

{Citation}REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université El-Hadj Lakhdar - BATNA 1

Faculté des Sciences de la Matière

Département de Physique



THÈSE

En vue de l'obtention du
Diplôme de Doctorat ès sciences

Présentée par :
DJAMAI Djemouai

Thème :
**Etude des détecteurs au Silicium à pixels
dans un environnement radiatif**

Spécialité : Physique

Soutenue le 03 /03 / 2021

Devant le jury :

Président :	Belgacem Bouzida Aissa	Professeur	Université de Batna1
Rapporteur :	Mohamed Chahdi	Professeur	Université de Batna1
Examineurs :	Abdelhamid Benhaya	Professeur	Université de Batna2
	Slimane Oussalah	Directeur de recherche	CDTA, Alger
	Abdelkader Djelloul	Professeur	Université de Khenchela

Table des matières

Table des matières	1
Remerciements	3
Résumé	4
Abstract	5
ملخص	6
Listes des acronymes et abréviations	7
Liste des figures	10
Liste des tableaux	13
Introduction	14
Chapitre I : Le LHC et les détecteurs de particules	17
1. Le Modèle standard de la physique des particules	17
2. Le grand collisionneur de hadrons	18
3. L'expérience ATLAS	20
3.1. <i>Système de coordonnées</i>	20
3.2. <i>Le détecteur de traces</i>	21
Chapitre II : Détecteurs de particules à semi-conducteur	34
1. Propriétés électriques du silicium	34
1.1. <i>Structure cristalline et bandes d'énergie</i>	34
1.2. <i>Concentration des porteurs de charges dans le silicium intrinsèque</i>	37
1.3. <i>Silicium extrinsèque</i>	39
1.4. <i>Transport de porteurs de charge en silicium</i>	42
1.5. <i>Génération et Recombinaison</i>	47
2. La jonction PN	55
2.1. <i>Courant de fuite</i>	59
2.2. <i>La caractéristique inverse I-V</i>	59
Chapitre III : Dommages induits par irradiations dans les détecteurs en silicium	63
1. Généralité sur l'interaction rayonnement-matière	63
1.1. <i>Interactions des particules chargées</i>	63
1.2. <i>Perte d'énergie par ionisation</i>	64
1.3. <i>Bremsstrahlung</i>	66
1.4. <i>Rayonnement Cherenkov</i>	66
1.5. <i>Rayonnement de transition</i>	67
1.6. <i>Interaction des photons avec la matière</i>	67
2. Fonctionnement du détecteur sous irradiation	71
2.1. <i>Dommages en volume</i>	72
2.2. <i>Dommages en surface</i>	75
2.3. <i>Impact des dommages d'irradiation sur les propriétés des capteurs</i>	75
Chapitre IV : Les outils TCAD et méthodes de simulation	77
1. Logiciel Silvaco TCAD	77

	2
1.1. DeckBuild.....	78
1.2. ATHENA	78
1.3. ATLAS	80
1.4. DevEdit	80
1.5. TonyPlot	82
2. Modèles utilisés	82
2.1. Shockley Read Hall Recombination (SRH)	82
2.2. Rétrécissement de la bande interdite (Band-Gap Narrowing) 84	
2.3. Le modèle « conmob » (Concentration -dependant mobility model)	84
2.4. Le modèle « fldmob » (Parallel Electric Field Dependant mobility model)	84
3. Les équations implémentées dans le simulateur ATLAS	85
3.1. Equation de Poisson	85
3.2. Equation de continuité	86
3.3. Simulation de processus	86
3.4. Simulation de la structure.....	87
Chapitre V : Dispositif expérimental	89
1. Technologie des bords actifs	89
1.1. Conception du capteur	90
1.2. Flux de processus pour la production de capteurs par le fabricant	91
1.3. Masques de lithographie	92
2. Méthode de spectroscopie de masse des ions secondaires (SIMS)	94
3. Mesure de I-V et C-V	97
3.1. Appareillages	97
3.2. Tests effectués	100
Chapitre VI : Résultats et analyse	103
1. Mesure du courant de fuite.....	103
2. La tension de déplétion Vdep	105
3. Simulation TCAD	108
3.1. Simulation de procédé	108
3.2. Définition de la structure	109
3.3. Etude des effets induits par l'irradiation dans les capteurs de pixels à bord actifs	111
3.4. Calibrage des paramètres des modèles physiques choisis	113
3.5. Distribution des trous	113
3.6. Distribution de champ électrique	114
3.7. Efficacité de la collection de charge (CCE)	117
Conclusion générale	120
Références bibliographiques	122

Remerciements

Je tiens, tout d'abord, à remercier mon promoteur le Professeur Mohamed Chahdi, pour m'avoir permis d'intégrer son équipe et de m'avoir fait confiance durant toutes ces années de travail.

Je le remercie très vivement pour l'aide efficace, les conseils avisés et le soutien permanent qu'il m'a prodigué. Qu'il trouve ici l'expression de ma sincère reconnaissance et la marque de mon profond respect.

J'adresse mes profonds remerciements à Monsieur Abdenour Lounis, Enseignant chercheur à l'université Paris Saclay, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et Il m'a donné l'opportunité de rejoindre son groupe ATLAS et les activités de recherche pour réaliser ma thèse. Je le prie de trouver ici le témoignage de ma réelle gratitude.

Monsieur Slimane Ouassalah, Directeur de Recherche au centre de développement des technologies avancés CDTA, Alger, s'est intéressé à mon travail. Je le remercie très vivement pour le temps qu'il m'a consacré pour les idées qu'il m'a prodiguées et enfin pour l'honneur qu'il me fait de siéger au jury de cette thèse, je le remercie très vivement et lui adresse l'expression de ma reconnaissance.

Dans le cadre de la publication de mon travail, tant d'efforts ont été déployés et ce travail n'aurait pu voir le jour sans l'aide précieuse de Monsieur Evangelos-Leonidas Gkougkousi, chercheur à l'Organisation européenne pour la recherche nucléaire (CERN). Qu'ils trouvent parmi ces lignes toute ma reconnaissance.

Merci aux Professeurs Belgacem Bouzida Aissa, Abdelhamid Benhaya et Abdelkader Djelloul, d'avoir accepté de faire partie de mon jury et de lire soigneusement ma thèse. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma très vive gratitude.

Mes remerciements vont également à tous mes amis dont le soutien me fut précieux. Je ne citerai pas de noms par peur d'en oublier certains. Ils se reconnaîtront sûrement ! Je ne saurais clore ces remerciements sans témoigner toute ma reconnaissance à ma petite famille pour sa patience durant toutes ces années de travail ! Je pense très fort à mes chers parents. Ce travail c'est à eux que je le dédie !

Résumé

Le complexe d'accélérateurs du grand collisionneur de hadrons (en anglais *Large Hadron Collider - LHC*) fera l'objet de mises à niveau successives jusqu'à 2025 pour passer à la phase de haute luminosité (HL-LHC).

Pour relever les défis expérimentaux de l'augmentation de la luminosité instantanée jusqu'à un facteur 7 par rapport à la valeur $10^{34} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ de conception de LHC, l'expérience ATLAS subira un remplacement complet du trajectomètre interne (en anglais *Inner Tracker - ITk*) du système de suivi pour maintenir et améliorer les performances du détecteur actuel. En effet, ces améliorations correspondent à une augmentation d'environ de 140 à ~ 200 événements par croisement de paquets comparé aux 50 collisions au LHC ; à cette fin, une technologie tout silicium a été choisie.

Pendant le fonctionnement du HL-LHC, afin d'atteindre une haute précision dans les études des processus physiques du modèle standard et les recherches d'une nouvelle physique, le collisionneur à protons devra fournir une luminosité intégrale de l'ordre 400 fb^{-1} par an et 4000 fb^{-1} pendant une dizaine d'années. Ceci représente un ordre de grandeur supérieur à l'ensemble de la période de fonctionnement du LHC.

Pour des raisons d'optimisation de coût de production pour des grandes surfaces en silicium et d'augmentation d'efficacité de collecte de charges, les capteurs de pixels planaires n-on-p à bords très minces sont des candidats prometteurs pour équiper des parties du nouveau système de pixels du HL-LHC.

Dans ce travail, les performances des capteurs planaires n-on-p à bords actifs ont fait l'objet d'études approfondies à des fluences d'irradiation élevées attendue dans le HL-LHC allant jusqu'à 1×10^{16} neutrons équivalent par cm^2 . Les performances visées dans cette étude sont la tension de claquage, le courant de fuite ainsi que l'efficacité de la collection de charges.

Profitant de la technique de spectrométrie de masse des ions secondaires (SIMS), une représentation précise de la structure a été obtenue en termes de profil de dopage des constituants du détecteur. Les dégâts occasionnés par les radiations ont été modélisés par un modèle de piège à trois niveaux énergétiques localisés dans la bande interdite du silicium de type p et considérant une quantité croissante de charge dans l'oxyde avec la dose d'irradiation. Les paramètres physiques, tels que la distribution de la densité des trous et du champ électrique dans la profondeur du capteur de $150 \mu\text{m}$ d'épaisseur ont été étudiés en fonction de la fluence d'irradiation à l'aide des outils TCAD du logiciel SILVACO.

Abstract

The Large Hadron Collider (LHC) accelerator complex will undergo successive upgrades until 2025 to move to the high luminosity phase (HL-LHC).

To meet the experimental challenges of increasing instantaneous brightness by up to a factor of 7 over the LHC design 10^{34} cm²-s⁻¹, the ATLAS experiment will undergo a complete replacement of the internal trajectometer (Inner Tracker - ITk) of the tracking system to maintain and improve the performance of the current detector. Indeed, these improvements correspond to an increase of about 140 to ~ 200 events per packet crossing compared to 50 collisions at the LHC; to this end, an all-silicon technology was chosen.

During the operation of the HL-LHC, in order to achieve high precision in the studies of the physical processes of the Standard Model and the research of new physics, the proton collider will have to provide an integral luminosity of the order of 400 fb⁻¹ per year, and 4000 fb⁻¹ for ten years. This is an order of magnitude greater than the entire LHC period.

For reasons of optimizing the production cost for large silicon surfaces and increasing the efficiency of charge collection, n-on-p planar pixel sensors with very thin edges are promising candidates to equip parts of the new pixel system of the HL-LHC.

In this work, the performance of n-on-p planar sensors with active edges has been extensively studied at high irradiation fluences expected in the HL-LHC of up to 1×10^{16} neutrons equivalent. per cm². The performances targeted in this study are the breakdown voltage, the leakage current as well as the efficiency of the charge collection.

Taking advantage of the technique of secondary ion mass spectrometry (SIMS), an accurate representation of the structure was obtained in terms of the doping profile of the constituents of the detector. Radiation damage was modeled by a three-energy level trap model located in the band gap of p-type silicon and considering an increasing amount of charge in the oxide with the dose of irradiation. The physical parameters, such as the distribution of the hole density and the electric field in the depth of the 150 μm -thick sensors were studied as a function of the irradiation fluence using the TCAD tools of the SILVACO software.

سيخضع مسرع ومصادم الجزيئات الكبير (LHC) لتحديث متتالي حتى عام 2025 للانتقال إلى مرحلة الإشعاع العالية (HL-LHC) لزيادة شدة الإشعاع اللحظي بما يصل إلى معامل 7 من القيمة الحالية للمصادم LHC البالغة $10^{34} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. وفي هذا الإطار ستخضع تجربة ATLAS لاستبدال كامل لجهاز تتبع الجزيئات الداخلي (بالإنجليزية Inner Tracker-I-Tk) للحفاظ على ادائه الحالي وتحسينه. في الواقع، تتوافق هذه التحسينات مع زيادة بنحو 140 إلى ~ 200 حدث لكل حزمة جزيئات عابرة مقارنة ب 50 تصادم في LHC. تحقيقا لهذه الغاية، تم اختيار استعمال تكنولوجيا السيليكون بالكامل. ولأسباب تتعلق بتحسين تكلفة الإنتاج لأسطح السيليكون الكبيرة وزيادة كفاءة جمع الشحنات، تعد مستشعرات البيكسل المستوية n-on-p ذات الحواف الرفيعة جدا مرشحة وواعدة لتجهيز أجزاء نظام البيكسل الجديدة للمصادم (LHC-HL). الهدف من هذا العمل هو دراسة أداء المستشعرات المستوية n-on-p ذات الحواف النشطة قبل وبعد تعرضها للإشعاع. خلال هذه الدراسة تم التطرق بالتفصيل لبعض العوامل الفيزيائية المهمة كجهد الانهيار للمستشعر، تيار التسرب، توزيع كثافة الثقوب والالكترونات (les électrons et les trous)، كفاءة جمع الشحنات الناتجة عن مرور الجسيمات والحقل الكهربائي في عمق المستشعر بسمك 150 ميكرو متر وبالتالي تم محاكاة وتمثيل كاشف الإشعاع (capture) بشكل دقيق باستخدام برنامج SILVACO - TCAD.

Listes des acronymes et abréviations

SM: Standard Model

LHC: *Large Hadron Collider*

CERN: European Organization for Nuclear Research

LEP : largest electron-positron accelerator

ATLAS: A Toroidal LHC Apparatus

CMS: Compact Muon Solenoid

ALICE: A Large Ion Collider Experiment

LHCb: LHC beauty

MOEDAL: Monopole and Exotics Detector At the LHC

LHCf: Large Hadron Collider forward

TOTEM: TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement

FASER: Forward Search Experimental

ID: Inner Detector

n : Pseudorapidité

SCT: Semiconductor Tracker

TRT: Transition Radiation Tracker

HL-LHC : High Luminosity LHC

R D : Recherche et développement

\sqrt{s} : l'énergie de collision des particules au centre de masse

fb : femtobarn, unité de mesure de section efficace

SUSY: supersymmetry

WIMP: Weakly interacting *massive* particles

LS: Long Shutdown

LINAC: Linear Accelerator

ITK: Inner tracker

GR: Guard ring

SC : semi-conducteur

E_G : Energie bandes gap

SILVACO: Silicon Valley corporation

ATLAS: A Toroidal LHC Apparatus

TCAD : Technologie de conception assistée par ordinateur

SRH : Shockley-Read-Hall

ZCE : Zone de Charge d'espace

W : largeur de charge d'espace.

∇ : Gradient.

N_A : Densité de dopants accepteurs ionisés dans un matériau P (cm^{-3}).

N_D : Densité de dopants donneurs ionisés dans un matériau N (cm^{-3}).

G_n : Taux de génération des électrons.

G_p : Taux de génération des trous.

J_n : Densité du courant des électrons.

J_p : Densité du courant des trous.

P : Dopage de type accepteur (densité des trous).

n : Dopage de type donneur (densité des électrons) .

n_i : Densité de porteurs libres intrinsèques (cm^{-3})

q : charge électrique élémentaire (1.6×10^{-19})

D_n : coefficient de diffusion des électrons

D_p sont les coefficients de diffusion des trous

ϵ_0 : permittivité absolue de vide ($8.85 \times 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$)

ϵ_r : Permittivité relative du matériau ($\text{F} \cdot \text{m}^{-1}$)

μ : mobilité des porteurs

μ_n : Mobilité des électrons ($\text{cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{S}^{-1}$)

μ_p : Mobilité des trous ($\text{cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{S}^{-1}$)

T : température(k)

BC : bande de la conduction

BV: bande de la vacance

V : la tension (v)

Φ :Potentiel électrostatique (V)

V_{bi} : La tension "building"(v)

V_C : Tension du claquage (V)

V_{fd} : Tension de déplétion totale

F : Champ électrique (V/cm^2)

W : Largeur de charge d'espace

N_{eff} : concentration effective dans la région la moins dopée

I_{fuite} : Courant de fuite.

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

$C(v)$: la capacité

A : la surface de la diode

τ_n : la durée de vie des électrons

τ_p : la durée de vie des trous.

Liste des figures

Figure 1.1 : Tableau représentant approximativement les constituants fondamentaux de la matière[15].	18
Figure 1.2: Ce diagramme montre les emplacements des quatre principales expériences (ALICE, ATLAS, CMS et LHCb) qui se trouve au LHC. Situées entre 50 et 150 m sous terre, d'immenses cavernes ont été creusées pour installer les détecteurs géants[19].	19
Figure 1.3: Le détecteur ATLAS du LHC[24].	20
Figure 1.4: Vue schématique d'un détecteur ATLAS, montre la stratégie de détection de différentes particules[25].	21
Figure 1.5: Disposition des différentes couches constituant le trajectographe : tonneaux dans la partie centrale (gauche), et disques (droite) assurant une couverture angulaire complète jusqu'à $ \eta = 2.5$ (seulement 2.0 pour le détecteur à rayonnement de transition)[26].	22
Figure 1.6: Le dessin actuel du détecteur interne d'ATLAS, y compris la couche supplémentaire de détecteur IBL.	23
Figure 1.7: Vue schématique du détecteur à pixels hybride d'ATLAS. Le circuit de lecture est interconnecté au détecteur pixel avec des billes de soudure d'un diamètre de 10 à 20 μm .	24
Figure 1.8: Schéma de principe du fonctionnement d'un détecteur micro-piste de silicium planaire (2D) de type n. Dans cet exemple les pistes (les bandes parallèles) sont des zones dopées p+. La polarisation du détecteur se fait par l'application d'une tension de polarisation entre le métal commun arrière et les pistes.	25
Figure 1.9: Chronologie du programme LHC de référence et de ses phases d'amélioration montrant l'énergie des collisions (lignes supérieures, en rouge) et la luminosité instantanée (lignes inférieures en vert). 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 HL-LHC.	27
Figure 1.10: Présentation schématique de l'ITk pour la phase HL-LHC d'ATLAS. Ici, un seul quadrant et uniquement des éléments détecteurs actifs sont représentés. L'axe horizontal est l'axe le long de la ligne de faisceau, zéro étant le point d'interaction. L'axe vertical est le rayon mesuré à partir de l'IP.	28
Figure 1.11: (en haut) la conception actuelle du capteur ATLAS et (en bas) la conception du capteur IBL. La face avant et les anneaux de garde à l'arrière du capteur sont superposés.	30
Figure 1.12: Un détecteur 3D (à droite) comparé à un détecteur planaire standard. La même charge produite par la traversée d'une particule ionisante (environ 24 000 électrons) est recueillie par un détecteur 3D sur une distance bien plus courte avec une vitesse plus élevée et avec une tension de polarisation correspondant à un appauvrissement complet dix fois plus faible.	32
Figure 1.13: Les conceptions de capteurs 3D mises en œuvre dans IBL[27]: (a) avec des colonnes, traversant partiellement le volume (conception CNM) et (b) avec des implants de colonne à passage intégral (conception FBK).	33
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.	35
Figure 2.2: La formation de bandes d'énergie comme le cristal de réseau de diamant est formée en réunissant des atomes de silicium isolés.	36
Figure 2.3: Silicium intrinsèque. (a) Diagramme schématique des bandes. (b) Densité d'états. (c) Distribution de Fermi-Dirac (d) Concentration des porteurs.	39
Figure 2.4: (a) Si de type n avec donneur (phosphore). (b) Si de type p avec accepteur (bore).	40
Figure 2.5: Vitesse moyenne des électrons en fonction du champ électrique (cas du Si et du GaAs)	43
Figure 2.6 : Variation de la mobilité en fonction du dopage pour différentes températures	44
Figure 2.7: Variation de la résistivité en fonction du dopage pour différentes températures	45
Figure 2.8: Capture et émission d'un piège dans la bande interdite à un niveau d'énergie E_t .	48
Figure 2.9: Diagramme de bande d'énergie pour le processus d'avalanche.	53
Figure 2.10 : Multiplication d'avalanche d'un courant d'électrons initial $I_n(0)$ à la valeur $I_n(W)$	54
Figure 2.11 : Représentation schématique d'une jonction pn en équilibre thermique	55
Figure 2.12 : Représentation a) de la densité de charge $\rho(x)$ et b) du champ électrique, $F(x)$ à l'intérieur d'un détecteur décrit comme une jonction abrupte	56
Figure 2.13: Coupe transversale à travers un capteur de silicium pour le volume de type n (a et b)-type p (c et d)[54].	59

Figure 2. 14 : La caractéristique I-V pour une diode en polarisation inverse. La figure insérée montre I-V avant Vfd. [55].....	60
Figure 2. 15 Principe de détermination de la tension Vfd de déplétion totale. [55]	62
Figure 3- 1 : Le pouvoir d'arrêt des muons positifs dans le cuivre en fonction de la quantité de mouvement des muons[57]. La ligne continue représente le pouvoir d'arrêt total du muon[57].....	65
Figure 3- 2 : Le Bethe dE/dx et l'énergie la plus probable de Landau par unité d'épaisseur $\delta p/x$ dans le silicium. L'ionisation minimale (dE/dx_{min}) est de 1,664 MeV $g^{-1}cm^2$. Les pertes radiatives sont exclues. Les particules incidentes sont des muons.[58]	66
Figure 3- 3 : Effet photoélectrique (Un photon d'énergie $h\nu_0$ est absorbé par un atome du milieu dont le retour à l'état fondamental passe par l'éjection d'un photoélectron d'énergie T , Suivie d'une réorganisation électronique caractérisée par l'éjection d'électrons Auger ou l'émission des photons de fluorescence.....	68
Figure 3- 4 : Effet Compton	69
Figure 3- 5 : Effet de matérialisation.....	70
Figure 3- 6 : Importance relative des trois modes d'interactions électro magnétiques en fonction de l'énergie du photon incident et du numéro atomique du milieu cible [60].....	70
Figure 3- 7 : Les différents processus d'interaction	71
Figure 3- 8 : Une sélection exemplaire de déplacements d'atomes dans le réseau de silicium provoqués par des interactions des particules incidentes. V - lacune ; I - interstitiel ; V2 - di-lacunes ; VOi - combinaison d'un site vacant et d'interstitiel d'un atome d'oxygène ; CiOi - combinaison d'interstitiel de carbone et d'oxygène.	73
Figure 3- 9 : Tension d'épuisement d'un capteur de type n de 300 μm d'épaisseur en fonction de la concentration de dopage effective absolue et de la fluence d'irradiation[63].....	74
Figure 4- 1 : Toute la chaîne de simulation dans Silvaco TCAD [66]	78
Figure 4- 2 : Interface utilisateur graphique BeckBuild (GUL)[67].....	79
Figure 4- 3 : Affichage de la fenêtre de base de DevEdit[68].....	81
Figure 4- 4 : Fenêtres de Tonyplot (3D et 2D)[69].....	82
Figure 4- 5 : a) piégeage et retrait d'un électron, b) recombinaison d'un électron et d'un trou, c) piégeage et retrait d'un trou, d) tunnelage assisté par piège d'un électron.	83
Figure 5.1 : Coin zoomé du masque d'une matrice de pixels[1]	91
Figure 5- 2 : Un bref flux de processus pour fabriquer des détecteurs sans bord n-on-p[2].....	92
Figure 5- 3 : La réalisation technologique du projet (M1- M11 représentent les 11 masques).	93
Figure 5.4 : Image du système Cameca IMS-7F dans le laboratoire GEMAC.....	95
Figure 5.5 : Profils de dopage du pixel et P-Spray obtenus par des mesures SiMS[7].	96
Figure 5.6 : Profils de dopage de la région du bord du capteur obtenu par des mesures SiMS.....	96
Figure 5.7 : Profils de dopage de la face arrière du capteur obtenu par des mesures SiMS.....	97
Figure 5.8 : image de la station de sonde semi-automatique avec un mandrin à température contrôlée et avec un Système DAQ Keithley Instruments utilisé pour maîtriser une station de sonde et effectuer des mesures électriques de haute précision. L'équipement fait partie de la plateforme CAPTINOV, située dans la salle blanche du LAL.	98
Figure 5.9 : Positionnement de la sonde sur l'échantillon à tester dans une chambre de mesure hermétique et un écran moniteur de visualisation de l'échantillon	99
Figure 5.10 : Schéma de mesure de courant de fuite globale	101
Figure 5.11 : Schéma de mesure de la capacité totale	102
Figure 6. 1 : Evolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation inverse pour les structures de test des échantillons de 150 μm mesurée avant irradiation.	104

Figure 6. 2: Evolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation inverse pour les structures de test des échantillons de 100 μm mesurée avant irradiation.....	104
Figure 6. 3: Mesures de tension de déplétion avant irradiation pour la structure de test « 1-150 μm ».	105
Figure 6. 4: Mesures de tension de déplétion avant irradiation pour la structure de test « 2-150 μm . ». ...	106
Figure 6. 5 : Mesures de tension de déplétion avant irradiation pour la structure de test « 3-150 μm . » ...	106
Figure 6. 6: Mesures de tension de déplétion avant irradiation pour la structure de test « 1-100 μm ». ...	106
Figure 6. 7 : Mesures de tension de déplétion avant irradiation pour la structure de test « 2-100 μm ». ...	107
Figure 6. 8 : Mesures de tension de déplétion avant irradiation pour la structure de test « 3-100 μm ». ...	107
Figure 6. 9: Coupe schématique transversale du capteur de pixels à bord actif plan n-sur-p avec un anneau de garde et un rail de polarisation[71].	110
Figure 6. 10: Représentation 3D et coupe transversale 2D agrandie de la concentration nette de dopage dans le capteur de pixels de bord actif plan n-sur-p en fonction de la profondeur de la jonction. Les couches d'oxyde ne sont pas représentées en représentation 3D. Echelle en log (concentration / cm^3).	111
Figure 6. 11: Simulation de la distribution de trous sous une polarisation de tension inverse de -150V pour : non irradié (a), irradié avec des fluences 10^{15} neq / cm^2 (b), irradié avec des fluences 10^{16} neq / cm^2 (c). la figure (d) représente la simulation de la distribution des trous 1D le long d'une ligne de coupe verticale à partir de la surface au centre du pixel (125 μm) pour les trois cas.	115
Figure 6. 12 : Comparaison du courant de substrat entre les données (en noir) et la simulation avant irradiation.	116
Figure 6. 13. Simulation du courant du substrat après irradiation à 248 ° K, pour les deux fluences.	116
Figure 6. 14: Simulation de Champ électrique en fonction de la position pour les deux fluences à différentes tensions de polarisation inverse à 248 ° K.....	117
Figure 6. 15: Simulations du CCE après irradiation pour les deux fluences à 248 ° K à différentes tensions de polarisation inverse et puissance optique 0,05 W / cm^2 (MIP).	119

Liste des tableaux

Tableau 4- 1 : Groupes de commandes Atlas avec les instructions principales dans chaque groupe.....	81
Tableau 4- 2 Paramètres définis dans la déclaration du modèle de la mobilité qui dépendant du champ électrique dans le simulateur Silvaco .	85
Tableau 5. 1 : Résumé des caractéristiques géométriques du capteur[71].....	90
Tableau 6. 1 : Mesures de la tension de claquage.	104
Tableau 6. 2: Mesures de la tension de déplétion des échantillons de 150 μ m.	107
Tableau 6. 3: Mesures de la tension de déplétion des échantillons de 100 μ m.	108
Tableau 6. 4 : Paramètres pour les fluences jusqu'à 7×10^{15} neq / cm ²	112
Tableau 6. 5: Paramètres pour les fluences dans la plage 7×10^{15} neq / cm ² – $1,5 \times 10^{16}$ neq / cm ²	112
Tableau 6. 6: Charge d'oxyde et densité de pièges d'interface introduites dans le modèle de défauts en surface.....	112

Introduction

Le grand collisionneur de hadrons (en anglais : *Large Hadron Collider-LHC*) de l'Organisation européenne pour la recherche nucléaire (CERN) est le plus grand accélérateur de particules au monde [1]. Lors de la première exécution réussie du LHC de 2010 à 2013, la dernière particule restante du modèle standard de physique des particules, le boson de Higgs, a été découverte[2], [3].

Au cours des prochaines années, le LHC sera mis à niveau et amélioré et la phase « haute luminosité » commencera en 2023. La luminosité instantanée sera multipliée par un facteur sept par rapport à la luminosité de conception du LHC ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Cette amélioration est un défi pour les capteurs au silicium pixélisés qui sont des détecteurs de trace les plus précis pour le suivi des particules chargées dans les expériences de la physique des hautes énergies. Situés au plus près du point d'interaction, les capteurs en silicium sont tenus de fonctionner dans un environnement de rayonnement hostile [4].

Dans le cas des expériences du LHC et compte tenu du cycle de fonctionnement actuel de 10 ans, les capteurs en silicium situés à 3 cm de distance du point d'interaction, ont été exposés à des fluences de l'ordre de $1-2 \times 10^{14}$ 1MeV neutron équivalent / cm^2/an ($n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$) et à une dose ionisante d'environ 10 Mrad. La couche la plus interne de l'expérience ATLAS [5] IBL (en anglais : *Inserted B-Layer*) a été conçue pour survivre à une luminosité intégrale de 550 fb^{-1} , correspondant à une fluence totale d'environ $5 \times 10^{15} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$, y compris un facteur de sécurité de 1,5 avant le remplacement complet du trajectographe interne ITk (en anglais : *Inner Tracker*) pour passer à la phase de haute luminosité (HL-LHC).

Ce projet vise à pousser les performances du LHC à leur maximum pour augmenter le potentiel de découvertes après 2027. L'objectif est d'accroître la luminosité d'un facteur 10 par rapport à sa valeur nominale. La luminosité est un indicateur important de la performance d'un accélérateur, elle est proportionnelle au nombre de collisions se produisant en un temps donné. Plus la luminosité est grande, plus les expériences récoltent de données, leur permettant d'observer des processus rares.

