

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ MOHAMED SEDDIK BEN YAHIA - JIJEL

Faculté des Sciences Exactes et Informatique

Département de Physique



Thèse

Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat LMD

Filière : Physique

Spécialité : Physique des Matériaux

Étude des détecteurs au silicium à pixels soumis à des rayonnements ionisants dans le cadre du projet ATLAS

Par : Mohammed MEKHELDI

Soutenue le : 10/02/2020 devant le jury constitué de :

Président :	Mr. N. BOUTAOUI	Professeur	Université de Jijel
Encadreur :	Mr. S. OUSSALAH	Directeur de Recherche	CDTA, Alger
Co- Encadreur :	Mr. N. BRIHI	Professeur	Université de Jijel
Examineur :	Mr. N. SENGOUGA	Professeur	Université de Biskra
Examineur :	Mr. N. OUNOUGH	Maitre de Conférence A	Université de Jijel

Dédicaces

A mes très chers parents .

A ma femme et mes enfants Ishak, Sara, Ahmed et Meriem .

A mes frères et mes sœurs .

A tous ma famille .

A Slimane Oussalah et Nouredine Brihi .

A Walid Filali et Elyes Garoudja

et S. Haddadi .

A Tous mes amis .

Remerciements

Je remercie ALLAH, Le tout puissant pour m'avoir donné la force, La volonté et la patience pour mener à terme mon travail.

Je tiens à remercier mon directeur de thèse, Monsieur Slimane OUSSALAH, Directeur de Recherche au CDTA, de m'avoir offert l'occasion de réaliser cette thèse. Sa disponibilité permanente et ses précieux conseils m'ont permis de travailler dans de meilleures conditions.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur Noureddine BRIFI, Professeur à l'Université de Jijel, d'avoir accepté de codiriger cette thèse. Je suis très sensible à toutes les facilités qui m'ont été offertes au niveau de l'Université de Jijel.

Je voudrais aussi remercier tous les membres du jury qui m'ont fait l'honneur de bien vouloir examiner et juger ce travail.

Je suis très reconnaissant à Monsieur Abdenour LOUMIS, chercheur au CERN à Genève, pour les échanges scientifiques que nous avons eus sur les détecteurs à semi-conducteurs.

Un très grand merci à mes amis du CDTA, Walid Filali, Elyes Garoudja et Sofiane Haddadi pour leurs soutiens et leurs bonnes humeurs.

Mes remerciements vont à mes collègues de la salle blanche pour leurs encouragements et leurs sympathies.

Merci à ma famille pour son soutien indéfectible pendant toute la durée de cette thèse.

Enfin, je remercie tous ceux qui ont contribué de près ou de loin au bon déroulement de cette thèse.

Résumé

Les capteurs silicium à pixels planaires actuels du détecteur interne d'ATLAS, au CERN, doivent résister à des flux intégrés supérieurs à 10^{+16} neutrons équivalents par cm^{+2} . Les détecteurs à pixels n-on-n ont été soumis à nombreux tests d'irradiation et se sont avérés survivre jusqu'à des fluence typiques de 10^{+15} neutrons équivalents par cm^{+2} . Le piégeage des charges, l'accroissement de la tension de déplétion et du courant de fuite sont les conséquences principales entraînant une perte d'amplitude du signal. De ce fait, divers types de détecteurs sont actuellement en cours de conception et de caractérisation pour le système de suivi des particules chargées. Les substrats de type p ont récemment montré une très bonne tenue aux radiations. Ces capteurs planaires n-on-p sont des candidats prometteurs pour être implémentés dans le détecteur interne dans la prochaine mise à jour du détecteur ATLAS. Dans ce travail, nous présentons une étude comparative à l'aide des outils TCAD Silvaco de trois conceptions différentes de structures multi-gardes n-on-p, avant et après irradiation. Une structure a des anneaux de garde de type p alors que les deux autres ont des anneaux de garde de type n. Pour ces deux dernières, il existe pour chacune d'elle une couche d'isolation entre les implants de type n, pour l'une c'est une couche appelée p-stop et pour l'autre elle est appelée p-spray. Dans la première partie de ce travail, une étude d'optimisation des paramètres de la couche d'isolation a été menée. Ces paramètres sont la profondeur de jonction et la concentration en dopants. Dans la deuxième partie, une étude comparative a été menée pour les trois structures, afin de déterminer l'effet des paramètres technologiques de chaque structure sur leurs performances électriques. Ces paramètres concernent en l'occurrence, le substrat à travers son épaisseur et son dopage, l'anneau de garde à travers sa profondeur de jonction et son dopage et l'oxyde à travers son épaisseur et la charge positive qu'il contient. Les performances visées dans cette étude sont la tension de claquage, le courant de fuite ainsi que la capacité d'isolation entre les implants. Ces performances sont évaluées jusqu'à une fluence de rayonnement de $1 \times 10^{+16}$ neutrons équivalents par cm^2 à l'aide d'un modèle de pièges à trois niveaux énergétique. Nous avons considéré une quantité croissante de charge d'oxyde avec la dose d'irradiation. Pour une couche de SiO_2 de bonne qualité, la densité de charge initiale au niveau de la couche d'interface a été fixée à $5 \times 10^{+10} \text{ cm}^{-2}$ pour un détecteur non irradié, tandis que pour une structure fortement irradiée, la valeur de la densité de charge est de $1 \times 10^{+12} \text{ cm}^{-2}$.

Abstract

The planar pixel silicon sensors that constitute the inner layers of the ATLAS detector must withstand integrated fluence greater than 10^{+16} equivalent neutrons per cm^{+2} . The n-on-n pixel sensors installed now, have been subjected to numerous irradiation tests and have proven to work well up to typical integrated fluence of 10^{+15} neq.cm⁻². Charge trapping, increasing depletion voltage and leakage current are the main consequences resulting in a loss of signal amplitude. As a result, various types of detectors are currently being designed and characterized for the charged particle tracking system. P-type substrates have recently shown very good resistance to radiation. These n-on-p planar sensors are promising candidates for implementation in the inner layer of ATLAS detector for the next update of the experience ATLAS. In this work, we present a comparative study using Silvaco TCAD tools of three different designs of multi-guard n-on-p structures, before and after irradiation. One structure has p-type guard rings while the others have n-type guard rings. For the n-type guard rings, a two types of insulation layer between the n-type implants are used, one layer is called p-stop and the other is called p-spray. In the first part of this work, a study to optimize the insulation layer parameters was conducted. These parameters are the junction depth and the doping concentration. In the second part, a comparative study was conducted for the structures to determine the effect of the technological parameters of each structure on their electrical performances. These parameters of interest are substrate thickness, substrate doping density, guard ring junction depth, guard ring doping density, oxide thickness and positive oxide charge density. The performances targeted in this study are the breakdown voltage, the leakage current as well as the insulation capacity between the implants. These performances are evaluated up to a radiation fluence of $1 \times 10^{+16}$ equivalent neutrons per cm^2 , using a three-level energy trap model. We considered an increasing amount of oxide charge with irradiation dose. For a good quality of SiO_2 layer, for a non-irradiated detector the initial charge density was set at $5 \times 10^{+10}$ cm^{-2} , while for a highly irradiated structure, the charge density is $\times 10^{+12}$ cm^{-2} .

الملخص

يجب أن تتحمل كواشف الجزيئات السيلكون البيكسل التي تشكل الطبقات الداخلية للكاشف ATLAS تدفقات الإشعاع أكبر من 10^{16} نيوترون مكافئ لكل سم²، حيث اختبرت أجهزة الكشف بيكسل المركبة و المستعملة حالياً n-on-n، للعديد من اختبارات الإشعاع وأثبتت أنها تعمل بشكل جيد إلى غاية تدفقات مدمجة نموذجية 10^{15} نيوترون مكافئ لكل سم². تعتبر محاصرة الشحن وزيادة الجهد المستنفد و تيار التسرب من النتائج الرئيسية التي تؤدي إلى فقدان سعة الإشارة. نتيجة لذلك يتم حالياً تصميم وتخصيص أنواع مختلفة من أجهزة الكشف والاستشعار في نظام تتبع الجسيمات المشحونة. أظهرت مؤخرًا نوع الركيزة p، مقاومة جيدة جدًا للإشعاع. تعتبر أجهزة الكشف بكسل n-on-p من المرشحين الواعدين للاستخدام في الكاشف الداخلي في التحديث القادم للكاشف ATLAS في مصادم LHC. في هذا العمل، نقدم دراسة مقارنة باستخدام أدوات المحاكاة والنمذجة TCAD (تكنولوجيا التصميم بمساعدة الكمبيوتر) Silvaco لثلاثة تصاميم مختلفة n-on-p بهياكل حلقات حماية متعددة، قبل وبعد الإشعاع. يحتوي أحد أجهزة الكشف بكسل على حلقات حماية من النوع p بينما يحتوي الآخر على حلقات حماية من نوع n. بالنسبة لهذين الأخيرين، يوجد لكل منهما طبقة عازلة ذات تطعيم من نوع p، تسمى طبقة أحدهما p-stop و تسمى الأخرى p-spray. في الجزء الأول من هذا العمل أجريت دراسة لتحسين معايير وخصائص طبقة العزل. هذه المعايير تتمثل في عمق التطعيم و تركيز التطعيم. في الجزء الثاني أجريت دراسة مقارنة لمختلف الهياكل لتحديد تأثير الخصائص التكنولوجية لكل هيكل على أدائه الكهربائي. من بين هاته المعلومات ذات الاهتمام نذكر: سمك و كثافة التطعيم في الركيزة، عمق وكثافة وصلة الحماية، سمك وشحنة الأكسيد الموجبة. تستهدف هذه الدراسة إلى تقييم جهد الانهيار، تيار التسرب وكذلك قدرة العزل بين المواد المزروعة. يتم تقييم هاته الخصائص بداية من التأثير الإشعاعي 10^{16} نيوترون مكافئ لكل سم² باستخدام نموذج الفخ ثلاثي المستويات. نظرا للكمية المتزايدة من شحن الأكسيد مع جرعة الإشعاع و للحصول على نوعية جيدة لطبقة الأكسيد، تم تحديد كثافة شحن الأكسيد الأولية عند 5×10^{10} سم² للكاشف غير المشع، أما بالنسبة للكاشف المشع بشدة عالية، فإن كثافة شحن الأكسيد تكون 1×10^{12} سم².

Liste des Acronymes

ALICE:	A Large Ion Collider Experiment
ATLAS:	A Toroidal LHC ApparatuS
BEH:	Brout Englert-Higgs
BGN:	Band Gap Narrowing
CCE:	Charge Collection Efficiency
CERN:	European Organization for Nuclear Research
CMS:	Compact Muon Solenoid
CONSRH:	Concentration de Shockley-Read-Hall
DLTS :	Deep Level Transient Spectroscopy
EF :	Event Filter
Eg :	Energy Gap
FCC :	Faces Centered Cubic ou cubiques à faces centrées
FE-I1 :	Front End IC-Version 1
GR :	Guard Ring
HL-LHC :	High luminosity -LH
I :	Interstitial
IBL :	Insertable B-Layer
IEL :	Ionizing Energy Loss
K_B :	Boltzmann Canstant
LHC :	Large Hadron Collider
LHCb :	LHC beauty
LHCf :	Large Hadron Collider forward
LINAC :	Linear Accelerator
LS :	Long Shuttdown
MAPS :	Monolithic Active Pixel Sensor
MIP :	Minimum Ionizing Particle
MOS :	Metal Oxide Semiconductor
n+GR p-spray :	Anneau de gardes dopés p+, avec structure d'isolation type p-spray
n+GR p-stop :	Anneau de garde dopés p+, avec structure d'isolation type p-stop
N_{eff} :	Concentration effective de dopants
$N_{\text{éq}}$:	Équivalent en neutrons de 1 MeV
NIEL :	Non-Ionising Energy Loss
P+GR :	Anneau de garde dopés n+, sans structure d'isolation
PKA :	Primary Knock on Atom

PS :	Proton Synchrotron
Qox :	Charge d'oxyde
RHIC :	Relativistic Heavy Ion Collider
SCSI :	Space Charge Sign Inversion
SCT :	SemiConductor Tracker
SILVACO :	Silicon Valley Corporation
SPS :	Super Proton Synchrotron
SRH :	Shockley-Read-Hall
STAR :	Solenoidal Tracker at RHIC
TCAD :	Technologie de conception assistée par ordinateur
TDD :	Donneur Double Thermique
TID :	Total Ionizing Dose
TOT:	Time Over Threshold
TOTEM :	TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement
TRT :	Transition Radiation Tracker
V :	Vacant
V_{BD} :	Breakdown voltage
Vbias :	Bias voltage
V_{FD} :	Full depletion voltage
VWF :	Virtual Wafer Fab
ZCE :	Zone de Charge d'Espace

Table des figures

Figure 1.1: Schéma du tunnel du LHC avec ses quatre expériences ATLAS, ALICE, CMS et LHCb.	5
Figure 1.2: Complexe des accélérateurs du CERN [5].	6
Figure 1.3: Schéma du détecteur ATLAS. Le système de coordonnées cartésiennes est indiqué, ainsi que l'angle polaire ϑ et azimutal φ [6].	8
Figure 1.4: Vue schématique du passage de différentes particules à travers les couches du détecteur ATLAS [12].	10
Figure 1.5: Schémas des détecteurs internes. (a) ensemble de la partie tonneau des détecteurs internes, avec les parties bouchon [13]. (b) Visualisation 3D de la structure du tonneau pour les trois détecteurs d'ATLAS (pixels, SCT et TRT) incluant l'IBL installé au début du Run 2 en 2014.	11
Figure 1.6: (a) Schéma du détecteur à pixels (avant 2014) [5]. (b) Vue schématique du détecteur à pixels à quatre couches (après l'installation de la couche IBL en 2014) [14].	12
Figure 1.7: (a) Schéma du principe de fonctionnement d'un pixel. (b) Architecture d'un module de pixels [15].	13
Figure 1.8: Schéma représentant la partie calorimètre du détecteur ATLAS [6].	15
Figure 1.9: Schéma logique du système de déclenchement du détecteur ATLAS [16].	16
Figure 1.10: Chronologie du programme de référence de LHC et de ses phases d'amélioration montrant l'énergie des collisions (lignes supérieures en rouge) et la luminosité instantanée (lignes inférieures en rouge). Le deuxième long arrêt (LS2) en 2019- 2020 verra la consolidation de l'accélérateur et le projet d'amélioration du système d'injecteurs du LHC. Après le troisième long arrêt (LS3) en 2024-2026, la machine sera dans sa configuration finale HL-LHC [17].	17
Figure 2.1: Schéma d'une maille d'un réseau cristallin d'atomes de silicium. La distance 'a' est la constante de réseau qui est pour le silicium 5.431 Å [1].	21
Figure 2.2: Représentations schématiques des bandes énergétiques de valence et de conduction pour (a) un conducteur avec deux possibilités (soit la bande de conduction partiellement remplie représentée dans la partie supérieure, soit les bandes se chevauchant affichées dans la partie inférieure), (b) un semi-conducteur et (c) un isolant [1].	22
Figure 2.3: La représentation des liaisons électroniques de base du silicium intrinsèque. Une rupture de liaison en position A, résultant en la création d'une paire électron-trou [1].	23
Figure 2.4: Représentation des liaisons électroniques et des diagrammes des bandes énergétiques pour silicium (a) type n dopé avec le phosphore et (b) type p dopé avec le Bore [1].	25
Figure 2.5: Illustration du phénomène de (a) recombinaison et de (b) génération des porteurs.	26
Figure 2.6: Jonction p-n à l'équilibre thermique.	29
Figure 2.7: Représentation schématique d'une jonction p-n à l'équilibre thermodynamique d'épaisseur d, désertée sur une longueur W suite à la diffusion de porteurs majoritaires. a) la distribution des donneurs et des accepteurs d'une jonction p-n partiellement épuisée. b) la structure de la bande d'énergie. c) la concentration en atomes dopants. d) la distribution de charge, e) le champ électrique et f) le potentiel électrique [3].	30
Figure 2.8: Jonction p-n polarisée en direct.	33

Figure 2.9: Diagramme schématique des niveaux énergétiques ainsi que de la zone de déplétion pour une jonction p-n (a) à l'équilibre et (b) polarisé en inverse. _____	34
Figure 2.10: Caractéristique I-V d'une diode à jonction sous différentes polarisation [5]. _____	35
Figure 2.11: La caractéristique I-V pour une diode en polarisation inverse. La figure insérée montre I-V avant V_{fd} [6]. _____	37
Figure 2.12: Principe de détermination de la tension de déplétion totale [2]. _____	38
Figure 2.13: Illustration du graphique de charge (Q) en fonction de la tension (\sqrt{V}). _____	39
Figure 2.14: Diagrammes de bandes d'énergie dans les conditions de claquage de la jonction p-n : (a) effet tunnel et (b) multiplication d'avalanches [7]. _____	41
Figure 2.15: Pouvoir d'arrêt ($-dE/dx$) des muons en fonction de leur énergie dans le cuivre. L'équation Bethe-Bloch décrit le pouvoir d'arrêt dans la région 0,08-800 MeV avec l'énergie de minimum d'ionisation à $\sim 3,5$ MeV [8, 9]. _____	44
Figure 2.16: Le taux de perte moyenne d'énergie (dE/dx) dans plusieurs matériaux en fonction de différentes particules (muon, pion et proton). L'énergie de minimum d'ionisation s'aligne à peu près à la même valeur (3,5 MeV). Les différentes particules deviennent des MIPs à des impulsions différentes [9]. ____	45
Figure 2.17: Principe de fonctionnement d'un détecteur à jonction semi-conductrice [11]. _____	46
Figure 2.18: Schéma synoptique d'une chaîne de lecture pour un détecteur à semi-conducteur [6]. _____	48
Figure 3.1: Schéma d'un détecteur p-on-n à microbandes à simple face [3]. _____	54
Figure 3.2: Principe des détecteurs à pixels hybrides, (à gauche) dans lesquels l'électronique de lecture est montée sur le détecteur de silicium au moyen de la technique de collage en microbilles [4], et (à droite) schéma simplifié des détecteurs à pixels hybride ATLAS [4, 5]. _____	55
Figure 3.3: Schéma des configurations possibles des détecteurs à pixels planaires [6]. _____	56
Figure 3.4: Développement de la zone de déplétion (jaune) dans un détecteur n-on-n, (a) avant et (b) après inversion de type. _____	57
Figure 3.5: Schéma de la distribution du potentiel électrique pour les détecteurs (a) n-on-n et (b) n-on-p [12]. ____	59
Figure 3.6: Illustration des concepts de bord actif et passivé pour réduire la distance entre la zone active et le bord du détecteur par rapport aux détecteurs classiques [9]. _____	61
Figure 3.7: Coupe schématique d'un détecteur MAPS développé dans l'expérience ALICE du CERN [17]. _____	62
Figure 3.8: Coupes transversales schématiques d'une conception de détecteur au silicium planaire (à gauche) et d'un détecteur 3D (à droite), montrant comment l'épaisseur active (Δ) et la distance de collecte (L) sont découplées dans cette dernière [20]. _____	63
Figure 3.9: Comparaison entre la puce de lecture du détecteur de pixels actuel (FE-I3) et la nouvelle puce de lecture conçue pour l'IBL et HL-LHC (FE-I4) [14], en terme d'occupation de surface. _____	65
Figure 4.1: Illustration sur les dégâts d'irradiation dans les détecteurs au silicium. _____	69
Figure 4.2 : Création des dommages de déplacement dans le volume du silicium [3]. _____	70
Figure 4.3: Simulation d'une distribution spatiale des lacunes dans le réseau cristallin du silicium après 1 MeV de neutrons incident qui donne $E_R=50$ keV sur un PKA [5]. _____	70

- Figure 4.4:** Fonction de dommage par déplacement pour les neutrons, protons, pions et électrons, normalisée à 95 MeV.mb. L'insert présente un zoom du proton et le chevauchement pion-neutron [10]. _____ 73
- Figure 4.5:** Représentation schématique de certains défauts ponctuels. L'indice *i* signifie interstitiel, l'indice *s* est substitutionnel [11]. _____ 74
- Figure 4.6:** Illustration des états de charge possibles des défauts dans la bande interdite [10]. On notera que la notation utilisée dans ce travail suit l'état d'occupation : (+/0) et (-/0) indiquent l'état chargé individuellement positif ou négatif d'un défaut alors que (- / --) et (+ / ++) désignent les états doublement chargés. _____ 76
- Figure 4.7:** Représentation schématique des effets de surface dans un dioxyde de silicium subissant une interaction ionisante. Les principaux processus de génération de charge induite par les radiations sont illustrés [15]. _____ 78
- Figure 4.8:** Les différentes locations des niveaux de défauts et leurs effets sur les propriétés du détecteur en raison des niveaux de défauts induits par la radiation dans la bande interdite [18]. _____ 80
- Figure 4.9:** Évolution de la tension de déplétion (à gauche) et de la concentration effective (à droite) en fonction de la fluence équivalente pour un détecteur de type *n-on-n* [10]. _____ 82
- Figure 4.10:** Techniques d'isolation inter-pixels : (a) *p-spray*, (b) *p-stop* et (c) *p-spray* modérée [23]. _____ 85
- Figure 5.1:** La chaîne de simulation dans SILVACO montrant les entrées et sorties du simulateur ATLAS [3]. ____ 94
- Figure 5.2 :** Menu de commandes de DECKBUILD [6] . _____ 94
- Figure 5.3 :** Un exemple de maillage créé par ATLAS pour un détecteur de type *n-on-p* avec des anneaux de garde 96
- Figure 6.1:** Illustration du maillage dans une structure donnée avec le logiciel Atlas de SILVACO. _____ 107
- Figure 6.2:** Vue schématique de la structure *p+GR* [4]. _____ 108
- Figure 6.3:** Vue schématique de la structure *n+GR p-spray* [5, 6]. _____ 108
- Figure 6.4:** Vue schématique de la structure *n+GR p-stop* [7]. _____ 109
- Figure 6.5:** Simulation pour un détecteur *n+GR* non irradié et sans structure d'isolation du (a) profil de concentration des électrons dans le volume du détecteur et (b) distribution des électrons et des trous à 0,1 μm en-dessous de l'interface Si/SiO_2 . $Q_{\text{ox}}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ et $V_{\text{bias}}=0 \text{ V}$. _____ 112
- Figure 6.6:** Simulation pour un détecteur *n+GR* non irradié et sans structure d'isolation (a) des caractéristiques (*I-V*) et (b) de la distribution des électrons à 0,1 μm en-dessous de l'interface $\text{Si}-\text{SiO}_2$, pour différentes Q_{ox} allant de 5×10^{10} à $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. $V_{\text{bias}}=300 \text{ V}$. _____ 113
- Figure 6.7:** Simulation des caractéristiques (*I-V*) pour un détecteur *n+GR p-spray* non-irradié, pour différentes concentration du *p-spray* allant de 1×10^{15} à $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. $Q_{\text{ox}}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. _____ 115
- Figure 6.8:** Courbes représentant, pour un détecteur *n+GR p-spray* non irradié, la dépendance de V_{BD} en fonction (a) de la concentration du *p-spray* pour différents Q_{ox} et (b) de Q_{ox} pour différentes concentrations du *p-spray*. _____ 116
- Figure 6.9:** Simulation, pour un détecteur *n+GR p-spray* non irradié, (a) de la distribution des concentrations des accepteurs et des trous, le long d'une ligne de découpe verticale, prise au milieu du pixel, pour différentes V_{bias} , comprises entre 5 V et 300 V, avec $Q_{\text{ox}}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. (b) du profil du champ électrique

- dans le volume du détecteur pour différentes concentrations du p-spray, avec $Q_{ox}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ et $V_{bias}=300 \text{ V}$. _____ 117
- Figure 6.10:** Simulation, pour un détecteur n+GR p-spray non irradié, (a) du profil du champ électrique et (b) de la distribution de la concentration des électrons le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂, respectivement, à $y=1,5 \mu\text{m}$ et $y=0,1 \mu\text{m}$, pour différentes concentrations du p-spray. $Q_{ox}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ et $V_{bias}=300 \text{ V}$. _____ 118
- Figure 6.11:** Simulation, pour un détecteur n+GR p-spray irradié, (a) des caractéristiques (I-V) et (b) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur, pour différentes concentration du p-spray allant de 1×10^{15} à $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, avec $V_{bias}=300 \text{ V}$, $Q_{ox}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ néq.cm}^{-2}$. _____ 119
- Figure 6.12:** Simulation pour un détecteur n+GR p-spray irradié, (a) du profil du champ électrique, et (b) de la distribution de la concentration des électrons le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂, respectivement, à $y=1,5 \mu\text{m}$ et $y=0,1 \mu\text{m}$, pour différentes concentrations du p-spray. $Q_{ox}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ neq.cm}^{-2}$ et $V_{bias}=300 \text{ V}$. _____ 120
- Figure 6.13:** Simulation pour un détecteur n+GR p-spray non-irradié, (a) des caractéristiques (I-V) et (b) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur, pour différentes profondeurs du p-spray allant de $0,2$ à $0,6 \mu\text{m}$, avec $V_{bias}=150 \text{ V}$. $Q_{ox}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. _____ 121
- Figure 6.14:** Simulation pour un détecteur n+GR p-spray non irradié, (a) du profil du champ électrique et (b) de la distribution de la concentration des électrons le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂, respectivement, à $y=1,5 \mu\text{m}$ et $y=0,1 \mu\text{m}$, pour différentes profondeurs du p-spray allant de $0,2$ à $0,6 \mu\text{m}$. $Q_{ox}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ et $V_{bias}=150 \text{ V}$. _____ 122
- Figure 6.15:** Simulation pour un détecteur n+GR p-spray irradié, (a) des caractéristiques (I-V) et (b) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur, pour différentes profondeur du p-spray allant de $0,2$ à $0,6 \mu\text{m}$, avec $V_{bias}=300 \text{ V}$, $Q_{ox}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ néq.cm}^{-2}$. _____ 123
- Figure 6.16:** Simulation pour un détecteur n+GR p-spray irradié, (a) du profil du champ électrique et (b) de la distribution de la concentration des électrons le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂, respectivement, à $y=1,5 \mu\text{m}$ et $y=0,1 \mu\text{m}$, pour différentes profondeurs du p-spray. $Q_{ox}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ neq.cm}^{-2}$ et $V_{bias}=300 \text{ V}$. _____ 124
- Figure 6.17:** Simulation pour un détecteur n+GR p-stop non irradié, (a) des caractéristiques (I-V) et (b) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur, pour différentes concentrations du p-stop, allant de 5×10^{15} à $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, avec $V_{bias}=300 \text{ V}$. $Q_{ox}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. _____ 126
- Figure 6.18:** Simulation pour un détecteur n+GR p-stop non irradié, de la distribution des concentrations des accepteurs et des trous, le long de la ligne de découpe verticale, prise au milieu du pixel, pour différentes V_{bias} comprises entre 10 et 500 V . $Q_{ox}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ et la concentration du p-stop est égale à 10^{17} cm^{-3} . _____ 127
- Figure 6.19:** Simulation pour une détecteur n+GR p-stop non irradié, (a) du profil du champ électrique et (b) de la distribution de la concentration des électrons le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂, respectivement, à $y=1,5 \mu\text{m}$ et $y=0,1 \mu\text{m}$, pour différentes concentrations du p-stop. $Q_{ox}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ et $V_{bias}=300 \text{ V}$. _____ 127

- Figure 6.20:** Simulation pour un détecteur n+GR p-stop irradié, (a) des caractéristiques (I-V) et (b) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur, pour différentes concentrations du p-stop allant de 5×10^{15} à $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, avec $V_{\text{bias}}=100 \text{ V}$, $Q_{\text{ox}}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ néq.cm}^{-2}$. _____ 129
- Figure 6.21:** Simulation pour un détecteur n+GR p-stop irradié, (a) du profil du champ électrique et (b) de la distribution de la concentration des électrons à $y=0,1 \mu\text{m}$ en dessous de l'interface Si/SiO₂, pour différents concentrations de p-stop. $Q_{\text{ox}}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ néq.cm}^{-2}$ et $V_{\text{bias}}=100 \text{ V}$. _____ 129
- Figure 6.22:** Simulation pour une détecteur n+GR p-stop non irradié, (a) des caractéristiques (I-V), et (b) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur, pour différentes profondeurs du p-stop allant de 0,5 à 2,0 μm , et $V_{\text{bias}}=150 \text{ V}$. $Q_{\text{ox}}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. _____ 130
- Figure 6.23:** Simulation pour un détecteur n+GR p-stop (a) du profil du champ électrique et (b) de la distribution de la concentration des électrons le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂, respectivement, à $y=1,5 \mu\text{m}$ et $y=0,1 \mu\text{m}$, pour différents profondeurs de p-stop allant de 0,5 à 2,0 μm . $Q_{\text{ox}}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ et $V_{\text{bias}}=150 \text{ V}$. _____ 131
- Figure 6.24:** Simulation pour un détecteur n+GR p-stop irradié, (a) des caractéristiques (I-V) et (b) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur, pour différentes profondeurs de p-stop allant de 0,5 à 2,0 μm , avec $V_{\text{bias}}=30 \text{ V}$. $Q_{\text{ox}}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ néq.cm}^{-2}$. _____ 132
- Figure 6.25:** Simulation, pour un détecteur n+GR p-stop irradié, (a) du profil du champ électrique et (b) de la distribution de la concentration des électrons le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂ à $y=0,1 \mu\text{m}$, pour différents profondeurs du p-stop. $Q_{\text{ox}}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ néq.cm}^{-2}$ et $V_{\text{bias}}=30 \text{ V}$. _____ 133
- Figure 6.26:** Évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat pour les trois structures p+GR, n+GR p-stop et n+GR p-spray sans charge d'oxyde et sans radiation. _____ 134
- Figure 6.27:** Évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différents Q_{ox} , respectivement, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray. _____ 135
- Figure 6.28:** Représentation log-log de V_{BD} en fonction de Q_{ox} pour les trois structures. _____ 136
- Figure 6.29:** Évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différentes valeurs d'épaisseur d'oxyde, respectivement, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray. _____ 137
- Figure 6.30:** Représentation de V_{BD} en fonction de l'épaisseur d'oxyde pour les trois structures. La charge d'oxyde est fixée à $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. _____ 138
- Figure 6.31:** Simulation, pour un détecteur p+GR non irradié (a) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur et (b) du profil du champ électrique le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂, pour différentes charge d'oxyde, avec $V_{\text{bias}}=500 \text{ V}$. _____ 139
- Figure 6.32:** Simulation, pour un détecteur n+GR p-stop non irradié (a) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur et (b) du profil du champ électrique le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂, pour différentes charge d'oxyde, avec $V_{\text{bias}}=300 \text{ V}$. _____ 140

- Figure 6.33:** Simulation, pour un détecteur n+GR p-spray non irradié (a) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur et (b) du profil du champ électrique le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂, pour différentes charge d'oxyde, avec V_{bias}=300 V. _____ 140
- Figure 6.34:** Évolution du courant de fuite en fonction de de V_{bias} du substrat, pour différentes valeurs du dopage du substrat, respectivement, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray. _____ 142
- Figure 6.35:** Représentation de V_{BD} en fonction de dopage du substrat pour les différents types de structures. La charge d'oxyde est fixé à 4×10⁺¹¹ cm⁻². _____ 143
- Figure 6.36:** Évolution du courant de fuite en fonction de V_{bias} du substrat pour la structure (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray pour différentes valeurs d'épaisseur du substrat. _____ 144
- Figure 6.37:** Représentation de V_{BD} en fonction de l'épaisseur du substrat pour les différents types de structures. 145
- Figure 6.38:** Évolution du courant de fuite en fonction de V_{bias} du substrat, pour différentes valeurs du dopage des anneaux de garde, respectivement, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray. _____ 146
- Figure 6.39:** Représentation de V_{BD} en fonction de dopage d'anneau de garde pour les différents types de structures. _____ 147
- Figure 6.40:** Évolution du courant de fuite en fonction de V_{bias} du substrat, pour différentes valeurs de la profondeur des anneaux de garde, respectivement, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray. _____ 148
- Figure 6.41:** Représentation de V_{BD} en fonction de la profondeur de l'anneau de garde pour les trois structures. _ 149
- Figure 6.42:** Évolution du courant de fuite en fonction de V_{bias} du substrat, pour différentes valeurs de fluences, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray. La charge d'oxyde est fixée à 5×10⁺¹⁰ cm⁻². _____ 151
- Figure 6.43:** Évolution du courant de fuite en fonction de de V_{bias} du substrat, pour différentes valeurs des fluences, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray. La charge d'oxyde est fixée à 1×10⁺¹² cm⁻². _____ 152
- Figure 6.44:** Évolution de V_{BD} en fonction de Q_{ox} pour différentes fluences, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray. _____ 153
- Figure 6.45:** Évolution du courant de fuite en fonction de V_{bias} du substrat, pour différentes valeurs de Q_{ox}, pour les structures (a) p+ GR, n+GR p-stop et n+GR p-spray. La fluence de rayonnement est fixée à 2×10⁺¹⁴ néq.cm⁻². _____ 155
- Figure 6.46:** Évolution du courant de fuite en fonction de V_{bias} du substrat, pour différentes valeurs de Q_{ox}, pour les structures (a) p+ GR, n+GR p-stop et n+GR p-spray. La fluence de rayonnement est fixée à 1×10⁺¹⁵ néq.cm⁻². _____ 156
- Figure 6.47:** Évolution du courant de fuite en fonction de V_{bias} du substrat, pour différentes valeurs de Q_{ox}, pour les structures (a) p+ GR, n+GR p-stop et n+GR p-spray. La fluence de rayonnement est fixée à 1×10⁺¹⁶ néq.cm⁻². _____ 157
- Figure 6.48:** Évolution de V_{BD} en fonction de la fluence, pour différentes valeurs de Q_{ox}, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray. _____ 158

Figure 6.49: Comparaison de (I-V) de trois structures à fluence (a) 2×10^{14} néq.cm⁻², (b) 1×10^{15} néq.cm⁻² et (c) 1×10^{16} néq.cm⁻² pour une valeur de $Q_{ox} = 1 \times 10^{12}$ cm⁻². En échelle (lin-lin). _____ 160

Figure 6.50: Simulation (a) de la distribution du profil de la concentration des électrons dans le volume du détecteur (b) de la concentration des électrons, pour trois structures, le long du pixel et les anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂ à $y = 0,1 \mu\text{m}$, avec $\Phi = 1 \times 10^{16}$ neq.cm⁻², $Q_{ox} = 1 \times 10^{12}$ cm⁻², et $V_{bias} = 100$ V. _____ 160

Liste des Tableaux

Tableau 3.1: Les caractéristiques de quatre conceptions des détecteurs à pixel planaires. _____	58
Tableau 4.1: État de charge des pièges accepteurs et donneurs dans la bande interdite du silicium. _____	75
Tableau 5.1: Ordre des groupes de commande dans un programme ATLAS avec les déclarations de base dans chaque groupe [3]. _____	95
Tableau 5.2: les modèles les plus utilisés dans la simulation numérique TCAD Silvaco. _____	99
Tableau 6.1: Étapes de photolithographie du procédé de fabrication pour les trois structures. _____	110
Tableau 6.2: Paramètres des niveaux énergétiques situés dans la bande interdite du silicium, décrivant les dommages causés par les radiations[2]. _____	149

Table de Matières

<i>Dédicaces</i>	I
<i>Remerciements</i>	II
<i>Résumé</i>	III
<i>Abstract</i>	IV
<i>الملخص</i>	V
<i>Liste des acronymes et abréviations</i>	VI
<i>Liste des figures</i>	VIII
<i>Liste des tableaux</i>	XV
<i>Table des matières</i>	XVI

Introduction générale	1
-----------------------------	---

Chapitre 1 Le détecteur ATLAS auprès du collisionneur LHC	3
--	---

1.1 Introduction	4
------------------------	---

1.2 Le grand accélérateur de hadrons LHC	4
--	---

1.2.1 Principales caractéristiques du LHC	5
---	---

1.2.2 La luminosité.....	7
--------------------------	---

1.2.3 Les expériences installées auprès du LHC.....	7
---	---

1.3 Le détecteur ATLAS	8
------------------------------	---

1.3.1 Le détecteur interne.....	10
---------------------------------	----

1.3.2 Le système calorimétrique	14
---------------------------------------	----

1.3.3 Le spectromètre à muons	15
-------------------------------------	----

1.3.4 Système de déclenchement et d'acquisition des données	16
---	----

1.4 Améliorations du détecteur ATLAS aux horizons 2018-203x.....	17
--	----

1.5 Références bibliographiques	18
---------------------------------------	----

Chapitre 2 Théorie des détecteurs à semi-conducteur	19
--	----

2.1 Introduction	20
------------------------	----

2.2 Physique des semi-conducteurs.....	20
--	----

2.2.1 Structure cristalline du silicium.....	21
--	----

2.2.2 Bandes d'énergie.....	21
-----------------------------	----

2.2.3 Semi-conducteur intrinsèque.....	23
--	----

2.2.4 Semi-conducteur extrinsèque	24
---	----

2.2.5 Génération et recombinaison des porteurs de charge.....	26
---	----

2.2.6 Transport des charges dans les semi-conducteurs.....	26
--	----

2.3 La jonction p-n	28
---------------------------	----

2.3.1 Jonction p-n à l'équilibre thermique	28
--	----

2.3.2 Jonction p-n sous polarisation externe	32
--	----

2.3.3 Claquage de la jonction p-n	39
---	----

2.4 Les détecteurs de particules.....	42
---------------------------------------	----

2.5	Interactions des particules avec le silicium	42
2.6	Particule au minimum d'ionisation (MIP).....	44
2.7	Principe de détection	45
2.7.1	Création de paires électron-trou dans le silicium.....	47
2.7.2	Formation du signal	48
2.7.3	Efficacité de collection de charge	48
2.8	Références bibliographiques	50
Chapitre 3 Types des détecteurs à semi-conducteurs		51
3.1	Introduction	52
3.2	Les différents types de détecteurs au silicium.....	52
3.2.1	Détecteurs au silicium à microbandes.....	53
3.2.2	Détecteur hybride à pixel au silicium	54
3.3	Conceptions des détecteurs à pixels planaires.....	55
3.3.1	Anneaux de garde.....	58
3.3.2	Isolation inter-pixels	60
3.4	Détecteurs minces.....	60
3.5	Détecteurs sans bord (Slim/Active edge)	61
3.6	Autres types de détecteurs	61
3.6.1	Détecteur à pixels actifs monolithique à haute résistivité.....	62
3.6.2	Détecteur 3D	62
3.6.3	Détecteur en diamant	63
3.7	L'électronique de lecture.....	64
3.8	Références bibliographiques	66
Chapitre 4 Effet des radiations sur les détecteurs à semi-conducteurs.....		67
4.1	Introduction	68
4.2	Domages causés par les radiations	68
4.2.1	Processus causant les dommages	69
4.2.2	Hypothèse de NIEL.....	71
4.3	Différents types de défauts	73
4.3.1	Défauts ponctuels.....	73
4.3.2	Clusters.....	76
4.4	Effets des défauts dus aux radiations	77
4.4.1	Domages en surface	77
4.4.2	Domages en volume.....	79
4.4.3	Changements macroscopiques des propriétés du détecteur	80
4.5	Recuit des défauts.....	83
4.6	Réduction des dommages causés par l'irradiation.....	83

4.6.1	Prévention des conséquences des dommages de surface	84
4.6.2	Prévention des conséquences des dommages en substrat	85
4.6.3	Détecteur n-on-p	86
4.7	Références bibliographiques	87
Chapitre 5	Outils de simulation physique TCAD-SILVACO.....	89
5.1	Introduction	90
5.2	Principe de la simulation numérique	90
5.3	Présentation du package des programmes SILVACO	92
5.4	Présentation du module ATLAS	93
5.5	Logique de programmation dans ATLAS	95
5.5.1	Spécification de la structure	95
5.5.2	Spécification des matériaux et des modèles.....	97
5.5.3	Spécification de la méthode numériques de calcul	100
5.5.4	Spécification des Solutions	101
5.5.5	Analyse des résultats	102
5.6	Simulation des défauts dus aux radiations	103
5.7	Références bibliographiques	104
Chapitre 6	Résultats et discussions	106
6.1	Introduction	107
6.2	Structures et simulation TCAD	107
6.2.1	La structure p+GR.....	108
6.2.2	La structure n+GR p-spray.....	109
6.2.3	La structure n+GR p-stop.....	110
6.2.4	Procédé de fabrication des différentes structures.....	110
6.3	Étude par simulation TCAD des paramètres des couches d'isolation p-spray/p-stop	112
6.3.1	Isolation inter pixel	113
6.3.2	Optimisation des paramètres du p-spray	115
6.3.2.1	Concentration du p-spray.....	115
6.3.2.2	Profondeur du p-spray	121
6.3.2.3	Conclusion sur les paramètres du p-spray	125
6.3.3	Optimisation des paramètres du p-stop.....	126
6.3.3.1	Concentration du p-stop.....	126
6.3.3.2	Profondeur du p-stop	131
6.3.3.3	Conclusion sur les paramètres du p-stop	134
6.4	Étude comparative des trois structures	135
6.4.1	Détecteurs sans charge d'oxyde et sans radiation.....	135
6.4.2	Détecteurs sans radiation	136

6.4.2.1	Effet des paramètres d'oxyde	136
6.4.2.2	Effet des paramètres du substrat	142
6.4.2.3	Effet des paramètres des anneaux de garde	146
6.4.3	Détecteurs avec radiation	150
6.4.3.1	Effet de la fluence	151
6.4.3.2	Effet de la charge d'oxyde	155
6.4.4	Comportement des détecteurs aux luminosités maximales du LHC.....	160
6.5	Conclusion.....	162
6.6	Références bibliographiques	163
Conclusion générale.....		164

Introduction générale

La première mise à niveau principale du détecteur ATLAS au niveau du CERN est l'insertion d'une couche interne (IBL) au plus proche du faisceau de rayonnement, ce qui a été finalisé avec succès. La deuxième mise à niveau majeure, prévue pour 2024, vise à remplacer le détecteur interne complet par un tout nouveau détecteur entièrement constitué de dispositifs au silicium pour faire face à la forte densité de particules et à l'environnement de rayonnement intense du HL-LHC, qui pendant la période de son fonctionnement fournira une luminosité de 3000 fb^{-1} , près de dix fois la luminosité intégrée du programme complet du LHC.

Une des premières étapes pour la conception d'un détecteur est l'utilisation des techniques de simulation technologique pour son optimisation. Ceci est d'une importance capitale pour limiter les coûts, le temps de développement et réduire le nombre de prototypes nécessaires à l'évaluation des propriétés du détecteur. Dans ce travail, les outils TCAD du logiciel SILVACO ont été utilisés. A partir des caractéristiques courant-tension, ce simulateur nous permet de déterminer la tension de claquage, le courant de fuite ainsi que la tension de déplétion totale. De plus, il nous permet de déterminer le profil du champ électrique dans le volume du silicium pour pouvoir expliquer le comportement du dispositif au claquage ainsi que la distribution des porteurs de charges en surface pour pouvoir expliquer la capacité d'isolation entre les implants.

A l'aide de ce simulateur, une étude comparative a été menée sur trois structures représentant des détecteurs planaires multi-anneaux de garde, avec des configurations différentes, avant et après irradiation. Les trois structures sont basées sur une technologie basée sur un substrat de type p. Une structure comporte un pixel de type n et des anneaux de garde de type p, tirée de la littérature. Les deux autres structures ayant un pixel de type n et des anneaux de garde de type n que nous avons conçues. Cependant, ces dernières comportent une isolation entre les implants de type n pour éviter leurs court-circuit. Cette isolation est formée par une couche de type p appelée p-spray pour une structure, et un implant de type p appelée p-stop pour l'autre structure.

Avant d'entamer l'étude comparative entre les trois structures, nous avons commencé, tout d'abord, par une étude d'optimisation des paramètres des couches d'isolation p-spray et p-stop, avant et après irradiation. Ces paramètres sont la profondeur de jonction et le dopage. Ce qui nous a permis de trouver les valeurs optimales de ces deux paramètres. Nous avons étudié, par la suite, l'influence de différents paramètres technologiques des détecteurs sur leurs performances

électriques, tels que le dopage et l'épaisseur du substrat, la profondeur de jonction et le dopage de l'anneau de garde, l'épaisseur d'oxyde et la charge qu'il contient.

Les performances des trois structures ont été évaluées jusqu'à une fluence de radiation de 1×10^{16} neq.cm⁻² à l'aide d'un modèle physique basé sur le modèle de pièges à trois niveaux, dans lequel les radiations génèrent trois niveaux de pièges dans la bande interdite du silicium.

Ce manuscrit est composé de six chapitres qui se présentent comme suit.

Le premier chapitre est consacré à une description du grand collisionneur de hadrons, appelé LHC et l'expérience ATLAS au niveau du CERN.

Dans le deuxième chapitre, les concepts théoriques de la physique des semi-conducteurs sont présentés et le principe de fonctionnement d'un détecteur de particules à semi-conducteur est abordé.

Le **troisième chapitre** résume les principales notions et définitions concernant les détecteurs de particules à base de semi-conducteurs.

Les effets des radiations sur les détecteurs à semi-conducteurs sont étudiés dans **le quatrième chapitre**. Différentes solutions sont présentées afin d'améliorer la résistance des détecteurs aux radiations ionisantes.

Le **cinquième chapitre** est consacré à la présentation du simulateur électrique Atlas, un des outils de simulation du logiciel SILVACO. Nous présentons son principe et son mode de fonctionnement ainsi que ses principales commandes utilisées dans ce travail de simulation.

Les résultats issus de cette étude ainsi que leurs analyses seront discutés dans **le sixième chapitre**.

Enfin, nous terminons par une conclusion résumant les résultats de cette thèse.

Chapitre 1

Le détecteur ATLAS auprès du collisionneur LHC

1.1 Introduction

La recherche de la physique au-delà du modèle standard, nécessitent des énergies et des luminosités très élevés. Ceci impose d'importantes contraintes pour la conception de l'appareillage expérimental. Fondé en 1954, le Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) est le plus grand laboratoire de recherche au monde en physique des particules. Il est situé sur la frontière entre la France et la Suisse, près de Genève, et regroupe une collaboration scientifique internationale dans un complexe de recherche en physique fondamentale et appliquée. Il compte aujourd'hui plus d'une vingtaine d'États membres. En menant ses recherches fondamentales, le CERN repousse les limites des technologies, forme de nombreux scientifiques et participe au dialogue des nations au travers de la science. Il a pour vocation la physique fondamentale, la découverte des constituants de la matière et des lois de l'Univers. Les instruments qu'utilise le CERN sont des accélérateurs, des collisionneurs et des détecteurs de particules. Les accélérateurs portent des faisceaux de particules à des énergies élevées pour les faire entrer en collision par des collisionneurs avec d'autres faisceaux ou avec des cibles fixes. Les détecteurs, eux, observent et enregistrent les résultats obtenus de ces collisions. Le CERN possède le grand collisionneur de hadrons appelé LHC (Large Hadron Collider) [1]. Le LHC est le plus grand et le plus puissant accélérateur de particules du monde, capable de propulser des particules lourdes, telles que des protons, à des vitesses supérieures à la vitesse de la lumière.

1.2 Le grand accélérateur de hadrons LHC

Le LHC accélère des particules depuis septembre 2008, dans un tunnel circulaire de 3 mètres de diamètre et de 27 kilomètres de long, à une profondeur comprise entre 50 et 150 mètres, deux faisceaux de protons dans des directions opposées, constitués chacun de plusieurs paquets. Il peut les faire collisionner en quatre points différents de l'anneau, correspondants aux quatre expériences (ou détecteurs) dédiés à des études diverses et variées dans la physique des hautes énergies. Les faisceaux de protons (variété des hadrons) sont accélérés jusqu'à atteindre une énergie de 7 TeV dans le centre de masse, et il est prévu d'atteindre graduellement les 14 TeV dans les prochaines années (2021-2023). Le LHC dispose le long de ses 27 kilomètres de cavités radiofréquences et d'aimants supraconducteurs pour accélérer et moduler le faisceau.

Le LHC fonctionne avec succès depuis 2010 et les quatre expériences ont produit une profusion de résultats de physique, dont la découverte primordiale du boson de Higgs [2]. Cette découverte

démontre que le mécanisme de Brout Englert-Higgs (BEH) [3] est à l'origine de la masse des particules élémentaires et elle marque l'aboutissement de décennies de travaux d'une multitude de personnes à travers le monde. Le LHC a redémarré en mai 2015. Ceci après une pause de deux ans qui aura servi à améliorer l'accélérateur, pour atteindre une énergie dans le centre de masse des protons de 13 TeV, et une luminosité instantanée de $1.6 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Le LHC et ses quatre expériences principales, sont illustrés dans la figure 1.1 [4].

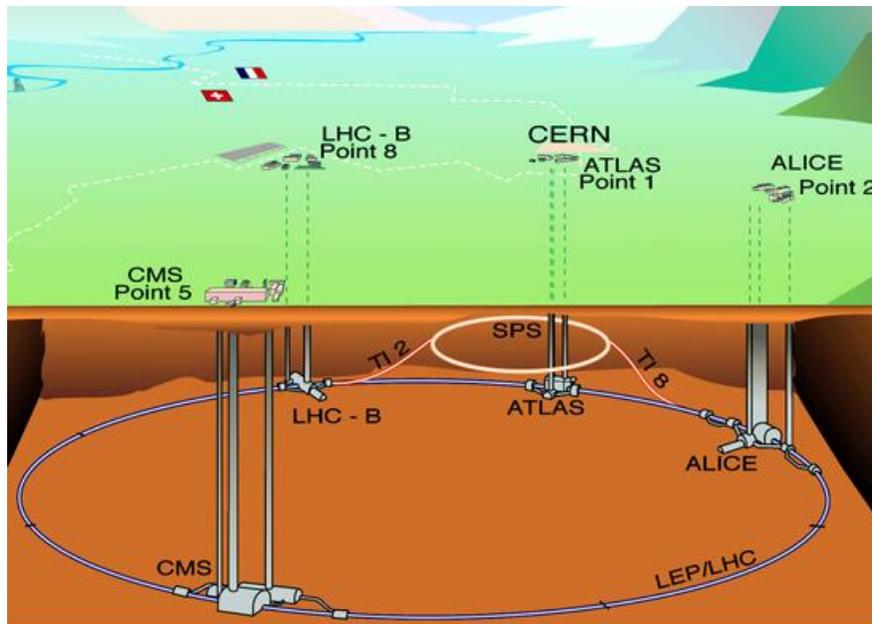


Figure 1. 1: Schéma du tunnel du LHC avec ses quatre expériences ATLAS, ALICE, CMS et LHCb.

1.2.1 Principales caractéristiques du LHC

Les deux paramètres importants dans le domaine expérimental de la physique des hautes énergies sont : 1) l'énergie au centre de masse \sqrt{s} (en TeV) lors des collisions des particules et 2) la luminosité instantanée \mathcal{L} (en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ou en $\text{barn}^{-1} \text{ s}^{-1}$). Le LHC est le dernier maillon d'une chaîne d'accélération [4], constituée d'accélérateurs linéaires et circulaires, permettant des collisions de protons à une énergie de 13 TeV dans le référentiel du centre de masse (en avril 2018). L'ensemble de cette chaîne est présenté sur la figure 1.2. Les protons sont d'abord extraits d'hydrogène ionisé puis portés à une énergie de 50 MeV par un accélérateur linéaire, le LINAC2, avant d'être injectés dans le premier accélérateur circulaire, le BOOSTER qui permet l'acquisition d'une énergie de 800 MeV. Par la suite, les PS (Proton Synchrotron) et SPS (Super Proton Synchrotron) permettent l'augmentation de l'énergie jusqu'à respectivement 24 GeV et 450 GeV. Les protons sont injectés dans le LHC où ils sont accélérés jusqu'à une énergie de 4 TeV (7 TeV pour la configuration nominale) [5].

L'accélération est réalisée à l'aide d'une cavité RF, dont la fréquence de pulsation est de 400 MHz, et la trajectoire des faisceaux est contrôlée grâce à des 9593 aimants, dont 1232 dipôles principaux refroidis à 1,9 K par de l'hélium liquide permettant le maintien des particules dans leur orbite quasi-circulaire. Ces dipôles délivrant un champ magnétique de 8,33 Tesla. À chaque tour d'anneau, les protons peuvent acquérir, en conditions nominales, une énergie de 450 keV, soit un total de 20 minutes nécessaires pour atteindre l'énergie nominale (en 2015). En fonctionnement nominal, les faisceaux sont composés de 2808 paquets de protons, chacun de longueur 7,55 cm et de largeur 16,7 μm , au niveau des points de collision. Les paquets forment des trains de 72 paquets, au sein desquels ils sont séparés de 25 ns.

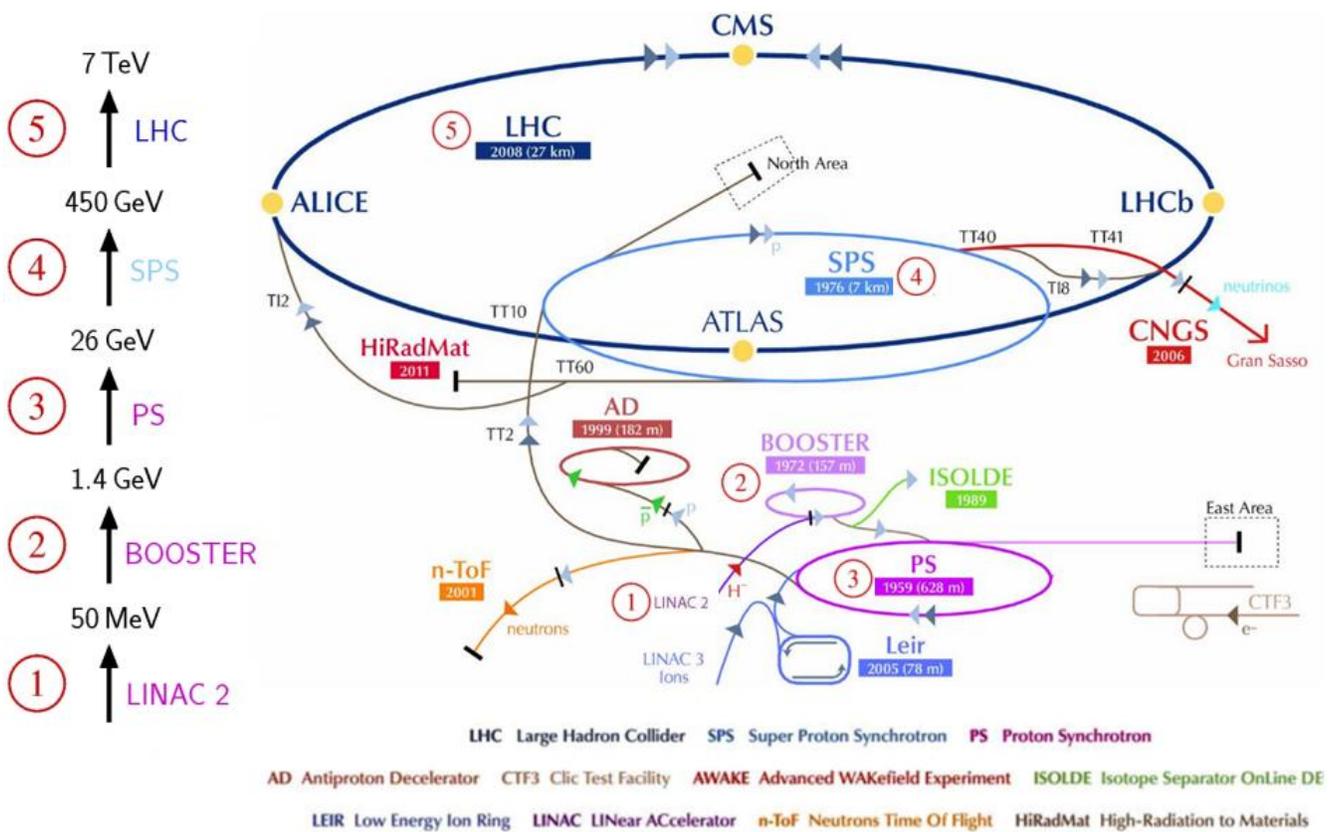


Figure 1. 2: Complexe des accélérateurs du CERN [5].

1.2.2 La luminosité

En physique des particules, la performance d'un collisionneur se mesure par la luminosité instantanée \mathcal{L} qu'il est capable de délivrer, et qui est proportionnelle au nombre de collisions par seconde et par centimètre carré. Elle s'exprime par la relation (1.1) :

$$\mathcal{L} = N/\sigma \quad (1.1)$$

où N est le nombre d'événements produits exprimé en s^{-1} , et σ est la section efficace de production de ces événements souvent exprimée en barns avec $1b=10^{-24} \text{ cm}^2$.

Afin de quantifier le nombre d'événements enregistrés au cours d'une période donnée, la luminosité instantanée est intégrée en temps, on parle alors de luminosité intégrée L (exprimée en femto-barns inverses (fb^{-1})) et calculée selon la relation (1.2) :

$$L = \int \mathcal{L} dt \quad (1.2)$$

1.2.3 Les expériences installées auprès du LHC

Le LHC accélère deux faisceaux de particules en sens opposés et ceux-ci se rencontrent en quatre points différents dans le tunnel, où sont localisés les quatre expériences principales : ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [6], CMS (Compact Muon Solenoid) [7], ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [8] et LHCb (LHC beauty) [9]. ATLAS et CMS sont des détecteurs généralistes conçus pour détecter, identifier et caractériser les différents types de particules produits lors d'une collision proton-proton ou ion-ion. Ces deux expériences sont complémentaires dans le sens où CMS prévoit une meilleure précision pour l'observation des traces des muons, alors que ATLAS attend une meilleure précision pour les mesures des électrons, des photons et des jets calorimétriques. La troisième expérience, appelée LHC-b, est conçue pour étudier la physique du quark b , produit en grande quantité à ces énergies. Enfin, ALICE est dédiée à l'étude de l'état extrême de la matière, que constitue le «plasma quark-gluon», obtenu en accélérant des ions lourds (tel que le plomb) à des énergies au centre de masse de 14 TeV. D'autres expériences plus petites et dédiées à des mesures plus spécifiques sont situées à quelques centaines de mètres des différents points d'interaction ; il s'agit de TOTEM [10] près de CMS et de LHCf [11] près d'ATLAS. Comme ce travail s'inscrit dans le cadre des développements liés à l'expérience ATLAS, seule cette expérience sera décrite plus en détail dans la suite.

1.3 Le détecteur ATLAS

L'expérience (ou le détecteur) ATLAS [6] est une collaboration internationale qui regroupe plus de 2000 scientifiques et ingénieurs de 167 institutions originaires de 37 pays. L'expérience ATLAS a pour mission de tester le Modèle Standard en découvrant notamment le boson de Higgs et d'explorer de nouveaux modèles comme la super-symétrie. Le détecteur ATLAS est le détecteur de particules le plus volumineux jamais construit, il mesure 46 m de long, 25 m de haut et 25 m de large, et pèse 7000 tonnes. Il se situe dans une caverne, à 100 m sous terre, à proximité du site principal du CERN.

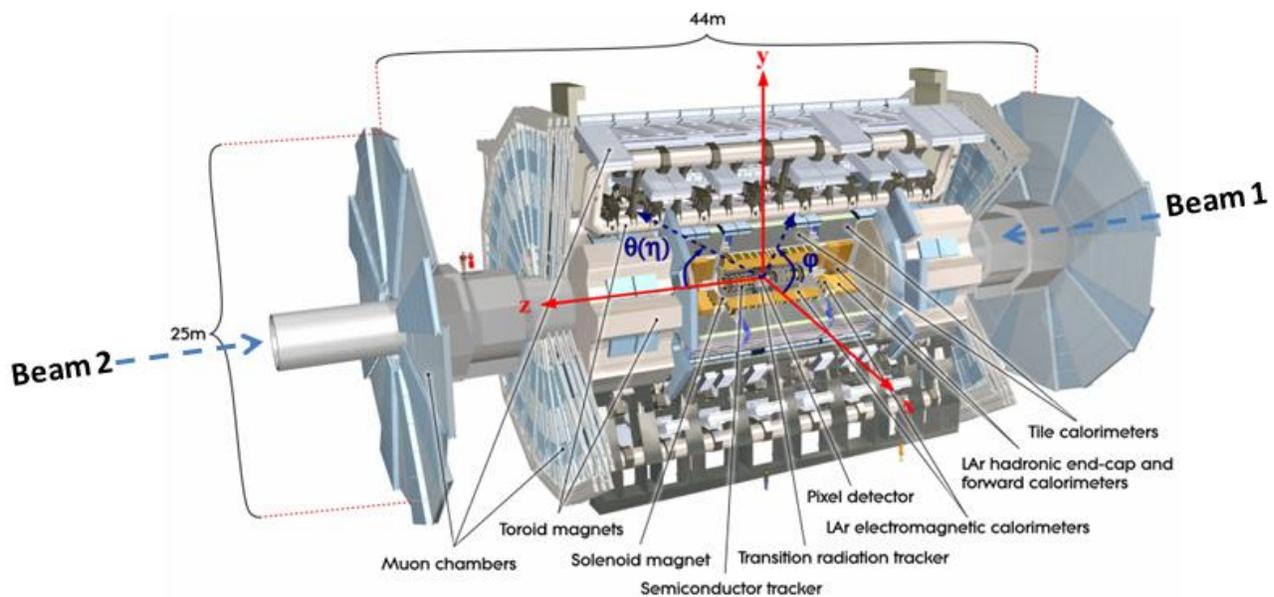


Figure 1. 3: Schéma du détecteur ATLAS. Le système de coordonnées cartésiennes est indiqué, ainsi que l'angle polaire θ et azimutal ϕ [6].

Il est constitué de 100 millions de capteurs, qui mesurent les particules produites lors des collisions proton-proton. ATLAS étudie les produits des collisions des protons qui forment de nouvelles particules, qui émergent du point de collision dans toutes les directions pour explorer la physique des particules à l'échelle du TeV. C'est un détecteur de particules classique, en couches concentriques composé d'un aimant solénoïde, d'aimants toroïdaux et de trois détecteurs principaux (voir figure 1.3) : 1) le détecteur interne, 2) les calorimètres et 3) le spectromètre à muons. Le détecteur ATLAS est équipé de deux systèmes d'aimants supraconducteurs courbant les trajectoires des particules chargées, ce qui autorise la mesure de leurs impulsions. Un aimant solénoïdal plonge le détecteur interne dans un champ magnétique de 2 Tesla, tandis que le système toroïdal (4 Tesla) permet

de courber la trajectoire des muons au niveau de la partie extérieure du détecteur : les spectromètres à muons. À partir de l'analyse de ces mesures, les physiciens espèrent tirer des informations qui conduiront à de nouvelles découvertes. Chaque détecteur est un ensemble répétitif de très nombreux détecteurs individuels, de façon à individualiser les particules.

La base de projection est constituée de trois vecteurs orthogonaux (voir figure 1.3) formant un trièdre direct, l'axe z étant orienté le long du faisceau de protons, et les axes x et y définissant le plan transverse du détecteur. Par convention, l'axe x est orienté vers le centre du LHC. Les angles θ et ϕ sont utilisés pour caractériser respectivement l'angle par rapport à l'axe z et par rapport à l'axe x.

En physique des particules expérimentale, le pseudo rapidité η , est une coordonnée spatiale couramment utilisée à la place de l'angle polaire θ . Cela pour décrire l'angle de la trajectoire d'une particule par rapport à l'axe du faisceau. Elle est définie comme suit :

$$\eta = -\ln(\theta/2).$$

La position des particules issues du point d'interaction est donc définie dans le plan (η, ϕ) . On définit alors la distance ΔR dans ce système de coordonnées suivant la formule :

$$\Delta R = \sqrt{[(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2]}$$

La figure 1.4 illustre le parcours des différents types de particules traversant le détecteur. Les photons et les électrons s'arrêtent dans le calorimètre électromagnétique alors que les hadrons (protons, neutrons, ...) sont stoppés dans le calorimètre hadronique. Les muons et les neutrinos sont les seules particules du modèle standard ayant la possibilité de traverser ATLAS entièrement. Les muons laissent des traces dans le spectromètre et sont ensuite arrêtés par les couches d'acier entourant le détecteur, tandis que les neutrinos s'échappent hors du détecteur sans interagir. Cela dit, ils ne sont pas détectés directement, du fait de leur section efficace très faible avec la matière.

Les muons traversent tout ATLAS et sortent du détecteur après avoir laissé un signal dans les chambres à muons. Les trajectoires en pointillés ne sont pas détectées.

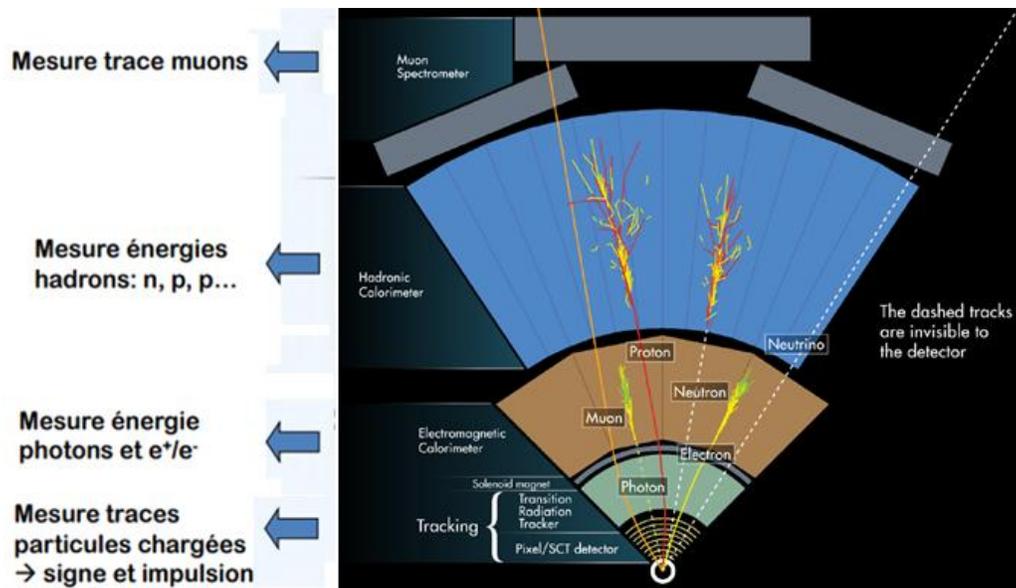


Figure 1.4: Vue schématique du passage de différentes particules à travers les couches du détecteur ATLAS [12].

1.3.1 Le détecteur interne

Le détecteur interne, schématisé sur la figure 1.5(a), est le sous-système chargé de la trajectographie des particules chargées. C'est un détecteur à symétrie cylindrique, autour de l'axe du faisceau, permettant de déterminer la trajectoire et la charge des particules chargées. Ce détecteur fait environ 2.2 m de diamètre par 6.2 m de long, il est composé de trois sous-détecteurs : en partant du point d'interaction, on rencontre d'abord 1) le détecteur à pixels de silicium, 2) le détecteur à microbandes de silicium (SCT pour Semi-Conductor Tracker) et enfin 3) le détecteur à rayonnement de transition (TRT pour Transition Radiation Tracker).

Ces trois sous-détecteurs sont baignés dans le champ magnétique engendré par l'aimant solénoïdal. Les positions respectives de chaque détecteur sont visibles sur la figure 1.5(b) et les trajectoires des particules émises, à des pseudo-rapidités différentes, sont également indiquées pour montrer l'enchaînement des sous-détecteurs traversés. Les détecteurs de traces forment le détecteur interne et sont basés sur trois technologies différentes, les pixels de silicium, les microstrips de silicium et les tubes à dérive dits pailles.

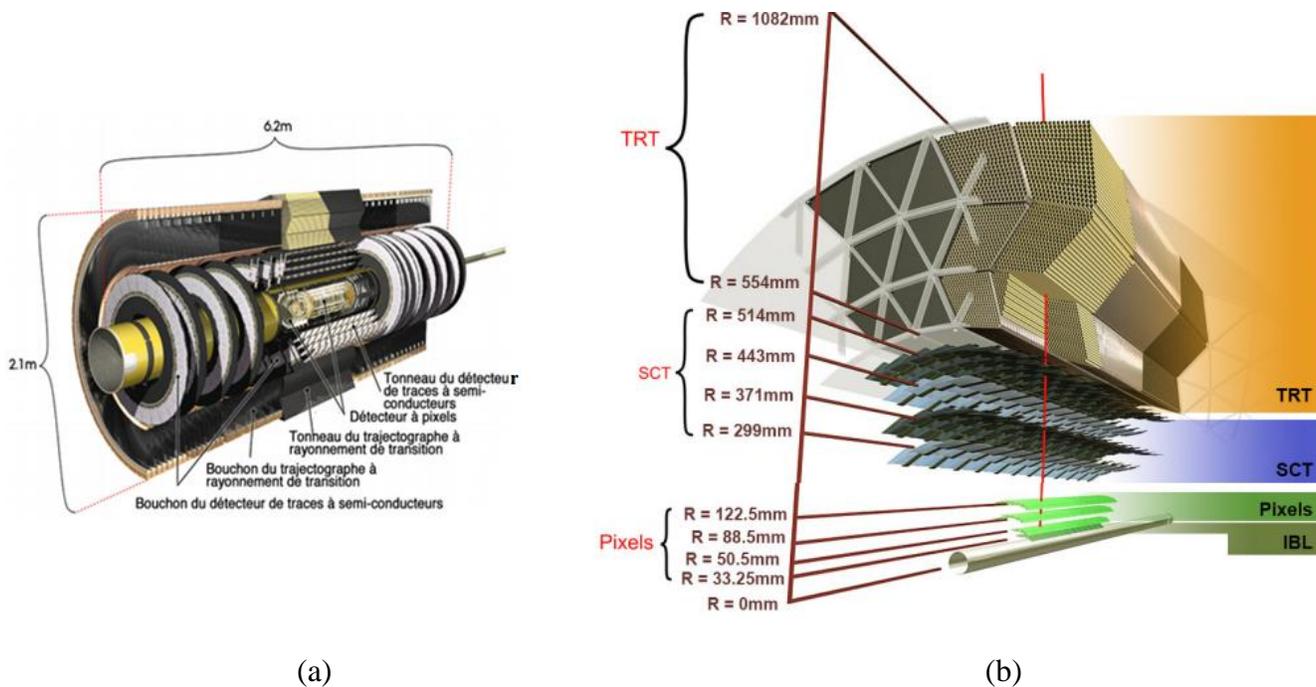


Figure 1.5: Schémas des détecteurs internes. (a) ensemble de la partie tonneau des détecteurs internes, avec les parties bouchon [13]. (b) Visualisation 3D de la structure du tonneau pour les trois détecteurs d'ATLAS (pixels, SCT et TRT) incluant l'IBL installé au début du Run 2 en 2014.

1.3.1.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels présenté sur la figure 1.6(a), est le plus proche du point de collision, a pour but de reconstruire les vertex d'interaction primaire et secondaire, fait 1,4 m de long et de 50 cm de diamètre. A l'origine, il comprenait deux parties, la partie tonneau et la partie bouchon. La partie tonneau est constituée de trois couches cylindriques de pixels, situées aux rayons de 50,5 cm, 88,5 et 122,5 mm centrées autour de l'axe du faisceau, comportent un total respectivement 286, 494 et 676 modules. Chacune des deux parties bouchon est constituée de trois disques orthogonaux à l'axe du faisceau. Chaque bouchon comprend trois disques de capteurs également centrés sur la ligne de faisceau, situés à une distance z de 495, 580 et 650 mm, comportent 48 modules chacun. Chacun des 1744 modules est constitué de 47 232 pixels de taille $50 \times 400 \mu\text{m}^2$, ce qui représenté 80,4 millions de voies de lecture. Une quatrième couche de pixels, IBL (*Insertable B Layer*) [13], a été insérée en 2014 entre le tube à vide du faisceau et la première couche de pixels. Elle est située à 3.3 cm du point d'interaction. Cet ajout de plus de 6 millions de pixels a permis d'améliorer les performances sur la mesure de la position des vertex primaires et secondaires. Ceci pour faire face à l'augmentation de la

luminosité instantanée prévue dans le futur, qui entraînera une densité de traces plus élevée et davantage d'irradiation. La température de fonctionnement de ces détecteurs se situe aux alentours de $-7\text{ }^{\circ}\text{C}$, ce qui permet de réduire les effets de l'exposition aux radiations.

