de 100 μm et 500 μm. [3]

1.7 L'expérience ATLAS

En 2008, à la frontière franco-suisse sera mis en opération le grand collisionneur hadronique LHC, Avec son tunnel de 27 km de circonférence, le LHC permettra les collisions frontales de protons à une énergie de 14 TeV dans Le centre de masse et atteindra une luminosité de $10^{34}/\text{cm}^2/\text{s}$, permettant d'explorer la physique des particules dans des conditions similaires à celles présentes dans l'univers 10^{-11} sec

après le Big Bang. L'un des détecteurs qui étudiera les produits de collisions au LHC est le détecteur ATLAS (Figure 1.4).

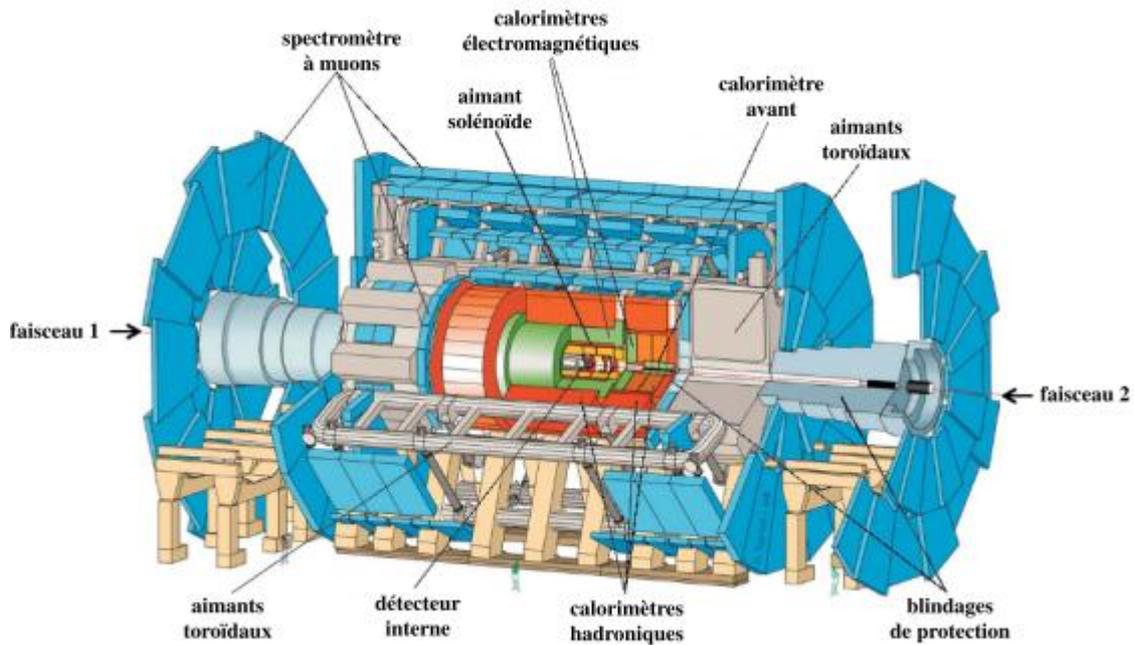


Figure 1.4. Le détecteur ATLAS. Il est constitué d'aimants solénoïde et toroïdaux et de trois détecteurs principaux

Ce détecteur est composé de multiples sous-détecteurs permettant d'identifier les particules, de suivre leur trajectoire, de mesurer leur énergie et leur impulsion. La physique attendue dans ces conditions inclut l'exploration du modèle standard des particules et la découverte possible du boson de Higgs de ce modèle.

Le détecteur Pixel d'ATLAS étant situé près du point de collision des protons, le flux de particules le traversant sera très élevé. Lors de leur passage, les particules déposent de l'énergie dans les détecteurs au silicium à pixels créant un signal qui sert à reconstruire leur trajectoire.

Plusieurs phénomènes se produisent donc lors du passage des particules à travers les détecteurs et leur environnement : Endommagement des détecteurs, surtout à grande fluence. Le dommage par radiation des détecteurs modifie les propriétés

électriques de ceux-ci et en particulier diminue leur efficacité de détection. Ces modifications ont un impact mesurable pour des fluences élevées de particules. [5]

1.8 Principe de fonctionnement d'un détecteur à Jonction

1.8.1 Les détecteurs en silicium

Les détecteurs au silicium sont utilisés fréquemment dans les expériences de physique des particules qui exploitent entre autres leur résolution spatiale qui en fait d'excellents candidats pour les détecteurs de vertex. Un élément crucial reste à considérer: qu'en est-il de leur résistance aux radiations? Au niveau du module pixel du détecteur interne d'ATLAS, la fluence de particules atteindra $10^{15} n_{eq}/\text{cm}^2$ en dix ans (temps total prévu d'exploitation du LHC). Cette grande fluence endommagera les détecteurs. Les détecteurs au silicium fonctionnent de manière optimale lorsque la zone désertée des porteurs de charge correspond à l'épaisseur physique totale du détecteur

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. [1]

La zone de déplétion dans la jonction est le milieu de détection des radiations, en d'autres termes c'est la région active. L'énergie moyenne requise pour créer une paire (e, h) dans le silicium est de 3,6 eV. 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.1.13) pour couvrir la totalité de

chemin, du point d'incidence jusqu'au point de collection. Lorsqu'une particule traverse le silicium elle crée environ 80 paires électron-trou par micron.

Il en résulte que le détecteur doit fonctionner (généralement) en polarisation inverse à la déplétion totale. [6]

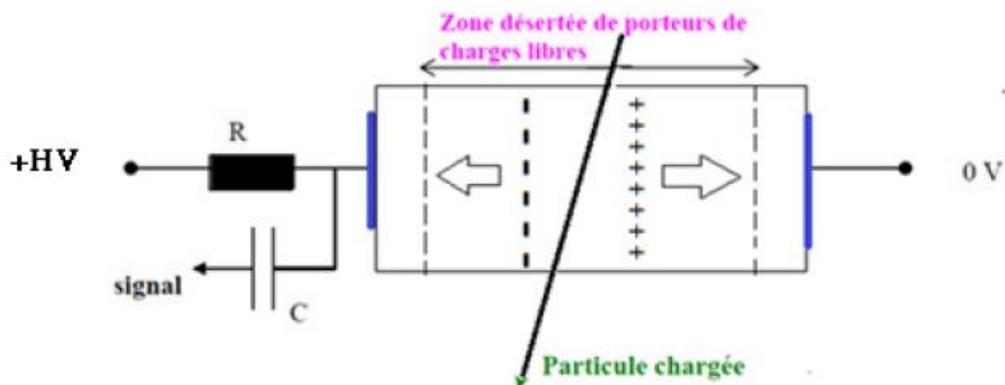


Figure 1.5. Principe de fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur.

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 1.1) 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. [4]

1.8.2 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 Q_d correspondante, 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 (Figure 1.8). [7]

On a ainsi :

$$V_S = \frac{Q_d}{C_r} \quad (1.20)$$

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

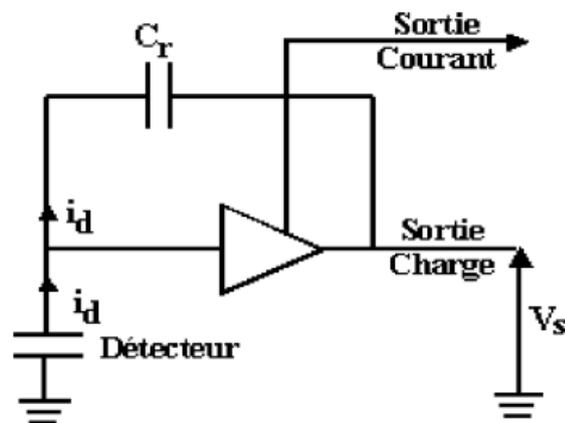


Figure 1.6. Schéma électrique équivalent du détecteur associé à un préamplificateur de charge

1.8.3 Le courant de fuite

Dans les détecteurs au silicium, irradiés ou non, un courant de fuite, dit courant inverse, circule lorsque l'on applique une tension inverse. Ce courant est dû à la diffusion des porteurs de charge minoritaires. Pour évaluer la variation du courant de fuite en fonction de la fluence, on mesure celui-ci à V_b (tension de claquage), qui elle-même varie avec la fluence.

Le courant de fuite vient de deux composantes: de surface et de volume. Le courant de fuite de surface est dû à la variation de tension à l'interface Si/SiO₂ et il est

augmenté si la surface est endommagée. Pour un détecteur non-irradié, en bonne condition (sans égratignure, ni saleté), le courant de fuite est de l'ordre du nA/cm^2 . L'irradiation endommageant aussi la surface, celui-ci augmentera avec la fluence. Par contre, la composante majeure du courant de fuite est celle de volume (ou de corps). Une première cause de ce courant de fuite est la création des paires par agitation thermique qui varie avec la température selon (Eq 1.21), ce qui implique qu'une normalisation du courant de fuite mesure (Eq 1.22) est nécessaire [5]

$$I(T) \propto T^2 \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (1.21)$$

$$I(T) = I(T_m) \left(\frac{T}{T_m}\right)^2 \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B} \left\{\frac{1}{T} - \frac{1}{T_m}\right\}\right) \quad (1.22)$$

Où T C'est la température de référence. T_m Est la température des mesures exécutées. La présence des défauts cause aussi un courant de fuite volumique. Puisque le courant augmente en fonction de la tension appliquée (pour les détecteurs non-irradiés $I_{vol} \propto x_d$ ce qui donne $I_{vol} \propto \sqrt{V_0 + V}$) l'augmentation de V_d causée par la présence des défauts entrainera une hausse du courant de fuite. Une relation simple décrit l'augmentation du courant de fuite (toutes les composantes) a V_d en fonction de la fluence Φ :

$$\Delta I_{vol} = I_{vol}(\Phi) - I_{vol}(0) = \alpha \Phi \quad (1.23)$$

Où α (A/cm) est la constante du courant de fuite induit par irradiation; $I_{vol}(\Phi)$ et $I_{vol}(0)$ sont respectivement le courant de fuite volumique après irradiation a la fluence Φ et avant irradiation. [5]

1.9 Effets des radiations

1.9.1 Effet de volume

On remarque que les Matériaux semi-conducteurs peuvent être endommagés aux niveaux de réseaux cristallins, ceci peut être causé par des liaisons pendantes au niveau des interfaces, ou par la présence d'impuretés dans le substrat. La présence de ces centres de défauts, ou des pièges, dans des substrats semi-conducteurs peuvent influencer de manière significative sur les caractéristiques électriques du dispositif. Les Centres des pièges sont des énergies associées dans la bande interdite. De même ils ont une liberté d'échange avec les bandes de conduction et de valence par l'émission et la capture d'électrons. Les centres pièges influencent la densité de charge d'espace dans le volume du semi-conducteur et les statistiques de recombinaison.

La physique du dispositif a établi l'existence de trois mécanismes différents, qui ajoutent au terme de la charge d'espace dans l'équation de Poissons en plus des impuretés de donneur et accepteur ionisés. Ce sont l'interface charge fixe, les états d'interface de pièges et les états de pièges en volume. L'interface charge fixe est modélisée comme une feuille de charges à l'interface est donc contrôlée par la condition limite D' interface. En plus les pièges d'interface et de pièges en vrac vont ajouter la charge d'espace directement dans le côté droit de l'équation de Poisson. Cette section décrit la définition des états de pièges en vrac et la mise en œuvre de ces états de pièges en vrac dans Atlas pour les deux conditions stables et transitoires. [8]

La terminologie utilisée dans l'Atlas pour définir le type de piège est montré (Figure 1.7). La position des pièges est définie par rapport aux bandes de conduction ou de valence en utilisant E.LEVEL donc, par exemple, un piège accepteur à 0.4eV serait 0.4eV en dessous de la bande de conduction.

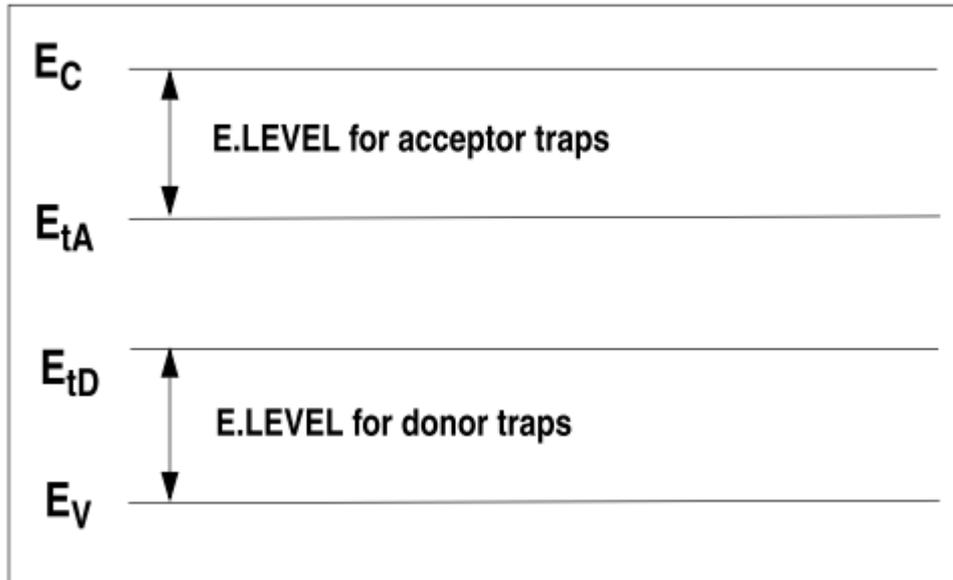


Figure 1.7. Définition du niveau énergétique des pièges accepteurs et donneurs dans la bande interdite.

1.9.2 Effet de surface

Le terme effets de surface regroupe l'ensemble des défauts créés dans les couches de passivation, généralement les couches de dioxyde de silicium et ses interfaces Si-SiO₂. Mis à part la différence de localisation, Les effets de substrat et de surface se distinguent par leur origine. Alors que dans un semi-conducteur déplété, les créations de paires électron-trou sont recherchées pour la formation d'un signal permettant la détection des particules. Ces mêmes interactions sont dommageables dans un isolant. Cette différence est simplement due au fait que les porteurs de charge ont une grande mobilité dans un semi-conducteur rendent les effets transitoires. Au contraire, Dans les couches de SiO₂, dont la structure du réseau est amorphe, ils peuvent être bien moins mobiles et se retrouvent souvent piégés. Les effets sont alors semi permanents. (Figure 1.8) est un diagramme de bande d'énergie représentant les différentes effets de surface qui interviennent suite à une interaction ionisante dans la couche SiO₂. L'électron et le trou créés par l'interaction d'une particule dans la couche de SiO₂ sont sur deux niveaux d'énergie distincts. Le mécanisme de transport de l'électron est dessiné en rouge et celui du trou en bleu. Les effets d'interfaces sont

représentés par une accumulation de porteurs de charge positive dans le dioxyde de silicium proche de l'interface avec le silicium. Cette accumulation crée une couche d'inversion dans le silicium (représentée par une concentration de porteur de charge négative). [3]

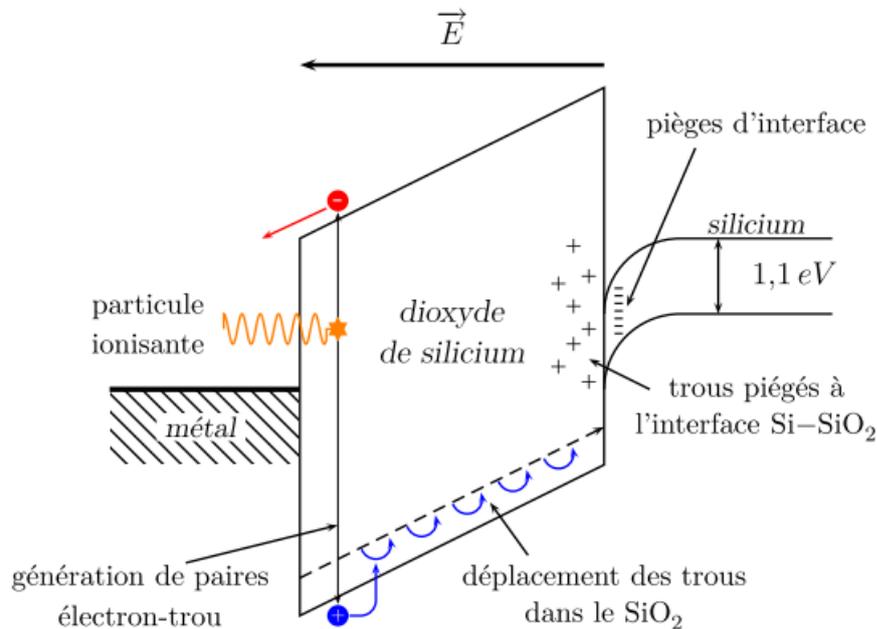


Figure 1.8. Représentation schématique des effets de surface.