L'objectif de la mise à niveau du HL-LHC est d'étendre l'ensemble des données de $\sim 400 \text{ fb}^{-1}$, collectées à la fin de l'ère du LHC, jusqu'à $\sim 4000 \text{ fb}^{-1}$ à la fin du programme, prévu en 2036. A cet effet, il est nécessaire que les capteurs du trajectographe démontrent une tolérance aux radiations accrue et de bonnes performances dans des conditions de luminosité instantanée élevée ($L=7.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) et pour des fluences qui pourrait dépasser $\phi=2.5 \times 10^{16} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ au niveau des couches internes [6].

La préoccupation majeure est d'augmenter la zone active globale dans le détecteur tout en maintenant une efficacité de collecte de charge élevée dans des conditions de rayonnement élevé. Plusieurs technologies sont en cours de développement pour résoudre ces problèmes, principalement les capteurs avec substrat type-p et avec des bords actifs[7] tout en optimisant les géométries des anneaux de garde et de polarisation. Les capteurs conventionnels utilisent des électrodes en anneau de garde pour diminuer progressivement le champ électrique vers le bord de la structure [8]-[9]. Cette approche conduit à filtrer la matrice de pixels des effets de bord, mais génère une zone de sensibilité réduite au bord de quelques centaines de microns. Pour traiter ce problème, de nouveaux types de capteurs caractérisés par une plus petite zone inactive au bord ont été développés. Ces capteurs dits « sans bord » divisés en deux sous-catégories, à bord mince et à bord actif. Dans le cas des capteurs à bord actif, le capteur est gravé et dopé plus près de la matrice de pixels [10]-[11].

L'objectif principal de ce travail est d'étudier une nouvelle structure de détecteur, implémentée sur un substrat de type p (n-on-p) avec un bord actif et d'analyser ses caractéristiques électriques. La recherche de solutions pour réduire significativement la taille de la région inactive des capteurs planaires n-on-p, à la fois à partir de simulations détaillées TCAD¹ et par la fabrication et des tests sur des prototypes. Les pixels du trajectographe actuel d'ATLAS comportent des régions inactives en bord de capteur variant entre 200 et 1100 μm . Dans ce travail de thèse, j'ai travaillé en étroite collaboration avec le groupe ATLAS du laboratoire de l'accélérateur linéaire (LAL) à l'université Paris Saclay sur des structures de 150 μm d'épaisseur fabriquées par ADVACAM-VTT². Dans ces capteurs la région inactive sur le bord est seulement 100 μm . En outre, des simulations avant et après irradiation montre qu'une efficacité supérieure à 98.2% est obtenue au milieu du dernier pixel après une fluence de $\varphi=1\times 10^{15} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ à partir d'une tension de polarisation de -200V et presque la même efficacité est obtenue après une fluence de $\varphi=1\times 10^{16} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ à partir d'une polarisation de -700V.

Le simulateur Atlas, un des outils de simulation du logiciel SilvacoTM [12] est utilisé pour étudier les performances électriques du capteur. Pour obtenir une caractérisation plus réaliste de la structure, les données du profil de dopage ont été extraites à partir des mesures par la technique de spectrométrie de masse des ions secondaires SIMS (en anglais *Secondary Ion Mass Spectrometry*). La tension de

¹ Technology Computer Aided Design

² <http://www.advacam.com/en/technology>, Finlande

claquage, le courant de fuite, les distributions des porteurs de charge (trous, électrons), la distribution du champ électrique et l'efficacité de collecte de charge (CCE) avant et après irradiation sont présentés. L'irradiation considérée est ajustée sur les conditions HL-LHC, en tenant compte des particules chargées et les particules neutres ainsi que des photons de rayons X.

Cette thèse se compose de six chapitres.

Le premier chapitre présente un bref aperçu du CERN, ses recherches et ses découvertes.

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.

Des généralités sur l'interaction rayonnement-matière et les propriétés des effets d'radiations sur les détecteurs à semi-conducteurs sont étudiés dans **le troisième chapitre**.

Le quatrième chapitre, est consacré à la description du logiciel Silvaco TCAD et les méthodes de simulation.

Le cinquième chapitre, est consacré à l'ingénierie des capteurs à bords actifs ainsi qu'une présentation des dispositifs expérimentaux utilisés pour la caractérisation des capteurs.

Le sixième chapitre résume les résultats de cette étude ainsi que leurs analyses à partir de la simulation des détecteurs avant et après irradiation.

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

Chapitre I : Le LHC et les détecteurs de particules

1. Le Modèle standard de la physique des particules

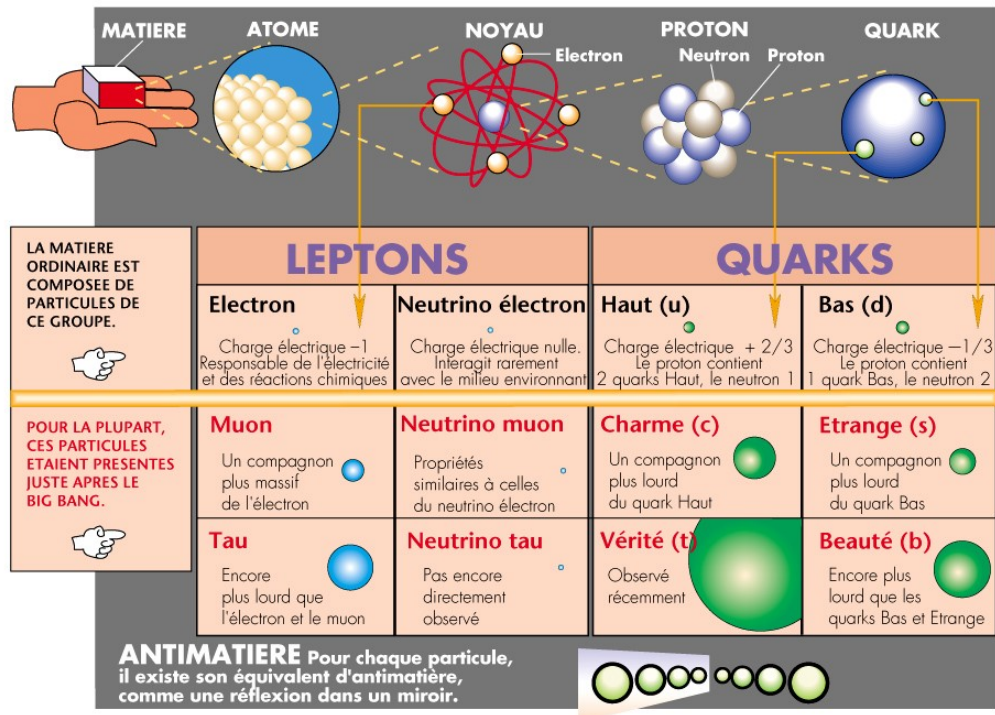
Le modèle standard de la physique des particules est la théorie qui décrit les trois des quatre forces fondamentales dans l'univers (les interactions électromagnétiques, faibles et fortes, sans compter la force gravitationnelle), ainsi que la classification de toutes les particules élémentaires connues. Certaines de ces particules ont été étudiées et observées depuis longtemps, d'autres commencent à l'être, comme le fameux boson de Brout Englert-Higgs (BEH) prédit en 1964 et découvert en 2012 au LHC [13], [14]. Dans ce modèle, la matière est constituée de particules de spin 1/2, qui sont au nombre de 12 et se séparent en 6 leptons (électron, muon, tau et leurs neutrinos associés) et 6 quarks (u, d, s, c, b, t). Leurs interactions sont régies par l'écriture d'un Lagrangien postulant l'existence de symétries de jauge. De ce postulat, découle l'existence de bosons responsables des interactions électromagnétiques, faibles et fortes. Les noms génériques des particules dans la **Figure 1.1** sont souvent définis comme suit :

Fermions Les fermions sont les particules élémentaires de la matière. Ces particules se répartissent en leptons et en quarks, suivant trois générations qui ne diffèrent l'une de l'autre que par la masse, plus élevée à chaque génération. La 1ère famille rassemble les particules stables à l'origine de la matière ordinaire : quarks up et down, électron et neutrino. Les 2 et 3ème famille sont présentes dans les rayons cosmiques juste après le big bang. Il existe deux types de fermions : les quarks et les leptons. En se regroupant, les quarks forment des hadrons, particules composites qui se classent en baryons (3 quarks), comme les protons ou les neutrons, et en mésons (formé d'un quark et d'un antiquark), comme les pions et les kaons.

Les leptons sont insensibles à l'interaction forte et ne peuvent former de particules composites.

Bosons vecteurs Les bosons peuvent être considérés comme les vecteurs des interactions fondamentales, à savoir la force électromagnétique, les forces nucléaires forte et faible. Ils transportent ainsi les quanta d'énergie nécessaires aux interactions qui permettent d'assembler les particules de matière pour former des particules composites.

Le Modèle standard



CERN AC_EI1-7 vf

Figure 1.1 : Tableau représentant approximativement les constituants fondamentaux de la matière[15].

2. Le grand collisionneur de hadrons

Situé à la frontière entre la Suisse et la France près de la ville suisse de Genève, le Grand collisionneur de hadrons (LHC) du Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) repousse les limites de la connaissance humaine et ouvre une nouvelle fenêtre, qui nous permettra potentiellement un aperçu de la physique au-delà du modèle standard. Avec une circonférence de 27 km, le LHC est actuellement l'accélérateur le plus grand et le plus puissant au monde dédié à la recherche en physique des hautes énergies (**Figure 1.2**). Il est situé de 50 à 150 m sous terre dans le même tunnel que celui utilisé pour le grand collisionneur électron-positron (LEP). Dans le LHC, les collisions de protons avec une énergie de centre de masse de 14 TeV à une luminosité nominale de ($L = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) et des collisions d'ions plomb avec une énergie de centre de masse de 1150 TeV à une luminosité nominale de ($L = 10^{27} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) entraînent probablement une production de nouvelles particules inconnues. Les principaux objectifs sont de comprendre et d'étudier les processus fondamentaux dans la nature et de quantifier les processus déjà connus des théories existantes. Cette connaissance est cruciale pour comprendre la structure fondamentale de l'univers. Le LHC est un accélérateur de hadrons supraconducteur à deux anneaux, qui maintient les deux faisceaux de protons ou d'ions de plomb en place et les concentre pour entrer en collision dans l'un des quatre points d'interaction (IP) dédiés aux

collisions de hadrons. Les quatre principales expériences sont ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) qui sera décrite plus en détail dans la suite [16], ALICE (A Large Ion Collider Experiment) a été conçu pour étudier les propriétés physiques de la matière soumise à l'interaction forte, à des densités d'énergie extrêmes auxquelles une phase de la matière appelée plasma quarks-gluons se forme. [17], CMS (Compact Muon Solénoïde) est un détecteur polyvalent installé sur l'anneau du LHC. Il a été conçu pour explorer un large éventail de domaines de la physique, allant de la recherche du boson de Higgs à celle d'autres dimensions, en passant par la quête des particules qui pourraient constituer la matière noire. Il est construit autour d'un énorme solénoïde supraconducteur. Ce dernier se présente sous la forme d'une bobine cylindrique de câble supraconducteur produisant un champ magnétique de 4 Teslas, une valeur environ 100 000 fois supérieure au champ magnétique terrestre. [18], LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment) est consacré à l'étude des quarks b pour but de répondre à la question : pourquoi l'antimatière semble-t-elle avoir disparu ? Pour cela cette expérience va étudier la différence entre matière et antimatière artificiellement créée au LHC avec des quarks beauté.

C'est un détecteur spécialisé dans la détection des particules contenant un quark-b contrairement à CMS et ATLAS qui sont polyvalents. Ces particules sont souvent émises à bas angles (près du faisceau). Ce détecteur fait 21 mètres de long, pèse 5600 tonnes.

L'expérience LHCb utilise une série de sous-détecteurs alignés qui détectent principalement les particules s'échappant vers l'avant. Le premier sous-détecteur est installé près du point de collision, les suivants sont alignés l'un à côté de l'autre sur une longueur de 20 m [5].

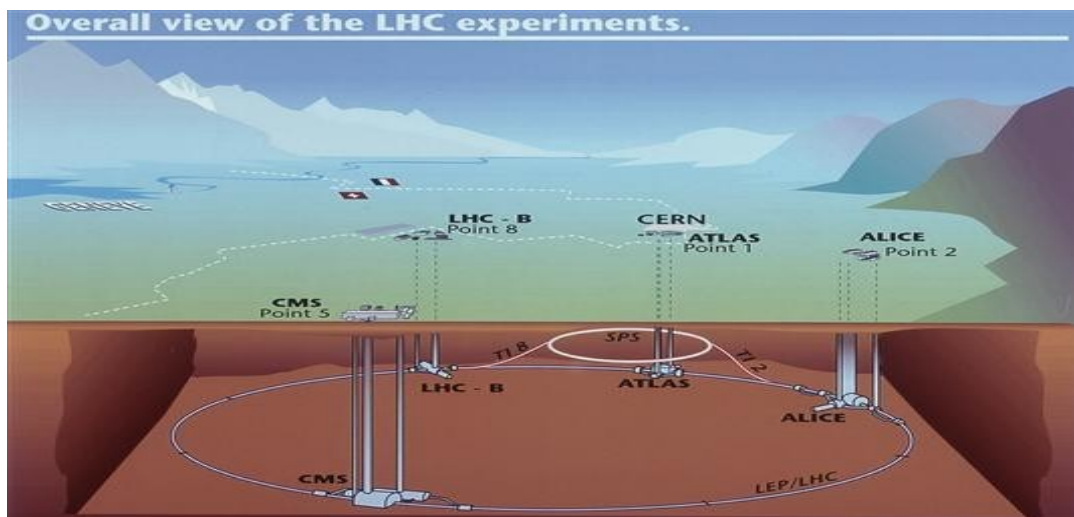


Figure 1.2: Ce diagramme montre les emplacements des quatre principales expériences (ALICE, ATLAS, CMS et LHCb) qui se trouve au LHC. Situées entre 50 et 150 m sous terre, d'immenses cavernes ont été creusées pour installer les détecteurs géants [19].

3. L'expérience ATLAS

Le détecteur ATLAS montré dans la **Figure 1.3** est une structure hermétique conçue pour identifier et mesurer les particules provenant des collisions proton-proton. Le détecteur ATLAS est principalement caractérisé par son énorme système magnétique toroïdal. Celui-ci est composé de 8 bobines supraconductrices de 25 m de long sur 5m de large (le plus grand aimant au monde !) enfermées dans un cryostat. Cela crée un champ magnétique toroïdal de 4T perpendiculaire au faisceau de protons. ATLAS est le plus grand détecteur jamais construit pour un collisionneur. Sa structure est celle d'un détecteur de physique de particules offrant une couverture angulaire la plus large possible. En partant du point de collision et en se dirigeant vers l'extérieur, on trouve :

Le détecteur interne (ID)[20], le calorimètre électromagnétique[21], le calorimètre hadronique[22] et le système à muons[23]. La conception du détecteur ATLAS est motivé par le choix de l'aimant supraconducteur pour l'identification des muons consistant en un grand appareil toroïdal avec un champ magnétique inhomogène jusqu' à 4 Teslas. Un solénoïde central supplémentaire entoure l'ID et crée un champ magnétique presque homogène de 2 Tesla le long de la direction du faisceau. Ces différents systèmes offrent généralement une haute précision dans la région centrale.

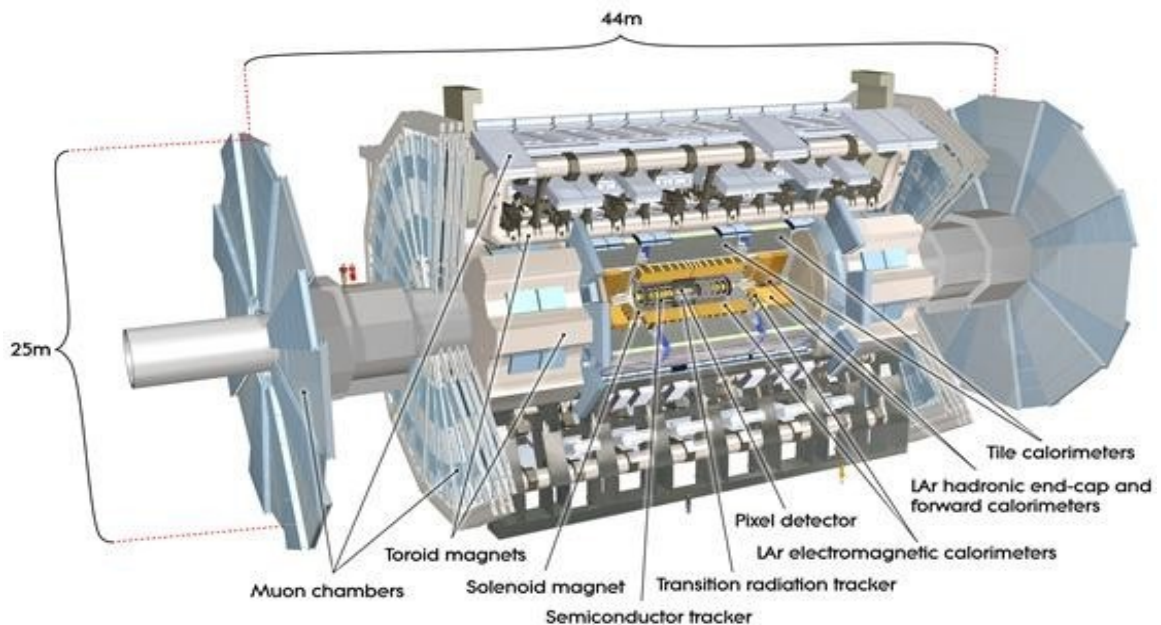


Figure 1.3: Le détecteur ATLAS du LHC[24].

3.1. Système de coordonnées

Le système de coordonnées du détecteur ATLAS est défini en coordonnées cylindriques avec l'origine au point d'interaction (IP), au centre géométrique du détecteur. L'axe z pointe le long de la ligne de faisceau, l'azimut est l'angle autour de

l'axe z et la distance radiale de la ligne de faisceau r. Un paramètre supplémentaire est donné par la pseudorapidité η^3 . Ceci est défini comme :

$$n = -\log\left(\tan\frac{\theta}{2}\right)$$

où θ est l'angle entre l'impulsion des particules et l'axe z. Par conséquent, $\eta = 0$ indique une particule sortant de l'IP avec une direction perpendiculaire à la ligne de faisceau, tandis que $\eta = \infty$ est la direction de la ligne de faisceau. Le détecteur ATLAS assure une couverture sur l'ensemble du ϕ , presque tout l'angle solide 4π entourant l'IP.

Actuellement, une couverture partielle jusqu'à $|\eta| < 3$ dans le détecteur de pixels est assurée.

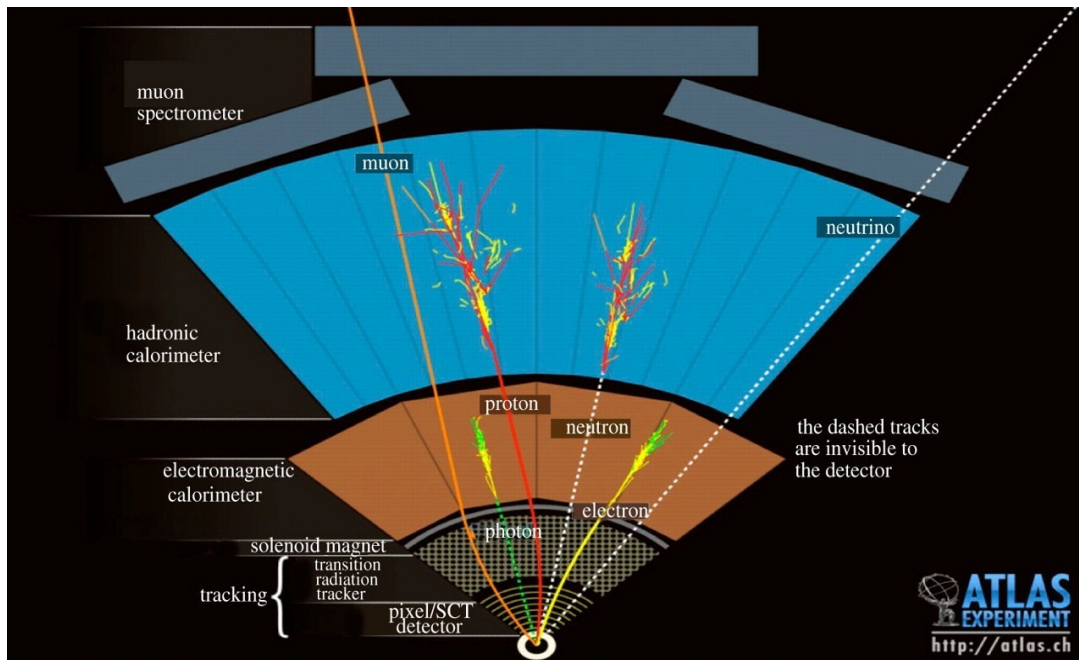


Figure 1.4: Vue schématique d'un détecteur ATLAS, montre la stratégie de détection de différentes particules[25].

3.2. Le détecteur de traces

Le détecteur de traces, ou trajectographe illustré à la **Figure 1.5**, est le sous-système interne le plus proche du faisceau des collisions. De forme cylindrique et environ 2.2 m de diamètre par 6.2 m de long, il permet de déterminer la charge, les positions successives et le moment des particules qui le traversent. La présence d'un champ magnétique de 2 Tesla créé par un solénoïde autour du détecteur de traces, permet de courber les particules

³ En physique des particules expérimentale, la pseudorapidité, est une coordonnée spatiale couramment utilisée pour décrire l'angle de la trajectoire d'une particule par rapport à l'axe du faisceau.

chargées selon leur moment. Ce détecteur se compose de trois sous-détecteurs basés sur trois technologies différentes : le détecteur à pixels, le détecteur à micropistes de Silicium (SCT *Semi Conductor Tracker*) et le trajectographe à rayonnement de transition (TRT *Transition Radiation Tracker*). La **Figure 1.5** présente la disposition générale des différentes couches de détecteurs.

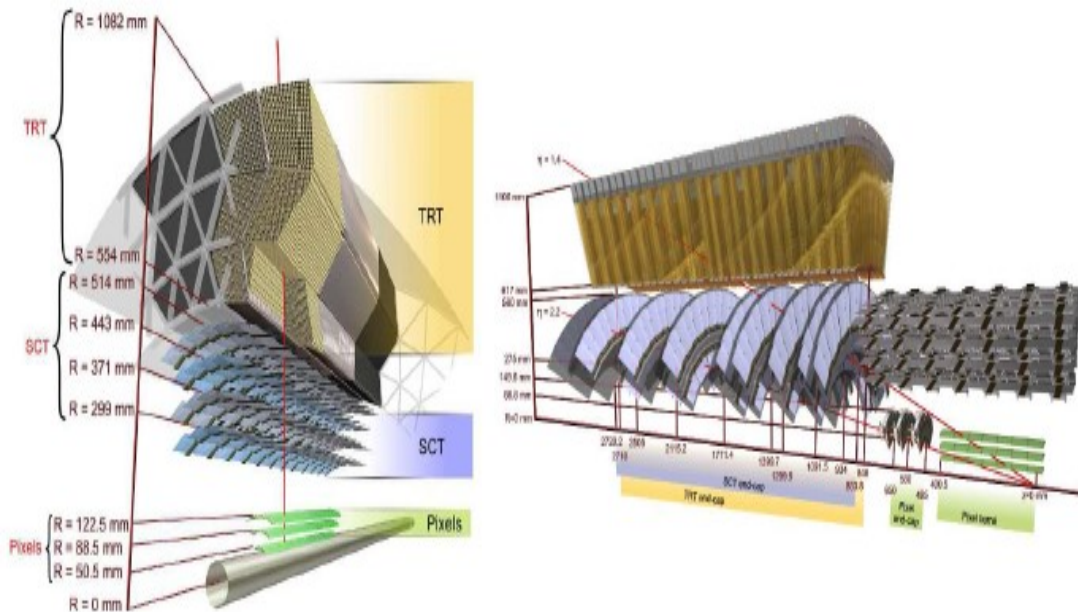


Figure 1.5: Disposition des différentes couches constituant le trajectographe : tonneaux dans la partie centrale (gauche), et disques (droite) assurant une couverture angulaire complète jusqu'à $|\eta|=2.5$ (seulement 2.0 pour le détecteur à rayonnement de transition)[26].

3.2.1. *Le détecteur à pixels :*

Le détecteur à pixels présenté sur la **Figure 1.5**, est positionné près des faisceaux, à une distance radiale entre 5 et 15 cm. Cette proximité, est nécessaire pour assurer une reconstruction précise des vertex dans les conditions nominales de collisions (plusieurs dizaines d'interactions proton-proton simultanées). Ce détecteur fait 1,4 m de long et de 50 cm de diamètre, est composé de 3 couches de semi-conducteurs (diodes de silicium polarisées en inverse) sous forme de pixels individuels de taille $50 \times 400 \mu\text{m}$, et d'épaisseur $250 \mu\text{m}$. Contient ~ 80 millions de cellules en silicium, dont 67 millions dans la partie cylindrique et 13 millions sur les disques aux extrémités. Une quatrième couche de pixels, IBL (*Insertable B Layer*) illustré dans la **Figure 1.6**, 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'assurer une détermination précise des vertex et une bonne détection des événements faisant par le quark b[27].

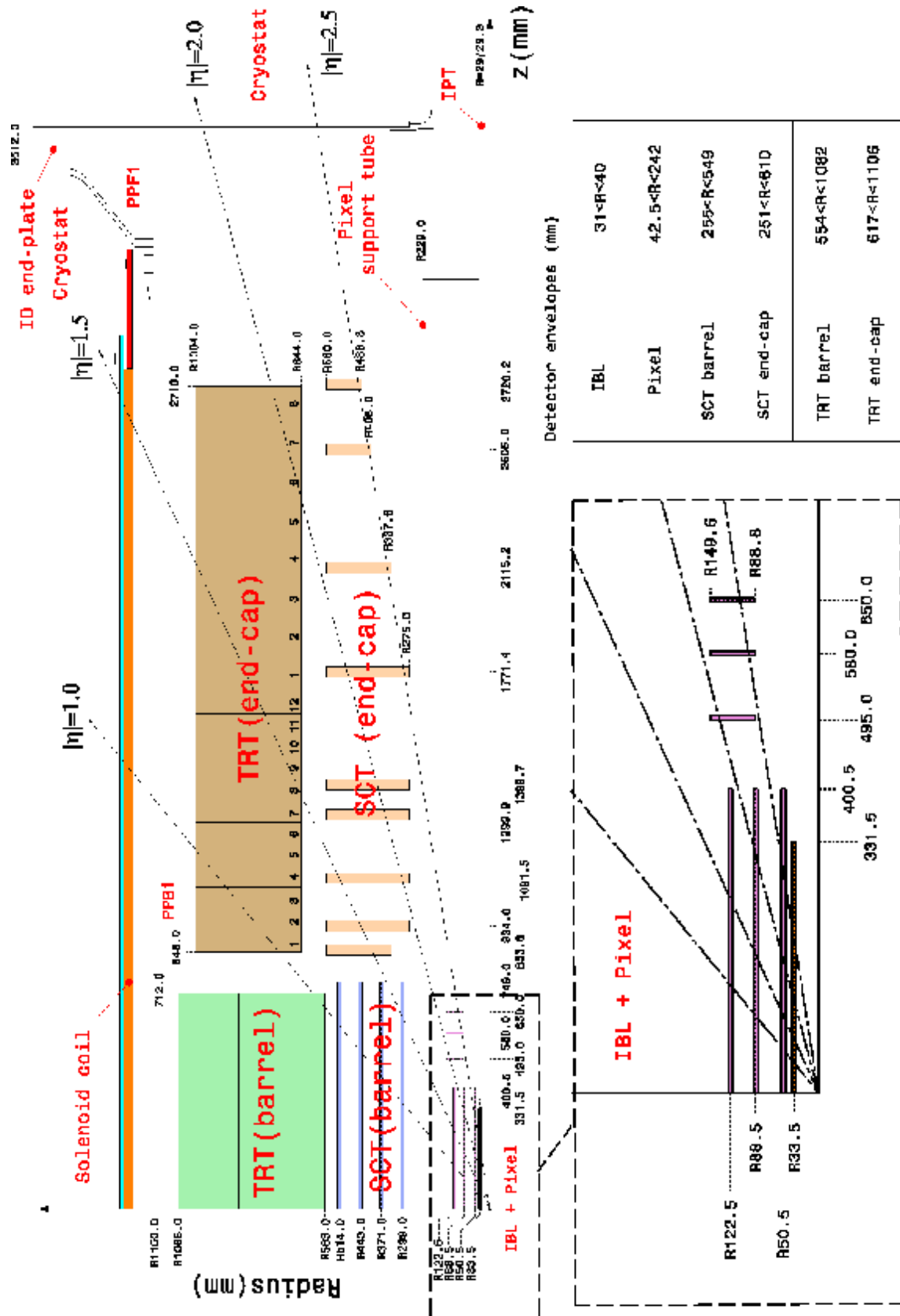


Figure 1. 6: Le dessin actuel du détecteur interne d'ATLAS, y compris la couche supplémentaire de détecteur IBL.