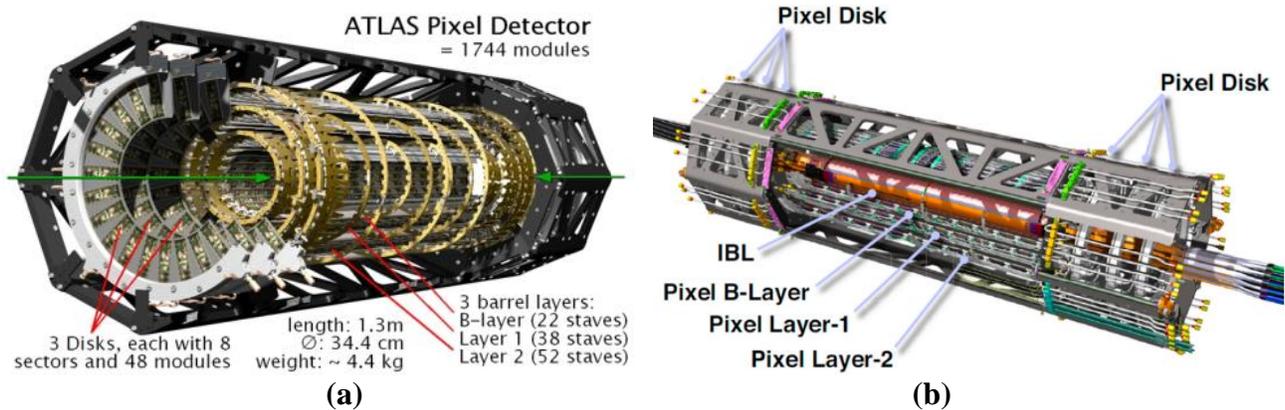


Figure 1. 6: (a) Schéma du détecteur à pixels (avant 2014) [5]. (b) Vue schématique du détecteur à pixels à quatre couches (après l'installation de la couche IBL en 2014) [14].

Le module de base du détecteur à pixel est un capteur hybride pixellisé en silicium, où chaque pixel est relié à son électronique de lecture individuellement par une microbille métallique. Chaque microbille détermine la position d'un pixel. La figure 1.7(a) présente le schéma de fonctionnement d'un détecteur à pixel. Une particule chargée traversant la partie active du détecteur créera des paires électron-trou qui dérivent vers les électrodes sous l'influence de la différence de potentiel appliquée et la charge sera alors collectée par les microbilles (les cathodes) pour être ensuite analysée par l'électronique de lecture. Les pixels sont regroupés en module (47232 pixels par module) tel que représenté par la figure 1.7(b).

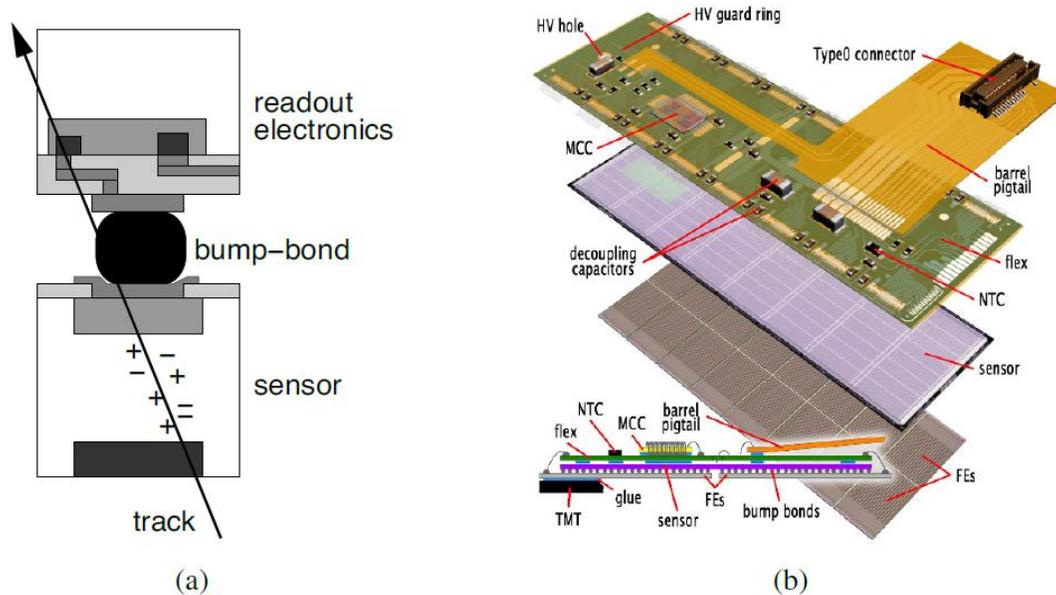


Figure 1. 7: (a) Schéma du principe de fonctionnement d'un pixel. (b) Architecture d'un module de pixels [15].

1.3.1.2 Le détecteur à semi-conducteur (SCT)

Le SCT est composé de quatre cylindres concentriques dans la partie tonneau (situés à 299, 371, 443, et 514 mm de l'axe du faisceau), et neuf disques (répartis entre 85,4 et 272 cm du centre du détecteur) dans chaque bouchon. Le SCT fonctionne avec la même technologie de semi-conducteur au silicium que le détecteur à pixels, mais la surface de détection est, ici, segmentée en bandes au lieu de pixels pour limiter le nombre de voies de lecture à un nombre raisonnable, autour de 6,2 millions, pour une surface de détection totale de 63 m². Il totalise 4088 modules comptant chacun 1536 micro-pistes de silicium, dont les signaux sont extraits par 6,3 millions de voies de lecture. Ce détecteur assure une zone de couverture de $|\eta| < 2,5$. Le SCT participe à la reconstruction des trajectoires des particules chargées et des vertex, en complément du détecteur à pixels. Les capteurs formant les modules du SCT sont des semi-conducteurs de conception p-on-n de 285 μm d'épaisseur. Une tension de polarisation est appliquée pour permettre la dérive des paires électron-trou et la création de la zone de déplétion. Cette tension sera augmentée après 10 ans d'utilisation en raison du vieillissement engendré par l'irradiation du détecteur.

1.3.1.3 Le détecteur à rayonnement de transition (TRT)

Le dernier sous-détecteur du Détecteur interne est le TRT. Il est situé à une distance entre 55,4 et 108,2 cm du point d'impact. Sa couverture se limite à $|\eta| = 2,0$. Il fournit un grand nombre de points de mesure, ce qui aide à distinguer les traces des particules chargées. Le TRT est constitué de pailles (tubes à dérives) de 4 mm de diamètre orientées selon l'axe du faisceau dans le tonneau et perpendiculaires dans les bouchons. Ces pailles sont remplies d'un mélange gazeux (Xe, CO₂, O₂) porté à une surpression de 5-10 mbar. Leur paroi, qui sert de cathode, est portée à une tension de -1530 V; le fil de l'anode est relié à l'électronique de lecture. L'axe de révolution de ces tubes est une anode plaquée en or et en tungstène et ils sont entourés par un matériau engendrant l'émission d'un rayonnement dit de transition. Lorsqu'une particule chargée passe à travers ces pailles, elle ionise le gaz et les électrons provenant de cette ionisation vont dériver vers l'anode et ainsi créer un signal électrique. Les pailles sont entourées d'un radiateur en polypropylène qui induit un rayonnement de transition, au passage d'une particule chargée. Le TRT est composé d'une partie tonneau composée de trois cylindres concentriques dont le rayon va de 56 à 107 cm, où les pailles sont rangées de manière longitudinale à l'axe du faisceau. Les parties bouchons comptent chacune 20 disques de tubes disposés de manière orthogonale au faisceau. Au total, le TRT compte près de 370 000 pailles et il fournit en moyenne 36 points de mesures.

1.3.2 Le système calorimétrique

Le système des calorimètres de ATLAS a pour fonction principale la mesure précise de l'énergie des électrons, des photons et des hadrons chargés ou neutres. Le détecteur interne est entouré de calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Les calorimètres sont généralement conçus pour stopper totalement ou « absorber » la plupart des particules résultant d'un événement de collision, les forçant à déposer toute leur énergie à l'intérieur du détecteur. En général, les calorimètres sont constitués de couches d'un matériau de haute densité « passif » ou « absorbant » (du plomb par exemple) intercalées avec des couches d'un milieu « actif » tel que du verre au plomb solide ou de l'argon liquide. La détection des électrons, des photons et des hadrons est assurée par trois calorimètres différents dans ATLAS : 1) le calorimètre électromagnétique, 2) le calorimètre hadronique et 3) le calorimètre vers l'avant. Il s'agit de calorimètres à échantillonnage dont les absorbeurs et les milieux actifs diffèrent en fonction de leur rôle et de leur exposition aux radiations. Le calorimètre est divisé en une partie électromagnétique, dont l'objectif principal est de fournir une mesure précise de l'énergie

des photons et des électrons, et d'une partie hadronique, qui récupère l'énergie des hadrons n'ayant pas été absorbée en amont dans le calorimètre électromagnétique. Le calorimètre mesure également l'énergie transverse manquante, utilisée pour déduire la production de neutrinos, et participe à l'identification des électrons et des photons dans un environnement hadronique. Deux technologies sont utilisées pour former le calorimètre d'ATLAS. On distingue les calorimètres à argon liquide (LAr), qui sont les plus proches du faisceau avec un rayon inférieur à $r=2\text{m}$ (en jaune sur la figure 1.8), et le calorimètre à tuile (Tile) qui entoure les calorimètres LAr à partir d'un rayon $r=2.4\text{ m}$ (en gris sur la figure 1.8).

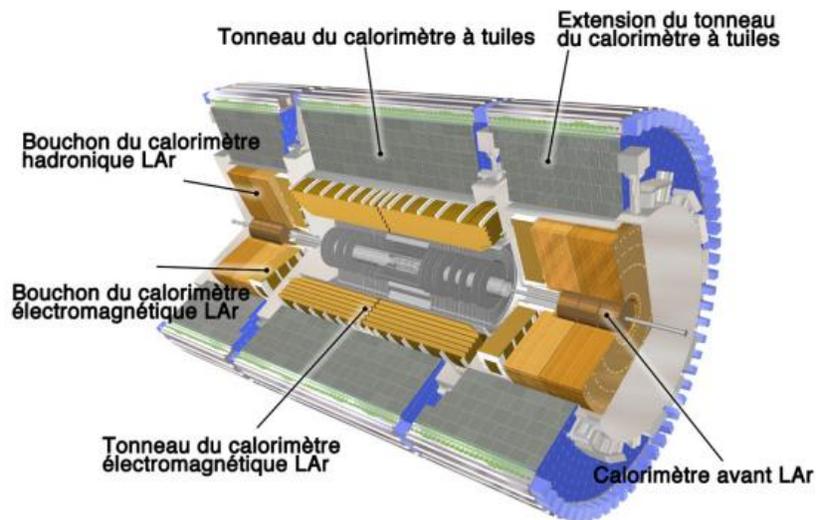


Figure 1. 8: Schéma représentant la partie calorimètre du détecteur ATLAS [6].

1.3.3 Le spectromètre à muons

Les muons sont les seules particules détectables capables d'atteindre ce détecteur en raison de leur fort pouvoir pénétrant, ils sont en général les seules particules chargées qui peuvent sortir des calorimètres. Il assure une couverture en pseudo-rapacité jusqu'à $|\eta| < 2,7$ environ, le Spectromètre à muons [6] est un dispositif très large, il s'étend de 4.5 m à 11 m sur le rayon, il comporte des milliers de détecteurs, en forme de tube avec un fil central, placés dans le volume du champ magnétique toroïdal (0.5 T dans le tonneau et de 1 T dans les bouchons). Le Spectromètre à muons sert à mesurer avec une très grande précision l'impulsion et la direction des muons ayant traversé toutes les couches précédentes, jusqu'à des échelles de l'ordre du TeV. Les neutrinos échappent aussi à la chambre à muons et leur présence peut être déduite par l'énergie manquante. Les chambres à muons sont faites de milliers de longs tubes remplis de gaz et contenant chacun un fil au centre. Par ionisation, les muons

incidents libèrent des porteurs de charge électrique dans le gaz. Ceux-ci dérivent vers les parois des tubes ou vers le fil central à cause de la grande différence de potentiel entre le tube et le fil, créant ainsi un signal lisible électroniquement. Ce détecteur fournit plusieurs mesures du passage des muons à travers les chambres qui entourent le calorimètre. Dans la figure I.3, les chambres à muons du détecteur ATLAS sont présentées en couleur bleu.

1.3.4 Système de déclenchement et d'acquisition des données

La fréquence nominale de croisement de faisceaux de protons dans l'expérience ATLAS est de 40 MHz, correspondant à un intervalle entre collisions de 25 ns. Pour un nombre d'interactions par collision de l'ordre de 23 à haute luminosité nominale, le taux de collisions est de l'ordre de 1 GHz. Compte tenu des limites technologiques, le volume considérable de données que représentent les 90 millions de canaux de lecture du détecteur à une fréquence de collision élevée ne pourrait être analysé sans une sélection préalable. Un des principaux critères pour sélectionner une interaction est l'énergie déposée dans les calorimètres ou l'impulsion d'un muon. Par ailleurs, le système de déclenchement doit également pouvoir prendre sa décision rapidement et identifier le croisement de faisceaux auquel est associé l'événement sélectionné. Par conséquent, un système filtrant les événements, appelé système de déclenchement, ou trigger est mis en place.

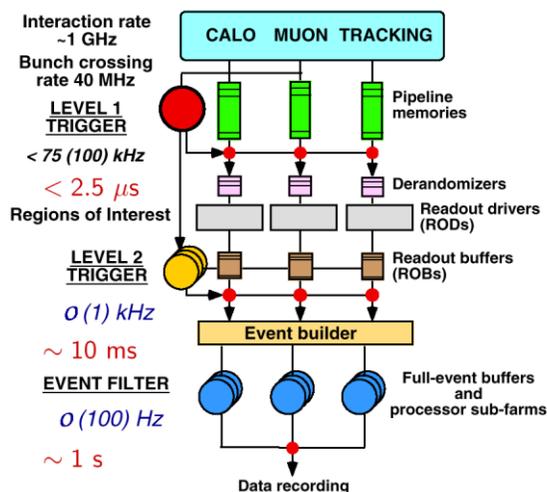


Figure 1.9: Schéma logique du système de déclenchement du détecteur ATLAS [16].

Le système de déclenchement donne l'ordre au système d'acquisition de retenir ou pas l'événement considéré. Il est composé de trois niveaux distincts appelé niveau 1 (L1), niveau 2 (L2) et filtre d'événement (Event Filter, ou EF) [6]. L'architecture du système de déclenchement est présentée sur la figure 1.9.

1.4 Améliorations du détecteur ATLAS aux horizons 2018-203x

Le LHC a réalisé à partir de 2010 des collisions proton-proton à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse, puis à 8 TeV en 2012 et enfin 13 TeV en 2015. Elle devrait être portée à 14 TeV en 2021. Après une première phase d'exploitation entre 2010 et 2012 marquée par la découverte du boson de Higgs, différentes mises à niveau des différentes expériences ont été programmées pour répondre aux contraintes dues à l'augmentation ultérieure de la luminosité au LHC (HL-LHC). Le plan d'opération à plus long terme du LHC est présenté dans la figure 1.10. La seconde prise de données (Run 2) est terminée en 2018. Un arrêt long est ensuite prévu pour permettre d'augmenter à nouveau la luminosité instantanée du LHC, afin de pouvoir constituer un total de 300 fb^{-1} de données proton-proton à 14 TeV d'ici 2023. Finalement, un nouvel arrêt long débutera en 2024 qui permettra une prise de données à haute luminosité (HL-LHC), marquant le début de la seconde phase d'exploitation (Phase-2). Le projet d'amélioration du LHC à haute luminosité devrait ainsi fonctionner à une luminosité instantanée au pic de $5 \text{ à } 7.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et pouvoir fournir une luminosité intégrée de l'ordre de 250 fb^{-1} par an pendant une dizaine d'années soit environ 3000 fb^{-1} de luminosité intégrée d'ici fin 2039. La figure 1.10 présente le planning des différentes phases d'améliorations du LHC approuvé par le conseil du CERN.



Figure 1. 10: Chronologie du programme de référence de LHC et de ses phases d'amélioration montrant l'énergie des collisions (lignes supérieures en rouge) et la luminosité instantanée (lignes inférieures en rouge). Le deuxième long arrêt (LS2) en 2019- 2020 verra la consolidation de l'accélérateur et le projet d'amélioration du système d'injecteurs du LHC. Après le troisième long arrêt (LS3) en 2024-2026, la machine sera dans sa configuration finale HL-LHC [17].

1.5 Références bibliographiques

- [1] L. Evans and P. Bryant, "LHC Machine. ," *JINST*, vol. 3, p. S08001, 2008.
- [2] A. Collaboration, "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC," *Lett. B*, vol. 716, pp. 1-29, 2012.
- [3] C. Grojean, "Physics of the Brout–Englert–Higgs boson: Theory," *Nuclear and particle physics proceedings*, vol. 273, pp. 11-20, 2016.
- [4] A. Team, "The four main LHC experiments," ed, 1999.
- [5] C. Lefevre, "The CERN accelerator complex. Complexe des accélérateurs du CERN," *Technical Report, CERN-DI-0812015*, 2008.
- [6] A. Collaboration, "The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider," *JINST*, vol. 3, p. S08003, 2008.
- [7] R. Adolphi, et al., "The CMS experiment at the CERN LHC," *JINST*, vol. 803, p. S08004, 2008.
- [8] A. collaboration, "The ALICE experiment at the CERN LHC," *JINST*, vol. 03, p. S08002, 2008.
- [9] A. Anelli, et al., "The LHCb detector at the LHC," *JINST*, vol. 3, p. S08005, 2008.
- [10] A. Giovanni, et al., "The totem experiment at the cern large hadron collider," *JINST*, vol. 3, p. S08007, 2008.
- [11] O. Adriani, et al., "The LHCf detector at the CERN large hadron collider," *JINST*, vol. 3, p. S08006, 2008.
- [12] C. Kourkoumelis and S. Vourakis, "HYPATIA—an online tool for ATLAS event visualization," *Physics Education*, vol. 49, p. 21, 2014.
- [13] A. collaboration, "ATLAS Inner Detector Alignment Performance with February 2015 Cosmic Ray Data," *ATL-PHYS-PUB-2015-009*, 2015.
- [14] B. Malte, et al., "The upgraded Pixel Detector of the ATLAS Experiment for Run 2 at the Large Hadron Collider," *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, vol. 831, pp. 65-70, 2016.
- [15] G. Aad, et al., "ATLAS pixel detector electronics and sensors," *JINST*, vol. 3, no. 7, p. P07007, 2008.
- [16] W. Buttinger, "The ATLAS Level-1 Trigger System," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 396, no. 1, p. 012010, 2012.
- [17] G. Apollinari, et al., "High-luminosity large hadron collider (HL-LHC): Preliminary design report," Fermi National Accelerator Lab.(FNAL), Batavia, IL (United States)2015.

Chapitre 2

Théorie des détecteurs à semi-conducteur

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons rappeler les aspects théoriques essentiels à la compréhension des différentes propriétés des semi-conducteurs et en particulier le silicium. Ceci s'avère nécessaire pour la compréhension des propriétés des détecteurs au silicium, objet de ce mémoire de thèse. Nous décrivons aussi le principe de détection de particules, depuis la création des paires électron-trou dans le silicium jusqu'à la formation du signal au niveau de l'électrode de détection.

2.2 Physique des semi-conducteurs

Les détecteurs au silicium sont utilisés comme détecteurs de radiation dans les expériences de physique des particules grâce à leur haute résolution spatiale et leur efficacité de détection des particules chargées. La détection des champs de radiation par ces détecteurs se fait par l'ionisation du semi-conducteur par les particules chargées incidentes. Le nombre de porteurs de charges créés dans la partie active du semi-conducteur est proportionnel à l'énergie des particules ionisantes. Pour ces raisons, il est facile de détecter une particule chargée qui laisse une trace directe de son passage. Par contre un photon ou un neutron pourra sortir d'un détecteur sans avoir laissé de traces, échappant alors à l'observation.

Les perturbations, créées par radiation, du réseau cristallin du semi-conducteur se manifestent par la présence de niveaux d'énergie dans la bande interdite. Lorsque ces derniers 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, ces pièges modifient, de façon plus ou moins importante, les propriétés électriques des semi-conducteurs :

- par leurs capacités à émettre ou à capturer des porteurs libres, en compensant les niveaux donneurs ou accepteurs introduits intentionnellement, réduisant ainsi la concentration des porteurs libres ainsi que leur mobilité,
- par leurs interactions avec les porteurs des deux bandes, en raison de leur position centrale dans la bande interdite, considérés alors comme des centres de génération-recombinaison, affectant donc la durée de vie des porteurs minoritaires.

2.2.1 Structure cristalline du silicium

Un cristal est caractérisé par un agencement structuré et régulier de ses atomes. Son réseau cristallin ou maille cristalline résulte d'une répétition périodique d'une configuration géométrique élémentaire dans chacune des trois dimensions de l'espace. Le cristal de silicium est solide, avec une masse volumique de $2,328 \text{ g/cm}^3$. Son réseau cristallin présente une structure similaire à celle du diamant (C). La cohérence du cristal de silicium est assurée par des liaisons covalentes joignant chaque atome à ses quatre voisins les plus proches. De tels liens proviennent du fait que deux atomes partagent deux électrons de valence. La structure cristalline du diamant est basée sur deux réseaux cubiques à faces centrées (fcc) interpénétrés. La figure 2.1 représente la maille cubique d'un cristal de silicium. Tous les atomes sont identiques et forment des liaisons covalentes avec leurs quatre voisins les plus proches et appartenant à l'autre sous-réseau. Les quatre voisins qui entourent chaque atome se positionnent au sommet d'un tétraèdre régulier de manière à s'éloigner le plus possible les uns des autres. Le paramètre de maille a (c'est-à-dire la longueur d'une arête de la maille cubique) est de $5,43 \text{ \AA}$, alors que la distance interatomique (distance entre plus proches voisins) est de $2,35 \text{ \AA}$.

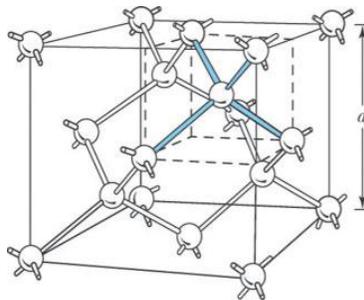


Figure 2.1 : Schéma d'une maille d'un réseau cristallin d'atomes de silicium. La distance 'a' est la constante de réseau qui est pour le silicium 5.431 \AA [1].

2.2.2 Bandes d'énergie

Les solides cristallins étant constitués d'une quantité considérable d'atomes ou de molécules, les électrons plutôt que d'occuper des niveaux d'énergie distincts se retrouvent dans des bandes d'énergie. Les niveaux d'énergie occupés par les électrons de valence donnent naissance à la bande de valence. La bande de conduction correspond aux niveaux d'énergie occupés par les électrons du cristal qui sont excités et participent donc à la conduction électrique. Entre les deux bandes se trouve une bande d'énergie interdite (appelée gap), où aucun état n'est permis. La caractéristique des semi-conducteurs est que ce gap est suffisamment petit (environ 1.12 eV pour le silicium) pour que, à

température ambiante, la bande de conduction soit partiellement occupée. Les matériaux dont le gap est plus étendu, 5 eV et plus, sont appelés des isolants, alors que pour les matériaux conducteurs se gap est inexistant. Tous les semi-conducteurs ont une région interdite dans la structure de bandes d'énergie, comme le montre la figure 2.2. La bande interdite est une barrière énergétique qui sépare la bande de conduction et la bande de valence. L'énergie de la bande interdite ($E_{gap} = E_c - E_v$). E_{gap} dépend de la température (T). La dépendance en température est donnée par la relation empirique de Varshni suivante [1]:

$$E_{gap} = 1.1696 \frac{-4.73 \times 10^{-4} T^2}{T + 636} \text{ eV} \quad (2.1)$$

E_C est la limite inférieure en énergie de la bande de conduction. E_V est la limite supérieure en énergie de la bande de valence. La classe des semi-conducteurs se situe entre les métaux (conducteurs) et les isolants (non conducteurs). La résistivité ρ des semi-conducteurs varie de 10^{-3} à 10^{14} $\Omega \cdot \text{cm}$. Les électrons libres et les trous mobiles sont les porteurs de charges responsables de la conductivité électrique (σ). Un semi-conducteur peut être, soit intrinsèque (pur), soit extrinsèque (dopé par des impuretés) [1]. La figure 2.2 montre la disposition des bandes énergétiques pour conducteur (figure 2.2(a)), un semi-conducteur (figure 2.2(b)) et un isolant (figure 2.2(c)). Comme le silicium est un semi-conducteur à gap indirect, l'énergie qu'il faudrait pour arracher un électron de la bande de valence vers la bande conduction est de 3.6 eV.

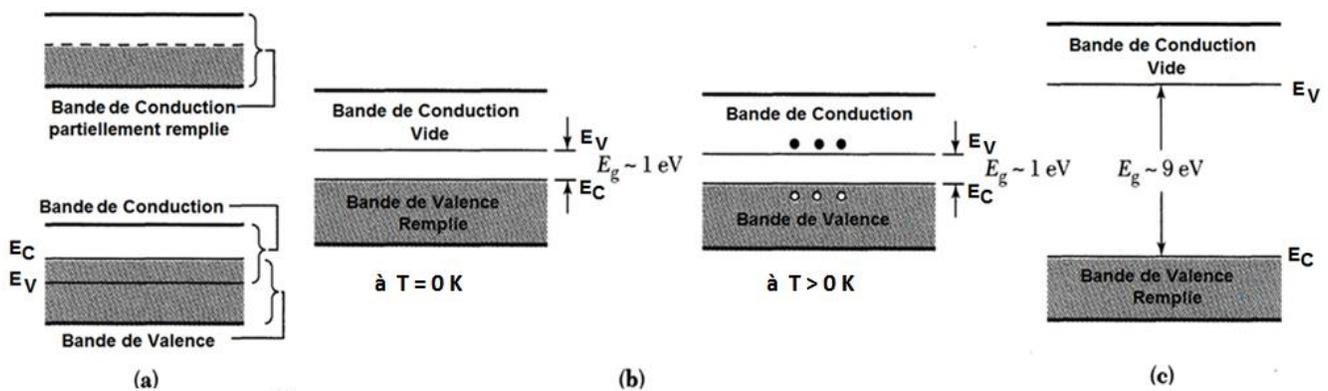


Figure 2.2 : Représentations schématiques des bandes énergétiques de valence et de conduction pour (a) un conducteur avec deux possibilités (soit la bande de conduction partiellement remplie représentée dans la partie supérieure, soit les bandes se chevauchant affichées dans la partie inférieure), (b) un semi-conducteur et (c) un isolant [1].

2.2.3 Semi-conducteur intrinsèque

Le semi-conducteur intrinsèque est un isolant parfait à 0 K et ne devient que très faiblement conducteur à température ambiante. De plus, sa conductivité est extrêmement variable avec la température. Ce sont des semi-conducteurs très purs et très bien cristallisés et ayant un taux d'impuretés très faible (moins de 1 atome d'impureté pour 10^{+13} atomes de l'élément semi-conducteur). Ils se comportent comme des isolants à très basse température et leur conductivité augmentent avec la température [1]. La figure 2.3 donne une représentation des liaisons électroniques du silicium intrinsèque.

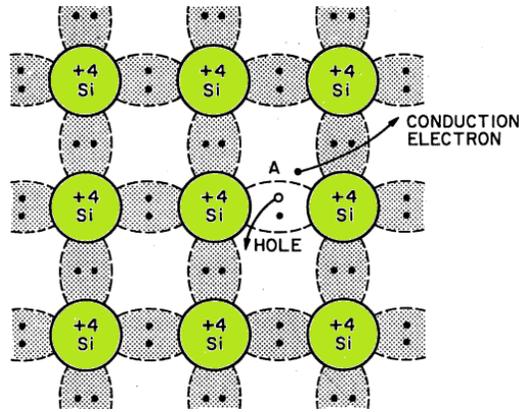


Figure 2.3 : La représentation des liaisons électroniques de base du silicium intrinsèque. Une rupture de liaison en position A, résultant en la création d'une paire électron-trou [1].

Dans un cristal semi-conducteur intrinsèque, le nombre de trous est égal au nombre d'électrons dans la bande de valence. La densité des porteurs de charges (n_i) est constante à température ambiante, elle est exprimée par :

$$n_i^2 = n \cdot p = N_V \cdot N_C \cdot \exp\left(\frac{-E_g}{K_B T}\right) \quad (2.2)$$

où N_V et N_C sont respectivement les densités effectives d'états dans les bandes de conduction et de valence. E_g est l'énergie de la bande interdite, K_B la constante de Boltzmann et T la température. La statistique de Fermi-Dirac permet d'estimer les densités d'électrons n de conduction et p de trous à température T donnée. Pour un semi-conducteur intrinsèque, les concentrations n des électrons et p des trous sont égales à n_i . Ce dernier varie avec la température selon l'équation 2.3 [1].

$$n = p = n_i = AT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{K_B T}\right) \quad (2.3)$$

où A est une constante propre au matériau. Le nombre de paires électron-trou libéré par unité de temps par l'agitation thermique croît avec la température du cristal. On caractérise la concentration en paires électron-trou à l'équilibre par le nombre n_i d'électrons par cm^3 (Il est égal au nombre p_i de trous par cm^3), l'indice (i) correspond au caractère intrinsèque du cristal. La concentration des électrons et des trous pour le silicium pur à la température ambiante $T = 300\text{ K}$ est égale à $n_i = p_i \cong 1.5 \times 10^{10}\text{ cm}^{-3}$. Ce nombre, qui est celui des atomes ionisés par cm^3 , est une fraction infime des $5 \times 10^{22}\text{ cm}^{-3}$ atomes présents dans le cristal. La résistivité du silicium pur est voisine de $R = 253\text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$.

2.2.4 Semi-conducteur extrinsèque

Afin d'augmenter la conductivité d'un semi-conducteur intrinsèque, on lui ajoute des impuretés. Cette opération est appelée dopage. Les dopants se substituent à certains atomes du cristal du semi-conducteur et augmentent alors le nombre d'électrons ou de trous. Ainsi, le semi-conducteur devient extrinsèque. Selon le type de dopage, on distingue deux types de semi-conducteurs, type n et type p .

Un semi-conducteur possédant une concentration des électrons supérieure à celle des trous est dit de type n , il est dopé avec des atomes donneurs (donneurs car ils sont capables de fournir des électrons de conduction supplémentaires). Le dopage n consiste à introduire des atomes pentavalents avec des concentrations allant de 10^{14} à 10^{20} atomes/ cm^3 . Ces impuretés appartiennent à la colonne V du tableau périodique, comme l'arsenic, le phosphore ou l'antimoine. Les électrons deviennent alors des porteurs majoritaires alors que les trous sont des porteurs minoritaires. Quatre électrons d'atome de silicium voisins sont mis en commun avec quatre électrons de l'atome donneur (liaisons covalentes). Le cinquième électron est faiblement lié à l'impureté. Ainsi, la présence d'un atome donneur introduit du fait un état rempli faiblement lié. Ce dernier est appelé état donneur (d'électrons) situé en-dessous et proche du minimum de la bande de conduction E_C , appelé E_D . Une très faible énergie due à une température supérieure au 0 K est suffisante pour libérer un électron de l'état donneur et le déplacer dans la bande de conduction pour qu'il se trouve libre [1]. L'atome de phosphore (de valence cinq) a perdu sa neutralité et est devenu un ion positif (charge fixe). À température ambiante, tous les atomes donneurs sont ionisés. Si N_D correspond à la concentration des atomes donneurs, on obtient $n=N_D$ électrons libres. Ainsi, la conduction est assurée par les électrons. La figure 2.4(a) montre une représentation schématique des liaisons électroniques, positions d'électrons dans les bandes et le diagramme des niveaux d'énergie pour le silicium dopé au phosphore.

Un semi-conducteur possédant une concentration supérieure en trous est dit de type p, il est dopé avec des atomes accepteurs (puisque ce genre d'impuretés attrape les électrons, on les appelle accepteurs). Le dopage de type p consiste à introduire des atomes pentavalents avec des concentrations allant de 10^{14} à 10^{20} atomes/cm³. Ces impuretés appartiennent à la colonne III, comme le bore, l'aluminium ou le gallium. Les trous deviennent alors des porteurs majoritaires alors que les électrons sont des porteurs minoritaires. Trois électrons d'atome de silicium voisins sont mis en commun avec trois électrons de l'atome accepteur (liaisons covalentes). La quatrième liaison covalente n'est pas pleinement satisfaite et la présence d'un atome accepteur introduit du fait un état vide faiblement lié qu'on appelle un état accepteur (d'électrons) situé au-dessus et proche du maximum de la bande de valence E_V , appelé E_A . Une très faible énergie due à une température supérieure au 0 K est suffisante pour déplacer un électron de la bande de valence vers l'état accepteur et crée ainsi un trou libre dans la bande de valence [1]. L'atome de bore (de valence trois) a perdu sa neutralité et est devenu un ion négatif (charge fixe). À température ambiante, tous les atomes accepteurs sont ionisés. Si N_A correspond à la concentration des atomes accepteurs, on obtient $p=N_A$ trous libres. Ainsi, la conduction est assurée par les trous. La figure 2.4(b) montre une représentation schématique des liaisons électroniques, positions d'électrons dans les bandes et le diagramme des niveaux d'énergie pour le silicium dopé au bore.

Dans les deux cas de figure, les atomes dopants restent en faible quantité devant le nombre d'atomes du réseau. Ainsi, les structures de bandes d'énergie calculées dans le cas d'un semi-conducteur intrinsèque restent valables.

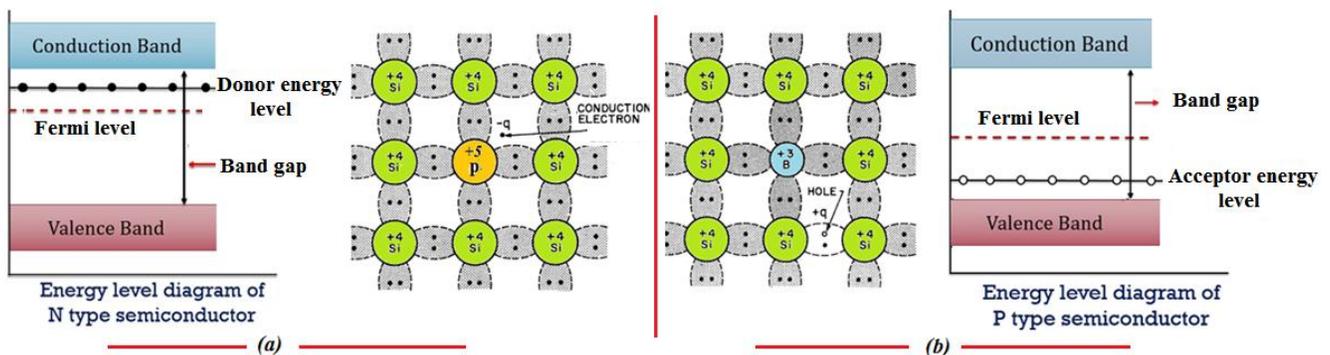


Figure 2.4 : Représentation des liaisons électroniques et des diagrammes des bandes énergétiques pour silicium (a) type n dopé avec le phosphore et (b) type p dopé avec le Bore [1].

2.2.5 Génération et recombinaison des porteurs de charge

La génération des porteurs est un processus dans lequel des paires électron-trou sont créées en excitant un électron de la bande de valence du semi-conducteur à la bande de conduction, créant ainsi un trou dans la bande de valence. La recombinaison est le processus inverse dans lequel les électrons de la bande de conduction et les trous de la bande de valence se recombinent et s'annulent. Dans la physique des semi-conducteurs à l'état solide, les processus de génération- recombinaison de porteurs sont essentiels au fonctionnement de nombreux dispositifs à semi-conducteur. Ils sont essentiels à une analyse complète des dispositifs à jonction p-n, tels que les diodes à jonction p-n. Comme il est illustré dans la figure 2.5(a), lorsqu'un électron tombe de la bande de conduction dans un trou de la bande de valence, un processus de recombinaison se produit et une paire électron-trou disparaît. Inversement, lorsqu'un électron de valence reçoit une énergie égale ou supérieure à l'énergie de gap, il est transféré à la bande de conduction et une paire électron-trou est générée (voir figure 2.5(b)). Notons que, la résistivité électrique du matériau semi-conducteur est très sensible aux variations de la température. Pour la maîtriser, les recombinaisons sont contrôlées par dopage du semi-conducteur.

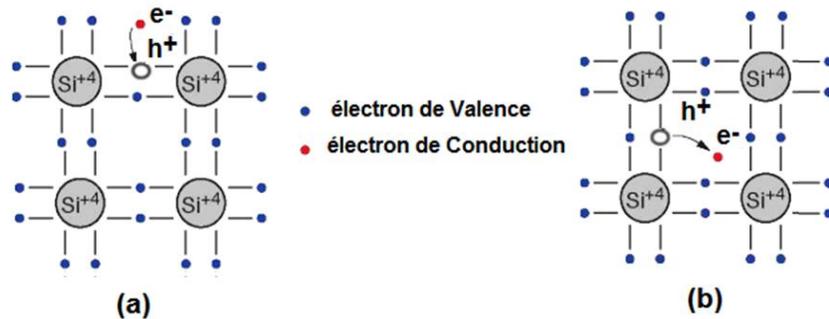


Figure 2.5 : Illustration du phénomène de (a) recombinaison et de (b) génération des porteurs.

2.2.6 Transport des charges dans les semi-conducteurs

Dans un semi-conducteur, outre l'agitation thermique, il existe deux phénomènes de transport principaux liés au mouvement des porteurs de charge (électrons et trous). Ces mouvements sont provoqués soit par l'influence d'un champ électrique, soit par un gradient de concentration de charges. Dans le premier cas, il s'agit d'une dérive des charges, et dans le deuxième cas, il s'agit de phénomène de diffusion. La mobilité μ et le coefficient de diffusion D sont les paramètres qui caractérisent ces deux types de transports, elles sont liées selon la relation d'Einstein suivante [1] :

$$D_{n,p} = \left(\frac{k_B T}{q} \right) \cdot \mu_{n,p} \quad (2.4)$$

où q est la charge élémentaire de l'électrons, $\mu_{n,p}$ la mobilité des électrons (n) ou des trous (p), exprimée en cm^2/Vs . D_n et D_p les coefficients de diffusion (toujours positifs) pour les électrons et les trous exprimés en cm^2/s . La mobilité des porteurs de charges est donnée par la relation :

$$\mu_{n,p} = q \frac{\tau_c}{m_{n,p}} [\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}] \quad (2.5)$$

avec $m_{n,p}$ la masse effective du porteur selon son type et τ_c le temps moyen écoulé entre deux collisions, appelé "le temps libre moyen" (environ 1 ps).

La mobilité est un paramètre qui décrit l'importance de l'influence d'un champ électrique appliqué sur le mouvement d'un porteur. Les mécanismes de collision considérés ici sont les interactions avec les vibrations du réseau cristallin et avec les impuretés ionisées. Le terme collision signifie ici toute interaction qui modifie la trajectoire des porteurs et qui s'accompagne généralement d'un échange d'énergie avec les atomes du réseau cristallin. La mobilité permet de lier la vitesse de dérive d'un électron au champ électrique E appliqué :

$$v_D = \mu_{n,p} \cdot E \quad (2.6)$$

La densité de courant de dérive $J_{dérive}$ totale se calcule de la manière suivante [1]:

$$J_{dérive} = (q \cdot n \cdot \mu_n + q \cdot p \cdot \mu_p) \cdot E \quad (2.7)$$

Le processus de diffusion est lié quant à lui, non pas à la présence d'un champ électrique mais à l'existence d'une variation spatiale de concentration de charges. Le mouvement des charges a lieu d'une région à haute concentration vers une région de concentration inférieure. Le coefficient de diffusion D décrit l'importance de l'influence d'un gradient de concentration $d_{n,p}/dx$ sur le flux de charges résultant. La densité de courant de diffusion J_{diff} se calcule comme suit :

$$\begin{cases} J_{diff\ n} = q D_n \cdot \frac{d_n}{dx} & \text{pour les électrons} \\ J_{diff\ p} = -q D_p \cdot \frac{d_p}{dx} & \text{pour les trous} \end{cases} \quad (2.8)$$

Le courant total est la somme des deux courants décrits précédemment, il s'écrit alors :

$$J_{tot} = J_{dérive} + J_{diff\ n,p} = q(n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \cdot E + q(D_n \cdot \frac{d_n}{dx} - D_p \cdot \frac{d_p}{dx}) \quad (2.9)$$

2.3 La jonction p-n

La jonction p-n est obtenue en joignant côte à côte deux semi-conducteurs dont l'un est de type p et l'autre de type n. Les différentes propriétés électriques d'une jonction p-n sont particulièrement intéressantes. Cette dernière constitue la base de l'électronique actuelle puisque tout le fonctionnement des diodes et autres transistors repose sur ces propriétés. C'est également sur la jonction p-n que se base tout le fonctionnement des détecteurs de particules au silicium auxquels a trait cette thèse. Nous allons donc brièvement décrire les principales caractéristiques de la jonction p-n, d'abord à l'équilibre thermique puis soumise à une tension de polarisation. Ce sera ce dernier cas qui nous intéressera le plus pour comprendre le fonctionnement d'un senseur au silicium.

2.3.1 Jonction p-n à l'équilibre thermique

La figure 2.6 montre la juxtaposition de deux barreaux de silicium, un dopé p (à gauche) avec une concentration N_A d'atomes accepteurs, et l'autre dopé n (à droite), avec une concentration N_D d'atomes donneurs. Lors de la mise en contact des deux régions p et n, les électrons majoritaires de la région n vont migrer vers la région p suite au gradient de concentration pour finalement se recombiner avec un trou, porteur majoritaire de la région p. Le même processus aura lieu pour les trous de la région p qui vont migrer vers la région n. Cette migration des porteurs majoritaires est à l'origine d'un courant appelé courant de diffusion. Puisqu'à la base, les deux régions sont électriquement neutres, cette diffusion de porteurs chargés va créer un excès de charges de part et d'autre de la jonction créant ainsi un champ électrique. Ce champ augmentant avec le nombre de charges ayant diffusé, il deviendra finalement assez intense pour contrer cette diffusion. L'équilibre est alors atteint. La région chargée ainsi créée est pratiquement vide de porteurs de charge mobiles et est appelée région de déplétion, aussi nommée zone de charge d'espace (ZCE), ou zone désertée. Cette dernière correspond à la région qui apparaît dans une jonction p-n, entre la zone dopée n et la zone dopée p. Elle est appelée « zone de déplétion » ou « zone désertée » parce qu'elle est dépourvue de porteurs libres, et elle est appelée « zone de charge d'espace » parce qu'elle est constituée de deux zones chargées électriquement (contrairement au reste du semi-conducteur n et du semi-conducteur p qui sont globalement neutres). Les recombinaisons entre charges mobiles de signes opposés sont très nombreuses à proximité immédiate de la jonction : il ne reste dans les régions que les charges fixes, ions négatifs du côté p et ions positifs du côté n, qui font disparaître localement la neutralité électrique.

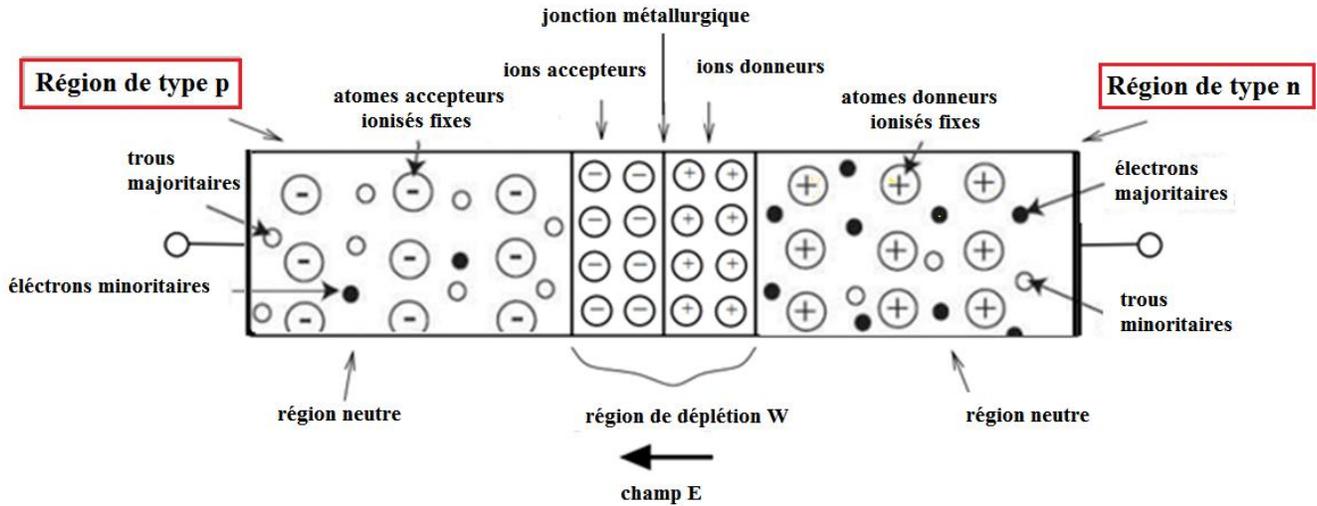


Figure 2.6 : Jonction p-n à l'équilibre thermique.

Dans la zone de déplétion, apparaît un champ électrique dirigé de la région n vers la région p. Ce champ crée un courant de conduction (Drift) dû aux porteurs minoritaires. A l'équilibre, aucun courant ne pouvant traverser la jonction isolée, ce courant de conduction compense le courant de diffusion dirigé en sens inverse. Puisque les charges mobiles disparaissent deux à deux lors des recombinaisons, la charge positive localisée du côté n de la jonction est égale à la charge négative localisée du côté p. En dehors de la zone de déplétion, le champ électrique est nul, comme le sont les gradients de concentration en porteurs.

Il existe, entre les région p et n, une barrière de potentiel énergétique pour les charges mobiles que l'on appelle tension de diffusion V_{bi} habitée par des ions de polarités opposées [2]. L'existence de cette barrière se traduit par une différence de potentiel électrique liée au champ électrique (figure 2.7(f)). La tension V_{bi} dépend de la température, des concentrations de dopage et du gap énergétique du matériau [2]. Elle peut être calculée à partir de :

$$V_{bi} = \frac{K_B \cdot T}{q} \cdot \ln \left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \right) \quad (2.10)$$

Le produit qV_{bi} représente une énergie potentielle, elle correspond à la hauteur de la barrière de potentiel que doit franchir un trou (électron) pour passer de la région p (région n) à la région n (région p).

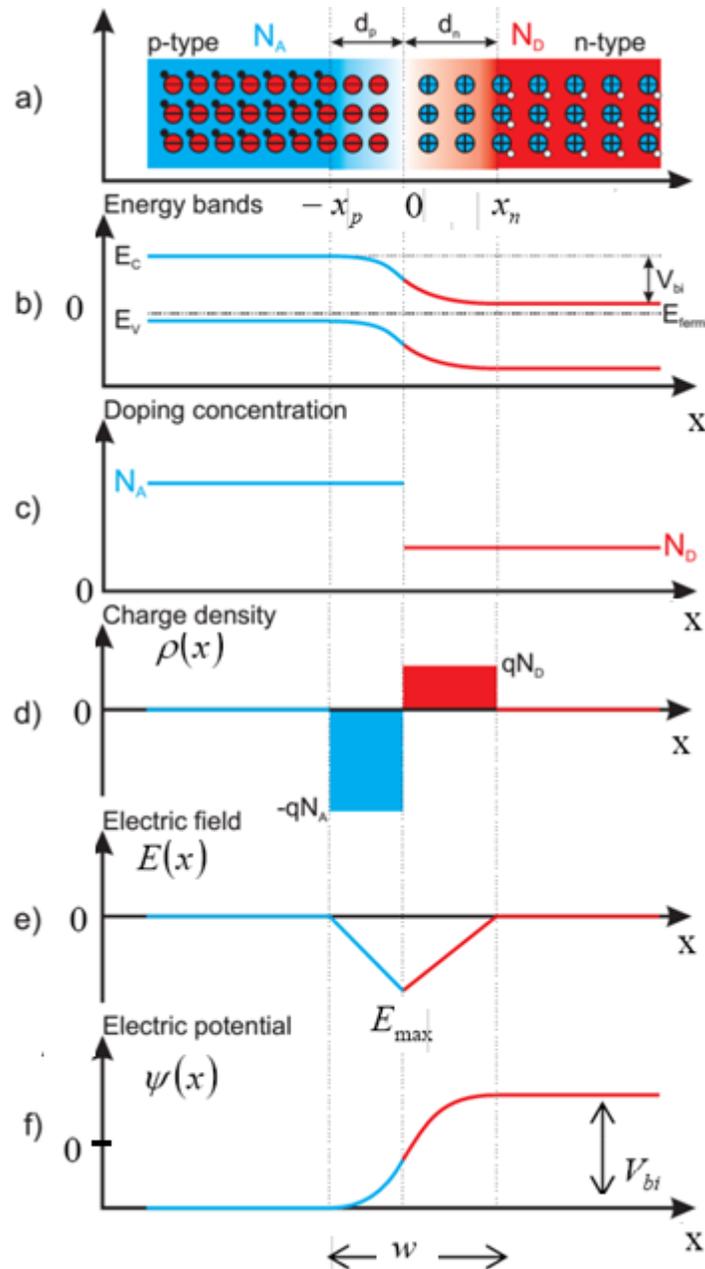


Figure 2.7 : Représentation schématique d’une jonction p-n à l’équilibre thermodynamique d’épaisseur d , désertée sur une longueur W suite à la diffusion de porteurs majoritaires. a) la distribution des donneurs et des accepteurs d’une jonction p-n partiellement épuisée. b) la structure de la bande d’énergie. c) la concentration en atomes dopants. d) la distribution de charge, e) le champ électrique et f) le potentiel électrique [3].

Le champ électrique et le potentiel électrochimique peuvent être calculés par la résolution de l'équation de Poisson, reliant le potentiel électrostatique ψ à la densité de charge totale ρ , qui est donnée par (2.11) :

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon\varepsilon_0} \quad (2.11)$$

où ε_0 est la permittivité du vide égale à $\varepsilon_0 = 8,85.10^{-12} \text{ pF/m}$, et $\varepsilon=11,9$, la permittivité relative du silicium.

L'équation (2.11) peut être facilement résolue en faisant l'hypothèse de la jonction abrupte, c'est-à-dire en supposant que la région de déplétion est parfaitement vide de porteurs de charge. La densité de charge, est approximativement donnée par :

$$\rho(x) = \begin{cases} qN_D & \text{si } 0 \leq x \leq x_n \\ -qN_A & \text{si } -x_p \leq x \leq 0 \end{cases} \quad (2.12)$$

Une première intégration nous permet d'exprimer le potentiel électrostatique, avec les conditions $\psi = \psi_p$ en $x = x_p$ et $\psi = \psi_n$ en $x = -x_p$. Ainsi, l'équation de Poisson devient :

$$\psi(x) = -\frac{\partial\rho}{\partial x} = \begin{cases} \psi = \frac{qN_A}{2\varepsilon\varepsilon_0}(x+x_p)^2 + \psi_p & \text{si } -x_p \leq x \leq 0 \\ \psi = -\frac{qN_D}{2\varepsilon\varepsilon_0}(x-x_n)^2 + \psi_n & \text{si } 0 \leq x \leq x_n \end{cases} \quad (2.13)$$

le champ électrique est dirigé suivant x et donné par $E = -\frac{\partial\psi}{\partial x}$. En appliquant les conditions $E = 0$ en $x \leq -x_p$ et $x \geq x_n$, et la continuité du potentiel en $x=0$, le champ est exprimé par :

$$E(x) = -\frac{\partial\psi}{\partial x} = \begin{cases} E_n(x) = \frac{qN_D}{\varepsilon\varepsilon_0}(x-x_n) & \text{si } 0 \leq x \leq x_n \\ E_p(x) = -\frac{qN_A}{\varepsilon\varepsilon_0}(x+x_p) & \text{si } -x_p \leq x \leq 0 \end{cases} \quad (2.14)$$

Les variations du champ électriques et du potentiel sont représentées sur les figures 2.7 (d) et (f).

L'expression de la continuité du potentiel en $x=0$, nous permet de déterminer le potentiel de diffusion.

$$\frac{qN_A}{2\varepsilon\varepsilon_0}x_p^2 + \psi_p = -\frac{qN_D}{2\varepsilon\varepsilon_0}x_n^2 + \psi_n \implies V_{bi} = \psi_n - \psi_p = \frac{q}{2\varepsilon\varepsilon_0}(N_Dx_n^2 + N_Ax_p^2) \quad (2.15)$$

En utilisant l'équation de neutralité $N_Ax_p = N_Dx_n$ avec $W_p = |x_p|$ et $W_n = |x_n|$, l'expression (2.15) s'écrit sous une autre forme :

$$V_{bi} = \frac{qN_D}{2\varepsilon\varepsilon_0} W_n^2 \left(1 + \frac{N_D}{N_A}\right) = \frac{qN_A}{2\varepsilon\varepsilon_0} W_p^2 \left(1 + \frac{N_A}{N_D}\right) \quad (2.16)$$

On obtient ainsi l'expression de la largeur de la zone de déplétion, par :

$$W = W_n + W_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D}\right) V_{bi}} \quad (2.17)$$

En réalité, le semi-conducteur n'est pas purement de type n ou type p. La densité de dopage est couramment remplacée par une densité effective. Pour utiliser les différentes équations aussi bien pour un détecteur de type p que n, on utilise une concentration effective définie par :

$$N_{eff} = |N_A - N_D| \quad (2.18)$$

Généralement, lorsqu'on parle des caractéristiques d'un détecteur non irradié on se réfère à sa résistivité ρ_0 donnée par la relation :

$$\rho_0 = \frac{1}{q\mu N_{eff}} \quad (2.19)$$

2.3.2 Jonction p-n sous polarisation externe

Si une tension externe est appliquée à la diode, le système n'est plus en équilibre thermique et les considérations d'équilibre précédentes ne peuvent être appliquées que de manière approximative.

2.3.2.1 Jonction p-n polarisée en direct

La jonction p-n est polarisée en direct lorsque la tension la plus positive est connectée au côté p et la tension négative est reliée au côté n. Ainsi, l'intensité du champ électrique interne est diminuée et la barrière de potentiel est abaissée, ce qui permet aux trous (électron) de la région p (région n) de passer vers la région n (région p). Au niveau de la zone de déplétion, les porteurs majoritaires, les électrons (les trous) sont injectés du côté n (coté p) et vont donc se recombiner avec les charges positives fixes (charges négatives fixes) réduisant de ce fait la largeur de la zone de déplétion (voir figure 2.8). Dans cette figure, le courant de diffusion est supérieur au courant de conduction. Cela conduit à l'abaissement de la barrière de potentiel. Dans ce cas, nous allons voir que le déséquilibre des courants favorise la diffusion des porteurs majoritaires et le courant net traversant la diode est positif.

Le courant de diffusion I_{diff} augmente, alors que le courant de saturation (conduction) I_s reste constant. La figure 2.8 montre le schéma d'une jonction p-n polarisée en direct.

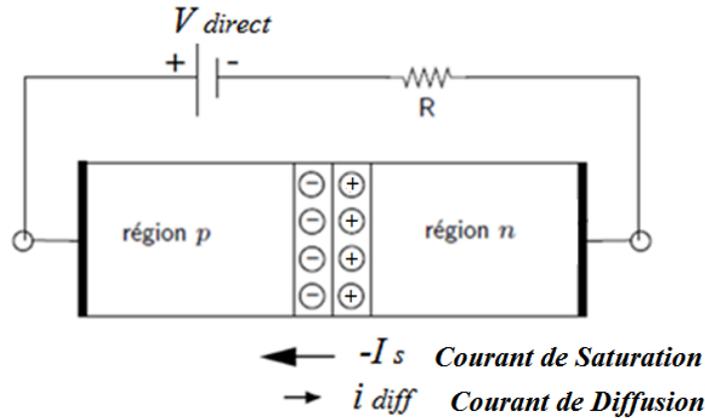


Figure 2.8 : Jonction p-n polarisée en direct.

Le potentiel interne est $V_{bi} - V_d$ qui tend à abaisser la largeur de zone de déplétion, ainsi l'équation 2.17 s'écrit :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) (V_{bi} - V_d)} \quad (2.20)$$

Le courant de diffusion augmente rapidement avec V_d . La jonction devient passante et le courant suit une loi exponentielle, la densité de courant totale J est décrite par l'équation de Shockley [2]:

$$J = J_s \left(\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right) \quad (2.21)$$

avec, k_B la constante de Boltzmann ($1.38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$), T est la température en kelvin (K), q est la charge de l'électron ($1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$) et J_s est le courant de saturation.

2.3.2.2 Jonction p-n polarisée en inverse

La jonction p-n est polarisée en inverse lorsqu'on applique une différence de potentiel externe V du même signe que V_{bi} . On renforce ainsi le champ électrique interne, et on empêche le passage des porteurs majoritaires. On accentue, donc, la séparation des charges dans la zone de déplétion. Par contre, les porteurs minoritaires trous (électrons) de la zone n (zone p) peuvent traverser la jonction. Au niveau de la zone de déplétion, les électrons vont être "arrachés" aux sites donneurs plus lointains du côté n, laissant des charges positives fixes, augmentant ainsi la largeur de la zone de déplétion (voir

figure 2.9(b) et le potentiel interne devient plus important à travers la jonction [4]. La largeur de la zone de déplétion s'écrit donc :

$$W(V) = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_{eff}} (V_{bi} + V_i)} \quad (2.22)$$

Avec : $N_{eff} = |N_A - N_D|$ est la concentration effective dans la région la moins dopée.

En polarisation inverse, la densité de porteurs libres est faible et le processus de recombinaison est négligeable. La génération est le processus dominant et le courant de génération résultant contribue au courant total. Le courant de diffusion est diminué et le courant de dérive est favorisé car le champ électrique est plus important. Ce dernier reste cependant faible car il ne concerne que les porteurs minoritaires. La jonction est bloquée et le courant inverse est faible. En ce qui concerne les détecteurs de particules, pour une collection maximale de charge, on voudrait avoir l'épaisseur entière de la jonction désertée des porteurs libres. La figure 2.9 montre un diagramme schématique de la zone de déplétion et le niveau d'énergie d'électrons d'une jonction p-n à l'équilibre et en polarisation inverse.

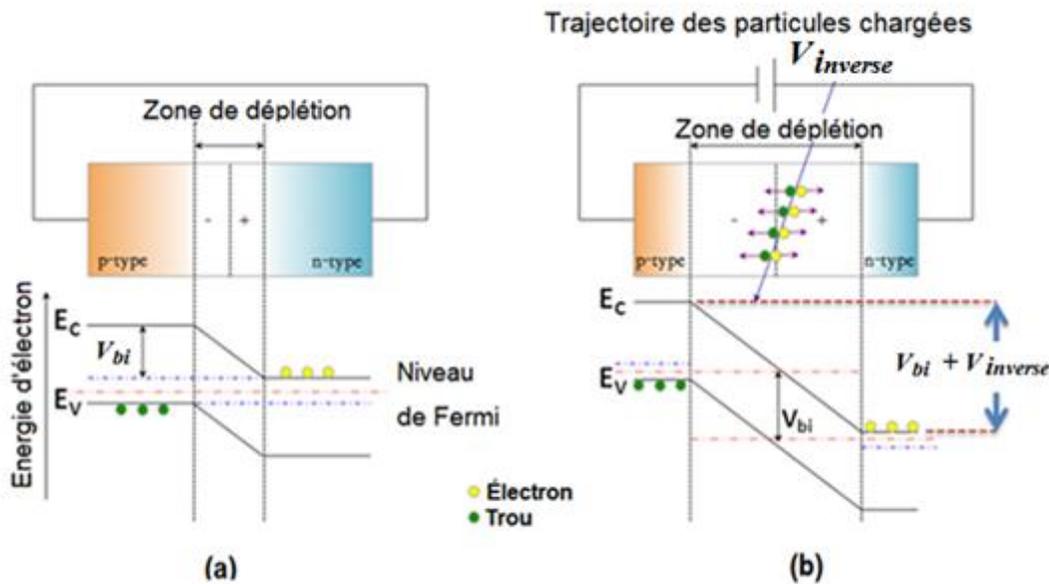


Figure 2.9 : Diagramme schématique des niveaux énergétiques ainsi que de la zone de déplétion pour une jonction p-n (a) à l'équilibre et (b) polarisée en inverse.

2.3.2.2.1 Caractéristique courant-tension

L'allure de la caractéristique courant-tension (I-V) est déterminée par le transport des porteurs de charge à travers la zone de déplétion, comme expliqué dans la section précédente. La figure 2.10 montre la caractéristique I-V d'une diode en polarisation directe, inverse ou nulle. Dans les détecteurs de particules, c'est la partie en inverse qui est exploitée.

Lorsqu'une jonction p-n est polarisée en inverse, elle est traversée par un faible courant, appelé courant de fuite, allant de la zone n à la zone p. En augmentant la tension de polarisation à des valeurs très élevées, le champ électrique au niveau de la jonction atteindra la valeur critique qui va déclencher l'effet d'avalanche.

La dépendance en température du courant de fuite prend la forme suivante [5] :

$$I_{fuite} = T^2 \exp\left(\frac{-E_g}{2K_B T}\right) \quad (2.23)$$

Pour les détecteurs, seule la polarisation en tension inverse est judicieuse, ce qui entraîne une augmentation du volume actif. La densité de courant inverse J_{inv} d'une jonction p-n est la somme de quatre composantes [2]: le courant de diffusion J_{diff} , le courant généré à la surface J_{sg} , le courant généré dans la couche désertée J_{gen} , et le courant d'ionisation secondaire à haute tension inverse J_{si} .

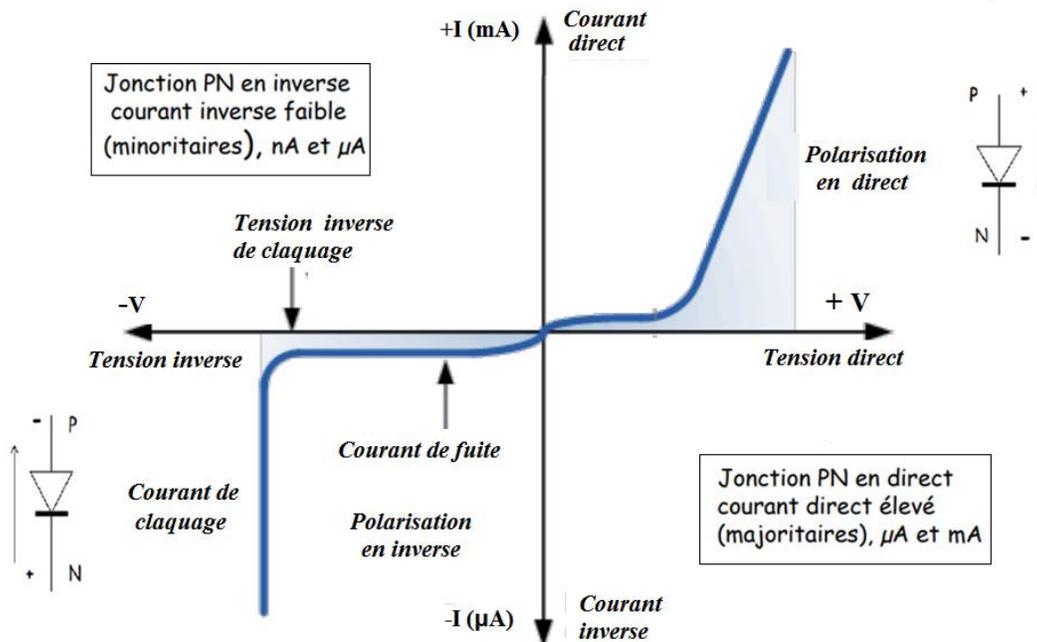


Figure 2.10 : Caractéristique I-V d'une diode à jonction sous différentes polarisation [5].

Pour le silicium, J_{gen} domine (malgré les hautes tensions), donc la densité du courant inverse s'écrit [2]:

$$J_{inv} \cong J_{gen} = \int_0^{W_D} q \cdot |G| dx \cong q \cdot |G| \cdot W_D = \frac{q \cdot n_i \cdot W_D}{\tau_g} \quad (2.24)$$

où G est le taux de génération de paires électron-trou, W_D largeur de la zone de déplétion, τ_g est la durée de vie de génération. Ainsi, le courant dans le volume de la diode est proportionnel à W . on peut écrire donc :

$$I_{vol} \propto W \propto \sqrt{V_i + V_{bi}} \quad (2.25)$$

Seuls les niveaux d'énergie proches du niveau de Fermi intrinsèque peuvent contribuer de manière significative au taux de génération G . n_i et τ_g dépendent beaucoup plus de la température.

2.3.2.2.2 Tension de déplétion totale

L'équation (2.22) montre que la zone de déplétion augmente avec la tension de polarisation inverse jusqu'à ce que les porteurs libres soient enlevés du volume entier de la structure. La tension de déplétion V_{dep} est donnée par :

$$V_{dep} = \frac{qN_{eff}}{2\epsilon\epsilon_0} W^2 - V_{bi} \quad (2.26)$$

La tension nécessaire pour dépeupler totalement le volume d'une jonction (du côté le moins dopé), appelée tension de déplétion totale V_{fd} (en anglais *full depletion voltage*), qui correspond à $W = W_{max}$ s'écrit alors :

$$V_{fd} = \frac{qN_{eff}}{2\epsilon\epsilon_0} (W_{max})^2 - V_{bi} \quad (2.27)$$

W_{max} : la longueur de la zone de déplétion maximale.

La figure 2.11 illustre la caractéristique I-V pour une diode en polarisation inverse montrant l'emplacement de la tension de claquage ainsi que la tension de déplétion totale.

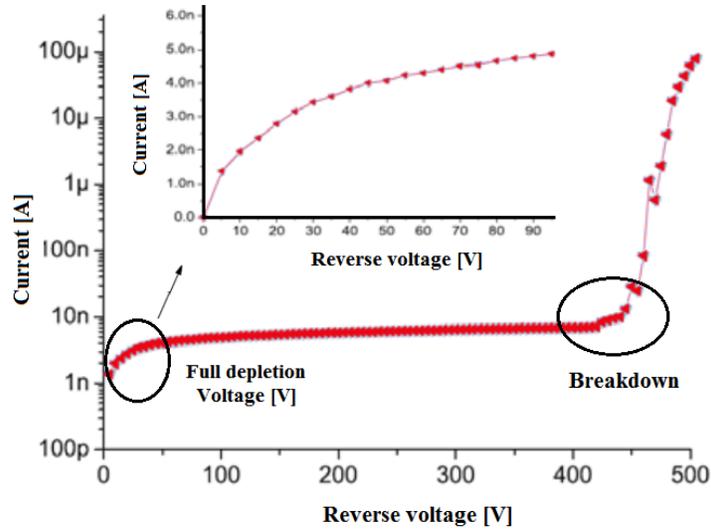


Figure 2.11 : La caractéristique I-V pour une diode en polarisation inverse. La figure insérée montre I-V avant V_{fd} [6].

2.3.2.2.3 Concentration effective de dopage, N_{eff}

La concentration effective de dopage N_{eff} est liée à la tension de déplétion V_{dep} par la relation suivante :

$$|N_{eff}| = \frac{2\epsilon\epsilon_0}{q \cdot W^2} \cdot (V_{dep} + V_{bi}) \quad (2.28)$$

2.3.2.2.4 Caractéristique capacité-tension

Une des méthodes pour extraire la tension de déplétion totale V_{fd} est de tracer la caractéristique capacitance-tension. La capacité de la jonction polarisée en inverse est considérée comme un condensateur plan.

$$C(V) = q\epsilon\epsilon_0 \frac{A}{W(V)} \quad (2.29)$$

En insérant l'équation 2.22 dans 2.29 et en traçant $1/C^2$ en fonction de la tension de polarisation selon la formule :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2V}{A^2 \cdot q \cdot \epsilon\epsilon_0 |N_{eff}|} \quad (2.30)$$

A partir de cette équation, nous pouvons extraire le dopage effectif N_{eff} à partir de la pente de la caractéristique et la tension de déplétion totale V_{fd} comme indiqué sur la figure 2.12. V_{fd} est déterminée

en évaluant la tension pour laquelle une droite tangente à la partie linéaire de la courbe, intercepte une seconde droite tangente au plateau

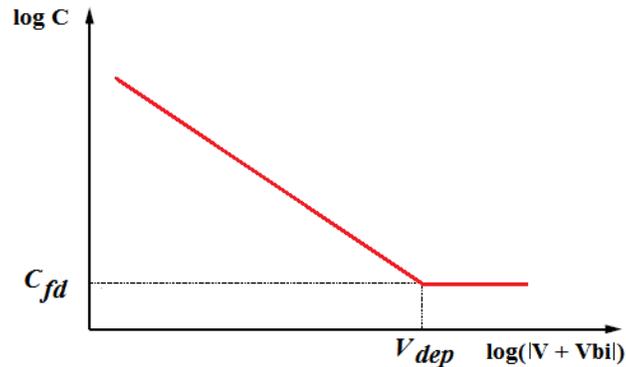


Figure 2.12 : Principe de détermination de la tension de déplétion totale [2].

2.3.2.2.5 Collection de charge

Lorsqu'une particule ionisante passe dans un détecteur elle dépose une partie de son énergie, créant ainsi des paires électron-trous. La forme des courbes de collection de charge dépend de la tension de déplétion totale mais également du type de particules impliquées. Cependant, peu importe la particule incidente, une courbe de collection de charge atteint un plateau à la tension de désertion totale. La valeur du plateau est déterminée par le nombre de paires électron-trous créées dans le détecteur. Dans le cas de MIPs (*minimum ionization particles*), il est également possible de déterminer simplement la dépendance en tension appliquée de la charge collectée avant V_{fd} . En effet, comme les MIPs interagissent uniformément sur l'ensemble du détecteur, la charge sera simplement proportionnelle à la largeur de la zone désertée ($Q \approx \sqrt{V}$ car $x \approx \sqrt{V}$). Si une paire électron-trou est créée hors de la zone désertée, les porteurs de charge vont se recombiner car ils ne se déplacent pas sous l'influence d'un champ électrique.

Indirectement, on peut déduire que la collection de charge d'une MIP varie de façon directement proportionnelle à x_d ($x_d \propto \sqrt{V}$ pour $V < V_d$ et $x_d = d$ pour $V \geq V_d$). Il s'agit de la manière habituelle de décrire la charge électrique Q en fonction de la tension V . En mesurant la charge, on peut donc de nouveau déduire V_{fd} en tirant deux tangentes sur le graphique de la charge en fonction de la racine carrée de la tension.

Une illustration de la dépendance de la charge collectée en fonction de la racine carrée de la tension se trouve à la figure 2.13. La charge électrique au plateau va dépendre du type de particule qui

traverse le détecteur. Une particule α (doublement chargée) de 5 MeV dépose beaucoup plus d'énergie qu'une particule au minimum d'ionisation (MIP) puisque la première s'arrête dans le détecteur et la seconde ne fait que le traverser. Une MIP dépose typiquement ≈ 80 keV dans un détecteur au silicium de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur [4].

En utilisant l'énergie pour créer une paire $E_p = 3.62 \text{ eV}$, on peut calculer la charge de plateau comme suit :

$$Q = \frac{dE}{dx} \frac{q}{E_p} = \frac{80 \text{ KeV}}{300 \mu\text{m}} \frac{1.602 \times 10^{-19} \text{ C}}{3.62 \text{ eV}} \approx 3.5 \text{ fC} \quad (2.31)$$

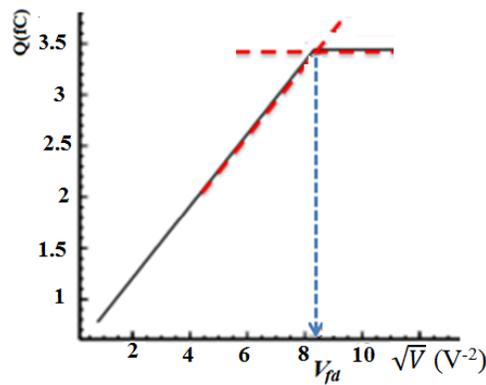


Figure 2.13 : Illustration du graphique de charge (Q) en fonction de la tension (\sqrt{V})

2.3.3 Claquage de la jonction p-n

Dans les semi-conducteurs l'ionisation par impact, est le processus par lequel un porteur de charge énergétique peut perdre de l'énergie par la création d'autres porteurs de charge. Un électron (ou trou) avec assez d'énergie cinétique peut frapper (taper) un électron lié de son état dans la bande de valence et de l'exciter à un état dans la bande de conduction, c'est la création d'une paire électron-trou. Pour que les porteurs puissent avoir suffisamment d'énergie cinétique, le champ électrique appliqué doit être suffisamment grand, exigeant une grande tension, mais pas nécessairement un grand courant.

En polarisation inverse, le courant est presque stable, appelé courant de saturation. Arrivé à une certaine valeur de polarisation, ce courant augmente soudainement et fortement. On dit alors que l'on a atteint la tension de claquage de la jonction, notée V_{BD} (V_{BD} pour *Breakdown Voltage*).

Le phénomène de claquage est dû à deux processus distincts.

Le premier est appelé effet tunnel ou effet Zener. Le champ électrique élevé peut fortement courber les bandes et les rapprochent fortement au niveau de la zone de déplétion, permettant ainsi le passage des paires électron-trou générées par effet tunnel. Les électrons associés à ces paires sont émis à travers la zone de déplétion, de la bande de valence vers la bande de conduction, sans modification d'énergie, d'où le terme d'effet tunnel (band to band) (voir figure.2.14(a)). Dans la pratique, cet effet n'est observable que dans les jonctions p-n fortement dopées, pour lesquelles la zone de déplétion est très étroite ($w = -500\text{\AA}$) diminuant ainsi la longueur du tunnel.