1.10 La recombinaison Shockley-Read-Hall

1.10.1 Notion des pièges

Dans un semi-conducteur, il peut exister des états autorisés dans le gap. Cela peut provenir de la présence de défauts ou d'impuretés. Ces pièges peuvent alors capturer des porteurs. Lorsque ces porteurs sont piégés, on peut considérer qu'ils sont immobiles et ne participent pas au transport de porteurs correspondant.

Il existe alors deux types de piège, les pièges accepteurs et les pièges donneurs. Si un piège devient chargé lorsqu'il libère un électron, nous dirons qu'il s'agit d'un piège donneur; s'il devient chargé lorsqu'il reçoit un électron, nous parlerons alors d'un piège accepteur. Un piège accepteur situé très proche de la bande de valence est alors un dopant en trous.

De la même manière, un piège donneur situé proche de la bande de conduction sera alors un dopant d'électrons. Un piège accepteur situé assez haut dans le gap, dans un semi-conducteur de type P, sera en fait un dopant non ionisé. De la même manière, un piège donneur situé bas dans le gap, dans un semi-conducteur de type N, sera en fait un dopant non ionisé. Dans le cas d'une conduction unipolaire, ce qui est souvent le cas dans les dispositifs organiques à l'exception des diodes électroluminescentes et des photodiodes, il ne peut y avoir de recombinaison. Dans ce cas, l'influence des pièges n'apparaît que dans le terme de charge ρ de l'équation de Poisson. [2]

1.10.2 Le mécanisme de recombinaison

Ce mécanisme a été utilisé dans la modélisation des dispositifs organiques [Scheinert 2004] et peut se décomposer en quatre étapes [Shockley 1952]:

- 1) La capture d'un électron: un électron de la bande de conduction (LUMO) est piégé par un défaut inoccupé.
- 2) La capture d'un trou: un électron d'un piège occupé part dans la bande de valence (HOMO) et neutralise un trou. Le piège devient libre.
- 3) Emission d'un trou: un électron de la bande de valence (HOMO) occupe le piège, laissant un trou dans la bande de valence.
- 4) Emission d'un électron : un électron d'un piège occupé part dans la bande de conduction (LUMO). Le piège devient libre.

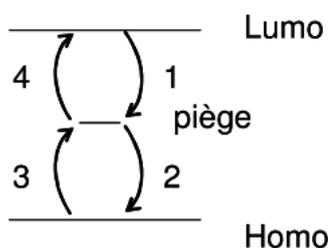


Figure 1.9. Schéma de principe du mécanisme de piégeage SRH.

Les notations suivantes seront utilisées :

$C_{cn,p}$ Représente le coefficient de capture d'un électron (resp trou), par piège.

$C_{ce,p}$ Représente le coefficient d'émission d'un électron (resp. trou), par piège.

Nous noterons f_t la probabilité qu'un piège soit occupé par un électron.

Le taux de capture d'un piège par unité de volume pour un électron (R_n) et pour un trou (R_p) s'écrit alors :

$$\begin{aligned} R_n &= C_{cn} \cdot n \cdot (1 - f_t) \\ R_p &= C_{cp} \cdot p \cdot f_t \end{aligned} \quad (1.29)$$

De la même manière, les taux d'émission d'un piège par unité de volume pour les électrons (E_n) et pour les trous (E_p) s'écrivent :

$$\begin{aligned} E_n &= C_{en} \cdot f_t \\ E_p &= C_{ep} \cdot (1 - f_t). \end{aligned} \quad (1.30)$$

On a alors le taux net de recombinaison SRH (R^{SRH}), qui est dans le cas statique le même pour les électrons et les trous $R^{SRH} = R_n - E_n = R_p - E_p$. A l'équilibre thermique, le taux net de recombinaison est nul, on peut alors en déduire une relation entre le taux de génération et le taux de capture : On a alors

$$C_{en} = C_{cn} \cdot n_0 \cdot \frac{1 - f_{t0}}{f_{t0}} \quad \text{et} \quad C_{ep} = C_{cp} \cdot p_0 \cdot \frac{f_{t0}}{1 - f_{t0}}. \quad (1.31)$$

Où p_0 et n_0 représentent respectivement la concentration d'équilibre de trous et d'électrons. f_{t0} Représente la fonction de Fermi. En effet à l'équilibre, la probabilité qu'un électron occupe un état piège à l'énergie E_t est donnée par la fonction de Fermi en E_t . [2]

$$f_{t0} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_t - E_f}{kT}\right)}. \quad (1.32)$$

Où E_f représente le niveau de Fermi.

Nous allons définir les deux quantités suivantes qui permettront de simplifier les calculs :

$$n_1 = n_0 \cdot \frac{1-f_{t0}}{f_{t0}} \text{ et } p_1 = p_0 \cdot \frac{f_{t0}}{1-f_{t0}}. \quad (1.33)$$

On a alors :

$$\begin{aligned} R_n - E_n &= C_{cn} \cdot (n \cdot (1-f_t) - n_1 \cdot f_t) \\ R_p - E_p &= C_{cp} \cdot (p \cdot f_t - p_1 \cdot (1-f_t)) \end{aligned} \quad (1.34)$$

Dans un état statique du système étudié, ces deux quantités seront égales. Nous pouvons en déduire la probabilité d'occupation du piège par un électron hors d'équilibre : Dans le cas d'un semi-conducteur de type N, on aura $R_n - E_n = 0$. Dans le cas statique, on obtiendra alors un taux d'occupation des pièges :

$$f_t = \frac{n}{n+n_1} = \frac{C_{cn} n}{C_{cn} n + C_e n} \quad (1.35)$$

Dans le cas d'un semi-conducteur de type P, on aurait :

$$f_t = \frac{p_1}{p+p_1} = \frac{C_{ep}}{C_{cp} p + C_{ep}} \quad (1.36)$$

Finalement dans le cas d'un transport bipolaire, on obtient alors le taux de recombinaison net SRH en utilisant l'égalité $n_0 \cdot p_0 = n_i^2$:

$$R^{SRH} = N_t \frac{n \cdot p - n_i^2}{\frac{1}{C_{cp}} \cdot (n + n_1) + \frac{1}{C_{cn}} \cdot (p + p_1)} \quad (1.37)$$

Où n_i correspondent à la concentration intrinsèque de porteurs dans le semi-conducteur et N_t la concentration de pièges. [2]

1.11 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons passé en revue les notions de base relatives à la physique des composants semi-conducteurs principalement les équations fondamentales qui régissent les mécanismes de conduction dans une jonction **PN**. Ces derniers sont primordiales afin d'aborder et comprendre les détecteurs à semi-conducteurs (Effet des radiations, pièges)

Ainsi les caractéristiques des détecteurs au silicium seront aussi exposées de même que les effets du rayonnement sur celles-ci et les méthodes de mesures utilisées pour déterminer ces effets.

Chapitre 2 :
Logiciel de simulation SILVACO

2.1 Introduction

La simulation fournit un lien entre le monde expérimental et le monde théorique. 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.

SILVACO (Silicon Valley Corporation) est un environnement de logiciels qui permet de concevoir et prévoir les performances des dispositifs à semi-conducteur. Cet outil sert à la modélisation des dispositifs à semi-conducteur avant leur fabrication. Il est très utile dans le développement de beaucoup de projets de recherches. L'avantage majeur de ce type de simulateurs est qu'il donne la possibilité de visualiser des phénomènes physiques difficilement accessibles et donc observables.

Dans notre travail nous avons utilisé un logiciel de simulation technologique (TCAD-SILVACO «ATLAS»), 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. [1]

2.2 TCAD Silvaco

SILVACO est une société Américaine, «Silvaco International» ayant son siège à Santa Clara en Californie. Elle est un des principaux fournisseurs de chaînes professionnelles de logiciels de simulation par éléments finis et de conception assistée par ordinateur pour les technologies de l'électronique TCAD (Technologie Computer Aided Design). Ces outils sont employés par les compagnies de microélectronique dans le domaine de la recherche, du développement et de la conception de dispositifs

Le TCAD-SILVACO a été fondé en 1984 par le Dr. Ivan Pesic qui a exposé les outils d'extraction des paramètres d'une structure UTMOs. Aujourd'hui ce logiciel est très utile dans le développement de beaucoup de projets de recherches. SILVACO inclut de nouveaux modèles physiques qui emploient des méthodes et des algorithmes numériques efficaces, nouvelles techniques de maillage, l'optimisation de solutions linéaires, etc. tout en permettant d'obtenir des résultats de simulation très proches de ceux obtenus pratiquement après conception en salle blanche.

L'entrée de SILVACO dans la technologie TCAD a été basée sur une recherche du département des dispositifs Physiques de l'Université de Sanford, ainsi apparaissent dans SILVACO «Athéna» comme simulateur des processus et «ATLAS» comme simulateur des dispositifs (2D et 3D).

SILVACO n'a pas été conçu pour répondre à un seul composant semi-conducteur. En incluant des modèles plus généraux de la physique des semi-conducteurs, il permet des simulations plus étendues en balayant toute une gamme de composants électroniques. [1]

2.3 Silvaco-ATLAS

ATLAS a été conçu de façon à pouvoir l'utiliser avec d'autres outils qui facilitent ou complètent son utilisation. Comme le montre la figure (2.1)

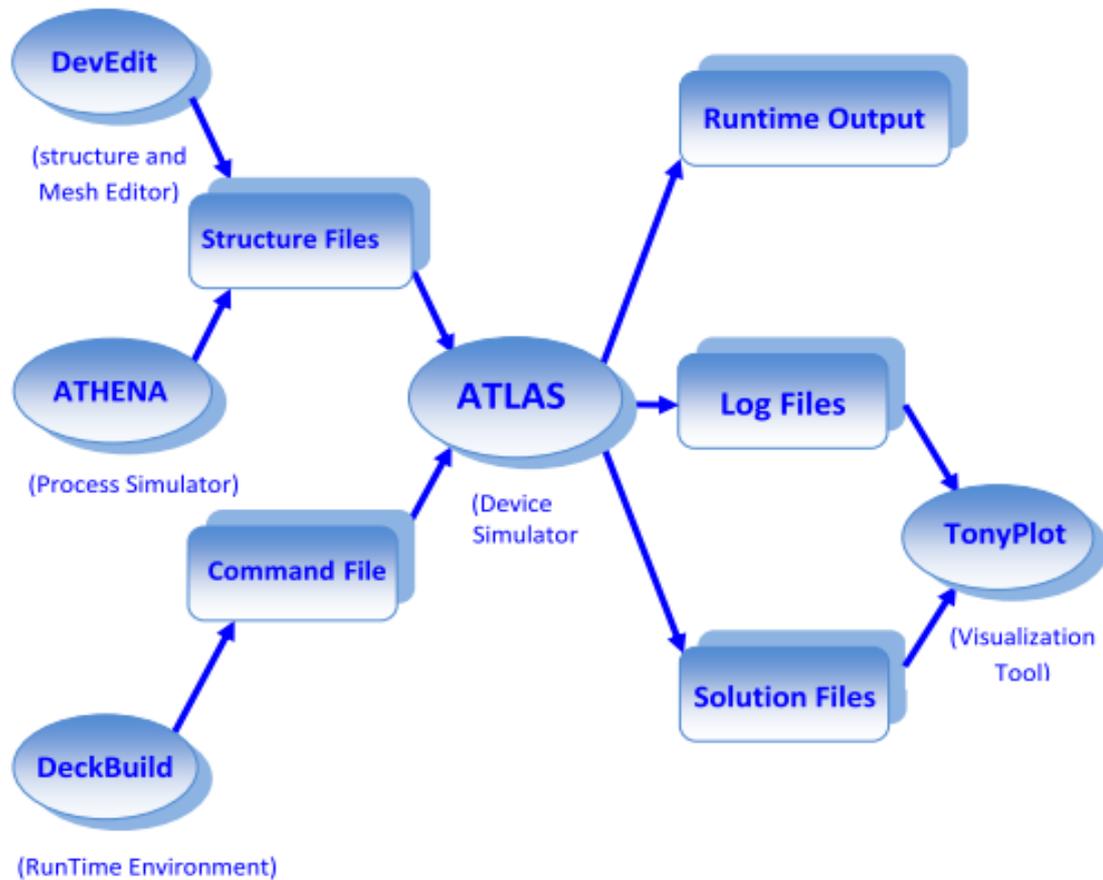


Figure 2.1. Entrées et sorties d'Atlas

ATLAS est un simulateur électronique capable de prédire les caractéristiques électriques de la plupart des composants semi-conducteurs en régime continu, transitoire ou fréquentiel. En plus du comportement électrique "externe", il fournit des informations sur la distribution interne des variables telles que les concentrations des porteurs, le champ électrique ou le potentiel, etc. autant de données importantes pour la conception et l'optimisation des procédés technologiques. Ceci est réalisé en résolvant numériquement l'équation de poisson et les équations de continuités des électrons et des trous à deux dimensions en un nombre fini de points formant le maillage de la structure définie par l'utilisateur ou par un autre programme. Ce simulateur est composé de deux parties :

Une partie traitement numérique (méthode d'intégration, de discrétisation), Une partie formée des modèles physiques des composants semi-conducteurs les plus récents: modèles de recombinaisons, d'ionisation par impact, de mobilités, en température et statistiques de Fermi-Dirac et de Boltzmann. [9]

ATLAS est un simulateur qui exécuté en conjonction avec d'autres outils interférentes qui sont : DeckBuild, Tony Plot et DevEdit.

ATHENA: est un simulateur désigné pour la création des structures avec une bonne résolution des mailles, et fait aussi l'implantation ionique et la diffusion des impuretés et l'oxydation et d'autres processus technologiques de fabrication.

DEVEDIT: est un environnement où sont dessinés la structure (dimension, dopage) et son maillage.

DECKBUILD: est un environnement où est défini le programme de simulation.

TONYPLOT: est un environnement où sont visualisés les résultats des simulations (structure du composant, distributions de grandeurs diverses dans celui-ci, caractéristiques électriques.).