Une vue schématique d'une cellule de pixels dans un détecteur de pixels hybride est représentée sur la **Figure 1.7**. Le module de base 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. Les capteurs sont des jonctions de type n⁺-n-p, afin de conserver un pixel fonctionnel après la transition n en p sous l'effet des radiations, la dégradation étant compensée par une augmentation de la tension de polarisation (150 V initialement, puis rehaussé jusqu' à 600V).

Par ailleurs, l'utilisation de silicium oxydé permet également de réduire l'impact des radiations (abaissement de la tension de polarisation). Malgré cette technologie avancée, la durée de vie du détecteur à pixels n'est que de quelques années. Les pixels sont regroupés avec leur alimentation et l'électronique de lecture en 1744 modules comportant chacun 46080 canaux. Afin d'assurer une couverture complète, les modules se recouvrent partiellement, étant montés avec un angle d'inclinaison de 20° par rapport à la normale au rayon ; cette valeur est également liée à l'angle de dérive des porteurs dans le silicium en présence du champ magnétique[28].

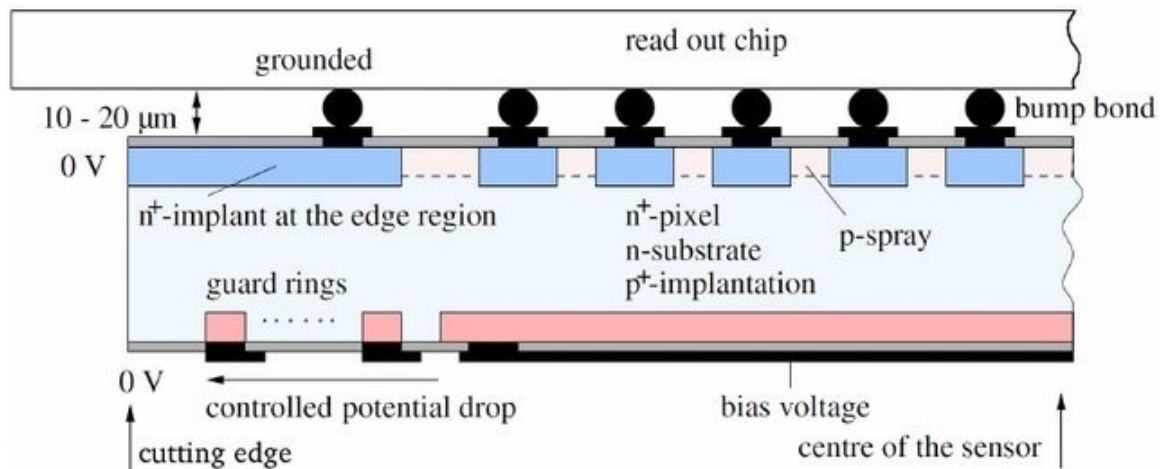


Figure 1.7: Vue schématique du détecteur à pixels hybride d'ATLAS. Le circuit de lecture est interconnecté au détecteur pixel avec des billes de soudure d'un diamètre de 10 à 20 µm.

3.2.2. Le détecteur à pistes (SCT)

Il complète le détecteur à pixels et a pour but principal la mesure précise de l'impulsion des traces. Il est constitué de quatre doubles couches cylindriques de semi-conducteurs, complétées par neuf disques de part et d'autre. L'ensemble occupe une portion du détecteur comprise entre des rayons de 30 et 56 cm. Chaque couche est divisée en fines bandes de 80 µm de largeur, pour une longueur de 6 cm et une épaisseur de 285 µm. Les deux composantes de la double couche sont orientées avec un angle différentiel de 40 mrad, de manière à former artificiellement des pixels d'une hauteur d'environ 2 mm. Cette

architecture permet de disposer d'une précision similaire au détecteur à pixels, mais avec un nombre de canaux bien plus réduit : le SCT couvrant une surface active de près de 63 m², ceci représenterait plusieurs centaines de millions de pixels[29].

La disposition en bande limite ce nombre à 6.3 millions de canaux, répartis en 4088 modules de 2× 768 pistes. La conception des capteurs correspondant à la **Figure 1.8** est d'ailleurs plus simple (jonctions pn, lithographie mono-face) que pour le détecteur à pixels, qui doit subir un flux de radiation bien plus important mais couvre une surface plus réduite.

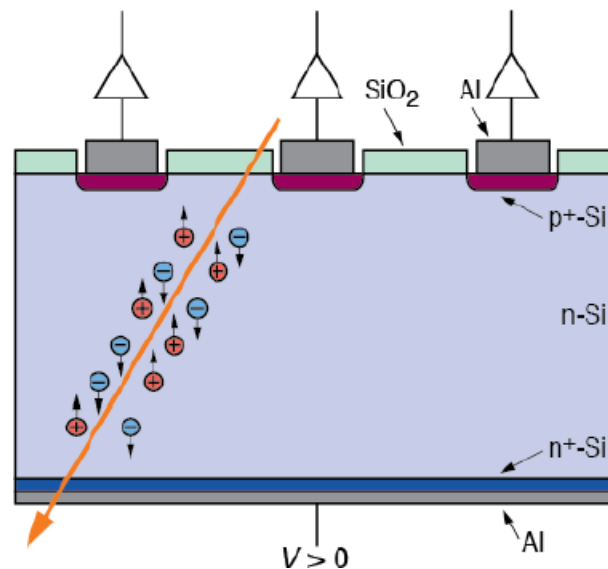


Figure 1.8: Schéma de principe du fonctionnement d'un détecteur micro-piste de silicium planaire (2D) de type n. Dans cet exemple les pistes (les bandes parallèles) sont des zones dopées p+. La polarisation du détecteur se fait par l'application d'une tension de polarisation entre le métal commun arrière et les pistes

Les modules sont montés avec une inclinaison de 11°, pour les mêmes raisons que le détecteur à pixels. La tension de fonctionnement sera de 150 V au démarrage, mais devra être augmentée dans une plage de 250 à 450 V après 10 ans de fonctionnement, à cause des dommages liés à l'exposition aux radiations. Ce détecteur fonctionne à une température de -5 à -10 C°, avec un système de refroidissement similaire à celui des pixels.

3.2.3. *Le détecteur à rayonnement de transition (TRT)*

Il s'agit de la partie externe du trajectographe et celle occupant le plus grand volume, entre des rayons de 55 cm et 1.1 m. Son rôle est de fournir un grand nombre de points de mesure d'une trajectoire afin d'aider à les identifier, ainsi que de reconstruire les traces de particules produites avec un certain retard et ayant donc laissé peu ou pas de signaux dans les couches de précision, par exemple un électron issu de la conversion d'un photon[30]. Il est constitué d'un grand nombre de chambres à dérive disposées longitudinalement dans la région centrale (segmentée en deux parties à $\eta = 0$), et

radialement dans les bouchons ($|\eta| > 1.0$). Les chambres se présentent sous forme de pailles de polyamide de 4 mm de diamètre, et d'une longueur respective de 144 ou 37 cm dans la région centrale ou les bouchons. La résolution polaire est donc très mauvaise. Elles sont disposées dans une structure de support en fibres de carbone constituée dans la région centrale de trois anneaux concentriques divisés en 32 modules triangulaires, et de 20 roues de part et d'autre. Cet arrangement comporte 73 couches de pailles dans la région centrale, et 160 couches dans les bouchons, correspondant à un nombre total de pailles de respectivement 52544 et 122880. Comme il existe un décalage angulaire entre les couches, le nombre de pailles effectivement traversées par une particule est moindre. Toutefois, il est toujours au moins égal à 36, à part dans la région de transition $0.8 < |\eta| < 1.0$ où il est réduit à 22. Les chambres sont opérées sous une tension de dérive de 1530 V, appliquée entre une cathode d'aluminium incorporée dans la paroi du tube (film de $0.2 \mu\text{m}$ d'épaisseur) et une anode formée d'un fil de tungstène doré de $31 \mu\text{m}$ de diamètre. Elles sont remplies d'un mélange de xénon (70%), de dioxyde de carbone (27%) et d'oxygène (3%). Cette combinaison permet une amplification des charges d'ionisation par un facteur 25000.

3.2.4. *Le chemin vers le HL-LHC*

Avant le premier arrêt long (LS) début 2013, le LHC a fourni environ 30 fb^{-1} de données fonctionnant à $\sqrt{s}=7\text{eV}$ pour les premières années et à $\sqrt{s}=8\text{eV}$ à partir de 2012. Les prochaines phases du LHC amèneront le collisionneur à son centre nominal d'énergie de masse, $\sqrt{s}=14\text{eV}$, et augmenteront encore la luminosité grâce à une série de mises à niveau des accélérateurs aboutissant au HL-LHC.

3.2.5. *Calendrier de mise à niveau*

Le calendrier de mise à niveau du LHC, nécessitera trois périodes d'arrêts au cours desquelles l'accélérateur subira plusieurs mises à niveau, chacune suivie d'une analyse physique qui bénéficiera des améliorations de luminosité et d'énergie[31].

Le calendrier du programme LHC de référence tel qu'il se déroulera jusqu'en 2023. Après une première exploitation jusqu'au début de 2013 à une énergie au centre de masse de 7-8 TeV, le LHC a atteint une énergie de collision de 13 TeV en 2015 et sa luminosité nominale de $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en 2016. L'utilisation des marges de conception, couplée avec une première série d'améliorations pendant le deuxième long arrêt (LS2) en 2019-2020, devrait permettre sur la période 2021-2023 une exploitation au double de la luminosité nominale.

Les buts principaux du projet LHC à haute luminosité (HL-LHC) sont de déterminer

l'ensemble des paramètres faisceaux et de construire les éléments de l'accélérateur nécessaires pour qu'il atteigne les objectifs suivants[32] :

1. Une luminosité-pic de presque $7.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, limitée par l'empilement maximal tolérable de 140 événements (en moyenne) par croisement des paquets de protons dans les détecteurs du LHC. Une luminosité intégrée annuelle de 250 fb^{-1} en vue d'atteindre $3\,000 \text{ fb}^{-1}$ durant la décennie.

Suivant le lancement en 2026 de l'exploitation du HL-LHC. Cette luminosité intégrée est environ dix fois supérieure à celle prévue à la fin du programme LHC de référence en 2023. L'objectif consiste à installer les principaux éléments du HL-LHC et d'effectuer la première mise en service de la machine dans sa nouvelle configuration au cours du troisième long arrêt (LS3) en 2024-2026. La **Figure 1.9** décrit la phase HL-LHC faisant suite au programme LHC de référence.

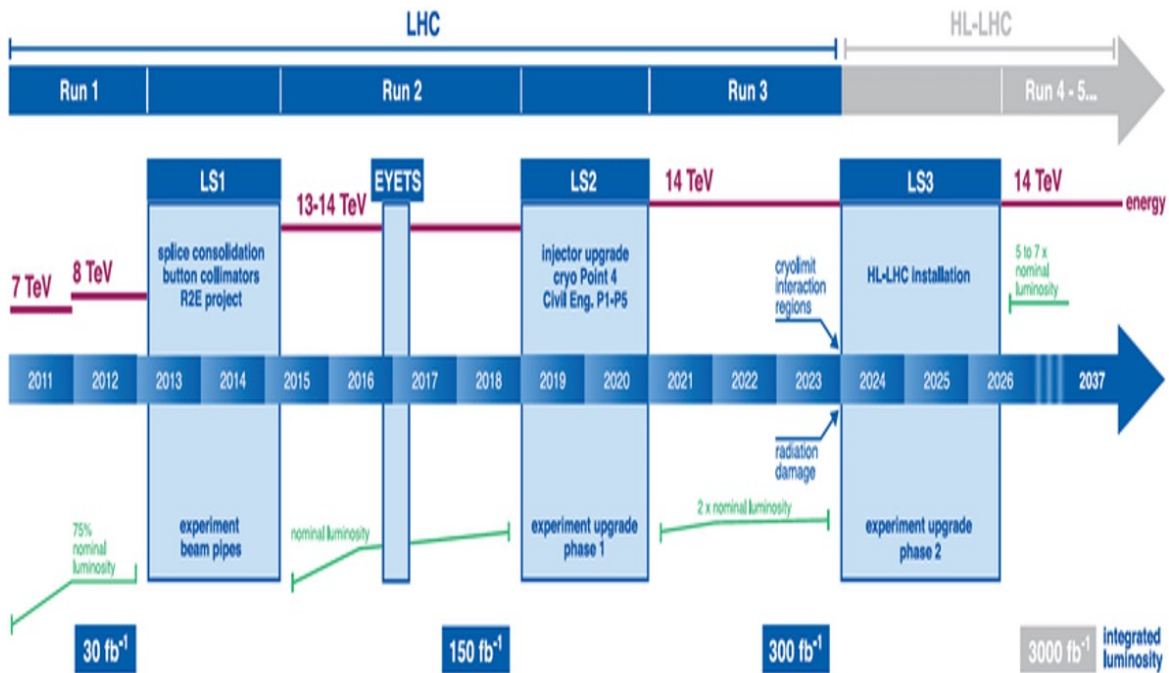


Figure 1.9: Chronologie du programme LHC de référence et de ses phases d'amélioration montrant l'énergie des collisions (lignes supérieures, en rouge) et la luminosité instantanée (lignes inférieures en vert). Le deuxième long arrêt (LS2) en 2019-2020 verra la consolidation de l'accélérateur et le projet d'amélioration du système d'injecteurs du LHC. Après le troisième long arrêt (LS3) en 2024-2026, la machine sera dans sa configuration HL-LHC.

3.2.6. Le détecteur ITk pour HL-LHC

ITk est le nom du trajectographe qui doit remplacer l'actuel détecteur interne d'ATLAS pour les prises de données du HL-LHC. Il fait partie du projet de mise à niveau pour la phase 2 d'ATLAS depuis l'origine, et en est l'élément de plus grande

ampleur. Les principales différences de ce détecteur par rapport à l'existant sont de deux ordres : les capteurs seront tous en silicium (une partie de l'actuel détecteur interne est un détecteur à transition de radiation), et la couverture angulaire sera étendue de 2.5 à 4 en pseudorapidité.

Les capteurs seront arrangés dans le tonneau en cinq couches de pixels et quatre couches de strips, et en anneaux dans les bouchons avant et arrière (**Figure 1.10**).

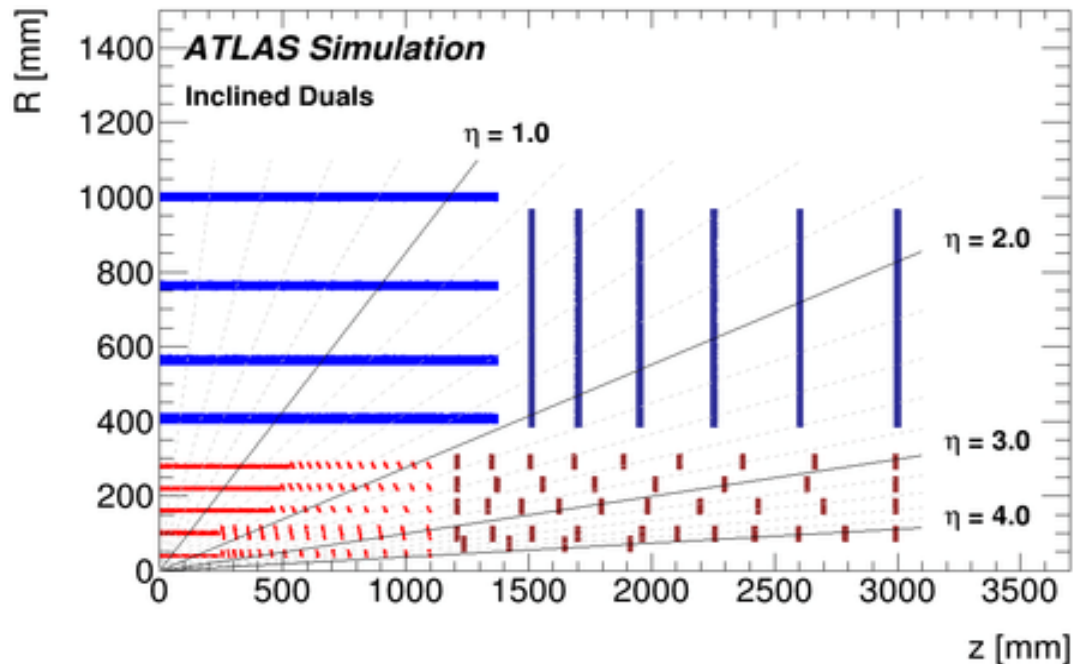


Figure 1.10: Présentation schématique de l'ITk pour la phase HL-LHC d'ATLAS. Ici, un seul quadrant et uniquement des éléments détecteurs actifs sont représentés. L'axe horizontal est l'axe le long de la ligne de faisceau, zéro étant le point d'interaction. L'axe vertical est le rayon mesuré à partir de l'IP.

Répondre à toutes les exigences d'un détecteur de suivi des particules chargées près de la ligne de faisceau au HL-LHC présente un défi unique pour la conception d'un système tout silicium qui se compose d'un détecteur de pixels à petit rayon et d'un détecteur de bande à grande surface l'entourant.

La conception de l'ITk bénéficie de l'énorme expérience acquise au cours de plus de deux décennies dans la construction et le fonctionnement du détecteur de poursuite interne existant qui a connu un grand succès pour l'exploitation de la physique du LHC jusqu'à et bien au-delà de ses exigences de conception d'origine. Cela est particulièrement vrai du système Pixel existant qui a été mis à niveau en 2015 lors du premier arrêt long (LS1) du LHC avec l'insertion d'une couche de pixels supplémentaire à moins de 3,4 cm de la ligne de faisceau. Ce qu'on appelle la couche b insérable (IBL) utilise une combinaison de technologies de capteurs, y compris des détecteurs silicium à haute résistivité, planaires et 3D[33]. Ces technologies sont également

proposées pour le détecteur de pixels ITk. La configuration présentée ici est basée sur l'une des configurations candidates décrites dans le Strip TDR appelé en anglais « Inclined Pixel Layout ». Cette disposition est illustrée à la Figure 1.10 tirée de la référence [34].

Le design avec des modules « inclinés » représente des performances significativement meilleures que le design étendu discuté dans les études de mise à niveau d'atlas phase II[35]. Cette conception du détecteur présentée dans le Strip TDR combine un suivi central de précision en présence d'une moyenne de 200 événements d'empilement avec la possibilité d'étendre la couverture de suivi à une pseudorapidité égale à 4, tout en conservant une excellente efficacité et performance de suivi. L'ITk comprend deux sous-systèmes : un détecteur de bande entourant un détecteur de pixels. L'environnement du LHC et du HL-LHC, étant donné qu'ils permettent une optimisation séparée des éléments de détection et de lecture contre les effets des rayonnements. Un détecteur de pixels hybride est composé d'un volume sensible, du capteur et d'une puce de lecture pour traiter le signal produit dans le capteur. La segmentation fine se traduit par une bonne résolution de position des dispositifs de suivi. Avec des soudures de diamètre d'environ 20-30 μm , qui sont déposées sur chaque cellule de lecture, une connexion mécanique et électrique aux cellules du capteur est établie.

- **Les capteurs planaires**

La technologie de capteur planaire $n^+ -on-n$ est la technologie de capteur implémentée dans le détecteur de pixels ATLAS. Les capteurs de pixels FE-I3 des trois couches externes sont constitués d'une masse dopée n de 250 μm d'épaisseur, tandis que les capteurs de pixels améliorés de l'IBL sont constitués d'une masse plus mince de 200 μm d'épaisseur. La majeure partie est constituée de silicium oxygéné Float Zone (FZ) pour une meilleure résistance au rayonnement des particules chargées [36].

La face avant du capteur est fortement dopée avec n^+ implants, définissant la taille de la cellule pixel avec la taille des n^+ implants. L'isolement des implants de pixels est réalisé avec un p -spray modéré, où une dose de p -spray plus élevée est implantée dans la zone centrale entre deux pixels à travers une ouverture de la couche de nitrure. L'arrière a un implant p^+ uniforme et forme, avec l'implant n^+ à motifs sur le côté avant, des électrodes parallèles. Il s'agit de la caractéristique clé de la technologie des capteurs planaires pour le module ATLAS actuel. Dans les trois couches externes, les modules sont composés d'un capteur interconnecté aux puces de lecture FE-I3. Le capteur a une taille de cellule de pixel de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ organisée dans une matrice de 328×144 pixels plus des pixels légèrement plus grands dans les 16 colonnes externes avec une taille de cellule de

$50 \times 600 \mu\text{m}^2$. Le capteur est fabriqué de telle manière qu'il peut être interconnecté à un total de 16 puces de lecture. Avec cela, il constitue une zone de capteur active de $16,4 \times 60,4 \text{ mm}^2$. Dans le cas des capteurs FE-I4, les capteurs sont conçus pour être interconnectés à deux puces de lecture avec une zone de capteur active de $16,8 \times 40,9 \text{ mm}^2$ avec deux colonnes sur le bord et deux colonnes au milieu de la double puce utilisant des cellules de pixels plus longues de $50 \times 500 \mu\text{m}^2$. Comme dans la puce de lecture FE-I4, le pas de pixel du capteur FE-I4 est réduit à $250 \mu\text{m}$ dans la direction du faisceau, formant une taille de cellule de pixel compatible de $50 \times 250 \mu\text{m}^2$, pour atteindre une occupation de coup par pixel plus faible avec une meilleure résolution dans la direction du faisceau.

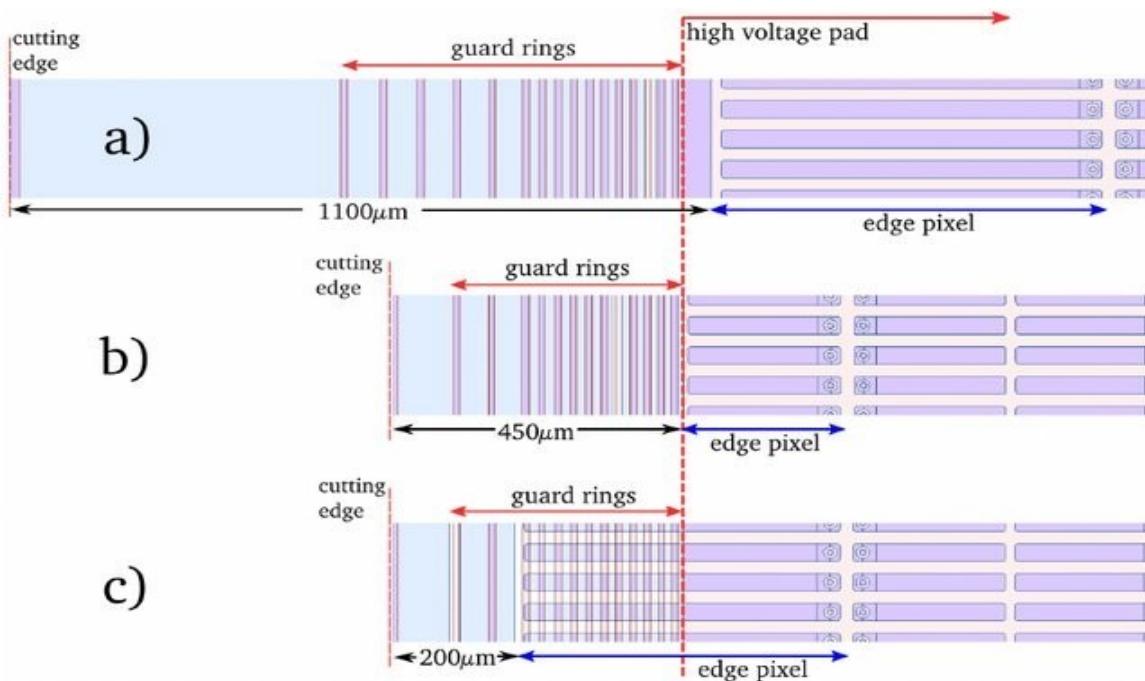


Figure 1.11: (en haut) la conception actuelle du capteur ATLAS et (en bas) la conception du capteur IBL. La face avant et les anneaux de garde à l'arrière du capteur sont superposés.

Un réseau de polarisation, dans lequel chaque pixel est connecté à un BR commun via un point de polarisation, fournit la haute tension via l'effet de perforation à FE-13 et en déplaçant partiellement les anneaux, situés à l'arrière, sous le implants $n +$ les plus externes, situés sur la face avant, voir **Figure 1.11**.

Par conséquent, la zone est plus petite dans le capteur FE-I4. Dans le FE-I3, ainsi que dans les capteurs FE-I4, chaque cellule de pixel héberge son propre point de polarisation. Une différence entre les deux conceptions réside dans le nombre de GR mis en œuvre à l'arrière du capteur, où les GR contrôlent la chute de potentiel de la haute tension appliquée dans la zone à l'intérieur du GR le plus à l'arrière, au potentiel de terre sur les bords et le face avant. Le capteur FE-I3 héberge 22 GR. Il en résulte une zone morte

de 1,1 mm. Au lieu de cela, dans le capteur FE-I4, la région inactive a été réduite à 200 μm dans le sens de la colonne et à 450 μm dans le sens de la ligne en réduisant le nombre de GR inactive.

- **Les capteurs 3D**

Des capteurs 3D proposés en 1995 par Sherwood Parker de l'université de Hawaii et ses collègues, initialement pour résoudre le problème de la perte de charge dans les détecteurs à l'arséniure de gallium, ont été réalisés avec du silicium[37]. Des capteurs 3D à bords actifs, devraient montrer une collection efficace des charges jusqu'à un niveau de quelques micromètres de leurs extrémités physiques. Dans cette nouvelle configuration, les électrodes p + et n + pénètrent dans la masse du silicium au lieu d'une implantation limitée à la surface de la tranche. Les avantages de la technologie 3D par rapport à la technologie planaire traditionnelle sont schématisés dans la **Figure 1.12**. Comme le champ électrique est, non pas parallèle mais perpendiculaire à la surface du détecteur, on peut avoir une distance de collection des charges plusieurs fois inférieure, un temps de collection considérablement plus rapide et une valeur de la tension nécessaire pour étendre le champ électrique dans tout le volume entre les électrodes (appauvrissement complet).

Dans la technologie des capteurs planaires **Figure 1.12-a**, la distance minimale entre les deux électrodes est limitée par l'épaisseur active minimale réalisable du capteur. Au contraire, la conception du capteur 3D présente une technologie découplant l'épaisseur active du capteur de l'espacement des électrodes. Grâce à cela, la distance de dérive des paires d'électrons / trous générées dans la masse est réduite sans effet sur le signal de charge. Avant l'irradiation, la quantité de charge collectée est la même pour les capteurs planaires et 3D, tant qu'ils utilisent la même épaisseur de capteur.

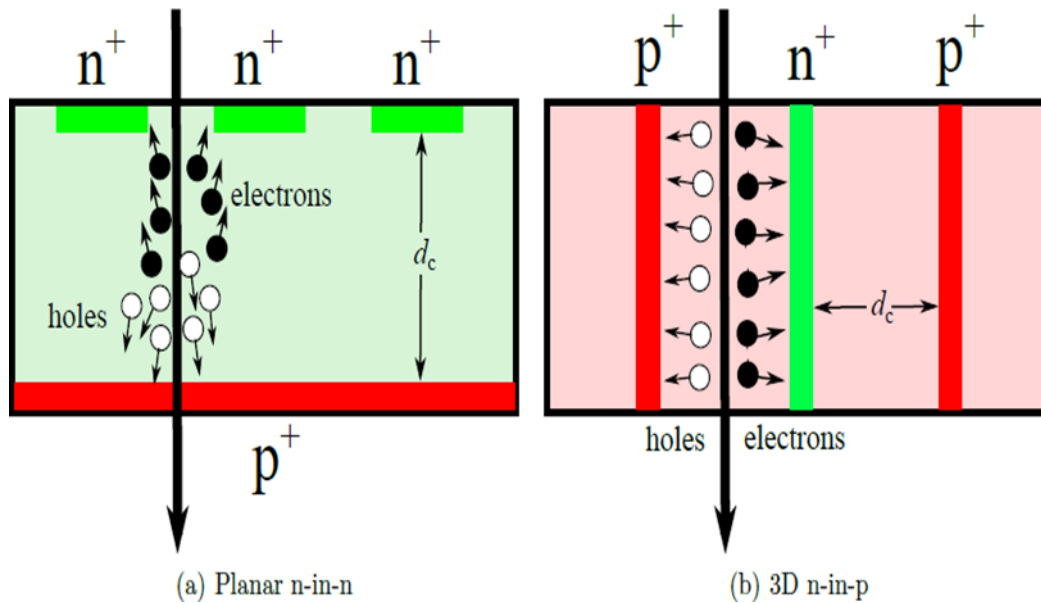


Figure 1.12: Un détecteur 3D (à droite) comparé à un détecteur planaire standard. La même charge produite par la traversée d'une particule ionisante (environ 24 000 électrons) est recueillie par un détecteur 3D sur une distance bien plus courte avec une vitesse plus élevée et avec une tension de polarisation correspondant à un appauvrissement complet dix fois plus faible.