Lorsque la largeur de la zone de déplétion n'est pas particulièrement faible, $W > 1000\text{\AA}$, un phénomène appelé effet d'avalanche entraîne le claquage de la jonction avant l'effet Zener.

Pour des champs électriques de l'ordre de $3 \times 10^5\text{ V/cm}$ [7], l'accélération acquise par quelques porteurs, essentiellement d'origine thermique, est suffisante pour permettre de générer des paires électron-trou par choc avec les atomes du cristal. Ces paires électron-trou sont à leur tour accélérées, et peuvent créer d'autres paires. Il en résulte un processus en chaîne appelant un phénomène multiplication d'avalanche. Ce processus est illustré dans la figure 2.14(b). Il se décrit comme suit : la phase (1) correspond à la génération thermique d'une paire électron-trou par l'intermédiaire d'un niveau profond. Si le champ électrique est assez important, l'électron et le trou déjà générés vont gagner suffisamment d'énergie cinétique (électrons chauds) avant d'entrer en collision avec le réseau. Donc, ils vont être capables de briser la liaison covalente Si-Si, permettant d'avoir une autre paire électron-trou. Dans la phase (2 et 2'') les électrons et les trous vont gagner de l'énergie cinétique, l'électron qui était au minimum de la bande de conduction va gagner de plus en plus d'énergie et se trouvera plus en haut dans la bande de conduction (électron chaud). Ensuite, dans la phase (3) l'électron accéléré transfère par impact son énergie cinétique (énergie d'ionisation) à un autre électron de la bande de valence qui va être porté à son tour dans la bande de conduction. L'électron de départ va se trouver au bas de la bande de conduction. L'impact du trou énergétique correspond à l'étape 3', la phase (3 et 3') correspond à la création de deux paires d'électron-trou. Tous ces électrons et trous accélérés par le champ électrique de la zone de déplétion vont aussi créer d'autres paires de la même façon. Ce phénomène de multiplication est appelé processus d'avalanche. Si la largeur de la zone de déplétion est suffisante le processus peut se poursuivre. Notons que le phénomène décrit ici pour l'électron existe aussi pour le trou [7].

La limite de claquage dépend de la conception du détecteur et de la technologie de fabrication. En réalité, la géométrie des électrodes, le nombre et la taille des anneaux de garde, la qualité de l'oxyde et la fabrication de la jonction peuvent influencer le V_{BD} .

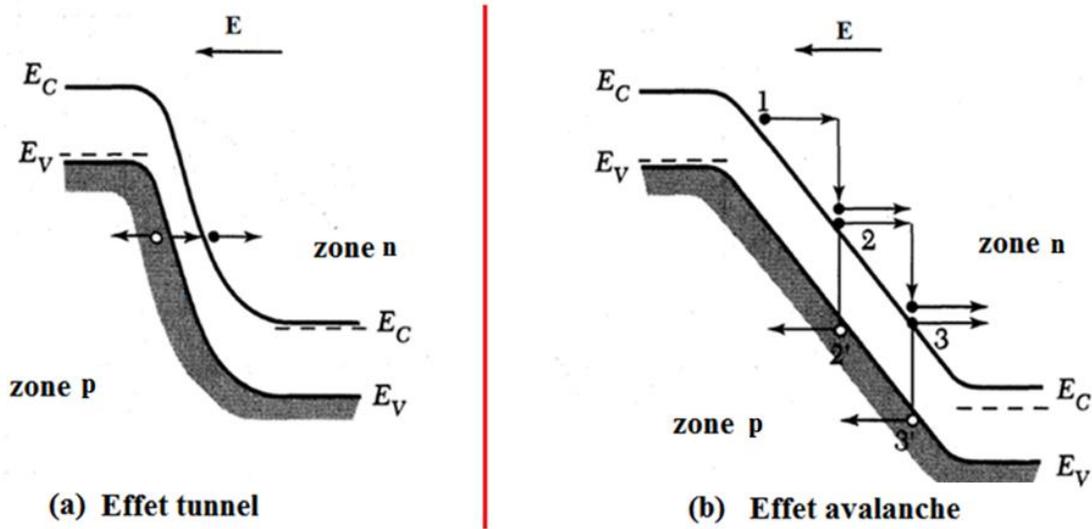


Figure 2.14 : Diagrammes de bandes d'énergie dans les conditions de claquage de la jonction p-n : (a) effet tunnel et (b) multiplication d'avalanches [7].

Lorsque la jonction est polarisée en inverse par une tension V_{inv} , la largeur de la zone de déplétion augmente comme $\sqrt{V_{inv}}$ alors que la tension à ses bornes augmente comme V_{inv} . Il en résulte de l'équation 2.14 que le champ électrique à l'intérieur de cette zone augmente et devient $E_0 = qN_D W_n / \epsilon \epsilon_0$. Le claquage de la jonction intervient lorsque la valeur du champ électrique E_{max} atteint le seuil d'avalanche E_{BD} . Si l'on conserve les hypothèses $N_D \ll N_A$ et $V_{inv} \gg V_{bi}$, on peut exprimer la tension de claquage V_{BD} en fonction de E_{BD} comme suit : dans le cas de la jonction abrupte dissymétrique p+-n par exemple, les expressions (2.14 et 2.16) montrent que le champ est maximum à la jonction métallurgique, en $x = 0$, et varie comme suit :

$$E_{BD} = E_{max} = \sqrt{\frac{2qN_D}{\epsilon \epsilon_0}} \cdot V_{BD} \tag{2.32}$$

ce qui résulte :

$$V_{BD} = \frac{\epsilon \epsilon_0}{2qN_D} \cdot E_{max}^2 \tag{2.33}$$

La tension V_{inv} ne peut augmenter indéfiniment car il existe une limite à la valeur du champ électrique E_0 . En effet, lorsque le champ électrique augmente, la force électrique $\vec{F} = -q \cdot \vec{E}_0$ exercée sur les électrons liés augmente. Lorsque cette force est supérieure à la force de liaison des électrons de valence, ces électrons sont libérés, le matériau devient conducteur et la tension V_{inv} n'augmente plus.

2.4 Les détecteurs de particules

Un détecteur de particules est un appareil qui permet de détecter le passage d'une particule et, généralement, d'en déduire différentes caractéristiques (en fonction du type de détecteur) telles que sa masse, son énergie, son impulsion, ou encore sa charge électrique. Ils fonctionnent sur le même principe que les chambres à 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. Dans le cas d'une diode à jonction p-n, ces charges (électrons et trous) dérivent rapidement sous l'action du champ électrique et se dirigent vers les électrodes de collection, indiquant une impulsion pour chaque particule détectée. La quantité de charge créée est proportionnelle à l'énergie dissipée des particules qui fournit les informations élémentaires sur la particule. Cependant, la zone utile à la détection reste la zone dépeuplée 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 à la tension de claquage [7]. Dans ce qui suit, nous allons tout d'abord donner un aperçu sur les interactions des particules chargées avec le semi-conducteur. Par la suite, on abordera la création du signal issu de ces interactions.

2.5 Interactions des particules avec le silicium

Lorsqu'une particule lourde chargée traverse un matériau, la perte d'énergie totale de la particule peut se calculer avec la formule de Bethe et Bloch (équation 2.34). Cette relation est valable, si la masse de la particule est supérieure à la masse de l'électron et si l'énergie cédée par la particule ne représente qu'une très faible fraction de son énergie. L'équation (2.34) représente la perte d'énergie moyenne dE d'une particule incidente se déplaçant avec une vitesse relativiste β qui parcourt une distance dx dans un matériau particulier ayant un numéro atomique Z . Le dE/dx s'exprime en $\text{MeV g}^{-1}\text{cm}^2$, il est appelé pouvoir d'arrêt (*stopping power* ou *average energy loss*), il se formule comme suit [8]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \left(\frac{Zz^2}{A\beta^2}\right) \cdot B \quad (2.34)$$

où le facteur B est donné par,

$$B = \frac{1}{2} \ln \left(2m_e^2 \gamma^2 \beta^2 \frac{T_{max}}{I} \right) - \frac{(\beta^2 - \delta)}{2} - \frac{C}{Z} \quad (2.35)$$

- N_A : nombre d'Avogadro (6.022×10^{23} mole⁻¹)
 r_e : rayon classique de l'électron (2.817×10^{-13} cm)
 m_e : masse de l'électron
 $m_e c^2$: l'énergie de l'électron au repos (0.511 MeV)
 ρ : la densité du matériau, $\rho_{Si} = 2.3290$ g/cm³
 Z : nombre du matériau, $Z_{Si}=14$
 A : masse atomique du matériau, $A_{Si} = 28.0855$ g/mole
 z : la charge électrique de la particule incidente (en unité de charge élémentaire e)
 β : $\beta = v/c$ (i.e., la vitesse de la particule incidente en unité de la vitesse de la lumière).
 T_{max} : l'énergie maximale qui peut être transférée à un électron libre dans une collision avec
 $T_{max} \approx 2m_e C^2 \gamma^2 \beta^2$
 I : l'énergie d'excitation moyenne du matériau ($I=10 \times Z^{0.9}$ eV)
 C : l'effet de couche dans les noyaux de silicium si la vitesse de l'électron incident est comparable à la vitesse des électrons du silicium
 δ : l'effet de densité dû à la polarisation des électrons du silicium
 γ^2 : $\gamma^2 = (1 - \beta^2)^{-1}$ est le facteur de Lorentz

L'équation de Bethe-Bloch est uniquement valable pour la fourchette $0.1 < \beta\gamma < 104$ [8]. La figure 2.15 montre le pouvoir d'arrêt pour les muons positifs dans le cuivre en fonction de la dynamique des muons. Ce graphe est divisé en quatre régions :

- 1) Dans la région $0.1 < \beta\gamma < 1$: $dE/dx \propto 1/\beta^2$, effet classique : plus la particule va lentement plus elle a le temps d'ioniser le milieu.
- 2) Autour de $\beta\gamma = 3$, le dépôt d'énergie est réduit au minimum. La plupart des particules qui découlent des collisions proton-proton au LHC sont MIPs ($(dE/dx)_{min}=MIP \sim 2$ MeV. cm²/g).
- 3) Dans la région $4 < \beta\gamma < 100$, le champ électrique transverse est proportionnel à γ ; quand l'énergie augmente, les collisions à grandes distances sont de plus en plus importantes. Cet effet est appelé remontée relativiste.

4) Après que la remontée relativiste atteint son maximum autour de $\beta\gamma = 100$, dE/dx devient constant, le paramètre d'impact devient de l'ordre des distances interatomiques, les effets de polarisation du milieu deviennent importants. Cette région est appelée « plateau Fermi ».

Dans un détecteur, ce n'est pas l'énergie perdue qui sera mesurée mais l'énergie déposée. L'énergie moyenne perdue par une particule chargée par unité de longueur de matière, donnée par la formule de Bethe-Bloch (équation 2.34), ne permet pas de décrire le comportement d'une particule isolée, car le phénomène de perte d'énergie est aléatoire. Une particule lourde chargée traversant la matière dépose son énergie surtout en ionisant le milieu. Le long de son parcours, la particule perd donc de l'énergie et son pouvoir d'arrêt $-dE/dx$ augmente avec la distance parcourue dans la matière. Lorsque l'énergie restante de la particule incidente n'est pas assez grande pour ioniser, elle s'arrête. La figure 2.15 présente le tracé du pouvoir d'arrêt ($-dE/dx$) des muons en fonction de leur énergie dans le cuivre.

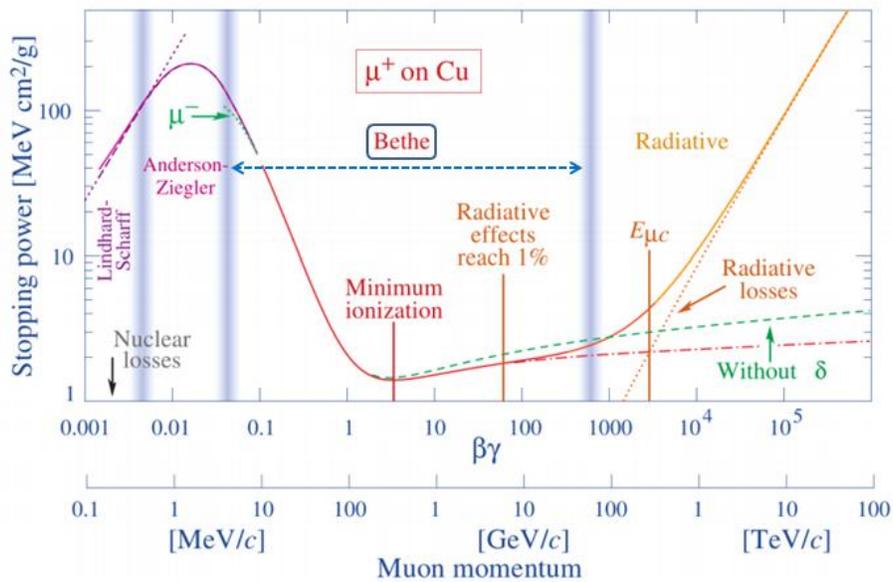


Figure 2.15 : Pouvoir d'arrêt ($-dE/dx$) des muons en fonction de leur énergie dans le cuivre. L'équation Bethe-Bloch décrit le pouvoir d'arrêt dans la région 0,08-800 MeV avec l'énergie de minimum d'ionisation à $\sim 3,5$ MeV [8, 9].

2.6 Particule au minimum d'ionisation (MIP)

Les particules au minimum d'ionisation (MIP) sont des particules dont le taux moyen de perte d'énergie à travers la matière est minimale. Par extension, les particules dont l'énergie est plus grande que celle du minimum d'ionisation sont aussi MIP. Après le minimum, le taux moyen de perte d'énergie est presque constant (augmentation logarithmique, voir l'équation 2.34). A haute énergie, plus l'énergie d'une particule augmente, plus le taux de perte d'énergie par unité de longueur associé diminue (dE/dx). On appelle particule au minimum d'ionisation une particule relativiste dont l'énergie cinétique est beaucoup supérieure à son énergie de masse. Les MIPs ont pour caractéristique une perte d'énergie qui est sensiblement constante au-delà d'une certaine limite. Pour les électrons, ils sont considérés comme MIPs lorsque leur énergie cinétique atteint quelques MeV, alors que les particules plus massives comme les protons, alpha ou le deutérium deviennent MIPs à quelques GeV d'énergie cinétique. Le taux de perte d'énergie par ionisation dans différents éléments pour des muons, des pions et des protons en fonction de leur impulsion est montré à la figure 2.16.

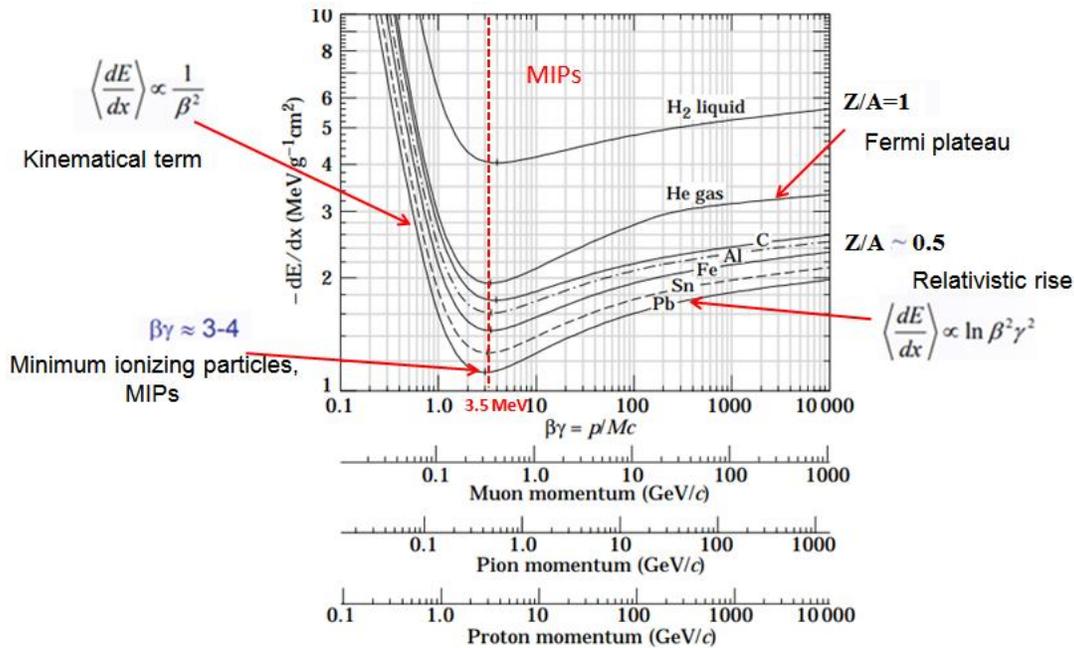


Figure 2.16 : Le taux de perte moyenne d'énergie (dE/dx) dans plusieurs matériaux en fonction de différentes particules (muon, pion et proton). L'énergie de minimum d'ionisation s'aligne à peu près à la même valeur (3,5 MeV). Les différentes particules deviennent des MIPs à des impulsions différentes [9].

2.7 Principe de détection

La détection des particules énergiques est basée sur la collection des porteurs de charge générés [10]. Un détecteur de silicium est une diode polarisée en inverse. Quand une particule incidente avec une énergie cinétique considérable, passe par un détecteur, son énergie est dissipée tout au long de son trajet en créant des paires électrons-trou. Le nombre de paires électron-trou généré est proportionnel à la perte d'énergie, donc la détection de la quantité de charge donne une estimation de la perte d'énergie. La zone de déplétion dans la jonction est le milieu de détection de particules issues des radiations, en d'autres termes c'est la région active.

Les particules chargées incidentes génèrent des paires électron-trou à l'intérieur du détecteur (figure 2.17). Avec l'application d'un champ électrique E , les électrons et les trous créés dérivent vers les électrodes positive et négative respectivement. Le principe de fonctionnement des détecteurs de particules de silicium est décrit dans la figure 2.17.

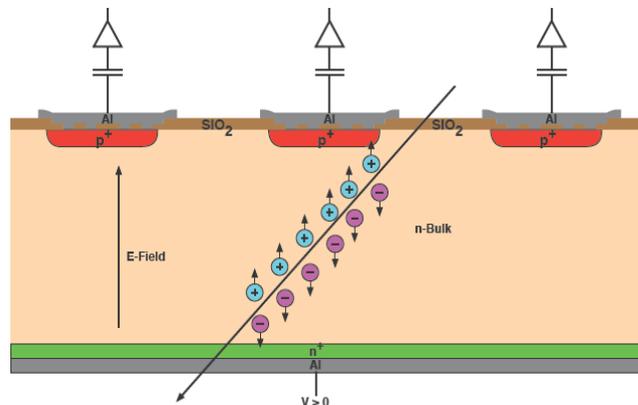


Figure 2.17 : Principe de fonctionnement d'un détecteur à jonction semi-conductrice [11].

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. L'équation 2.14 s'écrit:

$$E_{max} = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon \epsilon_0} \cdot W \quad (2.36)$$

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 créées pour éviter leur recombinaison. Pour détecter la totalité d'énergie des particules incidentes, le détecteur doit avoir une zone de déplétion suffisamment large (équation 2.16) pour couvrir la totalité du chemin, du point d'incidence jusqu'au point de collection. Il en résulte que le détecteur doit fonctionner en polarisation

inverse à la déplétion totale. La meilleure valeur de la résolution énergétique du détecteur nécessite une faible valeur de la capacité de déplétion, c'est à dire la nécessité d'appliquer une tension suffisamment large pour assurer une déplétion totale du détecteur $W=W_{max}$ et d'utiliser un semi-conducteur faiblement dopé. C'est pour cette raison que les détecteurs sont épais (qq centaines de μm) et faiblement dopés. L'équation (2.29) s'écrit :

$$C_{dep} = A \cdot \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 \cdot q \cdot N_D}{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{V_{fd}}} \quad (2.37)$$

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 $V_n - V_p$, 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 [10].

2.7.1 Création de paires électron-trou dans le silicium

Lorsque la température n'est pas nulle, l'ionisation désordonne la configuration du cristal du silicium : les électrons possèdent une énergie supplémentaire positive qui provoque la rupture de quelques liaisons de covalences. Un des électrons participant à cette liaison acquiert ainsi de l'énergie nécessaire pour quitter l'atome auquel il était lié. Il devient un porteur de charge libre, capable de se déplacer dans le cristal, et autorisant ainsi la circulation d'un courant électrique sous une différence de potentiel [1]. Dans le cas d'une transition directe, l'énergie E_g nécessaire pour libérer un électron représente la différence d'énergie entre la bande de conduction et la bande de valence. Pour le silicium cristallin, la valeur admise pour cette dernière est égale à 1,12 eV [10]. Le nombre moyen de paires électron-trou produit dans un passage d'une particule chargée est déduit à partir de la formule de Bethe-Bloch (équation 2.34) par la relation suivante :

$$N_i = n_i \cdot d = - \left(\frac{dE}{dx} \right) \cdot \frac{d}{E_p} \quad (2.38)$$

où d est l'épaisseur du détecteur et E_p l'énergie moyenne pour produire une paire électron-trou ($E_p = 3.62 \text{ eV}$ pour le silicium). Cette énergie ne dépend pas de la nature de la particule qui produit l'ionisation. Lorsqu'une particule chargée traverse la jonction, y déposant une énergie ionisante ΔE , N_p paires électron-trou sont créées le long de la trajectoire dans le substrat:

$$N_p = \Delta E / E_p \quad (2.39)$$

Dans les calculs on prend généralement pour ΔE le dépôt d'énergie le plus probable pour une particule au minimum d'ionisation (valeur du pic de la distribution de Landau). La valeur déterminée par la formule de Bethe-Bloch donne le nombre moyen de paires électron-trou, soit $N_p \approx 32000$ [10]. Toutes les paires électron-trou sont supposées créées simultanément et réparties uniformément le long de la trace.

2.7.2 Formation du signal

Le signal dans un détecteur semi-conducteur est dû au passage des électrons de la bande de valence à la bande de conduction. Il est, essentiellement, proportionnel au nombre de paires électron-trou créées par la radiation incidente dans la région désertée du substrat du silicium. Le cas le plus simple est l'utilisation d'une MIP qui génère des paires électron-trou uniformément sur toute l'épaisseur du détecteur. Le signal résultant sera donc directement proportionnel à l'épaisseur désertée [12]. Lorsque la paire est créée, les porteurs de charge libres (électrons et trous) vont se déplacer vers les électrodes sous l'influence du champ électrique présent dans la zone désertée. Le mouvement de charges créées induit un signal électrique image sur les électrodes du détecteur. Le courant est donc induit dès la création des paires et ce jusqu'à la collection des charges mouvantes. Généralement, le courant induit par l'interaction d'une radiation avec le détecteur est faible, de ce fait, une pré-amplification s'impose pour obtenir un signal électrique qui puisse être traité et analysé par la suite. Un détecteur est ainsi directement connecté à un amplificateur de charge ou de courant, et à l'interaction d'une radiation dans le détecteur correspond un pulse de tension en sortie de l'électronique de pré-amplification. La figure 2.18 illustre les fonctions de base d'une chaîne de lecture du détecteur : Le rayonnement est absorbé par le détecteur et converti en un signal électrique, après intégré dans un préamplificateur, et envoyé à un transformateur d'impulsions, puis numérisé pour un stockage et une analyse ultérieure.

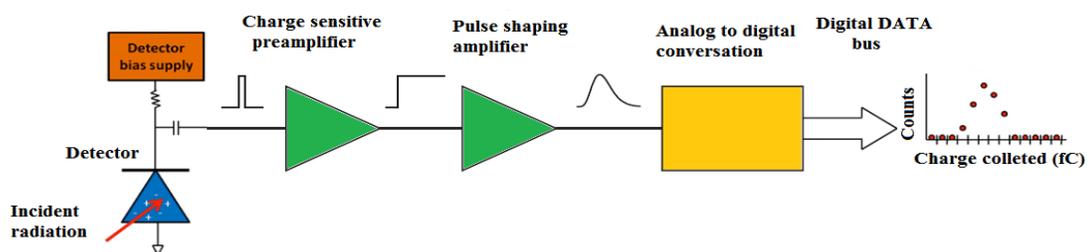


Figure 2.18 : Schéma synoptique d'une chaîne de lecture pour un détecteur à semi-conducteur [6].

2.7.3 Efficacité de collection de charge

l'efficacité de collection de charge (ECC) est l'un des paramètres les plus importants qui donnent une image sur les performances et la fiabilité de l'opération des détecteurs au silicium après une forte dose d'irradiation. L'efficacité de collection de charge est définie comme étant le rapport entre la charge produite dans le détecteur par une particule et la charge effectivement collectée par l'électronique de lecture du signal. L'efficacité sera donc déterminée par la mobilité des porteurs de charge. Les charges créées par une particule au sein du détecteur peuvent être capturées et réémises, peu après, mais trop tard pour l'électronique. Le signal obtenu par un détecteur est proportionnel à la charge collectée. Si, pour une pulsation, le temps est suffisant pour que toutes les charges atteignent leurs électrodes convenables, ou pour qu'elles soient piégées pendant le déplacement, la charge nette totale obtenue est donnée par l'expression suivante [13]:

$$Q_{max} = A_n \left[1 - \exp\left(-\frac{(L-x).L}{\mu_n \tau_n V}\right) \right] + A_p \left[1 - \exp\left(-\frac{x.L}{\mu_p \tau_p V}\right) \right] \quad (2.40)$$

où x est le point où la charge est injectée, μ_n et μ_p sont respectivement les mobilités des électrons et des trous, τ_n et τ_p sont respectivement les temps de vie des électrons et des trous, L est la longueur du détecteur. A_n et A_p sont donnés, respectivement pour les électrons et les trous, ci-dessous :

$$A_n = Q_0 \frac{\mu_n \tau_n V}{L^2} \quad \text{et} \quad A_p = Q_0 \frac{\mu_p \tau_p V}{L^2} \quad (2.41)$$

L'efficacité de collection de la charge est donc calculée à partir de la relation suivante :

$$CCE = \frac{Q_{max}}{Q_0} \quad (2.42)$$

où Q_0 est la charge totale générée par un bombardement dans un détecteur. La charge Q_0 créée dans un détecteur est une mesure indirecte de l'énergie déposée par un rayonnement, quelle que soit sa nature. Cette propriété permet de construire des dispositifs ayant une résolution bien définie à condition que la collection effective des porteurs de charge générés par l'ionisation dans le semi-conducteur soit assurée.

2.8 Références bibliographiques

- [1] M. S, Sze, and M, K, Lee, *Semiconductor Devices: Physics and Technology*, 3rd ed.: John Wiley & Sons Ltd, 2012.
- [2] S. M. Sze and K. K. Ng, *Physics of semiconductor devices*, 3 ed.: John wiley & sons, 2007.
- [3] G. Lütz, *Semiconductor radiation detectors: Device physics*: Springer, New York, 2007.
- [4] C. Leroy and P.-G. Rancoita, *Principles of radiation interaction in matter and detection*, 2nd ed.: World Scientific, Singapore, 2009.
- [5] S. M. Sze, "Semiconductor Physics and Technology," ed: John Wiley & Sons, New York, 1985.
- [6] H. Spieler, *Semiconductor Detector Systems*, 1 st ed.: Oxford University Press, Oxford U.K., 2005.
- [7] S. M. Sze, "Semiconductor Devices: Physics and Technology ", 2 nd ed: John Wiley & Sons, 2002.
- [8] F. Hartmann, *Evolution of Silicon Sensor Technology in Particle Physics*, vol. 231: Springer Track in Modern Physics, Springer, Berlin Heidelberg, 2009.
- [9] K. A. Olive, et al. (Particle Data Group), "Review of particle physics," *Chin. phys. C*, vol. 38, no. 9, p. 090001, 2014.
- [10] G. Knoll, "Radiation Detection and Measurement," ed: John Wiley & Sons, New Jersey, 1979.
- [11] J. Schwandt, "Design of a radiation hard silicon pixel sensor for X-ray science," PhD Thesis, University of Hamburg, Germany, 2014.
- [12] C. Leroy, et al., "Study of charge collection and noise in non-irradiated and irradiated silicon detectors," *Nucl. Instr. & Meth in Phys. Res. A*, vol. 388, no. 3, pp. 289-296, 1997.
- [13] C. Caso, et al. (Particle Data Group), "Review of Particle Physics," *European Physical Journal*, vol. 3, no. 1-4, pp. 2002-2012, 1998.

Chapitre 3

Types des détecteurs à semi-conducteurs

3.1 Introduction

L'emploi des détecteurs à semi-conducteurs comme détecteurs de traces est très répandu en physique des particules par suite des performances très élevées offertes par cette technologie en termes de résolution spatiale, de rapidité et de tolérance aux radiations. Les détecteurs de particule au silicium sont utilisés dans les expériences de physique des hautes énergies dans diverses configurations, en fonction de leur utilisation. Pour étendre la portée physique du LHC, des améliorations de l'accélérateur sont prévues, ce qui augmentera la luminosité annuelle intégrée d'un facteur de 10. Cela augmentera les dommages d'irradiation des détecteurs internes très proches du point d'impact. Pour faire face à ces dégâts, l'expérience ATLAS prévoit d'introduire un nouveau détecteur interne tout en silicium pour une utilisation pendant le fonctionnement du LHC à haute luminosité (HL-LHC). Après 2020, une mise à niveau majeure (LS2) augmentera la luminosité à $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ce qui nécessitera le remplacement du détecteur interne actuel. Comme les détecteurs à pixels actuels ne satisferont plus les exigences du HL-LHC, par exemple la dureté au rayonnement et l'occupation en surface, différents types de détecteurs à pixels ont été développés.

Dans ce chapitre, nous ferons un rappel sur les différents types de détecteurs à semi-conducteurs. Un intérêt particulier sera porté sur les détecteurs au silicium planaires objet principal de cette thèse.

3.2 Les différents types de détecteurs au silicium

Les détecteurs à pixels actifs au silicium, constitués d'une matrice de diodes de détection connectées à l'électronique de lecture, sont des outils modernes de la physique des hautes énergies, de la médecine, des sciences spatiales et de nombreuses autres disciplines. Il existe deux catégories de détecteurs à pixels au silicium [1], à savoir:

- i. Les détecteurs à pixels hybrides, dans lesquels le détecteur et l'électronique de lecture sont des entités séparées.
- ii. Les détecteurs monolithiques, quant à eux, le détecteur et l'électronique de lecture font partie d'un seul bloc.

À l'heure actuelle, les détecteurs les plus répandus sont les détecteurs à pixels hybrides, hérités directement des détecteurs à bande bien développés. Dans cette approche, une bande p+/n+ est segmentée en plusieurs pixels, chaque pixel étant connecté par le biais d'un collage à microbille (en

anglais *bump bonding*) au circuit de lecture fabriqué en technologie CMOS standard sur une plaquette de silicium de la même taille que le détecteur. Ensuite, les deux plaquettes sont assemblées pour former un seul détecteur. Les détecteurs au silicium, peuvent être classés en termes de type de dopage du substrat (p ou n) ou en termes de disposition de la jonction, en tant que fonction de leur géométrie interne (structure planaire ou 3D). En général, pour les détecteurs au silicium, l'effort majeur en matière de recherche et de développement réside dans le choix du matériau, soit pour les électrodes, soit pour le substrat. Le matériau du substrat est important car il se comporte différemment avec les radiations selon qu'il soit de type n ou de type p.

Les détecteurs au silicium sont fabriqués à l'aide d'une technologie planaire à faible coût. Ils sont apparus pour la première fois au début des années 1980 [2] sous forme de bandes ou pixels sur une plaquette de silicium. Les détecteurs de suivi de particules (en anglais *tracking*) à haute énergie sont généralement fabriqués selon deux configurations différentes : microbande ou pixel. Par convention, si les dimensions des électrodes individuelles sont de 1 mm ou plus, on les appelle des détecteurs à bande, par contre si elles sont plus petites elles sont appelées à pixels. Actuellement, les détecteurs au silicium sont bien maîtrisés et présentent de bonnes performances dans la détection et le suivi des particules. La construction de détecteurs planaires présente l'avantage de s'appuyer sur une longue expérience de la haute qualité, faible coût de revient et une production de masse à haut rendement. Cependant, les détecteurs planaires sont très sensibles aux radiations qui voient leur durée de vie réduite et de plus ils nécessitent une tension de déplétion élevée.

3.2.1 Détecteurs au silicium à microbandes

Un détecteur à microbandes (en anglais *strip detector*) est généralement composé d'un substrat de silicium dopé n d'environ 300 μm d'épaisseur, sur lequel on implante des bandes fortement dopées p+ d'une dizaine de micromètres de largeur, espacées d'une centaine de micromètres et de quelques centimètres de long, agissant comme des électrodes de collection de charge (voir figure 3.1). Chaque élément de base consiste en une diode p-n polarisée en inverse, dans laquelle les paires électron-trou créées par une particule incidente sont séparées par l'effet d'un champ électrique imposé de l'extérieur. Les détecteurs à microbandes offrent une bonne résolution spatiale dans une seule dimension. L'utilisation de détecteur à microbandes croisés sur la deuxième face du substrat permet d'augmenter la résolution en deux dimensions. Dans les deux cas, la reconstruction des événements pose un problème d'ambiguïté en cas de plusieurs traces simultanées.

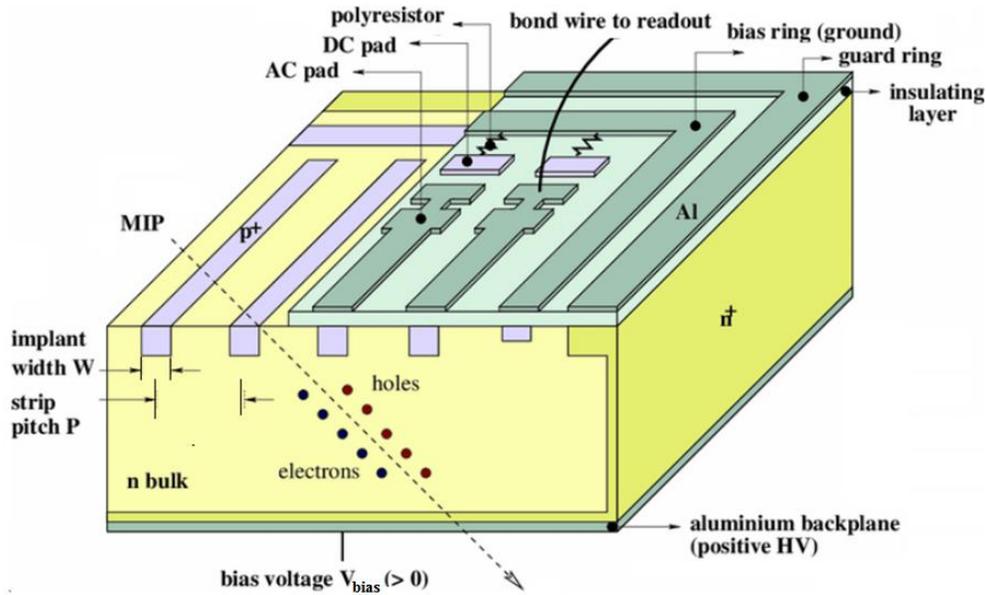


Figure 3.1: Schéma d'un détecteur p-on-n à microbandes à simple face [3].

3.2.2 Détecteur hybride à pixel au silicium

Un détecteur hybride à pixels est formé de deux parties distinctes, qui sont la matrice de pixels sensibles et le circuit de l'électronique de lecture qui permet le traitement du signal produit dans le détecteur. La segmentation fine donne une bonne résolution de position des dispositifs de suivi en 2D. La connexion mécanique et électrique aux cellules du détecteur est établie par le collage de microbilles d'un diamètre d'environ 20 à 30 μm , déposées sur chaque cellule de lecture. La taille de la cellule de pixel est définie par la taille de la cellule de lecture de la puce. Une vue schématique d'une cellule d'un pixel dans un détecteur à pixels hybride est présentée à la figure 3.2(a). Chaque microbille détermine la position d'un pixel. La partie active du détecteur est un semi-conducteur, du silicium (Si). Une particule chargée traversant la partie active du détecteur créera des paires électron-trou et la charge sera alors collectée par les microbilles (les cathodes), pour être ensuite analysée par l'électronique. La chaîne de lecture de chaque pixel a un amplificateur, un discriminateur et un comparateur. Grâce au discriminateur, le détecteur compte seulement le nombre d'événements se trouvant dans un certain intervalle d'énergie. Le détecteur à pixel est un détecteur à seuil, le signal induit dans chaque pixel par une particule incidente est comparé à un seuil prédéterminé. Ce pixel est activé seulement si le signal est plus grand que le seuil fixé. Une esquisse d'un détecteur de pixels hybride est présentée dans la figure 3.2(b).

Les détecteurs à pixels planaires sont constitués d'un matériau en substrat légèrement dopé avec des implants hautement dopés à la face supérieure (n+/p+) et à la face arrière (p+/n+) du détecteur. Le type de dopage de l'implant et le matériau en substrat donnent le nom à la conception du détecteur, tels que les détecteurs p-on-n, n-on-n ou n-on-p.

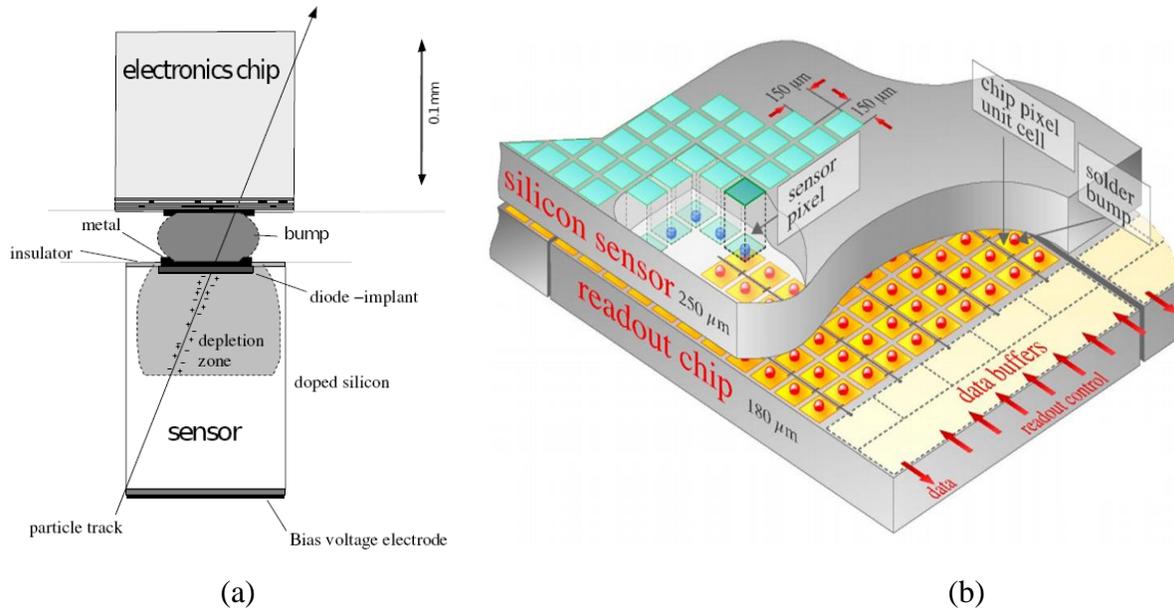


Figure 3.2: Principe des détecteurs à pixels hybrides, (à gauche) dans lesquels l'électronique de lecture est montée sur le détecteur de silicium au moyen de la technique de collage en microbilles [4], et (à droite) schéma simplifié des détecteurs à pixels hybride ATLAS [4, 5].

3.3 Conceptions des détecteurs à pixels planaires

La structure des détecteurs à pixels planaires peut être réalisée à travers quatre types de structures différentes, en fonction du dopage des électrodes et du substrat. Les électrodes de collecte peuvent être obtenues par un dopage de type n+ ou p+ dans un substrat de type n ou p. La figure 3.3 illustre les différentes géométries possibles des détecteurs à pixels planaires.

- i) La conception p-on-p qui place des électrodes dopées p+ dans un substrat dopé p (figure 3.3(a)) n'est qu'une possibilité théorique. Cette option n'est pas utilisée car elle est coûteuse en raison du traitement à double face et souffre de piégeage en raison de la lecture basée sur la collecte des trous.

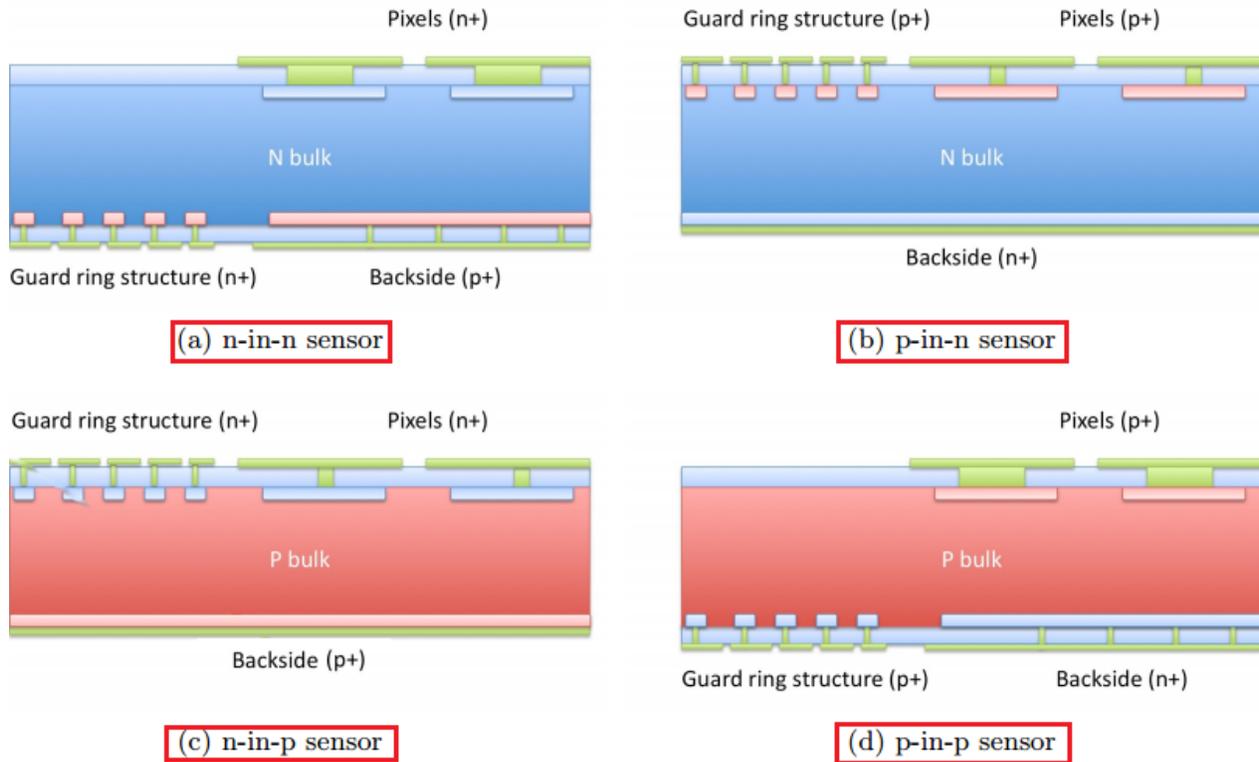


Figure 3.3: Schéma des configurations possibles des détecteurs à pixels planaires [6].

- ii) Les détecteurs p-on-n (figure 3.3(b)) sont utilisés avec succès dans toutes les applications de pixels qui ne nécessitent pas de dureté de radiation. C'est la configuration la plus utilisée pour les détecteurs de particules sous la forme de détecteurs à microbandes et à pixels. C'est une technologie plus simple, où le détecteur n'a besoin que de six niveaux de masque lithographiques [7]. Par conséquent, ils sont moins chers que les autres technologies. En utilisant du silicium oxygéné, ces détecteurs peuvent résister à des fluences de radiation supérieures à 3×10^{14} protons/cm². Cette fluence représente la fluence obtenue lors de l'expérience ATLAS au CERN en dix ans de fonctionnement [8]. Cependant, si le LHC est mis à niveau vers des luminosités plus élevées, comme prévu, la dose de radiation supportée par ces détecteurs sera supérieure d'un ordre de grandeur et cette technologie ne sera pas adéquate. Pour cette raison, il a été proposé de remplacer ces types de détecteurs à l'avenir et de ne pas les utiliser dans des expériences avec des doses de radiations plus élevées.
- iii) En ce qui concerne le détecteur planaire n-on-n (figure 3.3(c)), ce dernier est constitué d'un substrat légèrement dopé n, avec une implantation n+ segmentée sur la face supérieure et un implant p+ sur la face arrière. Dans ce contexte, les implants n+ et p+ ont des concentrations de dopage élevées.

Une tension de polarisation négative est appliquée à l'électrode dopée p+ de la face arrière, qui est entourée de plusieurs anneaux de garde. En polarisation inverse, la région de déplétion s'étend de l'implant p+ de la face arrière vers la face supérieure du détecteur où se trouvent les électrodes de lecture. Les électrodes n+ ne sont isolées les unes des autres qu'à travers leur déplétion totale. Comme est illustré à la figure 3.4(b), après une irradiation suffisante, ces détecteurs subissent une inversion du type de substrat de n vers p. par conséquent, la région de déplétion s'étend des électrodes de lecture n+ du côté supérieur vers l'implant p+ sur le côté opposé du détecteur. Cela permet un fonctionnement efficace des détecteurs n-on-n même s'ils sont partiellement déplétés [9].

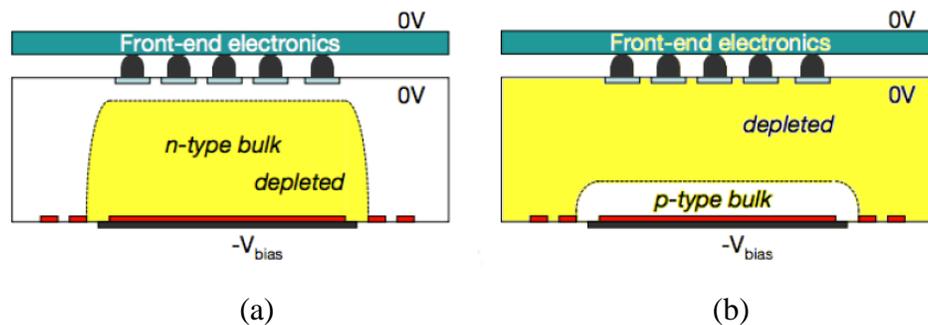


Figure 3.4: Développement de la zone de déplétion (jaune) dans un détecteur n-on-n, (a) avant et (b) après inversion de type.

iv) Un détecteur planaire n-on-p est constitué d'un substrat légèrement dopé p, avec une implantation n+ segmentée sur la face supérieure et un implant p+ sur la face arrière. Cette approche permet de placer les implants des anneaux de garde, du même côté que les implants des pixels. Par conséquent, elle nécessite un traitement simple face, ce qui entraîne une réduction des coûts de fabrication. Dans cette conception les électrodes de pixel n+ collectent les électrons et doivent être isolés comme dans la conception n-on-n. La déplétion commence du côté des électrodes de pixel, comme le montre la figure 3.3(d). L'introduction des états comme les accepteurs dus à l'irradiation ne causera pas l'inversion de type mais augmentera la concentration effective de dopage du substrat de type p. Ce comportement rend la conception n-on-p plus résistante aux radiations. Éventuellement, pour désertir le détecteur, il doit fonctionner à des tensions de polarisation élevées [10] en raison de la différence de sa concentration effective de dopage. L'augmentation de la tension de polarisation est limitée en raison de la formation de courants de fuite élevé qui peuvent détruire le détecteur. Le fait que la conception n-on-p est résistante aux radiations et que sa

fabrication est moins chère que n-on-n ont fait qu'il soit un candidat idéal pour les applications des hautes énergies où les niveaux de radiation sont très élevés.

Le tableau 3.1 résume les caractéristiques des quatre conceptions de détecteurs selon le type de dopage de l'implant et le dopage du substrat. Nous en déduisons que les détecteurs de type n-on-p semblent la meilleure option de détection pour les futures expériences du HL-LHC, car ils rassemblent toutes les propriétés bénéfiques.

Électrode	Dopage du substrat	
	Type p	Type n
pixel p+	<p>p-on-p</p> <ul style="list-style-type: none"> ○ traitement à double face ○ collecte de trous ○ anneaux de garde sur la face arrière ○ difficile à épuisé avec l'augmentation de radiation ○ pas d'inversion de type de substrat après irradiation 	<p>p-on-n</p> <ul style="list-style-type: none"> ○ traitement à simple face ○ collecte de trous ○ anneaux de garde sur la face du pixel ○ inversion de type ○ déplétion totale difficile après l'inversion de type. ○ faible tolérance aux radiations ○ 5 niveaux de masque (lithographie) ○ fournisseurs disponibles
pixel n+	<p>n-on-p</p> <ul style="list-style-type: none"> ○ traitement à simple face ○ collecte des électrons ○ résistant aux radiations ○ pas d'inversion de type ○ anneaux de garde sur face du pixel ○ opération à déplétion partielle possible ○ approche moins développée ○ fonderies de production limitées. ○ sept niveaux de masques 	<p>n-on-n</p> <ul style="list-style-type: none"> ○ traitement à double face ○ collecte des électrons ○ forte tolérance aux radiations ○ plus résistant aux radiations que p-on-n ○ expérience de production à grande échelle ○ inversion de type du substrat après irradiation ○ anneaux de garde sur la face arrière ○ dix niveaux de masques

Tableau 3.1 : Les caractéristiques de quatre conceptions des détecteurs à pixel planaires.

3.3.1 Anneaux de garde

Le bord de la découpe du détecteur est conducteur en raison des dommages causés par la procédure de découpe mécanique. Si la région désertée s'étend jusqu' au bord découpé, le champ électrique élevé provoque une augmentation soudaine du courant de fuite qui provoque, à son tour, le claquage prématuré de la jonction. Par conséquent, les bords du détecteur doivent être protégés avec des structures dédiées appelées anneaux de garde (en anglais *guard rings*). Il s'agit de mettre des implants supplémentaires en anneau autour de la zone active, sur les bords de la surface du détecteur.

Cela pour garder la partie active du détecteur à l'abri de l'influence de la haute tension présente sur l'anneau externe, et établir une chute de tension progressive entre la zone sensible (implants de lecture) qui est au potentiel de la terre et le bord de découpe qui a le même potentiel que l'implant arrière (où HV est appliqué). Ainsi l'anneau de garde servira de zone tampon entre les anneaux externes et l'anneau de polarisation et assurera à ce niveau une tension de claquage au-delà de la tension de déplétion totale du détecteur. La présence des anneaux de garde limite le champ électrique au niveau du bord du détecteur, évitant ainsi un claquage postérieur et empêchant la région de déplétion de s'étendre dans la région du bord. Tous sauf l'anneau de garde le plus interne, qui est également appelé l'anneau de polarisation, sont laissés flottants. Ces anneaux de garde flottants sont auto-polarisés par l'intermédiaire du mécanisme à effet tunnel utilisé dans les structures de polarisation par perforation (en anglais *punch through*) [11]. L'espacement des anneaux de garde et leur recouvrement métallique (plaque de champ) influencent la chute de tension entre les anneaux de garde.

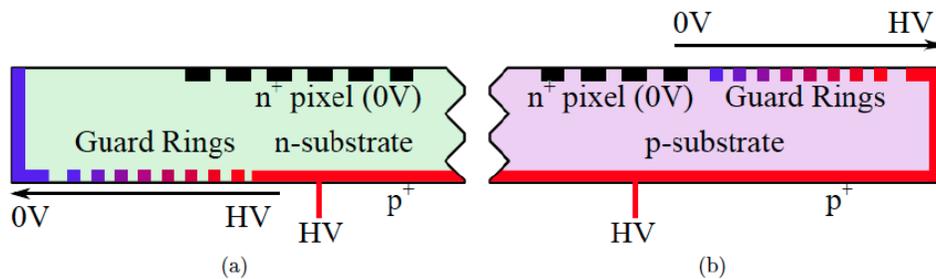


Figure 3.5: Schéma de la distribution du potentiel électrique pour les détecteurs (a) n-on-n et (b) n-on-p [12].

Le nombre et la forme des anneaux de garde sont cruciaux pour les propriétés de dégradation du détecteur. Alors que, dans les détecteurs n-on-n, les anneaux de garde sont placés à l'arrière et que tout le bord est donc maintenu au potentiel de la terre, dans les détecteurs n-on-p, ils se trouvent à la surface de l'implant du pixel et que le bord est au potentiel de la face arrière (voir figure 3.5). Dans presque toutes les expériences au LHC, un système multi anneaux de garde a été utilisé pour les détecteurs au silicium à bande et à pixels. Bien qu'il soit toujours nécessaire que la région du bord soit petite afin de minimiser les matériaux inactifs, le nombre d'anneaux de garde nécessaires dépend de la tension de polarisation maximale visée. Des structures utilisant entre cinq et plus de dix anneaux ont été utilisées avec succès [12]. Si l'on vise une chute de potentiel uniforme entre les anneaux, l'espacement doit augmenter de l'intérieur vers l'extérieur.

3.3.2 Isolation inter-pixels

Les détecteurs au silicium sont passivés par une couche de SiO_2 qui présente, généralement, une charge positive fixe. Cette charge d'oxyde augmente avec l'irradiation (voir chapitre IV) et attire les électrons de substrat à l'interface Si/SiO_2 pour former une couche d'accumulation d'électrons en surface, ce qui augmente la capacité inter-pixels/bandes et éventuellement la présence d'un court-circuit. Afin de maintenir une bonne isolation entre les pixels, on introduit du silicium dopé p entre les pixels. Le silicium dopé p fournit des charges positives fixes qui interrompent la couche d'accumulation d'électrons et compensent ainsi la charge d'oxyde positif. Le choix de la géométrie de l'isolation et des paramètres du type de l'implant implique un compromis entre une bonne isolation entre les pixels et une tension de claquage acceptable. Des concentrations élevées d'implants de type p améliorent l'isolation mais peuvent induire des régions à champ élevé au bord du détecteur. Cela peut provoquer un claquage anticipé du détecteur si les champs électriques atteignent des valeurs supérieures à 300 kV/cm.

Il existe trois méthodes couramment utilisées pour isoler les implants n^+ dans les dispositifs n -on- n et n -on- p , à savoir : p -spray homogène, p -stop et p -spray modérée. Ces trois méthodes seront détaillées dans le chapitre 4.

3.4 Détecteurs minces

Les détecteurs à pixels amincies sont plus tolérants aux radiations [13] en raison de la distance parcourue par les porteurs libres pour arriver aux électrodes de collecte, ce qui réduit les effets de piégeage. Ces détecteurs atteignent leur déplétion totale avec une faible tension de polarisation et donc un courant de fuite plus faible que celui des détecteurs à pixels plus épais. Un moyen pratique de réduire la tension de déplétion totale du détecteur, qui consiste à réduire l'épaisseur du détecteur en question (voir équation 2.31). Par contre, il y aura une réduction du signal induit du MIP et une augmentation de la capacité du détecteur, entraînant ainsi diminution du rapport signal/bruit. Ces détecteurs présentent une efficacité de collecte du signal plus élevée après de fortes doses de radiation, comme ceux attendus dans l'environnement du HL-LHC. Des résultats encourageants ont été obtenus lors des essais de prototypage, ce qui a amené à installer des détecteurs de 200 μm d'épaisseur pour la mise à niveau de l'IBL. Pour la mise à niveau de la phase II du HL-LHC, des détecteurs de 150 μm ou plus minces sont envisagés [14].

3.5 Détecteurs sans bord (Slim/Active edge)

En raison des dommages provoqués par le processus de découpe de la plaquette, les bords du détecteur doivent être considérés comme conducteurs et très inhomogènes. Ainsi, tout le potentiel appliqué à la face arrière sera éventuellement présents le long des bords du détecteur. Un concept innovant de réduction de la zone inactive au niveau du bord est mis en place par l'optimisation des anneaux de garde [14] en réduisant les marges de sécurité entre l'anneau extérieure et le bord de découpe. Les détecteurs sans bords peuvent avoir un bord mince (en anglais *slim edge*) ou un bord actif (en anglais *active edge*). Les détecteurs sans bords sont découpés au plus près de la matrice de pixels et sont, respectivement, passivés pour les détecteurs à bords minces [15] et gravés et dopés pour les détecteurs à bord actif [16] (voir figure 3.6). De cette façon, nous pouvons enlever les anneaux de garde autour de la zone active du détecteur qui ne sont pas sensible aux radiations et ainsi il y a un gain de plusieurs centaines de microns de la surface du détecteur.

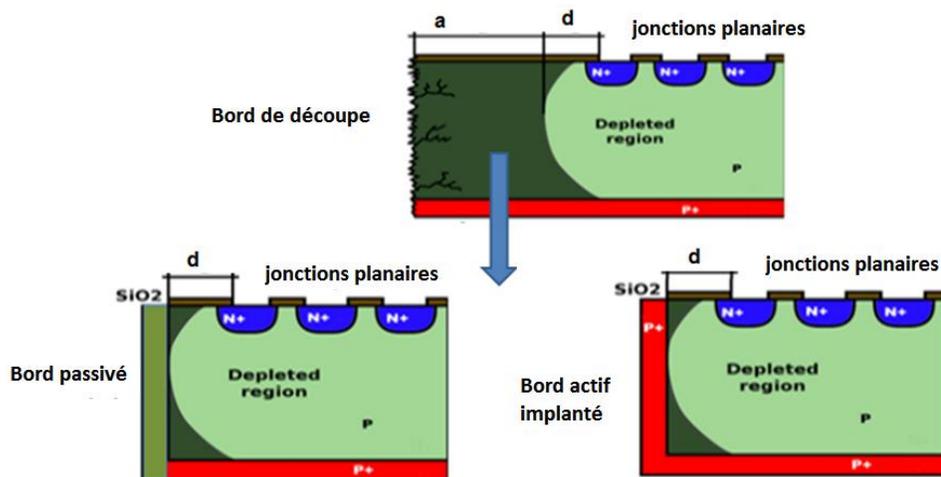


Figure 3.6: Illustration des concepts de bord actif et passivé pour réduire la distance entre la zone active et le bord du détecteur par rapport aux détecteurs classiques [9].

3.6 Autres types de détecteurs

Ces dernières années, de nouvelles technologies ont été développées pour construire des détecteurs à pixels pour la détection de particules. L'objectif de ces nouvelles technologies est d'augmenter la vitesse de formation du signal, de réduire les zones inactives du détecteur, de construire des détecteurs plus minces et d'augmenter la dureté aux radiations pour les applications où de telles caractéristiques sont requises.

3.6.1 Détecteur à pixels actifs monolithique à haute résistivité

Les détecteurs à pixels actifs monolithiques à haute résistivité (MAPS) constituent actuellement, une alternative aux technologies précédentes. Ils ont été utilisés pour la première fois en 2014 dans la physique des hautes énergies dans l'expérience STAR aux USA. Le MAPS est un type de détecteur basé sur la possibilité de construire avec le même procédé technologique aussi bien l'électronique de lecture que le détecteur. L'idée est basée sur le fait que le matériau commun est le silicium et ainsi on évite les techniques d'interconnexion à haute densité toujours problématique. En outre cette approche permet une réduction radicale de la capacité de chaque pixel et ainsi obtenir des performances significatives au niveau du rapport signal/bruit. Il ouvre donc la possibilité de concevoir un détecteur plus robuste et moins cher. Ce type de détecteur possède tout de même quelques inconvénients, tels que l'incompatibilité entre le silicium à haute résistivité (plaquette de silicium) nécessaire pour la région de déplétion du détecteur et le silicium à faible résistivité, développé par épitaxie, utilisé pour la fabrication de l'électronique de lecture en technologie CMOS (voir figure 3.7).

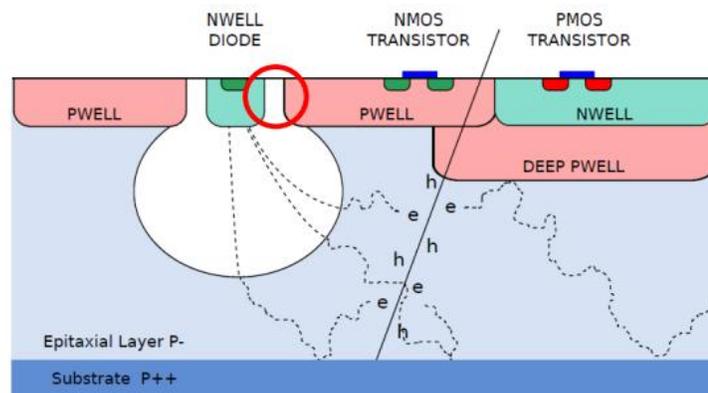


Figure 3.7: Coupe schématique d'un détecteur MAPS développé dans l'expérience ALICE du CERN [17].

3.6.2 Détecteur 3D

Pour le nouveau détecteur à pixels, les détecteurs 3D sont des alternatives aux détecteurs planaires car ils sont plus résistants aux radiations. Ils nécessitent une tension de déplétion relativement faible (200-300V) même après des doses d'irradiation élevées, par rapport aux détecteurs planaires (1000V) [18]. Comme le montre la figure 3.8, la zone de charge d'espace s'étend horizontalement dans le détecteur 3D ce qui diminue la longueur de collecte à plusieurs dizaines de microns par rapport au détecteur planaire. Cependant, la conception 3D nécessite un traitement non standard, ce qui signifie

des coûts très élevés par rapport au rendement. La conception 3D consiste à graver des piliers dans le substrat et à implanter en alternance un dopage au bore et au phosphore par diffusion sur les parois des piliers ou remplissage de ces piliers avec du poly silicium dopé [19]. Ces détecteurs 3D sont actuellement utilisés dans la couche IBL (25%) du détecteur interne. Une nouvelle génération de ces détecteurs est en cours de développement pour la mise à niveau de la phase II d'ATLAS.

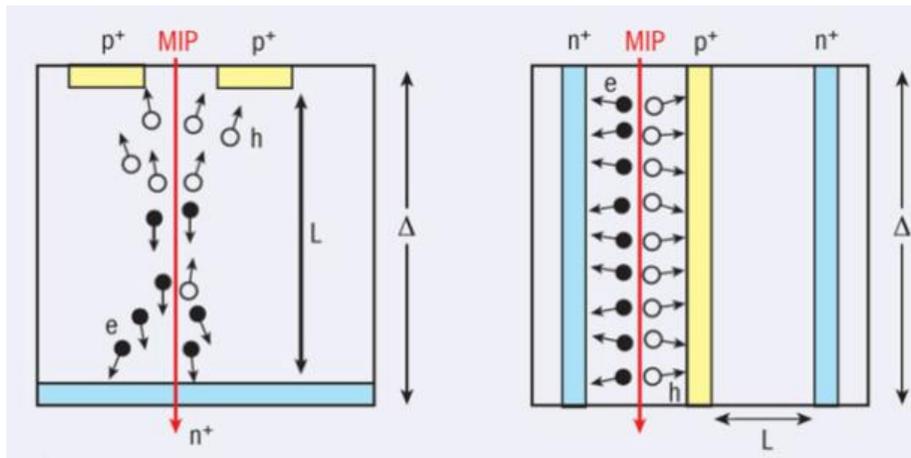


Figure 3.8: Coupes transversales schématiques d'une conception de détecteur au silicium planaire (à gauche) et d'un détecteur 3D (à droite), montrant comment l'épaisseur active (Δ) et la distance de collecte (L) sont découplées dans cette dernière [20].

3.6.3 Détecteur en diamant

Les avantages des détecteurs en diamant sont la grande bande interdite $E_g=5,48$ eV, conduisant à un très faible courant de fuite, même après irradiation, et une permittivité faible qui réduit la capacité du détecteur. Ces deux propriétés conduisent à une réduction du bruit du détecteur. La mobilité des porteurs est très élevée, ce qui fait que le temps de collection de charges est très faible et les détecteurs au diamant s'avèrent être extrêmement rapides. L'énergie nécessaire pour la création d'une paire électron-trou dans le diamant est élevée (13,1 eV) [21]. En effet, le *gap* à franchir par les porteurs (5,47 eV) est cinq fois plus grand que dans le cas du silicium. Cela entraîne des signaux plus faibles comparés au silicium néanmoins le rapport signal/bruit reste satisfaisant à température ambiante. Ainsi, ces détecteurs nécessitent un refroidissement minimum et des exigences de tension de polarisation semblables à des capteurs planaires. Les détecteurs en diamant sont encore chers et dans une phase de R&D, leur fabrication avec un rendement élevé, un coût modéré et une bonne uniformité doivent être démontrés.

3.7 L'électronique de lecture

La puce de lecture frontale (*readout chip*) est un composant clé du détecteur à pixels et son développement représente une grande partie de la R&D dans l'expérience ATLAS. Lorsqu'une particule traverse le détecteur, elle crée par ionisation des paires électron-trou. Les électrons seront collectés grâce à la polarisation du capteur via les liaisons microbilles, et le signal correspondant, à son tour, sera transféré vers la puce de lecture. Quatre versions de la puce de lecture ont été produites et utilisées (FE-I1 (*Front End IC version 1*), FE-I2, et FE-I3). Dans les trois couches externes du détecteur de pixels, la puce de lecture FE-I3 [22] est implémentée, produite avec la technologie CMOS 250 nm avec une structure tolérante aux radiations, est utilisée pour la lecture des pixels. Il est composé de 2880 cellules de lecture avec une taille de cellule de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$, disposées dans une matrice de 18 lignes de pas de $400 \mu\text{m}$ et 160 colonnes de pas de $50\mu\text{m}$, avec une surface active de $7,2 \times 10,8 \text{ mm}^2$. Plus d'informations sur le FE-I3 se trouve dans [22]. Une nouvelle puce de lecture FE-I4 [23] a été développée avec une taille de cellule de puce de $50 \times 250 \mu\text{m}^2$. La puce de lecture FE-I4 a été conçue pour répondre aux exigences de l'IBL en termes de dureté aux radiations et taux d'occupation. Il est produite avec la technologie CMOS 130 nm qui permet d'améliorer la dureté aux radiations jusqu'à $5 \times 10^{15} \text{ néq.cm}^2$. La surface active de la puce est plus grande que dans le FE-I3 (voir figure 3.10), ce qui permet de minimiser le chevauchement des modules à proximité du tube du faisceau. La partie active de la puce mesure $(16,8 \times 20,2) \text{ mm}^2$ et contient 26 880 canaux dans une matrice de 80 colonnes de pas de $50\mu\text{m}$ sur 336 lignes de pas de $250\mu\text{m}$. Chaque pixel, comme pour le FE-I3, consiste en une partie analogique et une partie numérique.

La figure 3.10 montre une comparaison de la taille entre la puce de lecture du détecteur de pixels actuel (FE-I3) et la nouvelle puce de lecture conçue pour l'IBL et HL-LHC (FE-I4). Elles disposent respectivement de 26880 et 2880 pixels, organisés dans des matrices de 80×336 et 18×160 . La taille des pixels, définie par le procédé CMOS choisi est de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ pour FE-I3 et $50 \times 250 \mu\text{m}^2$ pour FE-I4. l'aire du FE-I3 est de $0,82 \text{ cm}^2$ alors que celle FE-I4 est de $3,8 \text{ cm}^2$ [14].

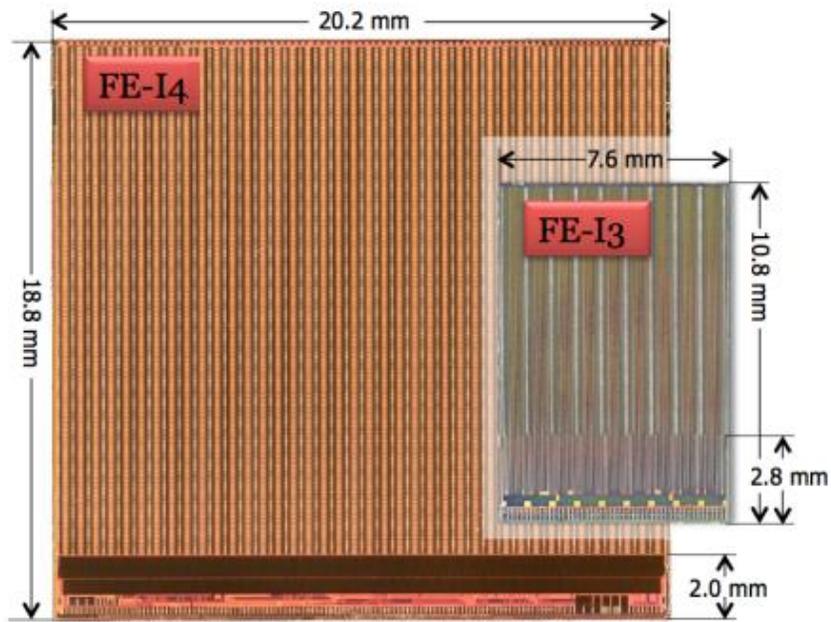


Figure 3.9: Comparaison entre la puce de lecture du détecteur de pixels actuel (FE-I3) et la nouvelle puce de lecture conçue pour l'IBL et HL-LHC (FE-I4) [14], en terme d'occupation de surface.

3.8 Références bibliographiques

- [1] N. Wermes, "Pixel detectors for charged particles," *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A*, vol. 604, pp. 370-379, 2009.
- [2] J. Kemmer, "Fabrication of low noise silicon radiation detectors by the planar process," *Nucl. Instr. and Meth.*, vol. 169, no. 3, pp. 499-502, 1980.
- [3] M. C. Vignali, "Silicon sensors for the upgrades of the CMS pixel detector," PhD Thesis, University of Hamburg, Germany, 2015.
- [4] L. Rossi, et al., *Pixel detectors: From fundamentals to applications, Particle Acceleration and Detection*: Springer Science & Business Media, 2006.
- [5] CERN. (2011). *Silicon Pixels*. Available: CMS Collaboration, <http://cms.web.cern.ch/news/silicon-pixels> (May. 25, 2019).
- [6] M. Benoit, "Étude des détecteurs planaires pixels durcis aux radiations pour la mise à jour du détecteur de vertex d'ATLAS," Thèse de Doctorat, Université Paris Sud-Paris XI, France, 2011.
- [7] M. Lozano, et al., "Comparison of radiation hardness of P-in-N, N-in-N, and N-in-P silicon pad detectors," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, no. 5, pp. 1468-1473, 2005.
- [8] A. Collaboration, "ATLAS inner detector," *Technical design report 2*, vol. 1, 1997.
- [9] G. Aad, et al., "ATLAS pixel detector electronics and sensors," *JINST*, vol. 3, no. 7, p. P07007, 2008.
- [10] A. Macchiolo, et al., "Performance of n-in-p pixel detectors irradiated at fluences up to 5×10^{15} neq/cm² for the future ATLAS upgrades," *Physics Procedia*, vol. 37, pp. 1024-1031, 2012.
- [11] G. Lutz, *Semiconductor radiation detectors*, vol. 40: Springer, 1999.
- [12] P. Weigell, "Investigation of properties of novel silicon pixel assemblies employing thin n-in-p sensors and 3D-integration," PhD Thesis, Technical University of Munich, Germany, 2012.
- [13] M. Moll, "Displacement damage in silicon detectors for High Energy Physics," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 65, no. 8, pp. 1561-1582, 2018.
- [14] Atlas IBL Collaboration, "Prototype ATLAS IBL modules using the FE-I4A front-end readout chip," *JINST*, vol. 7, no. 11, p. P11010, 2012.
- [15] V. Fadeyev, et al., "Scribe–cleave–passivate (SCP) slim edge technology for silicon sensors," *Nucl. Instrum. & Meth. in Phys. Res. A*, vol. 731, pp. 260-265, 2013.
- [16] C. Kenney, et al., "Active-edge planar radiation sensors," *Nucl. Instrum. & Meth. in Phys. Res. A*, vol. 565, no. 1, pp. 272-277, 2006.
- [17] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed.: John Wiley, New York, 1981.
- [18] D. Aruntinov, et al., "Experience with 3D integration technologies in the framework of the ATLAS pixel detector upgrade for the HL-LHC," *Nucl. Instrum. & Meth. in Phys. Res. A*, vol. 731, pp. 97-102, 2013.
- [19] S. I. Parker, C. J. Kenney, and J. Segal, "3D—A proposed new architecture for solid-state radiation detectors," *Nucl. Instrum. & Meth. in Phys. Res. A*, vol. 395, no. 3, pp. 328-343, 1997.
- [20] F. Hartmann, *Evolution of Silicon Sensor Technology in Particle Physics*, vol. 231: Springer Track in Modern Physics, Springer, Berlin Heidelberg, 2009.
- [21] G. Lutz, *Semiconductor radiation detectors: Devics Physics*, 1st ed. vol. 40: Springer, New York, 1999.
- [22] I. Perić, et al., "The FEI3 readout chip for the ATLAS pixel detector," *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, vol. 565, no. 1, pp. 178-187, 2006.
- [23] M. Garcia-Sciveres, et al., "The FE-I4 pixel readout integrated circuit," *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, vol. 636, no. 1, pp. S155-S159, 2011.