Run-Time Output: une fenêtre ou on voit les erreurs de programmation et les avertissements après la compilation. [10]

2.4 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 II.4

Groupe	Commandes
1. Spécification de la structure	MESH REGION ELECTRODE DOPING
2. Spécification des modèles des matériaux	MATERIAL MODELS CONTACT INTERFACE
3. Spécification de la méthode	METHOD
4. Spécification des solutions	LOG SOLVE LOAD SAVE
5. Analyse des résultats	EXTRACT TONYPLOT

Tableau2.1. Ordre des groupes des commandes d'Atlas

2.4.1 Spécification de la structure

Silvaco Atlas reçoit les fichiers d'entrée qui contiennent les programmes de simulation de DeckBuild. Atlas est appelé à exécuter ces derniers par la commande suivante : **go atlas**

La spécification de la structure est effectuée en définissant le maillage, les régions, les électrodes et le niveau de dopage. [11]

a Le maillage

Le format général pour définir le maillage est :

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

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

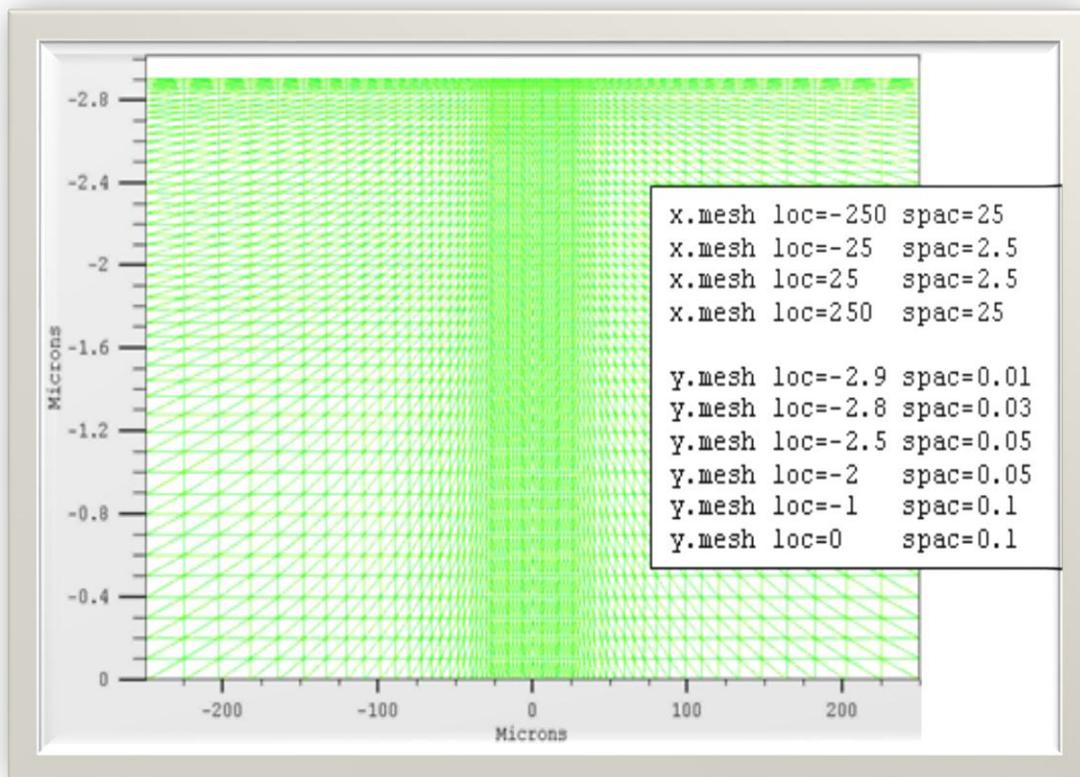


Figure 2.2. définition de maillage avec Atlas

b Région

Le format pour définir les régions est comme suit :

REGION number=<integer> <material_ type> <position parameters

c Electrodes

Typiquement dans notre simulation, il n'y a que deux électrodes, l'anode et la cathode. Le nombre d'électrodes qu'on peut définir avec Silvaco Atlas peut aller jusqu'à 50. Le format pour définir les régions est le suivant : [11]

ELECTRODE NAME= <électrode Name> <position paramètres>

d Doping

La dernière spécification de la structure est le dopage. Le format pour définir le dopage est le suivant :

DOPING<distribution type> <dopant type> <position paramètres>

Le dopage peut être de type N ou P. Le type de distribution peut être uniforme ou gaussienne.

2.4.2 Spécification des modèles des matériaux

Après la définition de la structure, il faut spécifier les modèles des matériaux, elle se compose de quatre parties : matériau, modèles, contact et interface.

a Matériau

Le format de la déclaration du matériau est le suivant :

Material < localisation > < définition du matériau >

Plusieurs autres paramètres peuvent être définis par la déclaration « Matériel », par exemples de ces paramètres : la mobilité d'électrons (**MUN**) et la mobilité de trous (**MUP**), (**TAUN**), (**TAUP**) qui sont les durées de vie des électrons et des trous respectivement et comme «**TRAP**».

b Modèles physiques

Les modèles physiques se répartissent en cinq catégories: la mobilité, recombinaison, statistiques des transporteurs, l'ionisation d'impact, et de tunnels. La syntaxe de la commande Model est la suivante:

MODELS <model flag> <général paramètre> <model dépendent paramètres>

S'il y a une ionisation, il existe un modèle proposé par Selberher, on introduit l'instruction : **IMPACT SELB**

SRH Le modèle Sockley-Read-Hall (recombinaison-génération) Le choix du modèle dépend des matériaux choisis pour la simulation. [11]

c Contact

Si une électrode est en contact avec un semi-conducteur, par défaut, ATLAS le reconnaît comme un contact ohmique qui détermine les attributs de l'électrode. [10]

La syntaxe de contact est comme suit:

CONTACT NUMBER=<n> | NAME=<ename> | ALL

Exemple: CONTACT NAME=anode current

d Interface

La spécification d'une densité d'état à l'interface entre deux régions par exemple 3.10^{10} État/ cm^3 , 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

2.4.3 Sélection de la méthode numérique

Après la spécification du modèle des matériaux, le choix de la méthode numérique doit être spécifié. La seule commande qui s'applique pour la sélection de la méthode numérique est Méthode. Il existe plusieurs méthodes numériques pour calculer des solutions aux problèmes des dispositifs à semi-conducteur. Trois types de techniques de solution sont utilisés dans le simulateur Silvaco Atlas:

- Découplée (Gummel)
- Entièrement couplé (NEWTON)
- BLOC

La méthode Gummel résout pour chaque inconnues en gardant tous les autres inconnus constants. Le processus est répété jusqu'à ce qu'il y soit une solution stable. La méthode de Newton résout toutes les inconnues simultanément. La méthode BLOC résout quelques équations avec la méthode Gummel et les autres avec La méthode NEWTON.

Le Procédé Gummel est utilisé pour un système d'équations qui sont faiblement couplées et lorsqu'il y a convergence linéaire. Procédé NEWTON est utilisé lorsque les équations sont fortement couplées avec convergence quadratique. L'exemple suivant montre L'utilisation de la commande Méthode. [11]

METHOD GUMMEL NEWTON

Dans cet exemple, les équations sont résolues par la méthode Gummel. Si la convergence ne sera pas atteinte, alors les équations doivent être résolues en utilisant La méthode de Newton.

2.4.4 Spécification des solutions

La spécification de solution se décompose des commandes suivantes log, solve, load, et Save.

a Log

LOG enregistre toutes les caractéristiques du terminal dans un fichier. Toute donnée de type DC, transitoire, ou AC générée par la commande SOLVE après une commande LOG est enregistré. La commande suivante montre un exemple de la commande LOG:

LOG OUTFILE=myoutputfile.log

L'exemple enregistre les informations de courant-tension dans le fichier outputfile.log.

b Solve

La commande SOLVE suit l'instruction LOG. SOLVE effectue une Solution pour un ou plusieurs points de polarisation. Ce qui suit est un exemple de la commande SOLVE.

Solve v anode=-0.2 v step=-0.2 v final=-1 name=anode

c Load et save

La commande LOAD entre les solutions précédentes à partir de fichiers comme Estimation initiale à d'autres points de polarisation. L'instruction SAVE entre toutes les informations d'un point de nœud dans un fichier de sortie. [11]

Ce qui suit sont des exemples des instructions LOAD et SAVE.

SAVE OUTF=SOL.STR

Dans ce cas, les informations sont enregistrées dans le fichier SOL.STR après une Commande SOLVE. Puis, dans une simulation différente, SOL.STR peut être chargé comme suit:

LOAD INFILE=SOL.STR

2.4.5 Analyse des résultats

TONYPLOT: les résultats et les informations obtenues par la simulation peuvent être affichés graphiquement avec tonyplot.

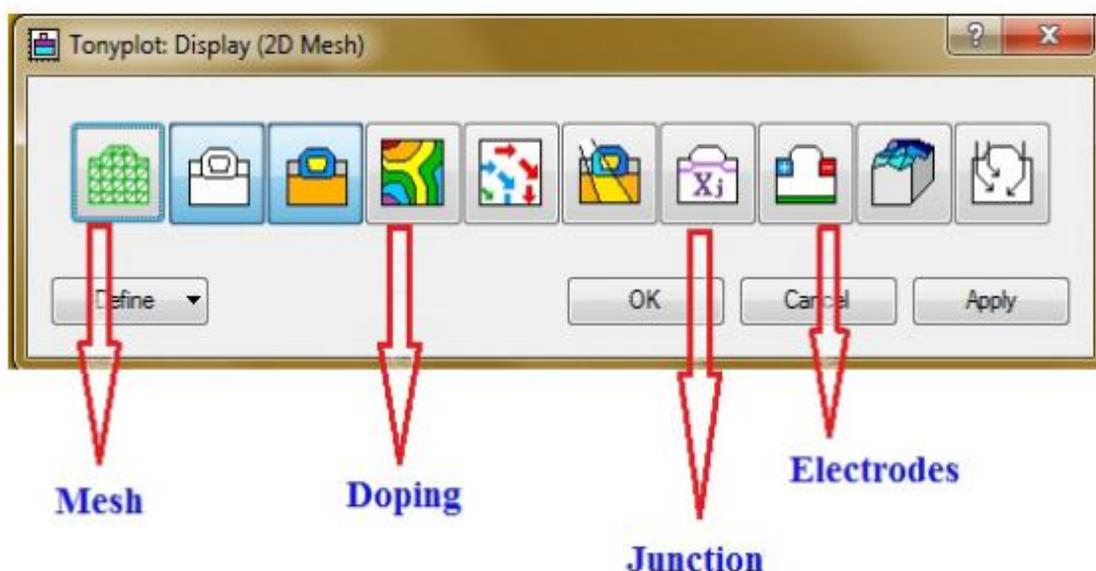


Figure 2.3. L'environnement Tony plot

EXTRACT : les commandes de ce type sont utilisées pour extraire les valeurs bien précises des paramètres des deux types des fichiers log ou structure. [1]. Ci-dessous, l'instruction EXTRACT obtient la caractéristique courant/tension d'un détecteur de particule. Ces informations sont enregistrées dans le fichier IVcurve.dat.

```
EXTRACT NAME="IV" curve (V."Anode";I." Cathode") / OUTFILE="IVcurve.dat"
```

```
TONYPLOT IVcurve.dat
```

2.5 Spécification des pièges

2.5.1 TRAP

Trap active des pièges en vrac à des niveaux discrets d'énergie au sein de la bande interdite du semi-conducteur et fixe les valeurs des paramètres.

L'instruction TRAP active le modèle et est utilisé pour:

- Indiquez le DONATEURS type de piège ou ACCEPTOR
- Spécifiez le paramètre E.LEVEL de niveau d'énergie
- Indiquez la densité des centres de piégeage DENSITÉ
- Indiquez le facteur de dégénérescence DEGEN.FAC
- Spécifiez la croix sections, SIGN et SIGP, ou TAUN et TAUP la durée de vie d'électrons et des trous.

L'exemple suivant définit trois niveaux de pièges discrets dans la bande interdite de silicium. Ces niveaux de pièges captureront les transporteurs, ce qui ralentit la vitesse de commutation de tout dispositif. Dans cet exemple, les sections de capture transversales sont utilisées pour définir les propriétés de chaque piège. [8]

```
Trap E.level=0.49 acceptor density=2.e15 degen=12 sign=2.84e-15 sigp=2.84e-14
```

```
Trap E.level=0.41 acceptor density=1.e15 degen=12 sign=7.24e-16 sigp=7.24e-15
```

```
Trap E.level=0.32 donor density=1.e15 degen=1 sign=1.00e-16 sigp=1.00e-17
```

Declaration	Parameter	Unite
TRAP	E.LEVEL	eV
TRAP	DENSITY	cm ⁻³
TRAP	DEGEN.FAC	
TRAP	SIGN	cm ²
TRAP	SIGP	cm ²

Tableau2.2. Spécification des unités des paramètres utilisés

2.5.2 Charge piégée dans l'équation de Poisson

La charge totale causée par la présence de pièges est soustraite du côté droit de l'équation de Poisson. La valeur de charge totale est définie par:

$$Q_T = q(N_{tD}^+ - N_{tA}^-) \quad (2.1)$$

La densité ionisée dépend de la densité de pièges et sa probabilité d'ionisation, F_{tA} et F_{tD} . Pour les pièges comme accepteur et comme donateur respectivement, les densités ionisées sont calculées par les équations:

$$N_{tD}^+ = \text{DENSITY} \times F_{tD} \quad (2.2)$$

$$N_{tA}^- = \text{DENSITY} \times F_{tA}$$

La probabilité d'ionisation suppose que les sections transversales de capture sont constantes pour toutes les énergies dans une bande donnée et suit l'analyse développée par Simmons et Taylor. La probabilité d'ionisation est donnée par les équations suivantes pour accepteur et donneur comme pièges. [8]

$$F_{tA} = \frac{v_n \text{SIGN } n + e_{pA}}{v_n \text{SIGN } n + v_p \text{SIGP } p + e_{nA} + e_{pA}} \quad (2.3)$$

$$F_{tD} = \frac{v_p \text{SIGP } p + e_{nD}}{v_n \text{SIGN } n + v_p \text{SIGP } p + e_{nD} + e_{pD}}$$

Où SIGN et SIGP sont les sections de capture pour les électrons et les trous respectivement, v_n et v_p sont les vitesses thermiques pour les électrons et les trous.

Pour les donateurs comme des pièges, les taux d'émission électrons et de trous, e_{nd} et e_{pd} , sont définis par:

$$e_{nD} = \frac{1}{\text{DEGEN.FAC}} v_n \text{SIGN } n_i \exp \frac{E_t - E_i}{kT_L}$$

$$e_{pD} = \text{DEGEN.FAC } v_p \text{SIGP } n_i \exp \frac{E_i - E_t}{kT_L}$$
(2.4)

Où E_i est la position intrinsèque du niveau de Fermi, E_t est le niveau d'énergie de piège tel que défini par E.LEVEL et DEGEN.FAC est le facteur de dégénérescence du centre piège.