La conception du capteur 3D IBL est réalisée en insérant des électrodes perpendiculaires à la surface du capteur dans le volume de type p. Le substrat de type p est choisi pour empêcher l'effet de l'inversion de type après des fluences d'irradiation élevées. Les électrodes sont produites en gravant des colonnes étroites dans le substrat en utilisant la gravure ionique réactive profonde (DRIE) [38] et ensuite dopée avec des implants n⁺ et p⁺, où dans une cellule de pixel unique, deux colonnes n⁺ sont entourées au total de six colonnes p⁺. Un champ électrique est généré entre des colonnes voisines dopées de manière opposée, comme illustré sur la **Figure 1.12-b**. L'espacement entre les colonnes n⁺ définit la taille des cellules de pixels, tandis que l'espacement entre les colonnes dopées de manière opposée définit la distance de collection de charge. Dans le cas des modules mis en œuvre dans l'IBL, ils utilisent la taille de cellule de pixels FE-I4 de 50×250 μm² et une distance de collection de charges de 67 μm. Dans l'IBL, 25% des modules sont produits avec la technologie de capteur 3D, peuplant les parties extérieures des portées. Les modules 3D d'IBL emploient des capteurs de 230 μm d'épaisseur et sont produits par deux installations de traitement du silicium: le Centre Nacional de Microelectronica (CNM) et la Fondazione Bruno Kessler (FBK)[25]. Les deux technologies de capteur sont illustrées à la **Figure 1.13** et utilisent le traitement double face, mais diffèrent principalement dans le processus de gravure des colonnes dopées.

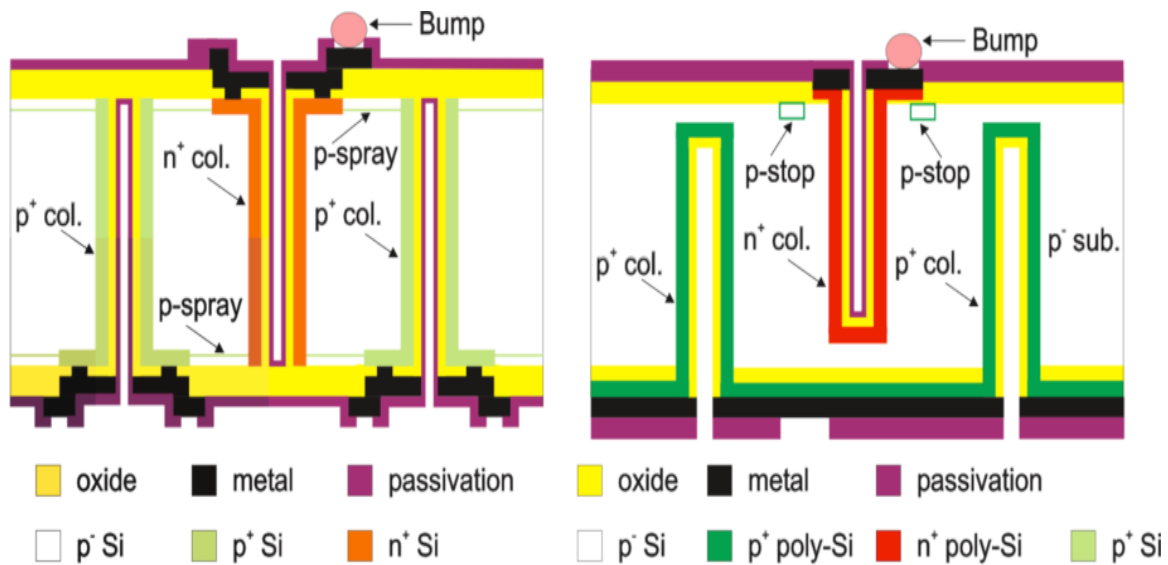


Figure 1.13: Les conceptions de capteurs 3D mises en œuvre dans IBL[27]: (a) avec des colonnes, traversant partiellement le volume (conception CNM) et (b) avec des implants de colonne à passage intégral (conception FBK)

La gravure des colonnes traversantes est réalisée au FBK, tandis que la gravure des colonnes partiellement traversantes de $210 \mu\text{m}$ de long est réalisée au CNM. La conception du capteur à colonne partiellement traversante permet de collecter les paires d'électrons / trous générées dans la colonne restante libre et par conséquent active de $20 \mu\text{m}$. Comme inconvénient, les colonnes partiellement traversantes introduisent un champ électrique plus faible après irradiation. Avec leur espacement d'électrodes découplées, les capteurs 3D sont avantagés en termes de tensions de déplétion inférieures par rapport aux capteurs planaires, en particulier après une fluence d'irradiation élevée. La tension de polarisation opérationnelle plus faible qui en résulte conduit à une diminution de la dissipation de puissance. Le principal inconvénient est le faible rendement de production de 60% calculé sur 50 plaquettes[40] produites pour l'IBL, à cause de la fabrication complexe de capteurs 3D.

Chapitre II : Détecteurs de particules à semi-conducteur

Depuis l'invention des capteurs à pixels[41] et des capteurs CMOS[42], les capteurs à base des semiconducteur ont été utilisés dans de nombreuses applications scientifiques et industrielles. Pour les détecteurs de particules en physique des hautes énergies, les capteurs semi-conducteurs à pixels avec une granularité élevée sont principalement utilisés comme détecteurs de trace reconstruisant les trajectoires des particules. La génération des signaux dans les capteurs à semi-conducteurs est basée sur des porteurs de charge libres dérivant dans un champ électrique. Contrairement aux chambres d'ionisation gazeuses, le volume actif dans lequel les charges sont générées est un semi-conducteur dont les surfaces sont réalisées par des processus photolithographiques. Cela permet une lecture avec des cellules beaucoup plus petite et donc une meilleure résolution, par exemple atteignant moins de 15 μm dans la direction R du présent détecteur de pixels ATLAS [43]. Dans ce chapitre, les propriétés des détecteurs à semi-conducteur et leur principe de fonctionnement sont décrites. Ce chapitre contient la théorie des capteurs au silicium basée sur des manuels standard de la physique des semi-conducteurs, la physique des dispositifs à semi-conducteurs, les détecteurs de rayonnement et d'autres [44]-[45]-[46]-[47]- [48]-[49]-[50]-[51]-[52]

1. Propriétés électriques du silicium

Les détecteurs à base des matériaux semi-conducteurs sont les dispositifs les plus adaptés pour la poursuite des particules chargés dans les expériences de la physique des hautes énergies. En ce qui concerne les dispositifs à gaz, qui sont moins chers et donc utilisés dans les parties extérieures des détecteurs du LHC, les détecteurs à semi-conducteurs présentent une solution très compacte qui garantit une granularité et une dureté de rayonnement plus élevées avec une synchronisation plus rapide. Ils sont donc particulièrement adaptés pour fonctionner à proximité de l'IP où la multiplicité élevée de particules par événement et la dose de rayonnement intégrée exigent des performances de suivi élevées.

1.1. Structure cristalline et bandes d'énergie

Le silicium (Si) porte le numéro atomique 14 et appartient au IVème groupe principal du tableau périodique. Il a quatre électrons liés par covalence et cristallise dans la structure de réseau de diamant montrée dans la **Figure 2. 1**. Cette structure peut être

vue comme deux sous-réseaux cubiques interpénétrés à face centrée (ffc) décalés l'un de l'autre d'un quart de la distance le long de la diagonale spatiale de la maille.

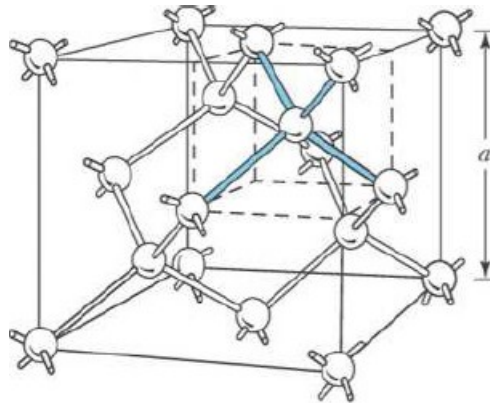


Figure 2. 1 : Schéma d'une maille d'un réseau cristallin d'atomes de silicium. La distance 'a' est la constante de réseau qui est pour le silicium 5.431 Å.

Les électrons d'un atome de Si isolé ont des niveaux d'énergie discrets. Si l'on rapproche N atomes de Si isolés pour former un cristal, avec une distance interatomique décroissante, les électrons dans la sous-couche externe des atomes interagissent et se chevauchent pour former des bandes comme le montre la **Figure 2. 2**. Une diminution supplémentaire de la distance jusqu'à ce que l'équilibre soit atteint, ce qui est donné par la condition d'énergie minimale, entraîne une division des bandes en une bande inférieure (bande de valence) et une bande supérieure (bande de conduction). Le haut de la bande de valence est appelé E_v et le bas de la bande de conduction E_c . L'énergie de la bande interdite, par exemple, est donnée par :

$$E_g = E_c - E_v \quad (2-1)$$

$$E_g(T) = E_g(0k) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (2-2)$$

Pour le silicium, la bande interdite est $E_g = 1,12$ eV à 300 k et la dépendance à la température est donnée par la relation empirique : avec $E_g(0K)=1.1696$ eV, $\alpha = 4.73 \cdot 10^{-4}$ eV/K et $\beta = 636$ K.

Dans le Silicium et à une température proche de 0K, les électrons occupent les états d'énergie les plus bas, de sorte que tous les états de la bande de valence sont remplis et que les états de la bande de conduction sont vides et qu'aucun courant ne peut circuler. A des températures plus élevées, l'énergie thermique est suffisamment élevée pour rompre les liaisons et les électrons passent de la bande de valence à la bande de conduction, créant une faible conductivité due aux électrons libres et aux trous (états électroniques

inoccupés dans la bande de valence). Un isolateur a une structure similaire à un semi-conducteur, sauf que la bande interdite est beaucoup plus grande (généralement $> 5 \text{ eV}$), ce qui entraîne une probabilité d'occupation des états de la bande de conduction nulle à la température ambiante. Les métaux peuvent avoir des bandes de valence et de conduction qui se chevauchent ou une bande de conduction partiellement remplie. Pour traiter la structure des bandes d'énergie, un calcul de la mécanique quantique est inévitable. En principe, il faut résoudre une équation de Schrödinger à plusieurs particules. Pour simplification, on fait des approximations qui aboutissent à une équation de Schrödinger à un électron dans un potentiel périodique qui a des solutions qui peuvent être exprimées en fonctions de Bloch.

Si est un semi-conducteur indirect, ce qui signifie que le maximum de bande de valence et le minimum de bande de conduction ne sont pas à la même position dans l'espace de moment. La génération d'une paire électron-trou par une transition indirecte du maximum de bande de valence au minimum de bande de conduction doit s'accompagner d'un gain de Momentum. De même, la recombinaison électron-trou doit entraîner une certaine perte d'élan. Dans ces deux mécanismes, l'assistance par phonons est nécessaire. La bande interdite directe du silicium est de $3,4 \text{ eV}$, de sorte que les photons avec une plus grande énergie peuvent effectuer une transition directe du maximum de la bande de valence dans la bande de conduction.

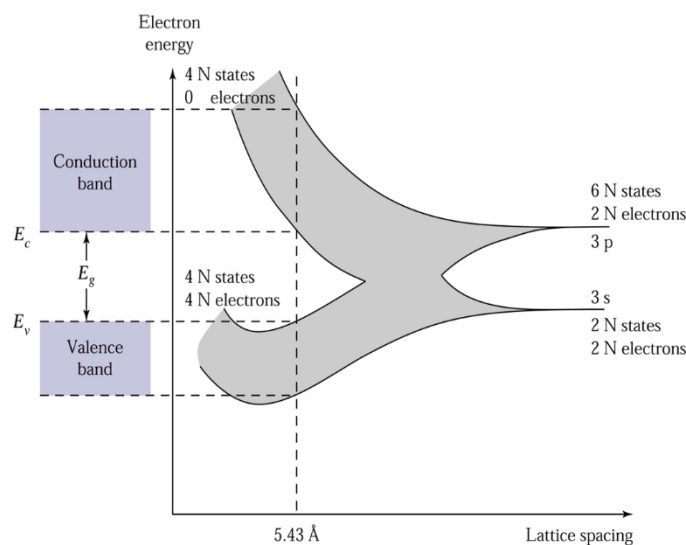


Figure 2. 2: La formation de bandes d'énergie comme le cristal de réseau de diamant est formée en réunissant des atomes de silicium isolés.

Dans Silicium, il y a six vallées de bande de conduction, deux le long de (100) directions. Près de minima, la surface des six vallées peut être approximée par des ellipsoïdes.

Les électrons et les trous dans le cristal peuvent être traités comme des particules libres

tant que l'effet du réseau est pris en compte en introduisant respectivement une masse effective m_n^* pour les électrons et m_p^* pour les trous.

1.2. Concentration des porteurs de charges dans le silicium intrinsèque

Le calcul de la conductivité d'un semi-conducteur à la température absolue T nécessite la détermination de la densité des électrons dans la bande de conduction et celle des trous dans la bande de valence. Ce calcul peut-être fait si on connaît la loi de répartition de la densité des états quantiques en fonction de l'énergie dans chacune des deux bandes et la probabilité pour que ces états quantiques soient effectivement occupés par des porteurs de charges à la température T (électrons ou trous suivant la bande considérée).

Dans un intervalle d'énergie dE compris entre E et $E + dE$ la densité des états quantiques par unité de volume pour la bande de conduction et de valence, est donnée par :

$$N_C(E) = \frac{4\pi}{h^3} (\sqrt[3]{2m_n^*}) \cdot (E - E_C)^{1/2} \quad (2-3)$$

$$N_V(E) = \frac{4\pi}{h^3} (\sqrt[3]{2m_p^*}) \cdot (E_V - E)^{1/2} \quad (2-4)$$

Où h est la constante de Planck, m_n^* , m_p^* sont les masses effectives des électrons en bas de la bande de conduction et des trous au sommet de la bande de valence.

$$m_{n,p}^* = \hbar^2 \frac{1}{d^2E/dk^2} \text{ où } k \text{ et la valeur absolue du vecteur d'onde } (k = 2\pi/\lambda).$$

E_C, E_V Sont le niveau minimum de la bande de conduction et le niveau maximum la bande de valence respectivement. La densité des états quantiques $N(E)$ représente le nombre maximum de particules de masses m_n^* où m_p^* pouvant être comprises entre les niveaux E et $E+dE$. Cependant, tous les niveaux permis ne sont pas nécessairement occupés. Il faut donc déterminer la probabilité d'occupation $F(E)$ de l'état d'énergie E . Cette probabilité obéit à la statistique de Fermi-Dirac. La probabilité d'occupation par n électron d'un niveau d'énergie E à la température T , est donnée par la fonction de Fermi :

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \quad (2-5)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T la température en Kelvin et E_F est l'énergie de niveau de Fermi. L'énergie de niveau de Fermi est l'énergie à laquelle la probabilité d'occupation d'un état est 1/2. Pour $|E - E_F| \gg 3k_B T$ la distribution de Fermi-Dirac pour les électrons F_n et le trou F_p peut être approximée par la distribution de Boltzmann

$$F_n(E) \approx \exp\left(-\frac{E - E_F}{k_B T}\right) \quad (2-6)$$

$$F_p(E) \approx 1 - F_n(E) = \exp\left(-\frac{E_F - E}{k_B T}\right) \quad (2-7)$$

Donc la concentration d'électrons libres n dans des conditions d'équilibre thermique dans le silicium intrinsèque (sans impuretés) nécessite l'intégration de la densité états $N(E)$ multipliée par la probabilité d'occupation $F(E)$ sur la bande de conduction, après intégration on obtient :

$$n = \int_{E_C}^{\infty} N_C(E) F_n(E) dE \quad (2-8)$$

$$\begin{aligned} n &= 2 \left(\frac{2\pi \cdot m_n^*}{h^2} k_B T \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right) \\ &= N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right) \end{aligned} \quad (2-9)$$

Pour les trous, un calcul similaire donne :

$$P = \int_{E_C}^{\infty} N_V(E) F_p(E) dE \quad (2-10)$$

$$\begin{aligned} p &= 2 \left(\frac{2\pi \cdot m_p^*}{h^2} k_B T \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{k_B T}\right) \\ &= N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{k_B T}\right) \end{aligned} \quad (2-11)$$

N_C et N_V sont les densités effectives des états dans la bande de conduction et de valence respectivement.

Pour un semi-conducteur intrinsèque dans des conditions d'équilibre thermodynamique, les concentrations d'électrons et de trous sont les mêmes. On dit que le semiconducteur est intrinsèque et on pose : $n_i = n = p$

Par conséquent :

$$ni = \sqrt{np} = \sqrt{N_C \cdot N_V} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2KT}\right) \quad (2-12)$$

Dans cette relation on constate que la concentration intrinsèque dépend très fortement de la température. Pour la concentration intrinsèque des porteurs dans le silicium, cette

expression peut être utilisée dans la plage de température de 77 K à 400 K. Pour 300 K on trouve $n_i = 9.97 \cdot 10^9 \text{cm}^{-3}$.

$$N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right) = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{k_B T}\right) \quad (2-13)$$

Le niveau de Fermi peut être déterminé comme

$$E_F = \frac{E_C + E_V}{2} + k_B T \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right) \quad (2-14)$$

En utilisant la condition de neutralité électrique pour le semi-conducteur intrinsèque, qui est situé près du milieu entre la bande valence et la bande de conduction et où l'écart par rapport au milieu est dû aux masses effectives d'électrons et de trous.

$$E_F = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{3}{4} k_B T \ln\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right) \quad (2-15)$$

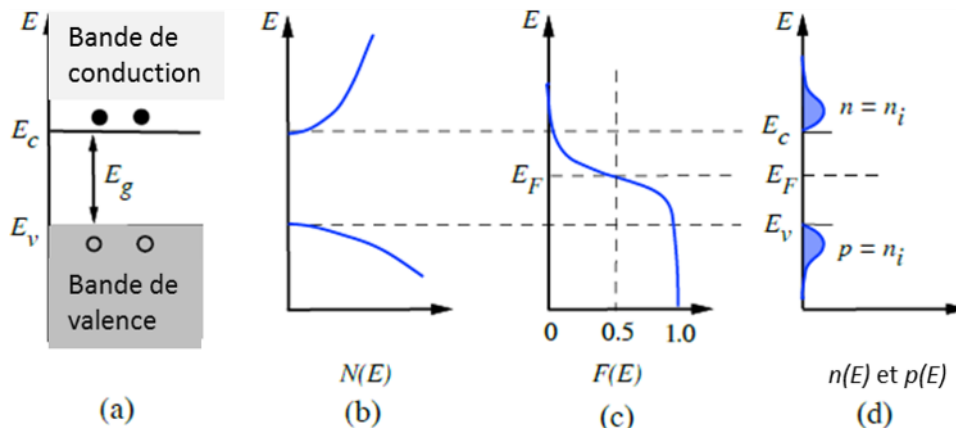


Figure 2. 3: Silicium intrinsèque. (a) Diagramme schématique des bandes. (b) Densité d'états. (c) Distribution de Fermi-Dirac (d) Concentration des porteurs.

1.3. Silicium extrinsèque

Pour de nombreuses applications, la conductivité du silicium intrinsèque est trop faible. On peut modifier de façon considérable la concentration de porteurs de charge d'un semiconducteur intrinsèque en lui ajoutant des impuretés (dopants) sur un site de réseau de Si, de nouveaux niveaux énergétiques dans la bande interdite sont introduits et la conductivité peut être modifiée de manière contrôlée. En général, on distingue les niveaux donneur et accepteur. Un atome donneur est neutre s'il est rempli par un électron et positif s'il est vide. En revanche, un atome accepteur est négatif s'il est

rempli par un électron et neutre s'il est vide.

L'exemple standard pour un atome donneur pour doper le silicium est le Phosphore(P) qui introduit un niveau d'énergie E_D à $E_C - E_D = 0.045 \text{ eV}$. Le Phosphore a cinq électrons dans sa couche externe, dont quatre sont nécessaires pour satisfaire les liaisons tétraédriques aux électrons voisins des atomes de Si (voir

Figure 2. 4-a). L'électron supplémentaire est lié à l'ion Phosphore via l'interaction de Coulomb à des températures suffisamment basses, mais peut être facilement sorti thermiquement dans la bande de conduction à des températures plus élevées et n'est alors plus lié à l'atome de Phosphore. Le silicium dopé avec des atomes de Phosphore est appelé silicium de **type n**.

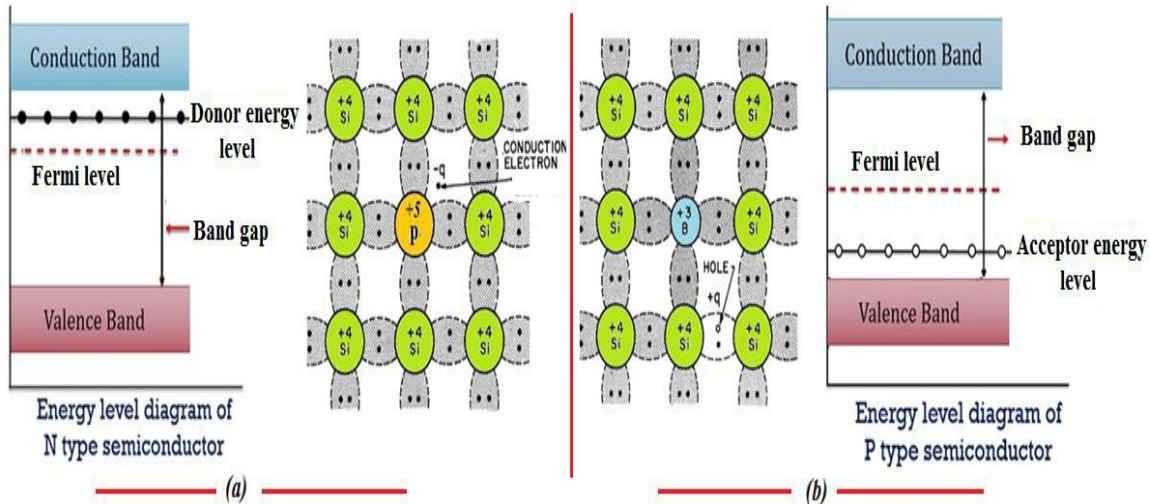


Figure 2. 4: (a) Si de type n avec donneur (phosphore). (b) Si de type p avec accepteur (bore).

Un exemple pour un accepteur en silicium est le Bore (B) qui introduit un niveau d'énergie E_A à $E_A - E_V = 0.045 \text{ eV}$. Le bore contient trois électrons dans sa couche extérieure et donc n'a pas un électron nécessaire pour former des liaisons de paires d'électrons avec les quatre atomes les plus proches voisins de Si. L'électron manquant de l'atome B peut être considéré comme un trou (**Figure 2. 4-b**). A basses températures, le trou est lié à l'atome B, mais à des températures plus élevées, un électron du gaz d'électrons (dans la bande de valence) peut être transféré à l'atome B pour former la quatrième liaison aux atomes voisins de Si. Le trou est ainsi transféré sur une autre liaison. Le silicium dopé avec B est appelé silicium de **type p**.

L'introduction de dopants entraîne un changement de position du niveau de Fermi. Si la concentration des donneurs est N_D et que tous les donneurs sont complètement ionisés, la densité électronique est $n = N_D$ et le niveau de Fermi donné par :

$$E_C - E_F = k_B T \ln \left(\frac{N_C}{N_D} \right) \quad (2-16)$$

de même, pour une concentration d'accepteur N_A , on obtient $p = N_A$ et

$$E_F - E_V = k_B T \ln \left(\frac{N_V}{N_A} \right) \quad (2-17)$$

La concentration des porteurs peut être exprimée en termes de niveau de Fermi comme :

$$n = n_i \exp \left(\frac{E_F - E_i}{k_B T} \right) \quad (2-18)$$

$$p = n_i \exp \left(\frac{E_i - E_F}{k_B T} \right) \quad (2-19)$$

où les deux concentrations sont connectées via la loi d'action de masse $np = n_i^2$. Cette loi n'est valable qu'en équilibre thermodynamique. Dans les situations de non équilibre, les densités d'électrons et de trous peuvent chacune, en principe prendre des valeurs arbitraires. De plus, il n'y a plus de niveau de Fermi constant. Dans une telle situation, on définit les niveaux de quasi-Fermi E_{Fn} et E_{Fp} pour les électrons et les trous, respectivement, comme

$$\begin{aligned} n &= N_C \exp \left(\frac{E_{Fn} - E_C}{k_B T} \right) \\ &= n_i \exp \left(\frac{E_{Fn} - E_i}{k_B T} \right) \end{aligned} \quad (2-20)$$

$$\text{et} \quad p = N_V \exp \left(\frac{E_V - E_{Fp}}{k_B T} \right) = n_i \exp \left(\frac{E_i - E_{Fp}}{k_B T} \right) \quad (2-21)$$

Dans les régions fortement dopées, des effets supplémentaires doivent être pris en compte. Une concentration de $\approx 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, les sites d'impuretés ne peuvent plus être considérés comme discrets car leurs fonctions d'onde électronique se chevauchent. Cela augmente la probabilité que les électrons soient partagés entre les sites dopants et leurs niveaux divisés en sous ensemble de niveaux d'énergie autorisés. A une concentration encore plus élevée jusqu'à $\approx 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, les niveaux d'énergie s'élargissent en bandes, entraînant une diminution de l'énergie d'ionisation. Une nouvelle augmentation entraîne une fusion de la bande d'impuretés avec la bande de conduction. Une conséquence importante de ce dopage élevé est le rétrécissement de la bande interdite, ΔE_g , qui est attribué à la diminution de l'écart énergétique à mesure que les concentrations

d'impuretés augmentent et se traduit par une augmentation de la concentration intrinsèque des porteurs.

1.4. Transport de porteurs de charge en silicium

Dans les détecteurs au silicium, le mouvement des porteurs de charge (trous et électrons) conduit à des impulsions de signal dans les contacts électriques qui peuvent être détectées par l'électronique de lecture. En l'absence de tout champ électrique externe, les porteurs de charge libres se déplacent de manière aléatoire et sont diffusés en raison de leurs collisions avec le réseau cristallin ou d'autres impuretés. En moyenne, dans des conditions d'équilibre, la distance parcourue en moyenne sur les charges est nulle. Outre le mouvement statistique, deux autres mécanismes peuvent affecter le transport des porteurs de charge : la diffusion (due à un gradient de concentration) et la dérive (en présence d'un champ électrique).

La diffusion implique qu'un porteur est plus susceptible de passer d'une région à forte concentration à une région à faible concentration.

La dérivation des équations de transport est une tâche longue et commence généralement par l'équation de transport de Boltzmann. Selon l'approximation on fait des équations peuvent être dérivé, qui décrivent le transport sur différentes échelles de longueur. Pour le détecteur au silicium, les régions actives sont en général suffisamment grandes pour utiliser le modèle de dérive-diffusion qui sera décrit ici sur une base phénoménologique. Les principales sources des porteurs dans un dispositif semi-conducteur sont :

Dérive d'électrons et de trous provoquée par un champ électrique comme force motrice avec une densité de courant de dérive résultante J_n^{drift} et J_p^{drift} .

Diffusion des ensembles d'électrons et de trous avec les densités de courant de diffusion qui en résultent J_n^{diff} et J_p^{diff} .

Pour les densités de courant totales, on suppose que les flux de courant d'électrons et de trous sont déterminés en superposant linéairement les processus de diffusion et de dérive,

$$J_n = J_n^{drift} + J_n^{diff}, J_p = J_p^{drift} + J_p^{diff} \quad (2-22)$$

Les densités de courant de dérive sont définies comme les produits de la charge des particules, de la concentration des porteurs et de la vitesse de dérive

$$J_n = qn v_n, \quad (2-23)$$

$$J_p = qn v_p$$

Dans le cas sans champ, les porteurs effectuent un mouvement aléatoire, des collisions avec des impuretés résultant des phonons ou d'autres perturbations. La vitesse moyenne thermique est $v_{th} = \sqrt{3k_B T/m_n}$, qui est pour le silicium $\approx 10^7$ cm/s à 300k. Le libre parcours moyen typique est 10^{-5} cm et le temps libre moyen $\tau_c \approx 10^{-12}$ s. lorsque on applique un champ électrique au semiconducteur, il en résulte une force électrique qui agit sur les porteurs de charge, les trous se déplacent dans le sens du champ électrique et les électrons mobiles dans le sens opposé. A l'échelle macroscopique, les trous et les électrons prennent des vitesses d'ensemble proportionnelles au champ électrique F suivant les relations suivantes :

$$v_n = -\mu_n F, v_p = \mu_p F \quad (2-24)$$

où μ_p représente la mobilité des trous et μ_n représente la mobilité des électrons. On peut donner la relation de la mobilité des électrons et des trous à partir du modèle de l'électron libre comme suit : $\mu_n = \frac{q\tau_n}{m_n}$ et $\mu_p = \frac{q\tau_p}{m_p}$ avec τ_n et τ_p qui sont le temps de relaxation des électrons et des trous respectivement.

Les temps de relaxation représentent les temps moyens entre deux événements de diffusion consécutifs des porteurs. La modélisation précise des mobilités nécessite la détermination des différents mécanismes de diffusion (diffusion d'impuretés ionisées, diffusion porteur-porteur, etc.) et leur dépendance de la température. Les différents mécanismes de diffusion sont généralement supposés indépendants et l'effet combiné est évalué à l'aide de la règle Matthiessen, $\frac{1}{\mu} = \sum_i \frac{1}{\mu_i}$ où μ_i est la mobilité due aux mécanismes de diffusion de type "i".