Chapitre 4

Effets des radiations sur les détecteurs à Semi-conducteurs

4.1 Introduction

Dans le cadre de l'expérience ATLAS au niveau du CERN, Les performances des détecteurs et autres dispositifs, employés près des points d'interaction, vont être dégradées à cause des radiations induites par les particules produites lors des collisions hadron-hadron. La dose totale de radiation ionisante générée dans la couche interne du détecteur ATLAS, la plus exposée, a atteint déjà des niveaux supérieurs à 10 kGy par an. Pendant la durée de vie des expériences, des doses intégrées de 10^{+6} Gy sont attendues. En outre, les détecteurs doivent résister à des fluences de radiation supérieures à 10^{+16} néq.cm⁻². Les effets des radiations élevés sur les performances d'un détecteur sont fondamentaux et déterminants pour les applications dans la physique des hautes énergies.

Dans ce chapitre nous allons exposer quelques détails sur la nature des dégâts d'irradiation subie par les détecteurs au silicium dans un environnement à haute luminosité dans le cadre de la physique des hautes énergies.

4.2 Dommages causés par les radiations

L'exposition des détecteurs et des dispositifs au silicium à des niveaux élevés de radiations entraînera une dégradation de leurs performances. Il existe deux mécanismes principaux conduisant à la détérioration des performances des dispositifs de silicium. Le premier effet de radiation, causé par perte d'énergie ionisante (IEL: *ionizing energy loss*) dans la surface du détecteur, tandis que le deuxième est lié au processus de perte d'énergie non ionisante (NIEL: *non ionizing energy loss*), qui représente les interactions dans lesquelles l'énergie transmise par la particule entrante résulte en un déplacement d'atomes du réseau. Les dégâts en surface sont causés généralement par des photons et des électrons tandis que les dégâts en volume sont causés principalement par des neutrons, protons, pions, etc. Les dégâts dus aux radiations sont classés, donc, en dommages en surface et en dommages dans le volume.

Pour pouvoir comparer les dommages de radiation provoqués par les différents types de particules avec des énergies différentes, la fluence de rayonnement est normalisée avec l'effet NIEL [1].

Les défauts microscopiques comme les impuretés, les imperfections et les distorsions du réseau cristallin peuvent introduire des niveaux énergétiques localisés dans la bande interdite du semi-conducteur et affecter, ainsi, les paramètres macroscopiques qui déterminent les performances du détecteur comme le courant de fuite, la tension de claquage, la capacité, la tension de déplétion totale et l'efficacité de collection de charge. Certains de ces défauts sont hérités par le processus de fabrication

de plaquettes de silicium, appelés défauts intrinsèques, d'autres sont délibérément ajoutés (dopage au bore ou phosphore) et certains sont même introduits pour améliorer la dureté à l'irradiation (par exemple l'oxygène), appelés extrinsèques. La figure 4.1 illustre les deux types des dégâts causés par la radiation sur les détecteurs au silicium.

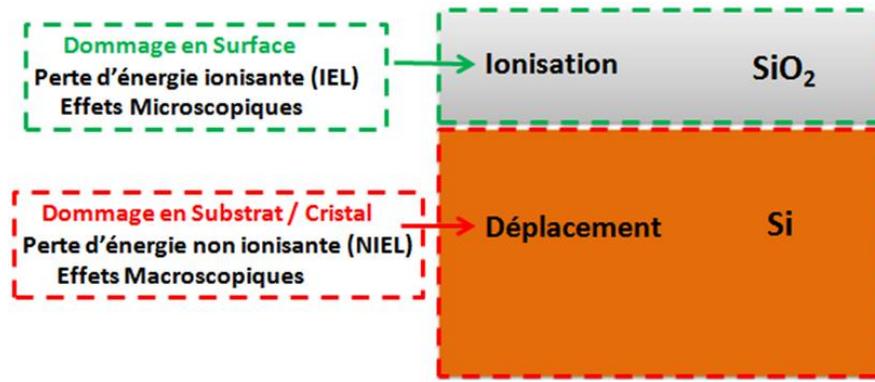


Figure 4.1 : Illustration sur les dégâts d'irradiation dans les détecteurs au silicium.

4.2.1 Processus causant les dommages

Une particule qui pénètre dans un matériau semi-conducteur va entrer en collision avec les noyaux des atomes. Bien que la plus large partie de son énergie soit perdue par ionisation, une partie non négligeable de l'énergie sera perdue par des événements non ionisants sous forme de déplacements atomiques. Le résultat d'un déplacement atomique est la formation de lacune (V) et d'interstitiel (I). Une lacune est l'absence d'atome sur un nœud du réseau. Si l'atome déplacé migre vers une position hors du réseau cristallin alors le défaut résultant est appelé interstitiel (figure 4.2). La combinaison d'une lacune et d'un interstitiel adjacent forme une paire de Frenkel. Les dommages induits par les radiations dans le silicium provoqués par des particules incidentes qui transmettent une énergie supérieure à l'énergie de seuil de déplacement d'environ $E_d=15-25$ eV peuvent déplacer un seul atome de silicium de son site de réseau [2]. Par cet effet, un interstitiel et un vacant sont créés. Ils sont tous les deux mobiles à température ambiante. La figure 4.2 illustre le mécanisme de création de dommages de déplacement dans le volume du silicium.

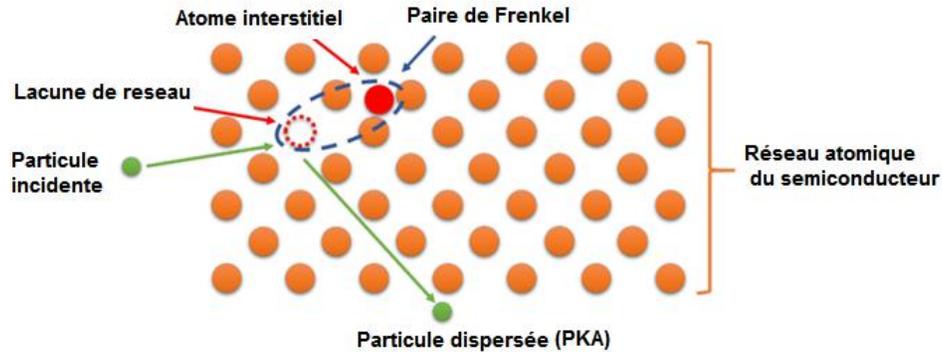


Figure 4.2 : Création des dommages de déplacement dans le volume du silicium [3].

Le premier atome percuté est appelé PKA (*Primary Knock-on Atom*). Suivant l'énergie qu'il reçoit, le PKA peut être déplacé et parcourir une distance plus ou moins importante dans le réseau cristallin. Si l'énergie transmise au PKA est suffisamment élevée, d'autres atomes de silicium peuvent être déplacés et par conséquent une cascade de défauts peut se former. A la fin du trajet, la densité des lacunes et des interstitiels est très élevée. Ces régions désordonnées sont appelées clusters (figure 4.3). Avec une énergie de recul de $E_R=50$ keV, un PKA est capable de créer environ 1000 paires de lacunes-interstitielles [4]. La figure 4.3 montre la simulation d'une distribution spatiale des lacunes dans le réseau de silicium après 1 MeV de neutron incident qui donne $E_R=50$ keV sur un PKA. Une structure typique qui comprend plusieurs sous-clusters peut être vue.

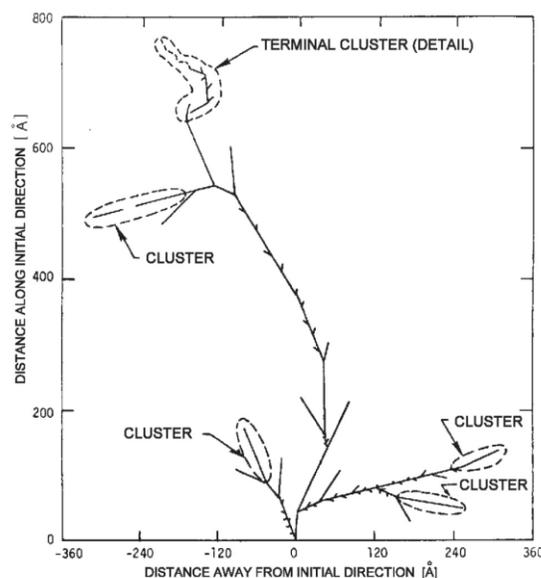


Figure 4.3 : Simulation d'une distribution spatiale des lacunes dans le réseau cristallin du silicium après 1 MeV de neutrons incident qui donne $E_R=50$ keV sur un PKA [5].

Pour une particule incidente d'énergie E_{inc} et de masse m_{inc} , l'énergie maximale transmise à l'atome de silicium reculé E_R^{max} peut être calculée en cas d'interaction centrale. Pour les particules de haute énergie, le calcul doit être effectué de manière relativiste :

$$E_R^{max} = 4E_{inc} \frac{m_{inc} \cdot m_{si}}{(m_{inc} + m_{si})^2} \quad (4.1)$$

où m_{si} est la masse d'un atome de silicium. L'énergie minimale qui doit être transféré au PKA pour provoquer son déplacement est $E_d \approx 25 \text{ eV}$ [5].

Après la création des paires de Frenkel, les lacunes et les interstitiels qui ne se sont pas recombines migrent à travers le réseau de silicium et effectuent des réactions entre eux ou avec des atomes d'impuretés. Les défauts produits par ces réactions (défauts ponctuels) et les défauts à l'intérieur des clusters sont les dommages réels causés par l'irradiation car beaucoup d'entre eux sont électriquement actifs et sont donc responsables de la modification des paramètres macroscopique du détecteur.

4.2.2 Hypothèse de NIEL

D'une façon générale, les effets de déplacement sont corrélés à une grandeur appelée classiquement NIEL qui est l'énergie perdue par déplacement atomique par unité de masse. Elle s'exprime en $\text{eV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ (de sorte que le produit du NIEL par la fluence de particule (cm^{-2}) donne l'énergie déposée par unité de masse (de façon analogue à la dose ionisante). La fluence est le nombre de particules reçues par unité de surface; on l'exprime généralement en particules/ cm^2 . Elle est obtenue par intégration du flux (en particule. $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$). La perte d'énergie par collisions non ionisantes est censée être à l'origine de tous les dégâts permanents induits dans les détecteurs soumis à d'intenses flux de particules. De ce fait, ces défauts dépendent exclusivement du NIEL. La quantité de défauts produits dans le silicium est proportionnelle à la section efficace de déplacement $D(E)$ de l'atome de Si (PKA) [6]. Cette quantité $D(E)$ est caractéristique du modèle NIEL.

$D(E)$ est évalué en $\text{MeV} \cdot \text{mb}$, alors que la perte d'énergie non ionisante " NIEL " est exprimée en $\text{keV} \cdot \text{cm}^2 / \text{g}$ [7].

$$D(E_{inc}) = \sum_{\nu} \sigma_{\nu} \int_{E_R^{min}}^{E_R^{max}} f_{\nu}(E_{inc}, E_R) \cdot P(E_R) dE_R \quad (4.2)$$

où ν est l'indice lié aux différentes interactions, σ_{ν} est la section efficace totale pour une interaction ν donnée, E_R est l'énergie de recul, $f(E, E_R)$ est la distribution de l'énergie de recul, $P(E_R)$ est la fonction de partition dite de Lindhard (partie de l'énergie de recul déposée dans le déplacement) et peut

être calculée analytiquement [7], E_R^{min} et E_R^{max} sont respectivement les énergies de recul minimale et maximale (défini par l'équation 4.1). $D(E)$ dépend du type et de l'énergie de la particule incidente ainsi que de la nature du milieu [8].

En général, la section efficace de déplacement est normalisée (pour n'importe quel type de radiation) à celle des dégâts produits par des neutrons de 1 MeV [9]:

$$D_n(1\text{ MeV}) = 95\text{ MeV}\cdot\text{mb} \quad (4.3)$$

Par conséquent, l'influence de chaque particule, avec une énergie cinétique donnée, peut être représentée par son facteur de dureté κ . Pour évaluer κ d'une particule incidente avec une distribution en énergie avec une section efficace de déplacement totale D pondérée par rapport à la fluence $\Phi(E)$. En appliquant l'hypothèse NIEL, D est donnée par la relation [8] :

$$D = \frac{\int_{E_{min}}^{E_{max}} D(E)\phi(E)dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \phi(E)dE} \quad (4.4)$$

Des relations (3.3) et (3.4) on déduit le facteur de dureté:

$$k = \frac{\int_{E_{min}}^{E_{max}} D(E)\phi(E)dE}{D(E_n = 1\text{ MeV}) \cdot \int_{E_{min}}^{E_{max}} \phi(E)dE} = \frac{D}{95\text{ MeV}\cdot\text{mb}} \quad (4.5)$$

où $\phi(E)$ est la distribution en énergie de la fluence. On a aussi introduit une fluence équivalente ϕ_{eq} à des neutrons de 1 MeV donnée par la relation 4.6:

$$\phi_{eq} = k\phi_{tot} = k \int_{E_{min}}^{E_{max}} \phi(E)dE \quad (4.6)$$

Le facteur de dureté k est spécifique du type de particules et dépend de la distribution en énergie. La normalisation aux effets de neutrons de 1 MeV permet de comparer et d'additionner des fluences de différents types de radiations pour différentes énergies. Sur la figure 4.4 est illustrée l'évolution de la fonction de déplacement D , normalisée à la fonction de déplacement des neutrons de 1 MeV ($95\text{ MeV}\cdot\text{mb}$), pour différents types de particules en fonction de l'énergie.

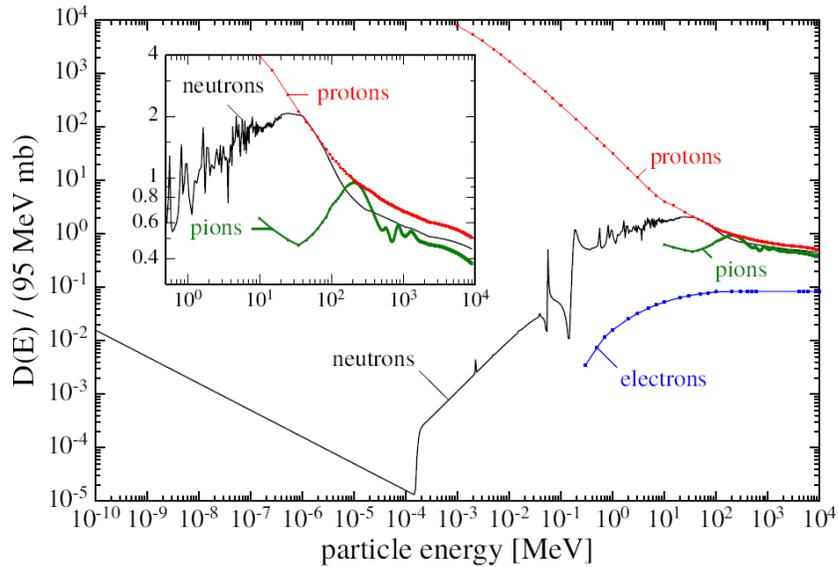


Figure 4.4 : Fonction de dommage par déplacement pour les neutrons, protons, pions et électrons, normalisée à 95 MeVmb . L'insert présente un zoom du proton et le chevauchement pion-neutron [10].

4.3 Différents types de défauts

L'irradiation avec des particules de haute énergie crée deux types de défauts dans le volume de silicium, à savoir les défauts ponctuels et les amas (cluster). Les électrons de basse énergie provoquent des défauts ponctuels, alors que les neutrons sont la cause principale des amas (clusters). Les protons créent les deux, mais les défauts ponctuels prédominent à des énergies de plusieurs MeV.

4.3.1 Défauts ponctuels

Les défauts primaires, c'est-à-dire les interstitiels et les lacunes, sont mobiles et réagissent entre eux ou avec des impuretés dans le réseau du silicium, créant ainsi des défauts secondaires ou des défauts complexes. La figure 4.5 donne un aperçu des configurations possibles des défauts. Les lacunes, les interstitiels et les défauts complexes sont désignés comme des défauts ponctuels.

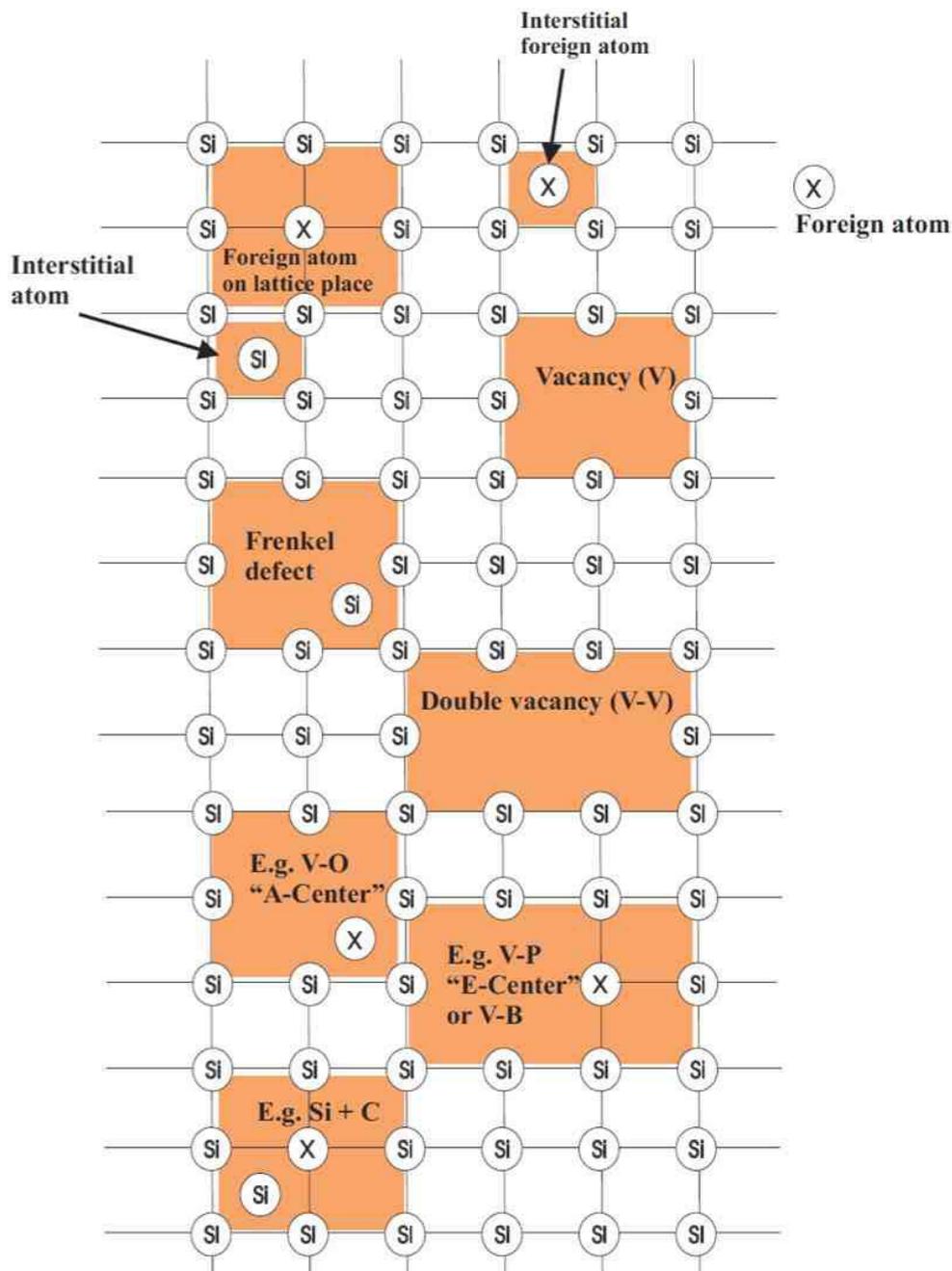


Figure 4.5 : Représentation schématique de certains défauts ponctuels. L'indice *i* signifie interstitiel, l'indice *s* est substitutionnel [11].

Les défauts ponctuels englobant, les lacunes, les interstitiels, les di-lacunes (*V-V*) ou les di-interstitiels (*I-I*) combinés avec des impuretés. Les défauts ponctuels de cristal du silicium peuvent être classés selon leurs types comme suit :

- Vacant (lacune) :** créé par un atome manquant.
- Interstitial :** site interstitiel occupant un atome (situé dans un site non réticulaire).
- Substitutionnel :** atome d'impureté remplaçant l'atome hôte.
- Anti-site :** type spécial de défaut de substitution lorsqu'un atome hôte occupe le site d'un autre atome hôte.
- Paire de Frenkel :** complexe (interstitiel - lacune) formé par l'atome hôte déplacé d'un site de réseau à un site interstitiel voisin.
- Impuretés :** défauts impliquant des atomes étrangers sont appelés défauts extrinsèques

Les défauts ponctuels peuvent aussi être classés en fonction de leurs propriétés comme ce qui suit : accepteurs, donneurs et défauts amphotères. Ces défauts avec des niveaux d'énergie dans la bande interdite peuvent capturer et émettre des électrons et des trous et peuvent ainsi être chargés ou neutres. Selon le niveau de Fermi, les accepteurs se trouvent dans la moitié supérieure et les donneurs dans la moitié inférieure de la bande interdite. Le tableau 4.1 résume l'état de charge des pièges en fonction de leur statut, vide ou rempli.

	Vide	Rempli
Piège accepteur	Charge neutre	Charge négative
Piège donneur	Charge positive	Charge neutre

Tableau 4.1 : État de charge des pièges accepteurs et donneurs dans la bande interdite du silicium.

Certains défauts ont plus d'un niveau dans la bande interdite. A titre d'exemple, les niveaux du donneur double thermique (*TDD*) et de la di-lacune amphotère (*VV*) sont montrés. Les défauts amphotères ont plus d'un niveau d'énergie et d'état de charge, par ex. *VV* a plusieurs états de charge ($--/-$, $-/0$ et $0/+$). La figure 4.6 illustre la position de plusieurs niveaux de défauts dans la bande interdite et les états de charge possibles. Par exemple, un piège accepteur est chargé négativement lorsqu'il est occupé par un électron et neutre lorsqu'il est vide, il s'écrit ($-/0$).

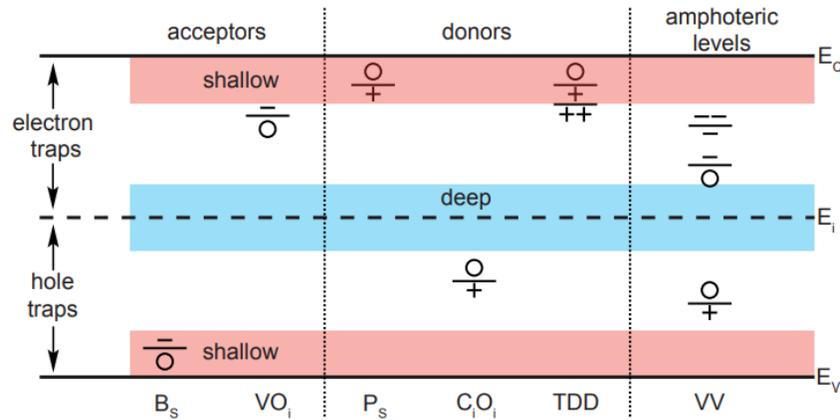


Figure 4.6 : Illustration des états de charge possibles des défauts dans la bande interdite [10]. On notera que la notation utilisée dans ce travail suit l'état d'occupation : (+/O) et (-/O) indiquent l'état chargé individuellement positif ou négatif d'un défaut alors que (- /--) et (+ /++) désignent les états doublement chargés.

Les défauts ponctuels peuvent être aussi classés en fonction de leurs positions dans la bande interdite comme ce qui suit: niveaux **peu profonds** et **profonds** (*Shallow and deep levels*). Souvent le terme peu profond (*shallow*) est utilisé pour les défauts qui sont près des bords des bandes (conduction ou valence), tandis que le terme profonds (*deep*) est utilisé pour les défauts qui sont au milieu de la bande interdite. Cependant, l'état de charge d'un niveau de défaut est déterminé en équilibre thermique par la position du niveau de Fermi et donc dépend du type de conduction et de la concentration de dopage du matériau. Ceci conduit au fait que le même défaut devrait être appelé peu profond dans l'un et profond dans l'autre. De plus, dans la région de charge d'espace, presque n'importe quel donneur situé dans la moitié supérieure de la bande interdite devrait être appelé peu profond (figure 4.6).

4.3.2 Clusters

Les clusters sont créés lors d'un dépôt d'énergie élevée entraîne une cascade de déplacements qui produisent une densité élevée de défauts. La nature exacte des défauts à l'intérieur du cluster n'est pas connue, ni leurs propriétés électriques. Selon le modèle déterminé dans [12], un grand nombre de paires de Frenkel est produit dans la région de cluster par une PKA et en raison de la mobilité élevée des interstitiels de Si, elles diffusent rapidement hors de cette région, laissant une agglomérat de lacunes composées des défauts complexes, tels que V2, V3, etc. A l'intérieur de la région fortement endommagée sont introduits les défauts liés au cluster. Ces défauts semblent être très similaires à ceux des défauts ponctuels. Ils peuvent agir comme donneurs, accepteurs ou défauts amphoteriques, ils peuvent

piéger des électrons ou des trous, et ils peuvent être profonds ou peu profonds. D'autre part, leurs propriétés diffèrent de celles des défauts ponctuels [13].

4.4 Effets des défauts dus aux radiations

4.4.1 Dommages en surface

Le terme dommages de surface résume tous les défauts dans la couche SiO_2 et l'interface Si-SiO_2 . Les dommages sont introduits par ionisation. La structure cristalline de l'oxyde de silicium étant très irrégulière, les déplacements d'atomes individuels dus à l'irradiation ne conduisent pas à des modifications macroscopiques. Cependant, la création des paires électron-trou par ionisation n'est pas totalement réversible dans un isolant et peut entraîner des modifications constantes des propriétés de l'interface. Après la création de paires électron-trou dans la couche d'oxyde, la plupart des paires électron-trou se recombinent immédiatement. Comme les électrons ont une mobilité élevée dans l'oxyde ($\mu_n \approx 20 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) [14], ils seront évacués sous l'effet du champ électrique présent par l'électrode proche de polarisation positive. Les trous ont une mobilité très faible dans l'oxyde ($\mu_p \approx 2 \times 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{Vs}$) [14], ils se déplacent très lentement dans l'oxyde en direction du champ électrique présent par un mécanisme à sauts successifs via des niveaux énergétiques peu profonds vers l'interface Si/SiO_2 , passant d'un piège peu profond à autre [14]. Si les trous arrivent à l'interface Si/SiO_2 où de nombreux pièges à trous profonds existent, ils peuvent y être piégés [15].

De plus, la concentration de défauts est particulièrement élevée à l'interface Si/SiO_2 . La densité de pièges dans la région d'interface est d'environ 10^9 à 10^{10} pièges/cm² [16].

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. Les trous piégés, qui sont proches de l'interface, peuvent se recombiner avec les électrons attirés du substrat vers l'interface. La figure 4.7 est un diagramme de bandes d'énergie d'une structure MOS (Métal-Oxyde- Semi-conducteur) représentant les différents effets de surface qui interviennent suite à une interaction ionisante dans la couche de SiO_2 . Le mécanisme de transport des électrons est dessiné en rouge et celui des trous en bleu.

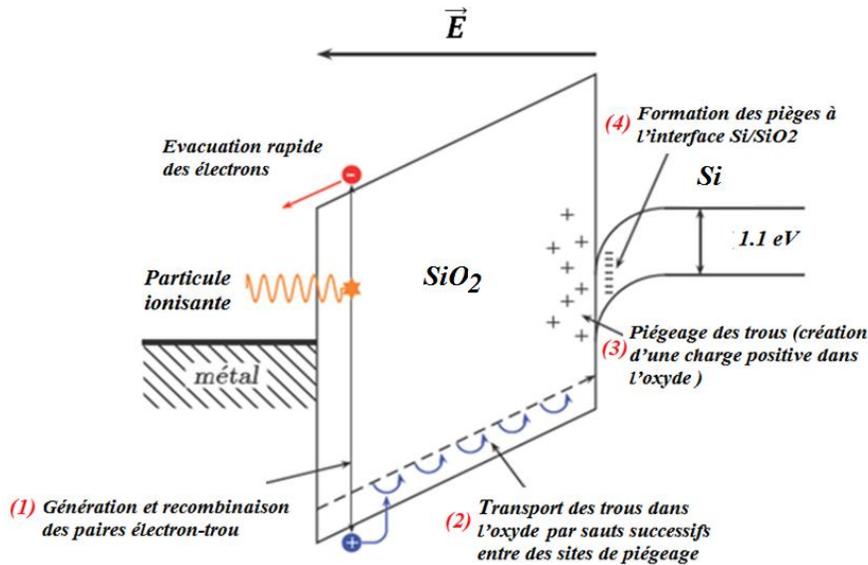


Figure 4.7 : Représentation schématique des effets de surface dans un dioxyde de silicium subissant une interaction ionisante. Les principaux processus de génération de charge induite par les radiations sont illustrés. Tirer et modifier de [15].

L'irradiation crée plus de défauts de piégeage dans l'oxyde, et la valeur de saturation de la charge d'oxyde dépend de la fluence d'irradiation [17]. Par irradiation, de plus en plus de charges positives dans l'oxyde sont induites, ce qui conduit à des changements dans certains paramètres du détecteur tels que la résistance et la capacité inter bandes/pixels. En conjonction avec l'introduction de charges d'oxydes positives, des états d'interface sont créés à la frontière Si/SiO₂. Ces états sont des niveaux d'énergie supplémentaires dans le silicium proche de l'interface Si/SiO₂ et influencent les propriétés du courant de génération (courant de fuite) du détecteur.

Dans le cas du détecteur n-on-p, l'accumulation des charges peuvent provoquer des court-circuits des implants du pixels/bandes. Cette accumulation crée alors une couche d'inversion dans le silicium (représentée par une concentration de porteur de charge négative sur la figure 4.7). Ces effets conduisent à un déplacement des tensions de seuil et vont perturber le fonctionnement du détecteur. La saturation de l'accumulation de la charge d'oxyde positive à une valeur d'environ $1-3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [16], est obtenue lorsque tous les défauts de piège à trous sont remplis. La génération d'états d'interface conduisant à la génération d'un courant en surface lorsque la région de charge d'espace atteint la surface.

Les dégâts de surface n'ont pas de conséquences directes sur le fonctionnement des capteurs de particules. Cependant, la conception doit être ajustée de manière à ce que les modifications du champ électrique dues aux charges d'oxydes n'influencent pas les performances du capteur.

4.4.2 Dommages en volume

Les défauts en volume (ou substrat) sont des déplacements d'atomes dans le volume du réseau cristallin provoqués par le transfert d'énergie des particules incidentes. Ils résultent de défauts dans le réseau cristallin, causés par les pertes d'énergies non-ionisantes ou NIEL. Selon l'énergie de la particule incidente, les défauts ponctuels (interstitiels et lacunes) ou les clusters de défauts peuvent être formés. Les atomes déplacés créent des interstitiels I , des lacunes V et des constructions plus complexes, par exemple : di-lacunes V_2 , triple lacunes V_3 , et également di-interstitiels I_2 . Tous ces défauts déforment le réseau cristallin. Divers types de défauts sont illustrés à la figure 4.5. En outre, les atomes de Si diffusants (interstitiels I) ou les lacunes forment souvent des combinaisons avec des atomes d'impuretés, comme l'oxygène (O), le phosphore (P) ou le carbone (C), encore avec des propriétés différentes. Tous ces déplacements de réseau peuplent de nouveaux niveaux d'énergie dans la bande interdite, modifiant les propriétés initiales du silicium. Une fois créés, tous ces défauts primaires se déplacent dans le volume de silicium par un processus de diffusion et sont susceptibles de se recombiner en de nombreux défauts stables différents, induisant des dommages irréversibles qui influencent en permanence les propriétés macroscopiques du détecteur. La vitesse de réaction au cours de laquelle ce processus se déroule dépend fortement de la température en raison de la mobilité des défauts dans le volume du détecteur. Les défauts les plus importants créés par l'irradiation sont les di-lacunes ($V-V$) et les complexes $CiOi$ (carbone interstitiel/oxygène interstitiel) à cause de leur taux d'introduction élevé à proximité du milieu de la bande interdite.

Les mécanismes d'impact des défauts créés par radiation dans le volume du détecteur les plus importants sont résumés ci-dessous :

- **Génération** : Les défauts avec des niveaux d'énergie proches du milieu de la bande interdite servent de centres de génération pour les paires électron-trou.
- **Recombinaison** : C'est le processus inverse de génération et signifie la capture simultanée d'un électron et d'un trou, ce qui conduit à une réduction des porteurs de charge libres.
- **Piégeage** : Le piégeage temporaire de porteurs par un niveau profond. Un porteur est capturé par un centre de piégeage et il retourne vers sa bande d'origine plus tard sans recombinaison.
- **Compensation** : Les niveaux de défauts peuvent agir comme accepteurs ou donneurs et ainsi compenser l'effet du dopage.
- **Effet tunnel** : Si la barrière de potentiel pour traverser le gap du silicium devient suffisamment faible, ce qui est généralement le cas lorsqu'un champ électrique intense est présent (0,5 MV/cm),

des charges peuvent passer par effet tunnel d'une bande à autre. Les niveaux d'énergies supplémentaires induits par les défauts situés dans cette zone augmentent le phénomène.

La figure 4.8 représente schématiquement les effets des défauts en volume avec leur niveaux d'énergie dans la bande interdite sur les propriétés électriques d'un détecteur à silicium .

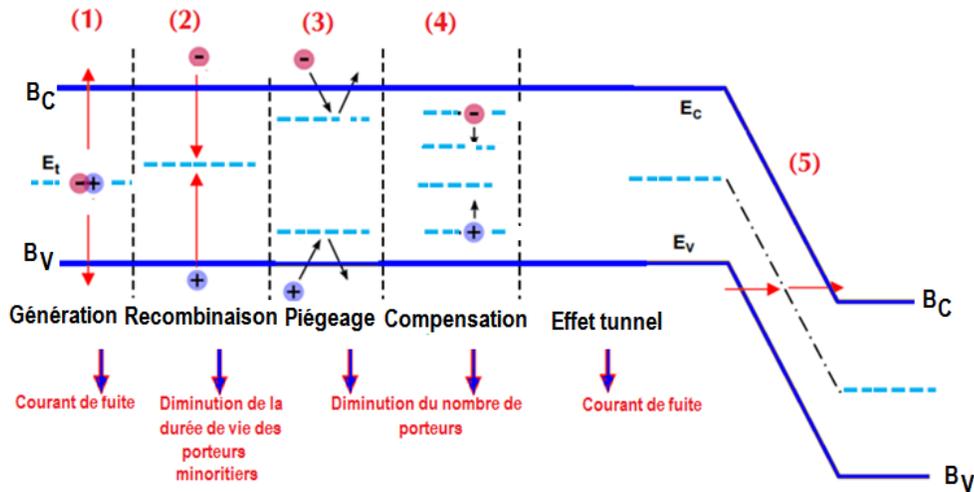


Figure 4.8 : Les différentes locations des niveaux de défauts et leurs effets sur les propriétés du détecteur en raison des niveaux de défauts induits par la radiation dans la bande interdite [18].

4.4.3 Changements macroscopiques des propriétés du détecteur

Les défauts créés par des radiations ou par un processus de fabrication peuvent affecter les propriétés macroscopiques des détecteurs au silicium. Les principaux effets illustrés à la figure 4.9 sont la création des *défauts peu profonds* et des niveaux *profonds*. D'un point de vue macroscopique, les *défauts peu profonds* modifient la tension de déplétion et la concentration effective de dopage (N_{eff}) et les *défauts profonds* génèrent un courant de fuite et diminuent l'efficacité de la collection de charges (CCE) en piégeant les électrons ou les trous créés par la particule ionisante.

4.4.3.1 Courant de fuite

Le courant de fuite (en inverse dans la jonction p-n) dans un détecteur est lié à la génération de paires électron-trou, suite à la présence de défauts correspondant à des niveaux d'énergie profonds. Il peut aussi résulter des courants de surface dus aux états formés dans l'interface Si/SiO₂. Des études antérieures ont montré que la variation du courant de fuite ΔI , normalisée par rapport au volume

sensible du détecteur V est linéaire par rapport à la fluence équivalente Φ_{eq} (1MeV), quel que soit le type de radiation ou d'énergie [10] :

$$\Delta I(\Phi_{eq})/V = \alpha \cdot \Phi_{eq} \quad (4.7)$$

où $\Delta I = I_{irr} - I_0$ est la différence des courants, mesurés à la déplétion totale, avant et après irradiation et le paramètre α facteur de proportionnalité (A/cm).

4.4.3.2 Concentration effective de dopage

Dans un détecteur non irradié, la concentration effective de dopage N_{eff} est déterminée par des défauts peu profonds dans le matériau. Suite à des radiations, d'autres niveaux d'énergie (pièges accepteurs ou donneurs) sont créés tout près du milieu de la bande interdite. En raison des niveaux de type accepteur pour un détecteur de type n, des charges négatives s'accumulent dans la région de déplétion. Avec l'augmentation de la fluence, les charges négatives compensent les charges positives des impuretés donneurs et le matériau se comporte, alors, de plus en plus comme un matériau de type p. Ce phénomène est appelé inversion de type ou inversion de signe de charge d'espace (SCSI : *space charge sign inversion*). Suite à cette inversion de type, la jonction change de l'électrode du substrat vers l'électrode du pixel. Cette inversion de type n'est pas l'élimination physique des donneurs dans le silicium, mais plutôt une augmentation des accepteurs. Le changement de N_{eff} en fonction de la fluence du rayonnement est déterminé par la relation [19]:

$$N_{eff}(\phi) = N_{eff}(0)e^{-c\phi} - \beta\phi \quad (4.8)$$

où $N_{eff}(0)$ est la concentration de dopage effective initiale, c ($(6,7 \pm 0.5) \times 10^{-13} \text{ cm}^2$) est la constante d'élimination du donneur ou de l'accepteur et β ($(8,1 \pm 0.8) \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$) le taux d'introduction des accepteurs ou des défauts de type donneur [20, 21].

La figure 4.9 montre l'évolution de la valeur absolue de N_{eff} , et V_{FD} en fonction de la fluence des neutrons. N_{eff} diminue jusqu'à zéro, puis devient presque intrinsèque à une fluence de $2-5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, après il remonte à nouveau après l'inversion de type.

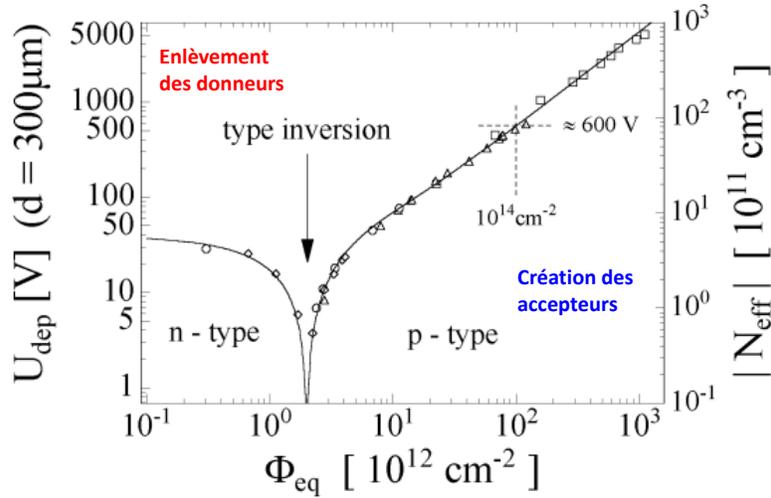


Figure 4.9 : Évolution de la tension de déplétion (à gauche) et de la concentration effective (à droite) en fonction de la fluence équivalente pour un détecteur de type n-on-n [10].

4.4.3.3 Tension de déplétion

La tension de déplétion (V_{dep}) est proportionnelle à la valeur absolue de la concentration effective de dopage (N_{eff}) du substrat, comme signalé dans l'équation (2.26). Le comportement de la tension de déplétion en fonction de la dose de radiation reçue dépend directement des changements apportés au N_{eff} par la quantité de défauts induits. La tension requise pour la déplétion totale dans un détecteur peut être calculée à partir de l'équation (2.27).

4.4.3.4 Efficacité de collection de charge

La perte de l'efficacité de collection de charge (CCE) est due au piégeage des charges à l'intérieur des défauts dans les sites du réseau du silicium. Les défauts induits par l'irradiation introduisent des centres de piégeage (à électrons et à trous). Ce qui réduit les paires électron-trou initialement créées. La probabilité de piégeage $\tau_{eff\acute{e},t}$ pour les électrons et les trous, augmente de façon linéaire avec la fluence, et peut être estimée selon l'équation (4.9) [22]:

$$1/\tau_{eff\acute{e},t} = \beta_{\acute{e},t} \cdot \Phi_{\acute{e}q} \quad (4.9)$$

$\beta_{\acute{e},t}$ est le paramètre d'endommagement ou taux de piégeage. Pour des radiations aux neutrons, $\beta_{\acute{e}}=4,1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}$ pour les électrons et $\beta_t=6.0 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}$ pour les trous [22].

4.5 Recuit des défauts

La migration des défauts à température ambiante peut prendre des mois ou des années. Afin d'accélérer ce processus, un traitement thermique du détecteur à semi-conducteur est possible. L'énergie thermique accélère la migration des défauts et la dissociation dans le matériau de silicium. Cette technique est appelée recuit. Les défauts induits dans les détecteurs par des particules secondaires ne sont pas forcément immobiles et permanents. Ainsi, le recuit thermique affecte énormément leurs caractéristiques électriques et certainement leurs performances. A certaines températures, les défauts deviennent mobiles et migrent à travers le réseau cristallin du silicium. Ils s'annulent par recombinaison en rencontrant leurs contreparties $[V+(Si)_i \rightarrow (Si)_s]$ ou forment d'autres défauts plus complexes avec les autres défauts et les impuretés préexistantes [ex: $V+V \rightarrow VV$]. Toutefois, le phénomène inverse peut aussi se produire : des défauts complexes (composés de plusieurs défauts) peuvent se dissocier si l'énergie de vibration du réseau est suffisante pour vaincre l'énergie de liaison [10].

Selon la durée et la température du recuit, on s'attend à éliminer certains défauts et par conséquent à améliorer les performances du détecteur. Il est à noter que chaque détecteur est en recuit permanent à sa température de fonctionnement. L'évolution de ces défauts se poursuit à toute température mais avec des constantes de temps différentes. Cette caractéristique a l'avantage de pouvoir effectuer un recuit rapide en le maintenant temporairement à une température beaucoup plus élevée que celle de son opération. Le but est d'évaluer son stade final pour une fluence donnée.

4.6 Réduction des dommages causés par l'irradiation

Les détecteurs actuels au niveau du détecteur ATLAS ne peuvent pas survivre à l'augmentation de la luminosité prévue à la mise à jour du LHC. Le piégeage des charges, l'augmentation de la tension de déplétion et du courant de fuite sont les conséquences principales entraînant une perte d'amplitude du signal. Dans le but de réduire ces effets sur les détecteurs, une intense activité de R&D est en cours depuis 2009, menée par diverses institutions membres de la collaboration ATLAS. Afin de prévenir certains effets des dommages causés par les radiations dans le silicium, plusieurs techniques peuvent être mises en œuvre qui seront décrites brièvement ci-dessous.

4.6.1 Prévention des conséquences des dommages de surface

Les charges positives dans l'oxyde attirent les électrons de substrat à l'interface Si/SiO₂ où une couche d'accumulation d'électrons se forme, ce qui augmente la capacité inter-pixels (ou bandes) et éventuellement court-circuite les pixels. Le mécanisme de base pour éviter cela est de repousser ces électrons par l'introduction de dopant de type p dans la région inter-pixels. Il existe différentes techniques d'isolation appelées : p-spray, p-stop ou une combinaison des deux, p-spray modéré [23].

Grâce à la simulations numérique, le comportement de ces techniques est très bien compris [24]. Le choix parfait de la technique d'isolation n'est pas possible, mais en pesant correctement les différentes options, il est possible de trouver le meilleur pour une application spécifique. Chaque technique d'isolement est caractérisé par certains avantages, mais le choix d'une technique spécifique doit être choisie en fonction de la tension de claquage ciblé, la capacité inter-électrode ou la résistance inter-électrode, ainsi que le coût de fabrication. Le choix d'une technique d'isolation appropriée implique un compromis entre les performances voulues, comme, le compromis entre une forte isolation et une grande tension de claquage. Des concentrations élevées d'implants de type p provoquent des distorsions de champ élevées et un claquage précoce si le champ atteint environ 300 kV/cm [23]. La figure 4.10 illustre les trois techniques d'isolation développées pour atténuer ces effets.

- **La technique p-spray:** consiste à appliquer un dopage de type p, pleine plaque, à dose moyenne entre le substrat du détecteur et la couche surfacique de SiO₂. Cette technique est la plus facile à mettre en œuvre, cependant elle met en contact direct les implants de pixel fortement dopés de type n et la couche p-spray. Si la concentration de p-spray est trop élevée, ceci a pour conséquence, l'apparition d'un claquage prématuré pendant le fonctionnement normal du détecteur
- **La technique p-stop:** consiste en un implant flottant de type p à dose un peu plus élevée que celui du p-spray, inséré entre les pixels n+. Les implants p+ de cette technique nécessitent leur propre étape de lithographie.
- **La technique p-spray modérée:** est une combinaison des deux techniques p-stop et p-spray. Un p-stop central est implanté dans la région de p-spray. Ceci assure une bonne isolation et puisque entouré de p-spray, les champs électriques produits à l'interface sont énormément réduits [28].

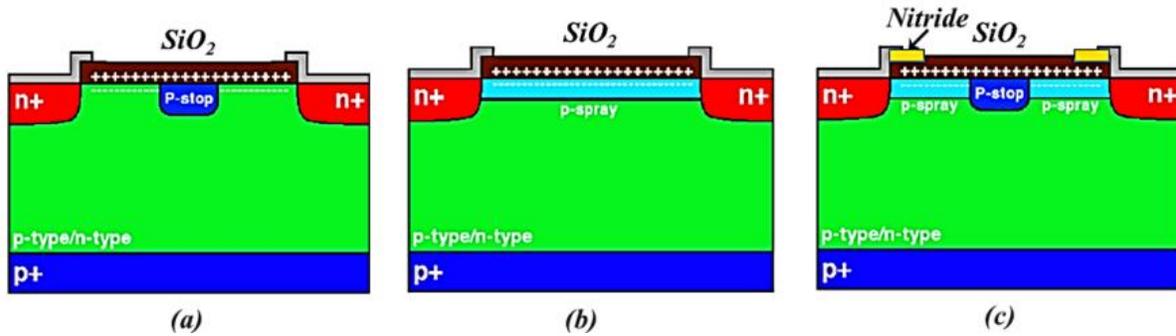


Figure 4.10 : Techniques d'isolation inter-pixels : (a) p-spray, (b) p-stop et (c) p-spray modérée [23].

4.6.2 Prévention des conséquences des dommages en substrat

La prévention des dommages en substrat fonctionne à deux niveaux différents : l'ingénierie des matériaux et l'ingénierie des dispositifs.

4.6.2.1 Ingénierie des matériaux

L'ingénierie des matériaux consiste principalement à rechercher de nouveaux types de matériaux semi-conducteurs qui résistent mieux à des doses de radiation élevées. Afin d'essayer de trouver un matériau plus résistant aux radiations que le silicium, des études sur de nouveaux matériaux ont été réalisées. Ceux-ci comprennent le diamant [25], le carbure de silicium (SiC) [26] et le nitrure de gallium GaN [27], qui ont récemment été reconnus comme étant potentiellement résistants aux radiations. Les études menées avec GaN et le SiC n'ont pas encore abouti à des résultats prometteurs.

L'ingénierie des matériaux consiste aussi à modifier la structure du matériau en volume. Des impuretés sont ajoutées au silicium afin d'affecter la formation de centres de défauts électriquement actifs et donc contrôler les paramètres macroscopiques du dispositif. L'un des exemples les plus réussis de silicium modifié est le silicium enrichi en oxygène. La modélisation extensive de la cinétique des défauts a montré que le surplus d'oxygène dans le volume du silicium est très efficace pour supprimer la formation de défauts profonds V-V et V_2O [28].

4.6.2.2 Ingénierie des dispositifs

L'ingénierie des dispositifs peut être appliquée sur les dispositifs actuels afin d'améliorer leurs performances. La géométrie du détecteur peut être modifiée de nombreuses manières, par ex. l'épaisseur et le type du substrat (n ou p), la segmentation et la forme des électrodes, les anneaux de garde et les plaques de champ pour augmenter la tension de claquage, offrant de nombreuses options pour optimiser les performances du détecteur, en respectant la tolérance aux radiations. Ce thème

couvre aussi les nouvelles conceptions de détecteurs, telles que les détecteurs 3D, les détecteurs planaires minces ainsi que les détecteurs à bord actif. Au cours des dernières années, les études menées sur les détecteurs 3D ont montré que ces derniers offrent certains avantages en termes de diminution de la tension de déplétion totale, de temps de dérive de charges et de faibles capacités.

4.6.3 Détecteur n-on-p

De nos jours, le substrat de type p est aussi disponible à la qualité requise pour les applications de physique des hautes énergies en termes de pureté et de résistivité et les détecteurs n-on-p sont devenus attractifs dans ce domaine. Cette conception, présentée dans la sous-section (3.3), est caractérisée par :

1. les charges collectées sont des électrons, plus rapides et moins prédisposés au piégeage
2. pas d'inversion de type du substrat due aux radiations
3. les coûts de fabrication sont inférieurs à ceux des capteurs avec un substrat de type n

L'inconvénient des dispositifs n-on-p est la technologie de fabrication plus complexe due aux structures d'isolation requises entre les électrodes de type n [29]. Des concentrations de dopage élevées dans les implants d'isolation peuvent également conduire à des champs électriques localisés élevés qui augmentent la probabilité de claquage précoces. Le fait que la conception n-on-p est aussi résistante aux radiations et sa fabrication est moins chère que n-on-n ont d'elle une candidate idéale pour les applications où les niveaux de radiation sont élevés. Une des premières étapes pour la conception du détecteur à semi-conducteur est l'utilisation des techniques de simulation numérique pour optimiser la structure du détecteur. Dans cette thèse les outils TCAD du logiciel SILVACO, sont utilisés pour étudier la conception du détecteur n-on-p, avec différentes configurations.

4.7 Références bibliographiques

- [1] S. Messenger, et al., "Nonionizing energy loss (NIEL) for heavy ions," *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, vol. 46, no. 6, pp. 1595-1602, 1999.
- [2] M. Huhtinen, "Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon," *Nuclear Instrum. & Meth. in Phys. Res. A*, vol. 491, no. 1-2, pp. 194-215, 2002.
- [3] V. Castano and I. Schagaev, "Impact of Radiation on Electronics," in *Resilient computer system design*, ed: Springer, 2015.
- [4] F. Hönniger, "Radiation damage in silicon: Defect analysis and detector properties," PhD Thesis, University of Hamburg, Hamburg, 2008.
- [5] L. Van, Victor AJ et al., "Mechanisms of radiation effects in electronic materials. Volume 1," *NASA STI/Recon Technical Report A*, vol. 81, 1980.
- [6] G. Lindström, "Radiation damage in silicon detectors," *Nuclear Instrum. & Meth. in Phys. Res. A*, vol. 512, no. 1-2, pp. 30-43, 2003.
- [7] M. S. Lazo, D. M. Woodall, and P. J. McDaniel, "Silicon and silicon dioxide neutron damage functions," in *Proc. Fast Burt React. Workshop*, 1986.
- [8] A. Vasilescu, "The NIEL scaling hypothesis applied to neutron spectra of irradiation facilities and in the ATLAS and CMS SCT," Technical report, CERN, Geneva, 1997.
- [9] M. Huhtinen and P. Aarnio, "Pion induced displacement damage in silicon devices," *Nucl. Instrum. & Meth. in Phys. Res. A*, vol. 335, no. 3, pp. 580-582, 1993.
- [10] M. Moll, "Radiation damage in silicon particle detectors," PhD Thesis, Physics Dept., University of Hamburg, Germany, 1999.
- [11] A. Furgeri, "Quality assurance and irradiation studies on CMS silicon strip sensors," PhD thesis, RWTH Aachen University, Germany, 2006.
- [12] B. Gossick, "Disordered regions in semiconductors bombarded by fast neutrons," *Journal of Applied Physics*, vol. 30, no. 8, pp. 1214-1218, 1959.
- [13] A. Junkes, "Radiation induced Point and Cluster defects," PhD Thesis, University of Hamburg, Hamburg, 2007.
- [14] H. E. Boesch and F. B. McLean, "Hole transport and trapping in field oxides," *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, vol. 32, no. 6, pp. 3940-3945, 1985.
- [15] T.-P. Ma and P. V. Dressendorfer, *Ionizing radiation effects in MOS devices and circuits*: John Wiley & Sons, 1989.
- [16] E. H. Nicollian and J. R. Brews, *MOS (metal oxide semiconductor) physics and technology*: Wiley, New York, 1982.
- [17] R. Wunstorf, et al., "Damage-induced surface effects in silicon detectors," *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A* vol. 377, no. 2-3, pp. 290-297, 1996.
- [18] F. Hartmann, *Evolution of Silicon Sensor Technology in Particle Physics*, vol. 231: Springer Track in Modern Physics, Springer, Berlin Heidelberg, 2009.
- [19] G. Casse, "The effect of hadron irradiation on the electrical properties of particle detectors made from various silicon materials," PhD Thesis, University of Grenoble, France, 1998.
- [20] G. Casse, P. Allport, and A. Watson, "Effects of accelerated annealing on p-type silicon micro-strip detectors after very high doses of proton irradiation," *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A*, vol. 568, no. 1, pp. 46-50, 2006.
- [21] V. Eremin, et al., "Effect of radiation induced deep level traps on Si detector performance," *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A.*, vol. 476, no. 3, pp. 537-549, 2002.

- [22] G. Kramberger, et al., "Effective trapping time of electrons and holes in different silicon materials irradiated with neutrons, protons and pions," *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A*, vol. 481, no. 1-3, pp. 297-305, 2002.
- [23] R. Richter, et al., "Strip detector design for ATLAS and HERA-B using two-dimensional device simulation," *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A*, vol. 377, no. 2-3, pp. 412-421, 1996.
- [24] C. Piemonte, "Device simulations of isolation techniques for silicon microstrip detectors made on p-type substrates," *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, vol. 53, no. 3, pp. 1694-1705, 2006.
- [25] W. Adam, et al., "Performance of irradiated CVD diamond micro-strip sensors," *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A*, vol. 476, no. 3, pp. 706-712, 2002.
- [26] M. Moll and R. Collaboration, "Development of radiation hard sensors for very high luminosity colliders—CERN-RD50 project," *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A*, vol. 511, no. 1-2, pp. 97-105, 2003.
- [27] J. Vaitkus, et al., "Semi-insulating GaN and its evaluation for α particle detection," *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A*, vol. 509, no. 1-3, pp. 60-64, 2003.
- [28] Z. Li, et al., "Investigation of the oxygen-vacancy (A-center) defect complex profile in neutron irradiated high resistivity silicon junction particle detectors," *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, vol. 39, no. 6, pp. 1730-1738, 1992.
- [29] J. Härkönen, et al., "Low-temperature TCT characterization of heavily proton irradiated p-type magnetic Czochralski silicon detectors," *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A*, vol. 583, no. 1, pp. 71-76, 2007.

Chapitre 5

Outils de simulation physique

TCAD-SILVACO

5.1 Introduction

Afin de minimiser les coûts de fabrication dans le cadre de développement de nouveaux composants microélectroniques, les scientifiques dans les départements R&D des usines ou bien dans les Universités et centres de recherche, exploitent les techniques de simulation numériques afin de les concevoir et optimiser. Ceci est d'une importance capitale afin de limiter le temps de développement et réduire le nombre de prototypes nécessaires à l'évaluation des propriétés des composants. La conception assistée par ordinateur (CAD) des dispositifs à semi-conducteurs, appelée technologie CAD (TCAD) est un outil important pour comprendre le lien entre la physique des semi-conducteurs et leur comportement électrique. Les principaux simulateurs technologiques existants sur le marché sont SILVACO et SYNOPSIS. Dans notre travail, nous avons opté pour le logiciel SILVACO [1]. C'est une licence achetée une seule fois à bas prix, réservée à la communauté universitaire, puis payer sa location annuellement.

Dans ce chapitre, nous présenterons le logiciel SILVACO utilisé dans notre travail, son principe de fonctionnement et son module ATLAS utilisé pour simuler le comportement électrique et physique des détecteurs de particules de type n-on-p. Nous exposerons, par la suite, les différentes étapes nécessaires pour concevoir la structure à simuler et effectuer le choix des modèles physiques. Les effets d'irradiation sont simulés par l'introduction de défauts dans les couches d'oxyde de silicium et dans le volume du substrat en précisant leurs niveaux d'énergie, leurs densités et leurs sections efficaces de capture.

5.2 Principe de la simulation numérique

L'étude des dispositifs à semi-conducteurs est basée sur la résolution simultanée des équations de bases de la physique des semi-conducteurs (équation de Poisson, équations de continuité, équations de transport, etc.) avec pour problématique la détermination d'un grand nombre d'inconnues : le potentiel électrostatique, le champ électrique, la concentration des électrons et des trous, la densité de courant, etc. Ces grandeurs physiques internes évoluent au sein du composant dans le temps et dans l'espace. Ces équations peuvent être résolues de façon dynamique en tout point discret de la structure simulée représentante du dispositif semi-conducteur. Les méthodes utilisées pour résoudre numériquement ces équations aux dérivées partielles sont : éléments finis, moindre carré, Monte Carlo, etc. Le principe de base repose sur une discrétisation par éléments des équations à traiter. Ces

éléments sont des triangles constituant le maillage de la structure simulée. Les intersections de ces mailles sont des nœuds où une partie des équations de la physique des semi-conducteurs est résolue, permettant d'obtenir une solution vecteur des diverses équations mise en jeu. Des itérations successives permettent de faire converger une solution globale pour un point de fonctionnement donné. Toutefois un compromis entre la résolution, c.à.d. le nombre de nœuds, et temps de calcul doit être pris en compte.

L'équation de Poisson lie les variations dans le potentiel électrostatique aux densités locales de charge. Les équations de continuité ou de transport décrivent le mode par lequel les densités d'électrons et des trous se comportent en fonction des processus de transport, de génération et de recombinaison [2].

L'équation de Poisson montre une relation entre le potentiel électrostatique et la densité de charges comme le montre l'équation (5.1) [3]:

$$\varepsilon \Delta V = -q(p - n + N_D^- - N_A^+) \quad (5.1)$$

où ε est la constante diélectrique, V le potentiel, ΔV le Laplacien du potentiel, q la charge élémentaire de l'électron, N_D^- et N_A^+ sont respectivement les concentrations des dopants donneurs et accepteurs ionisées, n et p sont les densités des porteurs de charges.

L'évolution temporelle des densités de porteurs de charges suivre les équations de continuité pour les électrons et les trous, comme il s'écrit dans les équations (5.2) et (5.3) [3]:

$$dn/dt = 1/q \cdot \text{div} \vec{J}_n + G_n - R_n \quad (5.2)$$

$$dp/dt = -1/q \cdot \text{div} \vec{J}_p + G_p - R_p \quad (5.3)$$

où J_n et J_p sont les densités de courant des électrons et des trous, G_n et G_p les taux de génération pour les électrons et les trous, R_n et R_p les taux de recombinaisons pour les électrons et les trous

Des dérivées basées sur la théorie du transport de Boltzmann ont montré que les densités de courant dans les équations de continuité peuvent être approximées par un modèle de dérive-diffusion [4]. Le premier correspond à la conduction (dérive) des charges par le champ électrique, le second correspond à la diffusion des porteurs dû aux gradients de concentration [3].

$$\vec{J}_n = qn\mu_n\vec{E} + qD_n\overrightarrow{\text{grad}}(n) \quad (5.4)$$

$$\vec{J}_p = qn\mu_p\vec{E} - qD_p\overrightarrow{\text{grad}}(p) \quad (5.5)$$

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}V \quad (5.6)$$

Où : $D_n = \frac{kT}{q} \cdot \mu_n$ et $D_p = \frac{kT}{q} \cdot \mu_p$ sont les coefficients de diffusion (définis dans le chapitre 2) [4].

5.3 Présentation du package des programmes SILVACO

SILVACO (Silicon Valley Corporation) est un logiciel développé par la société américaine SILVACO International ayant son siège social à Santa Clara. Cette société est un fournisseur de logiciels de simulation par éléments finis et de conception assistée par ordinateur (TCAD) pour les technologies de l'électronique. Ces outils sont utilisés par les compagnies de microélectronique pour la recherche, le développement et la conception de dispositifs à base de semi-conducteur. SILVACO est un logiciel de simulation qui permet de concevoir, modéliser et simuler les performances des dispositifs à semi-conducteurs, avant la fabrication des prototypes d'essais.

SILVACO inclut des modèles physiques qui utilisent des méthodes et des algorithmes numériques efficaces, des techniques de maillage, des solutions linéaires d'optimisation, etc., tout en permettant d'obtenir des résultats de simulation très proches de celles de la réalité. 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.

Sous SILVACO l'ensemble des outils de simulation et des outils interactifs permettant la conception et l'analyse de la plus part des dispositifs semi-conducteurs s'appelle VWF (Virtual Wafer Fab). Les composants de base de VWF sont les suivants.

- 1) Les outils de simulation (VWF core tools) : Ces outils simulent soit le procédé de fabrication comme ATHENA [2], soit les comportements électriques du dispositif comme ATLAS [3].
- 2) Les outils interactifs (VWF interactive tools) : Ces outils sont désignés pour être utilisés en mode interactif dans la construction d'un seul fichier d'entrée. Les outils interactifs peuvent être utilisés soit en relation avec un ensemble de fichiers, ou comme des composants intégrés dans l'environnant «VWF automation tools ». Parmi ces outils, nous citerons à titre d'exemple ceux que nous avons utilisés dans notre travail, DECKBUILD[5] qui est un environnement de développement et d'exécution interactif pour tous les simulateurs de SILVACO, ou bien TONYPLOT [6] qui est un outil de visualisation et d'analyse graphique 1D et 2D des résultats des simulations (structure du composant, distributions des grandeurs physique, caractéristiques électriques...).

- 3) Les outils d'automatisation (VWF automation tools) : Ces outils permettent d'exécuter sur une grande échelle des études expérimentales afin de créer des résultats pour des analyses statistiques.

Le projet réalisé dans le cadre de ce travail de thèse a été basé principalement sur l'interface graphique DECKBUILD et sur l'outil de simulation par éléments finis ATLAS. Une fois la simulation effectuée, la visualisation des résultats se fait via le module TONYPLOT.

5.4 Présentation du module ATLAS

Le module ATLAS est un simulateur de modélisation 2D et 3D des composants semi-conducteurs. Il assure la simulation physique des caractéristiques électriques des composants semi-conducteurs en régime continu (DC), alternatif (AC), transitoire et fréquentiel. De plus, il fournit des informations sur la distribution des variables physiques internes, telles que les concentrations des porteurs de charge, les lignes de courant, le champ électrique, le potentiel électrostatique, etc. ATLAS est composé de plusieurs modules de simulation. Le composant simulé 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. Les électrodes sont représentées par des surfaces sur lesquelles les conditions aux limites sont imposées, comme par exemple, les tensions appliquées.

La figure 5.1, montre les entrées et les sorties du simulateur ATLAS dont l'environnement d'exécution DECKBUILD reçoit les fichiers d'entrées, dans lesquelles ATLAS a été appelé à exécuter le code, et TONYPLOT a été utilisé pour afficher et visualiser la sortie de la simulation.

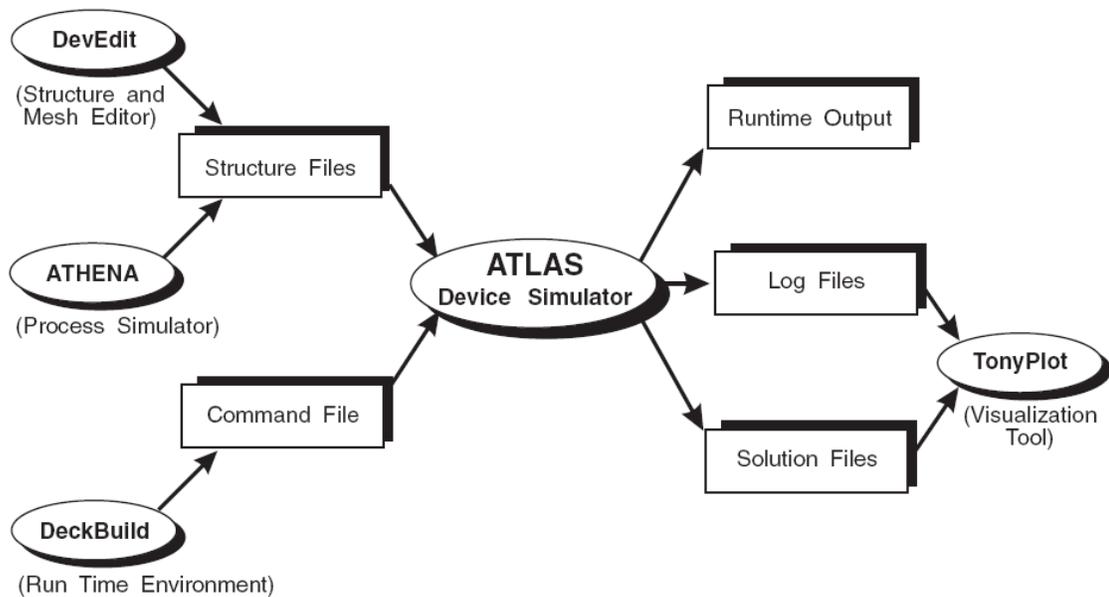


Figure 5.1 : L'ensemble de la chaîne de simulation dans SILVACO montrant les entrées et sorties du simulateur ATLAS [3].

A la sortie de ATLAS, nous avons trois types de fichiers. Le premier de ces fichiers est la sortie RUNTIME qui donne la progression, les erreurs et les messages d'avertissements pendant la simulation. Le deuxième fichier est le fichier «.LOG » qui stocke toutes les valeurs de tensions et des courants provenant de l'analyse du dispositif simulé. Le troisième fichier de sortie est le « Fichier de solution », ce fichier stocke les données 2D ou 3D concernant les valeurs des variables solutions dans le dispositif en un point donné (c'est le fichier physique, il contient la structure dans un état particulier). Les deux derniers fichiers sont traités par l'outil de visualisation TONYPLOT. ATLAS a été conçu de façon à pouvoir utiliser d'autres outils qui facilitent son utilisation. La figure 5.2 montre le menu de commandes de DECKBUILD et fenêtre de base de TONYPLOT.

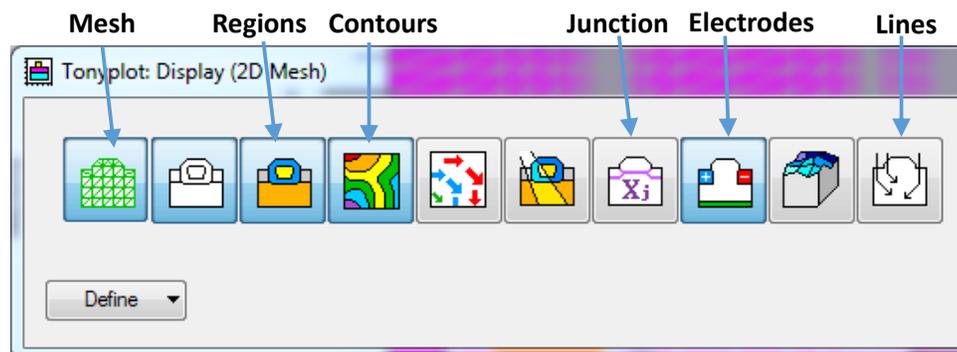


Figure 5.2 : Menu de commandes de DECKBUILD [6].

5.5 Logique de programmation dans ATLAS

L'ordre dans lequel les déclarations se produisent dans un fichier d'entrée de ATLAS est important. Chaque fichier d'entrée doit contenir ces cinq groupes en ordre. Sinon, un message d'erreur apparaît et le programme ne s'exécute pas d'une façon correcte. Ces groupes sont indiqués dans le tableau (5.1).

Groupe	Commandes
1. Spécification de la structure	<ul style="list-style-type: none"> – MESH – REGION – ELECTRODE – DOPING
2. Spécification des modèles des matériaux	<ul style="list-style-type: none"> – MATERIAL – MODELS – CONTACT – INTERFACE
3. Sélection de la méthode numérique	<ul style="list-style-type: none"> – METHOD
4. Spécification des solutions	<ul style="list-style-type: none"> – LOG – SOLVE – LOAD – SAVE
5. Analyse des résultats	<ul style="list-style-type: none"> – EXTRACT – TONYPLOT

Tableau 5.1 : Ordre des groupes de commande dans un programme ATLAS avec les déclarations de base dans chaque groupe [3].

La syntaxe du fichier d'entée dans ATLAS est la suivante :

<STATEMENT><PARAMETER>=<VALUE>

5.5.1 Spécification de la structure

La spécification de la structure est effectuée en définissant le maillage, les régions des matériaux, les électrodes de polarisation et le dopage.

5.5.1.1 Le maillage

Le maillage joue un rôle important pour l'obtention de des résultats de simulation fiable. La définition de maillage est la première étape dans la construction d'un dispositif après la déclaration

GO ATLAS. Le maillage divise la structure simulée en petites cellules pour pouvoir résoudre les équations fondamentales numériquement. Le maillage est simplement réalisé par une série de lignes horizontales et verticales définies par l'utilisateur avec un espacement entre eux. L'élément de maille utilisé est le triangle. Le maillage doit être fin dans les régions de forte variation de profil de dopage et les interfaces et grossier ailleurs.

On peut définir le maillage selon l'axe des X (`x.mesh`) et l'axe des Y (`y.mesh`), l'intervalle de maillage (`location`) ainsi que le pas de discrétisation (`space`), c.à.d la résolution du maillage.

Un exemple de maillage créé par ATLAS est donné à la figure 5.3.

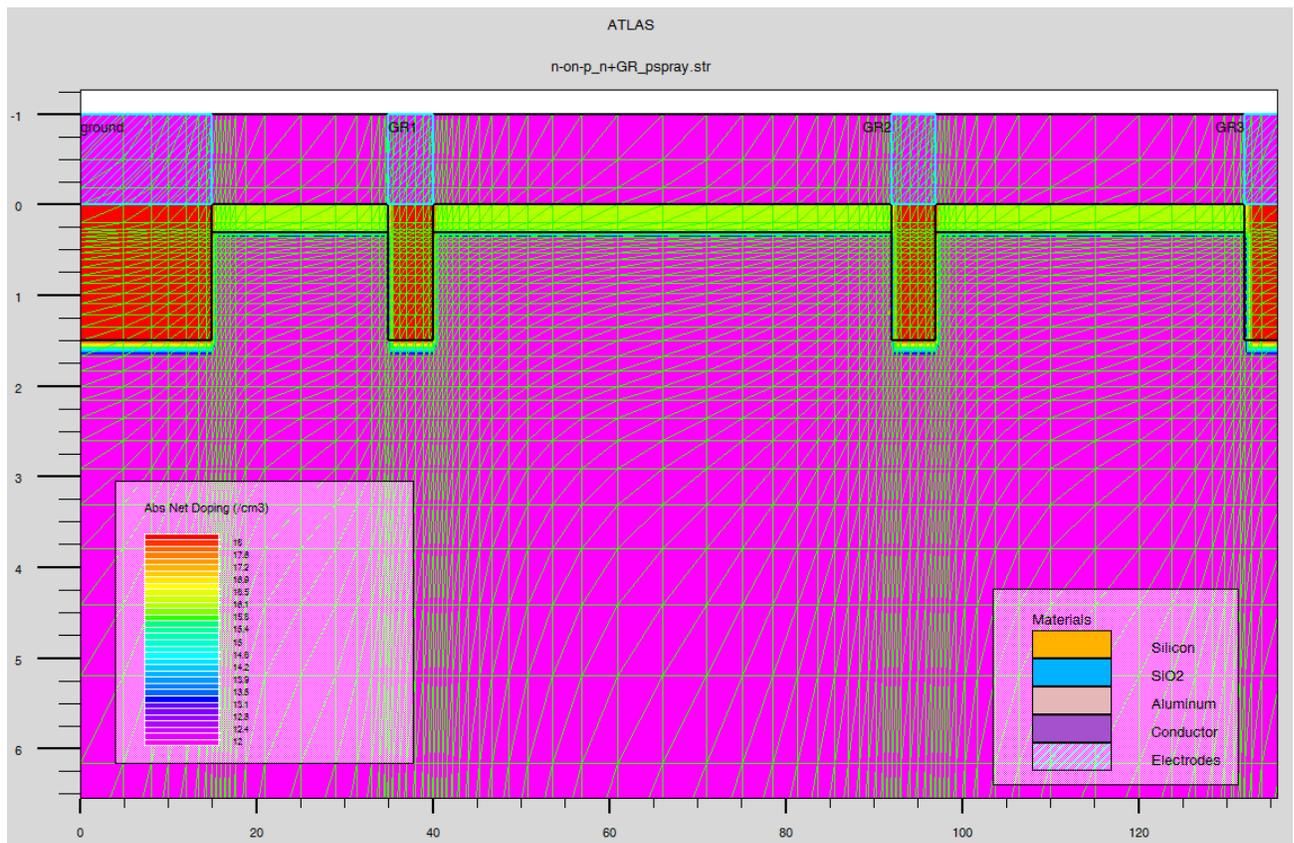


Figure 5.3 : Un exemple de maillage créé par ATLAS pour un détecteur de type n-on-p avec des anneaux de garde.