Les taux d'émission électrons et de trous, e_{nA} et e_{pA} , sont définies

$$e_{nA} = \text{DEGEN.FAC } v_n \text{SIGN } n_i \exp \frac{E_t - E_i}{kT_L}$$

$$e_{pA} = \frac{1}{\text{DEGEN.FAC}} v_p \text{SIGP } n_i \exp \frac{E_i - E_t}{kT_L}$$
(2.5)

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le principe de fonctionnement du logiciel TCAD-SILVACO que nous allons utiliser principalement pour modéliser et optimiser le détecteur au silicium n-in-p

De façon très succincte, nous pouvons dire que ce simulateur de dispositifs est basé 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

Chapitre 3 :
Résultats et discussion

3.1 Introduction

L'exposition des détecteurs au silicium à de grandes fluences des particules, modifie leurs caractéristiques électriques ainsi que leur efficacité de détection. Pour un détecteur fortement irradié, il arrive que le courant de fuite soit trop élevé pour qu'il soit possible d'atteindre la tension de désertion totale. Ce courant est lié à la génération de paires (e-h) suite à la présence de défauts, il peut aussi provenir des courants de surface dus aux états formés dans l'interface Si-SiO₂. L'importance relative de ces deux effets est liée à la structure de la diode et au type d'irradiation.

Pour simuler l'effet des dommages en surface du composant, nous incorporons dans le simulateur une quantité de charges «**QF**» à l'interface Si-SiO₂.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les principaux résultats obtenus des caractéristiques électriques, courant-tension I-V en polarisation inverse de la structure n-in-p vierge et irradiée. Dans le cas de l'irradiation nous allons introduire deux paramètres, la fluence et les charges dans l'oxyde [12].

3.2 Description de la structure

La simulation est effectuées sur un substrat de **Si** type **P** la figure **3.1** d'épaisseur totale $d=300\ \mu\text{m}$, de largeur $160\ \mu\text{m}$ et un dopage de concentration uniforme. Avec des implants n^+ ont un uniforme profile et une profondeur de jonction égale à $2\ \mu\text{m}$.

L'épaisseur de SiO_2 entre les électrodes est de $1\ \mu\text{m}$, une double structure **p-stop** est introduite entre les n^+ implants. La largeur de chaque **p-stop** est de $4\ \mu\text{m}$, avec une profondeur de $1,5\ \mu\text{m}$ et ils sont séparés par $6\ \mu\text{m}$.

Le contact **p- arrière** est mis en œuvre en utilisant une profondeur de $1\ \mu\text{m}$ et une concentration de dopage que celui de n^+

Pour la collecte du courant nous avons positionné des électrodes en haut et en bas de la structure. Une bande centrale nommée **anode1**, et deux bandes de demi voisines, qui sont court-circuitées ensemble. [13]

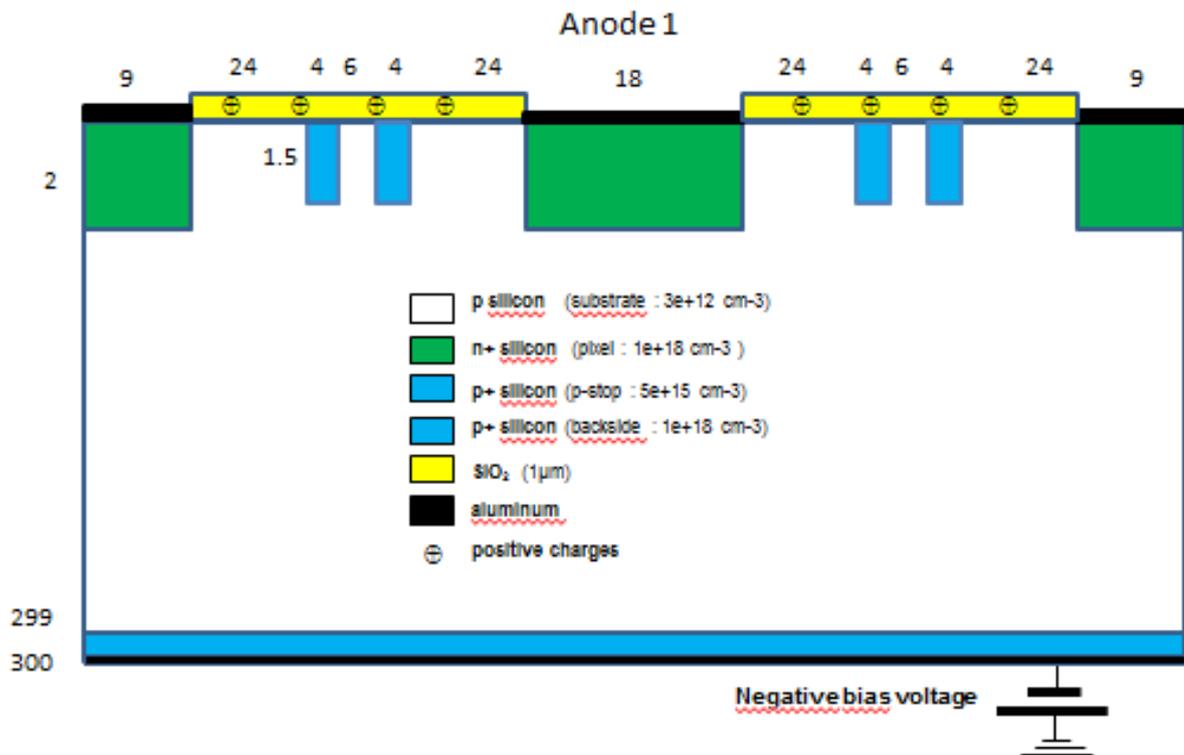


Figure 3.1. Schéma de la structure n-in-p.

La structure obtenue est représenté à la figure (3.2) qui montre la géométrie reconstituée par Tony plot.

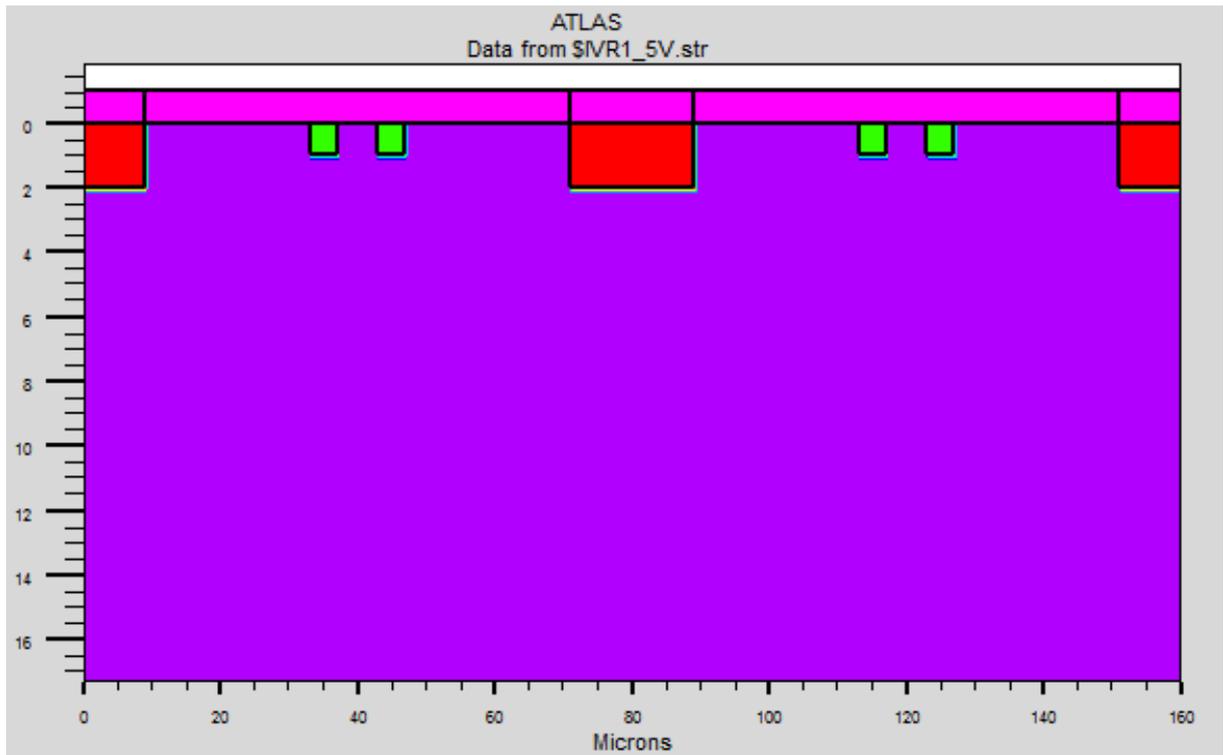


Figure 3.2. La structure sous Atlas.

Le maillage doit être très fin pour la jonction **PN**, alors qu'il peut être moins serré Pour d'autres régions de la diode.

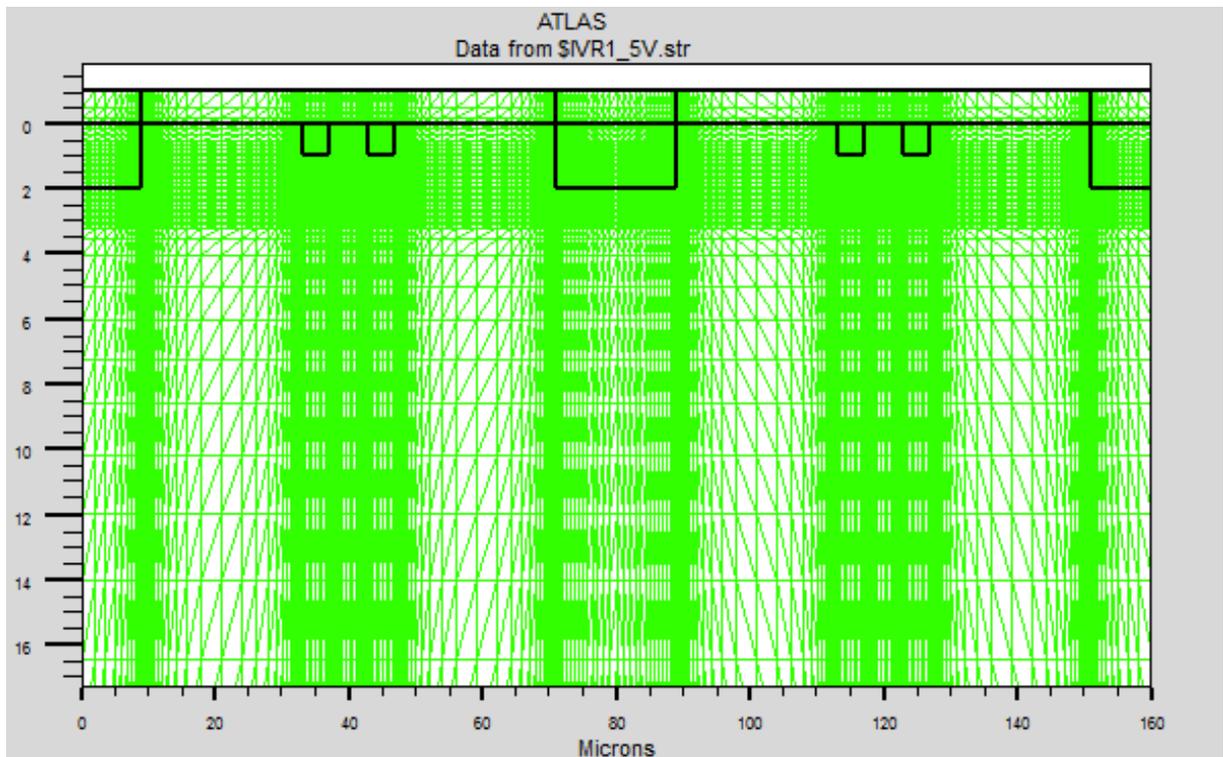


Figure 3.3. Définition du maillage avec Atlas.

3.3 Mesure des caractéristiques électriques à l'état vierge

Les caractéristiques I-V sont obtenues pour polarisation inverse de la structure où la tension peut aller jusqu'à 1800 V (Figure 3.4)

Le courant de fuite est constant ($5,4 \times 10^{-10}$ A) jusqu'à la tension de claquage (1535.84 V) où il augmente sa valeur.

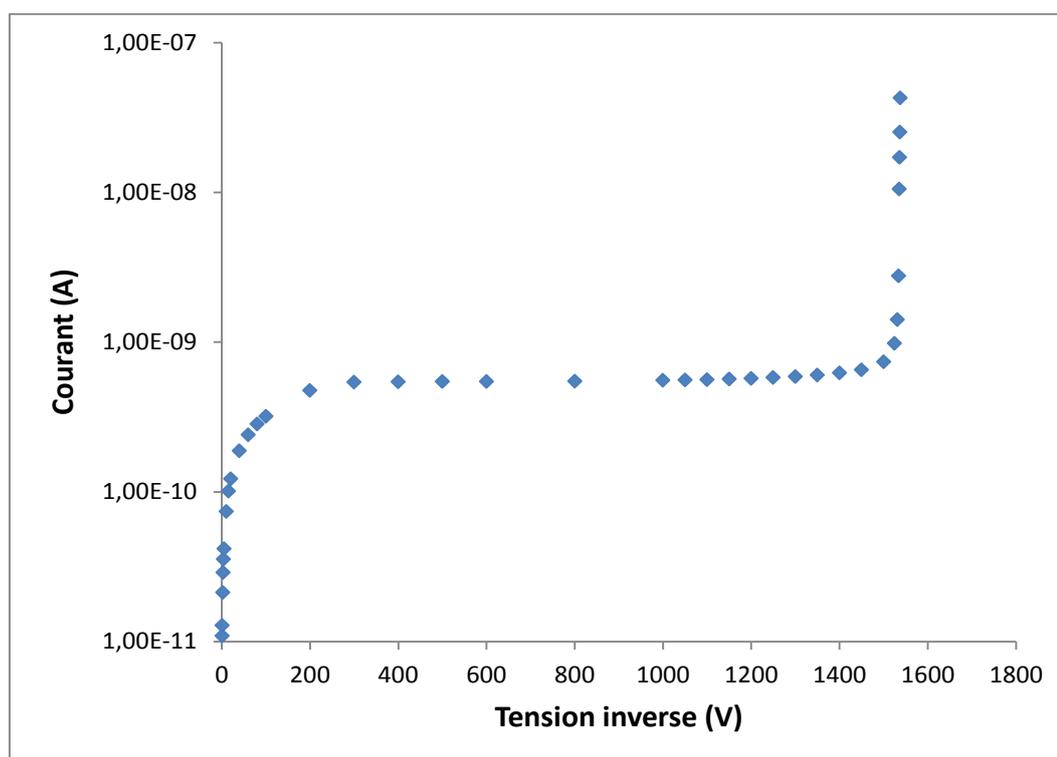


Figure 3.4. Variation de courant de fuite en fonction de la tension de polarisation.