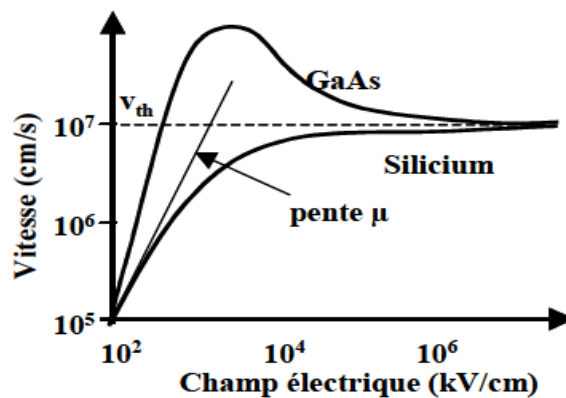


Figure 2. 5: Vitesse moyenne des électrons en fonction du champ électrique (cas du Si et du GaAs)

Pour les faibles champs électriques, la courbe réelle est linéarisée et la pente définit la mobilité des électrons. Pour les forts champs électriques, la vitesse sature et tend en pratique vers la vitesse thermique. L'explication simplifiée de cette limite est que les trajectoires entre chocs sont suffisamment incurvées pour prendre la direction du champ mais que l'énergie apportée entre ces chocs (et donc sur le libre parcours moyen) est négligeable par rapport à l'énergie thermique.

La dépendance au champ F de la mobilité est souvent paramétrée à l'aide de la formule de Caughey – Thomas

$$\mu_{n,p}(F) = \frac{\mu_{n,p}^0}{\left(1 + \left(\frac{\mu_{n,p}^0 \cdot F}{v_{n,p}^{sat}}\right)^{\beta_{n,p}}\right)^{1/\beta_{n,p}}} \quad (2-25)$$

Où $\mu_{n,p}^0$ est le champ faible de la mobilité, $v_{n,p}^{sat}$ et la vitesse de saturation et $\beta_{n,p}$ est un paramètre. Tous les paramètres dépendent de la température. La figure suivante représente la variation de la mobilité des électrons en fonction du dopage dans le silicium et pour différentes valeurs de températures.

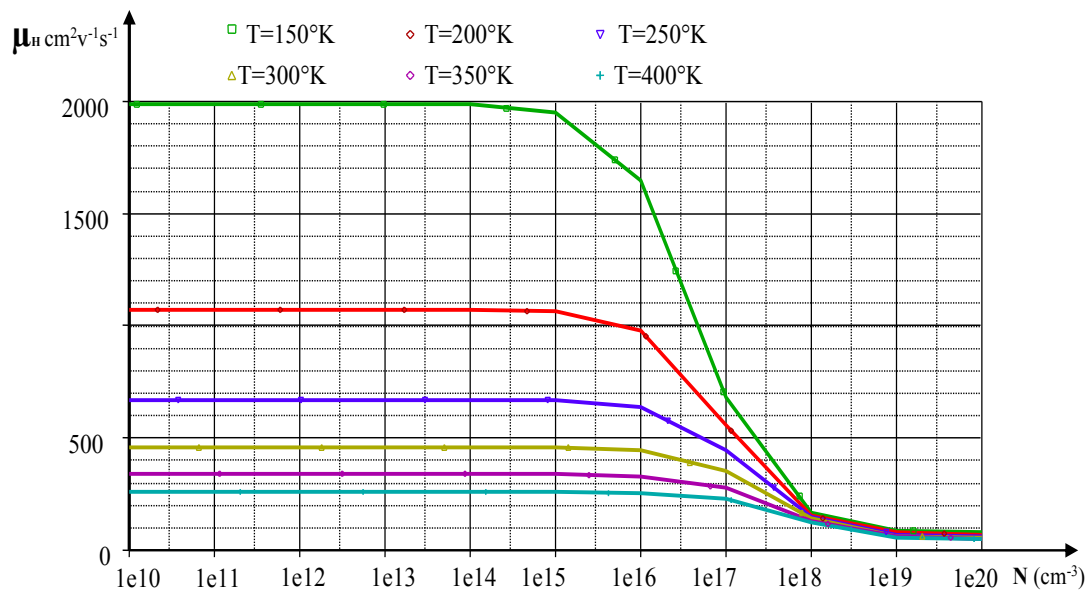


Figure 2. 6 : Variation de la mobilité en fonction du dopage pour différentes températures

Cette figure montre que la mobilité diminue lorsque la température augmente, en effet, l'agitation thermique accroît le nombre de "chocs" qui s'oppose au déplacement. La mobilité diminue aussi avec l'augmentation du niveau de dopage.

Finalement la relation entre la densité totale du courant et la conductivité totale et donnée

par la loi d'Ohm locale :

$$J_{tot} = q(n\mu_n + p\mu_p) F = \sigma F \quad (2-26)$$

Avec $\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p)$ est la conductivité du matériau.

La résistivité varie en fonction de la mobilité selon la relation

$$\rho = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)} \quad (2-27)$$

Pour le silicium type P

$$\rho = \frac{1}{q(N_A \mu_p)} \quad (2-28)$$

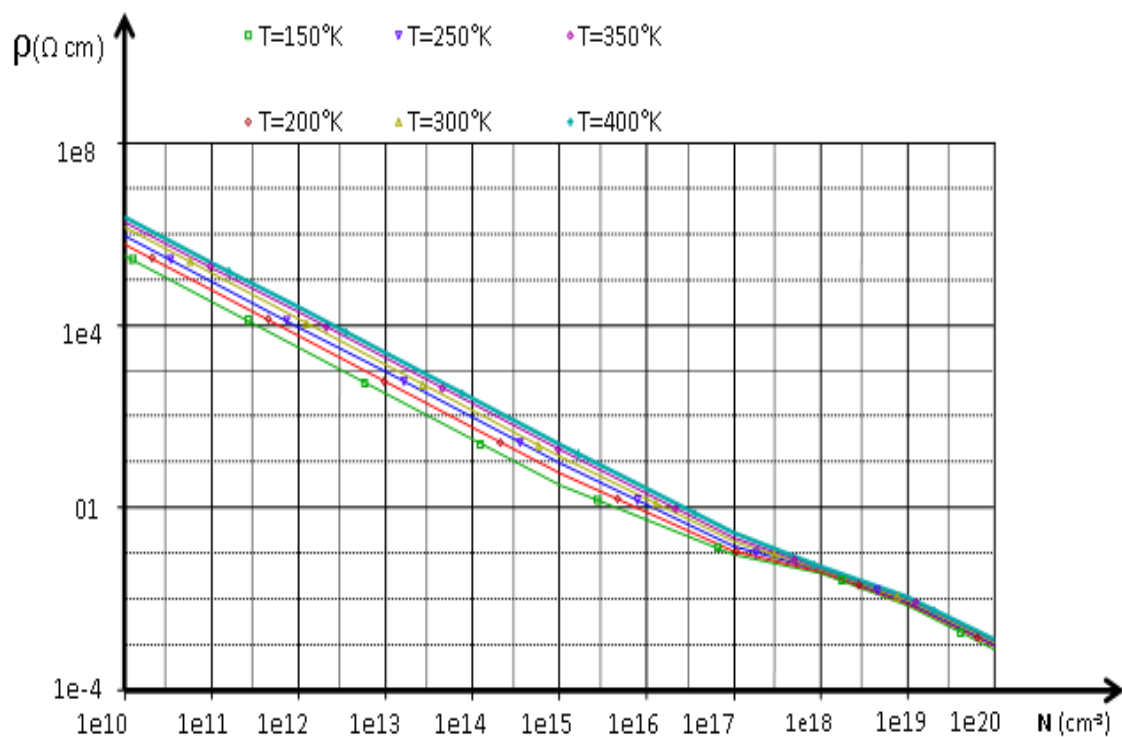


Figure 2. 7: Variation de la résistivité en fonction du dopage pour différentes températures

La **Figure 2. 7** représente la variation de la résistivité en fonction du dopage pour différentes valeurs de température. La résistivité diminue avec l'augmentation du dopage, cela rend possible le contrôle de la résistance du semiconducteur. L'influence de la température est importante pour les faibles dopages jusqu'à 10^{18} cm^{-3} .

Les différences de concentration d'électrons et de trous conduisent à une diffusion d'électrons et de trous des régions de forte concentration vers les régions de faible

concentration. La diffusion est régie par la loi de Fick. Les densités de courant de diffusion sont obtenues en multipliant les flux de diffusion par la charge de particule, qui est $-q$ pour les électrons et $+q$ pour les trous conduisant à

$$J_n^{diff} = qD_n \nabla n \quad (2-29)$$

$$J_p^{diff} = -qD_p \nabla p \quad (2-30)$$

où D_n et D_p sont les constantes de diffusion des électrons et des trous, respectivement. Les constantes de mobilité et de diffusion sont liées en équilibre les unes aux autres par l'équation d'Einstein.

$$D_n = \frac{k_B T}{q} \mu_n \quad (2-31)$$

$$D_p = \frac{k_B T}{q} \mu_p \quad (2-32)$$

En combinant les contributions de courant de dérive (2.2.21) et de diffusion (2.2.26), on obtient les densités de courant

$$J_n = q\mu_n \cdot n \cdot F + qD_n \nabla n \quad (2-33)$$

$$J_p = q\mu_p \cdot p \cdot F + qD_p \nabla p \quad (2-34)$$

Les équations actuelles doivent être complétées par les équations de continuité et de Poisson. Les équations de continuité sont données par

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \cdot J_n - R \quad (2-35)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \nabla \cdot J_p - R \quad (2-36)$$

où R peut être physiquement interprété comme la différence entre la vitesse à laquelle les paires de porteurs électron-trou se recombinent et la vitesse à laquelle elles sont générées dans le semi-conducteur. Par conséquent, R est appelé le taux de génération de recombinaison. La génération prévaut dans les régions où $R < 0$ est conservé et la recombinaison prévaut si $R > 0$.

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_{Si} \varepsilon_0} \quad (2-37)$$

Où φ est le potentiel électrostatique, ε_{Si} la permittivité relative du silicium, ε_0 la permittivité du vide et la densité de charge dans le semi-conducteur et $\rho = q(p - n + N_D^+ - N_A^-)$ avec N_D^+ et N_A^- la concentration d'atomes donneurs et accepteurs électriquement actifs, respectivement.

1.5. Génération et Recombinaison

Dans ce cas, seuls les mécanismes de recombinaison et de génération les plus importants seront discutés. Dans le silicium, ce sont la recombinaison via des défauts (mécanisme Shockley Read-Hall (SRH)), le mécanisme Auger qui est une recombinaison directe de bande à bande et la génération d'avalanche.

1.5.1. Shockley-Read-Hall Recombinaison

Le diagramme de bandes d'un semi-conducteur parfait est constitué d'une bande de valence et d'une bande de conduction séparées par une bande interdite (gap). Lorsque la périodicité du semi-conducteur est perturbée par des atomes étrangers ou des défauts du cristal, des niveaux d'énergie discrets sont introduits dans le gap (**Figure 2. 8**). De tels défauts se comportent comme des centres de recombinaison dans le cas d'un excès de porteurs dans le semi-conducteur et comme centres de génération dans le cas d'un déficit de porteurs. Considérons le cas d'un niveau d'impureté d'énergie E_t et de densité N_t uniformément distribuée dans le semi-conducteur. Lorsque le centre E_t , caractérisé par le coefficient de capture des électrons libres c_n , capture un électron de la bande de conduction (**Figure 2. 8-a**) deux événements sont possibles. L'électron est réémis dans la bande de conduction, c'est le processus d'émission caractérisé par la vitesse d'émission des électrons libres en **Figure 2. 8-b**) ou bien le centre capture un trou de la bande de valence, ce processus sera caractérisé par c_p .

Une recombinaison se produit lorsqu'on assiste à l'événement "a" suivi de "c", la génération se produit lorsque le processus "b" est suivi de "d". Un troisième processus qui n'est ni génération ni recombinaison, est le piégeage. Il se produit lorsque la capture "a" ou "c" est suivie de l'émission "b" ou "d" respectivement. Dans ce cas le porteur revient à la bande où il a été capturé.

Une impureté peut se comporter comme un centre de génération-recombinaison ou comme un piège à porteurs. Ceci dépend de la position du niveau associé à l'impureté dans le gap, et à ses sections efficaces de capture. Généralement les niveaux qui se trouvent proches du milieu du gap se comportent comme des centres de génération ou de

recombinaison, ceux qui sont à proximité des extrema de bandes agissent comme des pièges (donneurs ou accepteurs). Un centre de génération - recombinaison, sous l'effet d'un éclairage ou d'une tension peut se trouver ou bien occupé par des électrons et dans ce cas la densité d'états est n_t , ou bien occupé par des trous et dans ce cas la densité d'états est p_t . La concentration totale est celle des pièges à trous plus celle des pièges à électrons

$$N_t = n_t + p_t.$$

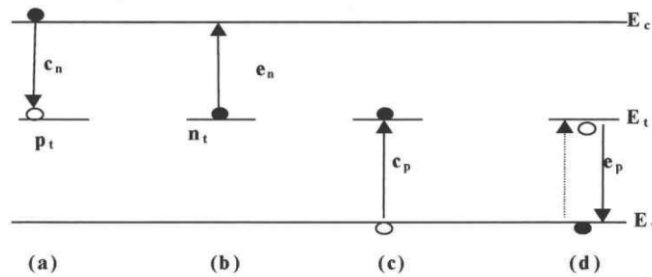


Figure 2. 8: Capture et émission d'un piège dans la bande interdite à un niveau d'énergie E_t .

Le taux de capture net des électrons de bande de conduction, R_n , et des trous de bande de valence, R_p , peut être écrit comme

$$R_n = -\frac{\partial n}{\partial t} = c_n n (N_t - n_t) - e_n n_t \quad (2-38)$$

$$R_p = -\frac{\partial p}{\partial t} = c_p p n_t - e_p (N_t - n_t) \quad (2-39)$$

avec c_n et e_n les constantes de capture et d'émission pour l'interaction avec la bande de conduction. c_p et e_p sont les constantes correspondantes de capture et d'émission pour l'interaction avec la bande de valence. Il est supposé qu'un taux de recombinaisons est proportionnel à la concentration excédentaire en porteurs minoritaires (Δn). Dans un semi-conducteur de type P les porteurs minoritaires sont les électrons :

$$U = \frac{n - n_0}{\tau_n} = \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad (2-40)$$

n : concentration des électrons.

n_0 : concentration des électrons à l'équilibre

τ_n : durée de vie des porteurs minoritaires en excès (les électrons)

Nous allons nous intéresser maintenant aux taux de variations de ces mécanismes individuels. Le taux de capture des électrons lié au mécanisme (a) doit être proportionnel à

la concentration en électrons libres de la bande de conduction et à la concentration en centres de recombinaison qui ne sont pas occupés par les électrons. La concentration en centres inoccupés, situés à un niveau d'énergie E_t , est donnée par $N_t(1 - f)$ où N_t est la concentration totale en centres pièges et f est la probabilité d'occupation d'un centre par un électron. A l'équilibre thermodynamique, f s'exprime par l'équation :

$$f_t^0 = \frac{n_t}{N_t} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_t - E_F}{k_B T}\right)} \quad (2-41)$$

Donc le taux de capture du processus (a) s'écrit

$$r_a = c_n n N_t (1 - f) \quad (2-42)$$

Où $c_n = v_{th} \sigma_n$, v_{th} est la vitesse thermique de porteurs, σ_n est la section efficace de capture des électrons, elle est liée à la distance à laquelle doit s'approcher un électron du piège pour être capturé.

Le taux d'émission des électrons (mécanisme (b)) doit être proportionnel à la densité de centres occupés par des électrons, d'où :

$$r_b = e_n N_t f \quad (2-43)$$

Le taux de capture des trous (mécanisme (c)) suit, par analogie, la même loi que celle du mécanisme (a). Nous aurons donc :

$$r_c = c_p p N_t f = v_{th} \sigma_p N_t f \quad (2-44)$$

, σ_p , est la section efficace de capture des trous.

Le facteur $N_t f$ traduit la concentration en centres occupés par les électrons qui peuvent passer à la bande de valence.

Le taux d'émission des trous (mécanisme (d)) est donné par :

$$r_d = e_p N_t (1 - f) \quad (2-45)$$

Les vitesses d'émission e_n et e_p peuvent s'exprimer en fonction des coefficients de capture en tenant compte des conditions d'équilibre, pour lesquels aucun mécanisme externe n'intervient. Dans ce cas, les taux des deux mécanismes à partir desquels les transitions à l'intérieur et à l'extérieur de la bande de conduction (respectivement de

valence) ont lieu, doivent être égaux. Par conséquent : $r_a = r_b, r_c = r_d$

En utilisant les équations correspondant à ces taux [(2- 42),(2- 43),(2- 44),(2- 45)] et en tenant compte des concentrations en électrons et en trous à l'équilibre :

$$\begin{aligned} n &= N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right) \\ &= n_i \exp\left(-\frac{E_i - E_F}{k_B T}\right) \end{aligned} \quad (2-46)$$

$$\begin{aligned} p &= N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{k_B T}\right) \\ &= n_i \exp\left(-\frac{E_F - E_i}{k_B T}\right) \end{aligned} \quad (2-47)$$

Nous obtenons :

$$\begin{aligned} e_n &= v_{th} \sigma_n N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_t}{k_B T}\right) \\ &= v_{th} \sigma_n n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right) \end{aligned} \quad (2-48)$$

$$\begin{aligned} e_p &= v_{th} \sigma_p N_V \exp\left(\frac{E_V - E_t}{k_B T}\right) \\ &= v_{th} \sigma_p n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{k_B T}\right) \end{aligned} \quad (2-49)$$

Notons que les vitesses d'émission augmentent exponentiellement lorsque le niveau d'énergie E_t se rapproche des extrema de bandes (bande de conduction pour e_n et bande de valence pour e_p). Afin de déterminer le taux de recombinaison résultant SRH, nous considérons le cas hors d'équilibre, à titre d'exemple, un semi-conducteur uniformément éclairé avec un taux de génération G_l . Dans ce cas, en plus des mécanismes (a), (b), (c) et (d) précédents les électrons passent de la bande de valence à celle de conduction sous l'effet de l'éclairement.

En régime permanent, le nombre d'électrons par unité de temps qui atteignent la bande de conduction est le même que le nombre d'électrons qui la quittent, ce qui se traduit par :

$$\frac{dn}{dt} = G_l - (r_a - r_b) = 0 \quad (2-50)$$

D'une manière analogue, le nombre de trous par unité de temps, qui quittent la bande de valence, est égal au nombre de trous par unité de temps qui y pénètrent, par conséquent :

$$\frac{dp}{dt} = G_l - (r_c - r_d) = 0 \quad (2-51)$$

En identifiant les deux expressions précédentes nous pouvons écrire :

$$r_a - r_b = r_c - r_d \quad (2-52)$$

En identifiant les deux expressions correspondantes dans l'équation (2- 52), nous pouvons déterminer la probabilité d'occupation f des centres dans des conditions de non-équilibre en fonction des concentrations en électrons et en trous donc :

$$\begin{aligned} f &= \frac{\sigma_n n + \sigma_p N_V \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{k_B T}\right)}{\sigma_n \left(n + N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{k_B T}\right)\right) + \sigma_p \left(p + N_V \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{k_B T}\right)\right)} \\ &= \frac{\sigma_n n + \sigma_p n_i \exp\left(-\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right)}{\sigma_n \left(n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right)\right) + \sigma_p \left(p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{k_B T}\right)\right)} \end{aligned} \quad (2-53)$$

Le taux de recombinaison résultant SRH est donné en régime permanent par :

$$U_{SRH} = r_a - r_b = r_c - r_d \quad (2-54)$$

Nous pouvons remplacer les termes r_a, r_b, r_c et r_d par leurs expressions en tenant compte de l'équation (2- 53) ce qui donne :

$$U_{SRH} = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} N_t (np - n_i^2)}{\sigma_n \left(n + N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{k_B T}\right)\right) + \sigma_p \left(p + N_V \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{k_B T}\right)\right)} \quad (2-55)$$

$$U_{SRH} = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} N_t (np - n_i^2)}{\sigma_n \left(n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right)\right) + \sigma_p \left(p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{k_B T}\right)\right)} \quad (2-56)$$

Nous déterminerons ainsi la durée de vie SRH. En effet, le taux de recombinaison en volume est défini par l'équation(2- 40) et en utilisant(2- 55) nous déduisons :

$$\tau_{SRH} = \frac{\sigma_p \left(n + N_c \exp \left(-\frac{E_c - E_t}{k_B T} \right) \right) + \sigma_n \left(p + N_v \exp \left(-\frac{E_t - E_v}{k_B T} \right) \right)}{\sigma_n \sigma_p v_{th} N_t (n_0 + p_0 + \Delta n)} \quad (2-57)$$

Dans l'équation (2- 57) ainsi que dans ce qui suit, nous supposons que $\Delta n = \Delta p$.

τ_{SRH} A peut être exprimée sous une forme différente :

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_p \left(n + n_i \exp \left(\frac{E_t - E_i}{k_B T} \right) \right) + \tau_n \left(p + n_i \exp \left(\frac{E_i - E_t}{k_B T} \right) \right)}{n_0 + p_0 + \Delta n} \quad (2-58)$$

Où $\tau_p = \frac{1}{\sigma_p v_{th} N_t}$ et $\tau_n = \frac{1}{\sigma_n v_{th} N_t}$

n_0 et p_0 sont respectivement, les concentrations des électrons libres et des trous.

Cette équation se trouve simplifiée dans les cas de faible et forte injection notés par la suite (FI) et (FII) respectivement.

On dit qu'on est en régime de faible injection lorsque la concentration des porteurs minoritaires est faible comparée à la concentration des majoritaires en équilibre, $\Delta n \ll p_0$

En outre, $p \gg n_i \exp \left(\frac{E_t - E_i}{k_B T} \right)$ pour des centres recombinants efficaces, c 'est-à-dire éloignés de la bande de valence. τ_{SRH} , devient donc $\tau_{SRH}(FI) \approx \tau_n$.

Dans le cas de forte injection $\Delta n \gg p_0$ l'équation qui donne τ_{SRH} se simplifie :

$$\tau_{SRH}(FI) \approx \tau_n + \tau_p \quad (2-59)$$

A noter qu'on néglige n_0 devant p_0 pour un semi-conducteur de type P.

1.5.2. Recombinaison Auger

Dans les semi-conducteurs indirects comme le silicium, la recombinaison Auger est un mécanisme non radiatif important. Dans la recombinaison Auger, l'énergie libérée lors de la recombinaison d'un électron et d'un trou n'est pas émise par un photon, mais transférée à une troisième particule qui peut être un électron ou un trou. Cette particule sera alors un porteur chaud et transférera son énergie de manière non radiative par émission de phonons vers le réseau. En tant que processus à trois particules, la recombinaison Auger devient probable dans la région fortement dopée de $\approx 5.10^{19} \text{cm}^{-3}$

³ ou sous polarisation directe. Ce taux de recombinaison est donné par

$$R_{Au} = (C_n n + C_p)(np - n_i^2) \quad (2-60)$$

avec c_n et c_p sont des constantes qui varient sensiblement avec la température. À 300 K, les valeurs sont $c_n = 2,8 \cdot 10^{-31} \text{cm}^6 \text{s}^{-1}$ et $c_p = 9,9 \cdot 10^{-32} \text{cm}^6 \text{s}^{-1}$.

1.5.3. Génération d'avalanche

L'ionisation par impact est l'inverse de la recombinaison Auger. Si l'intensité du champ électrique dans le semi-conducteur est supérieure à un certain seuil, les porteurs gagnent suffisamment d'énergie cinétique pour générer des paires électron-trou par ionisation par impact, comme le montre la **Figure 2. 9**. Considérons l'électron (désigné par 1) dans la bande de conduction qui est accéléré dans le champ électrique élevé avant d'entre en collision avec un électron de la bande de valence. Cet électron peut transférer une partie de son énergie cinétique à l'électron de la bande de valence pour effectuer une transition ascendante vers la bande de conduction. Une paire électron-trou (désignée par 2 et 2') est générée. Maintenant, la paire générée est également accélérée dans le champ électrique et entre en collision avec d'autres électrons de la bande de valence pour générer de nouvelles paires électron-trou comme indiqué sur la figure par 3 et 3' et ainsi de suite. Ce processus conduit à une avalanche.

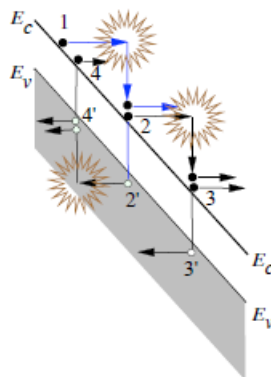


Figure 2. 9: Diagramme de bande d'énergie pour le processus d'avalanche.

Le taux de génération de pair électron-trou G est donné par:

$$G = \alpha_n \frac{J_n}{q} + \alpha_p \frac{J_p}{q} \quad (2-61)$$

où α_n et α_p sont les coefficients d'ionisation pour les électrons et les trous, respectivement. α_n donne le nombre de paires électron-trou générées par un électron par unité de distance parcourue et similaire pour α_p . Les coefficients d'ionisation dépendent fortement de l'amplitude du champ électrique E et sont souvent exprimés par la formule

semi-empirique de Chynoweth [53] $\alpha_{n,p} = a_{n,p} \exp\left(-\frac{b_{n,p}}{E}\right)$ Sur la base de cette formule, différents modèles d'ionisation par impact peuvent être formulés et seront discutés plus tard. Le calcul du courant total d'avalanche généré, I_{av} , suppose qu'un courant initial, $I_n(0)$, d'électrons entre à $x = 0$ comme le montre la **Figure 2. 10**.

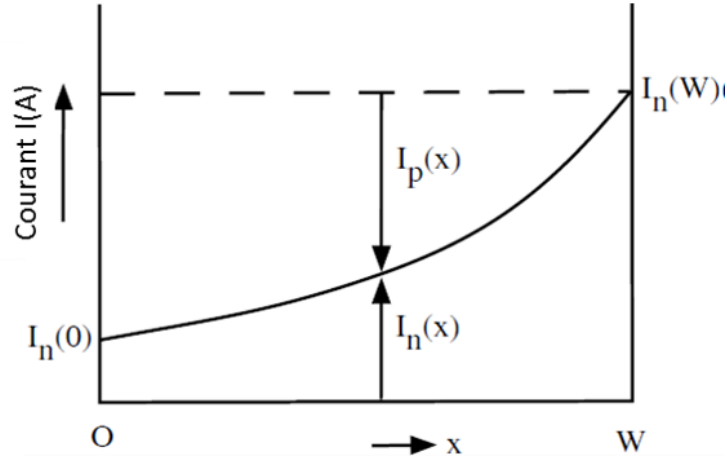


Figure 2. 10 : Multiplication d'avalanche d'un courant d'électrons initial $I_n(0)$ à la valeur $I_n(W)$

Une région de champ électrique élevé où l'ionisation par impact a lieu. Ce courant à $x = W$ est passé à $I_n(W) = I = M_n I_n(0)$, où M_n est le facteur de multiplication des électrons. Un courant de trou est également généré, de telle sorte que toujours :

$$dI = \alpha_n I_n dx + \alpha_p I_p dx = (\alpha_n - \alpha_p) I_n dx + \alpha_p I dx \quad (2-62)$$

Où

$$\frac{dI_n}{dx} = (\alpha_n - \alpha_p) I_n + \alpha_p I \quad (2-63)$$

Le courant d'avalanche est

$$I_{av} = I - I_n(0) = [1 - (1/M_n)] I \quad (2-64)$$

Résolution de l'équation différentielle (2-64) conduit à

$$\frac{1}{1 - M_n} = \int_0^W \alpha_n(x) \exp\left[-\int_x^W (\alpha_n(x') - \alpha_p(x')) dx'\right] dx \quad (2-65)$$

L'intégrale sur le côté droit est l'intégrale d'ionisation, qui est également abrégée en I_n . De même, pour les trous

$$\frac{1}{1 - M_p} = \int_0^W \alpha_p(x) \exp \left[- \int_0^x (\alpha_p(x') - \alpha_n(x')) dx' \right] dx \quad (2-66)$$

où l'intégrale d'ionisation est également désignée par I_p . En cas d'avalanche $M_{n,p} \rightarrow \infty$ résultant en $I_n = I_p = I$ pour les intégrales d'ionisation. Les intégrales d'ionisation sont souvent utilisées pour une analyse de décomposition approximative. Comme on peut le voir à partir de l'équation (2-65), le courant n'entre pas, de sorte que pour le calcul, il suffit d'utiliser l'équation de Poisson et de supposer un niveau de quasi-Fermi constant dans la région d'appauvrissement. Cette méthode est une simplification car en dérivant les intégrales d'ionisation, l'existence d'une énergie de seuil n'est pas prise en compte et les changements de champ dus aux porteurs mobiles sont négligés.

2. La jonction PN

Pour la détection des particules, une jonction de silicium de type p et de type n est utilisée. Ceci est obtenu à partir d'un monocristal dopé avec des donneurs et des accepteurs sur deux côtés différents. À la jonction des deux régions, en raison de leur concentration différente, les électrons et les trous diffusent des zones de concentration élevée à celles de faible concentration où ils se recombinent avec les porteurs opposés et créent une région dite désertée avec $p = n$. En tant qu'effet de la recombinaison, une charge d'espace de signe opposé est produite dans la région désertée, ce qui crée un champ électrique qui diminue la tendance à une plus grande diffusion jusqu'à l'équilibre. La jonction PN délimite quatre zones : deux zones neutres (N et P) une zone de charge d'espace positive et une zone de charge d'espace négative comme cela est schématisé à la

Figure 2. 11.