5.5.1.2 Les régions

La structure est définie en spécifiant les différents matériaux dans les régions. Jusqu'à 200 régions peuvent être définies dans ATLAS (`region number`) et un grand nombre de matériaux (`material`) sont disponibles. Pour les matériaux ayant une fraction molaire spécifique, les fractions de composition `x` (`x.comp`) et `y` (`y.comp`) doivent être spécifiées dans les déclarations de

région. Les paramètres de position sont spécifiés à l'aide des paramètres `x.min`, `x.max`, `y.min` et `y.max`. Un exemple de de définition d'une région est donné ci-dessous :

```
REGION num=3 material=silicon x.min=-1 x.max=15 y.min=1 y.max=2
```

5.5.1.3 Les électrodes

Un paramètre important pour l'exécution du programme, la déclaration des électrodes et leurs positionnements. Nous pouvons spécifier jusqu'à 50 électrodes. Les paramètres de positions sont spécifiés en microns en utilisant le `x.min`, `x.max`, `y.min`, et `y.max`. Plusieurs déclarations d'électrodes peuvent avoir le même nom de l'électrode. Les nœuds qui sont associés avec le même nom d'électrode sont traités comme étant connectés électriquement. Les trois instructions suivantes sont équivalentes. Elles signifient que l'électrode est située au point le plus bas du substrat de la structure.

```
ELECTRODE substrate
ELECTRODE name=anode bottom
ELECTRODE name=anode x.min=0 length=200
```

5.5.1.4 Le dopage

Le dopage d'un matériau semi-conducteur peut être de type n ou p. La distribution du dopant peut être uniforme (`uniform`) ou gaussienne (`gaussian`).

L'instruction suivante signifie que le matériau situé dans la région n°2 déclaré auparavant avec `REGION` est dopé d'une façon uniforme avec un dopage de type p.

```
DOPING uniform n.type concentration=1e+18 region=2
```

L'instruction suivante est pour une distribution gaussienne du dopant.

```
DOPING gaussian p.type concentration=1e+18 characteristic=0.05 \
x.left=0 x.right=1.0 peak=0.1
```

5.5.2 Spécification des matériaux et des modèles

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

5.5.2.1 Matériau

Les matériaux sont classés selon leurs propriétés physiques tel que : la résistivité, l'affinité électronique, l'énergie du gap, la mobilité, la densité des porteurs, la vitesse de saturation... etc. Plusieurs autres paramètres peuvent être définis par la déclaration `MATERIAL`, comme exemples de ces paramètres : Affinité électronique (`affinity`), l'énergie du gap à température ambiante (`eg300`), la mobilité des électrons (`mun`) et des trous (`mup`), la durée de vie des recombinaisons d'électrons (`taun0`) et de trous (`taup0`), la densité d'états en bande de valence (`nv300`) et en bande de conduction (`nc300`). ATLAS utilise une valeur par défaut si un paramètre matériel n'est pas spécifié. Le matériau peut être spécifié par une région ou un nom particulier qui a été donné dans les lignes de code précédent. L'exemple suivant illustre une manière d'identifier un matériau.

```
MATERIAL material=si mun=1200 mup=400 taun0=1e-6 taup0=2e-5
```

5.5.2.2 Modèles physiques

Les modèles physiques servent à décrire par simulation le comportement électrique, thermique et optique des dispositifs électroniques avant leur réalisation. Pour que la simulation atteigne un niveau réaliste, de nombreuses interdépendances complexes des propriétés du dispositif doivent être prises en compte, comme par exemple la variation de la mobilité des porteurs de charges en fonction de leurs concentrations. Les modèles physiques implémentés dans ATLAS sont regroupés en cinq catégories: 1) la mobilité, 2) la recombinaison, 3) statistique des porteurs, 4) l'ionisation par impact et 5) l'effet tunnel. Tous les modèles, à l'exception de l'ionisation par impact, sont spécifiés dans la déclaration `MODELS`. L'ionisation par impact est spécifiée dans la déclaration `IMPACT`.

En présence du phénomène d'ionisation par impact comme ce fût le cas dans les détecteurs de type diode polarisés en inverse, nous introduisons le modèle proposé par Selberherr [4], ainsi la déclaration relative aux modèles physiques qui correspond aux détecteurs de particules est comme suit :

```
MODELS bipolar print  
IMPACT selb
```

La déclaration `bipolar` active les modèles `conmob`, `fldmob`, `consrh`, `auger` et `bgn`. L'option `print` affiche le détail des paramètres du matériau et des modèles de mobilité au début de la sortie d'exécution.

Nous citerons ci-dessous les modèles les plus utilisés dans la simulation numérique.

conmob	modèle de la mobilité dépendante de la concentration du dopage.
ccsmob	important lorsque la concentration des porteurs est très élevée (polarisation de direct des composants de puissance).
fldmob	modèle de la mobilité dépendante du champ électrique (effet de la vitesse de saturation des porteurs).
srh	modèle utilisant la recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH) avec des durées de vie des porteurs fixes.
consrh	modèle utilisant la recombinaison SRH lorsque la durée de vie des porteurs dépend de leur concentration.
auger	recombinaison AUGER, important en présence de forts courants.
Boltzmann	modèle par défaut.
fermi	statistique de Fermi-Dirac, utilisé quand la concentration des porteurs est réduite dans les régions fortement dopées.
bgn	modèle permettant de tenir compte du rétrécissement de la largeur de la bande interdite du silicium dans les régions de fort dopage.
impact selb	modèle d'ionisation par impact, impératif pour modéliser les phénomènes de claquage.
impact crowell	utilise la dépendance à la longueur de diffusion des porteurs.
Bbt.std	utilisé pour des transitions directes entre les bandes de conduction et de valence.

Tableau 5. 2 : les modèles les plus utilisés dans la simulation numérique TCAD Silvaco

5.5.2.3 Contact

Indique les attributs physiques d'une électrode (résistivité, travail de sortie...). Si une électrode est en contact avec un semi-conducteur, par défaut, ATLAS la reconnaît comme un contact ohmique. Si par contre le contact n'est pas considéré comme ohmique, il sera alors Schottky et l'instruction Workfunction spécifiant le travail de sortie en eV sera ajoutée.

Parfois on introduit le nom du métal comme tungsten pour le tungstène. L'instruction CONTACT est utilisée pour décrire les électrodes. Ces déclarations sont de la forme suivante

```
CONTACT name=gate work=4.17
```

Les instructions de CONTACT ne sont pas requises si les propriétés des électrodes ne nécessitent aucune désignation ou modification particulière. L'exemple ci-dessous concerne le contact d'un anneau de garde des structures étudiées dans ce travail. Le contact est déclaré flottant en spécifiant une forte valeur de la résistance.

```
CONTACT name=guard_ring_1 resistance=1e+20
```

5.5.2.4 Interface

La déclaration INTERFACE est utilisée pour spécifier la densité de charge présente à l'interface entre deux régions différentes (q_f), comme par exemple l'interface Si/SiO₂. Ainsi que la vitesse de recombinaison surfacique pour les électrons ($s.n$) et les trous ($s.p$). La déclaration suivante signifie qu'il existe une charge positive de $5 \times 10^{+10} \text{ cm}^{-2}$ présente à l'interface.

```
INTERFACE qf=5e+10
```

5.5.3 Spécification de la méthode numériques de calcul

Parfois ATLAS est chargé de résoudre jusqu'à six équations différentielles partielles (EDP), non linéaires et couplées. De ce fait, la procédure de discrétisation est appliquée et convertit le modèle continu original en un système algébrique discret ayant à peu près le même comportement. L'ensemble des EDP, le maillage et la procédure de discrétisation déterminent le problème algébrique non linéaire à résoudre.

Trois méthodes numériques de résolution des systèmes d'équations sont utilisées dans ATLAS : méthode de Gummel, méthode de Newton, ou bien méthode Block Newton.

La méthode Gummel résout successivement chaque variable inconnue, en maintenant les autres variables constantes et en répétant le processus jusqu'à obtention d'une solution stable. Généralement, elle est utile lorsque le système d'équations est faiblement couplé mais n'a qu'une convergence linéaire. Elle tolère des conditions initiales pas trop précises. L'itération de Gummel converge relativement lentement.

La méthode Newton est la plus répandue dans le programme ATLAS, elle est utilisée pour résoudre des systèmes d'équations à plusieurs inconnues. Elle est utile lorsque le système d'équations est fortement couplé et présente une convergence quadratique. Elle peut passer plus de temps à résoudre des quantités presque constantes ou faiblement couplées. Cette méthode est obligatoire lors de la

simulation en AC ou en présence de l'ionisation par impact. Cependant, dans presque tous les cas, cette méthode est préférée et il s'agit de la méthode par défaut.

La méthode Block est une combinaison des deux méthodes précédentes. Elle est utile pour les systèmes d'équations mixtes, c.à.d., certaines équations sont totalement couplées tandis que d'autres sont découplées. Il est possible de combiner les deux méthodes en commençant par la méthode de GUMMEL et puis terminer avec la méthode de NEWTON si la convergence n'est pas réalisée dans un certain nombre d'itérations. L'avantage de cette troisième méthode est que l'itération de GUMMEL peut raffiner les prédictions à un point du quel l'itération de Newton peut converger.

La méthode utilisée dans notre travail de simulation est basé sur la méthode de Newton.

```
METHOD newton
```

5.5.4 Spécification des Solutions

La spécification de la solution comprend les déclarations LOG, SOLVE, LOAD et SAVE.

5.5.4.1 Log

L'instruction LOG enregistre toutes les caractéristiques de simulation dans un fichier de données. N'importe quel type de données, générées par la commande SOLVE est sauvegardé après la commande LOG. Si dans le programme il y a plusieurs commandes LOG, chaque fois le fichier LOG qui a été ouvert avant est fermé, et un nouveau fichier log est ouvert. Pour visualiser le fichier de données ainsi enregistrés, l'instruction Tonyplot, est adaptée pour ce log. l'instruction pour l'enregistrement est :

```
LOG outfile = pixel_I-V.log
```

5.5.4.2 Solve

La SOLVE effectue une solution pour un ou plusieurs points de polarisation. Les points de polarisation peuvent être des points simples ou multiples qui passent d'un point initial à un point final, comme illustré dans l'exemple suivant.

```
SOLVE name=anode vanode=0.0 vstep=0.02 vfinal=2
SOLVE                                vstep=2.0 vfinal=10
SOLVE                                vstep=10.0 vfinal=100
```

Dans l'exemple précédent, l'anode est polarisée de 0 jusqu'à 100 V avec trois pas d'incrémentations différents.

5.5.4.3 Load et Save

Au cours de la simulation, ATLAS peut sauvegarder des structures (`save`) ou les charger (`load`) avec leurs paramètres électriques ou physiques. Ceci est très important lorsque l'utilisateur veut suivre l'évolution de ces paramètres au cours de la variation de la polarisation d'une structure. L'utilisateur peut rajouter d'autres paramètres pour visualisation, comme par exemple, les bandes de valence et de conduction.

```
save outfile = pixel_structure_100V.str
load infile  = pixel_structure_100V.str
```

5.5.5 Analyse des résultats

L'analyse des résultats comprend les instructions `EXTRACT` et `TONYPLOT` qui spécifient comment gérer les solutions calculées avec le simulateur ATLAS. Une fois qu'une solution est trouvée pour le problème du dispositif, l'information peut être visualisée graphiquement avec `TONYPLOT`. En plus, les paramètres des dispositifs peuvent être extraits par la déclaration `EXTRACT` [3].

5.5.5.1 Extract

La commande `EXTRACT` permet d'extraire des informations, à partir des fichiers `LOG` relatif à des résultats électriques (I-V, C-V, etc), ou bien des fichiers `STR` relatif à des résultats physiques se trouvant dans les structures (concentration, potentiel, champ électrique, etc.). Ces fichiers ont été sauvegardés auparavant. Nous donnons ci-dessous deux exemples.

Extraction de la tension de claquage à partir de la caractéristique courant-tension lorsque la valeur du courant atteint 2×10^{-8} A.

```
EXTRACT name = "breakdown_voltage" x.val from curve
(v."substrate", i."substrate") where y.val=2e-8
```

Extraction de la distribution du champ électrique le long de l'axe des X à une profondeur de $0,1 \mu\text{m}$ de la surface de la structure.

```
EXTRACT name="Field_vs_X_at_Y" curve (depth, impurity="E field"  
material="Silicon" mat.occno=1 y.val=0.1)
```

5.5.5.2 Tonyplot

Les résultats et les informations obtenues par la simulation peuvent être affichés graphiquement avec la commande TONYPLOT. Les instructions suivantes sont respectivement utilisées pour afficher une caractéristique électrique (ex :I-V) ou bien une structure physique.

```
TONYPLOT $'nom_de_fichier'.log
```

```
TONYPLOT $'nom_de_fichier'.str
```

5.6 Simulation des défauts dus aux radiations

Les effets d'irradiation sont modélisés par l'introduction de défauts dans des couches de la structure simulée. La commande TRAP active les pièges en volume à des niveaux d'énergie discrets dans la bande interdite du semi-conducteur. Ces défauts sont définis par leur type (*acceptor*, *donnor*), leurs niveaux d'énergie (*e.level*), leurs sections efficaces de capture (*sign*, *sigp*) et par leurs densités (*density*). Un facteur appelé facteur de dégénérescence (*degen*), qui est propre au simulateur ATLAS, permet de calculer la densité des pièges à partir de la fluence. La syntaxe pour un piège accepteur situé à 0,42 eV en dessous du minima de la bande de conduction avec une densité de piège de 10^{14} cm^{-2} et où les électrons et les trous ont respectivement des sections de capture efficaces de $7,35 \times 10^{-20} \text{ cm}^{-2}$ et $7,3 \times 10^{-18} \text{ cm}^{-2}$, s'écrit comme suit :

```
TRAP acceptor e.level=0.42 density=1e14 sign=7.35e-20 \  
sigp=7.35e-18 degen=2
```

Nous rappelons que ces valeurs sont extraites à partir de la technique de caractérisation DLTS. Quelques valeurs sont décrits dans la littérature [7, 8].

Dans notre travail, nous nous sommes basés sur le modèle proposé par des chercheurs de l'université Perugia en Italie [9]. Ce modèle décrit les dommages causés par des radiations dues à des protons dans un substrat silicium de type p.

5.7 Références bibliographiques

- [1] Silvaco Inc. (2019). *Silvaco*. Available: <https://www.silvaco.com/index.html>
- [2] R. Legros, "Physique des semiconducteurs, technologie, diodes," ed: Eyrolles, 1974.
- [3] Silvaco Inc., "ATLAS user's manual device simulation software," *Santa Clara, California*, 2010.
- [4] S. Selberherr, *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices*. Wien, New York: Springer Verlag, 1984.
- [5] Silvaco Inc., "ATHENA User's Manual, 2D Process Simulation Software, version 5.10.0.R," *Santa Clara, California*, 2005.
- [6] Silvaco Inc., "TonyPlot User's Manual, Device simulation software," *Santa Clara, California*, 2015.
- [7] A. Hallén, and al., "Lifetime in proton irradiated silicon," *Journal of Applied Physics*, vol. 79, no. 8, pp. 3906-3914, 1996.
- [8] H. Bleichner, et al., "Temperature and injection dependence of the Shockley–Read–Hall lifetime in electron irradiated n-type silicon," *Journal of Applied Physics*, vol. 79, no. 12, pp. 9142-9148, 1996.
- [9] M. Petasecca, et al., "Numerical simulation of radiation damage effects in p-type and n-type FZ silicon detectors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, no .5, pp. 2971-2976, 2006.

Chapitre 6

Résultats et discussions

6.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons une étude comparative de trois conceptions différentes de structures multi-anneaux de garde, avant et après irradiation. Les trois structures sont basées sur la technologie de substrat de type p avec et sans isolation entre les implants de type n+ (pixel et anneaux de garde). Une des structures a la particularité d'avoir des anneaux de garde type p [1], alors que les deux autres sont caractérisées par des anneaux de garde de type n, dont l'une comporte une isolation nommée p-spray et l'autre appelée p-stop. Divers paramètres technologiques sont variés comme l'épaisseur et le dopage du substrat du silicium, la profondeur et le dopage des anneaux de garde et l'épaisseur d'oxyde ainsi que sa charge, pour étudier les performances électriques des structures.

Les performances des structures à anneaux de garde sont évaluées jusqu'à une fluence de radiation de $1 \times 10^{+16}$ néq.cm⁻² à l'aide d'un modèle physique basé sur le modèle de pièges à trois niveaux [2, 3], dans lequel la radiation génère deux niveaux accepteurs, situés légèrement au-dessus du milieu de la bande interdite, et un niveau donneur, situé sous le milieu de la bande interdite. Nous avons considéré une quantité croissante de charge d'oxyde avec la dose d'irradiation. Pour une couche de SiO₂ de bonne qualité, la densité de charge initiale au niveau de la couche d'interface Si/SiO₂ a été fixée à $5 \times 10^{+10}$ cm⁻² pour un détecteur non irradié, tandis que pour une structure fortement irradiée, la valeur de la densité de charge peut atteindre $1 \times 10^{+12}$ cm⁻². La simulation a été réalisée sur du silicium à haute résistivité à l'aide du logiciel Silvaco Virtual Wafer Fab (VWF) [4].

L'influence de différents paramètres de structure tels que l'épaisseur et le dopage du substrat, la profondeur et le dopage de l'anneau de garde, l'épaisseur d'oxyde et l'oxyde de charge sur les caractéristiques électriques ont été étudiées. L'objectif principal des simulations de dispositifs est de développer une approche permettant de modéliser et de prédire les performances des détecteurs au silicium irradiés à l'aide d'un logiciel professionnel, à savoir Atlas du Silvaco.

6.2 Structures et simulation TCAD

Les trois structures simulées dans cette étude sont illustrées dans les figures 1, 2 et 3. Pour les différencier, ils sont appelés, respectivement, p+GR (figure 1), n+GR p-stop (figure 2) et n+GR p-spray (figure 3). Pour les trois structures, le matériau de départ est une plaquette de silicium type p à haute résistivité. Le pixel est une zone implantée n+, entourée de huit anneaux de garde de largeur et d'espacement différents. Les anneaux de garde de la structure p+GR sont des implants type p, alors qu'ils sont de type n pour les deux autres structures. Les anneaux de garde de la structure p+GR ne

nécessitent pas une couche d'isolation entre eux, par contre elle est indispensable pour les deux autre structure. Lors de la simulation, le maillage doit être choisi avec soin dans les régions d'interface. La figure 6.1 montre un exemple de maillage utilisé dans la structure n+GR p-stop. Cet exemple montre la diversité de la densité du maillage à l'intérieur de la structure. Dans notre simulation, le maillage raffiné est situé au niveau de la jonction p-n et à l'interface entre le silicium et le SiO₂.

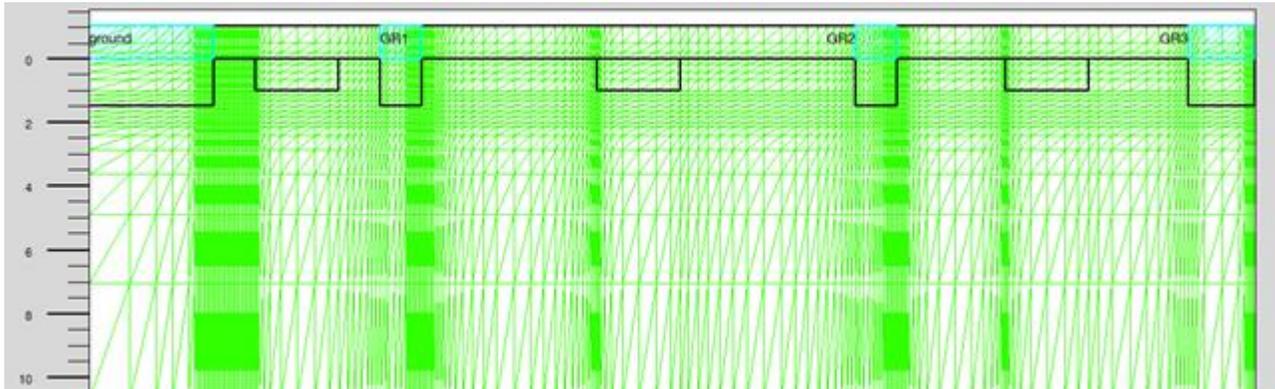


Figure 6.1: Illustration du maillage dans une structure donnée avec le logiciel Atlas de SILVACO.

6.2.1 La structure p+GR

Cette structure a été proposée par Koybasi et al [4]. Cette dernière est caractérisée par une géométrie d'anneau de garde, intéressante pour les détecteurs de particules de silicium n-on-p destinés aux applications à haute luminosité. Cette structure a la particularité d'avoir des anneaux de garde de type p, donc aucune isolation n'est nécessaire entre eux.

Pour cette structure présentée à la figure 6.2, le matériau de départ est un substrat de type p de haute résistivité. Le pixel est une zone implantée n+, entourée de huit anneaux de garde de type p de largeur et d'espacement différents (indiqué sur la figure 6.2). Lorsque les charges positives accumulées dans l'oxyde attirent des électrons à la surface les anneaux de garde de type p constituent une barrière, et de ce fait il n'y aura pas de court-circuit entre les anneaux de garde.

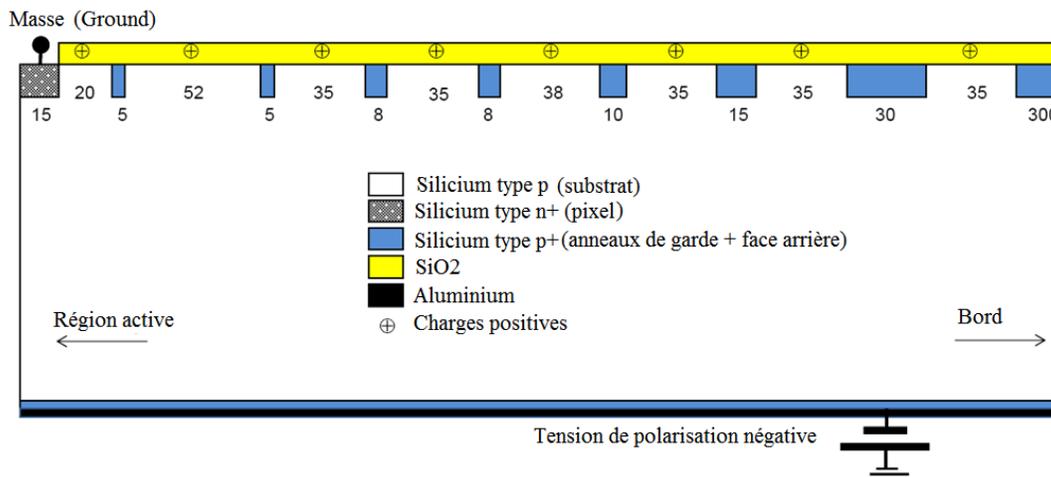


Figure 6.2: Vue schématique de la structure p+GR [4].

6.2.2 La structure n+GR p-spray

La structure du détecteur de silicium nommé n+GR p-spray présentée à la figure 6.3 est caractérisé par un substrat de silicium de type p de haute résistivité [5, 6]. Le pixel est une zone implantée n+, entourée de huit anneaux de garde implantée n+ de largeur et d'espacement différents. L'isolation inter pixels et inter anneaux de garde est assuré par une couche de silicium de type p. Les implants des anneaux de garde sont de type n dans ces structures, doivent être isolés électriquement les uns des autres pour ne pas être court-circuités par la couche d'accumulation d'électrons formé à l'interface Si/SiO₂. Dans cette conception, l'ajout de la couche de p-spray est sans masque lithographique.

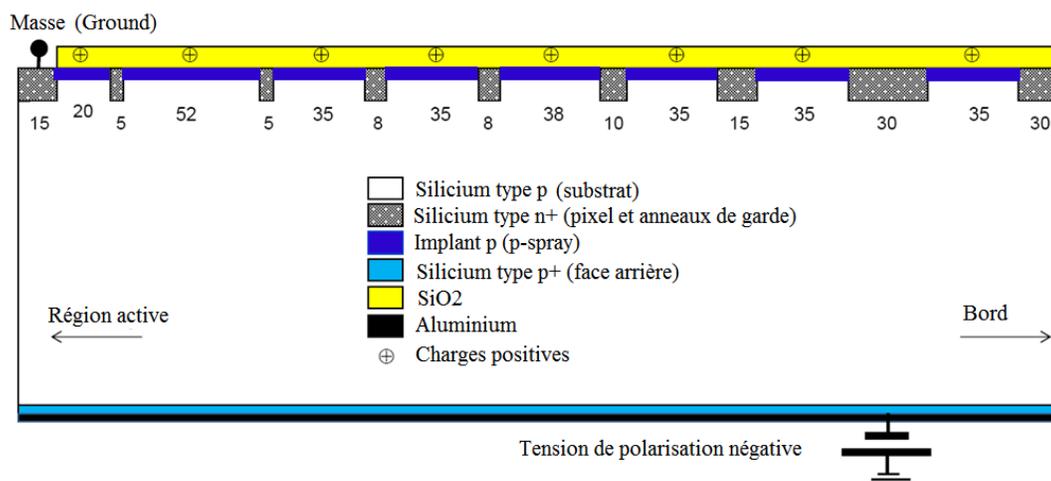


Figure 6.3: Vue schématique de la structure n+GR p-spray [5, 6].

6.2.3 La structure n+GR p-stop

La structure du détecteur de silicium n+GR p-stop présentée à la figure 6.4, est caractérisé par un substrat en silicium de type p de haute résistivité [7]. Le pixel est une zone implantée n+, entourée de huit anneaux de garde de type n de largeur et d'espacement différents. L'isolation inter-implants n+ est assurée par des implants type p. Cette conception ajoute des implants fortement dopés de type p, entre les implantes n+ dans des endroits bien étudiés et optimisés. Les p-stops sont implantés au centre des implantes n+, car dans ce cas, les champs électriques maximaux dans le volume sont les plus faibles et le comportement au claquage s'améliore [8].

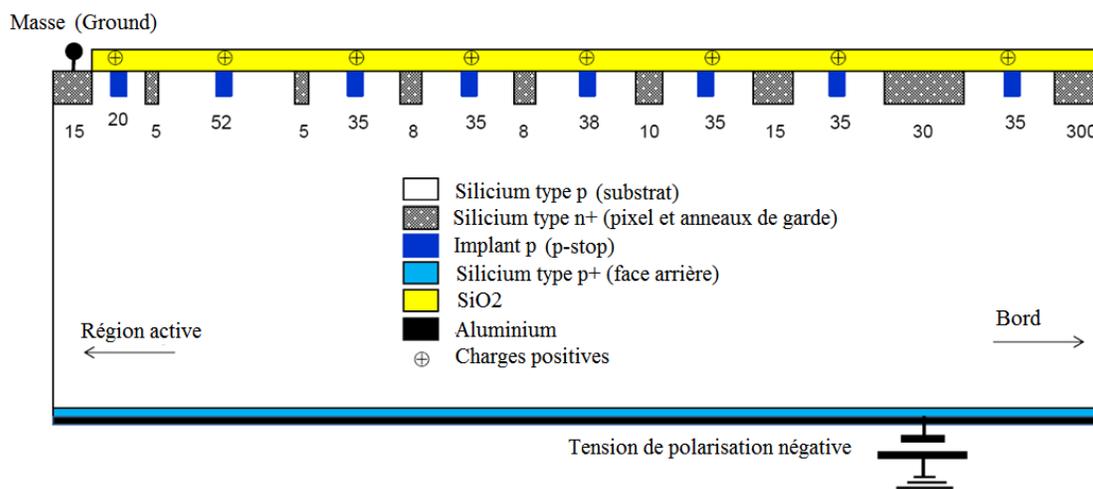


Figure 6.4: Vue schématique de la structure n+GR p-stop [7].

6.2.4 Procédé de fabrication des différentes structures

En utilisant les étapes d'un procédé de la technologie planaire, cette section visualisera les séquences de fabrication d'un détecteur à pixel dont le matériau de base est une plaquette de silicium FZ dopée p. Chaque étape du procédé de fabrication consiste en plusieurs sous-étapes et utilise un set de masques de photolithographie différents. Les étapes sont ordonnées de manière à ce que l'étape de température la plus élevée soit la première, suivie des autres étapes au fur et à mesure que la température diminue. De plus, Il est nécessaire de commencer par les volumes les plus profonds. Ci-dessous les spécifications de la conception d'une structure n-on-p :

- 7 niveaux de masques de photolithographie,
- isolation de surface supplémentaire, p-stop ou p-spray,
- aucune inversion de type du substrat,

– collection des électrons.

Tous les procédés photo-lithographiques d'une structure n-on-p sont effectués sur la face avant de la plaquette, suivent l'ordre d'un procédé technologique, comme suit : 1) implant p+ (p-stops ou p-spray), 2) implant n+ (pixels), 3) définition du poly-silicium, 4) dopage du poly (faible résistivité), 5) ouverture du contact, 6) métallisation, 7) passivation. Le tableau 6.1 ci-dessous montre seulement les étapes de photolithographie du procédé de fabrications pour les trois structures (plaquette de silicium type p à haute résistivité).

Masque	p+GR	n+GR p-stop	n+GR p-spray
0			implantation p+ sans masque
1	implantation p+ (p-stops & anneaux de garde)	Implantation p+ (p-stop)	définition et implantation des pixels (jonction n+)
2	définition et implantation des pixels (jonction n+)	définition et implantation des pixels (jonction n+)	définition de région de poly silicium de faible résistivité
3	définition de région de poly silicium de faible résistivité	définition de région de poly silicium de faible résistivité	formation de motifs de poly-silicium dépôt LPCVD
4	formation de motifs de poly-silicium (dépôt LPCVD)	formation de motifs de poly-silicium (dépôt LPCVD)	ouverture de contact
5	ouverture de contact	ouverture de contact	métallisation de la face avant
6	métallisation de la face avant	métallisation de la face avant	passivation SiO ₂ /Si ₃ N ₄
7	passivation SiO ₂ /Si ₃ N ₄	passivation SiO ₂ /Si ₃ N ₄	

Tableau 6.1 : Étapes de photolithographie du procédé de fabrication pour les trois structures.

6.3 Étude par simulation TCAD des paramètres des couches d'isolation p-spray/p-stop

Des simulations sont effectuées pour étudier la formation de la distribution du champ électrique et la densité d'électrons entre pixels (et anneaux de garde) afin d'évaluer le comportement d'isolation inter-pixels après une fluence de particules de 1×10^{16} néq.cm⁻² attendue dans le futur lors de la mise à jour du détecteur ATLAS au niveau du CERN.

La présence d'une couche d'inversion d'électrons accumulés à l'interface Si/SiO₂ induite après irradiation influence le phénomène de claquage du détecteur. Elle est due à la charge positive présente dans l'oxyde. Cette charge est présente même pour un détecteur non irradié[9].

Cette couche empêche la surface de silicium de s'épuiser des porteurs de charges, ce qui conduit à un rétrécissement de la région de déplétion. Cela augmente le champ électrique à la surface et augmente la probabilité d'ionisation par impact et par conséquent le claquage. De plus, cette couche d'électrons est capable de court-circuiter des pixels de type n.

Les techniques d'isolation inter pixel p-spray et p-stop, présentent un compromis entre une bonne isolation et une bonne tenue en tension. Ceci consiste à obtenir une bonne isolation entre les pixels sans affecter le comportement électrique du dispositif tout au long de sa vie utile. Pour obtenir une collecte de charge maximale, les détecteurs au silicium d'ATLAS doivent pouvoir fonctionner à une tension de polarisation élevée. L'isolation inter-pixels est importante, de sorte qu'une résistance suffisamment élevée entre les pixels peut empêcher le partage du signal entre ces pixels, ce qui pourrait entraîner une dégradation de la résolution de la position. Toutefois, afin d'assurer cette isolation et d'éviter les claquages précoces, le profil des implants p-spray et p-stop doivent être soigneusement étalonné.

Un travail de simulation est effectué pour trouver la combinaison de paramètres d'implantation de p-spray et p-stop assurant un bon comportement électrique des détecteurs. L'étude de la distribution du champ électrique et des concentrations d'électrons et de trous pour les différentes concentrations du p-spray/p-stop a permis d'optimiser la concentration et la profondeur des implants du p-spray et du p-stop nécessaires pour obtenir une bonne isolation inter pixel, une meilleure tension de claquage et évidemment un courant de fuite minimale.

6.3.1 Isolation inter pixel

Le simulateur Silvaco a été utilisé pour évaluer l'aptitude du p-spray/p-stop à compenser la couche d'inversion d'électrons accumulée à l'interface Si/SiO₂ induite par des charges positives présentes dans l'oxyde. La figure 6.5(a) montre clairement la nécessité d'introduire une isolation entre les implants de type n (pixel et anneau de garde) pour la structure n+GR n-on-p non irradié. La charge d'oxyde égale à $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ est suffisante pour induire une couche d'inversion d'électrons entre les implants de type n. La figure 6.5(b) montre la distribution des électrons et de trous entre les implants de type n, à une distance de 0.1 μm en-dessous de l'interface Si/SiO₂. La surface du silicium est fortement inversée et se comporte comme une extension des implants de type n, qui sont effectivement court-circuitées.

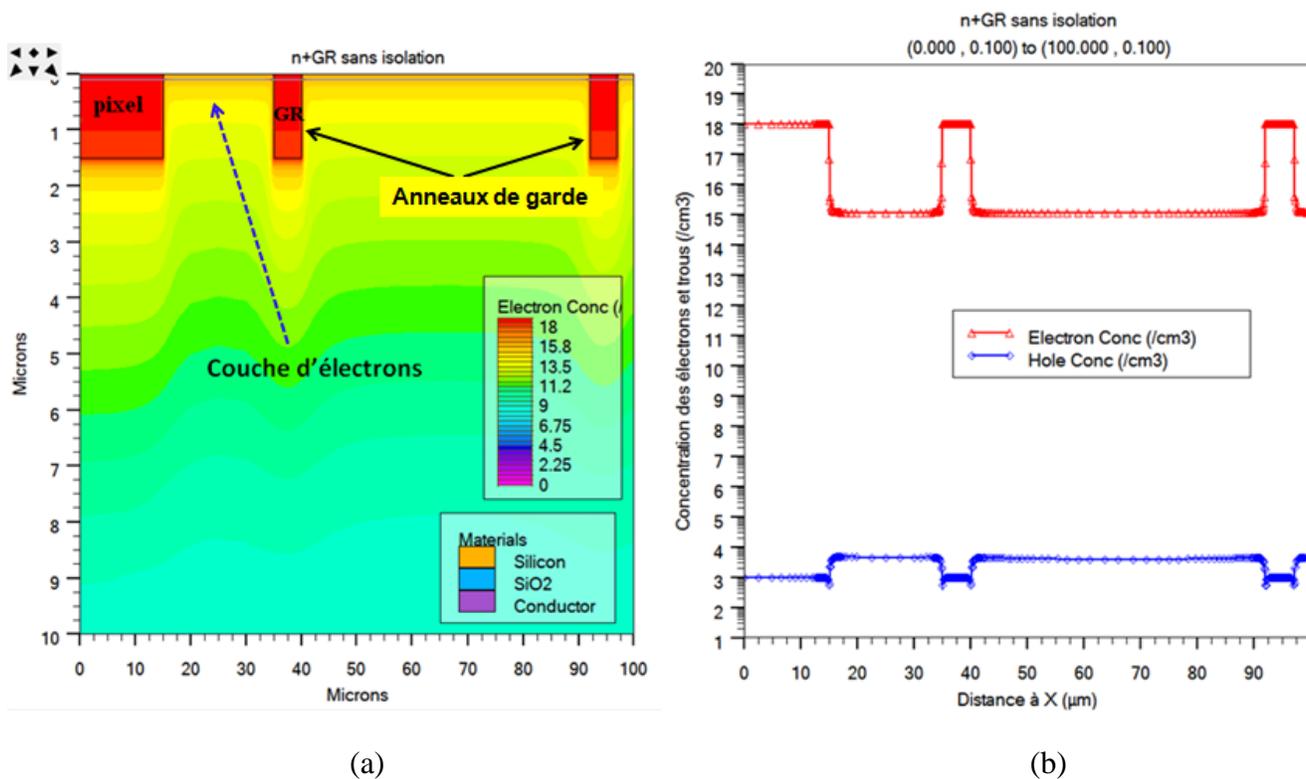


Figure 6.5: Simulation pour un détecteur n+GR non irradié et sans structure d'isolation du (a) profil de concentration des électrons dans le volume du détecteur et (b) distribution des électrons et des trous à 0,1 μm en-dessous de l'interface Si/SiO₂. $Q_{ox}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ et $V_{bias}=0 \text{ V}$.

Les figures 6.6 (a) et (b) présentent respectivement les caractéristiques (I-V) et les distributions des électrons accumulés en surface pour un détecteur n+GR n-on-p non irradié et sans structure d'isolation. La tension de claquage V_{BD} et la concentration de la couche des électrons accumulés entre le pixel et le premier anneau de garde, augmentent avec l'augmentation de la charge d'oxyde. Elle passe de $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ à $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

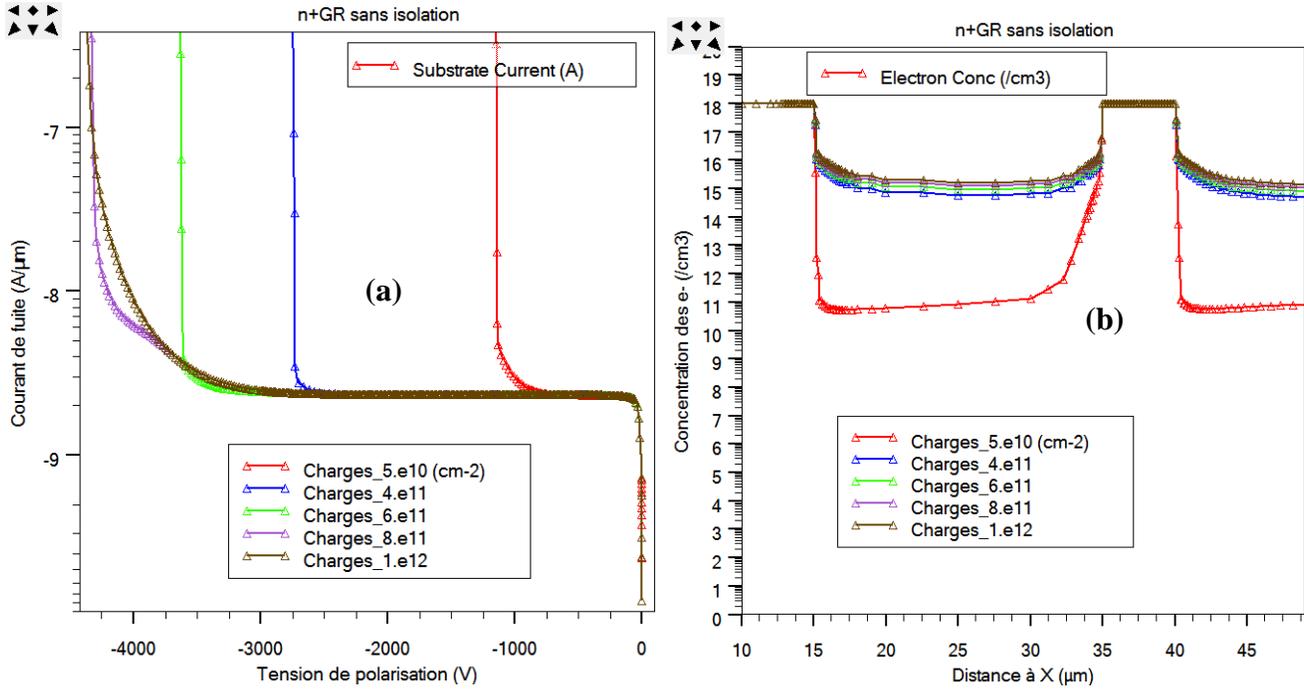


Figure 6.6: Simulation pour un détecteur n+GR non irradié et sans structure d'isolation (a) des caractéristiques (I-V) et (b) de la distribution des électrons à 0,1 μm en-dessous de l'interface Si/SiO₂, pour différentes charges d'oxyde Q_{ox} allant de 5×10^{10} à $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. $V_{bias}=300 \text{ V}$.

L'implantation d'une couche d'isolation de type p-spray ou p-stop entre les implants de type n introduit une couche de trous entre ces derniers. Pour une isolation efficace, la concentration des trous doit être supérieure à la concentration des électrons. Dans cette section, nous faisons une étude d'optimisation des paramètres des couches d'isolation p-spray et p-stop. Elle présente les résultats de simulation effectués par TCAD Silvaco, pour trouver les concentrations et les profondeurs des couches p-spray et p-stop, qui assurent un bon comportement électrique des détecteurs. Pour un détecteur non irradié, les simulations ont été réalisées avec $Q_{ox}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Pour un détecteur irradié les simulations ont été faites avec une charge d'oxyde qui a atteint la saturation, c.à.d. $Q_{ox}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [9] et une fluence de radiation maximale $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ néq.cm}^{-2}$.

Les figures 6.5(b) et 6.6(b) montrent que pour un $Q_{ox}=5\times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, l'augmentation de la tension de polarisation de 0 V à 300 V fait diminuer la concentration des électrons en surface, entre les implants n+, respectivement de 10^{15} cm^{-3} à 10^{11} cm^{-3} . De ce fait, nous pouvons considérer que la tension de polarisation joue un rôle majeur dans l'amélioration de l'isolation entre les implants n+. Cela confirme que la polarisation du détecteur doit être supérieure à V_{FD} [10]. Pour les techniques d'isolations p-stop, p-spray et p-moderate, la dose d'impureté implantée est liée à la concentration de dopage maximale par la relation 6.1[11].

$$C_{peak} = D_{dose}/(\sqrt{\pi} \cdot X_j) \quad (6.1)$$

C_{peak} est la concentration maximale de l'implant p+ en cm^{-3} , D_{dose} est la dose d'impuretés en cm^{-2} et X_j est la profondeur de jonction. Pour obtenir une bonne isolation, même après une fluence de radiation élevée, D_{dose} doit être au moins supérieure à la valeur de saturation de la charge d'oxyde [12].

6.3.2 Optimisation des paramètres du p-spray

Cette étude est effectuée pour deux paramètres du p-spray, le premier est sa concentration et le second, sa profondeur. La dose d'implantation du p-spray contrôle la concentration maximale alors que l'énergie d'implantation contrôle la profondeur de l'implant. La valeur de saturation de Q_{ox} est supposée égale à 10^{+12} cm^{-2} , symbolisée par D_{dose} . Par exemple, pour une profondeur de jonction de la couche p-spray égale à 0,3 μm , la concentration de cette dernière pour assurer l'isolation entre les implants de type n+, est calculée selon l'équation 6.1 :

$$C_{peak} = D_{dose}/(\sqrt{\pi} \cdot X_j) = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} /(\sqrt{\pi} \times 0,3 \times 10^{-4} \text{ cm}) = 1,8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

Ceci suggère que le pic de concentration pour la jonction du p-spray devrait être $\approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ pour avoir une bonne isolation [13]. Dans ce qui suit, nous débiterons notre étude avec cette valeur de 0,3 μm .

6.3.2.1 Concentration du p-spray

6.3.2.1.1 Sans radiation

La figure 6.7 montre les caractéristiques (I-V) simulées d'un détecteur n+GR p-spray non irradié, obtenues pour différentes concentrations de p-spray : 1×10^{15} , 5×10^{15} , 1×10^{16} , 5×10^{16} et $1\times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Les concentrations du p-spray $5\times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $1\times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ présentent une tension de claquage de l'ordre de 80 V, qui est très faible pour un détecteur non irradié. Pour avoir un V_{BD} élevée,

la concentration du p-spray doit être inférieure à $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Les concentrations du p-spray 5×10^{15} et $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ présentent une même allure du courant de fuite et une tension de claquage supérieure à 300 V. Pour une concentration du p-spray de $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, la tension de claquage dépasse les 1000 V, par contre le courant de fuite est très élevé. Par conséquent, la valeur optimale du p-spray est choisie entre 5×10^{15} et 1×10^{16} .

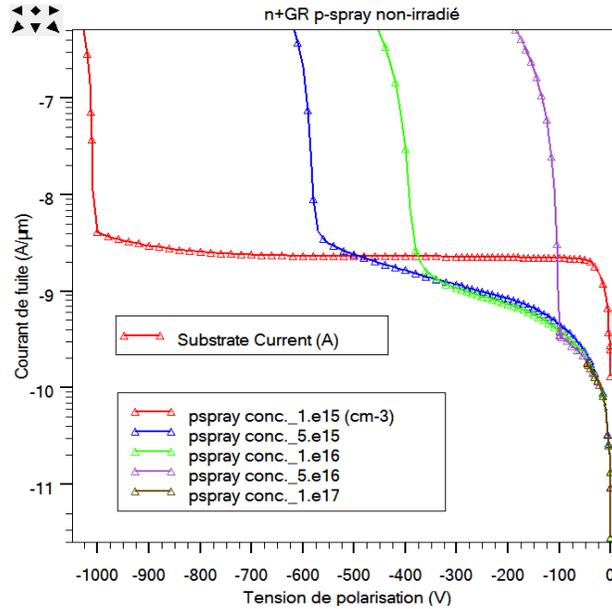


Figure 6.7: Simulation des caractéristiques (I-V) pour un détecteur n+GR p-spray non-irradié, pour différentes concentration du p-spray allant de 1×10^{15} à $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. $Q_{ox} = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

Les figures 6.8 (a) et (b) présentent, respectivement, les courbes de la tension de claquage V_{BD} en fonction de la concentration du p-spray pour différentes valeurs de Q_{ox} , et les courbes de la tension de claquage en fonction de la charge dans l'oxyde pour différentes concentrations du p-spray. Ces deux figures montrent, que pour un Q_{ox} donnée, le V_{BD} diminue avec l'augmentation de la concentration du p-spray, et pour une concentration donnée du p-spray, le V_{BD} augmente avec l'augmentation du Q_{ox} . Pour toutes les valeurs de Q_{ox} , une chute brusque du V_{BD} est remarquable à partir du p-spray = $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (figure 6.8(a)) et pour tout p-spray $\geq 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, le V_{BD} est très faible quelque soit la valeur de Q_{ox} . Ainsi, la tension de claquage V_{BD} est fortement dépendante de la concentration du p-spray. On observe une réduction drastique du V_{BD} à mesure que la concentration du p-spray augmente.

Pour choisir la valeur optimale du p-spray parmi les concentrations $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, nous devons simuler le profil du champ électrique, en surface, le long du pixel et des anneaux de garde ainsi que la distribution de la concentration des électrons dans le volume du détecteur. Le profil du

champ électrique nous donne des informations sur le claquage et la distribution de la concentration des électrons fournit des informations sur la capacité d'isolation entre les implants de type n, c'est à dire, le pixel et les anneaux de garde. L'optimisation est étudiée pour une tension de polarisation supérieure à la tension de déplétion totale V_{FD} .

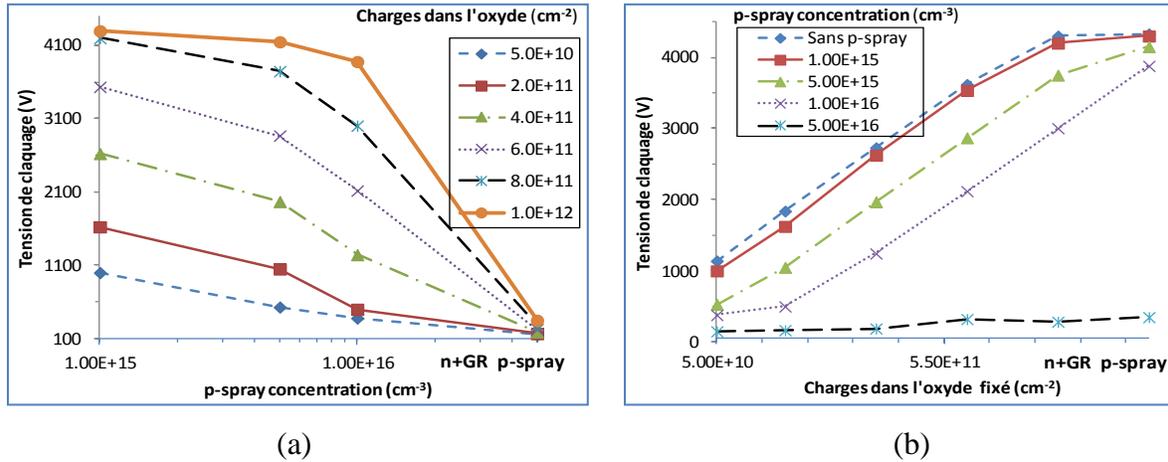


Figure 6.8: Courbes représentant, pour un détecteur n+GR p-spray non irradié, la dépendance de V_{BD} en fonction (a) de la concentration du p-spray pour différents Q_{ox} et (b) de Q_{ox} pour différentes concentrations du p-spray.

La valeur de la tension de déplétion totale V_{FD} est extraite à partir du tracé du profil des concentrations des impuretés dopantes accepteurs (type p) et des trous pour différentes tensions de polarisation le long de la ligne de découpe verticale prise au milieu du pixel. La figure 6.9(a) présente la distribution des accepteurs et des trous pour différentes tensions de polarisation. La valeur de V_{FD} est estimée à 200 V. Pour identifier les régions où le champ électrique est maximal dans la structure, on trace son profil dans le volume du détecteur. La figure 6.9(b) illustre ce profil du champ électrique pour différentes concentrations du p-spray avec $Q_{ox}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ et $V_{bias}=300\text{V}$. Le champ électrique maximal est situé au niveau de la jonction du pixel et du côté droit du premier anneau de garde, en-dessous de l'interface Si-SiO₂ indiqué par une ligne de découpe à 1,5 μm de l'interface. La figure 6.10(a) présente le profil du champ électrique le long du pixel et des anneaux de garde, parallèlement à l'interface Si/SiO₂ à une distance de 1,5 μm de celle-ci, pour différentes concentrations du p-spray. La figure 6.10(b) présente la distribution de la concentration des électrons le long du pixel et des anneaux de garde, parallèlement à l'interface Si/SiO₂ à une distance de 0,1 μm de celle-ci, pour différentes concentrations du p-spray. Dans les deux cas des figures, $Q_{ox}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ et $V_{bias}=300\text{V}$.

La concentration des électrons entre le pixel et le premier anneau de garde est faible pour une concentration du p-spray supérieur à $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. La concentration du p-spray $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ présente la concentration la plus faible, c.à.d. la meilleure isolation.

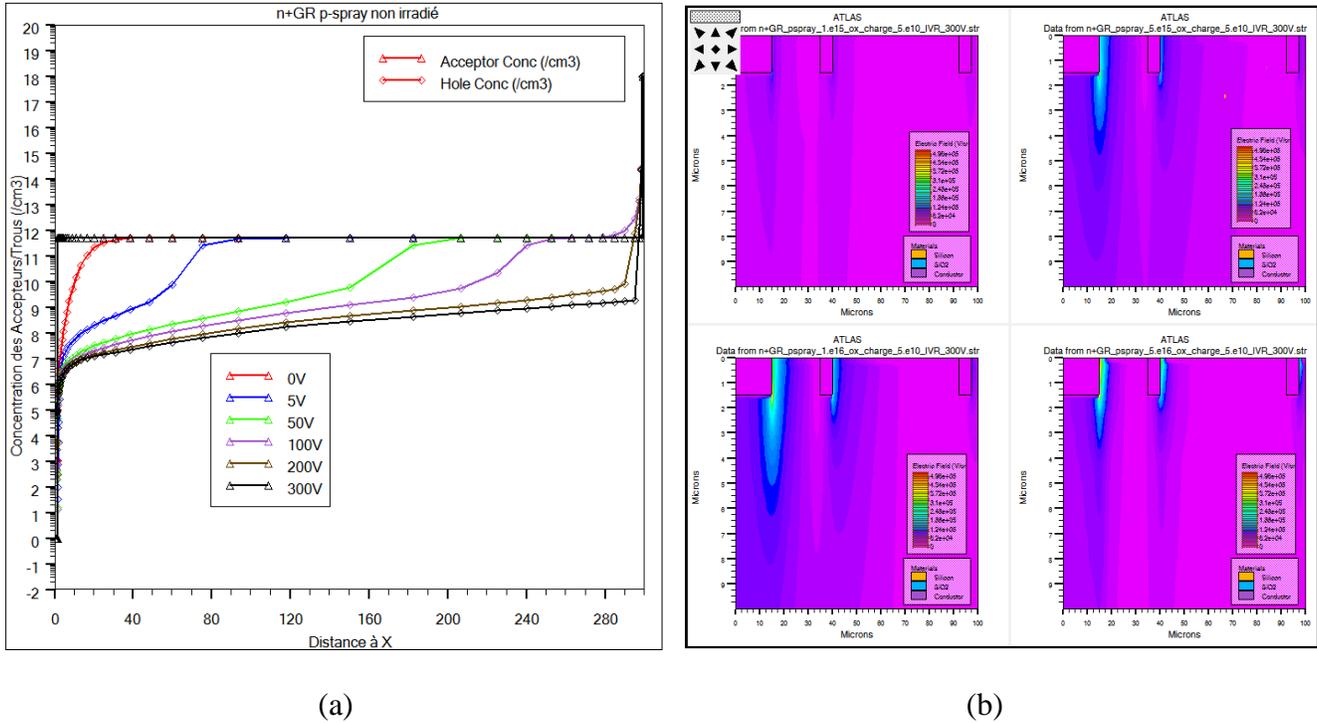


Figure 6.9: Simulation, pour un détecteur n+GR p-spray non irradié, (a) de la distribution des concentrations des accepteurs et des trous, le long d'une ligne de découpe verticale, prise au milieu du pixel, pour différentes tension de polarisation, comprises entre 0 V et 300 V, avec $Q_{ox}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. (b) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur pour différentes concentrations du p-spray, avec $Q_{ox}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ et $V_{bias}=300 \text{ V}$.

Le champ électrique élevé est créé au niveau de la jonction formée par le pixel n+ et la couche p-spray. Dans cette région, le processus de claquage commence à des tensions plus élevées. Les détecteurs avec isolation par p-spray présentent une faible tension de claquage avant irradiation en raison du claquage en surface au niveau du contact de la jonction n+/p-spray.

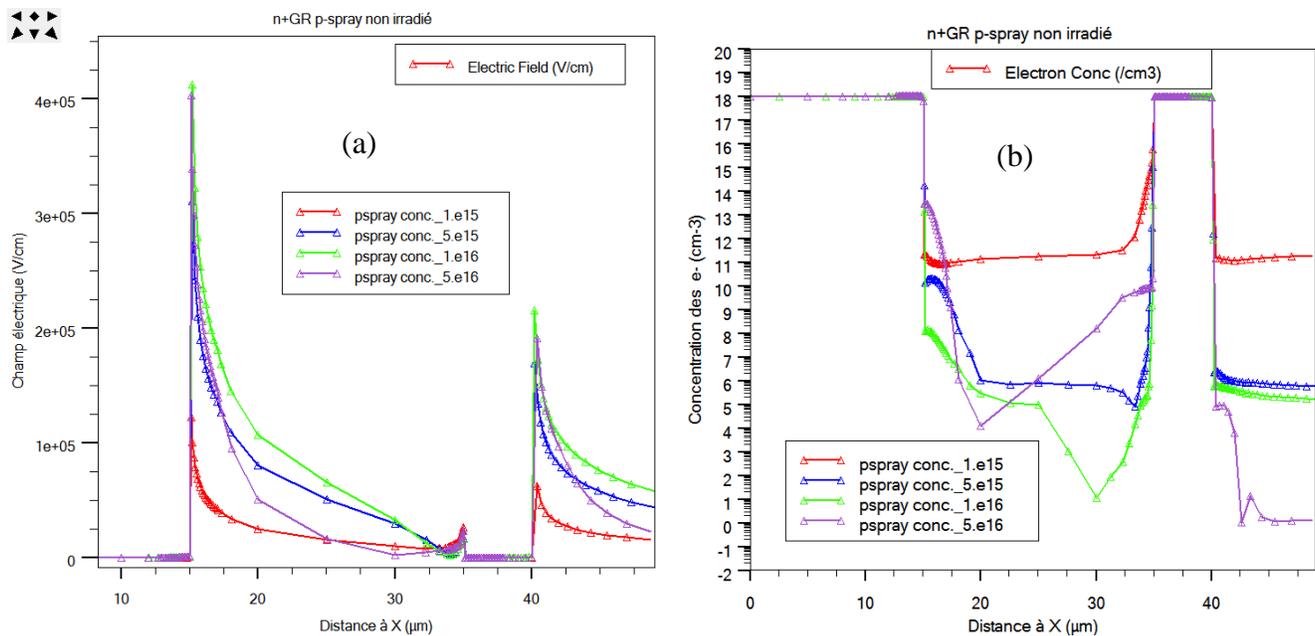


Figure 6.10: Simulation, pour un détecteur n+GR p-spray non irradié, (a) du profil du champ électrique et (b) de la distribution de la concentration des électrons le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂, respectivement, à $y=1,5 \mu\text{m}$ et $y=0,1\mu\text{m}$, pour différentes concentrations du p-spray. $Q_{ox}=5\times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ et $V_{bias}=300 \text{ V}$.

En conclusion, les résultats de la simulation électrique montrent que la tension de claquage V_{BD} des structures de type n+GR p-spray non irradiés diminue lorsque la charge totale implantée dans le silicium sous forme de p-spray est élevée. Par contre, pour de faibles valeurs de p-spray, V_{BD} est élevée mais aussi le courant de fuite. Nous en déduisons que pour une valeur de concentration du p-spray au voisinage de $1\times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ donne un bon compromis entre un V_{BD} élevé, un faible courant de fuite et une isolation suffisante entre les implants n+.

6.3.2.1.2 Avec radiation

La figure 6.11(a) montre les caractéristiques (I-V) simulées d'un détecteur n+GR p-spray irradié, obtenues pour différentes concentrations du p-spray : 1×10^{15} , 5×10^{15} , 1×10^{16} , 5×10^{16} et $1\times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Nous constatons une augmentation sensible du courant de fuite pour un détecteur irradié comparé à un détecteur non irradié (voir figure 6.6). Les concentrations du p-spray $5\times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $1\times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ présentent une tension de claquage très faible, inférieure à 60V. Donc, pour avoir un V_{BD} élevée, la concentration du p-spray doit être inférieure à $5\times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Les concentrations du p-spray 1×10^{15} , 5×10^{15} et $1\times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ présentent une même allure du courant de fuite et une tension de claquage

supérieure à 400 V. La figure 6.11(b) illustre le profil du champ électrique dans le volume du détecteur irradié, pour différentes concentration du p-spray, tout près du pixel et des anneaux de gardes, avec $V_{bias}=300V$. Nous constatons que le champ électrique maximal se produit au niveau de la courbure de jonction du pixel.

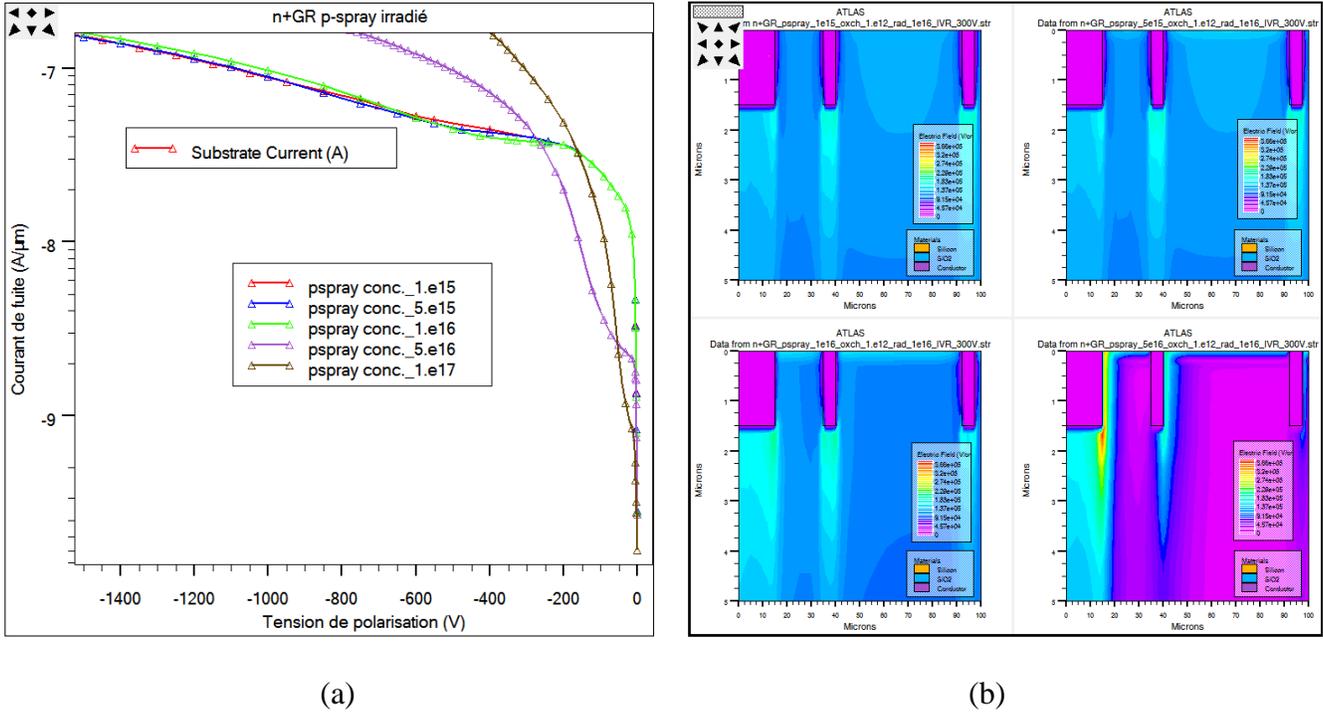


Figure 6.11: Simulation, pour un détecteur n+GR p-spray irradié, (a) des caractéristiques (I-V) et (b) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur, pour différentes concentration du p-spray allant de 1×10^{15} à $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, avec $V_{bias}=300 \text{ V}$, $Q_{ox}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ néq.cm}^{-2}$.

Les figures 6.12 (a) et (b) montrent, respectivement, le profil du champ électrique à une distance de 1,5 μm de la surface, et la distribution de la concentration des électrons le long du pixel et des anneaux de gardes d'un détecteur n+GR p-spray irradié, à une distance de 0,1 μm de la surface. Nous constatons que la valeur optimale de la concentration du p-spray est de $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, qui donne un bon compromis entre une bonne isolation inter-implants n+ et une tension de claquage élevée.

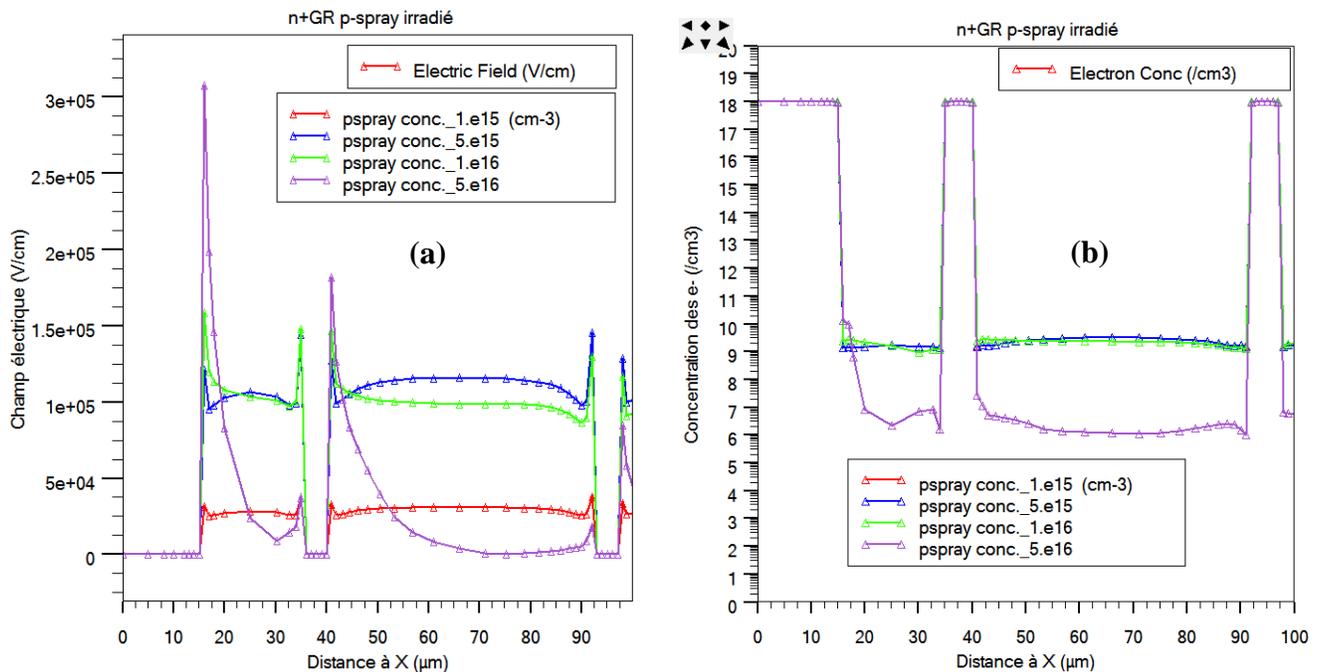


Figure 6.12: Simulation pour un détecteur n+GR p-spray irradié, (a) du profil du champ électrique, et (b) de la distribution de la concentration des électrons le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂, respectivement, à $y=1,5 \mu\text{m}$ et $y=0,1 \mu\text{m}$, pour différentes concentrations du p-spray. $Q_{ox}=1 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, $\Phi=1 \times 10^{16} \text{neq.cm}^{-2}$ et $V_{bias}=300\text{V}$.

En conclusion, après irradiation, l'augmentation de Q_{ox} réduit la concentration effective de dopage du p-spray en surface, ce qui amène la tension de claquage V_{BD} à tendre vers des valeurs plus élevées [6], sauf pour les valeurs de p-spray supérieures à $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$. Pour des valeurs de p-spray inférieures à $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, le courant de fuite n'est pas affecté par le dopage du p-spray. L'isolation par p-spray paraît meilleure avec des concentrations de p-spray élevées. Nous en déduisons que la valeur $1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ continue à être comme un bon compromis entre un V_{BD} élevé, un courant de fuite acceptable et une isolation suffisante entre les implants n+ [14].

6.3.2.2 Profondeur du p-spray

La profondeur de la couche p-spray est définie comme étant le point auquel le profil de concentration atteint le maximum du dopage du substrat. L'étude de l'effet de profondeur du p-spray sur le claquage et l'isolation inter-implants n+ est réalisée avec une concentration de p-spray égale $1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$. La profondeur du pixel n+ est fixé à $1,5 \mu\text{m}$ et la profondeur de l'implant du p-spray varie entre $0,2 \mu\text{m}$ et $0,6 \mu\text{m}$.

6.3.2.2.1 Sans radiation

Les figures 6.13 (a) et (b) présentent, respectivement, les caractéristiques (I-V) et le profil du champ électrique dans le volume du détecteur n+GR p-spray non-irradié, le long du pixel et des anneaux de garde, pour différentes profondeurs de p-spray allant de 0,2 à 0,6 μm , avec $V_{\text{bias}}=150\text{ V}$. La tension de claquage V_{BD} diminue avec l'augmentation de la profondeur du p-spray et le courant de fuite est presque similaire (figure 6.13(a)). L'intensité du champ électrique maximal localisé au niveau de la jonction latérale du pixel n+/p-spray, croît avec l'augmentation de la profondeur du p-spray (figure 6.13(b)).

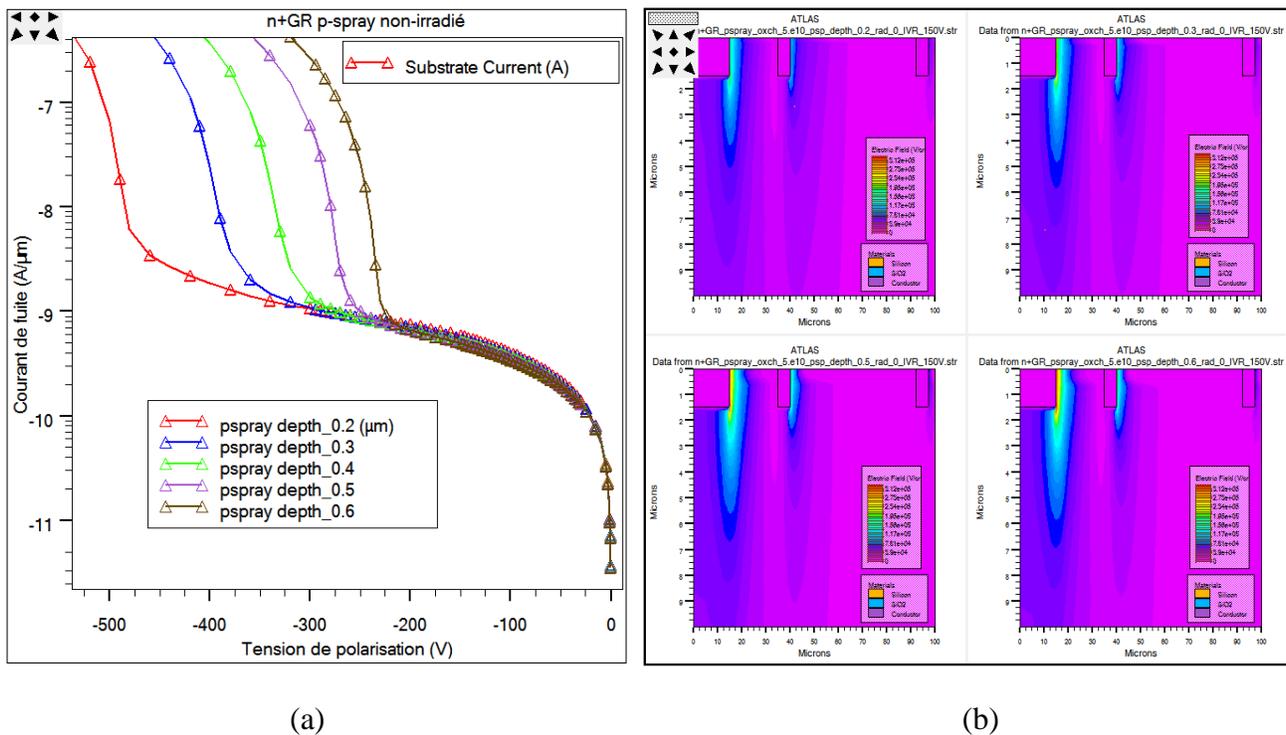


Figure 6.13: Simulation pour un détecteur n+GR p-spray non-irradié, (a) des caractéristiques (I-V) et (b) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur, pour différentes profondeurs du p-spray allant de 0,2 à 0,6 μm , avec $V_{\text{bias}}=150\text{ V}$. $Q_{\text{ox}}=5 \times 10^{10}\text{ cm}^{-2}$.

La figure 6.14(a) présente la simulation des profils du champ électrique le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂ à une distance $y=1,5\text{ }\mu\text{m}$, pour différentes profondeurs de p-spray, avec $V_{\text{bias}}=150\text{ V}$ prise avant la tension de claquage. Nous constatons que l'intensité du champ électrique à l'interface pixel n+/p-spray augmente avec l'augmentation de la profondeur du p-spray, ce qui résulte en un V_{BD} élevé. La figure 6.14(b) présente, la simulation de la distribution des électrons le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂ à

une distance $y=0,1 \mu\text{m}$, pour différentes profondeurs de p-spray. La concentration des couches d'électrons inter-implants n^+ est presque constante pour toutes les profondeurs de p-spray, elles assurent une bonne isolation ($<10^6 \text{ e/cm}^3$). Ceci nous amène à déduire que la profondeur du p-spray n'a aucun effet sur l'isolation inter-implants n^+ .