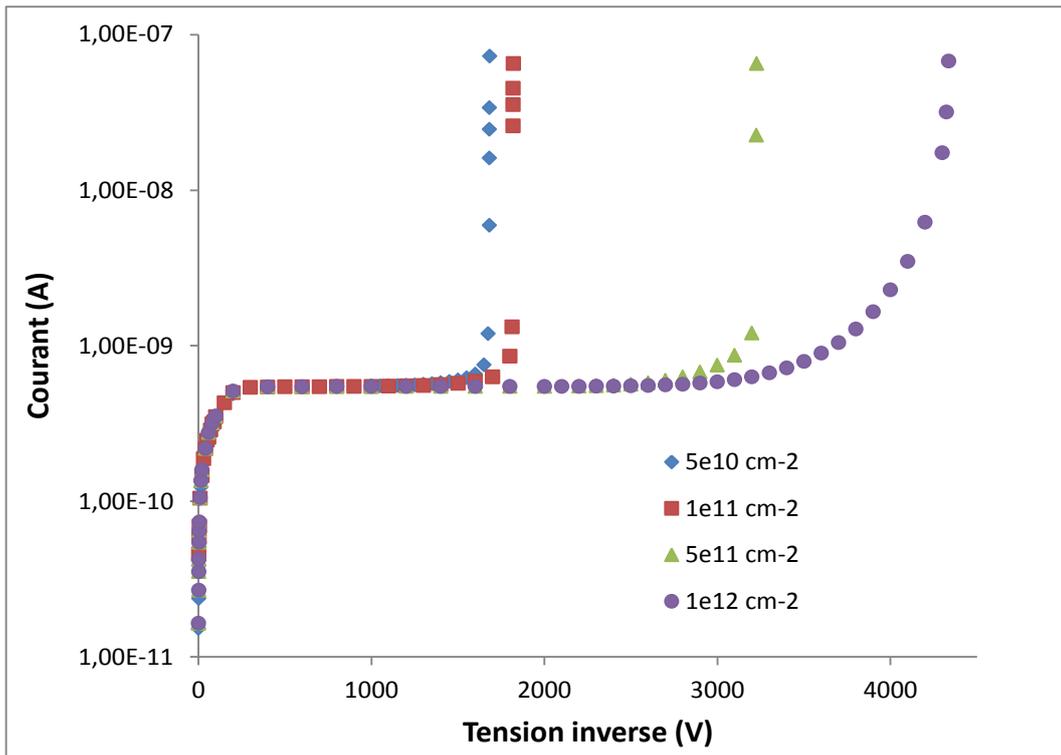
3.4 Etude de l'effet des radiations sur les caractéristiques électriques de la structure n-in-p.

3.4.1 Effet de surface (charges dans l'oxyde)

La figure (3.5) et (3.6) présente les différentes caractéristiques courant-tension pour différentes valeurs de la charge dans l'oxyde, qui sont: $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $2,5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$

Ces caractéristiques I-V montrent clairement que la tension de claquage augmente de 1500 V à 4000V lorsque la charge dans l'oxyde passe de $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ à $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$,

Le courant de fuite augmente de $5,16 \times 10^{-10} \text{ A}$ à $5,4 \times 10^{-10} \text{ A}$, lorsque la charge dans l'oxyde est de $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, après il diminue et prend une valeur constante $5,27 \times 10^{-10} \text{ A}$



On voit bien la tension de claquage et le courant de fuite en fonction de l'épaisseur de l'oxyde

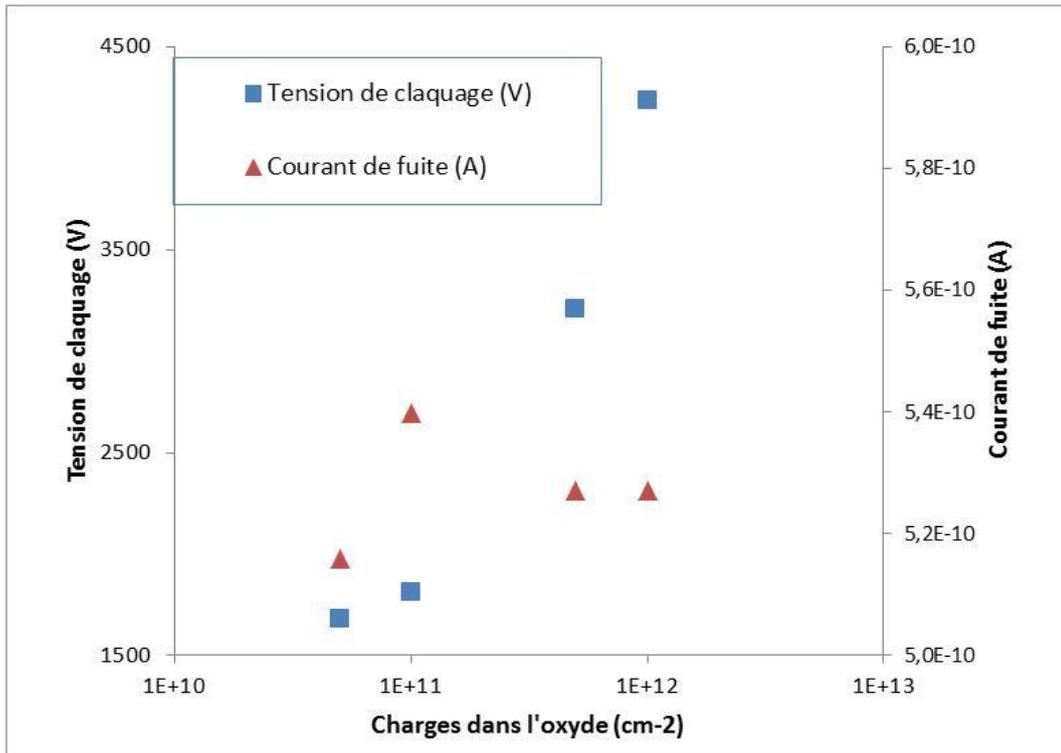


Figure 3.6. Tension de claquage et courant de fuite en fonction de la charge.

3.4.2 Effets des pièges

L'approche la plus simple d'intégrer des défauts en volume dans la composant est en incorporant trois niveaux d'énergie des pièges profonds, deux accepteurs et un donneur. Les paramètres de simulation sont présentés dans le **Tableau 1**

N_0	TRAP	Energie Level	$g_{int} (cm^{-1})$	$\sigma_e (cm^{-2})$	$\sigma_h (cm^{-2})$
1	ACCEPTOR	$E_c - 0.42 \text{ eV}$	1	9.5×10^{-15}	9.5×10^{14}
2	ACCEPTOR	$E_c - 0.46 \text{ eV}$	1	5×10^{-15}	5×10^{14}
3	DONOR	$E_v + 0.36 \text{ eV}$	1	3.23×10^{-13}	3.23×10^{14}

Tableau 3.1. Les paramètres des pièges.

Les résultats obtenus sont représentés à la figure (3.7) qui elle montre la caractéristique courant-tension du détecteur pour différentes valeurs de la fluence (**Fi**) qui sont: $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$; $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$; $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$; $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$

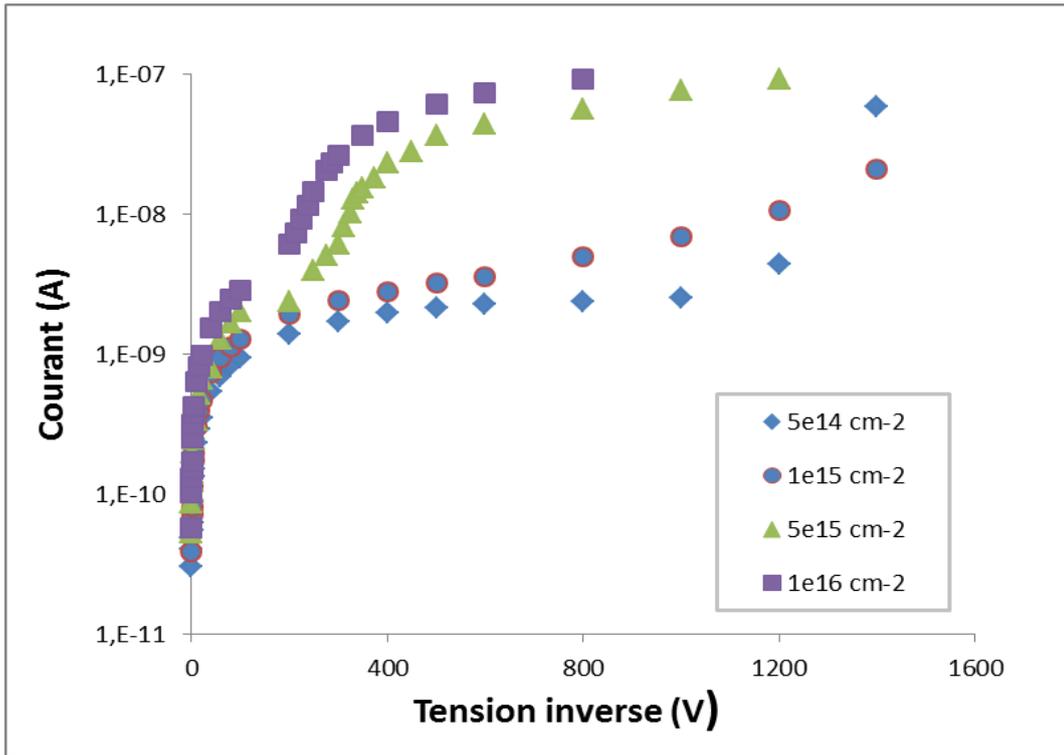


Figure 3.7. Caractéristiques (I-V) pour différentes valeurs de la fluence (**Fi**)

La figure (3.8) montre la tension de claquage et le courant de fuite en fonction de la fluence.

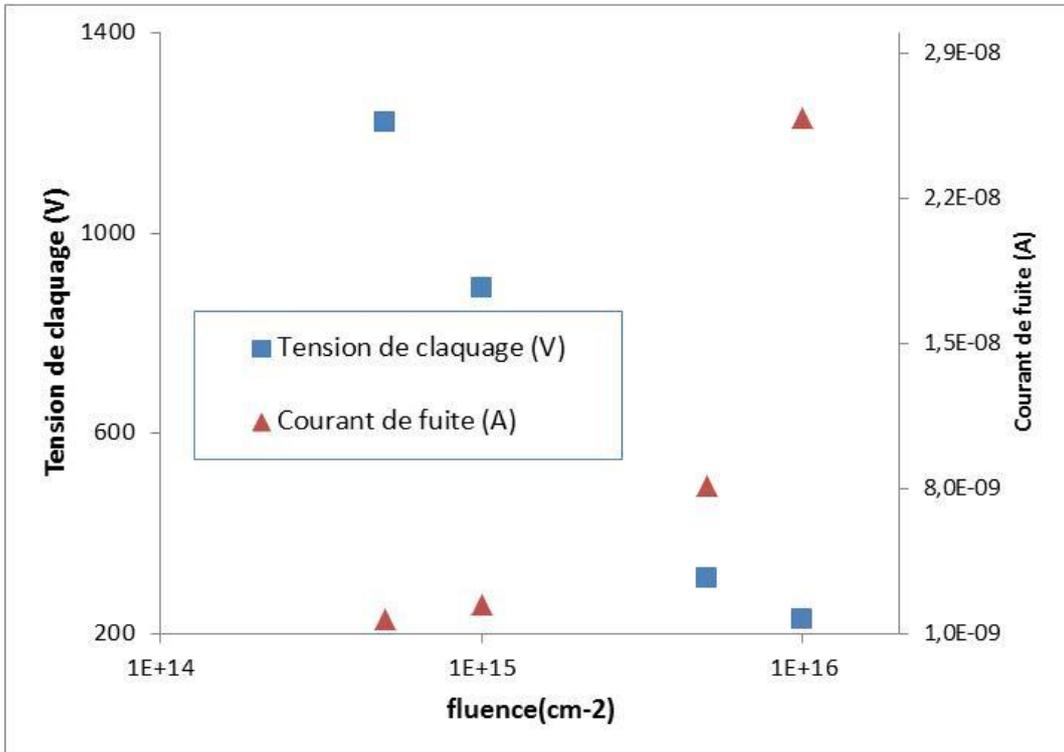


Figure 3.8. Tension de claquage et courant de fuite en fonction de la fluence (**Fi**)

D'après les figures (3.7,3.8) on peut voir que le courant augmente de manière légère ($1,72 \times 10^{-9} \text{A}$) à ($2,35 \times 10^{-8} \text{A}$) et les valeurs de la tension de claquage se répartissent de façon décroissante (1450 V à 330 V) en fonction de la fluence (5×10^{14}) à (1×10^{16}).

3.5 Etude de l'effet combiné de la charge et de la fluence sur le détecteur

La haute fluence des radiations introduit des défauts dans le substrat du **Si** et provoque des dommages en vrac ainsi elle fait des dommages dans l'interface **Si-SiO2**.

A travers des niveaux d'énergies profondes dans la bande interdite et des charges positive à l'interface **Si-SiO2** (les pièges d'interface devraient également être inclus dans les simulations). Nous avons utilisé les densités des charges d'oxyde de surface prévu pour différentes fluences qui sont ($5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$).

3.5.1 Fluence variable et charge dans l'oxyde fixe

Pour une charge dans l'oxyde fixe nous avons simulé les caractéristiques pour différentes valeurs de la fluence. On obtient alors les résultats suivants:

$$a \quad Q_f = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$$

La tension de claquage décroît de 1500 V à 300V lorsque la fluence passe de $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ à $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

Le courant de fuite augmente de ($1,7 \times 10^{-9} \text{A}$) à ($2,4 \times 10^{-8} \text{A}$), lorsque la fluence varie de $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ à $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

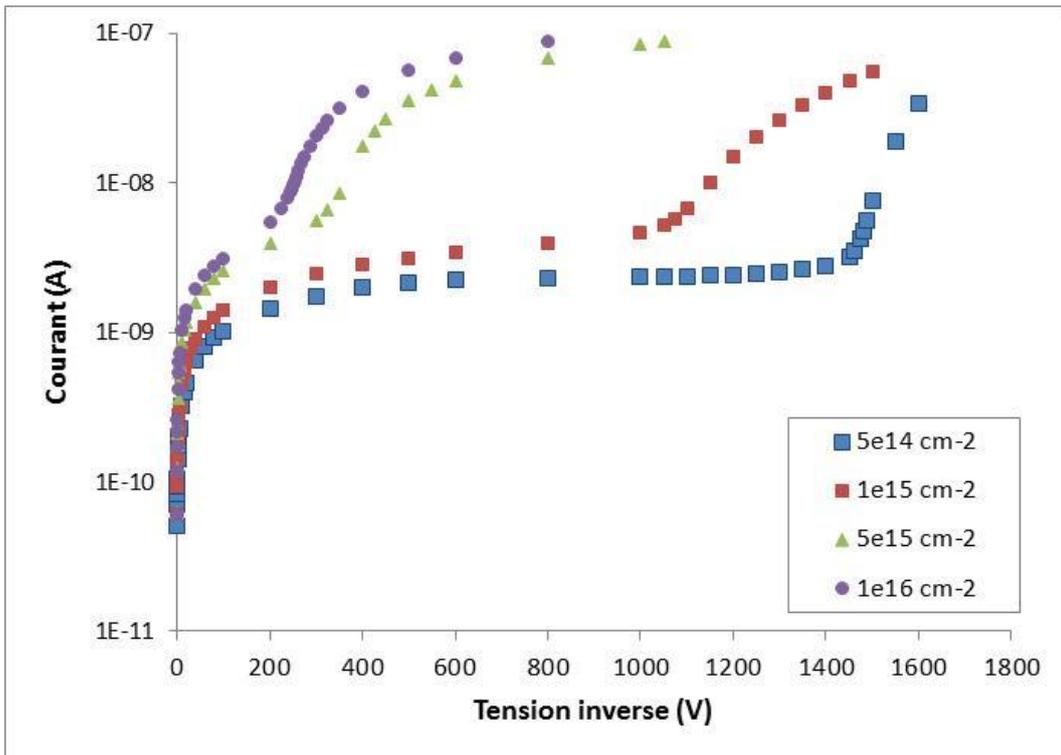


Figure 3.9. Caractéristiques I-V en fonction de F_i et pour $Q_f = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$