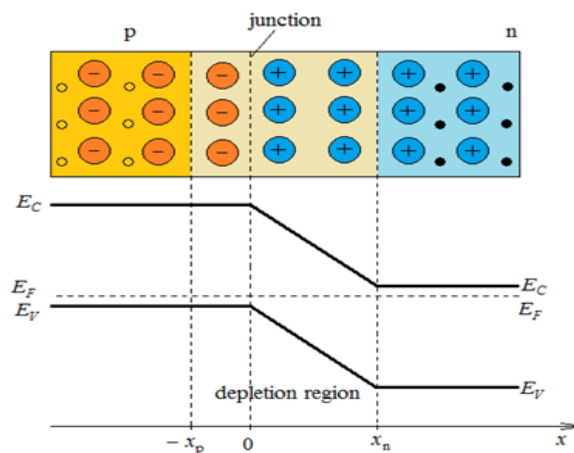


Figure 2. 11 : Représentation schématique d'une jonction pn en équilibre thermique

En supposant un profil rectangulaire de la zone de charge d'espace comme cela est

indiqué sur la **Figure 2. 12**, l'équation de Poisson s'écrit dans les différentes zones comme suit :

$$\rho(x) = \begin{cases} 0 & x \leq -x_p \text{ et } x \geq x_n \\ -qNa & [-x_p, 0] \\ qNd & [0, x_n] \end{cases} \quad (2-67)$$

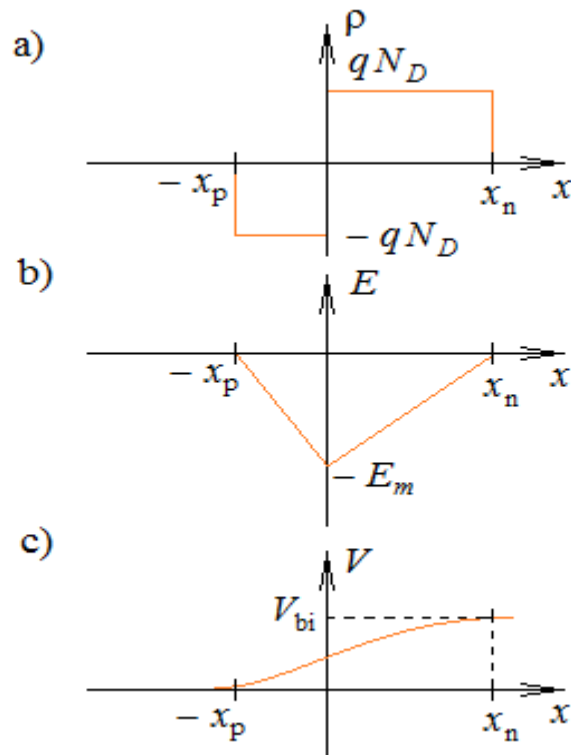


Figure 2. 12 : Représentation a) de la densité de charge $\rho(x)$ et b) du champ électrique, $F(x)$ à l'intérieur d'un détecteur décrit comme une jonction abrupte

Si dans un matériau il existe une charge $\rho(x)$, on peut lui associer un potentiel grâce à l'équation de Poisson. Cette dernière s'écrit :

$$\Delta V = \frac{-\rho}{\epsilon_{Si}\epsilon_0} \quad (2-68)$$

où ρ est la densité de charges et $\epsilon_{Si}\epsilon_0 = 1.05pF/cm$ est la permittivité électrique du silicium avec $\epsilon_{Si} = 11.9$, la constante diélectrique du silicium et $\epsilon_0 = 8.85 pF/m$, la permittivité du vide. La densité de charge ρ est illustrée à la **Figure 2. 12 a**.

Dans le cas d'un modèle unidimensionnel, le Lapalacien se ramène à une simple dérivée seconde et la relation s'écrira donc :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{-\rho}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \quad (2-69)$$

A partir de cette équation on trouve le champ électrique F tel que

$$F(x) = \int \frac{\rho}{\varepsilon_r \varepsilon_0} dx \quad (2-70)$$

En utilisant le fait que le champ électrique doit être nul aux extrémités, on obtient la forme du champ simplifier, illustrée à la **Figure 2. 12. b.**

$$F(x) = \begin{cases} 0 & x \leq -x_p \text{ et } x \geq x_n \\ -\frac{qNa}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} (x + x_p) & [-x_p, 0] \\ \frac{qNd}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} (x - x_n) & [0, x_n] \end{cases} \quad (2-71)$$

En se servant de la continuité du champ électrique au point $x = 0$, on trouve la relation 4.6 entre les concentrations de dopants et les régions désertées.

$$N_a x_p = N_d x_n \quad (2-72)$$

On obtient la description du potentiel électrostatique donné par l'équation (2- 73) en intégrant le champ électrique.

$$\Phi(x) = \begin{cases} -\frac{qNa}{2\varepsilon_0 \varepsilon_r} (x + x_p)^2 + \Phi_p & [-x_p, 0] \\ \frac{qNd}{2\varepsilon_0 \varepsilon_r} (x - x_n)^2 + \Phi_n & [0, x_n] \end{cases} \quad (2-73)$$

où Φ_p et Φ_n sont les potentiels électrostatiques à $x = x_p$ et $x = x_n$ respectivement.

Le contact entre les sections p et n crée donc une différence de potentiel, appelée tension intrinsèque V_0 , qui dépend des concentrations de dopants :

$$V_0 = \int F(x) = \Phi_n - \Phi_p = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right) \quad (2-74)$$

$$F(x) = \frac{qNd}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} (x + x_n) \quad (2-75)$$

où $k_B = 8,617 \cdot 10^{-5}$ eV /K est la constante de Boltzmann, la température Test en degré Kelvin et n_i est la concentration intrinsèque de dopants.

Les détecteurs au silicium fonctionnent de manière optimale lorsque la zone désertée

des porteurs de charge correspond à l'épaisseur physique totale du détecteur.

Pour ce faire, on applique une tension négative V et la différence de potentiel $\Phi_n - \Phi_p$ doit donc correspondre à $V + V_0$. En utilisant cette information et la condition de continuité du potentiel en $x = 0$, on obtient la variation de la largeur de la zone désertée en fonction de la tension appliquée :

$$V + V_0 = \frac{qNa}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} x_p^2 + \frac{qNd}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} x_n^2 \quad (2-76)$$

$$x_n = \frac{1}{N_d} \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{q} (V + V_0) \left[\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right]^{-1}} \quad (2-77)$$

Si la zone p est fortement dopée, on a $N_a \gg N_d$. 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 :

$$N_{eff} = |N_a - N_d| \quad (2-78)$$

$$x_n \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{qN_d} (V + V_0)} \quad (2-79)$$

$$V_d = \frac{qNd}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} d^2 - V_0 \quad (2-80)$$

On appelle tension de désertion totale (V_d) donnée par l'équation (2-80), la tension minimale à laquelle le volume de détection devient maximal, c'est-à-dire que la zone de désertion totale x_n atteint la largeur physique du détecteur d (voir la **Figure 2.14**)

La mesure de V_d est cruciale et facile à effectuer. On utilise la méthode Capacité-Tension (C-V) pour déterminer la valeur de V_d .

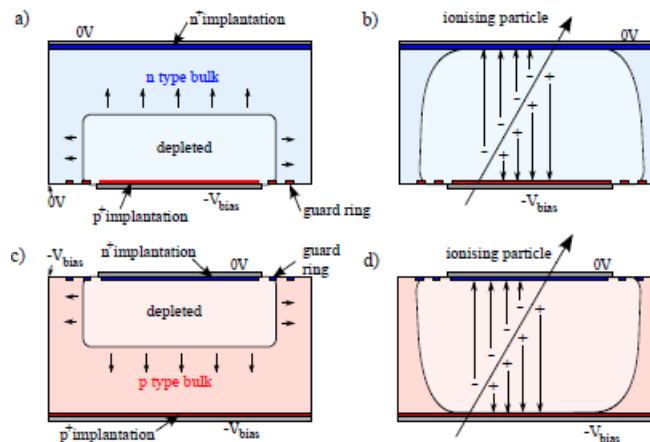


Figure 2. 13: Coupe transversale à travers un capteur de silicium pour le volume de type n (a et b)-type p (c et d)[54].

2.1. Courant de fuite

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. ce courant de fuite est de l'ordre. du nA/cm^2 , la composante majeure du courant de fuite est celle de volume (ou de corps). Une première cause de ce courant de fuite est la création de paires par agitation thermique qui varie avec la température selon l'équation (2- 81). 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

$$I_{fuite} = T^2 \exp \left(- \frac{Eg}{2K_B T} \right) \quad (2- 81)$$

2.2. La caractéristique inverse I-V

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 est illustre dans la **Figure 2. 14.**

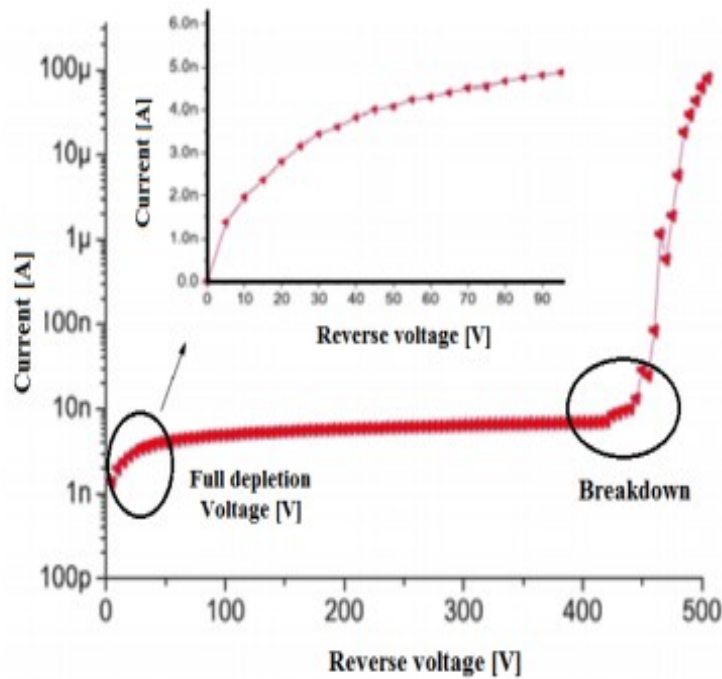


Figure 2. 14 : La caractéristique I-V pour une diode en polarisation inverse. La figure insérée montre I-V avant V_{fd} . [55].

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

A partir de l'équation :

$$W(V) = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qN_{eff}}(V_{bi} + V_i)} \quad (2-82)$$

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 [55]. La tension de déplétion est donnée V_{dep} par :

$$V_{dep} = \frac{qN_{eff}}{2\varepsilon\varepsilon_0}W^2 - V_{bi} \quad (2-83)$$

$W = W_{max}$ Correspond à la tension de déplétion totale V_{fd} (en anglais full depletion voltage) qui est tension nécessaire pour dépeupler totalement le volume d'une jonction (du côté le moins dopé). Elle est donné par la relation :

$$V_{fd} = \frac{qN_{eff}}{2\varepsilon\varepsilon_0}(W_{max})^2 - V_{bi} \quad (2-84)$$

Avec :

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

La concentration effective de dopage

La concentration effective de dopage est notée par " N_{eff} ", il est observé expérimentalement que cette concentration diminue puis augmente avec l'accroissement de la fluence de l'irradiation [56].

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

$$|N_{eff}| = \frac{2\epsilon\epsilon_0}{qW^2}(V_{dep} + V_{bi}) \quad (2-85)$$

Caractéristique capacité –tension (C-V) d'une jonction P-N polarisé en inverse

Lors du tracer la caractéristique capacité – tension (C-V), on peut extraire la tension de déplétion totale V_{fd} [55]. La capacité de la jonction polarisée en inverse est considérée comme un condensateur plan. Il est donné par :

$$C(V) = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{dW} \frac{dW}{dV} \quad (2-86)$$

Où : dw : l'élargissement de la région d'épuisement provoquée par l'augmentation de la tension de barrière

dQ : est la variation de charge correspondante aux deux côtés de la jonction . La charge et donnée par :

$$Q = eN_{eff}AW \quad (2-87)$$

Où : A est la surface de la diode.

La largeur W de la région épuisée est donnée par la relation (2- 88)

$$W(V) = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_{eff}}(V_{bi} + V_i)} \quad (2-88)$$

En négligeant V_{bi} devant V dans (2- 88)

Après avoir différencié les équations (2- 87) et (2- 88) on obtient[56] :

$$C(V) = A \sqrt{\frac{e\epsilon\epsilon_0 N_{eff}}{2}} \sqrt{\frac{1}{V}} = \epsilon\epsilon_0 \frac{A}{W} \quad (2-89)$$

En traçant $\frac{1}{C^2}$ en fonction de la tension de polarisation selon la formule :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2V}{qA^2\epsilon\epsilon_0|N_{eff}|} \quad (2-90)$$

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. 15**

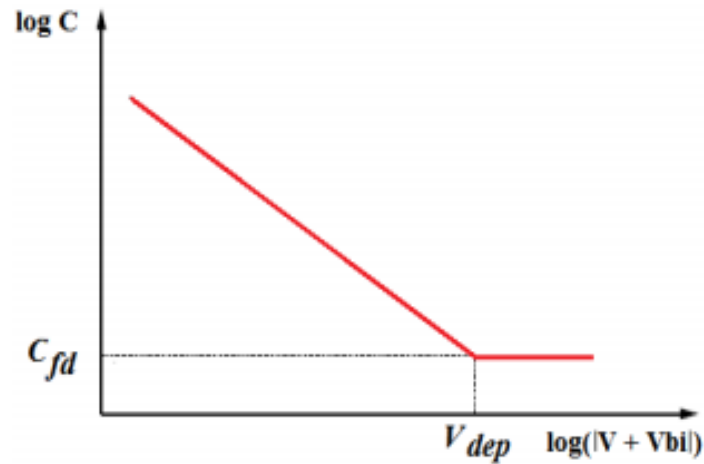


Figure 2. 15 Principe de détermination de la tension V_{fd} de déplétion totale. [55]

V_{fd} est déterminée en évaluant la tension pour laquelle une droite à la partie linéaire de la courbe intercepte une seconde droite tangente au plateau[55].

Chapitre III : Dommages induits par irradiations dans les détecteurs en silicium

Les détecteurs au silicium utilisés dans les expériences du LHC ont été exposés à un environnement d'irradiation agressive. La fluence absorbée dans dix ans d'exploitation du LHC a été estimée à $3 \times 10^{14} \text{ néq/cm}^2$. Cet énorme flux d'irradiation, dû à des particules que l'on souhaite détecter provoqueront de dommages graves aux capteurs en silicium et son électronique de lecture. Dans ce chapitre, des généralités sur l'interaction particules - matière sont données avec leurs propriétés spécifiques, ainsi que les modifications subies suite aux irradiations, des différentes caractéristiques telles que, la concentration effective de dopants, la tension de déplétion et le courant de fuite.

1. Généralité sur l'interaction rayonnement-matière

En fonction de la charge, la masse, l'énergie et d'autres paramètres, les particules interagissent différemment en traversant la matière. Il existe une variété de méthodes selon lesquelles le rayonnement interagit avec les atomes. Dans cette section, l'interaction des particules chargées légères et lourdes, ainsi que des particules neutres et des photons sera introduite.

1.1. Interactions des particules chargées

Il existe plusieurs types d'interactions pour les particules chargées dans la matière. La principale méthode d'interaction des particules chargées est via l'interaction électromagnétique, qui pourrait être divisée en deux types. Le premier concerne les pertes d'énergie lors de l'ionisation et de l'excitation des atomes cibles dues aux interactions électromagnétiques avec les électrons orbitaux. Ce cas est typique pour les particules chargées à la fois lourdes et légères.

Le deuxième type d'interaction électromagnétique se produit lorsque les particules perdent de l'énergie par rayonnement, ce qui est très important pour les particules lumineuses à haute énergie. Lorsque la perte d'énergie radiative est dominante, il est pratique d'introduire une longueur de rayonnement, qui est la distance dans le matériau sur laquelle la particule chargée perd son énergie d'un facteur e .

$$E = E_0 \exp\left(\frac{X}{X_0}\right) \quad (3-1)$$

$$X_0^{-1} = \frac{4 \cdot Z^2 \cdot N_A \cdot \rho \cdot \alpha \cdot r_e^2}{A} \ln\left(\frac{183}{\sqrt[3]{Z}}\right) \quad (3-2)$$

où r_e est le rayon électronique classique, $\alpha = \frac{e^2}{2\varepsilon_0 hc}$ est la constante de structure fine, N_A est la constante d'Avogadro, ρ est la densité de la matière, Z et A (en g mol⁻¹) sont le numéro atomique et la masse atomique du matériau.

Les particules chargées interagissent principalement avec les électrons et perdent de l'énergie à travers différents mécanismes :

1. Perte d'énergie par ionisation
2. Rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)
3. Rayonnement Cherenkov.
4. Rayonnement de transition,

1.2. Perte d'énergie par ionisation

Une particule chargée dans la matière perd de l'énergie par ionisation et excitation des atomes le long du chemin, transférant de l'énergie aux électrons atomiques. Le paramètre clé est la quantité maximale d'énergie transférée en une seule collision. La perte d'énergie est différente pour les particules lourdes et les électrons / positrons, en raison de leur masse, qui doit être comparée à la masse des électrons cibles. La perte d'énergie par unité de longueur de particules chargées lourdes, où pouvoir d'arrêt, est décrite par l'équation de Bethe-Bloch. La formule de Bethe-Bloch Equation (3-3) décrit la perte d'énergie en fonction de la distance pour les particules fortement chargées. Elle peut également être considérée comme la distance d'arrêt pour une particule voyageant avec une vitesse relativiste, β , dans un matériau particulier avec un numéro atomique, Z .

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (3-3)$$

Avec $k = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.307075 [MeV g^{-1} cm^2]$;

$N_A = 6.022 \times 10^{23} [mol^{-1}]$ - nombre d'Avogadro ;

$r_e = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2} = 2.817 [fm]$ - rayon classique d'électron ;

z - charge de la particule incidente ;

Z - numéro atomique du milieu d'absorption ;

Masse atomique du milieu d'absorption ;

$m_e c^2$ - énergie de l'électron au repos ;

β - vitesse de la particule traversante en unités de c (vitesse de la lumière);

$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ facteur de Lorentz ;

énergie d'excitation moyenne [eV], 173 eV pour le silicium ;

T_{max} - l'énergie cinétique [MeV] maximale qui peut être transférée à un électron par une particule lors d'une seule collision ;

$\delta(\beta\gamma)$ - est une correction pour les effets de densité de charge à haute énergie.

La formule de Bethe ci-dessus n'est valable que pour la plage $0.1 < \beta\gamma < 10^4$. La **Figure 3- 1** montre le pouvoir d'arrêt des muons positifs dans le cuivre en fonction de l'impulsion des muons.

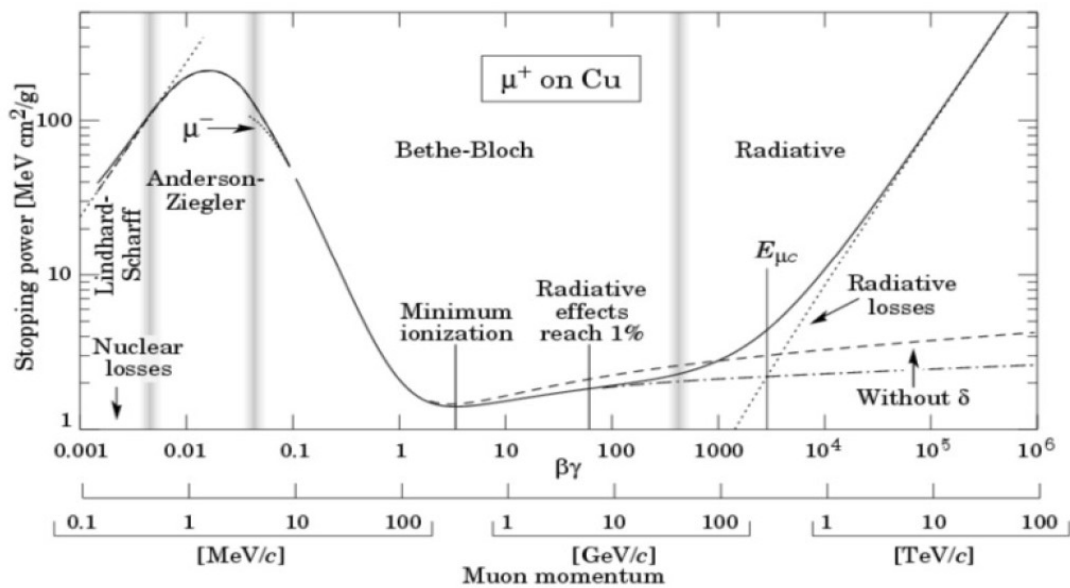


Figure 3- 1 : Le pouvoir d'arrêt des muons positifs dans le cuivre en fonction de la quantité de mouvement des muons[57]. La ligne continue représente le pouvoir d'arrêt total du muon[57].

Lors de l'interaction de la particule chargée avec le milieu, il y aura des fluctuations de la perte d'énergie, dont les propriétés dépendent de l'épaisseur du matériau absorbant. L'équation de Bethe-Bloch ne décrit que la perte d'énergie moyenne des particules.

La distribution de la perte d'énergie est gaussienne avec des absorbeurs épais, en raison du grand nombre de collisions, mais devient asymétrique dans les absorbeurs minces, où elle est décrite par la distribution de Landau[58] [59]. Le Beth dE/dx et l'énergie la plus probable par unité d'épaisseur $\delta p/x$, dans le silicium sont représentées en fonction de l'énergie des muons sur la **Figure 3- 2**.

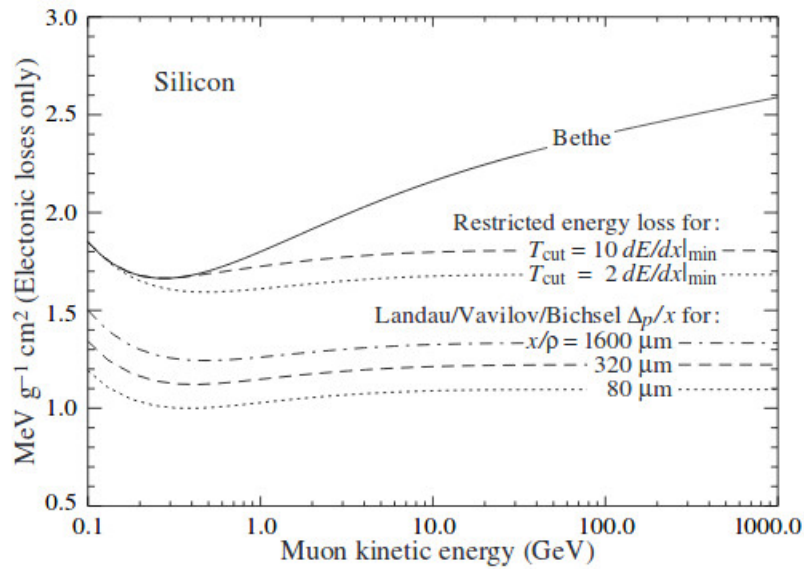


Figure 3- 2 : Le Bethe dE/dx et l'énergie la plus probable de Landau par unité d'épaisseur $\delta p/x$ dans le silicium. L'ionisation minimale (dE/dx_{min}) est de $1,664 \text{ MeV g}^{-1}\text{cm}^2$. Les pertes radiatives sont exclues. Les particules incidentes sont des muons.[58]

1.3. Bremsstrahlung

Le rayonnement de Bremsstrahlung est émis lorsqu'une particule chargée est accélérée (décélérée) ou déviée par interaction avec le champ de Coulomb d'une autre particule ou les noyaux atomiques. En décélération dans la matière, la particule perd son énergie en émettant des photons dans le processus de Bremsstrahlung[60].

La perte moyenne d'énergie par distance causée par Bremsstrahlung peut être calculée en utilisant

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{1}{X_0} E_0 e^{-\frac{x}{X_0}} = -\frac{E}{X_0} \quad (3-4)$$

L'intensité du rayonnement bremsstrahlung est proportionnelle au carré du numéro atomique de la cible, à l'énergie de la particule de bombardement et inverse au carré de la masse des particules. Il s'ensuit que les particules légères telles que les cibles de bombardement d'électrons et de positons de grand nombre atomique sont des producteurs plus efficaces de rayonnement bremsstrahlung que les particules plus lourdes.

1.4. Rayonnement Cherenkov

Les particules chargées rapides se déplaçant dans un milieu diélectrique avec $n > 1$ (n : indice de réfraction) peuvent créer un rayonnement électromagnétique, appelé rayonnement Cherenkov. Cela ne se produit que lorsque la vitesse de la particule est supérieure à la vitesse de phase de la lumière dans le milieu particulier, qui est c/n . La lumière Cherenkov émet un cône avant avec un angle spécifique θ , en fonction de la vitesse

de la particule et de l'indice de réfraction de la manière suivante :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (3-5)$$

Le rayonnement Cherenkov est largement utilisé pour détecter les particules chargées de haute énergie et les rayons cosmiques.

1.5. Rayonnement de transition

Le rayonnement de transition est une forme de rayonnement électromagnétique émis pendant le mouvement uniforme d'une particule chargée dans un milieu spatialement inhomogène, comme une frontière entre deux milieux avec des constantes diélectriques différentes. Il dépend fortement du facteur relativiste γ de la particule qui le rend utilisable pour l'identification des particules. Typiquement, l'intensité du rayonnement de transition est faible, mais l'utilisation d'un radiateur diélectrique multicouches peut augmenter le rendement de ce rayonnement.

1.6. Interaction des photons avec la matière

Les photons interagissent dans la matière par l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires. Ces trois types d'interaction sont dominants à différentes énergies (pour le silicium) : l'effet photoélectrique est dominant à faible énergie (l'énergie du photon, $E_\gamma < 0.06$ MeV), la diffusion Compton est importante à une énergie intermédiaire (0.06 MeV $< E_\gamma < 15$ MeV) et finalement la création de paire est dominante à grande énergie ($E_\gamma > 1.02$ MeV).

L'importance relative de ces trois effets dépend de l'énergie du photon, et du numéro atomique Z du milieu atténuateur.

1.6.1. Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique résulte du transfert de la totalité de l'énergie du photon incident sur un électron de l'un des atomes de la cible qui est éjecté, créant ainsi un trou. Cet effet ne se produit que si l'énergie $E_\nu = h\nu$ du photon est supérieure à l'énergie de liaison B de l'électron. Ce dernier, appelé photoélectron, est alors éjecté du cortège électronique de l'atome avec une énergie cinétique résiduelle ($E_c = h\nu - B$) qu'il cède au cours d'ionisations et d'excitations des atomes de la matière. la place vacante va être comblée par un électron de couche plus externe ou par un électron extérieur à l'atome. Ce remplacement s'accompagne d'une libération d'énergie T_R qui peut être [61]

- Soit émise sous la forme d'un photon dit photon de fluorescence.

- Soit communiquée à un électron périphérique d'énergie de liaison $T_P < T_R$. Cet électron appelé électron Auger est expulsé avec une énergie cinétique de $T_R - T_P$. Ce phénomène, appelé effet Auger, entre en compétition avec l'émission d'un photon de fluorescence.

Photoélectron Selon la valeur de $h\nu_0$ un électron d'énergie de liaison E_L est éjecté de la couche K, L, ou M avec une énergie cinétique T telle que :

$$T = h\nu_0 - E_L \quad (3-6)$$

Il faut cependant noter que l'effet photoélectrique se produit presque uniquement sur les électrons de la couche pour laquelle E_L est la plus proche de $h\nu_0$ par valeur inférieure, c'est-à-dire en pratique sur les couches internes pour les rayons X. En outre, l'éjection d'un photoélectron sous une incidence ϕ entraîne pour l'atome ionisé le début d'un processus de réorganisation électronique.

Electrons Auger la vacance initiale est de suite comblée par un électron d'une orbite supérieure. Il s'en suit une émission de photons de fluorescence ou, dans la quasi-totalité des cas (99,5%), l'émission d'un électron Auger [60] d'une orbite supérieure pour compenser l'excès d'énergie mis en jeu lors de la transition.

Cette émission est d'autant plus probable que le numéro atomique Z est faible. Le processus de transition électronique se poursuit de proche en proche avec l'émission d'un électron Auger jusqu'à l'expulsion de la vacance initiale aux couches les plus externes de l'atome ionisé.