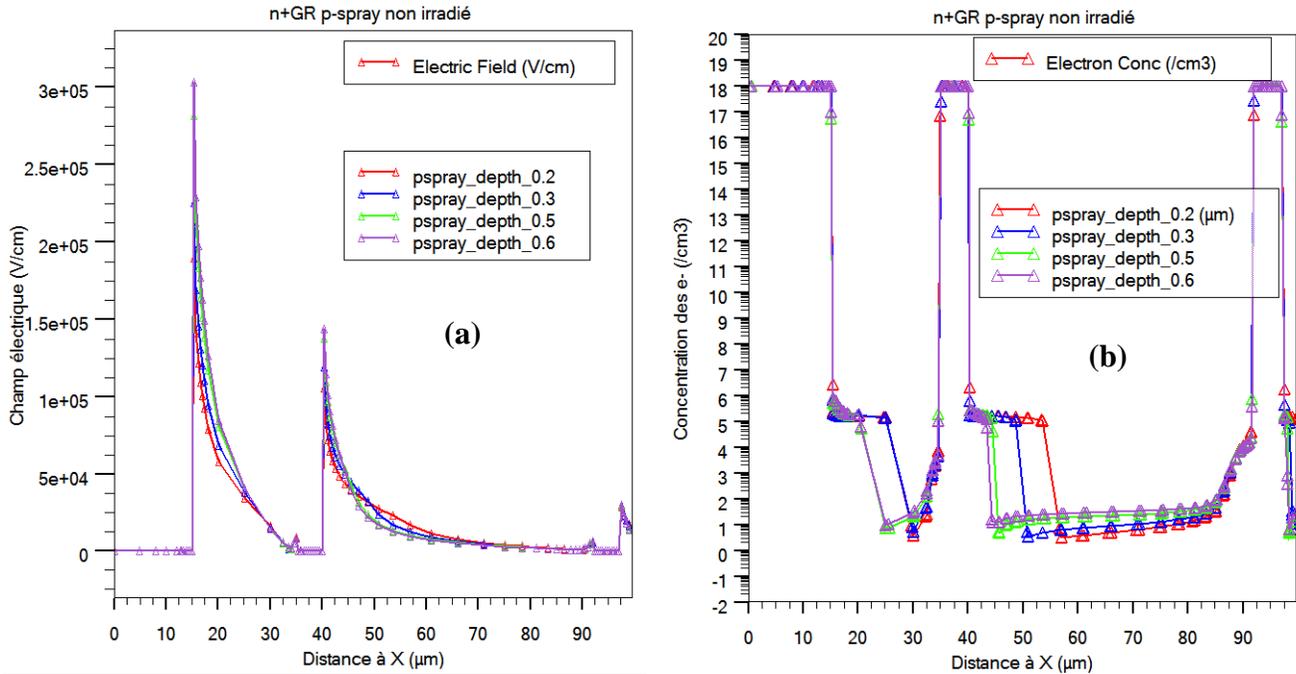


Figure 6.14: Simulation pour un détecteur n+GR p-spray non irradié, (a) du profil du champ électrique et (b) de la distribution de la concentration des électrons le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂, respectivement, à $y=1,5 \mu\text{m}$ et $y=0,1 \mu\text{m}$, pour différentes profondeurs du p-spray allant de 0,2 à 0,6 μm . $Q_{\text{ox}}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ et $V_{\text{bias}}=150\text{V}$.

6.3.2.2 Avec radiation

La structure n+GR p-spray est maintenant simulée avec une fluence de radiation $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ neq.cm}^{-2}$ et une charge d'oxyde $Q_{\text{ox}}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, pour différentes valeurs de profondeurs de p-spray allant de 0,2 à 0,6 μm . Les caractéristiques (I-V) simulées sont présentées dans la figure 6.15(a). Nous constatons que lorsque la profondeur du p-spray augmente de 0,2 à 0,6 μm , la tension de claquage V_{BD} diminue ainsi que le courant de fuite. Ainsi, un compromis doit être pris lors de la conception du détecteur, entre la tension de claquage et le courant de fuite. La figure 6.15(b) illustre le profil du champ électrique dans le volume du détecteur irradié, pour différentes profondeurs du p-spray, tout près du pixel et des anneaux de garde, avec $V_{\text{bias}}=300\text{V}$. L'intensité du champ électrique

maximal se trouve au niveau de la courbure de jonction du pixel n+, elle croît avec l'augmentation de la profondeur du p-spray.

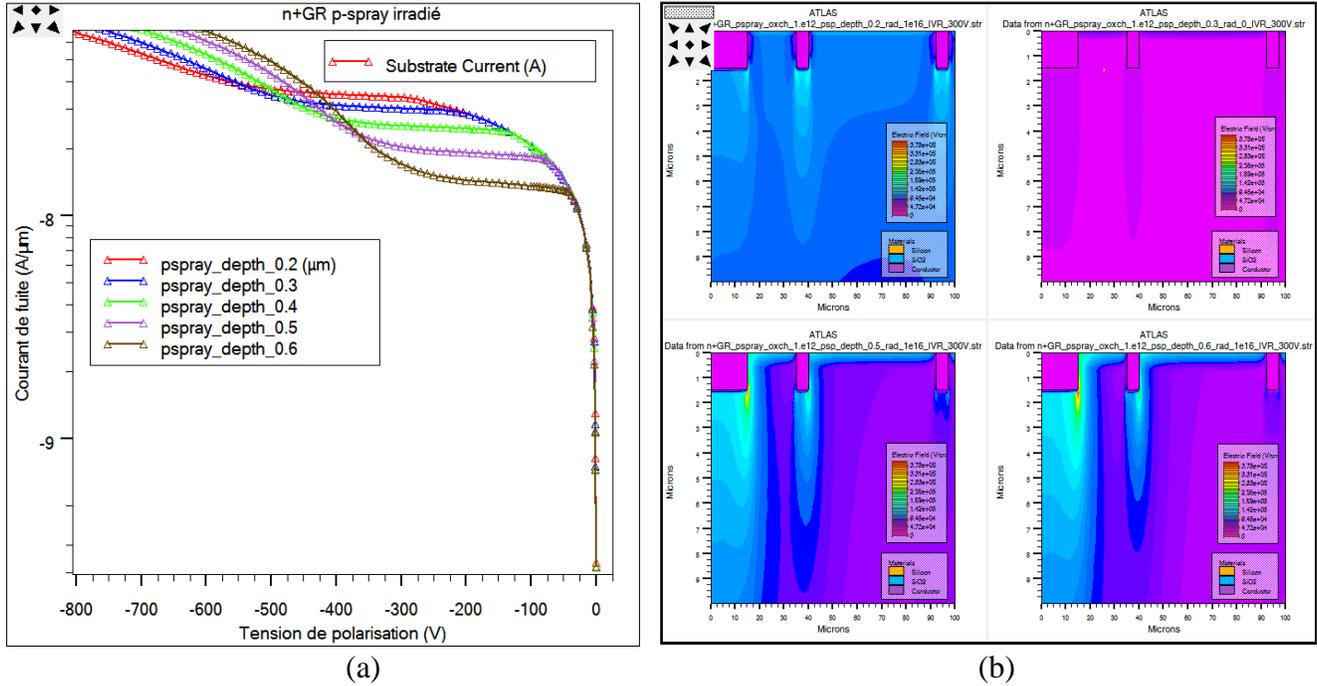


Figure 6.15: Simulation pour un détecteur n+GR p-spray irradié, (a) des caractéristiques (I-V) et (b) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur, pour différentes profondeurs du p-spray allant de 0,2 à 0,6 μm, avec $V_{bias}=300$ V. $Q_{ox}=1 \times 10^{12}$ cm⁻² et $\Phi=1 \times 10^{16}$ néq.cm⁻².

Les figures 6.16 (a) et (b) présentent, respectivement, le profil du champ électrique à une distance de 1,5 μm de la surface, et la distribution de la concentration des électrons le long du pixel et des anneaux de garde, à une distance de 0,1 μm de la surface, pour $V_{bias}=300$ V. Nous constatons que l'intensité du champ électrique à l'interface pixel n+/p-spray augmente avec l'augmentation de la profondeur du p-spray, ce qui résulte en un V_{BD} moindre pour les couches profondes du p-spray. La concentration de la couche des électrons inter-implants n+ est comprise entre 10^9 et 10^{10} é/cm³. Ce qui signifie que la profondeur du p-spray n'a pas un effet significatif sur l'isolation inter-implants n+. Néanmoins, une profondeur de 0,3 μm peut être prise comme une valeur de référence pour la conception du détecteur.

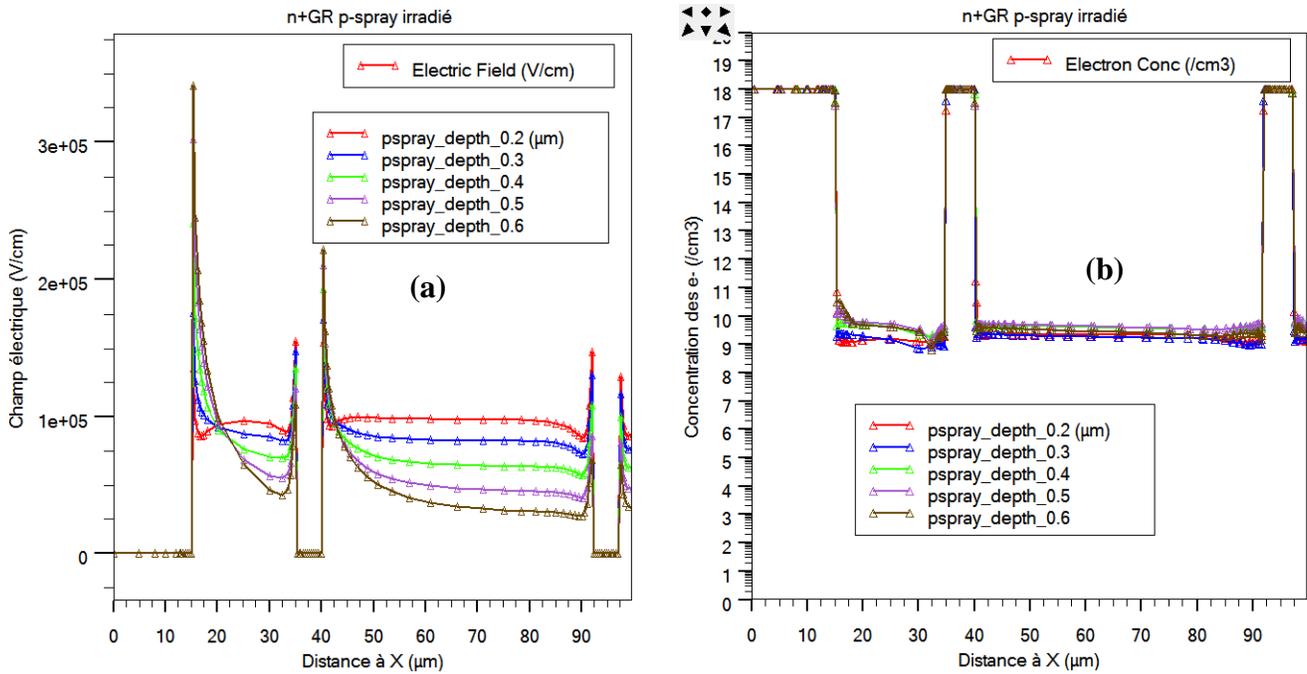


Figure 6.16: Simulation pour un détecteur n+GR p-spray irradié, (a) du profil du champ électrique et (b) de la distribution de la concentration des électrons le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂, respectivement, à $y=1,5 \mu\text{m}$ et $y=0,1 \mu\text{m}$, pour différentes profondeurs du p-spray. $Q_{\text{ox}}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ neq.cm}^{-2}$ et $V_{\text{bias}}=300 \text{ V}$.

6.3.2.3 Conclusion sur les paramètres du p-spray

Les détecteurs n+GR p-spray ont été irradiés avec une fluence prévisible dans la région interne du grand détecteur Atlas, ce qui correspond à une fluence $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ neq.cm}^{-2}$ et une charge d'oxyde qui atteint sa valeur de saturation ($\sim 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$). Une couche d'isolation de p-spray ayant une concentration de $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et une profondeur de jonction de $0,3 \mu\text{m}$ s'est révélée efficace pour assurer une bonne isolation inter-implants n+ après irradiation, une bonne tenue en tension à $V_{\text{FD}} (<300 \text{ V})$ et un courant de fuite faible. Pour un détecteur, non irradié avec $Q_{\text{ox}}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ et irradié avec $Q_{\text{ox}}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ neq.cm}^{-2}$, la tension de claquage augmente d'environ 300 V, avec la diminution de la profondeur du p-spray de $0,6$ à $0,2 \mu\text{m}$ et la valeur du profondeur de p-spray $0,3 \mu\text{m}$ donc la couche d'inversion des électrons la plus faible, ce qui donne la mielleure isolation inter-implants n+.

6.3.3 Optimisation des paramètres du p-stop

Cette étude est effectuée pour deux paramètres du p-stop, le premier est sa concentration et le second, sa profondeur. La dose d'implantation du p-stop contrôle le pic de concentration du dopant alors que l'énergie d'implantation contrôle la profondeur de l'implant n+. En ce qui concerne, la profondeur du p-stop, nous avons pris dans un premier temps une profondeur égale à celle du pixel qui est de 1,5 μm . Ce choix peut être justifié par l'optimisation du nombre de masques de lithographie. En introduisant cette valeur dans la relation (6.1) avec $Q_{\text{ox}}=10^{+12} \text{ cm}^{-2}$, nous trouvons que la valeur minimale pour assurer une bonne isolation inter-implants n+ est égale à au moins $3,6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

6.3.3.1 Concentration du p-stop

6.3.3.1.1 Sans radiation

La figure 6.17(a) montre les caractéristiques (I-V) simulées d'un détecteur n+GR p-stop non irradié, obtenues pour différentes concentrations de p-stop : 5×10^{15} , 1×10^{16} , 5×10^{16} , 1×10^{17} et $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. La tension de claquage V_{BD} diminue avec l'augmentation de la concentration du p-stop, elle passe de 500 V à 300 V. Les caractéristiques (I-V) présentent une même allure du courant de fuite avant le claquage.

La figure 6.17(b) présente la distribution du champs électrique le long du pixel et des anneaux de garde pour un détecteur non irradié pour différentes concentrations du p-stop allant de 5×10^{15} à $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, avec $V_{\text{bias}}=300\text{V}$. Le champ électrique maximal est localisé au niveau de la courbure de la jonction du pixel n+, à $y=1,5 \mu\text{m}$ de la surface. Pour des valeurs de concentration du p-stop supérieures à $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, les courbes I-V présentent presque le même V_{BD} et le même courant de fuite.

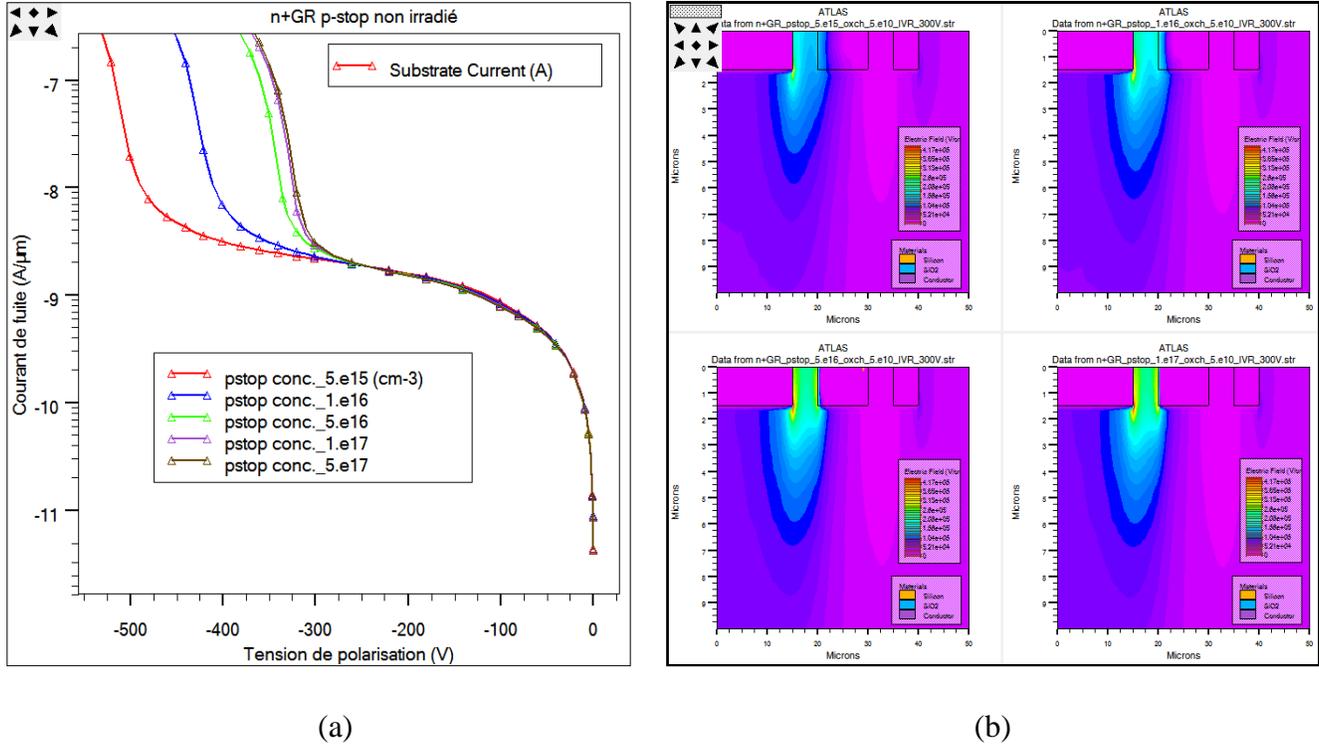


Figure 6.17: Simulation pour un détecteur n+GR p-stop non irradié, (a) des caractéristiques (I-V) et (b) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur, pour différentes concentrations du p-stop, allant de 5×10^{15} à $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, avec $V_{\text{bias}}=300 \text{ V}$. $Q_{\text{ox}}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

La valeur de la tension de déplétion totale V_{FD} est extraite à partir du tracé du profil des concentrations des impuretés dopantes accepteurs (type p) et des trous pour différentes tensions de polarisation le long de la ligne de découpe verticale prise au milieu du pixel. La figure 6.18 présente la distribution des accepteurs et des trous pour différentes tensions de polarisation allant de 10 à 500 V, pour une concentration de p-stop égale à 10^{17} cm^{-3} qui vérifie la relation (6.1). La valeur du V_{FD} est de 100 V.

La figure 6.19(a) présente le profil du champ électrique le long du pixel et des anneaux de garde, parallèlement à l'interface Si/SiO₂ à une distance de 1,5 μm de celle-ci, pour différentes concentrations du p-stop. La figure 6.19(b) présente la distribution de la concentration des électrons le long du pixel et des anneaux de garde, parallèlement à l'interface Si/SiO₂ à une distance de 0,1 μm de celle-ci, pour différentes concentrations du p-stop. Dans les deux cas des figures, $Q_{\text{ox}}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ et $V_{\text{bias}}=300 \text{ V}$. L'intensité du champ électrique à l'interface pixel/substrat (n+/p) augmente avec l'augmentation de la concentration du p-stop, ce qui résulte un V_{BD} faible. La concentration des couches des électrons inter-implants n+ est fiable, inférieure à 10^{10} é/cm^3 .

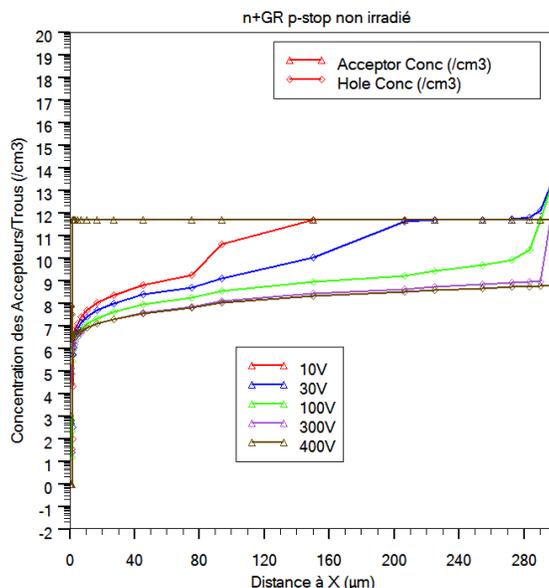


Figure 6.18: Simulation pour un détecteur n+GR p-stop non irradié, de la distribution des concentrations des accepteurs et des trous, le long de la ligne de découpe verticale, prise au milieu du pixel, pour différentes V_{bias} comprises entre 10 et 500 V. Q_{ox}=5×10¹⁰ cm⁻² et la concentration du p-stop est égale à 10¹⁷ cm⁻³.

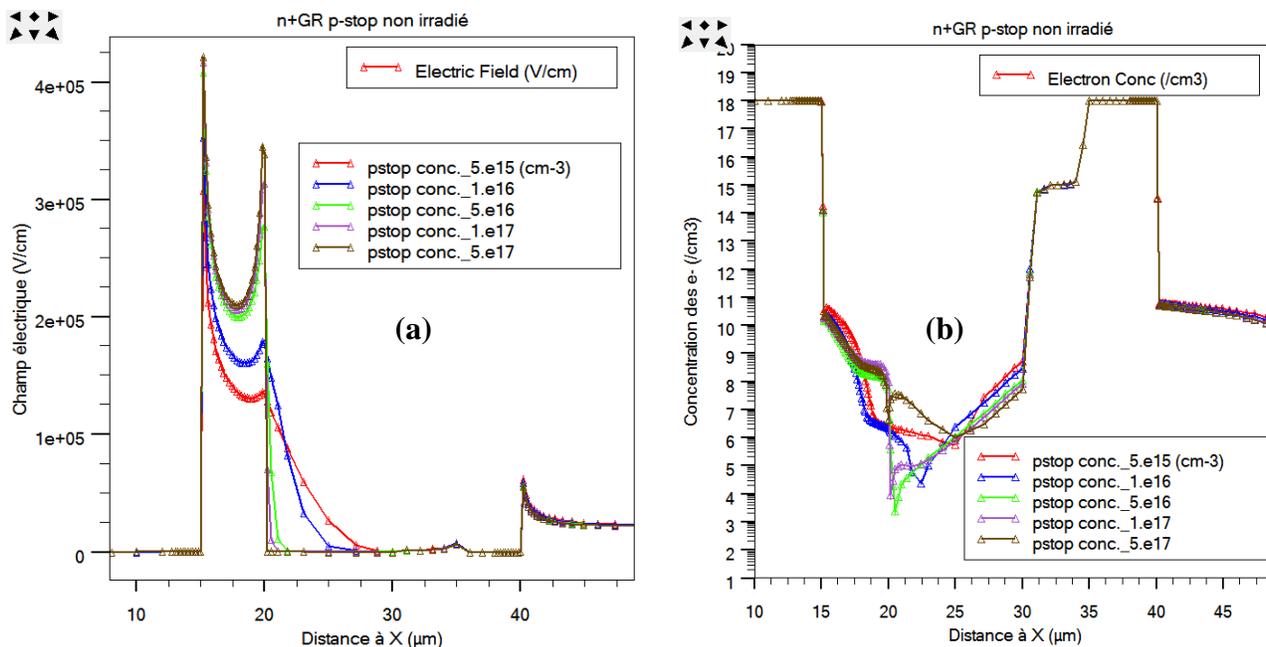


Figure 6.19: Simulation pour une détecteur n+GR p-stop non irradié, (a) du profil du champ électrique et (b) de la distribution de la concentration des électrons le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂, respectivement, à y=1,5 μm et y=0,1 μm, pour différentes concentrations du p-stop. Q_{ox}=5×10¹⁰ cm⁻² et V_{bias}=300 V.

En conclusion, Les résultats de la simulation électrique montrent que la tension de claquage V_{BD} des structures de type n+GR p-stop, non irradiés, diminue sensiblement de 500 V à 300 V, lorsque la concentration du p-stop passe de $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ à $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. A partir de 10^{17} cm^{-3} , la tension de claquage ainsi que le courant de fuite ne sont plus influencés par ce paramètre. De plus, pour toutes les valeurs de concentration du p-stop, la couche d'électrons créée en surface est presque éliminée ce qui assure une bonne isolation inter-implants n+.

6.3.3.1.2 Avec radiation

La figure 6.20(a) présente les caractéristiques (I-V) simulées d'un détecteur n+GR p-stop irradié, obtenus pour différentes concentrations du p-stop allant de $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ à $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. La tension de claquage V_{BD} est très faible pour les concentrations du p-stop supérieures à $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (~100 V). Pour les concentrations $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ le V_{BD} est, respectivement, égal à 380 V et 200 V. En ce qui concerne le courant de fuite, nous constatons, que ce dernier est influencé par les concentrations du p-stop inférieures à $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. La figure 6.20(b) illustre le profil du champ électrique dans le volume du détecteur irradié, pour différentes concentration du p-stop allant de 5×10^{15} à $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, tout près du pixel et des anneaux de garde, avec $V_{bias}=100 \text{ V}$. Nous constatons cette fois-ci, que le maximum du champ électrique ne se trouve plus au niveau de la jonction pixel/substrat, mais plutôt au niveau de la jonction p-stop/substrat (n+/p). Son intensité croît avec l'augmentation de la concentration de l'implant p-stop et atteint son pic au niveau de l'interface Si/SiO₂, ce qui peut entraîner un claquage au niveau de cet endroit.

Les figures 6.21 (a) et (b) montrent, respectivement, le profil du champ électrique et la distribution de la concentration des électrons, le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂ à $y=0,1 \text{ } \mu\text{m}$, pour différentes concentrations de p-stop, allant de 5×10^{15} à $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, avec $V_{bias}=100 \text{ V}$. Nous constatons que les concentrations du p-stop inférieures à $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ne sont pas suffisantes pour éliminer les électrons de la couche d'inversion d'électrons, de plus une densité d'électrons significative existe même à l'intérieur de p-stop. Les densités supérieures à $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ sont suffisantes pour éliminer les électrons de la couche d'accumulation. La valeur de la concentration $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ du p-stop donne un bon compromis entre une bonne isolation inter-implants n+, une bonne tenue en tension V_{BD} et un courant de fuite faible.

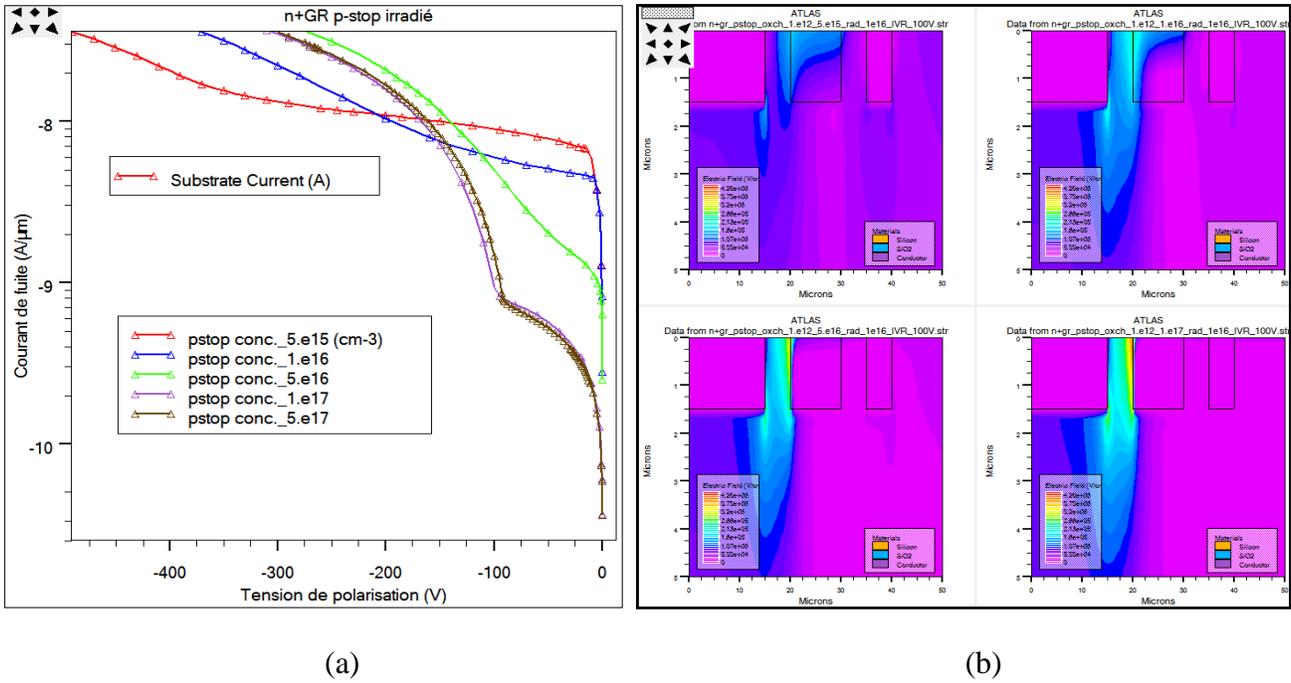


Figure 6.20: Simulation pour un détecteur n+GR p-stop irradié, (a) des caractéristiques (I-V) et (b) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur, pour différentes concentrations du p-stop allant de 5×10^{15} à $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, avec $V_{\text{bias}}=100 \text{ V}$, $Q_{\text{ox}}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ néq.cm}^{-2}$.

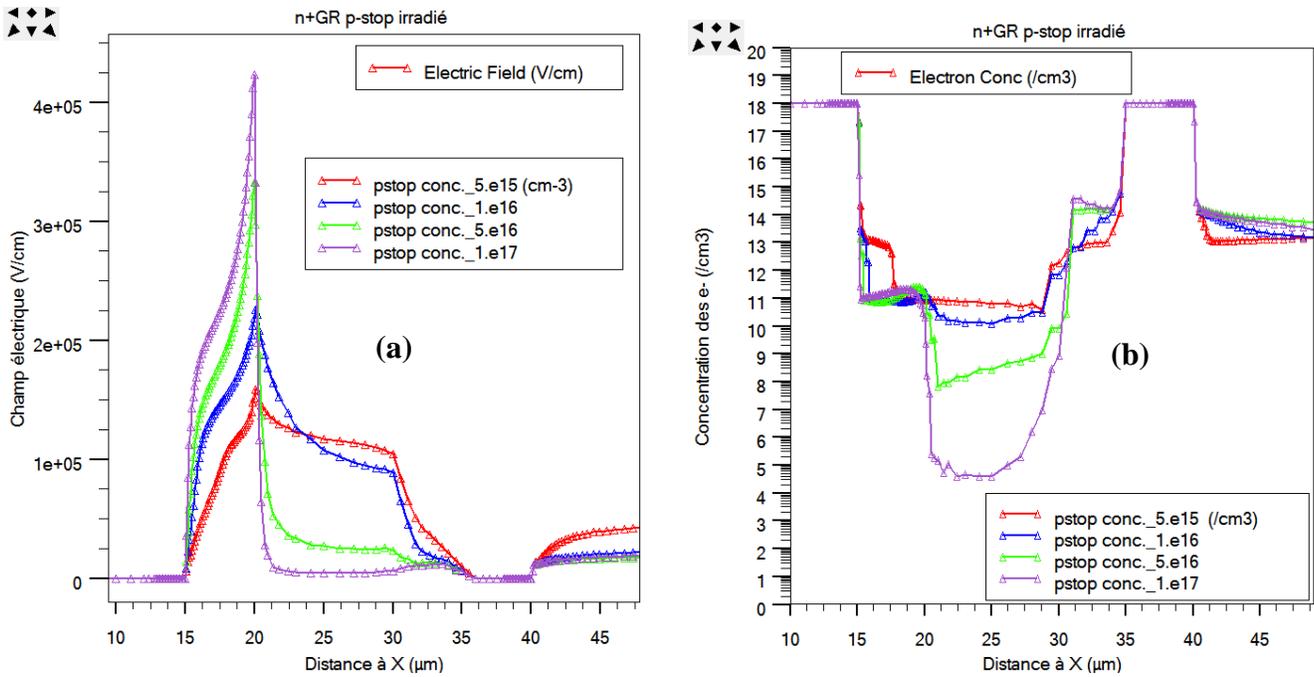


Figure 6.21: Simulation pour un détecteur n+GR p-stop irradié, (a) du profil du champ électrique et (b) de la distribution de la concentration des électrons à $y=0,1 \mu\text{m}$ en dessous de l'interface Si/SiO₂, pour différents concentrations de p-stop. $Q_{\text{ox}}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ néq.cm}^{-2}$ et $V_{\text{bias}}=100 \text{ V}$.

6.3.3.2 Profondeur du p-stop

Pour étudier l'effet de la profondeur de l'implant p-stop sur les performances électriques du détecteur n+GR p-stop, sa concentration est fixée à $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. La profondeur de l'implant p-stop varie entre 0,5 et 2,0 μm . La profondeur de jonction des implants n+ et leur concentration sont fixés, respectivement, à 1,5 μm et $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

6.3.3.2.1 Sans radiation

Les figures 6.22 (a) et (b) présentent, respectivement, les caractéristiques (I-V) simulées et le profil du champ électrique dans le volume du détecteur n+GR p-stop non-irradié, pour différentes profondeurs du p-stop allant de 0,5 à 2,0 μm , avec $V_{\text{bias}}=150 \text{ V}$. La tension de claquage V_{BD} diminue avec l'augmentation de la profondeur du p-stop ainsi que le courant de fuite (figure 6.22(a)). L'intensité du champ électrique maximal, localisé au niveau de la jonction pixel/substrat (n+/p) à 1,5 μm de surface, croît avec l'augmentation de la profondeur du p-stop (figure 6.22(b)).

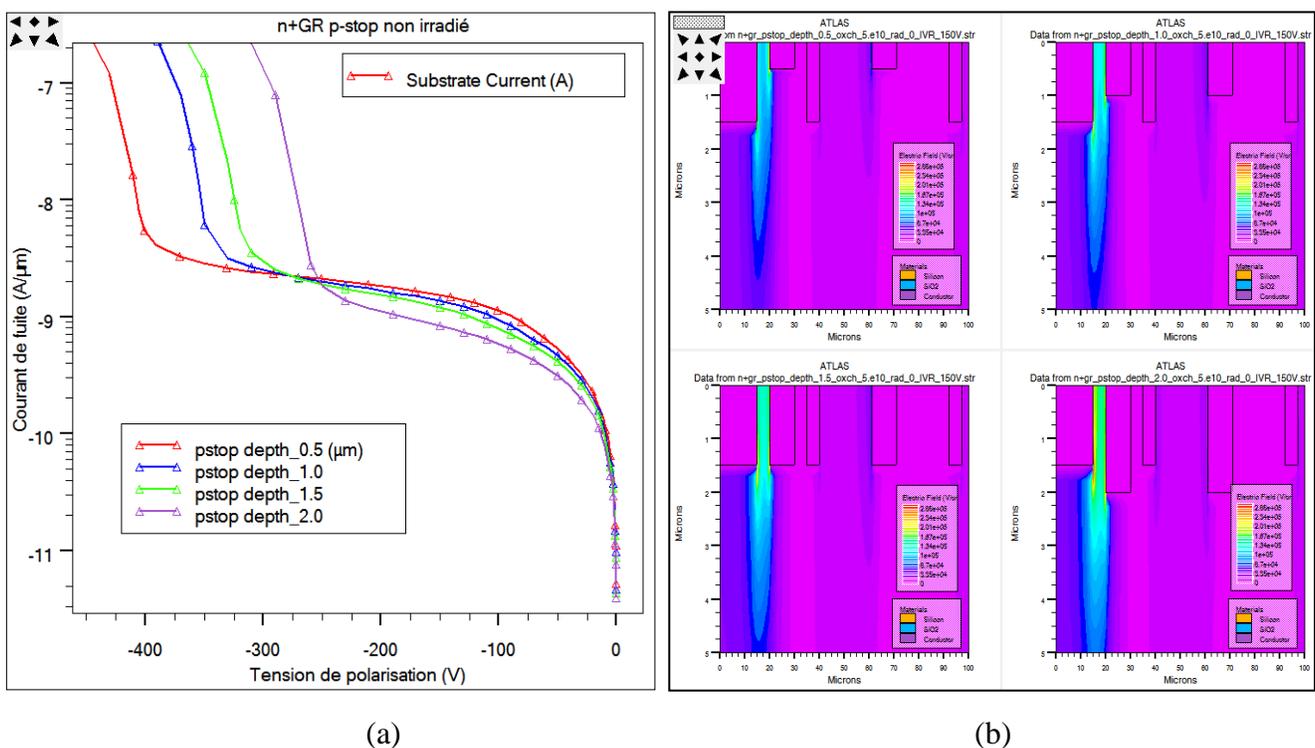


Figure 6.22: Simulation pour une détecteur n+GR p-stop non irradié, (a) des caractéristiques (I-V), et (b) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur, pour différentes profondeurs du p-stop allant de 0,5 à 2,0 μm , et $V_{\text{bias}}=150 \text{ V}$. $Q_{\text{ox}}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

La figure 6.23(a) présente la simulation des profils du champ électrique le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂ à une distance $y=1,5 \mu\text{m}$, pour différentes profondeurs de p-stop allant de $0,5 \mu\text{m}$ à $2,0 \mu\text{m}$, avec $V_{\text{bias}}=150 \text{ V}$ prise avant la tension de claquage. Nous constatons que l'intensité du champ électrique à l'interface pixel/substrat (n⁺/p) augmente avec l'augmentation de la profondeur du p-stop, ce qui diminue la tension de claquage V_{BD} .

La figure 6.23(b) présente, la simulation de la distribution des électrons le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂ à une distance $y=0,1 \mu\text{m}$, pour différentes profondeurs de p-stop. La concentration de la couche d'électrons inter-implants n⁺ est très faible pour toutes les profondeurs de p-stop, ce qui assure une bonne isolation. Ceci nous amène à déduire que la variation de la profondeur du p-stop n'a pas un effet significatif sur l'isolation inter-implants n⁺.

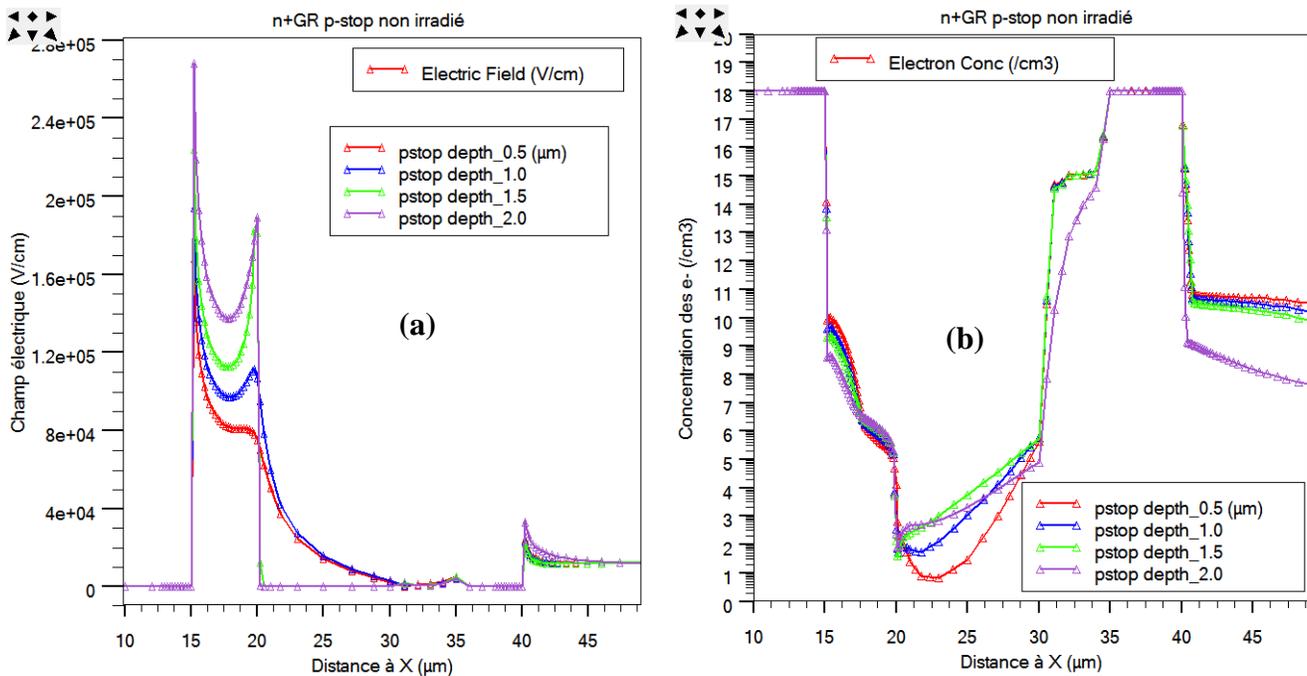


Figure 6.23: Simulation pour un détecteur n+GR p-stop non irradié (a) du profil du champ électrique et (b) de la distribution de la concentration des électrons le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂, respectivement, à $y=1,5 \mu\text{m}$ et $y=0,1 \mu\text{m}$, pour différents profondeurs de p-stop allant de $0,5$ à $2,0 \mu\text{m}$. $Q_{\text{ox}}=5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ et $V_{\text{bias}}=150 \text{ V}$.

6.3.3.2.2 Avec radiation

La structure n+GR p-stop est maintenant simulée avec une fluence de radiation $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ neq.cm}^{-2}$ et une charge d'oxyde $Q_{\text{ox}}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, pour différentes valeurs de profondeurs du p-stop allant de $0,5$ à $2,0 \mu\text{m}$. Les caractéristiques (I-V) simulées sont présentées dans la figure

6.24(a). Nous constatons une réduction sensible du V_{BD} pour un détecteur irradié comparé à un détecteur non irradié (figure 6.22(a)). Par contre, l'augmentation de la profondeur du p-stop fait augmenter le V_{BD} contrairement au détecteur non irradié. Le courant de fuite n'est pas affecté par la profondeur du p-stop.

La figure 6.24(b) illustre le profil du champ électrique dans le volume du détecteur irradié, pour différentes profondeurs du p-stop, tout près du pixel et des anneaux de garde, avec $V_{bias}=30$ V. Nous constatons, cette fois-ci, que l'intensité du champ électrique maximal se trouve à l'interface Si/SiO₂, au niveau de la jonction substrat/p-stop (p/p+), elle croît avec l'augmentation de la profondeur du p-stop.

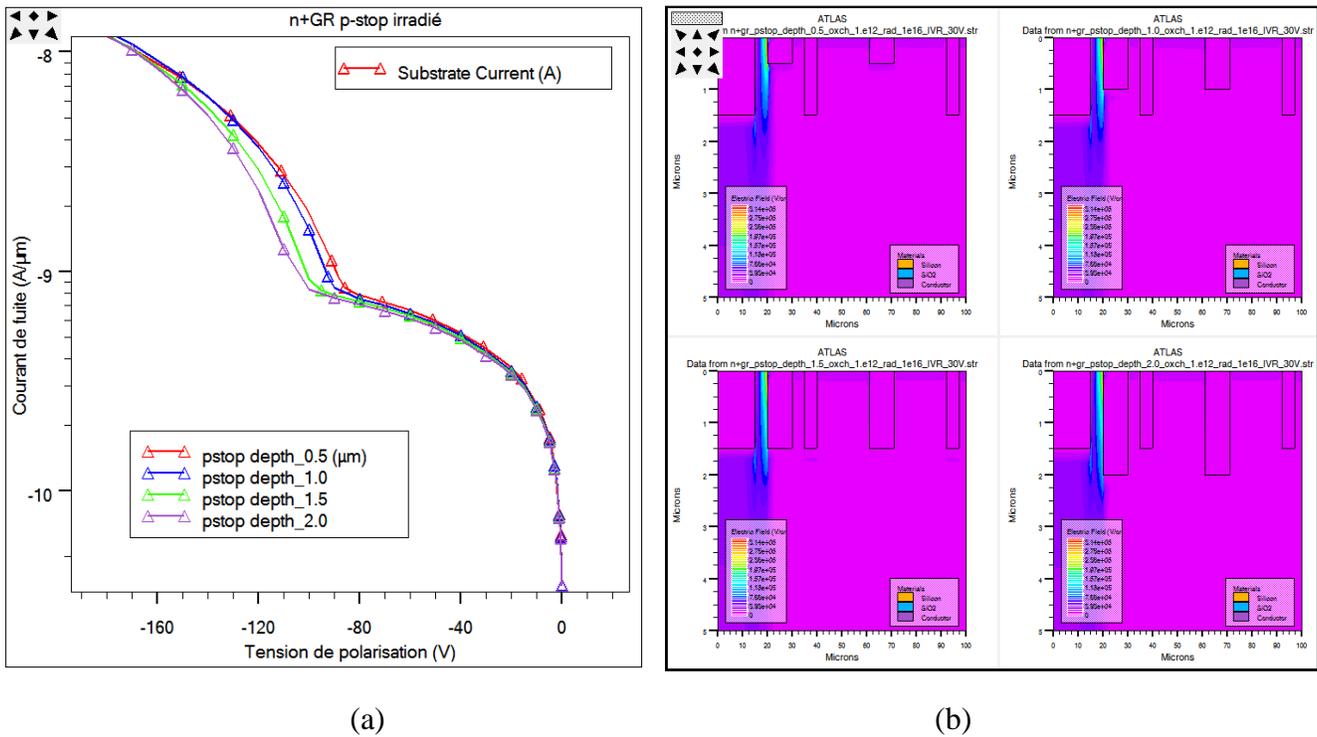


Figure 6.24: Simulation pour un détecteur n+GR p-stop irradié, (a) des caractéristiques (I-V) et (b) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur, pour différentes profondeurs de p-stop allant de 0,5 à 2,0 μm , avec $V_{bias}=30$ V. $Q_{ox}=1 \times 10^{12}$ cm^{-2} et $\Phi=1 \times 10^{16}$ néq.cm^{-2} .

Les deux figures 6.25 (a) et (b) présentent, respectivement, la simulation du profil du champ électrique et de la concentration des électrons, le long du pixel et des anneaux de garde à une distance de $y=0,1$ μm en dessous de l'interface Si/SiO₂, pour différentes profondeurs du p-stop, avec $Q_{ox}=5 \times 10^{10}$ cm^{-2} , $\Phi=1 \times 10^{16}$ néq.cm^{-2} et $V_{bias}=30$ V (tension prise avant le claquage). Nous constatons que l'intensité du champ électrique à l'interface substrat/p-stop diminue avec l'augmentation de la profondeur du p-stop, ce qui résulte un V_{BD} plus élevé pour les couches profondes

du p-stop. La concentration de la couche des électrons inter-implants n+ est de l'ordre de 10^8 é/cm^3 . Ce qui signifie que l'isolation inter-implants est assurée. De plus, la variation de la profondeur du p-stop n'a pas d'effet sur l'isolation. Néanmoins, une profondeur de $1,5 \text{ }\mu\text{m}$ peut être prise comme une valeur de référence pour la conception du détecteur, elle est justifiée par l'optimisation du nombre de masques de lithographie.

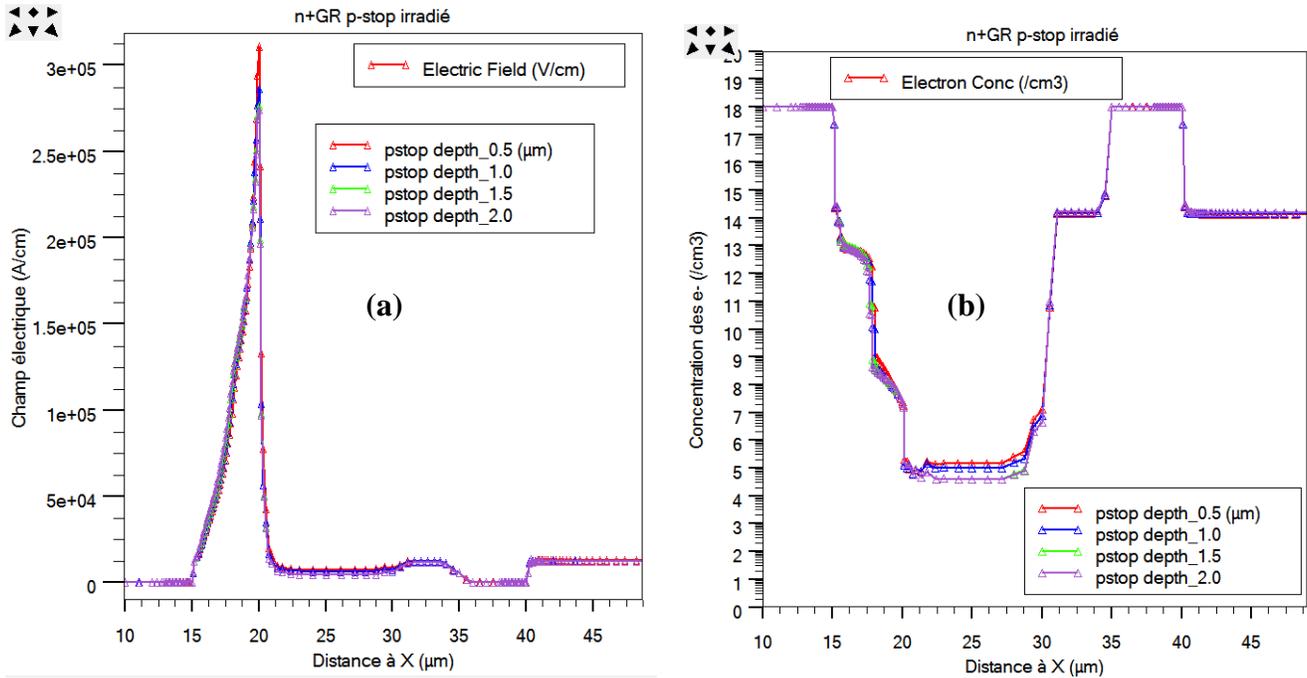


Figure 6.25: Simulation, pour un détecteur n+GR p-stop irradié, (a) du profil du champ électrique et (b) de la distribution de la concentration des électrons le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂ à $y=0,1 \text{ }\mu\text{m}$, pour différents profondeurs du p-stop. $Q_{\text{ox}}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ néq.cm}^{-2}$ et $V_{\text{bias}}=30 \text{ V}$.

6.3.3.3 Conclusion sur les paramètres du p-stop

Les détecteurs n+GR p-stop ont été irradiés avec une fluence prévisible dans la région interne du grand détecteur Atlas, ce qui correspond à une fluence $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ néq.cm}^{-2}$ et une charge d'oxyde qui atteint sa valeur de saturation ($\sim 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$). Un implant de type p, appelé p-stop introduit entre les implants de type n (pixels et anneaux de garde), ayant une concentration de $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et une profondeur de jonction de $1,5 \text{ }\mu\text{m}$ s'est révélée efficace pour assurer une bonne isolation inter-implants n+ après irradiation, un faible courant de fuite, mais une tension de claquage non suffisante pour travailler dans les fortes radiations.

6.4 Étude comparative des trois structures

6.4.1 Détecteurs sans charge d'oxyde et sans radiation

Tout d'abord, nous commençons par faire une étude sur des structures idéales, c'est-à-dire, ne comportant pas de charge d'oxyde et n'ayant pas subi une radiation externe. Pour les trois structures, l'épaisseur, le dopage du substrat et le dopage de la face arrière du substrat sont respectivement 300 μm , $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ et $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La profondeur de jonction et le dopage des anneaux de garde sont respectivement 1.5 μm et $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. L'épaisseur de l'oxyde est fixée à 1 μm . Le dopage de l'implant p-stop est de 10^{17} cm^{-3} et celui de l'implant p-spray est de 10^{16} cm^{-3} . La figure 6.26 représente la variation du courant de fuite dans les différentes structures en fonction de la tension de polarisation en inverse. La tension de claquage est facilement extraite des caractéristiques I-V en reconnaissant le coude. La tension de claquage de la structure p+GR est élevée respectivement de, 50 V et 200V, par rapport à n+GR p-spray et n+GR p-stop. Par contre, le courant de fuite de la structure n+GR p-stop est relativement plus grand par rapport aux autres structures.

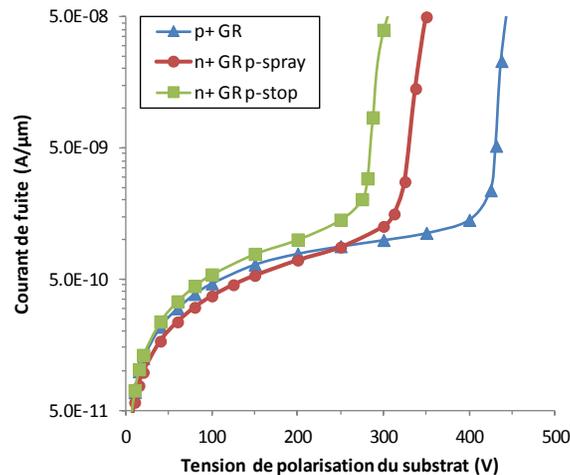


Figure 6.26: Évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat pour les trois structures p+GR, n+GR p-stop et n+GR p-spray sans charge d'oxyde et sans radiation.

Au fur et à mesure que la tension de polarisation augmente, la zone de charge d'espace augmente également. Dans cette ZCE il existe une génération thermique continue de paires électron-trou, responsable de l'existence du courant de fuite (ou courant d'obscurité). Une fois que la totalité du substrat est déserté des porteurs de charges (trous), le courant de fuite voit cette augmentation réduite, qu'on peut considérer comme presque constant.

6.4.2 Détecteurs sans radiation

6.4.2.1 Effet des paramètres d'oxyde

6.4.2.1.1 Charge dans l'oxyde

La charge positive présente dans l'oxyde augmente avec la radiation et induit donc une couche mince d'électrons conductrice à l'interface Si/SiO₂. Pour les trois structures, l'épaisseur et le dopage du substrat sont respectivement 300 μm et $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, la profondeur de jonction et le dopage des anneaux de garde sont respectivement 1,5 μm et $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, l'épaisseur de l'oxyde est fixée à 1 μm et la charge d'oxyde variée de 5×10^{10} à $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. La figure 6.27 représente les caractéristiques I-V pour les trois structures.

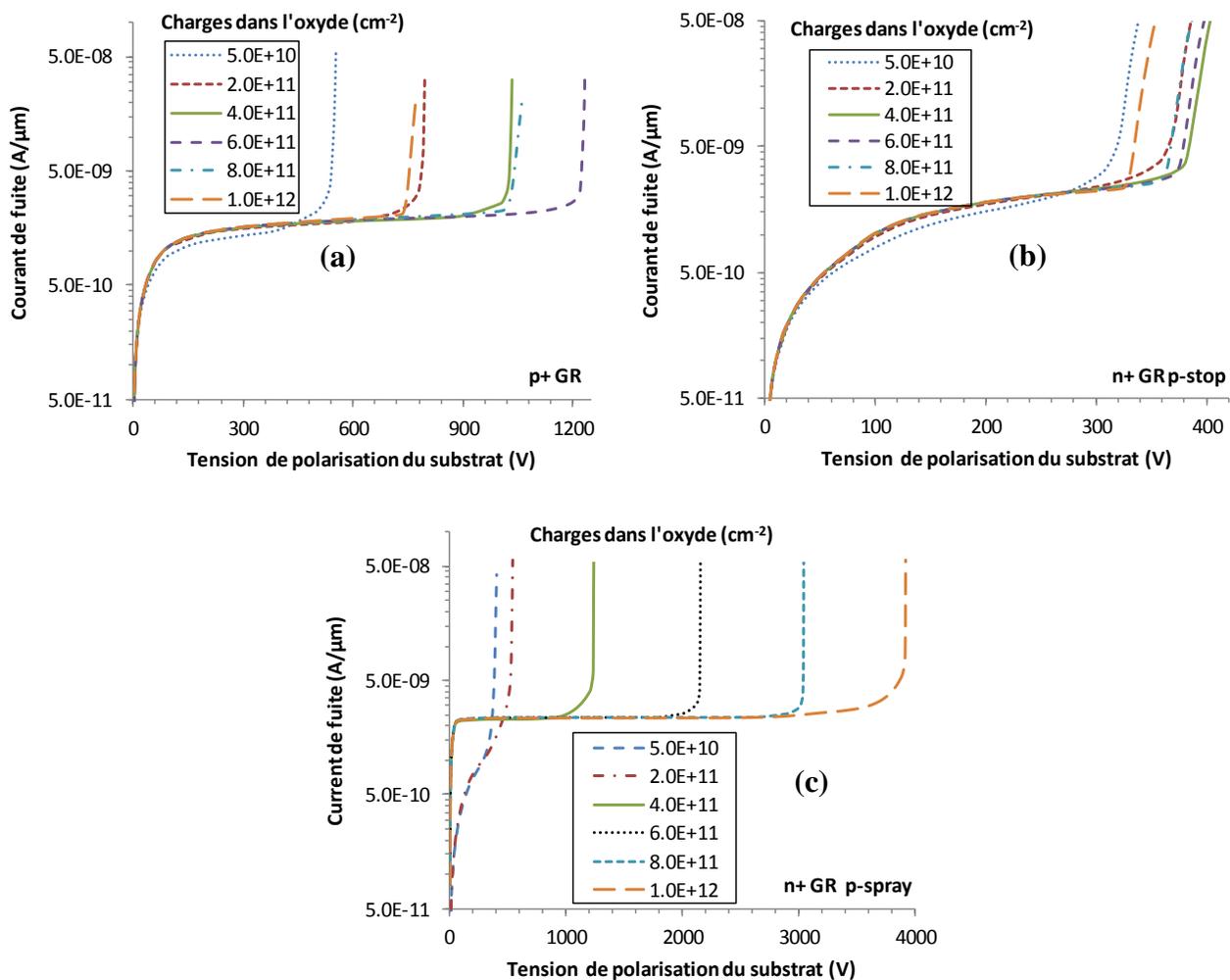


Figure 6.27: Évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différents Q_{ox} , respectivement, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray.

La figure 6.28 représente l'évolution de la tension de claquage en fonction de la charge d'oxyde pour les trois structures, en échelle log-log. Pour la structure n+GR p-spray, la tension de claquage augmente avec la charge d'oxyde. Pour les structures p+GR et n+GR p-stop, la tension de claquage augmente avec la charge d'oxyde jusqu'à un maximum puis diminue. Cette déviation correspond à la charge d'oxyde de $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ pour p+GR et $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ pour n+GR p-stop. La diminution de la tension de claquage pour une charge d'oxyde inférieure à $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ est due à la distribution non uniforme du potentiel le long des anneaux de garde. Pour une charge supérieure à $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, elle est principalement due à une chute de potentiel plus abrupte à chaque anneau de garde [4]. Dans [4], la valeur optimale de la charge d'oxyde mentionnée est de $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, obtenue par le logiciel de simulation TCAD Synopsis. Cette différence est due au logiciel de simulation utilisé [15].

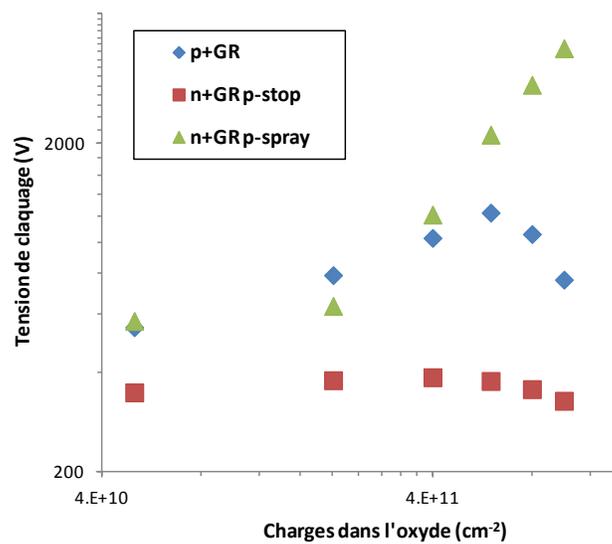


Figure 6.28: Représentation log-log de V_{BD} en fonction de Q_{ox} pour les trois structures.

Dans les deux simulateurs, il existe des différences dans la physique sous-jacente. Il a été démontré qu'il existe des différences significatives entre les outils TCAD, Synopsis Sentaurus et Silvaco Atlas, en ce qui concerne des paramètres fondamentaux tels que la vitesse thermique des porteurs et l'énergie de la bande interdite [16]. Dans Synopsis, $v_n = 2,02 \times 10^7 \text{ cm/s}$ et $v_p = 1,54 \times 10^7 \text{ cm/s}$ tandis que dans Silvaco $v_n = 9,97 \times 10^6 \text{ cm/s}$ et $v_p = 1,21 \times 10^7 \text{ cm/s}$. La valeur de la bande interdite par défaut, à 300 K, est, respectivement, égale à 1,08 eV et 1,12 eV, dans Synopsis et dans Silvaco. Dans ce qui suit la valeur optimale de la charge dans l'oxyde qui a permis de trouver la tension de claquage la plus élevée sera prise en compte, elle est fixée à $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

6.4.2.1.2 Épaisseur d'oxyde

Pour les trois structures, l'épaisseur et le dopage du substrat sont respectivement $300 \mu\text{m}$ et $5 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$, la profondeur de jonction et le dopage des anneaux de garde sont respectivement $1,5 \mu\text{m}$ et $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$. La charge d'oxyde est fixée à $4 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ et l'épaisseur d'oxyde varie de $0,5$ à $2,0 \mu\text{m}$. Les figures 6.29 (a), (b) et (c) présentent l'évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation, pour différentes valeurs d'épaisseur d'oxyde du substrat, respectivement, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray.

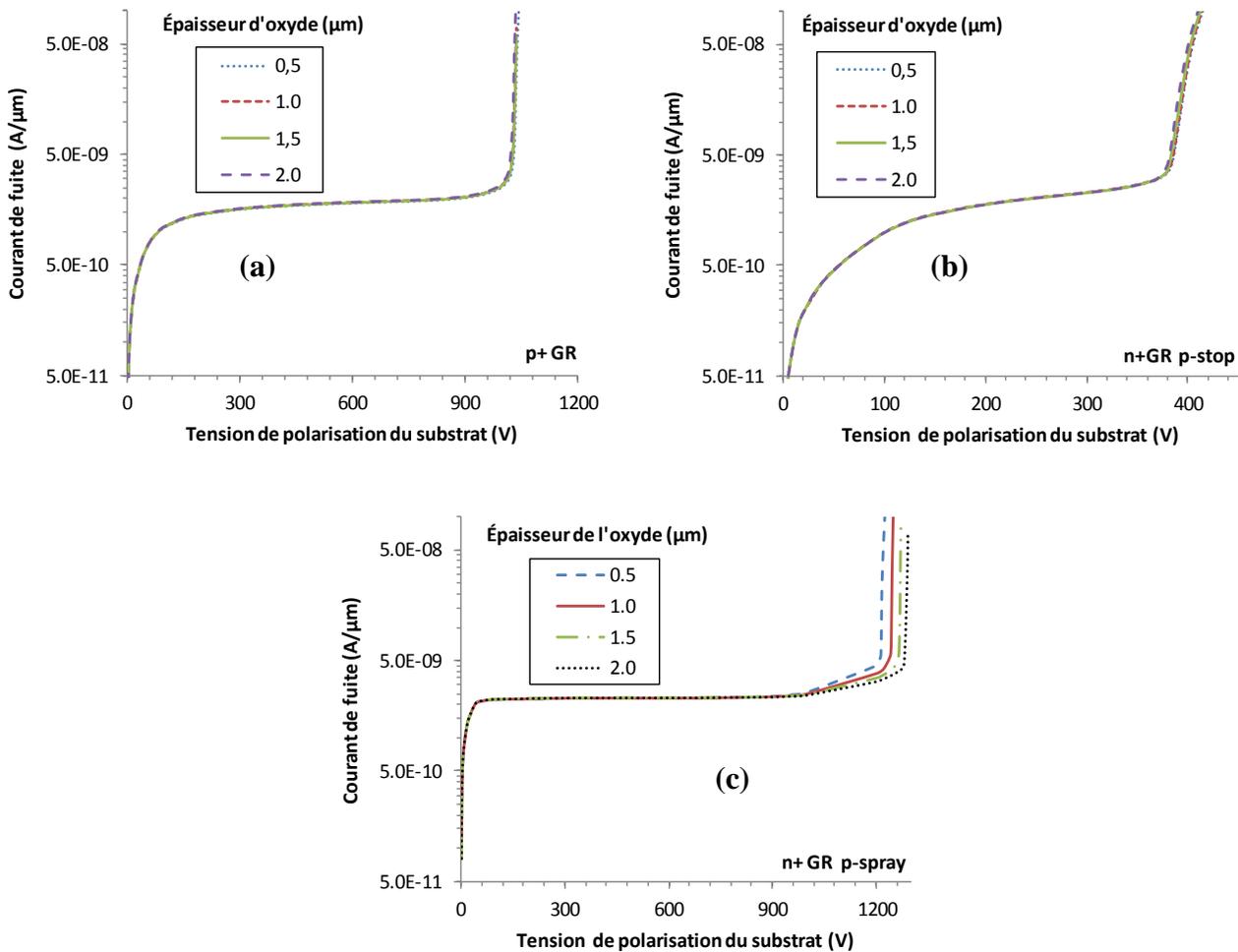


Figure 6.29: Évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différentes valeurs d'épaisseur d'oxyde, respectivement, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray.

La figure 6.30 présente l'évolution de la tension de claquage en fonction de l'épaisseur d'oxyde pour les trois structures. La charge d'oxyde est fixée à $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Cette figure montre que les performances de la tension de claquage de la structure p+GR et n+GR p-stop n'ont pas été affectées par l'épaisseur d'oxyde, tandis que la structure n+GR p-spray présente une augmentation sensible de la tension de claquage avec l'augmentation de l'épaisseur d'oxyde.

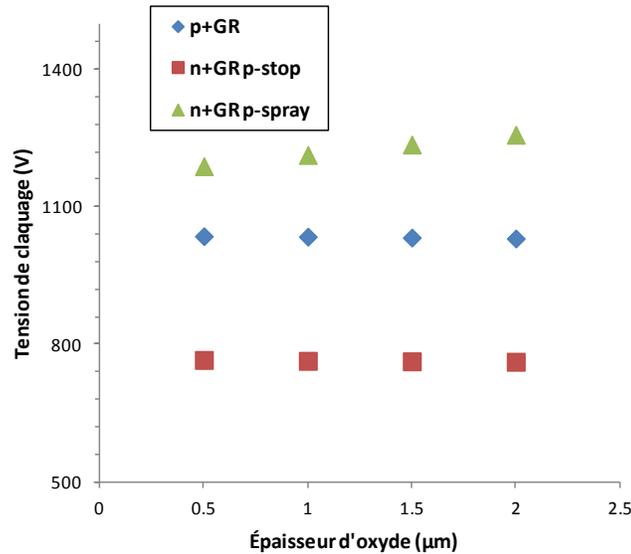


Figure 6.30: Représentation de la tension de claquage en fonction de l'épaisseur d'oxyde pour les trois structures. La charge d'oxyde est fixée à $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Dans ce qui suit, nous avons pris une épaisseur d'oxyde égale à 1 μm, étant donné que l'épaisseur n'a pas une grande influence sur le claquage.

La figure 6.31 présente la simulation du profil du champ électrique dans le volume du détecteur (figure 6.31(a)) pour un détecteur p+GR non irradié, ainsi que le profil du champ électrique le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂ (figure 6.31(b)), pour différentes oxyde de charge, avec $V_{\text{bias}}=500 \text{ V}$. Le champ électrique maximal localisé dans la jonction pixel/substrat (n+/p) à la courbure du pixel, diminue avec l'augmentation de Q_{ox} jusqu'à atteindre un minima pour $Q_{\text{ox}}=6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, correspondant à un maximum de la tension de claquage. Pour des valeurs de $Q_{\text{ox}} > 4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, le champ électrique maximal augmente tout en se déplaçant vers la jonction anneau de garde/substrat (p+/p) localisé en surface. Par conséquent, le V_{BD} diminue avec l'augmentation de Q_{ox} .

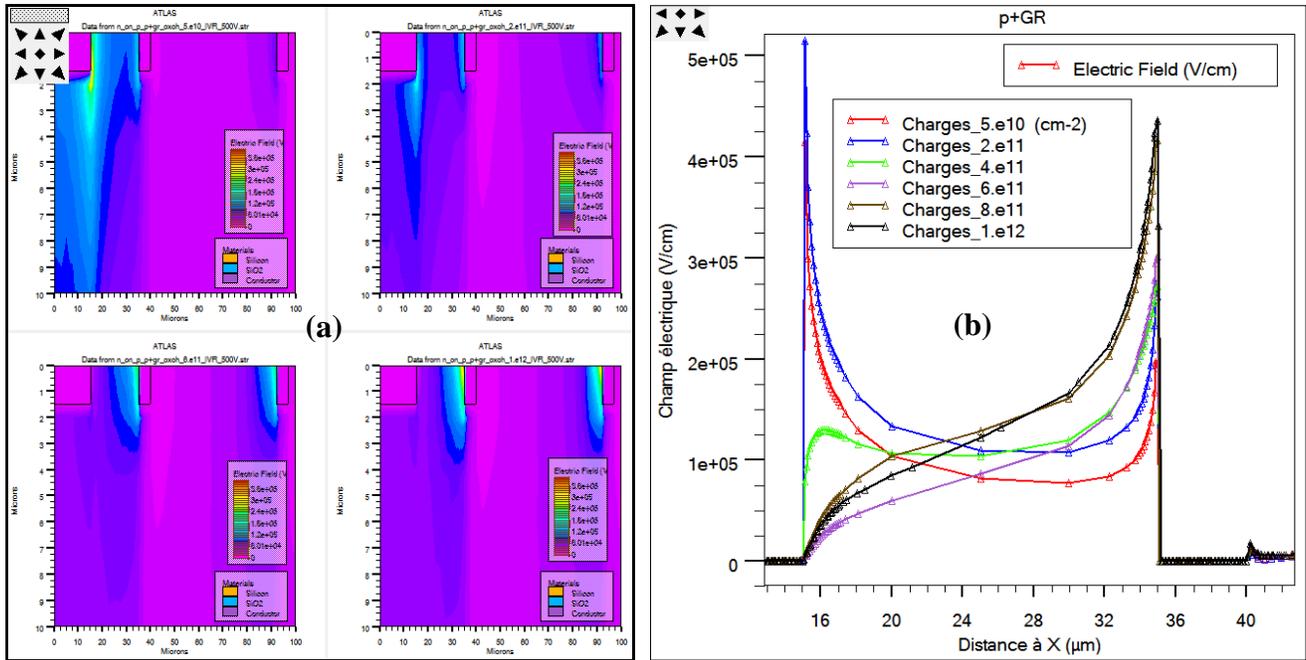


Figure 6.31: Simulation, pour un détecteur p+GR non irradié (a) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur et (b) du profil du champ électrique le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂, pour différentes charge d'oxyde, avec V_{bias}=500 V.

Pour la structure n+GR p-stop, la figure 6.32 présente la simulation, pour un détecteur n+GR p-stop non irradié du profil du champ électrique dans le volume du détecteur (figure 6.32(a)), ainsi que le profil du champ électrique le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂ (figure 6.32(b)), pour différentes oxyde de charge, avec V_{bias}=300 V. Le champ électrique maximal localisé dans la jonction pixel/substrat (n+/p) à la courbure du pixel, diminue avec l'augmentation de Q_{ox} jusqu'à atteindre un minima pour Q_{ox}=4×10¹¹ cm⁻², correspondant à un maximum de la tension de claquage. Pour des valeurs de Q_{ox}>4×10¹¹ cm⁻², le champ électrique maximal augmente tout en se déplaçant vers la jonction p-stop/substrat (p+/p) localisé en surface. Par conséquent, le V_{BD} diminue avec l'augmentation de Q_{ox}.

Pour la structure n+GR p-spray, la figure 6.33 présente la simulation, pour un détecteur n+GR p-spray non irradié du profil du champ électrique dans le volume du détecteur (figure 6.33(a)), ainsi que le profil du champ électrique le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂ (figure 6.33(b)), pour différentes oxyde de charge, avec V_{bias}=300 V.

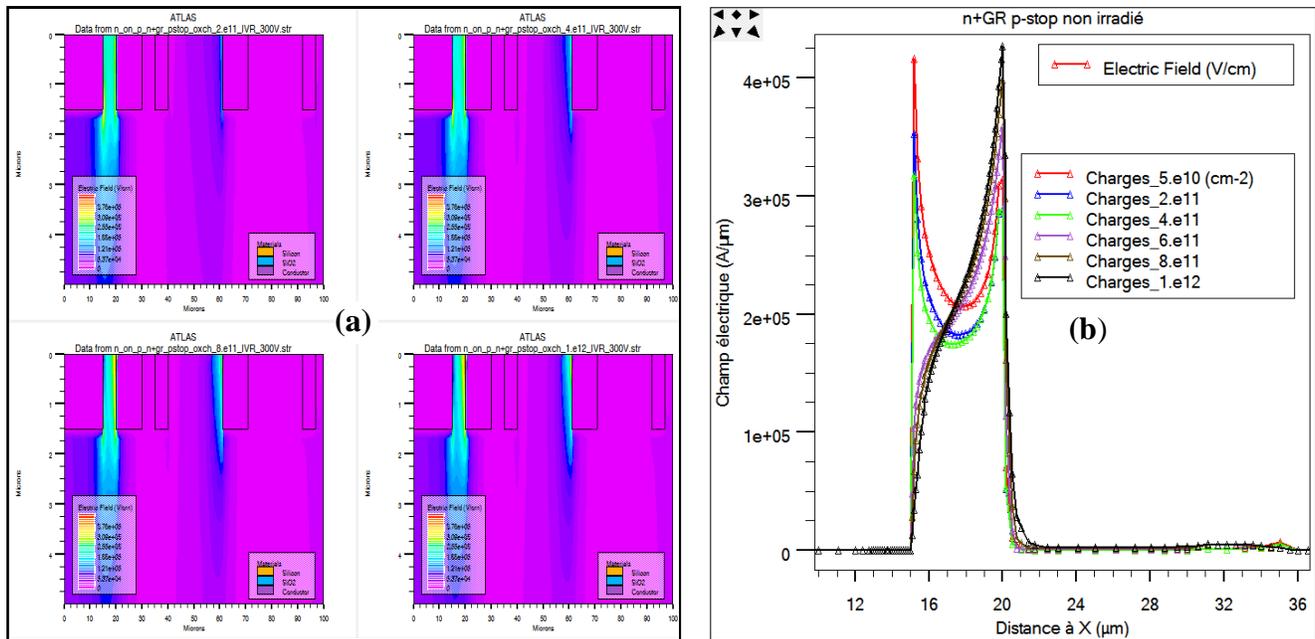


Figure 6.32: Simulation, pour un détecteur n+GR p-stop non irradié (a) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur et (b) du profil du champ électrique le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂, pour différentes charge d'oxyde, avec V_{bias}=300 V.