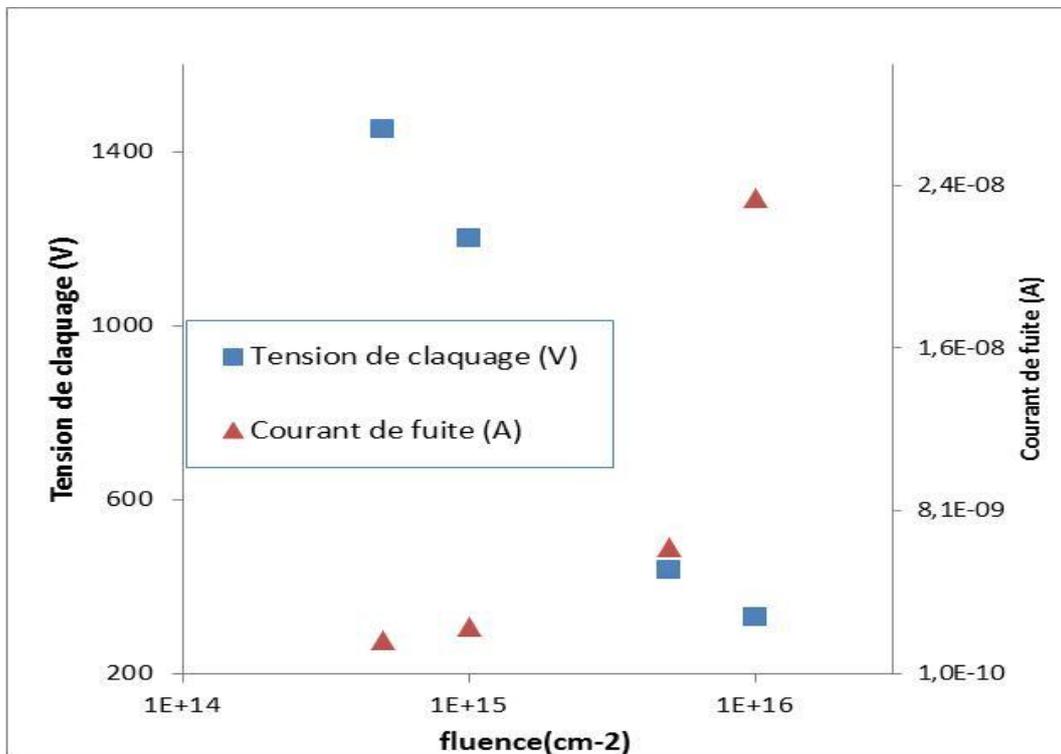


Figure 3.10. Tension de claquage et courant de fuite en fonction de F_i et pour $Q_f = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$

b $Q_f = 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$

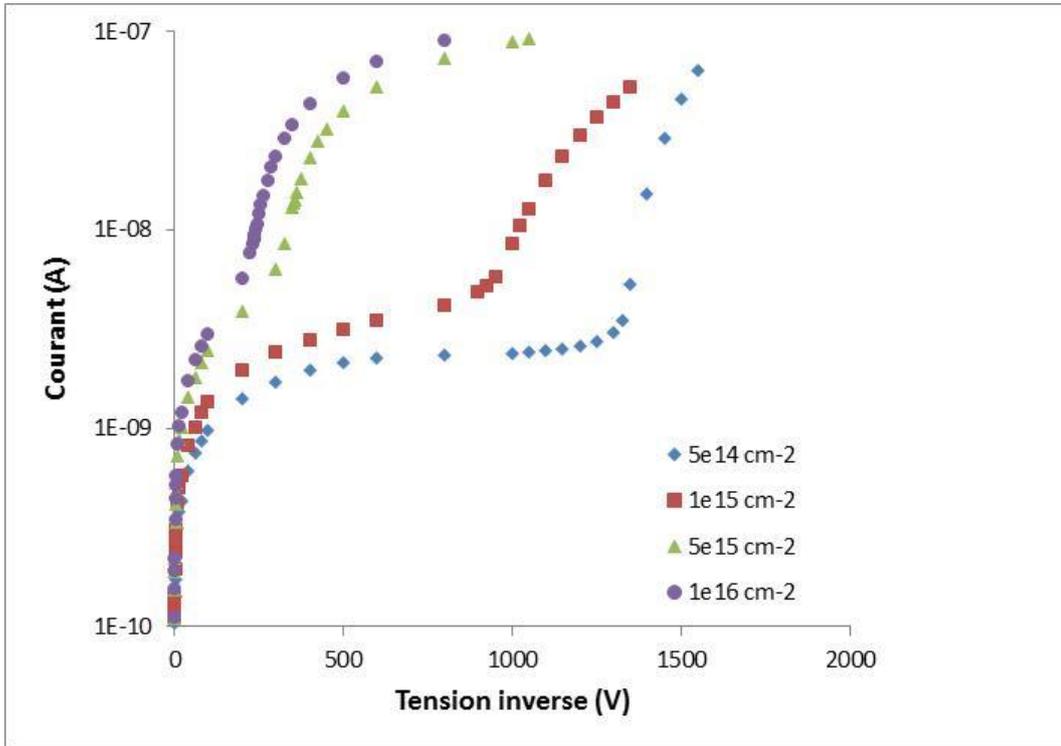


Figure 3.11. Caractéristiques I-V en fonction de F_i et pour $Q_f = 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

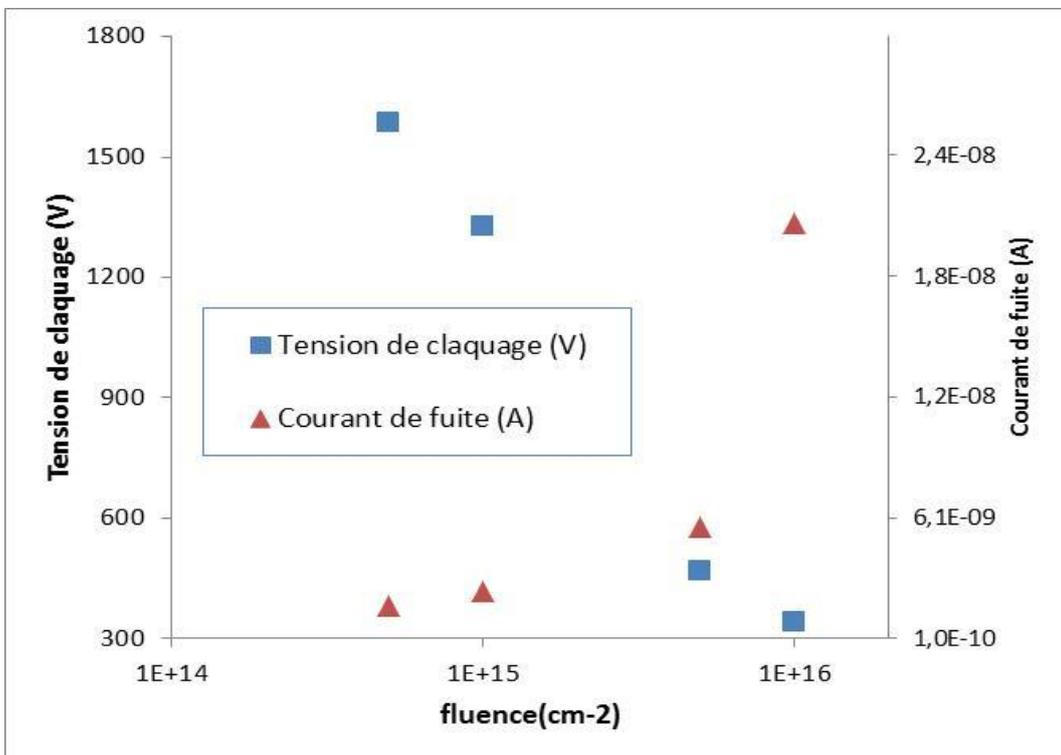


Figure 3.12. Tension de claquage et courant de fuite en fonction de F_i et pour $Q_f = 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

La tension de claquage décroît de 1600 V à 300V lorsque la fluence est de 5×10^{14} cm^{-2} à 1×10^{16} cm^{-2} ,

Le courant de fuite augmente brusquement de $(1,74 \times 10^{-9})$ A à (3×10^{-8}) A, lorsque la fluence varie de 5×10^{14} cm^{-2} à 1×10^{16} cm^{-2} .

$$c \quad Q_f = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}.$$

La tension de claquage décroît de 2900 V à 300V lorsque la fluence est de 5×10^{14} cm^{-2} à 1×10^{16} cm^{-2} ,

Le courant de fuite augmente brusquement de $(1,8 \times 10^{-9})$ A à $(7,6 \times 10^{-9})$ A, lorsque la fluence varie de 5×10^{14} cm^{-2} à 1×10^{16} cm^{-2} .

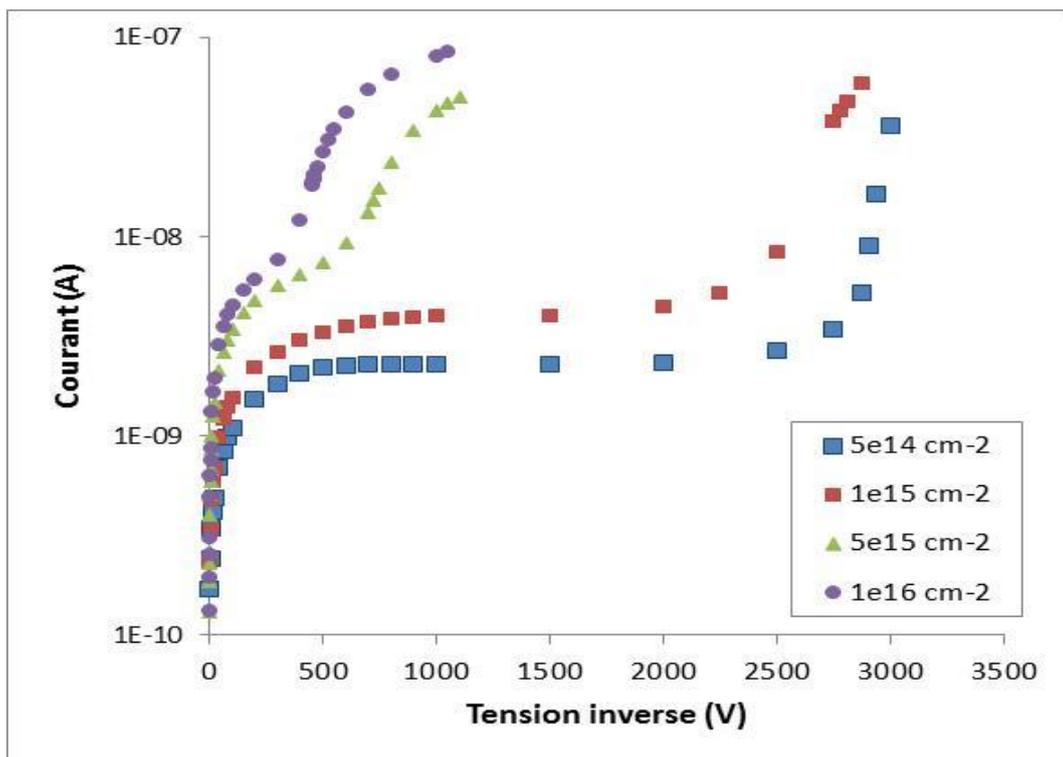


Figure 3.13. Caractéristiques I-V en fonction de F_i et pour $Q_f = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$

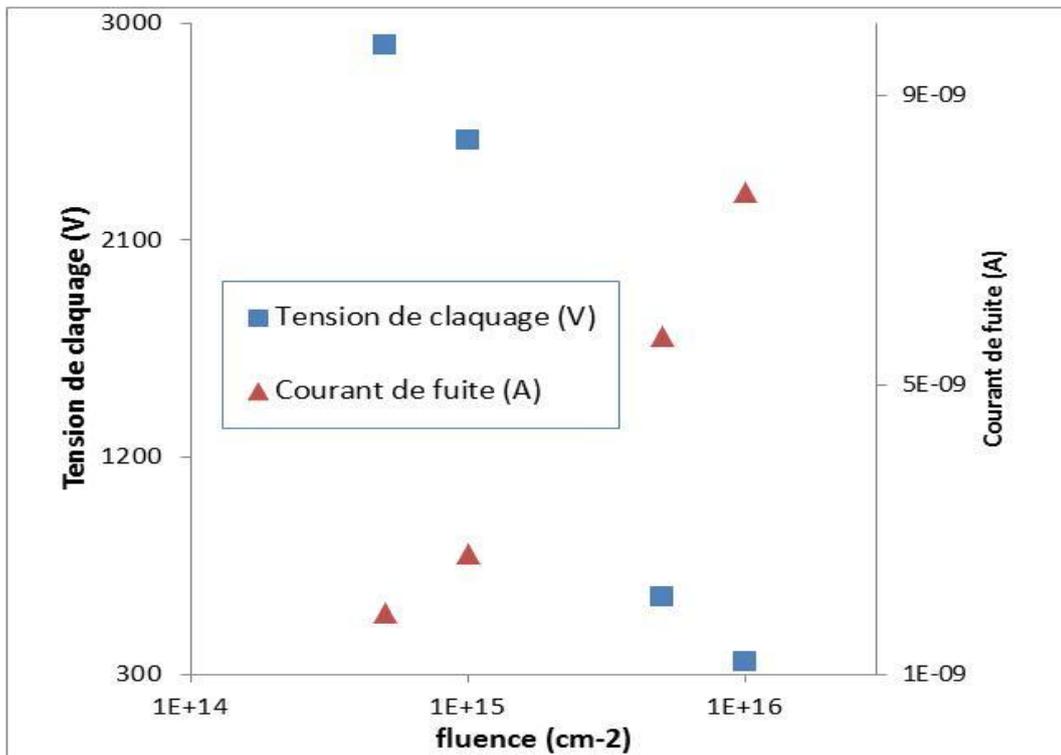


Figure 3.14. Tension de claquage et courant de fuite en fonction de F_i et pour $Q_f = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

d $Q_f = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$

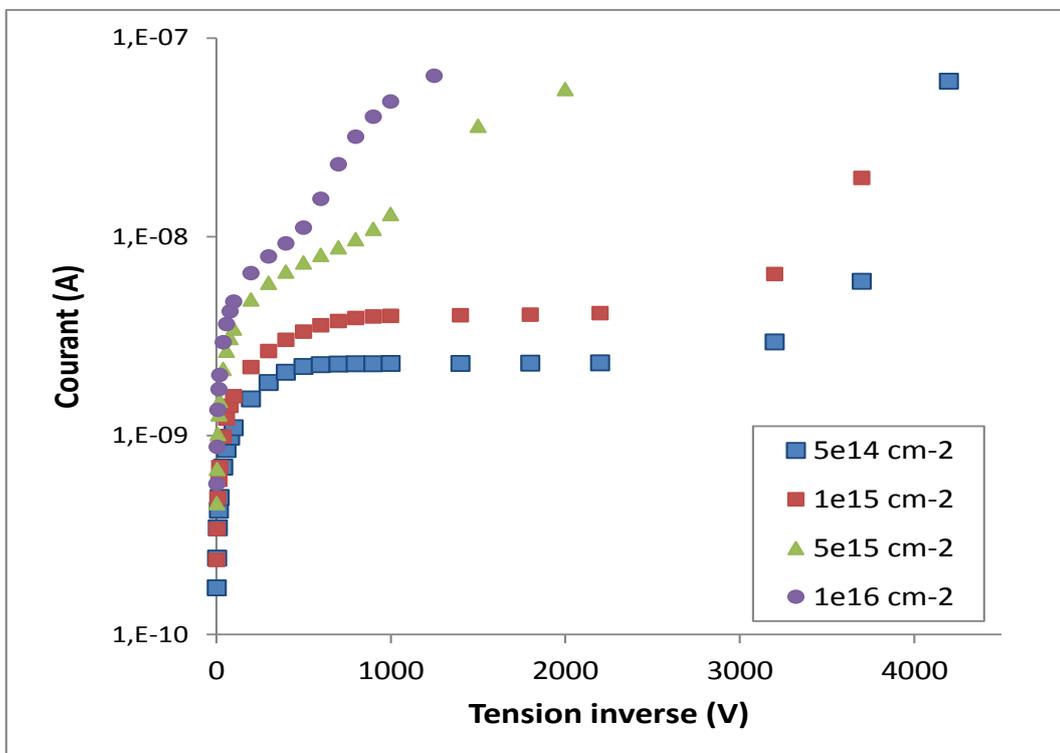


Figure 3.15. Caractéristiques I-V en fonction de F_i et pour $Q_f = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$