Par exemple KL1L2 signifie que la vacance initiale se situant sur la couche K est remplie par un électron subissant une transition de la couche L1 et émettant un électron Auger de la couche L2 dont l'énergie cinétique est:

$$T' = (W_K - W_{L1}) - W_{L2}$$

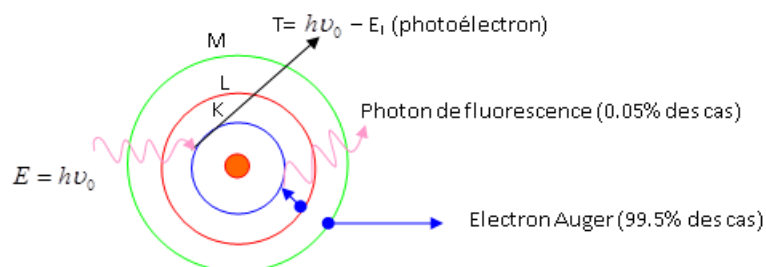


Figure 3- 3: Effet photoélectrique (Un photon d'énergie $h\nu_0$ est absorbé par un atome du milieu dont le retour à l'état fondamental passe par l'éjection d'un photoélectron d'énergie T, Suivie d'une réorganisation électronique caractérisée par l'éjection d'électrons Auger ou l'émission des photons de fluorescence

1.6.2. Effet Compton :

L'effet Compton résulte de l'interaction entre un photon incident d'énergie $h\nu$ et un électron libre ou faiblement lié de la cible, dont l'énergie de liaison et l'énergie cinétique sont négligeables devant $h\nu$. Au cours de cette interaction qui peut être décrite comme une collision, l'électron-dit électron Compton-acquiert une énergie cinétique E_e et un photon diffusé-dit photon de recul-est émis avec l'énergie $h\nu'$ dans une direction faisant un angle θ avec la direction du photon incident [61]. La conservation de l'énergie entraîne: $h\nu = E_e + h\nu'$. Les valeurs respectives de E_e et $h\nu'$ sont liées à θ par les formules de Compton, obtenues en écrivant la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie totale au cours de la collision. La section efficace Compton varie en $\frac{Z}{E}$ [62].

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (3-7)$$

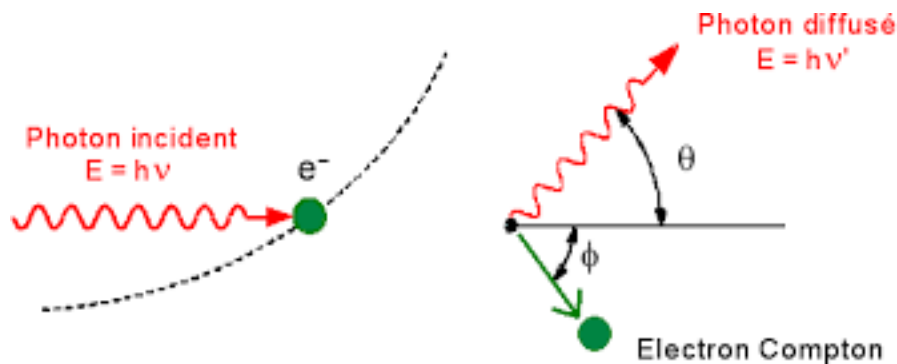


Figure 3- 4 : Effet Compton

1.6.3. Effet de matérialisation (création de paires e^+ , e^-)

Ce processus se produit pour des photons très énergétiques passant à proximité d'un noyau: le photon incident se matérialise sous la forme d'un électron et d'un positon, de mêmes masses m_0 et de mêmes énergies cinétiques. Il existe une valeur seuil pour l'énergie du photon incident ($E_\nu > 2m_0c^2$) pour la création de paires et ce phénomène ne devient important que pour des valeurs très élevées de E_ν [62].

Une énergie égale à $2m_0c^2$ (2×0.51 MeV), correspondant à leur masse, est dépensée à créer les deux électrons ; l'excédent d'énergie se partage entre les énergies cinétiques des deux électrons.

$$h\nu_0 = 1.02 \text{ MeV} + E_a^+ + E_a^- \quad (3-8)$$

Il est évident que l'effet de matérialisation ne peut avoir lieu que si $h\nu_0$ est supérieure

à 1.02 MeV. La présence du noyau est nécessaire pour satisfaire l'équation de conservation de la quantité de mouvement.

Le positron épuise son énergie cinétique de la même façon que l'électron négatif en subissant des collisions dans le milieu ; celui-ci absorbe donc l'énergie cinétique E_a^+ et E_a^- des deux particules (électron et positron).

Photons d'annihilation : En fin de trajectoire, le positron rencontrant un électron négatif du milieu, les deux électrons s'annihilent et l'énergie qui est libérée se retrouve sous forme de deux photons d'annihilation de 0.51MeV, émis dans des directions opposées.

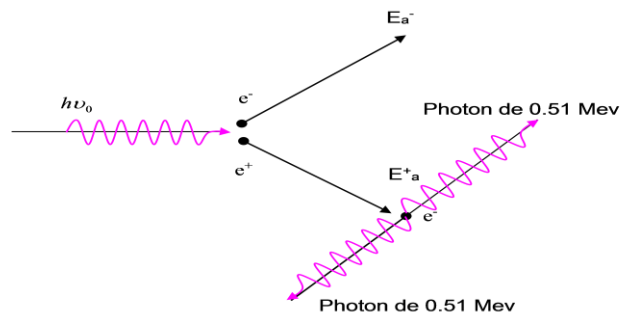


Figure 3- 5: Effet de matérialisation

On présente dans la **Figure 3- 6** les importances relatives de ces 3 interactions élémentaires en fonction de l'énergie du photon incident et du numéro atomique du milieu cible.

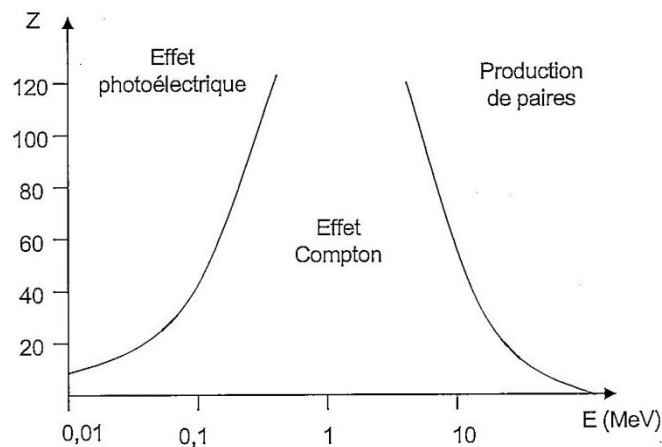


Figure 3- 6 : Importance relative des trois modes d'interactions électro magnétiques en fonction de l'énergie du photon incident et du numéro atomique du milieu cible [60]. Réaction nucléaire

Un photon peut être absorbé par un noyau qui se trouve porté à un état d'instabilité

et se désintègre généralement en émettant un neutron. Cette réaction nucléaire, appelée réaction (γ, n) s'écrit :



La réaction aboutit à la formation de l'isotope ${}^{A-1}_ZX$, généralement radioactif, du noyau A_ZX initial. Elle ne se produit que pour des photons d'énergie très élevée. Elle est à l'origine de la radioactivité, très faible, qui est produite dans les tissus irradiés par des rayons X de très haute énergie ; elle est aussi à l'origine des neutrons qui se rencontrent autour des générateurs de RX de haute énergie et qui soulèvent des problèmes de protection.

L'organigramme représenté en **Figure 3- 7** constitue un récapitulatif des différents processus par lesquels les rayonnements électromagnétiques interagissent avec la matière. Il indique aussi la nature des particules secondaires créées, ainsi que leurs nouvelles possibilités d'interaction.

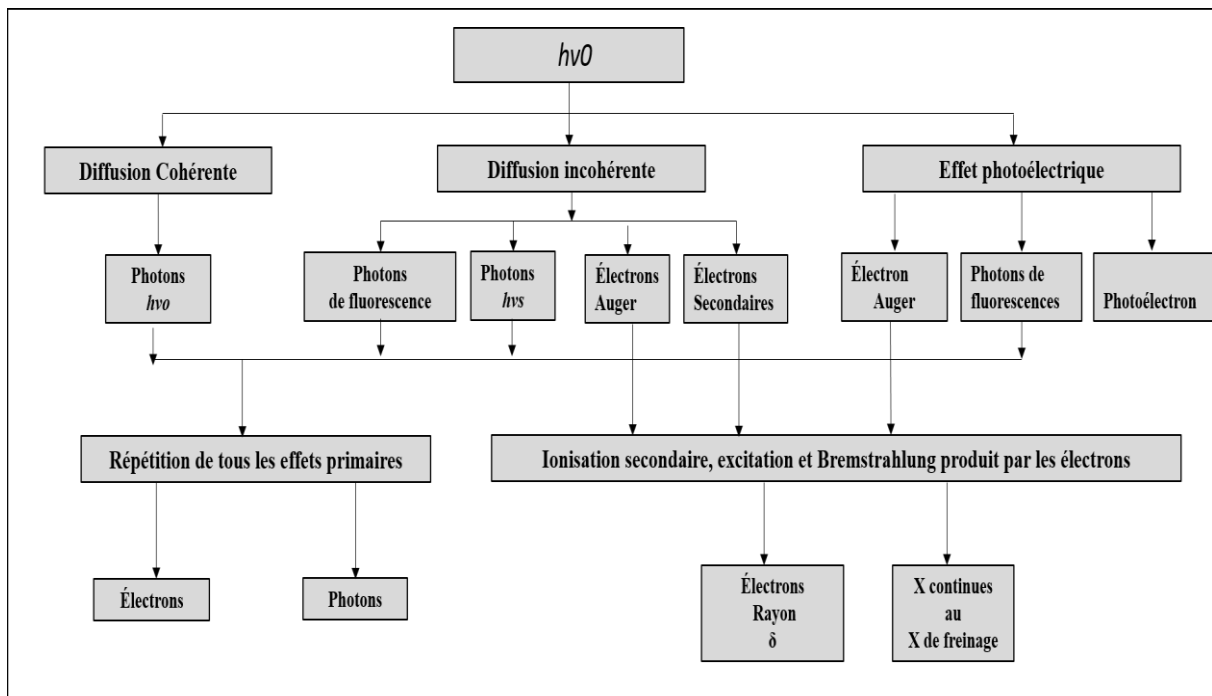


Figure 3- 7 : Les différents processus d'interaction

2. Fonctionnement du détecteur sous irradiation

L'irradiation de la diode au silicium se quantifie à l'aide de la fluence Φ . Celle-ci donne le nombre de particules d'irradiation par centimètre carré ayant atteint le détecteur. Bref, il s'agit d'un flux $[\Phi(\text{particule}/\text{cm}^2/\text{sec})]$ intégré sur le temps :

$$\Phi(\text{particules}/\text{cm}^2) = \int_0^t \Phi(\text{particules}/\text{cm}^2) dt \quad (3-10)$$

Dans l'environnement du LHC, les détecteurs au silicium positionnés dans le module Pixel seront exposés à des fluences de 10^{14} protons/cm² accumulées après une période de dix ans d'exploitation du LHC. Ces protons infligent des dommages au réseau cristallin du silicium modifiant ainsi les propriétés du détecteur.

Un niveau d'irradiation supérieur à $\sim 10^{13}$ neq/cm² endommage la structure cristalline du silicium. Les fluences supérieures à 1×10^{14} neq/cm² entraînent une dégradation importante des performances du détecteur. Dans les champs de rayonnement intenses du LHC, des défauts sont introduits à la fois dans le substrat de silicium (dommages en volume) et dans la couche de passivation de SiO₂ qui affectent les performances du capteur à travers l'interface avec le volume de silicium (dommages en surface). Les dommages en volume dégradent le fonctionnement du détecteur en introduisant des niveaux de piège profond de type accepteur et donneur. Les principaux effets macroscopiques des dommages en volume sur les détecteurs au silicium à haute résistivité irradiés par des hadrons sont le changement de la concentration de dopage efficace N_{eff} , l'augmentation du courant de fuite proportionnelle à la fluence et la dégradation de l'Efficacité de Collection de Charge (CCE). En raison de la génération des niveaux accepteurs profonds dans la bande interdite induite par irradiation, une charge d'espace négative est produite et le $|N_{eff}|$ du substrat de silicium de type n est réduit, ce qui entraîne le changement éventuel de la charge d'espace du positif au négatif. La jonction pn et donc le maximum du champ électrique sera décalé alors vers le contact n sur la face arrière du type détecteur inversé. Cependant, la distribution du champ électrique est largement non uniforme aux fluences d'irradiation au-delà de 1×10^{14} neq/cm² a une forme de double pic pour tous les types de détecteurs Si. La charge spatiale négative globale après les fluences du HL-LHC nécessite bien plus de 1 kV pour un épuisement complet d'un détecteur de 300 μm d'épaisseur.

2.1. Dommages en volume

Les hadrons, les électrons et les rayons gamma interagissent avec les atomes de silicium via les forces électromagnétiques et fortes. Les atomes de silicium peuvent être déplacés et créer des interstitiels I et des lacunes V . De plus, certaines configurations plus complexes, par exemple les deux lacunes V2 et les triple lacunes V3, peuvent être créées. La **Figure 3-8** est une sélection exemplaire de déplacements atomiques dans le réseau de silicium après une collision avec des particules incidentes.

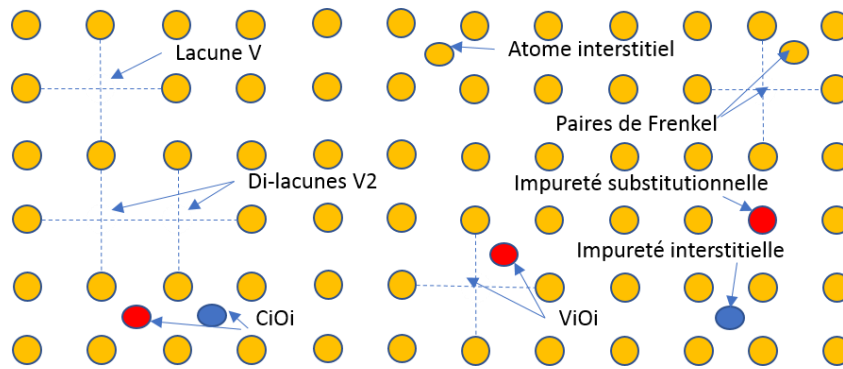


Figure 3- 8: Une sélection exemplaire de déplacements d’atomes dans le réseau de silicium provoqués par des interactions des particules incidentes. V - lacune ; I - interstitiel ; V2 - di-lacunes ; VOi - combinaison d’un site vacant et d’interstitiel d’un atome d’oxygène ; CiOi - combinaison d’interstitiel de carbone et d’oxygène.

Les défauts en volume peuvent être classés comme défauts ponctuels et grappes de défauts. Les défauts ponctuels sont appelés paires de Frenkel, qui consistent simplement en une paire de lacunes et d’interstitiels. Les amas de défauts sont des agglomérations denses de défauts, qui se forment à la fin d’une piste d’interaction / collision non ionisante. Le recul minimum énergie d’un atome de silicium pour produire des défauts ponctuels est de 25 eV. Des défauts ponctuels et des groupes de défauts peuvent être produits pour $E^{Si} > 5keV$ [47]. Les défauts ponctuels peuvent être causés par des rayons gamma et des électrons de faible énergie ($E_e < 1MeV$), et les amas de défauts causés par des électrons et des photons de haute énergie. ($E_e > 8MeV$) et hadrons.

La création de défauts dans le silicium dus aux irradiations, fait l’objet d’études depuis déjà plus de 30 ans. Ces mesures ont été récemment étendues au cas de substrats de grande résistivité dopés en phosphore. Il semblerait que deux types de défauts soient responsables de la modification de la concentration de dopants [49].

Premièrement, la création de complexes phosphore - lacune réduit le nombre des donneurs actifs. Ce taux de réduction (c) à une fluence ϕ est proportionnel à la densité d’atomes de phosphore actifs, soit :

$$\frac{dN_d}{d\phi} = -cN_d\phi \quad (3- 11)$$

Il en résulte donc une décroissance exponentielle du nombre de dopants actifs en fonction de la fluence.

Deuxièmement, il y a création de complexes de type di-lacune chargée négativement. Un complexe di-lacune agit comme un état accepteur et est produit à un taux constant (b):

$$\frac{dN_a}{d\phi} = b \quad (3-12)$$

Ce qui donne donc que l'évolution de la concentration effective de dopants en fonction de la fluence est donnée par :

$$N_{eff} = N_a - N_d \exp(-c\phi) + b\phi \quad (3-13)$$

Ou N_a est la concentration initiale des accepteurs, N_d est la concentration initiale des donneurs, c le taux de réduction des donneurs et b le taux de création des accepteurs. D'après l'équation (3-13), on peut voir qu'une diode irradiée, initialement de type n, deviendra essentiellement intrinsèque à une certaine fluence (ϕ_{inv}) puis s'inversera en un type p.

La concentration effective de dopage N_{eff} est un paramètre affecté par l'irradiation. Il est observé expérimentalement que cette concentration diminue puis augmente avec l'accroissement de la fluence de l'irradiation. La concentration effective de dopage qui est déterminé à partir de la tension de déplétion est montrée dans la **Figure 3-9**.

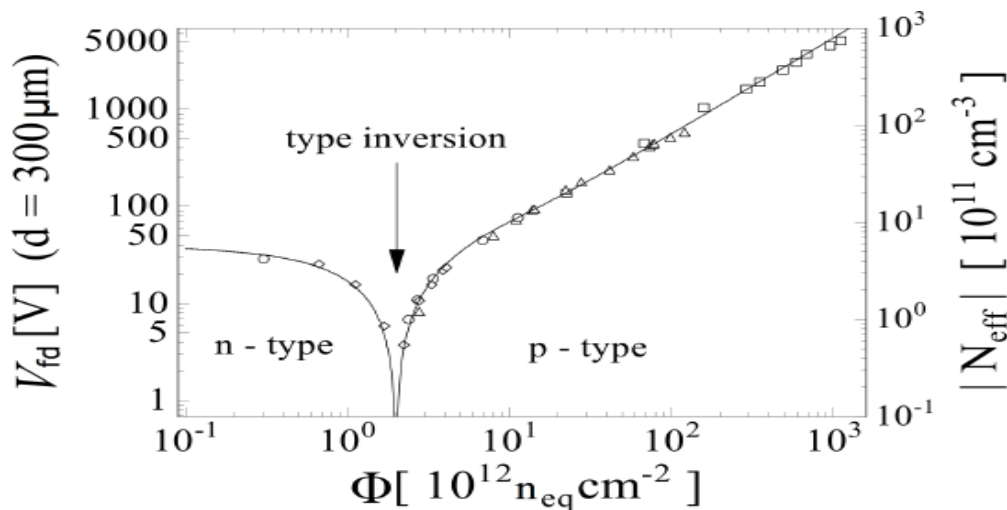


Figure 3-9: Tension d'épuisement d'un capteur de type n de 300 μm d'épaisseur en fonction de la concentration de dopage effective absolue et de la fluence d'irradiation[63].

Les défauts des cristaux de silicium modifient les propriétés suivantes :

- ✓ Augmentation du courant de fuite.
- ✓ Changement de la pleine tension d'appauvrissement
- ✓ Changement de la concentration effective de dopants
- ✓ Changement de temps de piégeage
- ✓ Diminution de l'efficacité de la collecte des charges

2.2. Dommages en surface

Le terme dommages de surface résume tous les défauts dans la couche SiO₂ et l'interface Si-SiO₂. Les dommages sont introduits par ionisation, 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. En général l'énergie d'ionisation moyenne pour produire une paire électron-trou est de 3,6 eV pour le silicium et de 17 eV pour SiO₂. Les porteurs produits par les rayonnements ionisants dans le silicium peuvent être collectés par les électrodes. Cependant pour les supports de la couche isolante, certains d'entre eux ne peuvent pas s'échapper de cette couche, et ceux qui restent forment des charges permanentes dans la couche isolante et des pièges à l'interface entre le silicium et la couche isolante. Par conséquent, le rayonnement ionisant n'endommage que la couche isolante et l'interface entre la couche isolante et le silicium. Le SiO₂ est la couche isolante couramment utilisée pour les dispositifs en silicium, mais une couche isolante supplémentaire de Si₃N₄ au-dessus du SiO₂ est parfois utilisée pour réduire le décalage de la tension en bande plate ou de la tension de seuil provoqué par les rayonnements ionisants.

Les défauts à la surface de silicium modifient les propriétés suivantes des capteurs au silicium [64]-[65] :

- ✓ Augmentation du courant de fuite dominé par le courant de surface
- ✓ Augmentation de la tension de déplétion totale pour un capteur p + n
- ✓ Formation d'une couche d'accumulation d'électrons en dessous de l'interface Si-SiO₂ pertes de charges proches de l'interface Si-SiO₂
- ✓ Augmentation de la capacité inter pixel pour un capteur pixel
- ✓ Diminution de la mobilité des porteurs de minorités
- ✓ Diminution de la tension de claquage

2.3. Impact des dommages d'irradiation sur les propriétés des capteurs

Les propriétés des capteurs à semi-conducteurs, telles que la tension de déplétion, le courant de fuite et l'efficacité de collecte de charge, sont modifiées par les particules de forte luminosité et de fortes doses d'irradiation.

En raison du fait qu'un changement de la concentration de dopage effective après irradiation a un impact sur la tension de déplétion, comme le montre l'équation (2-83), l'irradiation d'un matériau de type p induit une augmentation de N_{eff} et augmente par conséquent la tension nécessaire à appliquer pour dépléter complètement le capteur. Un exemple de la tension de déplétion en fonction de la concentration de dopage effective

absolue et de la fluence d'irradiation est montré, pour un capteur de type n de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur, sur la **Figure 3- 9** . Dans le cas d'un substrat de type n, qui est mis en œuvre dans les capteurs du détecteur de pixels ATLAS actuel, la modification de la concentration de dopage effective entraîne une inversion de type de substrat, un changement d'un type n à un type p. Ce phénomène s'explique par l'élimination constante induite par les radiations des atomes donneurs et une génération d'atomes accepteurs supplémentaires, déplaçant d'abord la zone de charge d'espace vers un niveau intrinsèque puis vers celle d'un matériau de type p. Par conséquent, dans le matériau de type n, la tension de déplétion diminue d'abord puis augmente après l'inversion de type. Au lieu de cela, dans le matériau de type p, la tension de déplétion augmente toujours avec la fluence.

Chapitre IV : Les outils TCAD et méthodes de simulation

La simulation TCAD est devenue un outil essentiel lors de la conception des capteurs de pixels en silicium et de la prévision de leurs propriétés. Les deux principaux package disponibles sur le marché sont les outils de simulation Silvaco™ et SYNOPSIS. La simulation présentée dans cette thèse a été réalisée à l'aide de la méthode des éléments finis mise en œuvre dans le cadre de logiciel Silvaco™ TCAD. Ce dernier, capable avec un langage de script simple de simuler les caractéristiques électriques, thermiques et optiques des dispositifs à semi-conducteurs.

1. Logiciel Silvaco TCAD

SILVACO (Silicon Valley Corporation) est un logiciel de simulation électrique et de processus technologique des dispositifs électroniques à semi-conducteur qui permet de concevoir et prévoir les performances des dispositifs à semi-conducteur. Il a été fondé en 1984 par Dr. Ivan PESIC, Il est composé de plusieurs outils (tels que ATLAS, ATHENA, DECKBUILD...) qui s'unissent pour obtenir une simulation complète. Ces outils démarrent par comprendre la physique de base des semi-conducteurs, isolants et conducteurs. L'environnement virtuel de la simulation de la technologie de Fabrication permet aux simulateurs ATHENA et ATLAS de préparer, exécuter, optimiser, et analyser des expériences sur les semi-conducteurs pour réaliser des dispositifs optimaux. L'avantage majeur de ce type de simulateurs est qu'il donne la possibilité de visualiser des phénomènes physiques difficilement accessibles et non observables. Les modules de TCAD-SILVACO peuvent être utilisés pour : La simulation des étapes de fabrication technologique tels que, ATHENA, et pour la simulation électrique des dispositifs tels que, les diodes, les MOSFET, les transistors bipolaires, réalisée par le module ATLAS[66].

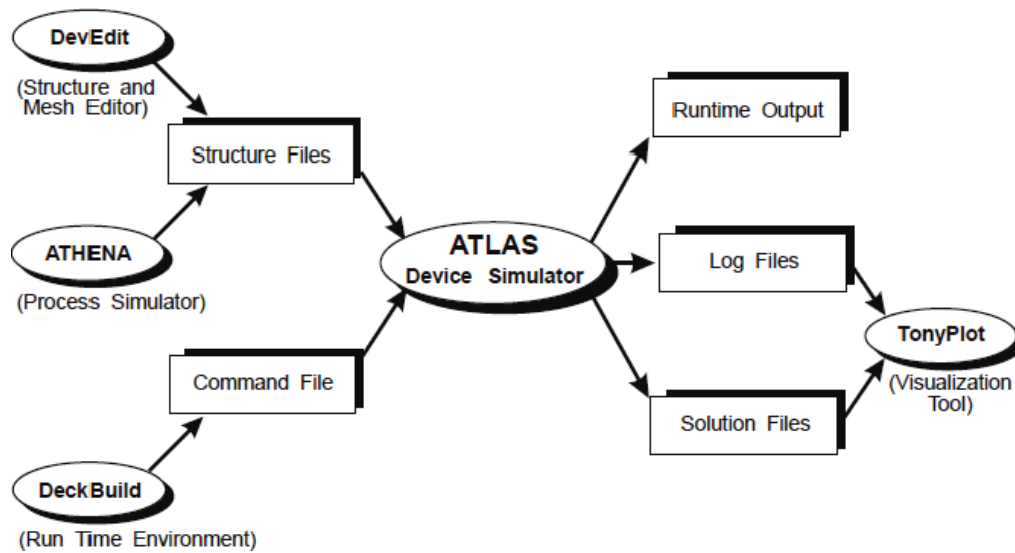


Figure 4- 1: Toute la chaîne de simulation dans Silvaco TCAD [66]

1.1. DeckBuild

DeckBuild est l'interface entre différents programmes de simulation. Dans DeckBuild, le code de simulation est exécuté ; là, il est possible de passer librement d'un programme de simulation à un autre, par exemple d'ATHENA à DevEdit et enfin à ATLAS. Il fournit un environnement d'exécution interactif. DeckBuild peut être utilisé pour créer ou éditer des decks d'entrée, ou simplement charger la platine d'entrée prête pour la simulation. Au lieu d'utiliser DeckBuild, le code d'entrée peut être construit dans n'importe quel programme d'édition de texte et enregistré en tant que type de fichier d'entrée. Après cela, ces fichiers peuvent être chargés dans DeckBuild et exécutés.

La fenêtre de base de DeckBuild se compose de deux sous-fenêtres ; une supérieure pour construire, éditer et montrer les platines d'entrée et une inférieure pour exécuter la simulation **Figure 4- 2**. Cette fenêtre affiche les étapes de simulation et les éventuels messages d'erreur. ATHENA est le programme de simulation par défaut, lors du démarrage de DeckBuild.

1.2. ATHENA

ATHENA est un simulateur qui fournit des capacités générales pour la simulation numérique, physique et bidimensionnelle du traitement des semi-conducteurs[67].

```

Deckbuild V3.42.25.R - (NONE), dir: /home/anatolii
File View Edit Find Main Control Commands Tools
#
deposit oxide thick=2 divisions=2
#
etch oxide start x=77.5 y=-2.05
etch cont x=82.5 y=-2.05
etch cont x=82.5 y=0
etch done x=77.5 y=0
#
etch oxide left p1.x=2.5
#
etch oxide right p1.x=157.5
#
implant boron dose=7.0e12 energy=200 tilt=0 rotation=0 crystal
#
diffus time=120 temp=1200 nitro
#
etch oxide all
#
etch nitride all
#
deposit nitride thick=0.05 divisions=2
#
deposit oxide thick=2 divisions=2
#
etch oxide start x=36 y=-2.05
etch cont x=44 y=-2.05
etch cont x=44 y=0
etch done x=36 y=0
#
next line stop cont run quit Line: 135
paste init pause clear restart kill Stop: None
      A T H E N A
Version: athena 5.21.2.R (Fri Jul 12 11:48:35 PDT 2013)
Copyright 1984 - 2013
Silvaco Inc. All rights reserved
We acknowledge the contribution of the following collaborative partners:
Executing line 42 ATHENA

```

Figure 4- 2:Interface utilisateur graphique BeckBuild (GUL)[67].

La simulation processus à base physique prédissent les structures qui résultent de séquences de processus spécifiées. Cela se fait en résolvant des systèmes d'équations qui décrivent la physique et la chimie des processus semi-conducteurs.

Un programme de simulation ATHENA a une architecture modulaire et plusieurs outils différents.

L'outil ATHENA réalise des manipulations sur la structure initiale et fournit également des processus de dépôt et de gravure de base.

L'outil SSUPREM4 est utilisé dans la conception, l'analyse et l'optimisation de structures semi- conductrices en silicium. Il simule des étapes de traitement du silicium telles que l'implantation ionique, la diffusion et l'oxydation. La simulation se fait en définissant d'abord le problème.

Dans ATHENA, le problème est spécifié en définissant la géométrie initiale de la

structure et la séquence des étapes du processus (par exemple oxydation, implantation, gravure, diffusion) qui doivent être simulées.

ATHENA prédit les structures physiques qui résultent du traitement. Ces structures physiques sont utilisées en entrée par ATLAS, qui prédit ensuite les caractéristiques électriques associées aux conditions de polarisation spécifiées. L'utilisation d'ATHENA et d'ATLAS permet de déterminer l'impact des paramètres du processus sur les caractéristiques des structures.