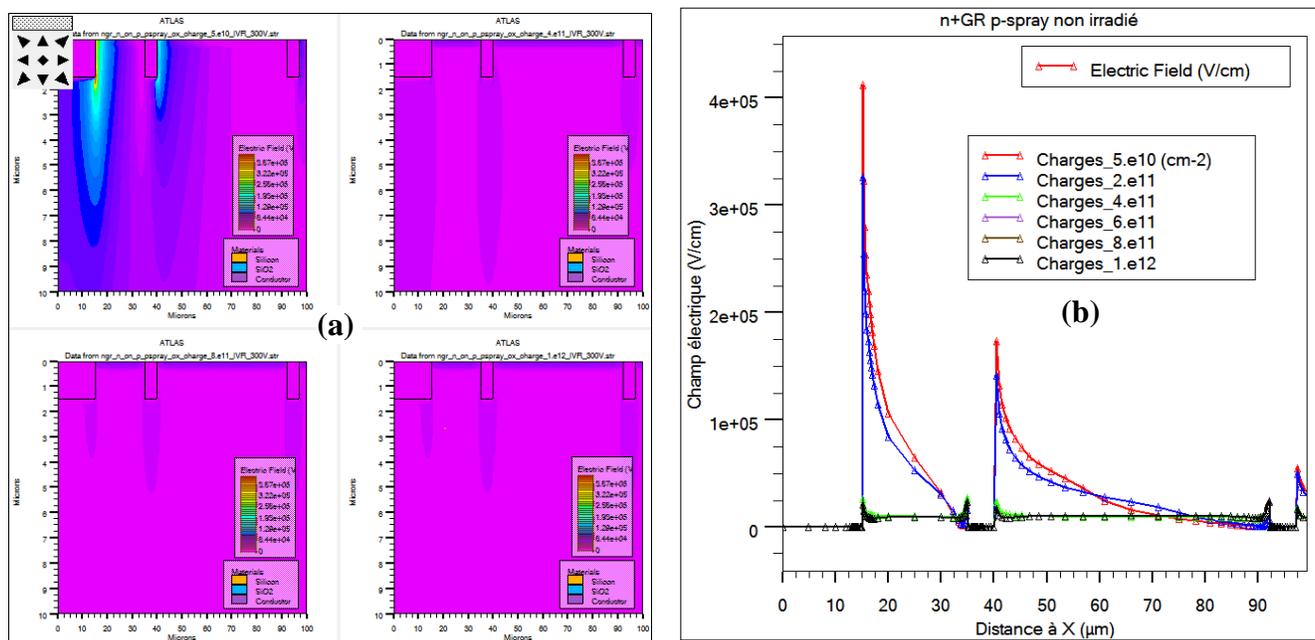


Figure 6.33: Simulation, pour un détecteur n+GR p-spray non irradié (a) du profil du champ électrique dans le volume du détecteur et (b) du profil du champ électrique le long du pixel et des anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO₂, pour différentes charge d'oxyde, avec V_{bias}=300 V.

Le champ électrique maximal diminue avec l'augmentation de Q_{ox} . Pour des valeurs de $Q_{ox} < 4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, il est localisé dans la jonction pixel/substrat (n+/p) à la courbure du pixel. Pour des valeurs $Q_{ox} > 4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, il se déplace vers la surface. Nous constatons que lorsque la charge d'oxyde augmente de $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ à $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, le champ électrique maximal diminue de 450000 V/cm à 45000 V/cm.

6.4.2.2 Effet des paramètres du substrat

Les effets de surface sont liés au phénomène d'ionisation induit par les radiations incidentes sur les atomes se trouvant à la surface du semi-conducteur. Ces effets sont d'autant plus importants que la densité surfacique des atomes est élevée (atomes/cm²). C'est donc là qu'intervient le choix de l'orientation cristalline du silicium pour un détecteur opérant dans un milieu à radiations intenses. Dans le silicium qui possède un réseau cubique à faces centrées, la répartition des atomes du silicium sur les plans est (100), (101) et (111). Le plan (101) a les mêmes caractéristiques que le plan (100). Nous remarquons que la densité surfacique dans le plan (111) est plus grande que celle du plan (100). De ce fait, l'orientation (100) produirait moins de dégâts en surface que l'orientation (111). Elle est, donc, utilisée dans la fabrication des détecteurs de particules [17].

6.4.2.2.1 Dopage du substrat

Pour les trois structures, la profondeur de jonction et le dopage des anneaux de garde sont respectivement 1,5 μm et $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. L'épaisseur de l'oxyde et la charge d'oxyde sont, respectivement, 1 μm et $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, l'épaisseur du substrat est de 300 μm . Le dopage du substrat varie de $1,0 \times 10^{11}$ à $5,0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Les figures 6.34 (a), (b) et (c) présentent les caractéristiques (I-V) pour les trois structures en fonction du dopage du substrat. Dans ces derniers, il est confirmé qu'une tension de claquage plus élevée est due à un dopage de substrat plus faible. En ce qui concerne le courant de fuite, la variation du dopage influe énormément la structure n+GR p-stop, alors que la structure n+GR p-spray est peu influencée.

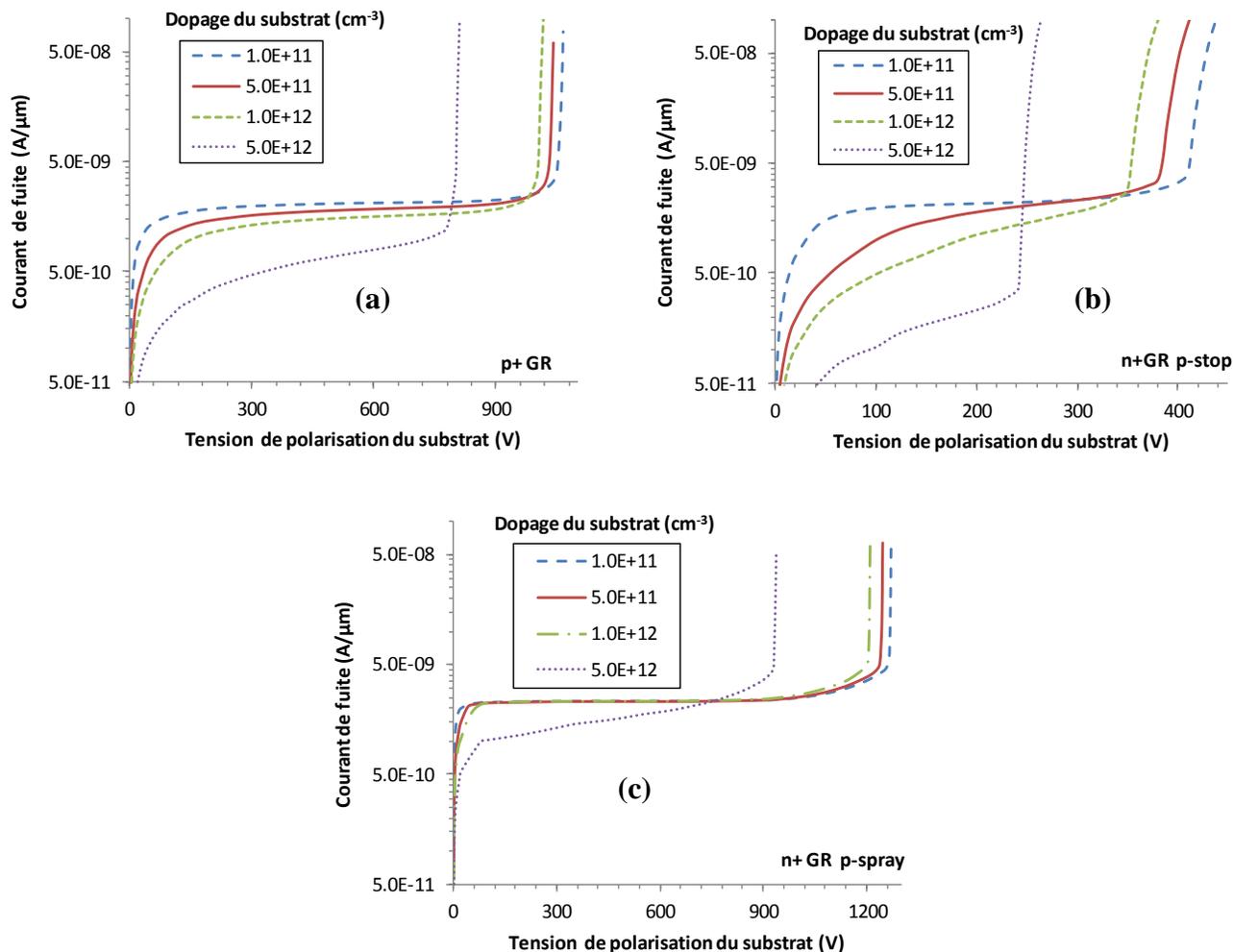


Figure 6.34: Évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différentes valeurs du dopage du substrat, respectivement, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray.

La figure 6.35 présente les valeurs de tension de claquage en fonction du dopage du substrat pour les trois structures. Il est clair qu'une plus grande résistivité du substrat (faible dopage) est souhaitée pour obtenir une tension de claquage plus élevée. D'autre part, l'augmentation dopage du substrat induit une diminution de tension de claquage et la même valeur de courant de fuite pour les trois structures.

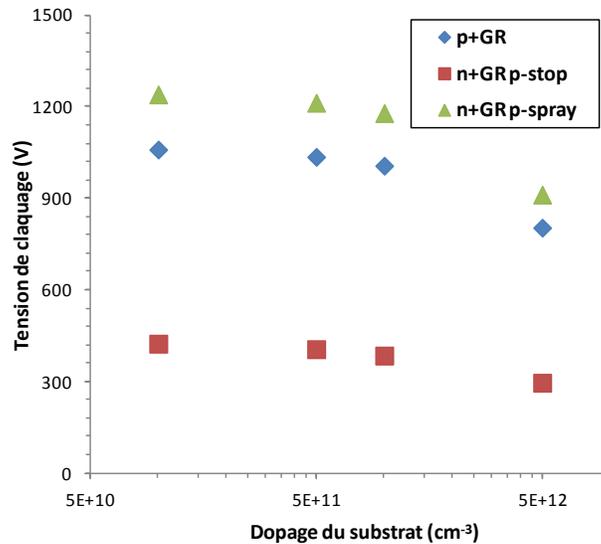


Figure 6.35: Représentation de la tension de claquage en fonction de dopage du substrat pour les différents types de structures. La charge d'oxyde est fixé à $4 \times 10^{+11} \text{ cm}^{-2}$.

6.4.2.2.2 Épaisseur du substrat

Les détecteurs à pixels amincies sont plus tolérants aux radiations [18] en raison de la distance plus courte entre les électrodes de collecte, qui réduit les effets de piégeage. Ces détecteurs atteignent leur déplétion totale avec une tension de polarisation inférieure et donc un courant de fuite plus faible que les détecteurs à pixels plus épais. L'utilisation de détecteurs plus minces réduit la quantité de matériau dans le détecteur de particules, réduisant ainsi l'effet de diffusion multiple des porteurs dans le détecteur et diminue donc la probabilité de piégeage dans le substrat et par conséquent l'efficacité de collection de charges est amélioré. Le budget du matériau peut être réduit en utilisant des capteurs plus minces qui réduiraient la diffusion multiple et la production de particules secondaires [19].

Pour les trois structures, la profondeur de jonction et le dopage des anneaux de garde sont respectivement $1,5 \mu\text{m}$ et $1 \times 10^{+18} \text{ cm}^{-3}$. L'épaisseur de l'oxyde est fixée à $1 \mu\text{m}$ et la charge d'oxyde à $4 \times 10^{+11} \text{ cm}^{-2}$. Le dopage du substrat est de $5 \times 10^{+11} \text{ cm}^{-3}$ et l'épaisseur du substrat varie de 150 à 300 μm . Les figures 6.36 (a), (b) et (c) présentent l'évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différentes valeurs d'épaisseur du substrat, respectivement, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray.

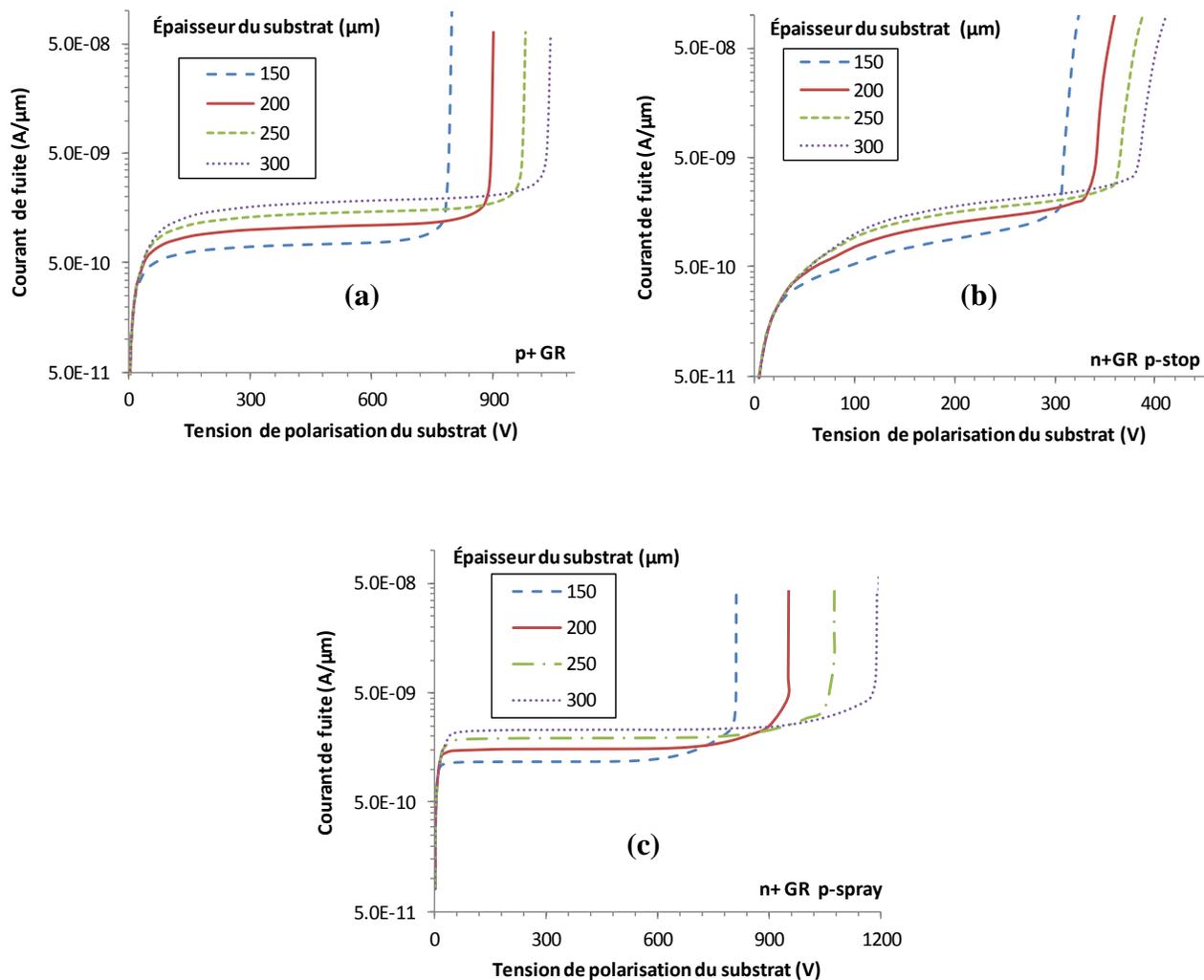


Figure 6.36: Évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat pour la structure (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray pour différentes valeurs d'épaisseur du substrat.

La figure 6.37 présente l'évolution de la tension de claquage en fonction de l'épaisseur du substrat pour les trois structures. Lorsque l'épaisseur du substrat diminue de 300 à 150 μm , la tension de claquage diminue également. À une épaisseur de substrat de 150 μm , la tension de claquage devient dans le même ordre de grandeur pour les deux structures p+GR et n+GR p-spray. Par contre il a une légère influence de la réduction de l'épaisseur du substrat dans la structure n+GR p-stop. En ce qui concerne le courant de fuite, il augmente avec l'épaisseur du substrat.

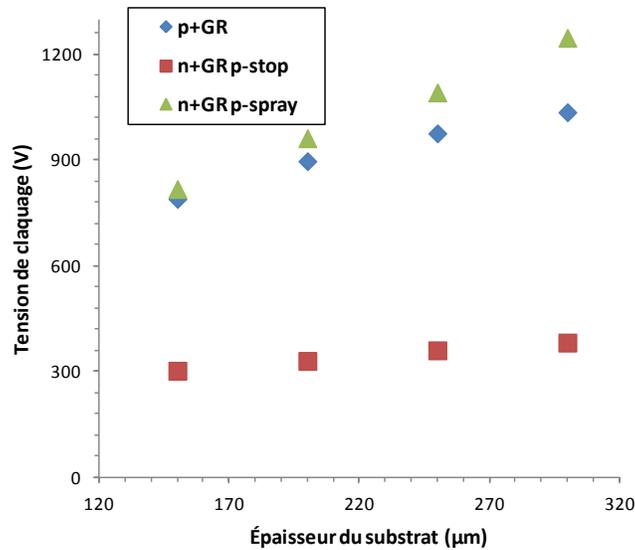


Figure 6.37: Représentation de la tension de claquage en fonction de l'épaisseur du substrat pour les différents types de structures.

6.4.2.3 Effet des paramètres des anneaux de garde

6.4.2.3.1 Dopage de l'anneau de garde

Pour les trois structures, l'épaisseur et le dopage du substrat sont, respectivement, 300 μm et $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, la charge d'oxyde et l'épaisseur d'oxyde sont, respectivement, fixées à $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et 1 μm. La profondeur de jonction des anneaux de garde est fixé à 1,5 μm alors que le dopage varie entre 1×10^{17} et $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Les figures 6.38 (a), (b) et (c) présentent l'évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différentes valeurs du dopage des anneaux de garde, respectivement, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray. Les caractéristiques I-V de ces derniers, montrent que pour les trois structures la variation du dopage des anneaux de garde n'a aucune influence sur la tension de claquage ni sur le courant de fuite.

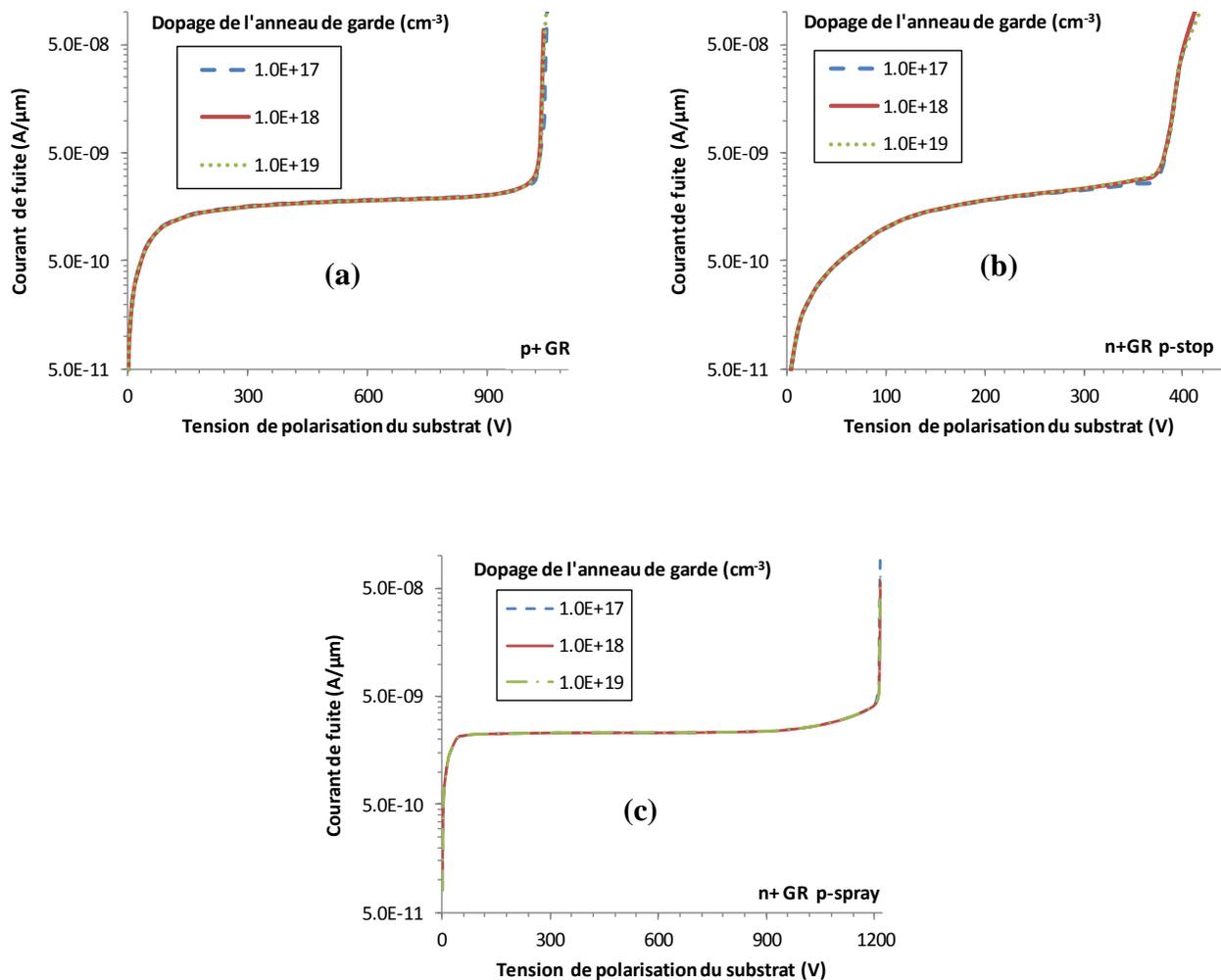


Figure 6.38: Évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différentes valeurs du dopage des anneaux de garde, respectivement, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray.

La figure 6.39 présente l'évolution de la tension de claquage en fonction du dopage des anneaux de garde pour les trois structures. Les valeurs de la tension de claquage pour les trois structures sont 1035, 385 et 1211 V, respectivement, pour les structures p+GR, n+GR p-stop et n+GR p-spray. Ceci montre clairement la grande tenue en tension de la structure n+GR p-spray par rapport aux autres structures.

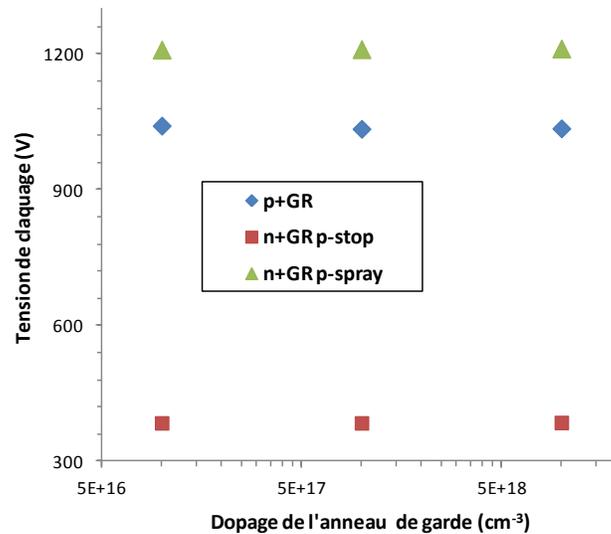


Figure 6.39: Représentation de la tension de claquage en fonction de dopage d'anneau de garde pour les différents types de structures.

6.4.2.3.2 Profondeur de l'anneau de garde

Pour les trois structures, l'épaisseur et le dopage du substrat sont, respectivement, 300 μm et $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, la charge d'oxyde et l'épaisseur d'oxyde sont, respectivement, fixées à $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et 1 μm . Le dopage de l'anneau de garde est fixé à $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ alors que la profondeur de jonction varie entre 0,5 et 2,5 μm . Les figures 6.40 (a), (b) et (c) présentent l'évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différentes valeurs de profondeur des anneaux de garde, respectivement, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray.

On remarque que la tension de claquage augmente avec la profondeur de l'anneau de garde pour la structure n+GR p-spray, alors que l'évolution est inversée pour la structure p+GR. Pour la structure n+GR p-stop, cette évolution est presque constante.

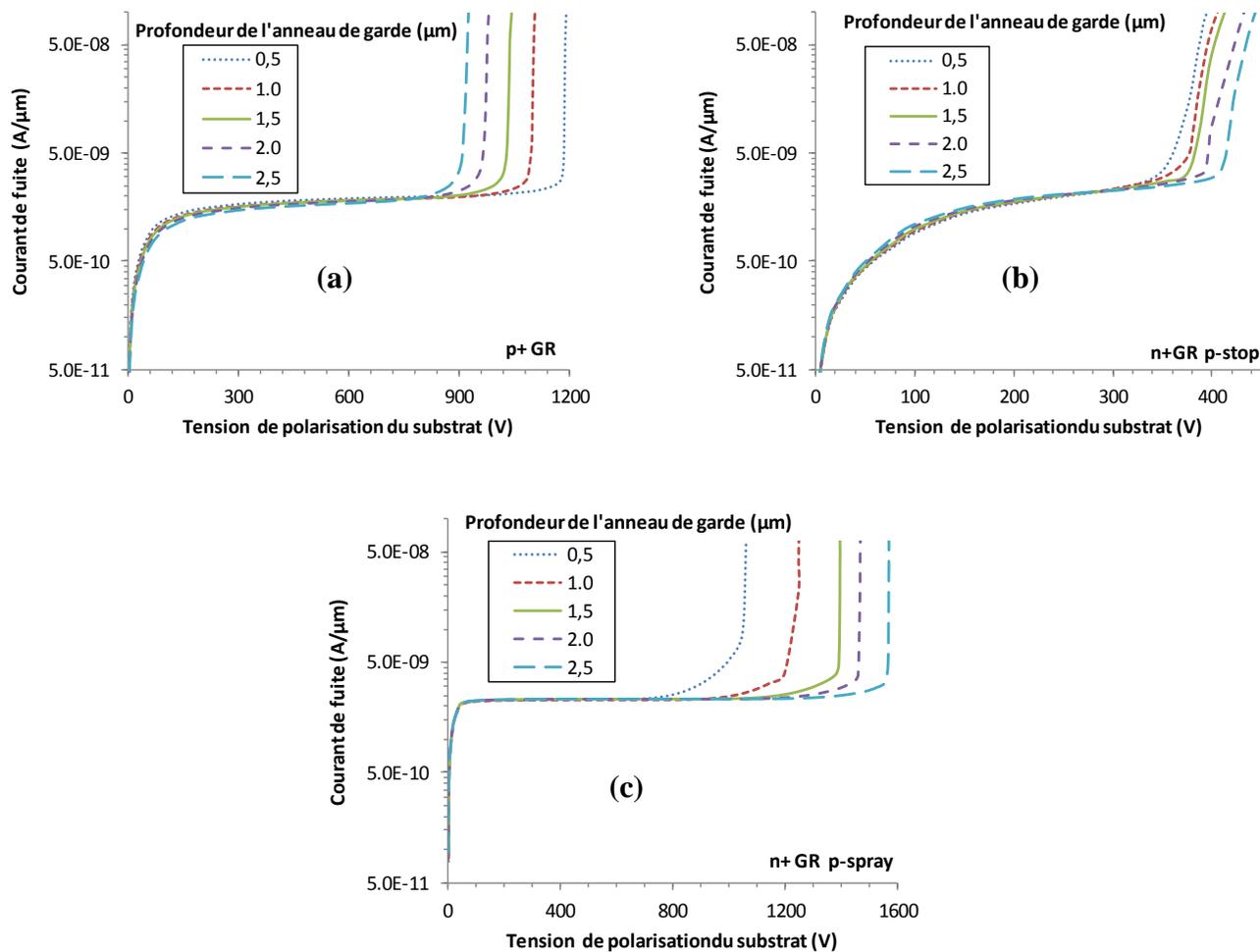


Figure 6.40: Évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différentes valeurs de la profondeur des anneaux de garde, respectivement, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray.

La figure 6.41 présente l'évolution de la tension de claquage en fonction de la profondeur des anneaux de garde pour les trois structures. La tenue en tension de la structure n+GR p-spray est très importante par rapport aux autres structures. Pour les trois structures la profondeur de l'anneau de garde n'affecte pas le courant de fuite.

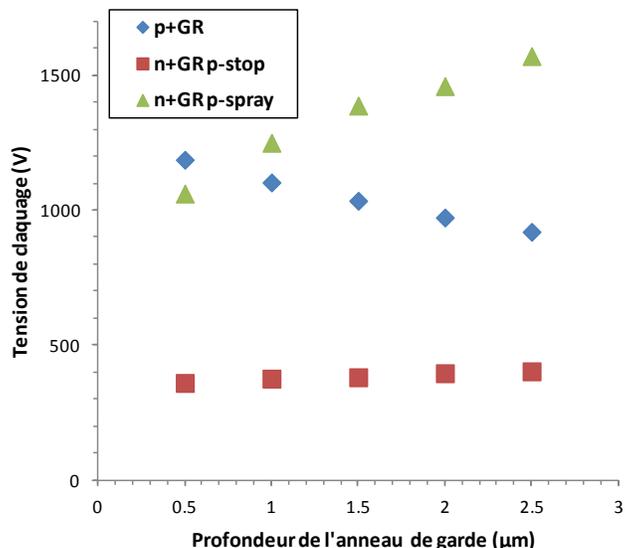


Figure 6.41: Représentation de la tension de claquage en fonction de la profondeur de l'anneau de garde pour les trois structures.

6.4.3 Détecteurs avec radiation

La radiation incidente crée des défauts dans le réseau du silicium, formant des niveaux d'énergie supplémentaires dans la bande interdite, qui jouent le rôle de centres de génération-recombinaison et de piégeage de charges. Un modèle physique a été proposé par l'Université de Perugia [2] pour décrire les dégâts dus à des radiations de protons dans le silicium FZ de type p. Le détail du modèle de Perugia est présenté dans le tableau 6.2. Le modèle à trois niveaux présente un niveau de défaut di-vacancy (VV) situé à 0,42 eV en dessous de la bande de conduction, un défaut complexe tri-vacancy (VVV) [20] situé à 0,46 eV en dessous de la bande de conduction, et un défaut complexe C_iO_i situé à 0,36 eV au-dessus de la bande de valence.

Défaut	Énergie (eV)	Type	σ_e (cm ⁻²)	σ_t (cm ⁻²)	η (cm ⁻¹)
Accepteur	$E_c - 0.42$	VV	9.50×10^{-15}	9.50×10^{-14}	1.613
Accepteur	$E_c - 0.46$	VVV	5.00×10^{-15}	5.00×10^{-14}	0.9
Donneur	$E_v + 0.36$	C_iO_i	3.23×10^{-13}	3.23×10^{-14}	0.9

Tableau 6.2 : Paramètres des niveaux énergétiques situés dans la bande interdite du silicium, décrivant les dommages causés par les radiations [2].

Le paramètre η est appelé taux d'introduction, qui multiplié par la fluence des radiations, permet de déterminer la densité maximale d'états du niveau de piège. σ_e et σ_t sont respectivement, la section efficace de capture des électrons et des trous.

Les performances après radiation des trois structures ont été évaluées à l'aide de la simulation en utilisant le modèle de piège présenté dans le tableau 6.2. La simulation a été réalisée pour des fluences allant de 2×10^{14} à 1×10^{16} neq.cm⁻² et pour des charges d'oxyde allant de 5×10^{10} à 1×10^{12} cm⁻². Pour les trois structures, l'épaisseur et le dopage du substrat sont, respectivement, 300 μ m et 5×10^{11} cm⁻³, la profondeur et le dopage des anneaux de garde sont, respectivement, 1,5 μ m et 1×10^{18} cm⁻³. L'épaisseur de l'oxyde est fixée à 1 μ m.

Dans ce qui suit, nous allons étudier l'influence des radiations sur les performances électriques des trois structures. Dans un cas, nous fixons la charge et faisons varier la fluence et dans l'autre cas, nous fixons la fluence et faisons varier la charge.

6.4.3.1 Effet de la fluence

6.4.3.1.1 $Q_{ox}=5 \times 10^{10}$ cm⁻²

Les figures 6.42 (a), (b) et (c) présentent l'évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différentes fluences, pour les trois structures. La charge d'oxyde est fixée à 5×10^{10} cm⁻² et la fluence de rayonnement varie de 2×10^{14} à 1×10^{16} neq.cm⁻². Nous constatons que, pour les trois structures, lorsque la fluence de rayonnement augmente, la tension de claquage diminue et le courant de fuite augmente. Cette augmentation du courant de fuite est accentuée pour la structure n+GR p-spray. Pour une charge d'oxyde de 5×10^{10} cm⁻² et une fluence de 1×10^{16} cm⁻³, les trois structures présentent presque la même valeur du courant de fuite. La structure p+GR peut résister jusqu'à une polarisation inverse de 200 V, tandis que les structures n+GR p-stop et n+GR p-spray ne peuvent survivre qu'à des tensions légèrement supérieures à 100 V.

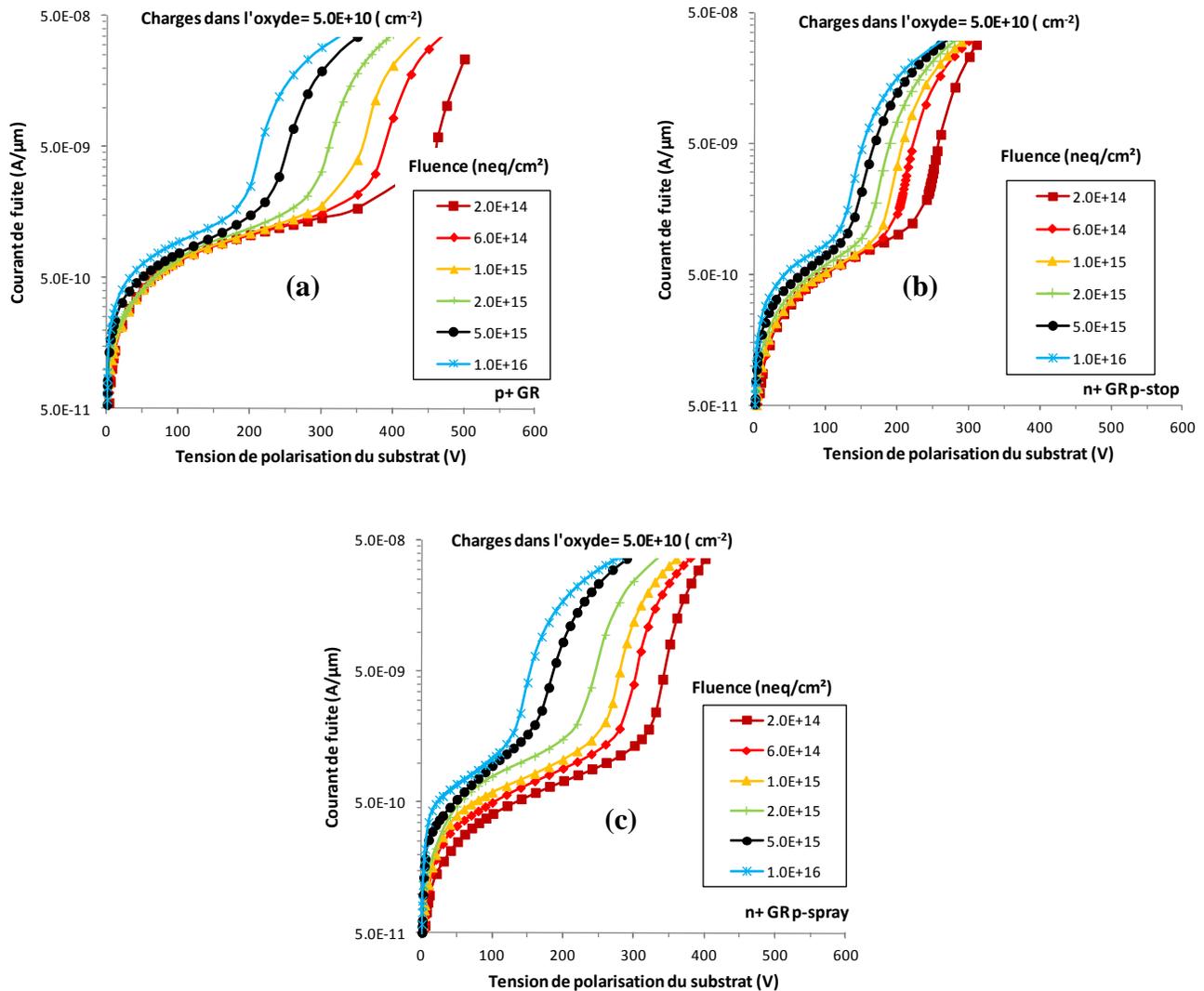


Figure 6.42: Évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différentes valeurs de fluences, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray. La charge d’oxyde est fixée à $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

6.4.3.1.2 $Q_{ox}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$

Les figures 6.43 (a), (b) et (c) présentent l’évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différentes fluences, pour les trois structures. La charge d’oxyde a atteint la valeur de la saturation, égale à $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et la fluence de rayonnement varie de 2×10^{14} à $1 \times 10^{16} \text{ néq.cm}^{-2}$. Nous constatons une même évolution de la tension de claquage et du courant de fuite lorsque la charge atteint la saturation. Pour une fluence $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ néq.cm}^{-2}$, la structure n+GR p-spray peut résister jusqu’à une tension de 500 V, tandis que les structures p+GR et

n+GR p-stop ne peuvent survivre qu'à des tensions, respectivement, de 200 V et 100 V. La structure n+GR p-spray présente un courant de fuite très élevé, aux alentours de 5×10^{-8} A/ μm , alors qu'il est de 5×10^{-10} A/ μm pour la structure n+GR p-stop. Les V_{BD} des deux structures p+GR et n+GR p-stop n'étant pas assez élevées pour les applications à très haute luminosité, des améliorations supplémentaires sur les structures sont nécessaires.

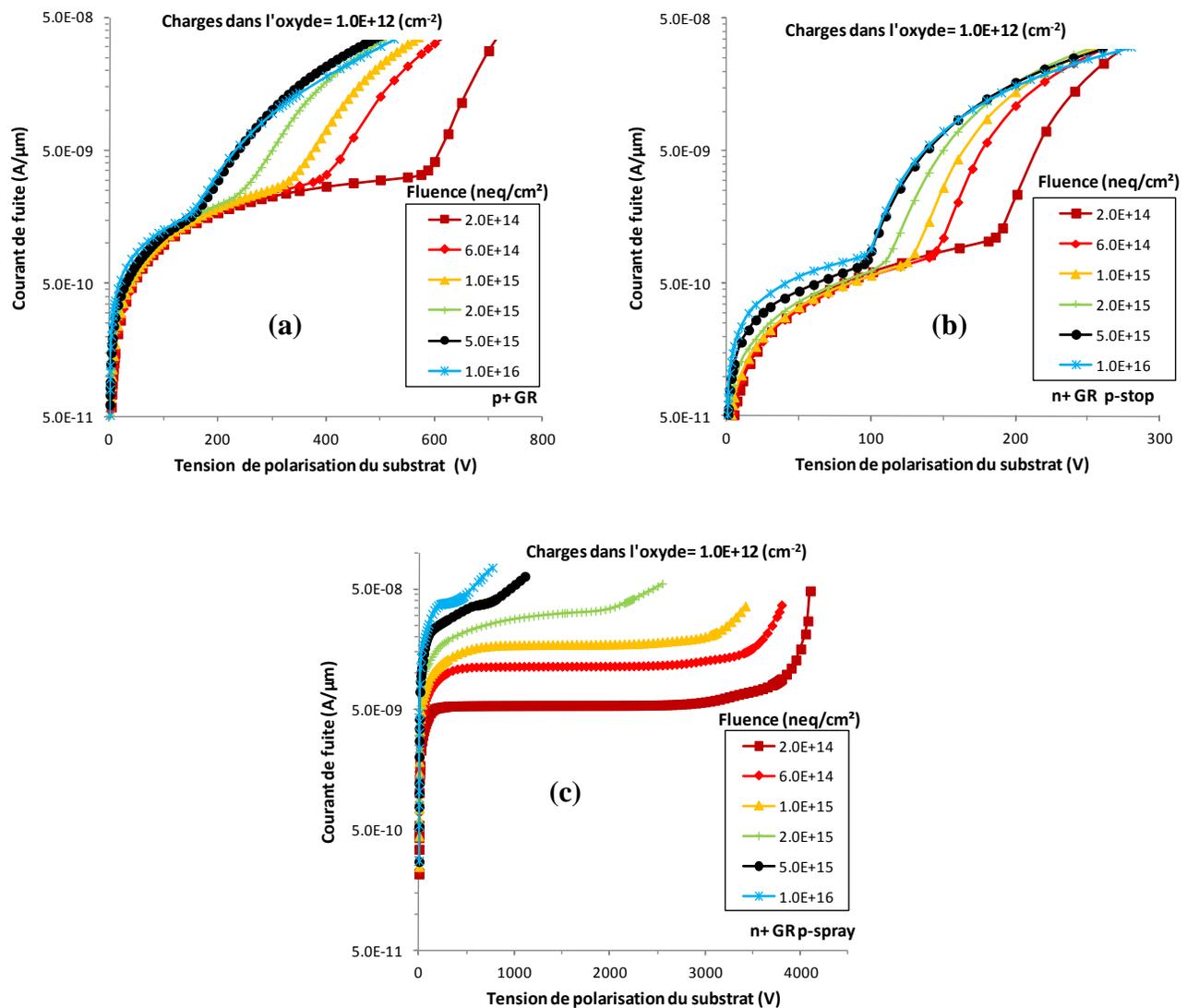


Figure 6.43: Évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différentes valeurs des fluences, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray. La charge d'oxyde est fixée à $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Les figures 6.44 (a), (b) et (c), illustrent l'évolution de V_{BD} en fonction de Q_{ox} , pour différentes fluences, pour les trois structures.

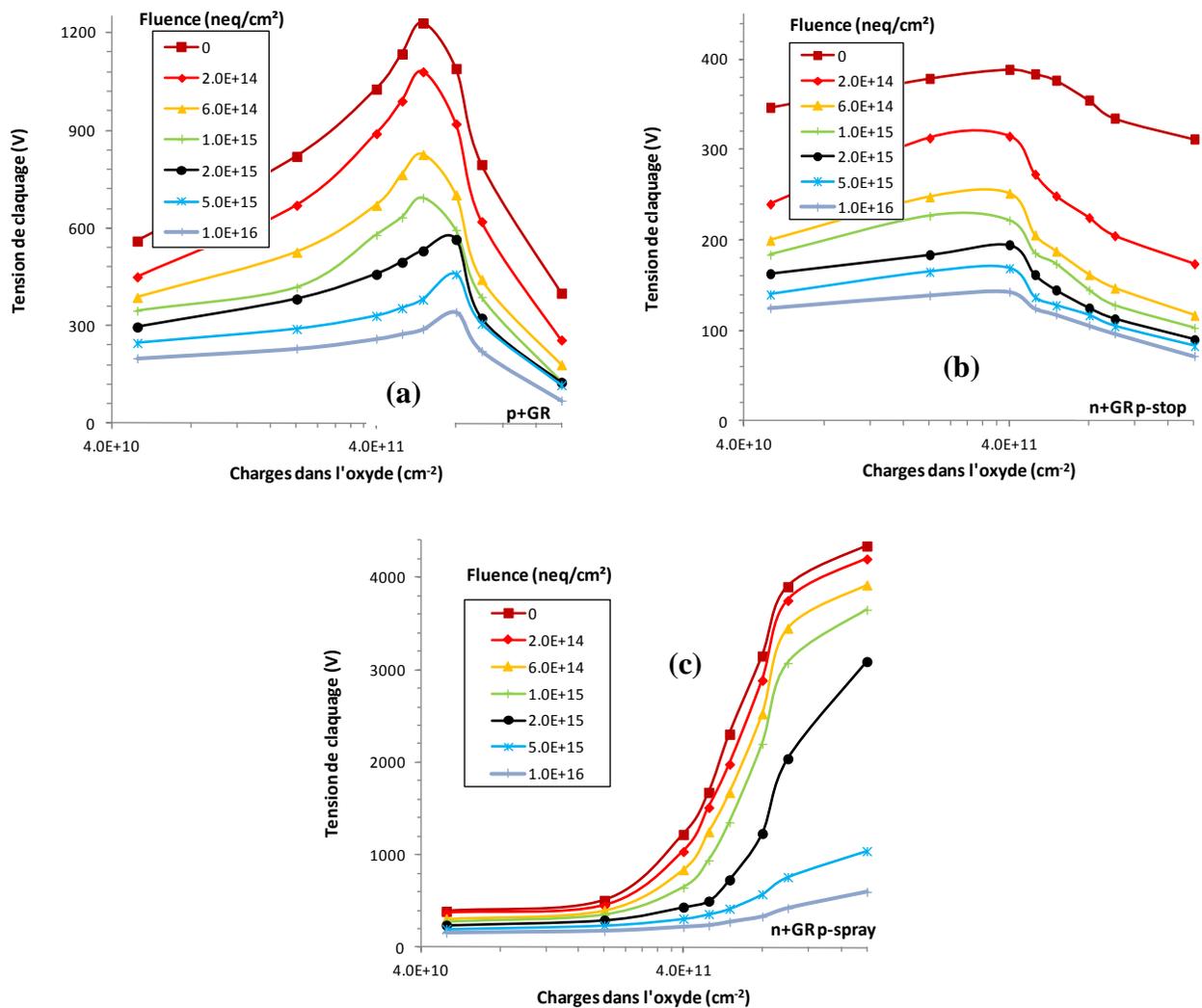


Figure 6.44: Évolution de V_{BD} en fonction de Q_{ox} pour différentes fluences, pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray.

La diminution de la tension de claquage après irradiation est attribuée à [4]:

- l'augmentation de la conductivité en surface due à l'augmentation de la charges d'oxyde, de sorte à ce que la chute de potentiel au niveau de chaque anneau de garde devient plus raide, ce qui entraîne des champs électriques plus élevés ;
- l'augmentation de la tension de déplétion due aux pièges présents dans le substrat induits par l'irradiation.

6.4.3.2 Effet de la charge d'oxyde

6.4.3.2.1 Fluence= 2×10^{14} néq.cm⁻²

Les figures 6.45 (a), (b) et (c), présentent l'évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différentes valeurs de la charge d'oxyde, pour les trois structures. La fluence est fixée à 2×10^{14} néq.cm⁻² et la Q_{ox} varie de 5×10^{10} à 1×10^{12} cm⁻².

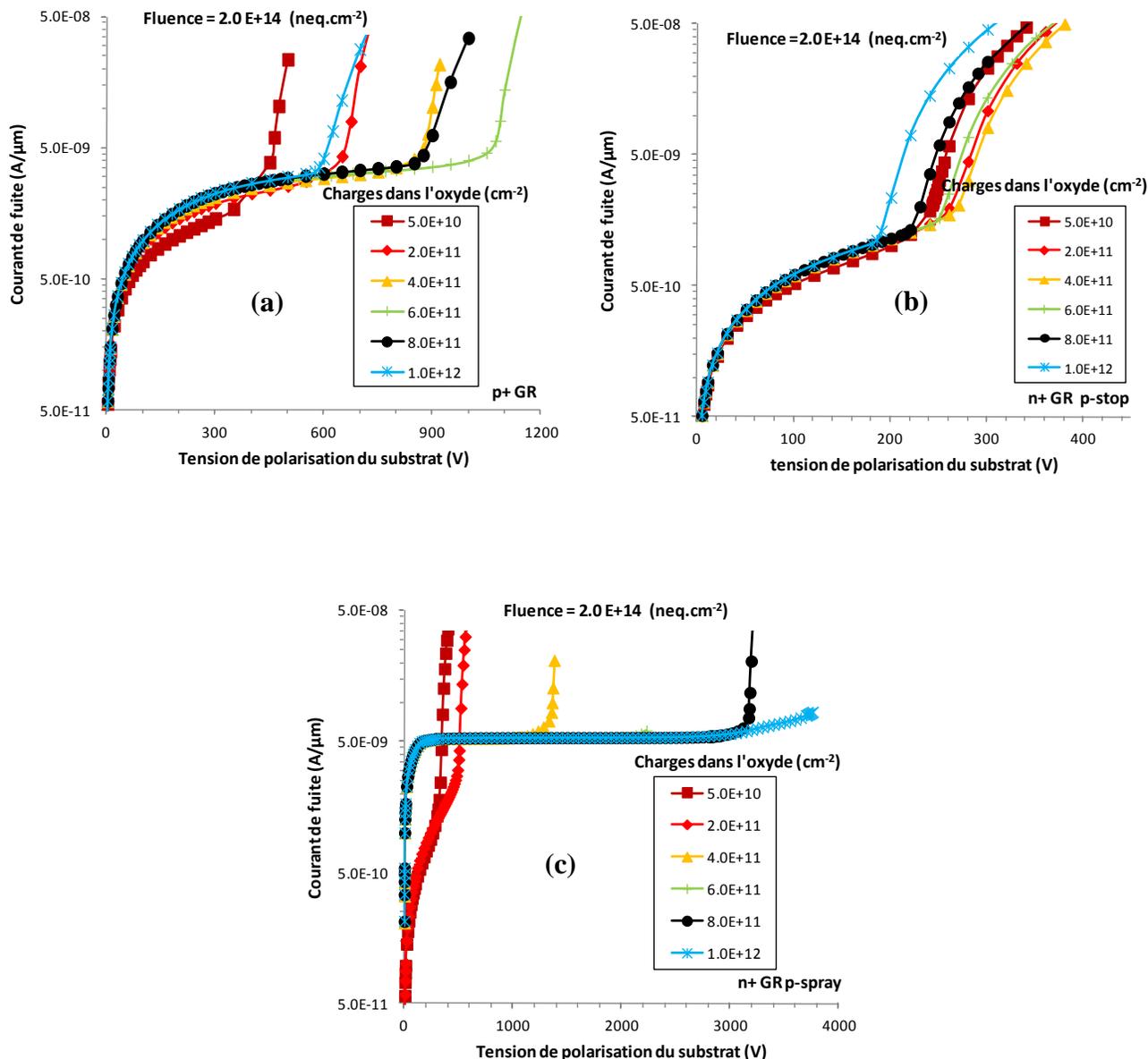


Figure 6.45: Évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différentes valeurs de la charge d'oxyde, pour les structures (a) p+ GR, n+GR p-stop et n+GR p-spray. La fluence de rayonnement est fixée à 2×10^{14} néq.cm⁻².

6.4.3.2.2 Fluence= 1×10^{15} néq.cm⁻²

Les figures 6.46 (a), (b) et (c) présentent l'évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différentes valeurs de la charge d'oxyde, pour les trois structures. La fluence est fixée à 1×10^{15} néq.cm⁻² et la Q_{ox} varie de 5×10^{10} à 1×10^{12} cm⁻².

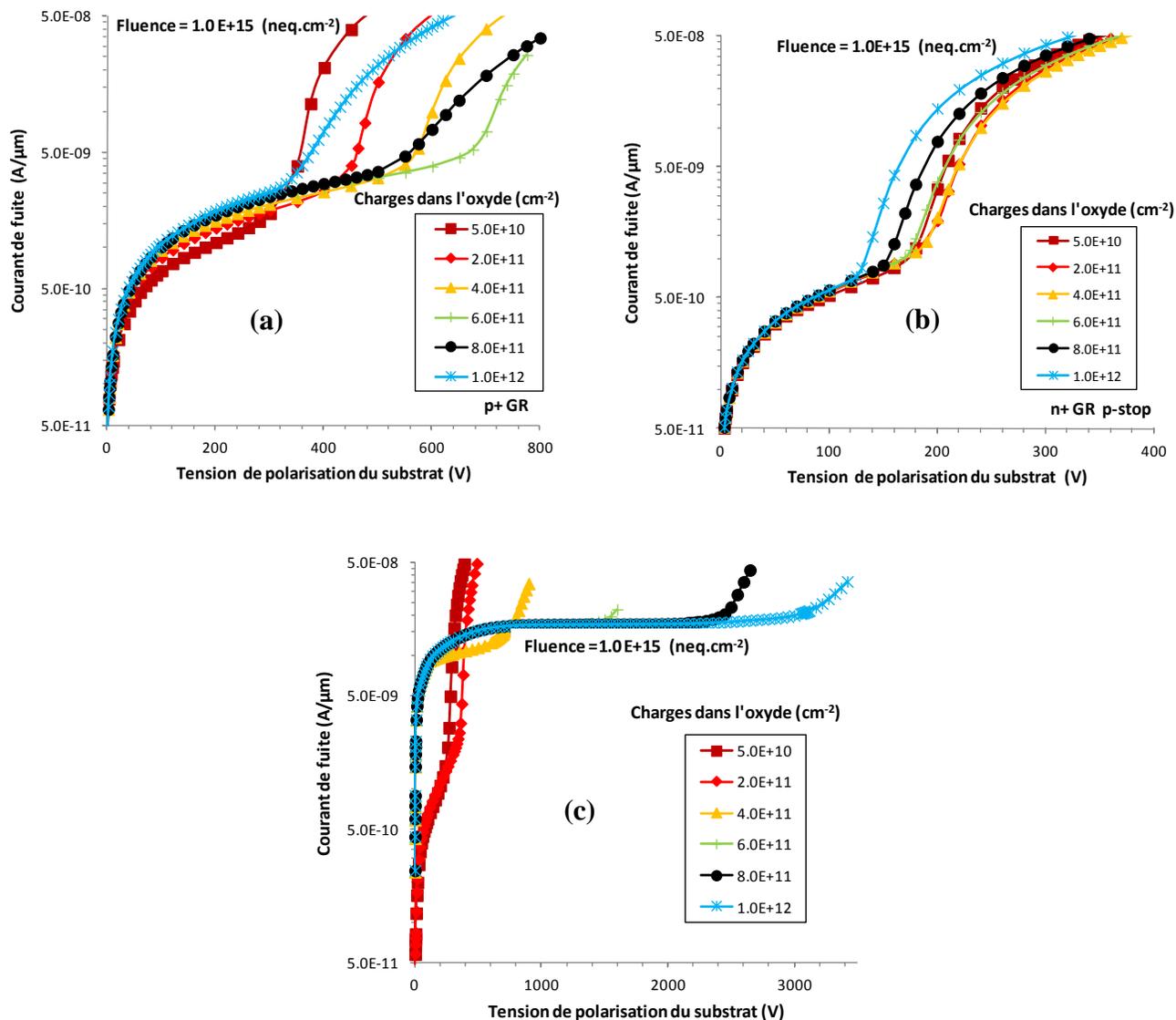


Figure 6.46: Évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différentes valeurs de la charge d'oxyde, pour les structures (a) p+ GR, n+GR p-stop et n+GR p-spray. La fluence de rayonnement est fixée à 1×10^{15} néq.cm⁻².

6.4.3.2.3 Fluence=1×10¹⁶ néq.cm⁻²

Les figures 6.47 (a), (b) et (c) présentent l'évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différentes valeurs de la charge d'oxyde, pour les trois structures. La fluence est fixée à 1×10¹⁶ néq.cm⁻² et la Q_{ox} varie de 5×10¹⁰ à 1×10¹² cm⁻².

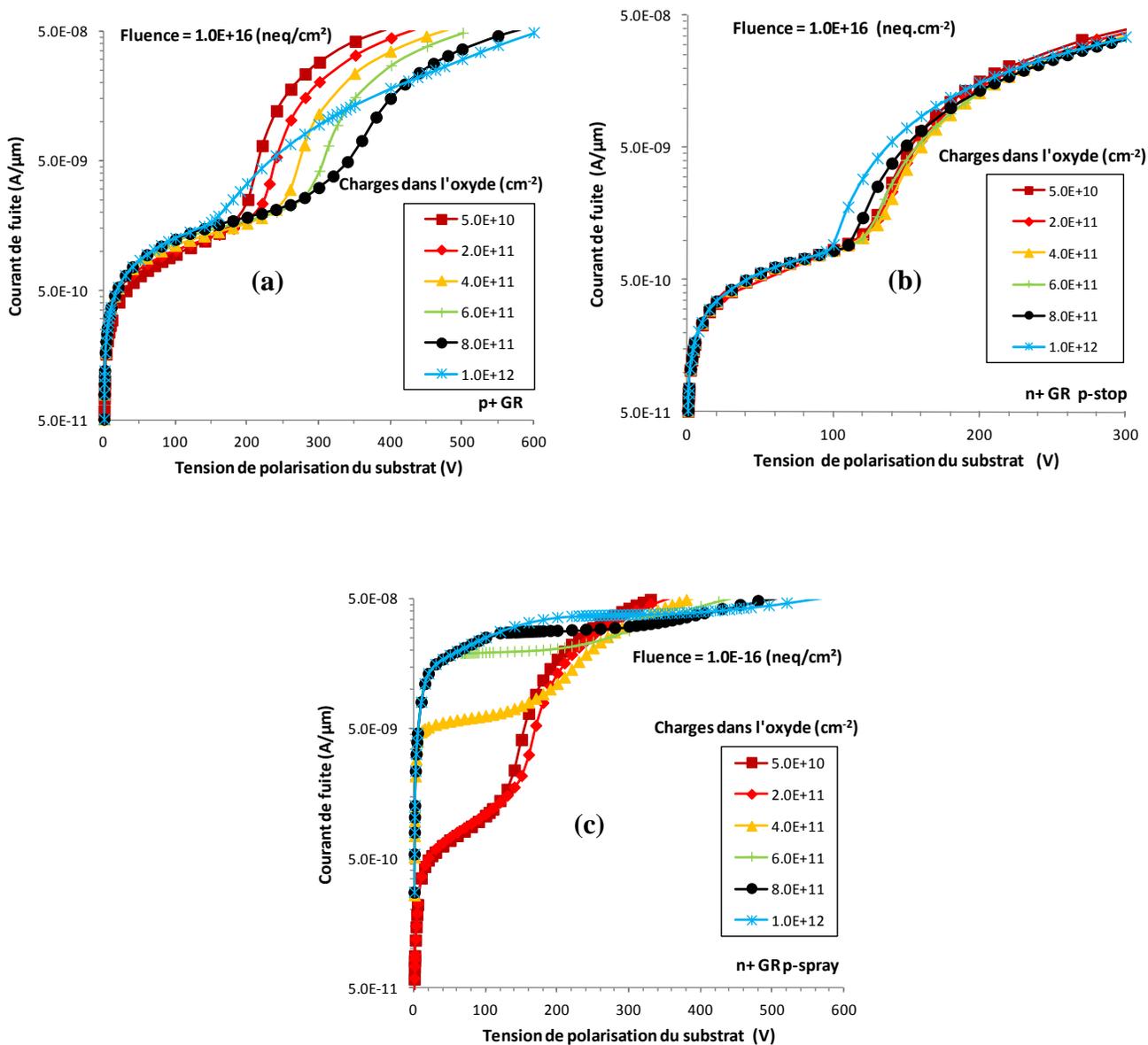


Figure 6.47: Évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour différentes valeurs de la charge d'oxyde, pour les structures (a) p+ GR, n+GR p-stop et n+GR p-spray. La fluence de rayonnement est fixée à 1×10¹⁶ néq.cm⁻².

D'après les figures 6.45, 6.46 et 6.47, nous pouvons dire que la charge d'oxyde a une influence insignifiante sur le courant de fuite pour la structure n+GR p-stop quel que soit la fluence, ce qui n'est pas le cas pour la structure n+GR p-spray, où la variation est très prononcée. Le comportement de la tension de claquage est similaire pour les trois structures que pour celui des structures sans fluences de rayonnement. Avec la technique d'isolation par p-spray, la tension de claquage augmente avec la charge d'oxyde pour une fluence donnée. En fait, le champ électrique entre la couche p-spray et le pixel n+ adjacent diminue avec l'augmentation de la charge d'oxyde. Cela est dû à la compensation des atomes accepteurs (du p-spray) par la charge d'oxyde, ce qui est confirmé dans [21].

Les figures 6.48 (a), (b) et (c), illustrent l'évolution de V_{BD} en fonction de la fluence pour différentes valeurs de Q_{ox} , pour les structures.

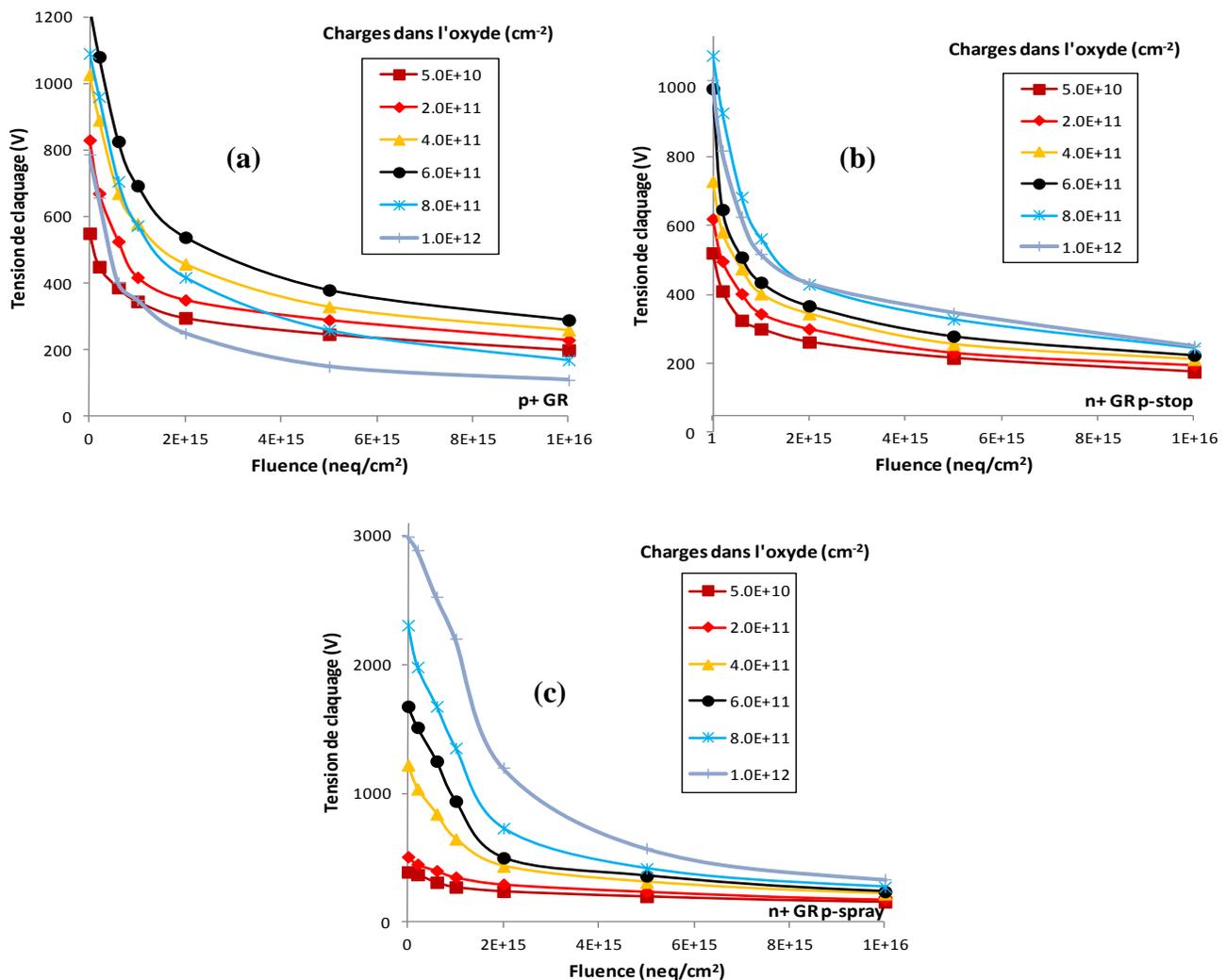


Figure 6.48: Évolution de la tension de claquage V_{BD} en fonction de la fluence, pour différentes valeurs de Q_{ox} , pour les structures (a) p+GR, (b) n+GR p-stop et (c) n+GR p-spray.

6.4.4 Comportement des détecteurs aux luminosités maximales du LHC

Parmi les buts principaux du projet LHC à haute luminosité (HL-LHC) est d'atteindre une luminosité intégrée annuelle de 300 fb^{-1} en vue d'atteindre 3000 fb^{-1} durant la décennie suivant le lancement de l'exploitation du projet HL-LHC, ce qui correspond à une fluence de $1 \times 10^{16} \text{ néq.cm}^{-2}$ au niveau des détecteurs qui se trouvent dans la couche la plus proche des points de collisions. Les détecteurs que nous avons étudiés dans ce travail sont sujets à être candidats pour être intégrés dans cette couche et remplacer les détecteurs à pixels actuels. De ce fait, nous présentons une étude comparative des trois structures étudiées travaillant dans les conditions citées supra. Cette comparaison va être axée sur performances électriques telles que : la tension de claquage, le courant de fuite et l'isolation entre le pixel et les anneaux de garde.

La figure 6.49 présente l'évolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation du substrat, pour les trois structures dans le cas où ils sont amenées à travailler dans un environnement à haute luminosité, c'est-à-dire une fluence de rayonnement maximale ($1 \times 10^{16} \text{ néq.cm}^{-2}$) et une charge dans l'oxyde qui atteint la saturation. En termes de courant de fuite, la structure n+GR p-spray a un courant très élevé par rapport aux autres structures ($Q_{ox}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$). La structure n+GR p-stop paraît meilleure pour ce paramètre. En termes de tension de claquage c'est la structure n+GR p-spray qui domine largement la tenue en tension.

La figure 6.50(a) présente la distribution de la concentration des électrons dans le volume du détecteur, pour les trois structures, avec $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ néq.cm}^{-2}$, $Q_{ox}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, et $V_{bias}=100 \text{ V}$. Ceci, pourra nous donner des informations sur la capacité d'isolation entre le pixel et les anneaux de garde, pour chaque structure.

La figure 6.50(b) présente le profil de la concentration des électrons dans le volume du détecteur, pour les trois structures, avec $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ néq.cm}^{-2}$, $Q_{ox}=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, et $V_{bias}=100 \text{ V}$. Comme nous pouvons le voir sur les trois structures, une couche électronique qui s'est formée à la surface de chaque structure due aux charges accumulées dans l'oxyde. D'après la figure 6.50(b) l'isolation p-stop paraît meilleure par rapport aux autres structures.

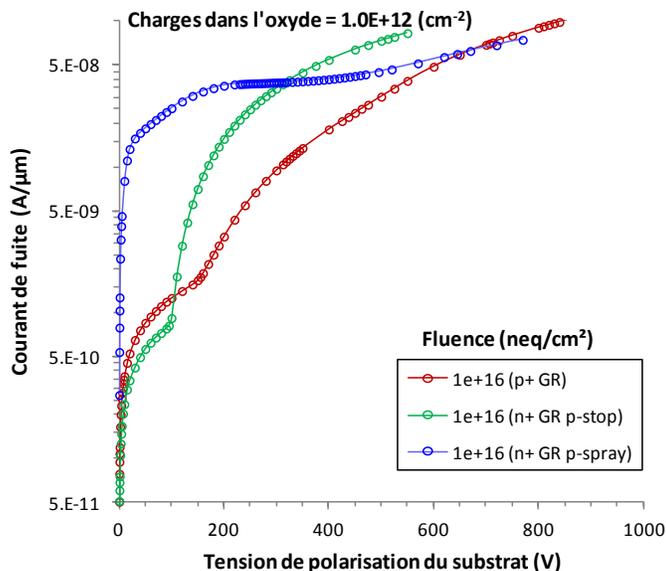
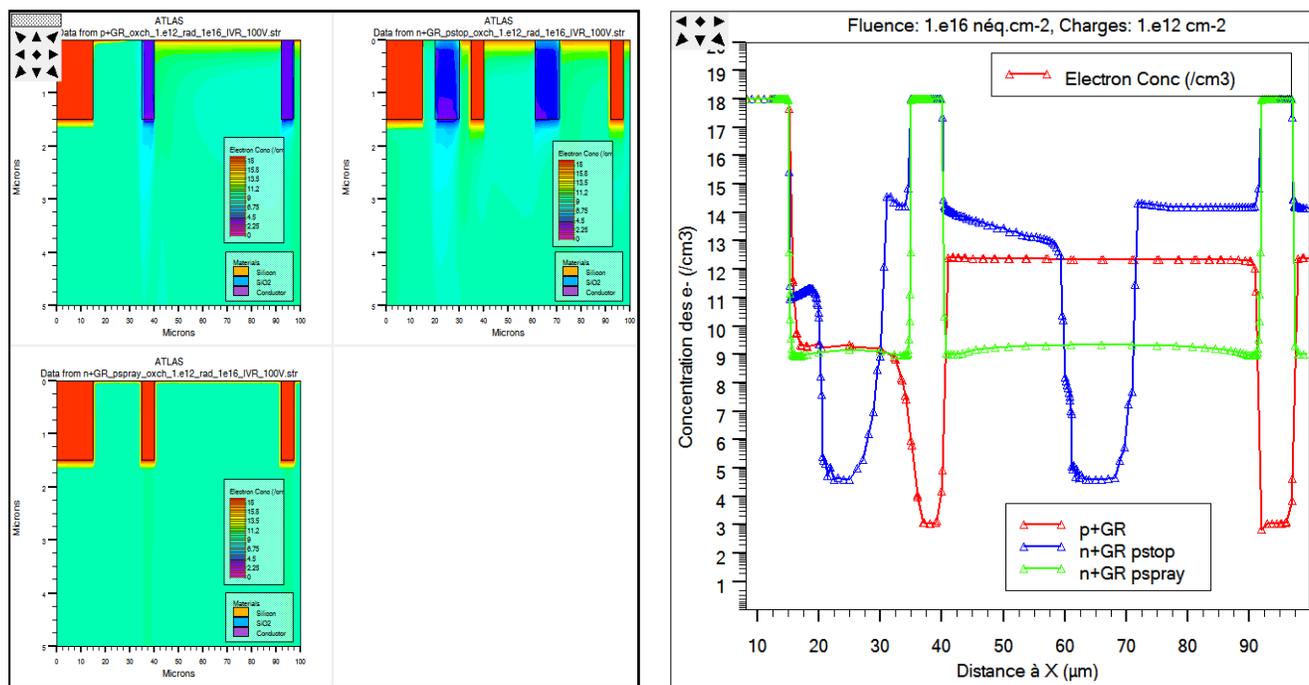


Figure 6.49: Comparaison des (I-V) des trois structures à une fluence de 1×10^{16} néq.cm $^{-2}$ pour une valeur de $Q_{ox} = 1 \times 10^{12}$ cm $^{-2}$.



(a)

(b)

Figure 6.50: Simulation (a) de la distribution du profil de la concentration des électrons dans le volume du détecteur et (b) de la concentration des électrons, pour les trois structures, le long du pixel et les anneaux de garde en dessous de l'interface Si/SiO $_2$ à $y = 0,1 \mu\text{m}$, avec $\Phi = 1 \times 10^{16}$ néq.cm $^{-2}$, $Q_{ox} = 1 \times 10^{12}$ cm $^{-2}$, et $V_{bias} = 100$ V.

6.5 Conclusion

Des détecteurs de particules à pixels au silicium basés sur la technologie n-on-p, ou substrat de type p, avec trois configurations différentes ont été simulés pour évaluer leurs performances électriques. La première structure consiste à un pixel de type n avec des anneaux de garde de type p, appelée p+GR, la deuxième structure consiste à un pixel avec des anneaux de garde de type n isolés entre eux par un implant de type p, appelée n+GR p-stop, et la troisième structure consiste un pixel avec des anneaux de garde de type n isolés entre eux par une couche de type n, appelée n+GR p-spray.

Dans un premier temps, nous avons fait une étude d'optimisation des paramètres de la couche d'isolation entre les structures n+GR p-stop et n+GR p-spray. Nous avons extrait le dopage de l'implant de type p ainsi que sa profondeur de jonction. Par la suite, une étude comparative a été menée pour les trois structures, afin de déterminer l'effet des paramètres du substrat, de l'oxyde et des anneaux de garde sur les performances électriques. Enfin, nous avons simulés les trois détecteurs dans les conditions maximales de fonctionnement afin d'étudier leur comportement à travers la tension de claquage, le courant de fuite ainsi que la capacité d'isolation.