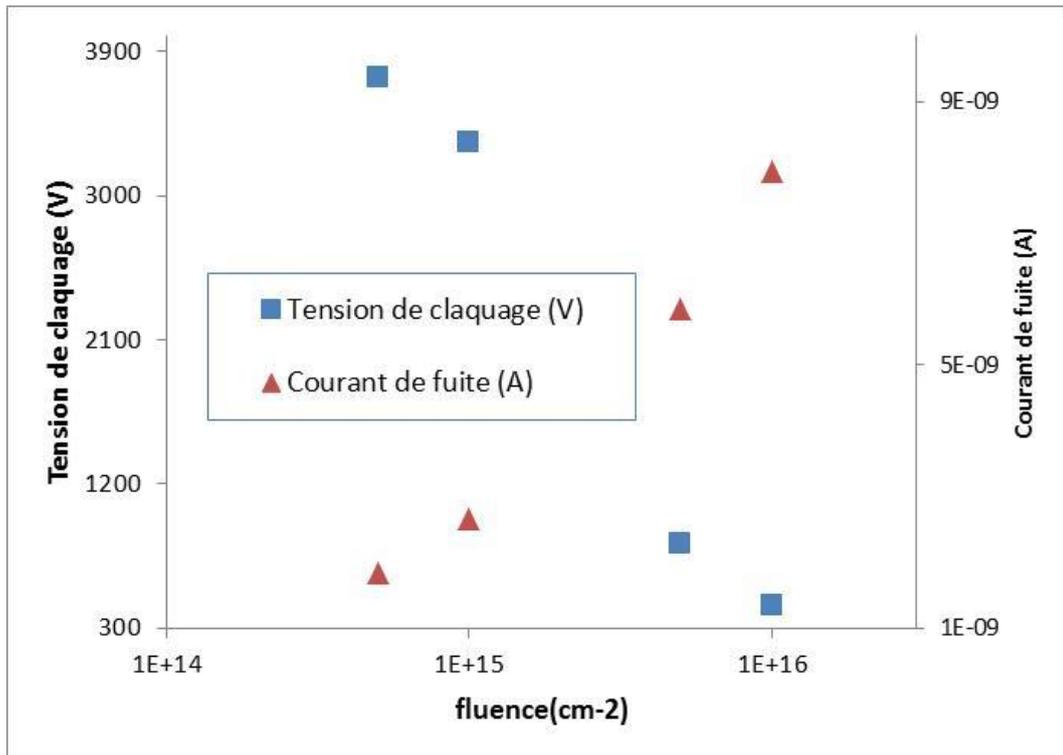


Figure 3.16. Tension de claquage et courant de fuite en fonction de F_i et pour $Q_f = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$

La tension de claquage décroît de 3800 V à 400V lorsque la fluence est de $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ à $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$,

Le courant de fuite augmente brusquement de ($1,84 \times 10^{-9} \text{ A}$) à ($8 \times 10^{-8} \text{ A}$), lorsque la fluence varie de $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ à $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

3.5.2 Charge variable et fluence fixe

Pour une fluence fixe (F_i) nous avons simulé les caractéristiques (I-V) pour différentes valeurs de la charge dans l'oxyde on obtient les résultats suivants :

$$a \quad F_i = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$$

La tension de claquage augmente de 1300 V à 3800V lorsque la charge de l'oxyde de $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ à $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Le courant de fuite augmente de $1,72 \times 10^{-9}$ a $1,84 \times 10^{-9}$, lorsque la charge d'oxyde varie de $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ à $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, l'augmentation du courant de fuite est modeste

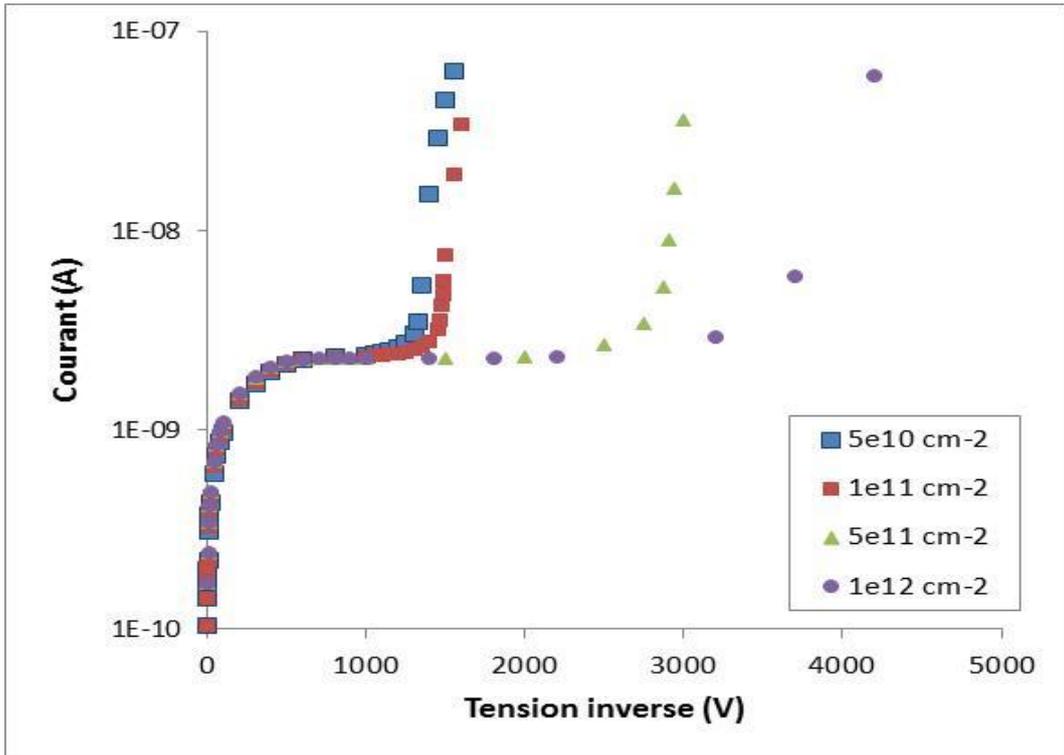


Figure 3.17. Caractéristiques I-V en fonction de Q_f et pour $F_i = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$

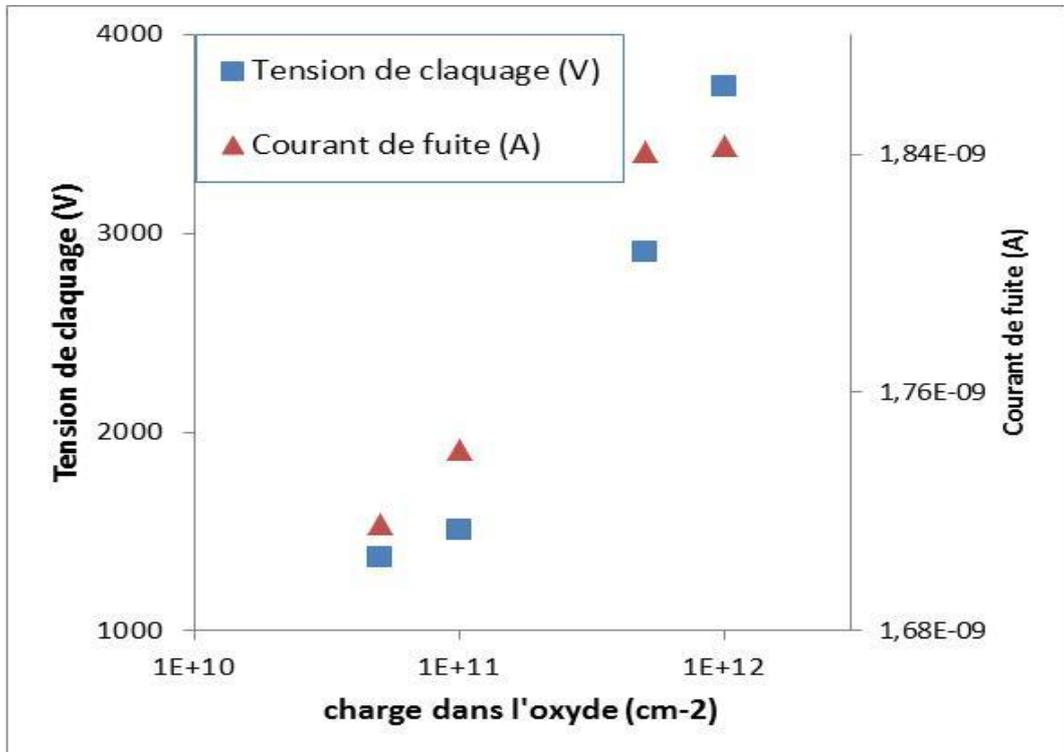


Figure 3.18. Tension de claquage et courant de fuite en fonction de Q_f et pour $F_i = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$

b $F_i = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$

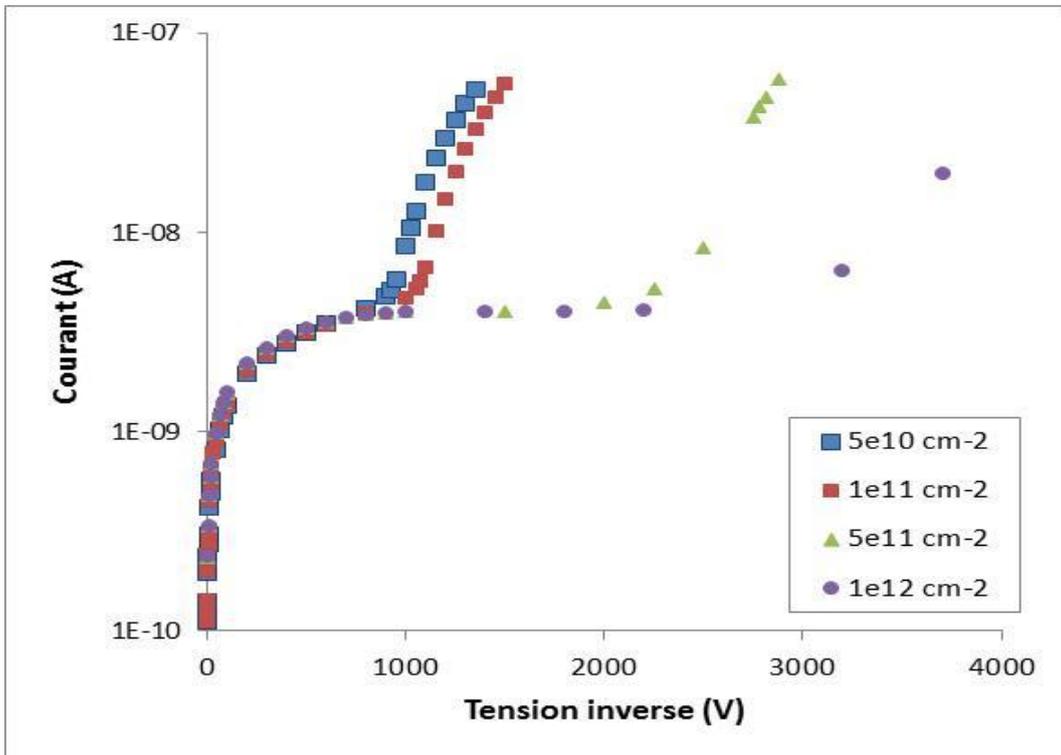


Figure 3.19. Caractéristiques I-V en fonction de Q_f et pour $F_i = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$.

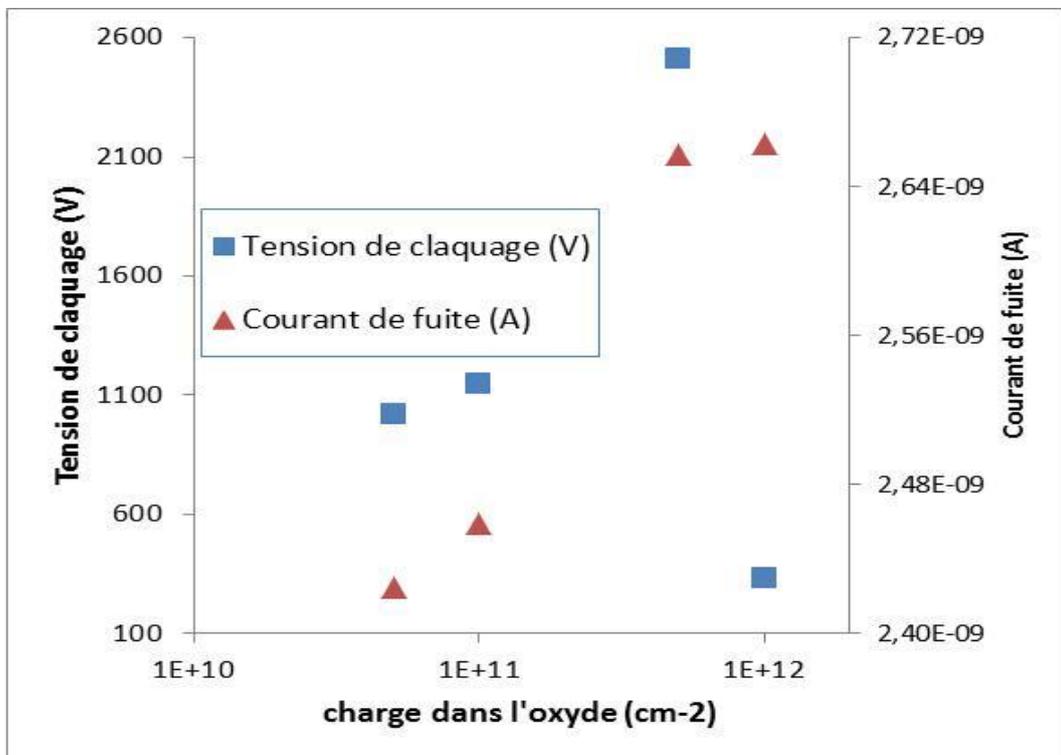


Figure 3.20. Tension de claquage et courant de fuite en fonction de Q_f et pour $F_i = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$

La tension de claquage augmente de 1000V à 2600V lorsque la charge de l'oxyde de $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ à $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, puis elle diminue jusqu'à 300V de $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Le courant de fuite, ce dernier augmente de $2,42 \times 10^{-9} \text{ A}$ à $2,66 \times 10^{-9} \text{ A}$, lorsque la charge d'oxyde varie de $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ à $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, l'augmentation du courant de fuite est modeste

$$c \quad F_i = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$$

La tension de claquage augmente de 300 V à 800V lorsque la charge de l'oxyde de $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ à $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Le courant de fuite, ce dernier décroît de $6,3 \times 10^{-9} \text{ A}$ à $5,68 \times 10^{-9} \text{ A}$, lorsque la charge d'oxyde varie de $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ à $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, puis une augmentation de ce courant de $5,85 \times 10^{-9} \text{ A}$.

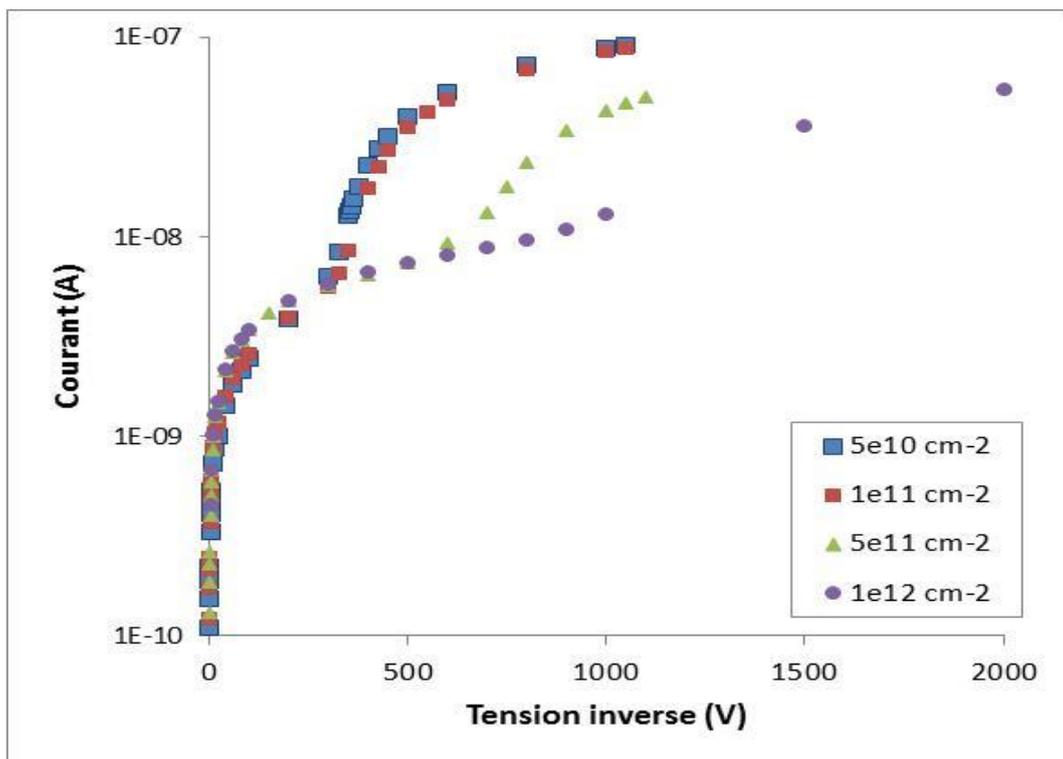


Figure 3.21. Caractéristiques I-V en fonction de Q_f et pour $F_i = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$

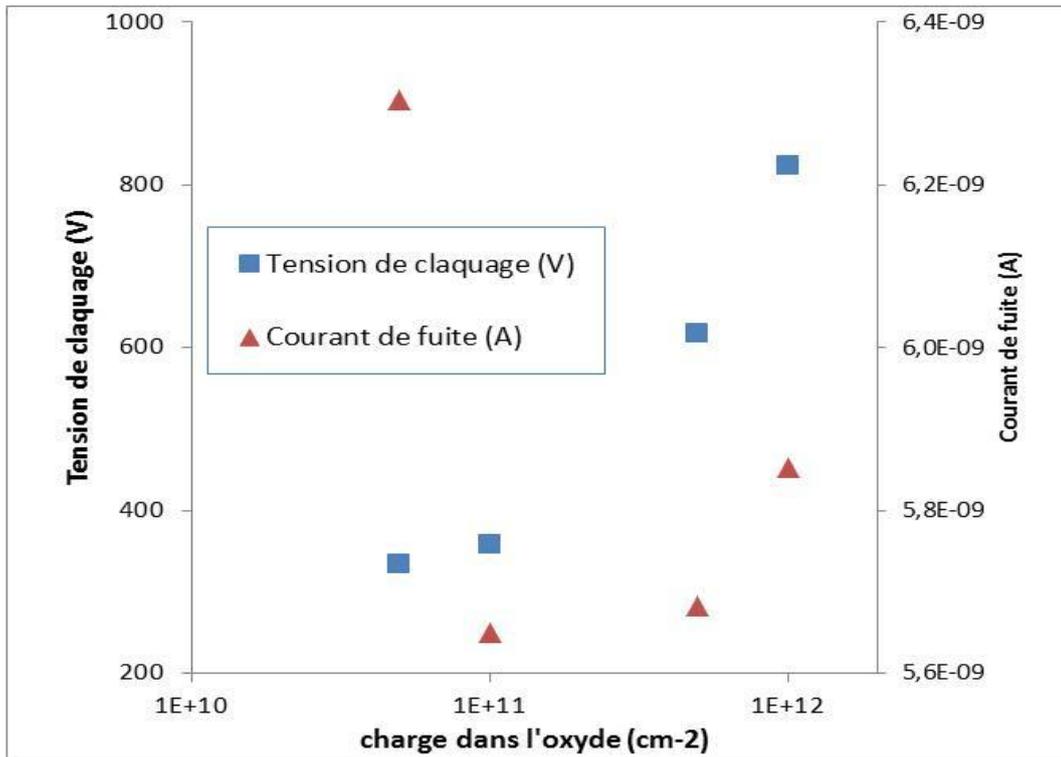


Figure 3.22. Tension de claquage et courant de fuite en fonction de Q_f et pour $F_i=5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$

d $F_i= 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$

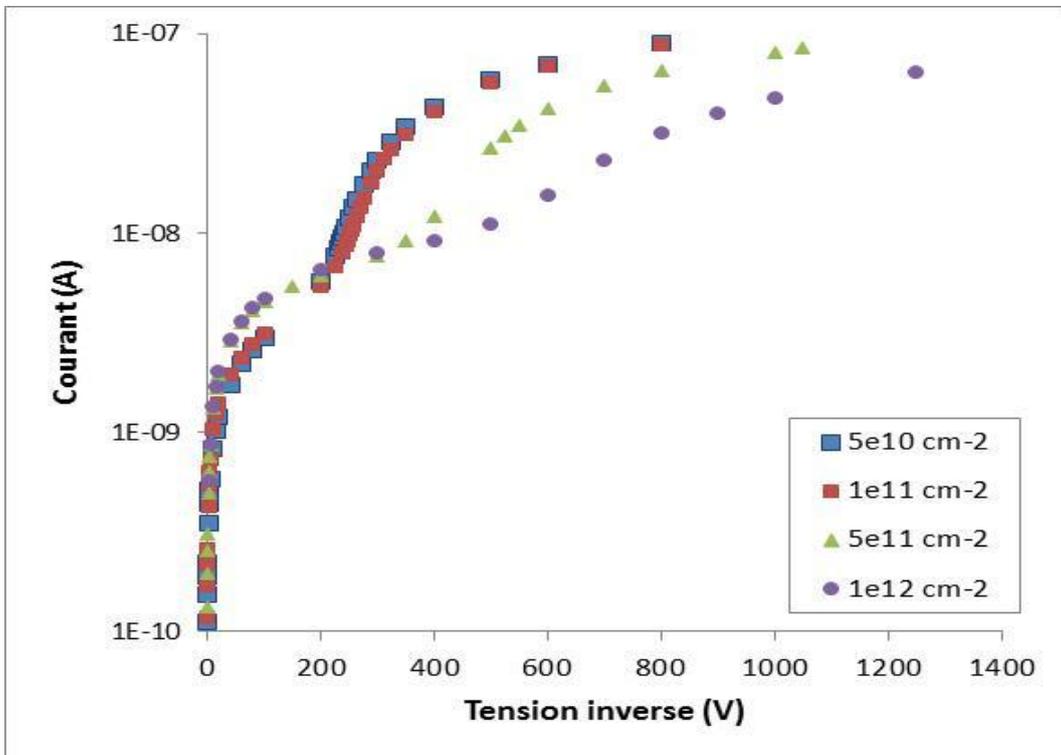


Figure 3.23. Caractéristiques I-V en fonction de Q_f et pour $F_i= 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$

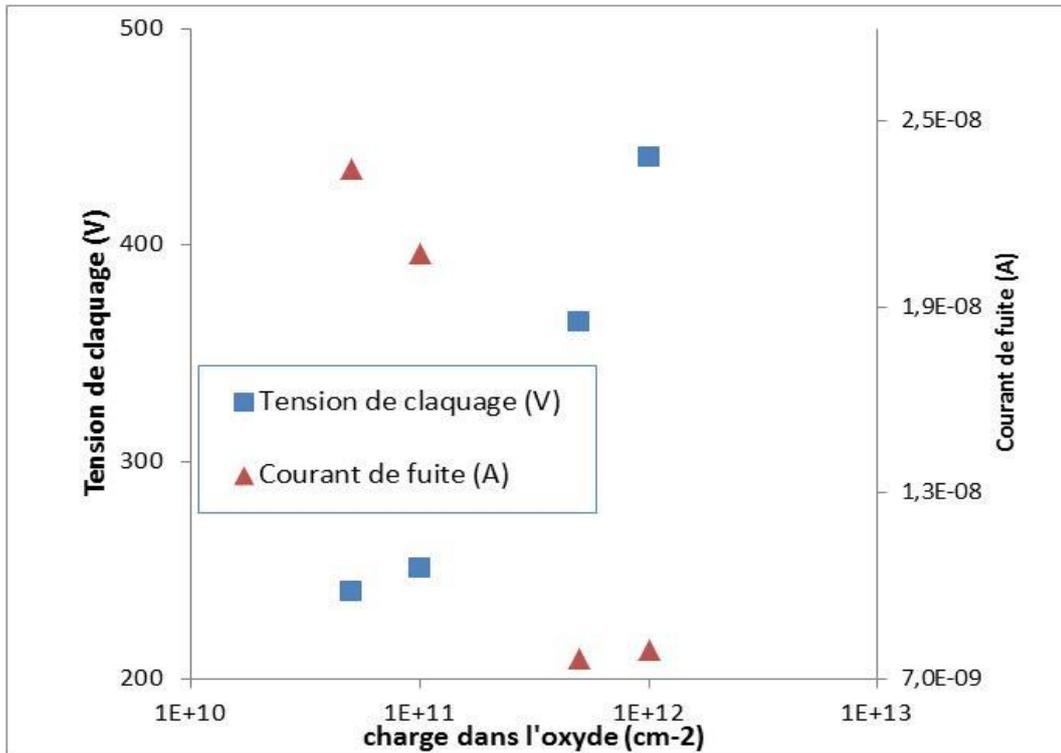


Figure 3.24. Tension de claquage et courant de fuite en fonction de Q_f et pour $F_i = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$

La tension de claquage augmente de 200 V à 500V lorsque la charge de l'oxyde de $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ à $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, l'augmentation de la tension est modeste

Le courant de fuite décroît brusquement de $2,35 \times 10^{-8} \text{ A}$ à $7,6 \times 10^{-9} \text{ A}$, lorsque la charge d'oxyde varie de $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ à $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, puis une augmentation de ce courant à $7,9 \times 10^{-9} \text{ A}$, cette augmentation est très faible.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons rapporté des résultats de simulation électriques d'une structure n-in-p dédiée à la détection des particules. Cette simulation a été effectuée à l'aide de l'outil ATLAS du logiciel TCAD Silvaco.

Les résultats obtenus à travers la simulation ont montré que l'augmentation de la fluence fait croître le courant de fuite dans le détecteur et fait chuter considérablement la tension de claquage. Par contre, l'introduction de la charge électrique induite de l'irradiation du composant fait augmenter la tension de claquage mais présente une faible influence sur le courant de fuite.

Conclusion générale

Dans ce mémoire, nous avons étudié les effets des radiations ionisantes sur un détecteur à semi-conducteur dédié pour la physique des hautes énergies dans le cadre de l'expérience ATLAS au niveau du CERN à Genève. Le détecteur étudié comprend des pixels de type n sur un substrat de type p, nommé, n-in-p.

L'introduction des radiations ainsi que l'analyse des résultats à travers les caractéristiques courant-tension ont été accomplis à l'aide des outils de simulation TCAD du logiciel SILVACO. Ces radiations introduisent trois pièges profonds à l'intérieur de la bande interdite du semi-conducteur, deux sont accepteurs et un piège donneur. De plus une accumulation de charges positives est constatée au niveau de l'oxyde.

Dans ce travail nous avons introduits différentes valeurs de la fluence des radiations qui a un impact direct sur la densité des pièges et différentes charges positives dans l'oxyde.

Les résultats obtenus à travers la simulation ont montré que l'augmentation de la fluence fait croître le courant de fuite dans le détecteur et fait chuter considérablement la tension de claquage. Par contre, l'introduction de la charge électrique induite de l'irradiation du composant fait augmenter la tension de claquage mais présente une faible influence sur le courant de fuite.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

LIVRE

[3] H. Mathieu, "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques", Dunod, 6^{ème} édition, Paris, 2009.

THESE DE DOCTORAT

[1] T. Ouarda, "Simulation numérique des effets de radiation dans les détecteurs de particules à base de silicium de type p", Thèse pour obtenir le grade de docteur, Université Mohamed Khider-Biskra, 2015.

[2] S. Altazin "Caractérisation et modélisation des diodes organiques", Thèse pour obtenir le grade de docteur, Université de Grenoble, 2011.

[5] C. Lebel "Effets de rayonnement sur les détecteurs au silicium à pixels du détecteur ATLAS", Thèse de doctorat, Université de Montréal, 2007.

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

[7] M. Hamrita, "Réponse en courant des détecteurs silicium aux particules chargées et aux ions lourds". Thèse de doctorat Université de PARIS Spécialité Physique. 2005

MANUEL

[8] "ATLAS User's manual", Silvaco International inc, Device Simulation Software, Juin 2012.

MEMOIRE MAGISTER/MASTER

[4] R. Mohamed "Simulation des effets de radiation sur le détecteur des particules à base de silicium par le logiciel TCAD-SILVACO", Mémoire de master, Université Mohamed Khider Biskra, 2013.

[9] K. Bessem "Etude par TCAD-SILVACO d'une structure MOS pour la réalisation de capteurs ISFET: paramètres technologiques et électriques", Mémoire de magister, Université Mentouri, Constantine, 2010

[10] F. Bourouba, "modélisation et simulation des contacts métal-semi-conducteur a barrière inhomogène", Mémoire de magister, Université Ferhat Abbas-SETIF, 2010

[11] Y. Marouf, "Modélisation des cellules solaires en InGaN en utilisant Atlas *SILVACO*", Mémoire de magister, Université Mohamed Khider Biskra, 2013.

CONFÉRENCE INTERNATIONALE

[12] M. Mekheldi, S. Oussalah, A. Lounis, and N. Brihi, "A Comparative Study by TCAD Simulation for Two Different n-in-p Silicon Particle Detector Structure" ,IEEE 38th International Semiconductor Conference (CAS), October, 12-14, 2015, Sinaia, Romania, pp. 251-254.

PUBLICATION

[13] R. Dalal, A. Bhardwaj, K. Ranjan, M. Moll et A. Elliott-Peisert, "*Combined effect of bulk and surface damage on strip insulation properties of proton irradiated n+ -p silicon strip sensors*", Journal of Instrumentation, Avril 2014.