6.6 Références bibliographiques

- [1] M. Petasecca, et al., "Numerical simulation of radiation damage effects in p-type silicon detectors," *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A*, vol. 563, no. 1, pp. 192-195, 2006.
- [2] M. Petasecca, et al., "Numerical simulation of radiation damage effects in p-type and n-type FZ silicon detectors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, no. 5, pp. 2971-2976, 2006.
- [3] Silvaco Inc., "ATLAS user's manual device simulation software," *Santa Clara, California*, 2010.
- [4] O. Koybasi, G. Bolla, and D. Bortoletto, "Guard ring simulations for n-on-p silicon particle detectors," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 57, no. 5, pp. 2978-2986, 2010.
- [5] M. Mekheldi, S. Oussalah, A. Lounis, and N. Brihi, "A comparative study by TCAD simulation for two different n-in-p silicon particle detector structures," in *2015 International Semiconductor Conference (CAS)*, 2015, pp. 251-254.
- [6] M. Mekheldi, S. Oussalah, A. Lounis, and N. Brihi, "Comparison of electrical performances of two n-in-p detectors with different implant type of guard ring by TCAD simulation," *Results in physics*, vol. 6, pp. 80-81, 2016.
- [7] M. Mekheldi, S. Oussalah, A. Lounis, and N. Brihi, "Simulation of Guard Ring Type Effects on the Electrical Characteristics of n-on-p Planar Silicon Detectors," *Journal of Nano- and Electronic Physics*, vol. 11, no. 4, pp. 04008-1 - 04008-6, 2019.
- [8] M. Printz, "T-CAD analysis of electric fields in n-in-p silicon strip detectors in dependence on the p-stop pattern and doping concentration," *Journal of Instrumentation*, vol. 10, no. 01, p. C01048, 2015.
- [9] T.-P. Ma and P. V. Dressendorfer, *Ionizing radiation effects in MOS devices and circuits*: John Wiley & Sons, 1989.
- [10] S. Worm, "Radiation effects in double-sided silicon sensors for CDF," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 418, no. 1, pp. 120-127, 1998.
- [11] S. Chatterji, et al, "Exploring Various Isolation Techniques to Develop Low Noise, Radiation Hard Double-Sided Silicon Strip Detectors for the CBM Silicon Tracking System," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, no. 3, pp. 2254-2265, 2013.
- [12] M. Singla, "The Silicon Tracking System of the CBM experiment at FAIR-Development of microstrip sensors and signal transmission lines for a low-mass, low-noise system," in *DAE Symp. Nucl. Phys.*, 2013, pp. 1030-1031.
- [13] R. Wunstorf, "Radiation hardness of silicon detectors: current status," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 44, no. 3, pp. 806-814, 1997.
- [14] A. Zoboli, "Development of radiation detectors with three-dimensional electrodes for future high energy physics experiments," Ph. D. dissertation, DISI-Universit 'a degli Studi di Trento, Trento, 2009.
- [15] M. Bomben, "Silicon trackers for high luminosity colliders," PhD Thesis, Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies - LPNHE, Université Paris Diderot (Paris 7), Sorbonne Paris, 2018.
- [16] G. Kramberger, "Radiation damage models, comparison and performance of TCAD simulation," in *Proceedings of the 25th International workshop on vertex detectors (Vertex 2016). September 26-30, 2016.*, La Biodola, Isola d'Elba, Italy, 2016.
- [17] S. Assouak, "Les senseurs de CMS: Etude de leur résistance aux flux intenses de neutrons rapides," Ph. D. Thesis, Université catholique de Louvain, 2006.

- [18] M. Moll, "Displacement damage in silicon detectors for High Energy Physics," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 65, no. 8, pp. 1561-1582, 2018.
- [19] L. Meng, "Development of CMOS sensors for high-luminosity ATLAS detectors," PhD Thesis, University of Liverpool, September 2018.
- [20] M. Ahmed, et al., "Deep-level transient spectroscopy studies of silicon detectors after 24 GeV proton irradiation and 1 MeV neutron irradiation," *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A*, vol. 457, no. 3, pp. 588-594, 2001.
- [21] R. Richter, et al., "Strip detector design for ATLAS and HERA-B using two-dimensional device simulation," *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A*, vol. 377, no. 2-3, pp. 412-421, 1996.

Conclusion générale

Dans cette thèse, nous avons étudié des détecteurs de particules à pixels au silicium basés sur la technologie planaire avec un substrat de type p, communément appelé n-on-p. Trois configurations différentes ont été choisies dans cette étude et simulées pour évaluer leurs performances électriques. La première structure consiste à un pixel de type n avec des anneaux de garde de type p, tirée de la littérature, appelée p+GR, la deuxième structure consiste à un pixel avec des anneaux de garde de type n isolés entre eux par un implant de type p, appelée n+GR p-stop, et la troisième structure consiste un pixel avec des anneaux de garde de type n isolés entre eux par une couche de type n, appelée n+GR p-spray. Le simulateur SILVACO est l'outil de travail pour mener cette étude. La première étape a consisté à faire une étude d'optimisation des paramètres de la couche d'isolation entre les structures n+GR p-stop et n+GR p-spray. Les structures ont été irradiées avec une fluence similaire à celle prévue dans la couche interne (IBL) du détecteur ATLAS, qui correspond à $\Phi=1\times 10^{16}$ néq.cm⁻² et une charge d'oxyde qui atteint sa valeur de saturation évaluée à $\sim 1\times 10^{12}$ cm⁻². Nous avons extrait le dopage de l'implant de type p ainsi que sa profondeur de jonction.

Nous constatons que lorsque la profondeur du p-spray augmente de 0,2 à 0,6 μm , la tension de claquage diminue ainsi que le courant de fuite. Ainsi, un compromis doit être pris lors de la conception du détecteur, entre la tension de claquage et le courant de fuite. Par contre, la profondeur du p-spray n'a pas un effet significatif sur l'isolation inter-implants n+. Après irradiation, l'oxyde de charge réduit la concentration effective de dopage du p-spray en surface, ce qui amène la tension de claquage à tendre vers des valeurs très élevées, sauf pour les valeurs de p-spray supérieures à 5×10^{16} cm⁻³. Pour des valeurs de p-spray inférieures à 5×10^{16} cm⁻³, le courant de fuite n'est pas affecté par le dopage du p-spray. L'isolation par p-spray paraît meilleure avec des concentrations de p-spray élevées. Nous en déduisons qu'un dopage de 1×10^{16} cm⁻³ et une profondeur de jonction de 0,3 μm de la couche p-spray sont un bon compromis entre une tension de claquage élevée, un courant de fuite acceptable et une isolation suffisante entre les implants n+.

En ce qui concerne, l'isolation avec l'implant p-stop, nous avons constaté que pour des concentrations inférieures à 1×10^{16} cm⁻³, celles-ci ne sont pas suffisantes pour éliminer les électrons de la couche d'inversion qui s'accumulent en surface, de plus une densité d'électrons significative existe même à l'intérieur de p-stop. Les densités supérieures à 5×10^{16} cm⁻³ sont suffisantes pour éliminer ces électrons. Une concentration de 1×10^{17} cm⁻³ du p-stop donne un

bon compromis entre une bonne isolation inter-implants n+, une bonne tenue en tension et un faible courant de fuite. La variation de la profondeur du p-stop a un effet très faible sur les caractéristiques courant-tension ainsi que sur l'isolation inter-implants. La profondeur de 1,5 μm peut être prise comme une valeur de référence pour la conception du détecteur, elle est justifiée par le fait qu'elle soit égale à celle du pixel afin d'optimiser le nombre de masques de lithographie.

La seconde étape a consisté à faire une étude comparative sur les trois structures, afin de déterminer l'effet des paramètres technologiques d'un détecteur sur ses performances électriques. Ces paramètres sont, l'épaisseur et le dopage du substrat, le dopage et la profondeur de jonction des anneaux de garde, l'épaisseur d'oxyde et l'oxyde de charge.

Cette étude a montré que pour les structures p+GR et n+GR p-stop, la tension de claquage atteint une valeur maximale pour une valeur particulière de l'oxyde de charge. Cette valeur correspond à la charge d'oxyde de $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ pour p+GR et $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ pour n+GR p-stop. L'origine de cette augmentation suivie d'une diminution de la tension de claquage est due au déplacement du champ électrique maximal en surface. Au départ, il est localisé au niveau de la jonction pixel/substrat puis se retrouve au niveau de la jonction substrat/anneau de garde, pour la structure p+GR, ou bien substrat/p-stop pour la structure n+GR p-stop.

L'épaisseur de l'oxyde n'a pas d'effet sur les caractéristiques I-V, sauf pour la structure n+GR p-stop où la tension de claquage augmente légèrement. Le dopage du substrat influence énormément les caractéristiques I-V de la structure n+GR p-stop par rapport aux autres structures. La structure n+GR p-spray paraît moins sensible. L'épaisseur du substrat agit de la même façon sur les caractéristiques I-V pour les trois structures. Le dopage des anneaux de garde n'a aucun effet sur les caractéristiques I-V des trois structures par contre l'augmentation de sa profondeur de jonction fait diminuer la tension de claquage.

Enfin, nous avons comparé les trois détecteurs dans les conditions maximales de fonctionnement afin d'étudier leur comportement à travers la tension de claquage, le courant de fuite ainsi que la capacité d'isolation. Le comportement des trois structures fonctionnant aux luminosités maximales du LHC est différent. Chaque structure a ses spécificités, c'est-à-dire avantage et inconvénient. En termes de courant de fuite, la structure n+GR p-spray a un courant très élevé par rapport aux autres structures mais une bonne tenue en tension. La structure n+GR p-stop a un faible courant de fuite mais une tension de claquage très petite, non adaptée aux hautes fluences de radiations. Cette étude a montré la difficulté de choisir une structure parmi d'autres.

Annexes: publications et conférences

Publications

- 1: M. Mekheldi, S. Oussalah, A. Lounis, and N. Brihi, "Simulation of Guard Ring Type Effects on the Electrical Characteristics of n-on-p Planar Silicon Detectors," *Journal of Nano- and Electronic Physics*, vol. 11, no. 4, pp. 04008-1 - 04008-6, Oct. 2019.
- 2: M. Mekheldi, S. Oussalah, A. Lounis, and N. Brihi, "Comparison of electrical performances of two n-in-p detectors with different implant type of guard ring by TCAD simulation," *Results in physics, Elsevier*, vol. 6, pp. 80-81, Feb. 2016.

Conférences

- 1: M. Mekheldi, S. Oussalah, A. Lounis, and N. Brihi, "A comparative study by TCAD simulation for two different n-on-p silicon particle detectors," in *The Tenth International Conference on High Energy and Astroparticle Physics (TIC-HEAP 2019)* Constantine, Algeria, 19-20 Oct. 2019.
- 2: M. Mekheldi, S. Oussalah, A. Lounis, and N. Brihi, "A comparative study by TCAD simulation for two different n-in-p silicon particle detector structures," in *The 38th edition of IEEE International Semiconductor Conference (CAS 2015)*, Sinaia, Romania, pp. 251-254, 12 -14 Oct. 2015.

Simulation of Guard Ring Type Effects on the Electrical Characteristics of *n-on-p* Planar Silicon Detectors

M. Mekheldi^{1,2,*}, S. Oussalah^{2,†}, A. Lounis³, N. Brihi¹

¹ *Université Mohammed Seddik Benyahia de Jijel, Ouled Aissa, 18000 Jijel, Algeria*

² *Centre de Développement des Technologies Avancées, Cité 20 août 1956, Baba Hassen, 16303 Algiers, Algeria*

³ *Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Université Paris-Sud XI, CNRS/IN2P3, Orsay, France*

(Received 20 December 2018; revised manuscript received 26 June 2019; published online 22 August 2019)

The upgrades of high-energy physics experiments at the Large Hadron Collider (LHC) at CERN will call for new radiation hard technologies to be applied in the next generations of tracking devices that will be required to withstand extremely high radiation doses. *N-on-p* planar pixel sensors are promising candidates and to be implemented in the future ATLAS pixel detector. In this work, we present a comparative study for two different designs of multi-guard structures, before and after irradiation. Both structures are based on the *p*-type substrate technology with and without *p*-stop isolation between implants. Moreover, one structure has *p*-type guard rings while the other has *n*-type ones. Various technological parameters are varied like thickness and doping of the silicon substrate, depth and doping of the guard rings, and thickness of the silicon dioxide to study the electrical performances of the structures. The performance of the multi-guard ring structures are evaluated with TCAD simulations up to a radiation fluence of $1 \times 10^{16} \text{ neq/cm}^2$ using an existing *p*-type bulk radiation damage model based on the so called "Perugia three level traps model", where irradiation generates two acceptor levels, positioned slightly above the mid bandgap, and one donor level, located below the mid bandgap. We have considered an increasing amount of oxide charge with the irradiation dose. For a good quality SiO_2 layer, an initial charge density at the interface layer was set to $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ for a non-irradiated detector, whereas for a heavily irradiated structure the charge density value can reach $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. They have been simulated on high resistivity silicon wafers using Silvaco Virtual Wafer Fab (VWF) software.

Keywords: Breakdown voltage, Guard rings, Planar silicon detector, Radiation damage, TCAD simulation.

DOI: [10.21272/jnep.11\(4\).04008](https://doi.org/10.21272/jnep.11(4).04008)

PACS numbers: 07.05.Tp, 85.30.Mn, 29.40. – n

1. INTRODUCTION

Pixelated silicon detectors are the most precise devices for charged particle tracking currently in use at high-energy physics (HEPs) in ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) experiment at CERN (European Organization for Nuclear Research), Geneva. Located close to the interaction point, the silicon detectors are required to function in a radiation harsh environment [1-3]. Furthermore, they are required to be operated at a high voltage to maximize the signal and reduce the charge collection time.

In almost all experiments, at Large Hadron Collider (LHC) multi-guard ring structures are used for silicon strips and pixel detectors. This system can offer a solution if the optimization of the design takes into account the radiation effects. The multi-guard ring structure is a set of electrodes with associated implants surrounding the active area of the sensor. The aim of this structure is to control the potential drop from electrodes in the active area of the sensor to the cutting edge of the device. The guard rings are biased by a punch-trough mechanism creating a current circulating between the guard rings [2]. The distance between guard rings and the metal overlap have a great impact on the potential drop [4].

P-type bulk silicon detectors are expected to be more radiation hard than standard *n*-type one [5-8]. However, the *n-on-p* conception requires inter pixel insulation that

is why they considered complex. This insulation between pixels in order to compensate the electron layer formed below the oxide that would short out the n^+ implantations. There are two commonly used ways to prevent this. In each case, a *p*-layer insulates the n^+ pixels. The insulation is achieved by a blank surface implant named *p*-spray or by *p*-type junctions named *p*-stops. In the *p*-spray option, the whole surface is lightly doped [9]. In the *p*-stop version, separate heavily doped junctions are used. Till now, there is no guard ring structure for the *n-on-p* technology has been established [10-12]. Koybasi et al. [13] have proposed a new design of the guard ring structure for *n-on-p* sensors for different application domains taking example high luminosity research field as feature of the proposed form, the non-existing of isolation between the guard rings implants.

The contribution in this work is to make a comparative study between the electrical performances of both structures of sensors *n-on-p* with *p*-type guard rings [13] and *n-on-p* with *n*-type guard rings using TCAD simulation tools. The influence of different structure parameters such as, substrate thickness, substrate doping, guard ring depth, and oxide thickness on the electrical characteristics was investigated. The main focus of the device simulations is to develop an approach to model and predict the performance of the irradiated silicon detectors using professional software, namely Silvaco Atlas [14].

* mmekheldi@cdta.dz

† soussalah@cdta.dz

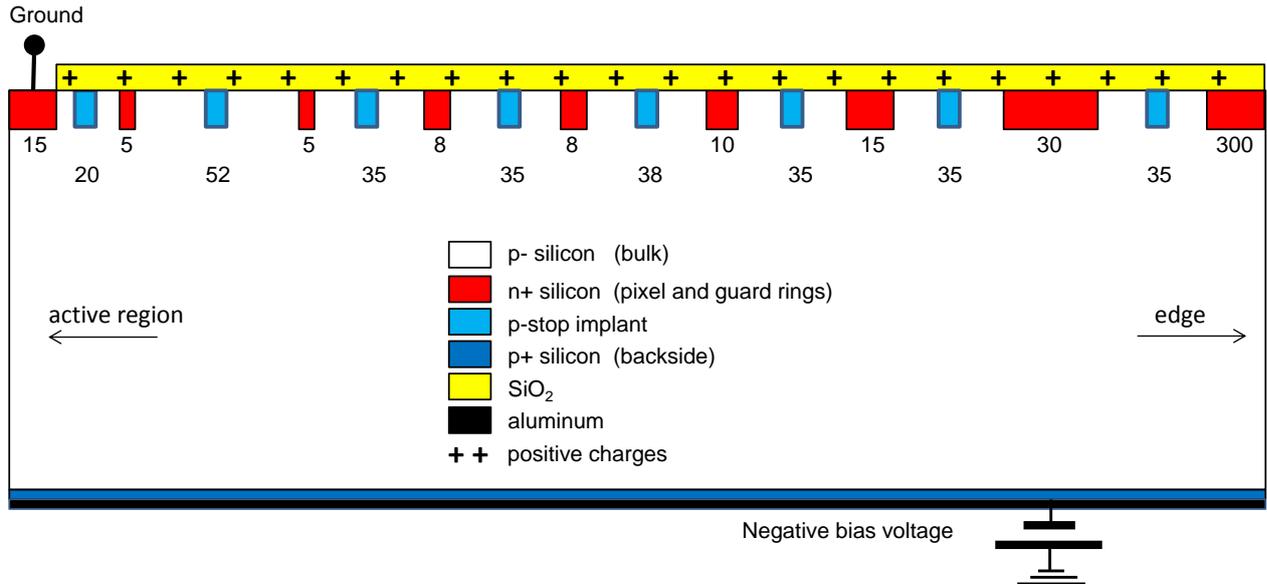


Fig. 1 – The sketch drawing of n-on-p sensor technology with n-type guard rings isolated by p-stop implants. All dimensions are in μm

The rest of this paper is organized as follows. Section 2 is reserved to describe two different *n-on-p* silicon detector structures studied in this paper. In section 3, we present the obtained TCAD simulation results for both structures with a comparative study between them. Finally, in section 4, some remarks and conclusions are provided with future works.

2. STRUCTURES AND TCAD SIMULATION

2.1 Structures

The *n-on-p* silicon detector structures simulated in this study are: the first one is *p*-type guard rings proposed by Koybasi et al. [13] and the second one is *n*-type guard rings shown in Fig. 1. In the following, the first structure is named “*p*-GR” and the second one is named “*n*-GR”. For both structures, the bulk material is low *p*-type silicon doping. Eight guard rings with different width and spacing between them surround the *n*-type pixel. High voltage electrode doping is *p*-type.

2.2 TCAD Simulation

The Technology Computer-Aided Design (TCAD) simulations have been performed with Atlas Silvaco software [14]. Atlas simulator provides general capabilities for physically-based two and three-dimensional simulation of semiconductor devices. Atlas enables the electrical, optical, and thermal characterization and optimization of semiconductor devices for different types of technologies under different conditions.

The simulation program containing different steps starting by mesh defining are discrete elements as an input structure followed by the determination of regions and materials. The AC, DC, and transient electrical characteristics are obtained by solving the Poisson’s, continuity and mobility equations at every grid node.

More parameters can be obtained and visualized with Tonyplot module such as carrier mobility and potential distribution inside the semiconductor.

Bipolar is a material model specification employed in the simulation that contains different physical models such as CONMOB (concentration dependent mobility), FLDMOB (field dependent mobility), CONSRH (Schokley-Read-Hall recombination using concentration dependent lifetimes), AUGER (recombination accounting for high-level injection effects), and BGN (band gap narrowing) [14]. Impact ionization is an important phenomenon to be taken into account in the design of various semiconductor devices. As impact ionization is both electric field and temperature dependent, it is crucial to use a model that has the correct functional behavior. In Atlas, the Selberherr’s model [15] is used among other models to predict the impact ionization effect in semiconductor devices, which is the generation of free carriers (electrons, holes) mechanism resulting the avalanche breakdown.

In our simulation, the refined mesh was located at the *p-n* junction and the interface between silicon and silicon dioxide with a maximum height of 0.2 and width of 0.5 μm to ameliorate the accuracy of the obtained results. Simulation software users must carefully allocate mesh nodes at the defined regions as well as define fine meshes at regions of high activity.

3. SIMULATION RESULTS

3.1 No Bulk Radiation Damage and No Oxide Charge

At the beginning, we simulate current-voltage characteristics for the two structures with no bulk radiation damage and no oxide charges. The structures are reverse biased for breakdown voltage simulation. In Fig. 2, the current-voltage characteristics are shown. The simulations were carried out with a substrate thickness of 300 μm and substrate doping of $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. The pixel and the guard rings depth are of 1.5 μm and the implants doping are about $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The doping of *p*-stop implant and high voltage electrode are $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ and $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, respectively.

Fig. 2 shows that there is a continuous thermal generation of electron-hole pairs in the depletion region. This is the leakage current (or dark current) seen. As the bias increases, the depletion region grows and the leakage current grows. Once the whole substrate wafer is depleted, the leakage current will remain constant. The characteristics in Fig. 3 show obvious knee points where the reverse current turns to increase dramatically with voltage. The breakdown voltage is easily extracted from the current-voltage characteristics by recognizing the knee point. One can see that the leakage current of the n -GR structure is a little bit greater than that of the p -GR structure. On the other hand, the breakdown voltage of the n -GR structure is much lower than that of the p -GR structure. The difference is about 200 V.

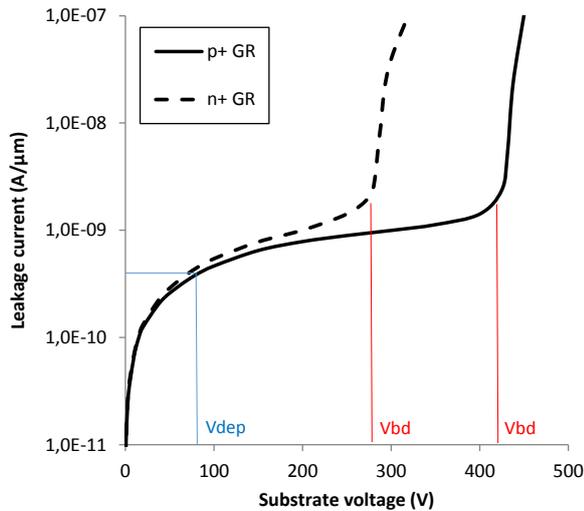


Fig. 2 – Current-voltage characteristics for both structures with no bulk radiation damage and no oxide charges. V_{dep} and V_{bd} are mean depletion voltage and breakdown voltage, respectively

3.2 No Bulk Radiation Damage with Oxide Charge

3.1.1 Oxide Parameters Effect

The present positive charge in the SiO_2 increases with radiation and consequently creates a thin conductive layer at Si/SiO_2 interface. Fig. 3 shows that for both structures breakdown voltage increases with oxide charge until a maximum value and then decreases. The maximum value for the p -GR structure is about $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ while for the n -GR structure is $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. On the other hand, a value of $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ was found in [13] for the p -GR structure obtained with Synopsys Sentaurus TCAD. We note that the results obtained with the standard parameters of Synopsys Sentaurus simulation software are definitely different from the results with the standard parameter set of Silvaco Atlas TCAD [16-18]. The decrease in breakdown voltage at a given oxide charges lower than the optimum oxide charge value is due to the non-uniform distribution of potential along the guard rings while at oxide charge higher than the last value it is mainly due to more abrupt potential drop at each guard ring [13].

It can be seen from the results of Fig. 4 that there is no influence of oxide thickness variation on both p -GR

and n -GR structures. Nevertheless, one can see that the breakdown voltage values of the p -GR structure remain higher compared to those n -GR structure.

3.1.2 Substrate Parameters Effect

Thin silicon substrate is one of the possible choices to reduce material budget in high-energy experiments. Thinner substrate reduces carrier multiple scattering in the detector and therefore diminishes the carrier trapping probability in the bulk and as a result the charge collection efficiency is improved [19, 20]. As shown in Table 1, the doping concentration is kept at a constant value of $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. As the substrate thickness increases from $150 \mu\text{m}$ to $300 \mu\text{m}$ the breakdown voltage increases too for both structures. The decrease of the breakdown voltage is more significant for the p -GR structure than the n -GR. However, the higher the substrate thickness, the better the electrical performance. In Table 2, the thickness of substrate is $300 \mu\text{m}$. It is shown that higher breakdown voltage is due to lower doping substrate. On the other hand, the leakage current is not influenced by the variation of the thickness and doping of the substrate for both structures.

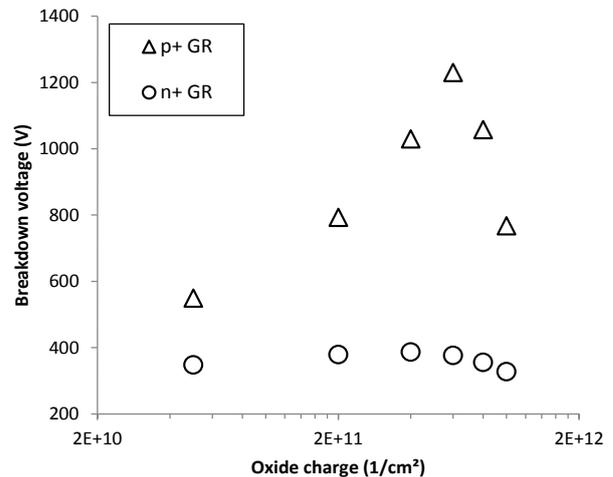


Fig. 3 – Breakdown voltage as a function of oxide charges for both structures

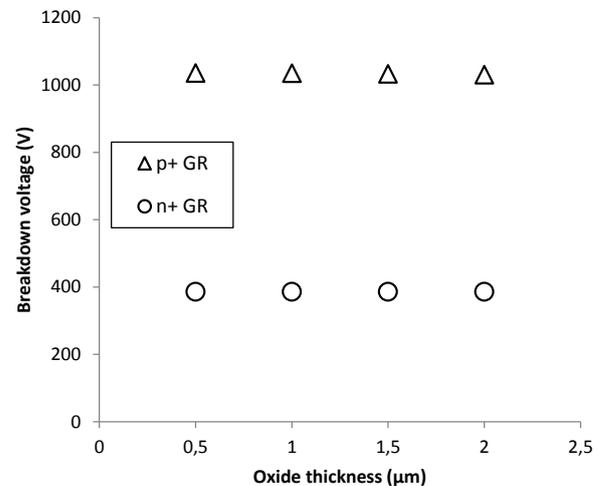


Fig. 4 – Breakdown voltage as a function of oxide thickness for both structures

Table 1 – Breakdown voltage as a function of substrate doping for both structures

Substrate thickness (μm)	Breakdown voltage (V)	
	p^+ GR	n^+ GR
150	790	342
200	897	361
250	976	376
300	1036	386

Table 2 – Breakdown voltage as a function of substrate ring thickness for both structures

Substrate doping (cm^{-3})	Breakdown voltage (V)	
	p^+ GR	n^+ GR
1×10^{11}	1060	404
5×10^{11}	1036	386
1×10^{12}	1007	365
5×10^{11}	804	276

Table 3 – Breakdown voltage as a function of guard ring depth for both structures

Guard ring depth (μm)	Breakdown voltage (V)	
	p^+ GR	n^+ GR
0.5	1187	377
1	1103	383
1.5	1035	386
2	973	395
2.5	920	459

Table 4 – Breakdown voltage as a function of guard ring doping for both structures

Guard ring doping (cm^{-3})	Breakdown voltage (V)	
	p^+ GR	n^+ GR
1×10^{17}	1042	385
1×10^{18}	1035	385
1×10^{19}	1036	386

3.1.3 Guard Ring Parameters Effect

Guard ring doping profile parameters effect has been considered. First, the guard ring doping concentration value is fixed at 10^{18} cm^{-3} and the guard ring profile depth is varied from 0.5 to 2.5 μm . Second, the depth of the guard ring profile is kept at 1.5 μm and the doping is varied from 10^{17} to 10^{19} cm^{-3} . As shown in Table 3, when the depth of the guard ring profile increases the breakdown voltage of the p -GR structure decreases significantly while the breakdown voltage of the n -GR structure increases smoothly. Therefore, we conclude that the p -type guard ring depth must be as shallow as possible for the p -GR structure. Table 4 shows that there is no influence of the doping concentration on the breakdown characteristics for both structures.

3.3 With Bulk Radiation Damage

The principle source of radiation damage in silicon sensors is from non-ionizing-energy-loss (NIEL). It is normally expressed in terms of 1 MeV neutron equivalent

for silicon ($1 \text{ MeV } n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$). The incident radiation creates defects in the silicon lattice, forming extra energy levels in the band gap of silicon that act as generation-recombination and charge trapping centers. The primary effects of this radiation bulk damage are:

1. a conversion of material from n - to p -type that leads an increase of the bias voltage;
2. an increase in leakage current proportional to the radiation fluence that can lead to local heating and therefore to thermal run away;
3. an increase in depletion voltage due to increasing effective doping concentration;
4. a reduction of the charge collection efficiency (CCE) due to increasing number of traps.

A trap model has been proposed by the University of Perugia [21] to describe radiation damage caused by proton irradiation in p -type FZ silicon. According to the model, the radiation generates two acceptor levels positioned slightly above the mid band gap and one donor level located far below the mid band gap. The details of the trap model are presented in Table 5.

Table 5 – The University of Perugia Trap Model [21]

Defect	E (eV)	σ_e (cm^{-2})	σ_n (cm^{-2})	η
Acceptor	$Ec - 0.42$	1.00×10^{-15}	1.00×10^{-14}	1.613
Acceptor	$Ec - 0.46$	7.00×10^{-15}	7.00×10^{-14}	0.9
Donor	$Ev + 0.36$	3.23×10^{-13}	3.23×10^{-14}	0.9

Since the acceptor states are close to the mid band-gap, they will generate electron-hole pairs, increasing the leakage current. A small portion of the acceptor states will be occupied and therefore negatively charged, increasing the effective p -type doping while the unoccupied acceptor states will trap excess electrons in the conduction band. The function of the donor state, which is far below the mid band gap, is to trap excess holes from the valence band.

The post irradiation performance of the guard ring structures has been evaluated with simulations using the trap model presented in Table 5. The simulation has been performed for fluences from $2 \times 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ to $1 \times 10^{16} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ and for charge oxide from $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ to $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. For more clarity, only extreme values for each parameter are presented. Fig. 6 shows the breakdown behavior of the guard ring structures after irradiation for two different values of fluence where the oxide charge is fixed at $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Fig. 7 shows the breakdown behavior of the guard ring structures after radiation of $1 \times 10^{15} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ for two different values of oxide charge. As one can see, the breakdown behavior degrades significantly with irradiation.

For an oxide charge of $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, the p -GR structure is able to survive only up to reverse bias of 200 V at fluence of $1 \times 10^{16} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$, while the n -GR structure is able to survive only up to reverse bias of 100 V at the same fluence.

The decrease in breakdown voltage after irradiation is attributed to [13]:

1. the increase of surface conductivity as a consequence of increasing oxide charge, so the potential drop at each guard ring becomes steeper, resulting in higher electric fields;

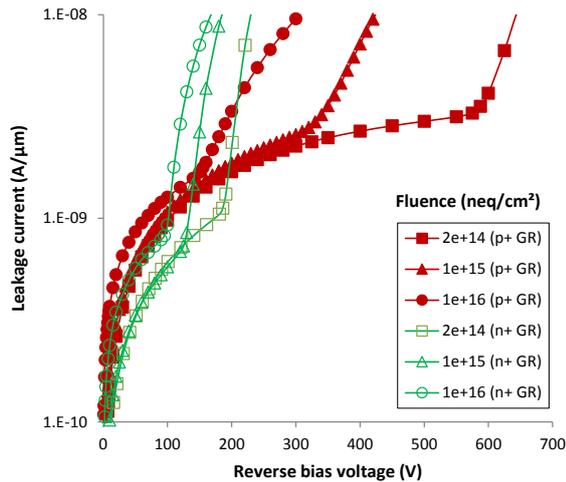


Fig. 6 – Leakage current versus reverse bias voltage at different fluences. The oxide charge is $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$

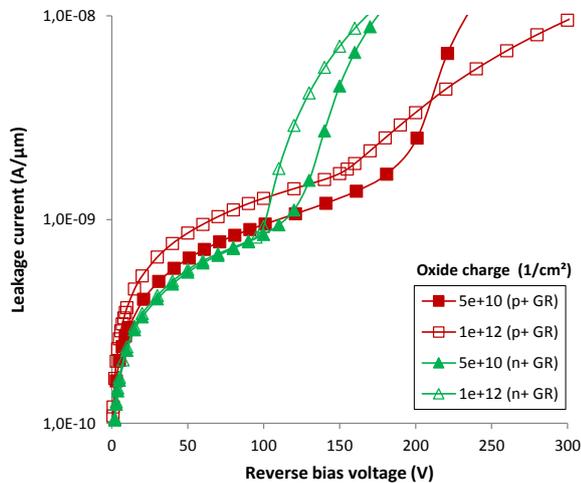


Fig. 7 – Leakage current versus reverse bias voltage for different values of oxide charge after radiation of $1 \times 10^{15} \text{ neq/cm}^2$

2. the increase of the depletion voltage due to the radiation-induced bulk traps, therefore for a given applied bias voltage, the space charge region volume decreases with irradiation and all potential drops at the guard rings near the pixel since the depletion region does not reach the outer ones.

REFERENCES

- G. Lindstroem, M. Moll, E. Fretwurst, *Nucl. Instrum. Meth. A* **426** No 1, 1 (1998).
- G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors: Device Physics* (Berlin: Springer-Verlag: 2007).
- D. Djamai, E. Leonidas Gkougkousis, M. Chahdi, A. Lounis, S. Oussalah, *IEEE 41st International Semiconductor Conference (CAS-2018)*, 227 (Sinaia: 2018).
- F. Hadj Larbi, S. Oussalah, N. Belkhelfa, A. Lounis, *IEEE 26th International Conference on Microelectronics (ICM-2014)*, 14 (Doha: 2014).
- G. Casse, P. Allport, A. Greenall, *Nucl. Instrum. Meth. A* **581** No1-2, 318 (2007).
- T. Peltola, *Nucl. Instrum. Meth. A* **796** No1 74 (2015).
- G. Casse, P. P. Allport, P. R. Turner, S. Marti Garcia, M. Lozano, *Nucl. Instrum. Meth. A* **535** No1-2, 362 (2004).
- M. Benoit, A. Lounis, N. Dinu, *IEEE T. Nucl. Sci.* **56** No6, 3236 (2009).
- R.H. Richter, L. Andricek, T. Gebhart, D. Hauff, J. Kemmer, G.Lutz, R. Weiß, A. Rolf, *Nucl. Instrum. Meth. A* **377** No2-3, 412 (1996).
- Y. Unno, A. Affolder, P. Allport, R. Bates, C. Betancourt, J. Bohm, H. Brown, C. Buttar, J. Carter, G. Casse, *Nucl. Instrum. Meth. A* **636** No1, s24 (2011).
- L. Evensen, A. Hanneborg, B. S. Avset, M. Nese, *Nucl. Instrum. Meth. A* **337** No1, 44 (1993).
- N. Bacchetta, G.-F. Della Betta, M. Da Rold, R. Dell'Orso, P.G. Fuochi, A. Lanza, A. Messineo, O. Militaru, A. Pascagnella, G. Verzellesi, R. Wheadon, *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSSMIC-1997)*, 498 (*Albuquerque: 1997*).
- O. Koybasi, G. Bolla, D. Bortoletto, *IEEE T. Nucl. Sci.* **57** No5, 2978 (2010).

At a fluence of $1 \times 10^{16} \text{ neq/cm}^2$ the breakdown voltage for both structures is almost the same but the leakage current of the *n*-GR structure is much lower than the *p*-GR one when charge saturation takes place. The breakdown voltages for both structures are not high enough for very high luminosity applications, so further improvements are needed.

4. CONCLUSIONS

We have used Silvaco Atlas TCAD device simulator to evaluate the electrical performances of two different high-voltage silicon detectors based on *n*-on-*p* technology dedicated to be used in high-energy physics experiments. When the substrate thickness decreases from 300 to 150 the breakdown voltage decreases by 25 % and 11 % for the structures with *p*-type guard rings and *n*-type guard rings, respectively. When guard ring depth increases, breakdown voltage decreases for structure with *p*-type guard rings and increases for *n*-type one. For both structures breakdown voltage increases with oxide charge until a maximum value and then decreases. Oxide thickness has no influence on the breakdown voltage. Without any radiation damage and for an oxide of $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, the structure featuring *p*-type guard rings can withstand reverse bias voltages above 1200 V while the structure featuring *n*-type guard rings can withstand only voltages about 400 V. These results demonstrate the superiority of structure with *p*-type guard rings over structure with *n*-type guard rings with *p*-stop isolation technique. Despite these results, at the very high luminosity applications structure with *n*-type guard rings shows better behavior than structure with *p*-type guard rings structure in term of leakage current when oxide charge saturation takes place. An increase in the fluence from $2 \times 10^{14} \text{ neq/cm}^2$ to $1 \times 10^{16} \text{ neq/cm}^2$ will decrease the breakdown voltage by approximately a factor of six and two for the structures with *p*-type guard rings and *n*-type guard rings, respectively. Our future work will address the optimization of guard rings for high fluences.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors would like to thank David Green from Silvaco, Inc. for his support on TCAD simulation, and Dr Walid Filali for his advices and comments.

14. Silvaco Inc., *ATLAS User's Manual Device Simulation Software* (Santa Clara: 2010).
15. S. Selberherr, *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices* (New York: Springer-Verlag: 1984).
16. M. Mekheldi, S. Oussalah, A. Lounis, N. Brihi, *Res. Phys.* **6**, 80 (2016).
17. G. Kramberger, *The International Workshop on Vertex Detectors (VERTEX 2016), 1 (Isola d'Elba: 2016)*.
18. J. Beyera, M. Bomben, A. Macchioloa, R. Nisiusa, *The 31st RD50 Workshop on Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders (RD50 CERN 2017), 1 (Zurich: 2017)*.
19. T. Dubbs, S. Kashigin, M. Kratzer, W. Kroeger, T. Pulliam, H.-W. Sadrozinski, M. Schwab, E. Spencer, R. Wichmann, M. Wilder, *Nucl. Instr. Meth. A* **383** No1, 174 (1996).
20. L. Meng, *Development of CMOS sensors for high-luminosity ATLAS detectors, PhD Thesis*, (University of Liverpool: 2018).
21. M. Petasecca, F. Moscatelli, D. Passeri, G. U. Pignatell, *IEEE T. Nucl. Sci.* **53** No5, 2971 (2006).

Моделювання впливу типу захисного кільця на електричні характеристики планарних кремнієвих детекторів типу *n-on-p*

M. Mekheldi^{1,2}, S. Oussalah², A. Lounis³, N. Brihi¹

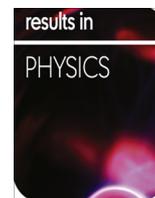
¹ *Université Mohammed Seddik Benyahia de Jijel, Ouled Aissa, 18000 Jijel, Algeria*

² *Centre de Développement des Technologies Avancées, Cité 20 août 1956, Baba Hassen, 16303 Algiers, Algeria*

³ *Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Université Paris-Sud XI, CNRS/IN2P3, Orsay, France*

Оновлення високоенергетичних фізичних експериментів на великому адронному коллайдері (ЛHC) у ЦЕРНі вимагатиме застосування нових випромінювальних технологій у наступних поколіннях пристроїв стеження, які будуть необхідні для витримування надзвичайно високих доз опромінення. Планарні піксельні датчики *n-on-p* є перспективними кандидатами і повинні бути реалізовані у майбутньому піксельному детекторі ATLAS. У роботі представлено порівняльне дослідження двох різних конструкцій багатозахисних структур до і після опромінення. Обидві структури засновані на технології підкладки *p*-типу з та без стопорної ізоляції між імплантатами. Більш того, одна структура має захисні кільця *p*-типу, в той час як інша – *n*-типу. Для вивчення електричних характеристик конструкцій змінювалися різні технологічні параметри, такі як товщина і легування кремнієвої підкладки, глибина і легування захисних кілець, та товщина діоксиду кремнію. Ефективність багатозахисних кільцевих структур оцінюється за допомогою моделювання TCAD до флюенсу випромінювання $1 \times 10^{+16}$ n_{eq}/cm^2 з використанням існуючої моделі об'ємного радіаційного пошкодження *p*-типу на основі так званої "Perugia tri level traps model", де опромінення генерує два акцепторних рівня, розташованих трохи вище середньої забороненої зони, і один донорний рівень, розташований трохи нижче середини забороненої зони. Ми розглянули збільшення кількості оксидного заряду з ростом дози опромінення. Для високоякісного шару SiO₂ початкова щільність заряду на інтерфейсному шарі встановлювалася рівною $5 \times 10^{+10}$ cm^{-2} для неопроміненого детектора, тоді як для сильно опроміненої структури значення щільності заряду може сягати $1 \times 10^{+12}$ cm^{-2} . Вони моделювалися на високоомних кремнієвих пластинах з використанням програмного забезпечення Silvaco Virtual Wafer Fab (VWF).

Ключові слова: Напряга пробою, Захисні кільця, Планарний кремнієвий детектор, Радіаційні пошкодження, Моделювання TCAD.



Microarticle

Comparison of electrical performances of two n-in-p detectors with different implant type of guard ring by TCAD simulation



Mohammed Mekheldi ^a, Slimane Oussalah ^{a,*}, Abdenour Lounis ^b, Nourredine Brihi ^c

^a Division Microélectronique et Nanotechnologie, Centre de Développement des Technologies Avancées Algiers, Algeria

^b Laboratoire de l'Accélérateur Lineaire, Université Paris-Sud XI, CNRS/IN2P3, Orsay, France

^c Faculté des Sciences Exactes et Informatique, University of Jijel, Algeria

ARTICLE INFO

Article history:

Received 24 November 2015

Accepted 4 January 2016

Available online 16 February 2016

Keywords:

Breakdown voltage

Guard ring

n-in-p silicon detector

TCAD simulation

ABSTRACT

This paper presents a preliminary comparative study for two different guard rings structures in the purpose of evaluating their electrical performances. The two structures are based on the n-in-p technology with different implant type of guard rings. I–V characteristics have been simulated using Silvaco/ATLAS software for both structures and compared for various parameters of substrate, guard ring and oxide. Simulation results show that the shape of leakage current is almost the same in all simulations but in terms of breakdown voltage, n-in-p structure with n-type guard rings ensures high voltage stability.

© 2016 The Authors. Published by Elsevier B.V. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

Introduction

The application of silicon detectors in the ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) experiment at LHC (Large Hadron Collider) requires a reliable performance in adverse radiation conditions [1]. The level of radiation damage expected during the detector lifetime implies very high bias voltages for the detector operation. Multi guards can offer a solution, provided the optimization of the design [2] takes into account the radiation effects. The n-in-p silicon detectors are expected to be more radiation hard than standard p-in-n detectors [3,4]. P-type silicon does not suffer of type inversion after strong irradiation [3,4]. No standard guard ring (GR) design for the relatively new n-in-p technology has been established yet. Recently, Koybasi et al. [5] have proposed an interesting new GR geometry for n-in-p silicon particle detectors for high luminosity applications.

The purpose of this work is to compare, by TCAD simulation, the electrical performances of the conventional n-in-p structure (Fig. 1b) with the new one presented in [5] as shown in Fig. 1a. The effect of some structure parameters on the electrical performances, like breakdown voltage (BV), were investigated such as, substrate thickness, substrate doping, GR depth, GR doping, oxide thickness, and oxide charge.

Simulation and results

The simulation of both structures (Fig. 1) has been performed with ATLAS from Silvaco-TCAD. For both structures, the starting material is p-type Si wafer. The pixel is n+ implanted area surrounded by eight guard rings with different width and spacing between them [5]. In Fig. 1a, the GRs are p-type and the structure is named n-in-p-pGR while they are n-type in Fig. 1b the structure is named n-in-p-nGR.

Substrate parameters effect

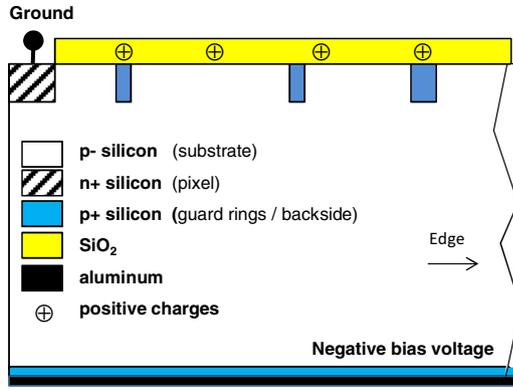
Fig. 2 displays BV as a function of substrate thickness and substrate doping, respectively. For the two structures, BV decreases with the decrease in thickness. At thicker substrate, the BV of n-in-p-nGR structure is greater than the BV of the n-in-p-pGR one. BV decreases with the increase in doping for both structures. BV of n-in-p-nGR structure is always greater than the BV of the n-in-p-pGR one. We observe an increase in leakage current for both structures with lower substrate doping which is attributed to the increasing depleted volume for an applied bias voltage, which is also true after the full-depletion.

Guard rings parameters effect

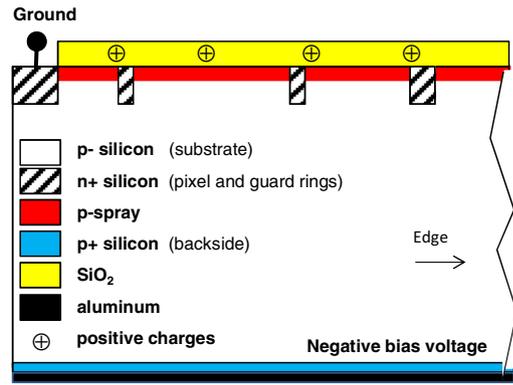
In Fig. 3, n-in-p-nGR structure shows a BV decreasing from 0.5 to 1 μm of GR depth and after that increases. On the other hand the BV of n-in-p-pGR structure decreases with the increase in GR depth.

* Corresponding author.

E-mail addresses: mmekhaldi@cdta.dz (M. Mekheldi), soussalah@cdta.dz (S. Oussalah).



(a)



(b)

Fig. 1. Schematic representation of two detectors with (a) p-type GR [5] and (b) n-type GR, respectively.

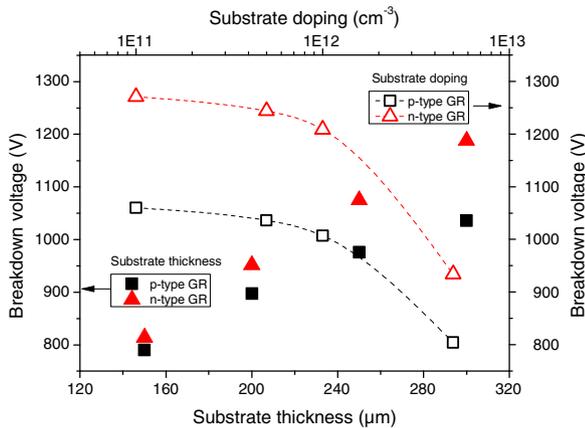


Fig. 2. Breakdown voltage as a function of the substrate thickness (empty symbols) and the substrate doping (filled symbols) for both structures, respectively.

The GR design with a deeper implant reaches the electric field value that initiates the breakdown at lower voltages. The GR ring depth doesn't affect the leakage current. No effect is observed of the GR doping on the BV and the leakage current for both structures. The n-in-p-nGR structure gives better results than the n-in-p-pGR one.

Oxide parameters effect

Fig. 4 shows that n-in-p-pGR structure presents a constant BV versus oxide thickness while n-in-p-nGR structure shows a visible increase in the BV with the increase in oxide thickness. The oxide thickness doesn't affect the leakage current. The BV of

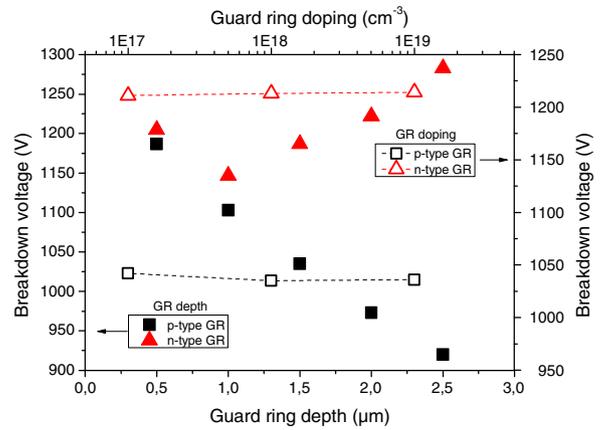


Fig. 3. Breakdown voltage as a function of the guard ring depth (empty symbols) and the guard ring doping (filled symbols) for both structures, respectively.

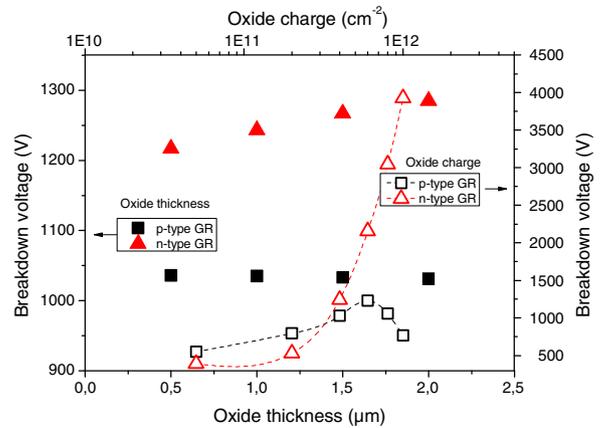


Fig. 4. Breakdown voltage as a function of the oxide thickness (empty symbols) and the oxide charge (filled symbols) for both structures, respectively.

n-in-p-pGR structure decreases as the deviation of oxide charge from $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ while n-in-p-nGR structure sees a rapid increase in the BV with an increase in the positive oxide charge.

Conclusion

Electrical performances of silicon pixel detectors based on p-substrate technology with two different structures have been evaluated by TCAD simulation. I–V characteristics demonstrate the superiority of structure with n-type of GRs over structure with p-type of GRs for high-voltage planar junction used in high-energy physics experiments especially in the presence of positive charges in the oxide. The leakage current seems to have almost similar behavior. Future works will include the radiation-induced degradation for both structures.

References

- [1] Lindstro G, Moll M, Fretwurst E. Radiation hardness of silicon detectors – a challenge from high-energy physics. Nucl Instrum Meth A 1999;426:1–15.
- [2] Hadj Larbi F, Oussalah S, Belkhef N, Lounis A. Pixel sensor guard-ring geometry optimization by TCAD simulation. In: Proceedings of the IEEE 26th international conference on microelectronics (ICM), Doha, Qatar. p. 29–31.
- [3] Casse G, Allport P, Greenall A. Response to minimum ionising particles of p-type substrate silicon microstrip detectors irradiated with neutrons to LHC upgrade doses. Nucl Instrum Meth A 2007;581:318–21.
- [4] Benoit M, Lounis A, Dinu N. Simulation of radiation damage effects on planar pixel guard ring structure for ATLAS inner detector upgrade. IEEE Trans Nucl Sci Dec. 2009;56(6):3236–43.
- [5] Koybasi O, Bolla G, Bortoletto D. Guard ring simulations for n-on-p silicon particle detectors. IEEE Trans Electron Devices 2010;57(5):2978–86.

A Comparative Study by TCAD Simulation for Two Different n-in-p Silicon Particle Detector Structures

Mohammed Mekheldi^(a), Slimane Oussalah^(a), Abdenour Lounis^(b), Nourredine Brihi^(c)

^(a) Division Microélectronique et Nanotechnologie
Centre de Développement des Technologies Avancées
Algiers, Algeria
soussalah@cdta.dz

^(b) Laboratoire de l'Accélérateur Lineaire
Universite Paris-Sud XI, CNRS/IN2P3
Orsay, France

^(c) Faculté des Sciences Exactes et Informatique
University of Jijel
Jijel, Algeria

Abstract—This paper presents a comparative study for two different n-in-p silicon particle detector structures in the purpose of evaluating the breakdown voltage of unirradiated devices candidate for high luminosity applications. The two structures based on the n-in-p technology with and without p-spray isolation between guard rings have been simulated on high resistivity silicon wafers. The simulated electrical characteristics current-voltage, for both structures, are compared for various parameters like, substrate thickness, substrate doping, guard ring depth, guard ring doping, oxide thickness, and oxide charge, under similar conditions. From the results of the simulation, we conclude that, in terms of leakage current, both structures behave similarly but in terms of breakdown voltage, n-in-p technology with p-spray shows better performances.

Keywords—breakdown voltage; guard ring; n-on-p silicon detector; TCAD simulation

I. INTRODUCTION

The application of silicon detectors in the ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) experiment at LHC (Large Hadron Collider) requires a reliable performance in adverse radiation conditions [1], which is the main test for these detectors. The level of radiation damage expected during the detector lifetime implies very high bias voltages for the detector operation. Multi guards can offer a solution, provided the optimization of the design takes into account the radiation effects.

The purpose of a multi guard ring structure is to establish a gradual voltage drop between the sensitive region on ground potential and the cutting edge on backside potential. It avoids high electric fields and subsequent breakdown at the device edge and prevents the space charge region from reaching the heavily damaged cutting edge region. Floating rings bias

themselves via the punch through mechanism. The potential drop between the rings can be influenced by their spacing and a metal overlap [2]. Field plates directed outwards reduce the electric field at the implant edge. This is a technique used in power electronics since the late 1960's.

The n-in-p silicon detectors are expected to be more radiation hard than standard p-in-n detectors [3]-[7]. These detectors are more complex as they need an extra surface insulation. This insulation is achieved by a blank surface implant, named p-spray, or by p-type junctions, named p-stops. P-spray is a lightly doped layer over the wafer surface and p-stops are heavily doped guard rings between the n-type guard rings. No standard guard ring design for the relatively new n-in-p technology has been established yet. Recently, Koybasi et al. [8] have proposed an interesting new guard ring geometry for n-in-p silicon particle detectors for high luminosity applications. This structure has the particularity to have less number of masks than the conventional n-in-p structure.

The purpose of this work is to compare, by TCAD simulation, the electrical performances of the conventional n-in-p structure with the new one presented in [8]. The effect of various structure parameters on the electrical performances was investigated such as, substrate thickness, substrate doping, guard ring depth, guard ring doping, oxide thickness, and oxide charge.

This paper is organized as follows. Section 2 presents the two different n-in-p structures. Section 3 presents the obtained simulation results for both structures with a comparative study between them. Finally some concluding remarks are provided with perspectives to this work.

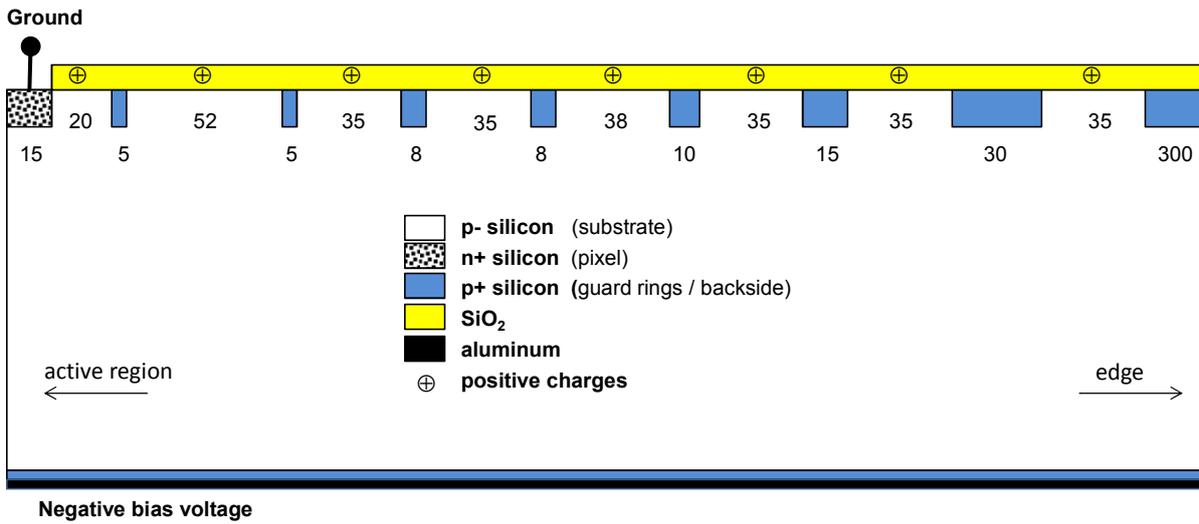


Fig. 1. Schematic representation of n-on-p sensor technology without p-spray [8]. This structure is named n-on-p. All dimensions are in μm .

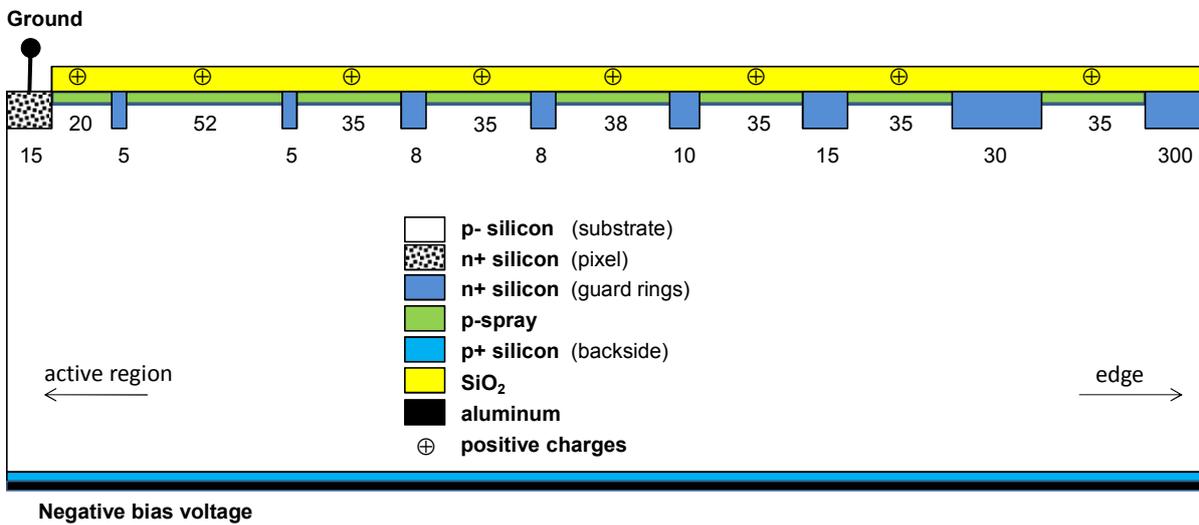


Fig. 2. Schematic representation of the conventional n-on-p sensor technology with p-spray. This structure is named n-in-p. All dimensions are in μm .

II. STRUCTURES AND SIMULATION

The two n-in-p silicon detector structures simulated in this study are shown in Fig. 1 and Fig. 2. To differentiate between them, we called them n-on-p and n-in-p the device structures shown in Fig. 1 and Fig. 2, respectively. For both structures, the starting material is p-type Si wafer. The pixel is a n⁺-implanted area surrounded by eight guard rings with different width and spacing between them. For the n-on-p structure the guard rings are p-type while they are n-type for the conventional n-in-p structure.

The simulations have been performed with Atlas from Silvaco-TCAD [9] which is a 2D/3D finite element semiconductor simulator capable of simulating the electrical, thermal, and optical characteristics of semiconductor devices

made with various semiconductor materials and for a wide range of technologies. Thus device takes a mesh made of discrete elements as an input structure and solves the Poisson's equation along with carrier continuity equations at every grid point on the mesh to calculate the electrical properties such as current and capacitance and physical quantities such as carrier distribution, carrier mobility and potential distribution inside the semiconductor. In addition to electron, hole, acceptor, and donor charges, the Poisson's equation takes into consideration the charges associated. The physical models employed in the simulation are included in the default bipolar model that contains the concentration dependent mobility, the lateral electric field dependent mobility, etc. [9].

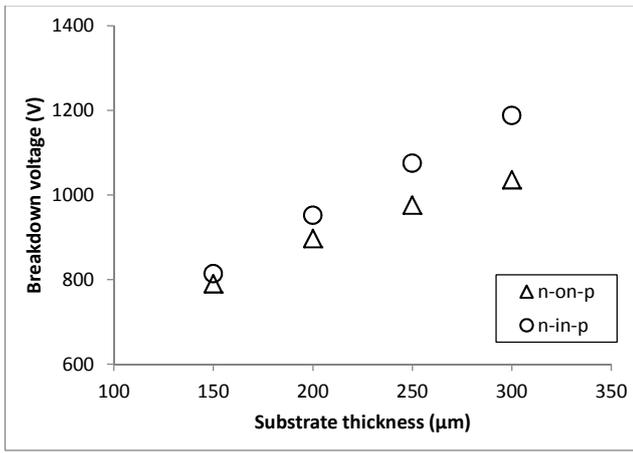


Fig. 3. Breakdown voltage as a function of the substrate thickness of the two structures.

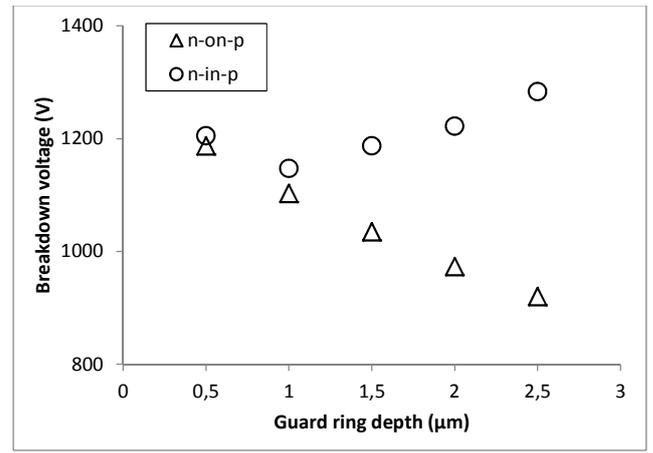


Fig. 5. Breakdown voltage as a function of the guard ring depth for the two structures.

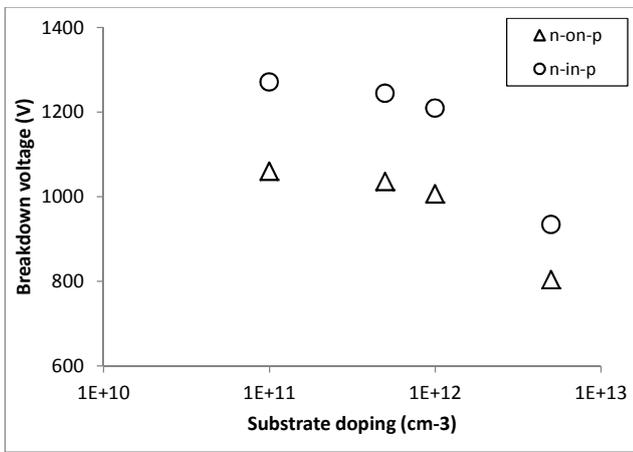


Fig. 4. Breakdown voltage as a function of the substrate doping of the two structures.

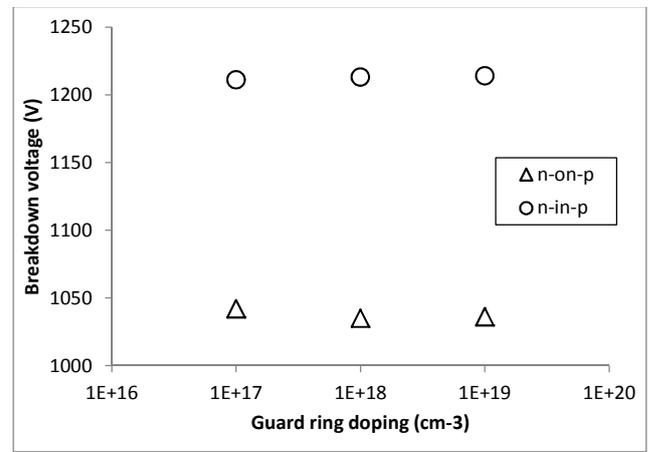


Fig. 6. Breakdown voltage as a function of the guard ring doping for the two structures. increases for the n-in-p structure.

Atlas has several models that can be activated to simulate the presence of impact ionization in semiconductor devices which is the free carrier generation mechanism leading to avalanche breakdown. This model is used in the simulation to predict the breakdown voltage by enabling the selberherr impact ionization model. For this breakdown simulation the mesh was refined near the silicon/oxide interface with a maximum height of 0.2 and width of 0.5 to improve the accuracy of the results.

III. SIMULATION RESULTS AND DISCUSSIONS

A. Substrate parameters effect

An important issue for modern tracking in high energy experiments is the material budget of detector as sensors with a short radiation length improve the tracking performance. Small thickness reduces multiple scattering in the detector and diminishes the carrier trapping probability in the bulk. So; the reduction of silicon sensor thickness has been studied in this work.

For both structures, when the substrate thickness decreases from 300 μm to 150 μm and the doping concentration is kept at a constant value of $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ the breakdown voltage decreases, too (Fig. 3). At the substrate thickness of 150 μm, the breakdown voltage becomes in the same order for both structures. However, the higher is the substrate thickness, the better is the electrical performance.

Fig. 4 presents the breakdown voltage values as a function of the substrate doping. The substrate thickness is fixed at 300 μm. It's clear that higher substrate resistivity is desired to obtain higher breakdown voltage. On the other hand, the variation of thickness and doping of the substrate induces the same leakage current behavior and value for both structures.

B. Guard rings parameters effect

The effect of the guard ring doping profile parameters has been investigated. First, the guard ring doping concentration is kept at a constant value of 10^{18} cm^{-3} and the depth of the profile is varied. Second, the depth of the guard ring profile is fixed at 1.5 μm and the doping of guard rings is changed.

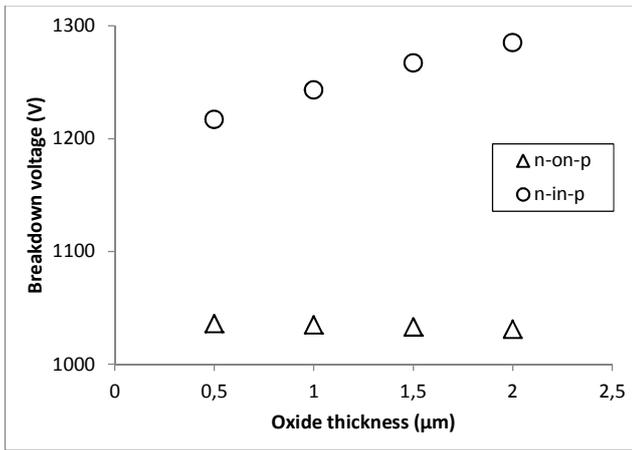


Fig. 7. Breakdown voltage as a function of the oxide thickness for the two structures.

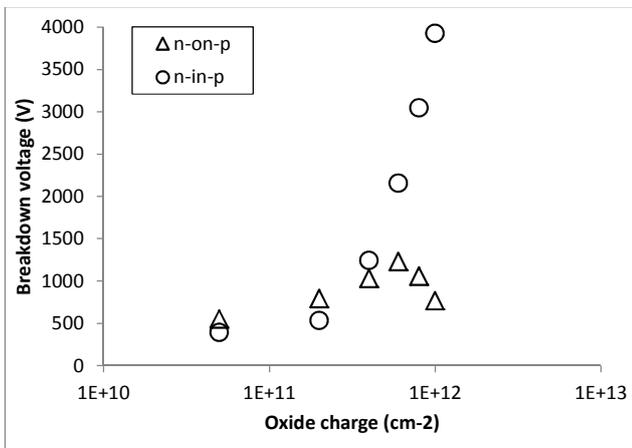


Fig. 8. Breakdown voltage as a function of the oxide charges for the two structures. For n-on-p structure, the breakdown voltage decreases as the deviation of oxide charge from $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ increases. For n-in-p structure, the breakdown voltage increases with the oxide charge increasing.

Fig. 5 suggests that the depth of the doping profile should be as shallow as possible for the n-on-p structure. For the n-in-p structure, the breakdown voltage increases as the deviation of guard ring depth from $1 \mu\text{m}$ increases.

The variation of thickness and doping of the substrate induces the same leakage current behavior and value for both structures.

C. Oxide parameters effect

The positive charge present in the oxide increases with radiation and therefore induces a thin conductive electron layer at the silicon/oxide interface. Guard rings are needed to shield the sensitive region from the silicon surface and dice line leakage currents.

It can be seen from the results of Fig. 8 that the decrease in breakdown voltage at oxide charges lower than $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ is due to the non-uniform distribution of potential along the guard

rings while at oxide charge higher than $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ it is mainly due to more abrupt potential drop at each guard ring [8]. In [8], the optimum oxide charge value mentioned is $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

As regards the oxide thickness effect on the breakdown voltage performance, Fig. 7 shows that n-in-p structure is not affected with this parameter while n-in-p structure sees a rapid increase of the breakdown voltage with an increase of the oxide thickness.

IV. CONCLUSION

Silicon pixel detectors based on n-in-p technology with two different structures have been simulated to evaluate their electrical performances. I-V characteristics demonstrate the superiority of structure with p-spray isolation over structure without p-spray isolation technique for planar junction high-voltage silicon detectors used in high-energy physics experiments especially in the presence of charges in the oxide. The leakage current seems to have almost similar behavior.

Future works will include the influence of the technology in the radiation-induced degradation for both structures.

ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank David Green from the Silvaco support for useful advices about the simulation.

REFERENCES

- [1] G. Lindstro, M. Moll, and E. Fretwurst, "Radiation hardness of silicon detectors — a challenge from high-energy physics", Nucl. Instrum. Meth. A, vol. 426, pp. 1-15, 1999.
- [2] F. Hadj Larbi, S. Oussalah, N. Belkhef, and A. Lounis, "Pixel Sensor Guard-Ring Geometry Optimization by TCAD Simulation," in the Proceeding of the IEEE 26th International Conference on Microelectronics (ICM), Doha, Qatar, Dec., 2014, 14-18, pp. 29-31.
- [3] G. Casse, P. P. Allport, P. R. Turner, S. Marti Garcia, and M. Lozano, "Performances of miniature microstrip detectors made on oxygen enriched p-type substrates after very high proton irradiation," Nucl. Instrum. Meth. A, vol. 535, pp. 362–365, 2004.
- [4] G. Casse, P. Allport, and A. Watson, "Effects of accelerated annealing on p-type silicon micro-strip detectors after very high doses of proton irradiation," Nucl. Instrum. Meth. A, vol. 568, pp. 46–50, 2006.
- [5] G. Casse, P. Allport, and A. Greenall, "Response to minimum ionising particles of p-type substrate silicon microstrip detectors irradiated with neutrons to LHC upgrade doses," Nucl. Instrum. Meth. A, vol. 581, pp. 318–321, 2007.
- [6] A. Affolder, P. Allport, and G. Casse, "Studies of charge collection efficiencies of planar silicon detectors after doses up to $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$ and the effect of varying diode configurations and substrate types," Nucl. Instrum. Meth. A, vol. 604, pp. 250–253, 2009.
- [7] M. Benoit, A. Lounis, and N. Dinu, "Simulation of radiation damage effects on planar pixel guard ring structure for ATLAS inner detector upgrade," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 56, no. 6, pp. 3236–3243, Dec. 2009.
- [8] O. Koybasi, G. Bolla, and D. Bortoletto, "Guard Ring Simulations for n-on-p Silicon Particle Detectors," IEEE Trans. Elec. Dev., vol. 57, no. 5, pp. 2978–2986, Oct. 2010.
- [9] ATLAS User's manual, Silvaco International inc, Device Simulation Software, June 2008.

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية - وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

People's Democratic Republic of Algeria - The Ministry of Higher Education and Scientific Research
Frères Mentouri Constantine1 University, Faculty of Fundamental Sciences, Physics Department

Laboratoire de Physique Mathématique et Subatomique



CERTIFICATE OF PARTICIPATION

This is to certify that:

OUSSALAH Siimane

Has presented an oral communication entitled:

"A Comparative Study by TCAD Simulation for Two Different n-on-p Silicon Particle Detectors"

Co-author: Mohammed MEKHALDI

to the **Tenth International Conference on High Energy and Astroparticle Physics**
(TIC-HEAP 2019)

Held on 19th, 20th and 21st, October 2019, Frères Mentouri Constantine1 University, Constantine, Algeria.

Director of Laboratory of Physics
Frères Mentouri Constantine1 University
Prof. N. MEBARKI
Director LPMS





INTERNATIONAL SEMICONDUCTOR CONFERENCE (CAS)

Organized by the **National Institute for Research and Development in Microtechnologies IMT Bucharest - Romania**, under the aegis of the Romanian Academy, the Ministry of Education and Scientific Research, IEEE Electron Device Society, IEEE - Romania Section, Electron Devices Chapter

CERTIFICATE OF ATTENDANCE

This is to acknowledge that **Mr. Mohammed Mekheldi**, from **Centre de Développement des Technologies Avancées, Alger, Algérie**, has attended the **“International Semiconductor Conference CAS 2015”**, held in the Rina Sinaia Hotel, at Sinaia, Romania, from 12th October to 14th October, 2015 and has presented the paper **“ Different n-in-p Silicon Particle Detector Structures ”**, in the oral session **“Student Papers – Devices and Sensors”**.

The conference is organized by the National Institute for Research and Development in Microtechnologies - IMT Bucharest, under the aegis of the IEEE-Electron Devices Society, Romanian Ministry of Education and Scientific Research, Romanian Academy, IEEE-Romania Section and Electron Devices Chapter.

Prof. Dan Dascalu

General Chairman

Member of the Romanian Academy

IMT Bucharest, CAS Office, P.O. Box 38-160, 023573 Bucharest, Romania

Phone: +40-21-269.07.77, +40-21-269.07.70

Fax: +40-21-269.07.72, +40-21-269.07.76

E-mail: cas@imt.ro <http://www.imt.ro/cas>