1.3. ATLAS

ATLAS est un simulateur de dispositifs bidimensionnels et tridimensionnels à base de la physique, qui prédit les caractéristiques électriques associées à des structures physiques et des conditions de polarisation spécifiées. Ceci est réalisé en rapprochant le fonctionnement d'une structure sur une grille à deux ou trois dimensions, constituée d'un certain nombre de points de grille appelés nœuds. En appliquant un ensemble d'équations différentielles, dérivées des équations de Maxwell, sur cette grille, le transport des porteurs de charges à travers une structure peut être simulé. Les performances électriques d'un composant peuvent être modélisées en modes de fonctionnement DC, AC ou transitoires.

Dans ATLAS, le problème à simuler est spécifié en définissant la structure physique, les modèles physiques et les conditions de polarisation pour lesquelles les caractéristiques électriques doivent être simulées. L'ordre dans lequel les instructions se produisent dans un fichier d'entrée ATLAS est important. Il existe cinq groupes d'instructions **Tableau 4- 1** qui doivent apparaître dans le bon ordre. L'ordre des instructions dans la définition de maillage, la définition de la structure et les méthodes de résolution est également important. Sinon, cela peut entraîner un fonctionnement incorrect ou l'arrêt du programme. Pour plus d'informations sur les déclarations, le lecteur est invité à consulter le manuel ATLAS.

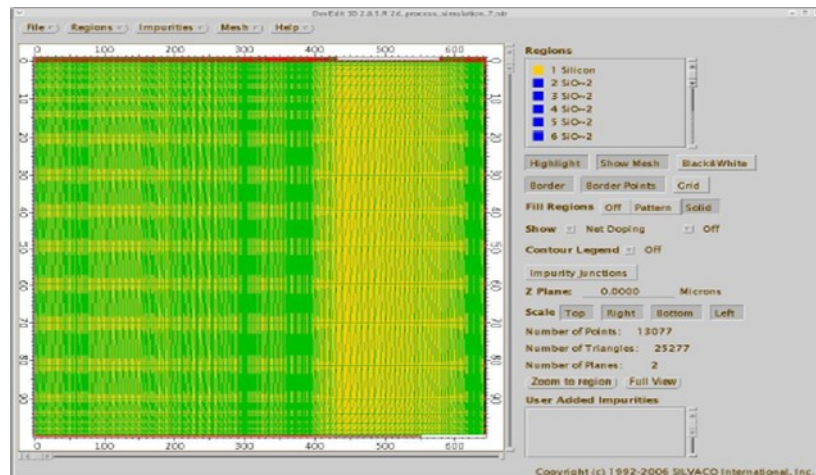
Les commandes fondamentales sont :

1.4. DevEdit

DevEdit est un éditeur de structure (*Figure 4- 3*). Il peut être utilisé pour générer un nouveau maillage sur une structure existante ou pour créer ou modifier une structure. Ces structures peuvent être ensuite utilisés par le simulateur Silvaco 2-D et 3-D[68].

Tableau 4- 1 : Groupes de commandes Atlas avec les instructions principales dans chaque groupe.

Groupe	Commandes
Description de la structure	MESH-REGION-ELECTRODE-DOPING
Matériaux et modèles	CONTACT-MATERIAL-INTERFACE-DEFECTS-BEAM-MODELS
Sélection de la méthode numérique	METHOD
Obtenir la solution	LOG-LOAD-SOLVE-SAVE
Analyses des résultats	EXTRACT-TONYPLOT

**Figure 4- 3:** Affichage de la fenêtre de base de DevEdit[68].

DevEdit peut effectuer les opérations suivantes : définition d'un périphérique pour les simulations de périphériques suivantes et remaillage d'une structure de périphérique entre ou pendant un processus et des simulations de test de périphérique, lorsque le simulateur de processus ne crée pas une bonne grille pour le simulateur de périphérique ou lorsque le maillage est ne suffit plus pour la prochaine étape de simulation.

La définition du maillage est très critique dans les simulations Silvaco. Premièrement, le nombre de nœuds dans les simulations bidimensionnelles est limité à 20 000, ce qui n'est pas beaucoup compte tenu des simulations de structures de détecteurs à rayonnement large

et élevé. Parce que des tensions assez élevées sont appliquées dans ces applications, il est également très important de placer les nœuds aux bons endroits. Sinon, le problème de convergence pendant l'exécution de la simulation sera signalé et la simulation n'est pas terminée correctement.

1.5. TonyPlot

TonyPlot est un outil traitement graphique à utiliser avec tous les simulateurs Silvaco, et il fait partie intégrante du Virtual Wafer Fab. De même, TonyPlot3D est un visualiseur graphique tridimensionnel, capable d'afficher les données générées par les processus 3D et les simulateurs des structures (**Figure 4- 4**)[69].

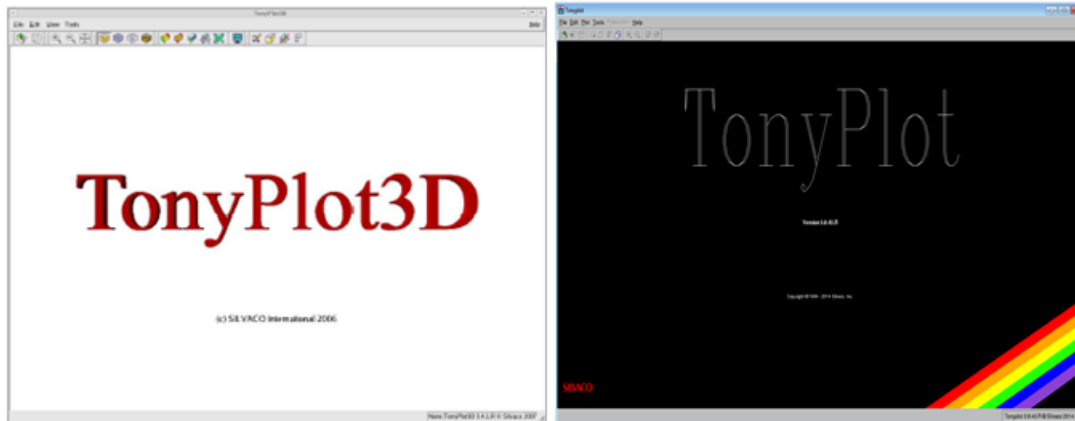


Figure 4- 4: Fenêtres de Tonyplot (3D et 2D)[69].

2. Modèles utilisés

2.1. Shockley Read Hall Recombination (SRH)

La transition de l'électron et du trou devient plus facile en raison de la formation de pièges dans la bande interdite. Si un électron de ces pièges se déplace vers la bande de conduction et qu'un trou se déplace vers la bande de valence, cela entraîne la création d'une génération de paires électron-trou qui contribue à la circulation du courant. Ceci est appelé génération SRH. Inversement, si un électron se déplace de la bande de conduction vers ces pièges et qu'un trou se déplace de la bande de valence vers ces trous, il en résulte une recombinaison de paires électron-trou appelée recombinaison SRH. Le modèle dépend du niveau d'énergie de ces pièges, de la durée de vie des trous, d'électrons et de la température du réseau du cristal.

$$R_{SH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_p \left[n + n_i \exp\left(\frac{E_t}{k_B T}\right) \right] + \tau_n \left[p + n_i \exp\left(-\frac{E_t}{k_B T}\right) \right]} \quad (4-1)$$

Ici E_t est la différence entre le d'énergie du niveau-piège et l'énergie de niveau de Fermi intrinsèque, T est la température du réseau, τ_n et τ_p représentent la durée de vie moyenne des électrons et des trous, respectivement [52]

Il est également possible pour des électrons dans des champs électriques élevés de passer d'une bande de valence à une bande de conduction à travers un ou plusieurs états pièges. Cela modifie l'équation SRH comme indiqué dans l'équation.(4- 2), où Γ_n et Γ_p sont des termes d'amélioration des effets de champ d'électrons et de trous. L'inclusion d'un modèle de tunneling assisté par piège pour les matériaux présentant des défauts peut avoir des effets significatifs sur la simulation de leurs caractéristiques électriques. Les différentes transitions des porteurs dans les bandes d'énergie aux pièges internes sont illustrées à la **Figure 4- 5**[70].

$$R_{SH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_p / (1 - \Gamma_p) \left[n + n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{k_B T}\right) \right] + \tau_n (1 - \Gamma_n) \left[p + n_i \exp\left(-\frac{E_F - E_i}{k_B T}\right) \right]} \quad (4-2)$$

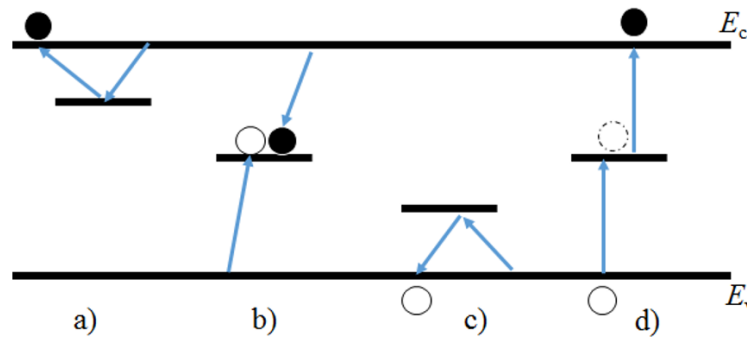


Figure 4- 5 : a) piégeage et retrait d'un électron, b) recombinaison d'un électron et d'un trou, c) piégeage et retrait d'un trou, d) tunnelage assisté par piège d'un électron.

La durée de vie $\tau_{n(p),SRH}$ des électrons (ou trous) associée à la recombinaison SRH décroît lorsque la concentration de dopants croît. Dans ATLAS, la dépendance de la durée de vie $\tau_{n(p),SRH}$ de la concentration de dopants varie suivant les relations empiriques ci-dessous :

$$\tau_{n(p),SRH} = \frac{\tau_{n(p)0,SRH}}{1 + \frac{N}{N_{SRH}}} \quad (4-3)$$

Où N est la concentration locale de dopants (N_A ou N_D) ; τ_{n0} , est la durée de vie initiale des électrons ; τ_{p0} , est la durée initiale de vie des trous ; N_{SRH} est une constante déterminant la concentration à partir de laquelle la durée de vie commence à se dégrader. Sa valeur par défaut est $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$

2.2. Rétrécissement de la bande interdite (Band-Gap Narrowing)

En raison du fort dopage du matériau semi-conducteur, la bande interdite est rétrécie, la bande de conduction est abaissée autant que la bande de valence est augmentée. Le modèle dépend principalement de la concentration intrinsèque. ATLAS utilise les valeurs de Slotboom ou Klaassen comme valeurs par défaut. Il est observé expérimentalement qu'un rétrécissement de la bande interdite se produit lorsque la concentration en impuretés est particulièrement élevée. Cet effet est appelé effet de rétrécissement de la bande interdite (bandgap narrowing) qui est attribué à l'émergence de la bande d'impuretés formée par les états d'impureté qui se chevauchent. Dans les dispositifs contenant des couches ou des régions adjacentes avec différentes concentrations de dopage, le décalage induit par le dopage du minimum de la bande de conduction et du maximum de la bande de valence peut influencer d'une manière importante le comportement du dispositif. En effet, les décalages dans les bords des bandes représentent une barrière potentielle qui influence le transport des porteurs à travers les jonctions. Le modèle Slotboom est probablement le modèle le plus populaire utilisé pour modéliser BGN en silicium, Il a montré que le produit pn dans le silicium dépend de la concentration de dopage, et qu'il y a une réduction de la bande interdite pour des concentrations de dopage supérieures à 10^{18} cm^{-3} . La concentration intrinsèque modifiée n_{ie} est calculée dans ATLAS en fonction de la concentration intrinsèque n_i définie dans l'Eq.(4- 4) , et la variation de la bande interdite ΔE_g comme indiqué dans l'équation.(4- 5). Ici, ΔE_g est ajusté comme indiqué dans Eq(4- 5) , où $E_{BGN} = 9 \times 10^{-3} \text{ eV}$, $N_{BGN} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $G_{BGN} = 0,5$.

$$n_{ie}^2 = n_i^2 \exp\left(\frac{\Delta E_g}{k_B T}\right) \quad (4-4)$$

$$\Delta E_g = E_{BGN} \left(\ln\left(\frac{N}{N_{BGN}}\right) + \sqrt{\left[\ln\left(\frac{N}{N_{BGN}}\right)\right]^2 + G_{BGN}} \right) \quad (4-5)$$

2.3. Le modèle « conmob » (Concentration -dependant mobility model)

Ce modèle est utilisé pour relier la mobilité et la concentration d'impuretés à 300K. Les valeurs par défaut du silicium et du GaAs pour la mobilité des électrons et du trou pour différentes valeurs de concentration d'impuretés sont déjà présentes dans ATLAS.

2.4. Le modèle « fldmob » (Parallel Electric Field Dependant mobility model)

La mobilité des porteurs de charge dans le silicium est influencée par le champ électrique parallèle dans lequel il dérive. Dans un champ électrique élevé, la perte d'énergie du porteur libre par diffusion inélastique dans le réseau cristallin sera compensée par

l'énergie obtenue de l'accélération dans le champ électrique. Cela conduit à la saturation de la vitesse du porteur. Cet effet peut être exprimé en termes de variation de la mobilité (μ) en fonction du champ électrique parallèle. Les équations (4- 6) et (4- 7) montrent l'expression typique utilisée pour modéliser la relation du champ parallèle et la mobilité dans le silicium.

$$\mu(E) = \mu_0 \left(1 / \left(1 + \left(\frac{\mu_0 E}{v_{sat}} \right)^\beta \right) \right)^{-\beta} \quad (4-6)$$

$$v_{sat} = \frac{\alpha}{1 + \theta e^{T_L T_{nominal}}} \quad (4-7)$$

T_L est la température du réseau et Alpha c'est la vitesse de saturation à 300K, $T_{nominal}$, θ sont étalonnés expérimentalement. Les valeurs typiques utilisées pour ce modèle sont présentées dans le **Tableau 4- 2**.

Ce modèle est à nouveau utilisé uniquement pour le silicium ou le GaAs dans ATLAS. Il est nécessaire de modéliser un type d'effet de vitesse de saturation.

Tableau 4- 2 Paramètres définis dans la déclaration du modèle de la mobilité qui dépendant du champ électrique dans le simulateur Silvaco .

Paramètre	Electrons	Trous
μ_0 (cm ² /V s à 300K)	1400	450
B	2.0	1.0
α (cm/s)	2.4×10^{-7}	2.4×10^{-7}
θ	0.8	0.8
$T_{nominal}$ (K)	600	600

3. Les équations implémentées dans le simulateur ATLAS

Le simulateur de dispositifs est basé sur la résolution simultanée de l'équation de Poisson et de l'équation de continuité.

3.1. Equation de Poisson

L'équation de Poisson montre une relation entre le potentiel et la densité de charge

$$\varepsilon \Delta V = -q(p - n + N_D^+ - N_A^-) \quad (4-8)$$

Où :

ϵ est la permittivité diélectrique, V le potentiel, ΔV le Laplacien du potentiel, q est la charge élémentaire d'électrons,

N_D^+ et N_A^- sont les concentrations des dopants donneurs et accepteurs ionisées, n et p sont les densités des porteurs.

3.2. Equation de continuité

L'évolution temporelle des densités de porteurs obéit aux équations de continuité pour les électrons et les trous :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_n \quad (4-9)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - U_p - \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_p \quad (4-10)$$

Où G et U sont respectivement les taux de génération et de recombinaison des porteurs, J_n et J_p sont les densités de courant des électrons et des trous respectivement. Les dérivations basées sur la théorie de transport de Boltzmann ont prouvé que la densité des courants dans les équations de continuité peut être définie par le modèle de conduction électrique. Les densités de courants sont exprimées en deux termes. Le premier correspond à la conduction des charges par le champ électrique, le second correspond à la diffusion des porteurs.

$$\vec{J}_n = qn\mu_n\vec{F} + qD_n \overrightarrow{\operatorname{grad} n} \quad (4-11)$$

$$\vec{J}_p = qp\mu_p\vec{F} + qD_p \overrightarrow{\operatorname{grad} p} \quad (4-12)$$

$$\vec{F} = -\overrightarrow{\operatorname{grad} V} \quad (4.13)$$

3.3. Simulation de processus

La plupart des logiciels de simulation TCAD incluent un package de simulation de processus qui permet de simuler le processus de fabrication de capteurs au silicium. Étant donné que la production comprend plusieurs étapes, principalement le dopage du substrat, une connaissance approfondie du processus technologique est nécessaire. Masques lithographiques et des techniques de dépôt de couches ainsi que des processus de diffusion thermique et de réaction chimique sont utilisés. L'étape principale pour produire une simulation de processus réaliste d'une jonction pn est la suivante :

1. Oxydation initiale pour le développement d'une couche de masque à utiliser

comme modèle pour les opérations de dopage ultérieures.

2. Couche de résine photosensible sur la face avant du capteur.
3. Photolithographie sur la face avant du capteur pour la segmentation de l'implant.
4. Gravure chimique de la couche d'oxyde dans des régions spécifiques.
5. Faisceau ionique, plasma ou implantation chimique affectant uniquement les zones non protégées par la couche d'oxyde.
6. Recuit des ions implantés pour l'activation électrique où il est chauffé pendant un certain temps à très haute température.
7. Couche d'aluminium sur les implants de la face avant du capteur pour produire les contacts électriques avec les implants
8. Couche de passivation sur la surface du capteur entre les implants pour assurer une bonne protection de la surface

Les paramètres du processus affectant le profil d'implant doivent être connus pour créer une représentation précise du dispositif que nous souhaitons simuler. Les détails du processus que nous utilisons dans notre simulation ont été obtenus grâce à des discussions avec les concepteurs et les fabricants de dispositifs en silicium. Certains paramètres sont cependant difficiles à déterminer à partir de données accessibles et ne sont pas divulgués par le fabricant. Ces valeurs peuvent cependant être obtenues par des méthodes expérimentales comme cela sera montré dans la suite du chapitre 5.

3.4. Simulation de la structure

Alternativement appelé simulation fonctionnelle / électrique, qui est utilisée pour obtenir les paramètres électriques d'une géométrie que nous avons construite par simulation de processus. Pour une simulation de dispositif, la géométrie à simuler doit être soigneusement choisie pour éviter d'augmenter la complexité de calcul du problème à résoudre. Les conditions aux limites doivent également être sélectionnées pour représenter les conditions de fonctionnement de la structure.

La propagation et la diffusion des charges sont simulées à l'intérieur de la géométrie du capteur déjà définie grâce à la résolution des équations de Maxwell. Ils sont en outre couplés à des modèles de diffusion et à des conditions aux limites, définis par le potentiel appliqué à des points fixes. Pour résoudre l'ensemble d'équations, nous devons limiter le capteur à une solution, dans un domaine bien défini. Nous devons choisir des conditions aux limites reflétant les propriétés du système que nous voulons simuler. Il existe trois types de

frontières : l'interface oxyde-silicium, l'interface d'électrode et la frontière de périodicité. La frontière entre le dioxyde de silicium et le silicium est une frontière semi-conducteur / isolant caractérisée par la présence d'une couche de charge accumulée à l'interface. Les interfaces métal-semi-conducteur sont les frontières entre la masse de silicium et les électrodes métalliques. Il s'agit généralement d'un contact ohmique que le courant traverse.

Chapitre V : Dispositif expérimental

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons défini l'ingénierie et le procédé technologique permettant la réalisation d'une structure d'un détecteur de particules durcis aux radiations. Cette structure est une jonction n-on-p réalisée soigneusement dans la centrale technologique de la compagnie ADVACAM⁴ pour éviter tous les effets parasites. Nous avons présenté également la description du dispositif expérimental utilisé pour la mesure des profils de dopages par la technique SIMS, ainsi que les méthodes et les protocoles de tests des échantillons. Les mesures des caractéristiques $i(v)$ et $c(v)$ qui sont présentés ici ont été faites avec une station micro-pointe Signatone WL350 semi-automatique, faisant partie des équipements de la salle blanche du LAL.

1. Technologie des bords actifs

La zone inactive entre le bord et le premier pixel dans les détecteurs conventionnels entraîne une perte d'informations dans cette région. Nous proposons de réduire cet espace inactif en utilisant des capteurs de pixels planaires fabriqués avec une technologie de bord actif, qui a été déjà appliqué avec succès dans les capteurs de pixels au silicium par de nombreuses fonderies, comme SINTEF, VTT et FBK. Les bords actifs sont obtenus par une gravure profonde des tranchées autour des capteurs de pixels à l'aide de processus DRIE (Deep Reactive Ion Etching), le dopage des tranchées réduit le courant de fuite provenant de défauts situés au bord. Lorsque le capteur est exposé au grand flux de photons, la densité de charge élevée provoque un effet plasma qui augmente le temps de collection de charges et dégrade la fonction du capteur. Pour atténuer cet effet, le capteur doit être polarisé à plusieurs centaines de volts, et donc la tension de claquage doit être suffisamment élevée pour permettre l'application d'une tension de polarisation élevée. La première partie de ce chapitre présente la conception de la région de bord dans les capteurs planaires à pixels avec l'objectif de réduire la zone inactive tout en préservant ses caractéristiques électriques et son efficacité de la collection de charges.

1.1. Conception du capteur

La technologie des bords actif permet de réaliser des capteurs de pixels déplétés jusqu'à leurs bords physiques. Des capteurs plans n-on-p de $150\ \mu\text{m}$ et $100\ \mu\text{m}$ d'épaisseur avec des bords actifs ont été élaborés par Advacam[71].

Le capteur est implémenté sur une matrice rectangulaire $5 \times 5\ \text{mm}^2$ composée de 2304 canaux. Les pixels sont organisés en 23 colonnes et 96 lignes, avec une distance horizontale de $10\ \mu\text{m}$ et une séparation verticale de $12\ \mu\text{m}$. Les dimensions des pixels ont été réduite à $25 \times 250\ \mu\text{m}$. La distance entre le bord et le premier pixel est fixée à $100\ \mu\text{m}$, la largeur de l'anneau de garde est de $16\ \mu\text{m}$ et un rail de polarisation de $37\ \mu\text{m}$ de largeur est également inclus. Un résumé des caractéristiques géométriques générales est présenté dans le **Tableau 5. 1**

Tableau 5. 1 : Résumé des caractéristiques géométriques du capteur[71]

Largeur du rail de polarisation	$37\ \mu\text{m}$
Distance entre rail de polarisation et l'anneau de garde	$5\ \mu\text{m}$
Distance entre le dernier pixel par rapport au rail de polarisation	$16\ \mu\text{m}$
Distance entre l'anneau de garde et bord du capteur	$25\ \mu\text{m}$
Largeur de l'anneau de garde	$16\ \mu\text{m}$
Région inactive totale	$100\ \mu\text{m}$
% de la région inactive	8%

Le processus DRIE est utilisé pour faire des tranchées autour des capteurs et permet d'étendre l'implantation arrière, et donc la tension de polarisation, au bord du capteur en dopant les côtés du capteur. Le gradient de potentiel entre le bord et le dernier pixel peut être très élevé et entraîner un claquage du capteur. Un anneau de garde (GR) est constitué d'un implant n+ avec un contact métallique au-dessus de celui-ci entourant la matrice de pixels près du bord et permettant ainsi la transition potentielle entre le bord et les pixels voisins. L'anneau de garde peut être maintenu flottant ou remis à la terre en le connectant au potentiel de terre de l'électronique de lecture. *Figure 5.1* montre un masque d'une matrice d'un capteur à bord actif avec anneau de garde et un anneau de polarisation.

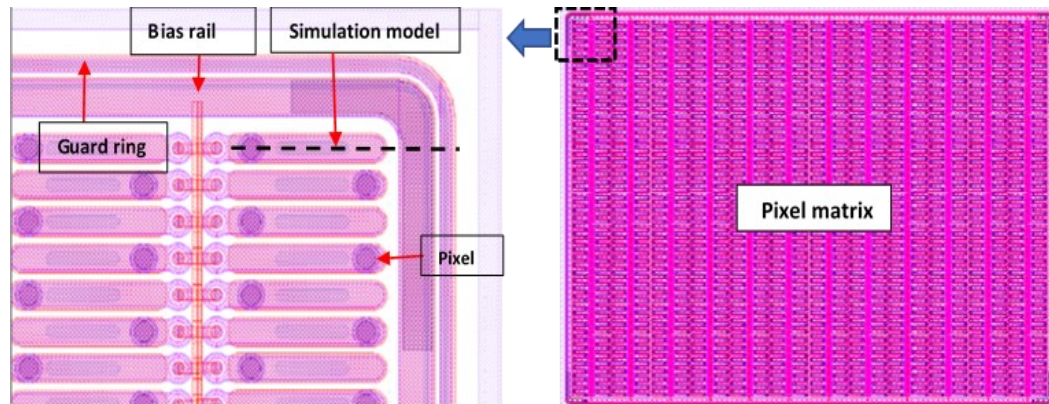


Figure 5.1: Coin zoomé du masque d'une matrice de pixels[71]

1.2. Flux de processus pour la production de capteurs par le fabricant

Le flux de processus utilisé par le fabricant pour produire des capteurs n-on-p à front actif est schématiquement illustré à la **Figure 5- 2** et décrit comme suit[72] .

1. Premièrement, l'implantation arrière est effectuée en dopant la tranche de détecteur avec du bore.
2. La tranche est ensuite liée à une tranche de support pour effectuer les étapes suivantes.
3. Par meulage et CMP (planarisation chimico-mécanique) polissage de l'épaisseur finale du détecteur est obtenu.
4. Les dopages pour les pixels ainsi que les anneaux de garde sont implantés avec des ions phosphore.
5. La gravure DRIE est effectuée pour découvrir les bords du détecteur.
6. Des ions phosphore sont implantés sur les parois latérales du capteur pour activer les bords.
7. Recuit du capteur pour activer les dopants et l'oxydation des bords.
8. L'ouverture des contacts pour le motif en aluminium et le dépôt de la bosse inférieure
9. Couche de métallisation (UBM) pour les pixels et les anneaux de garde.
10. La tranche de support est finalement retirée et le métal arrière est déposé.

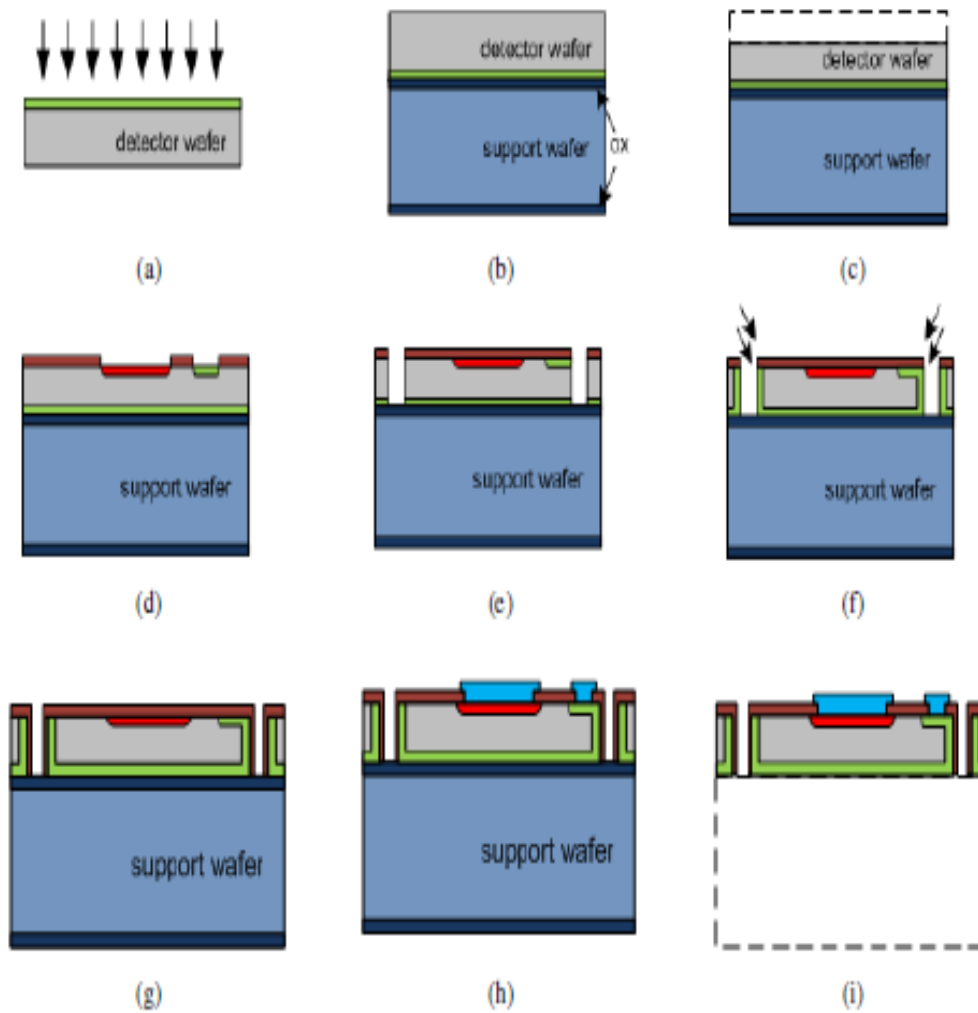


Figure 5- 2: Un bref flux de processus pour fabriquer des détecteurs sans bord n-on-p[72]

1.3. Masques de lithographie

Pour avoir une image d'ensemble sur le projet, nous allons présenter brièvement les étapes technologiques. Ainsi, l'image de la **Figure 5- 3** présente l'enchaînement des couches à déposer et la réalisation des masques qui ont servi à la réalisation du capteur.

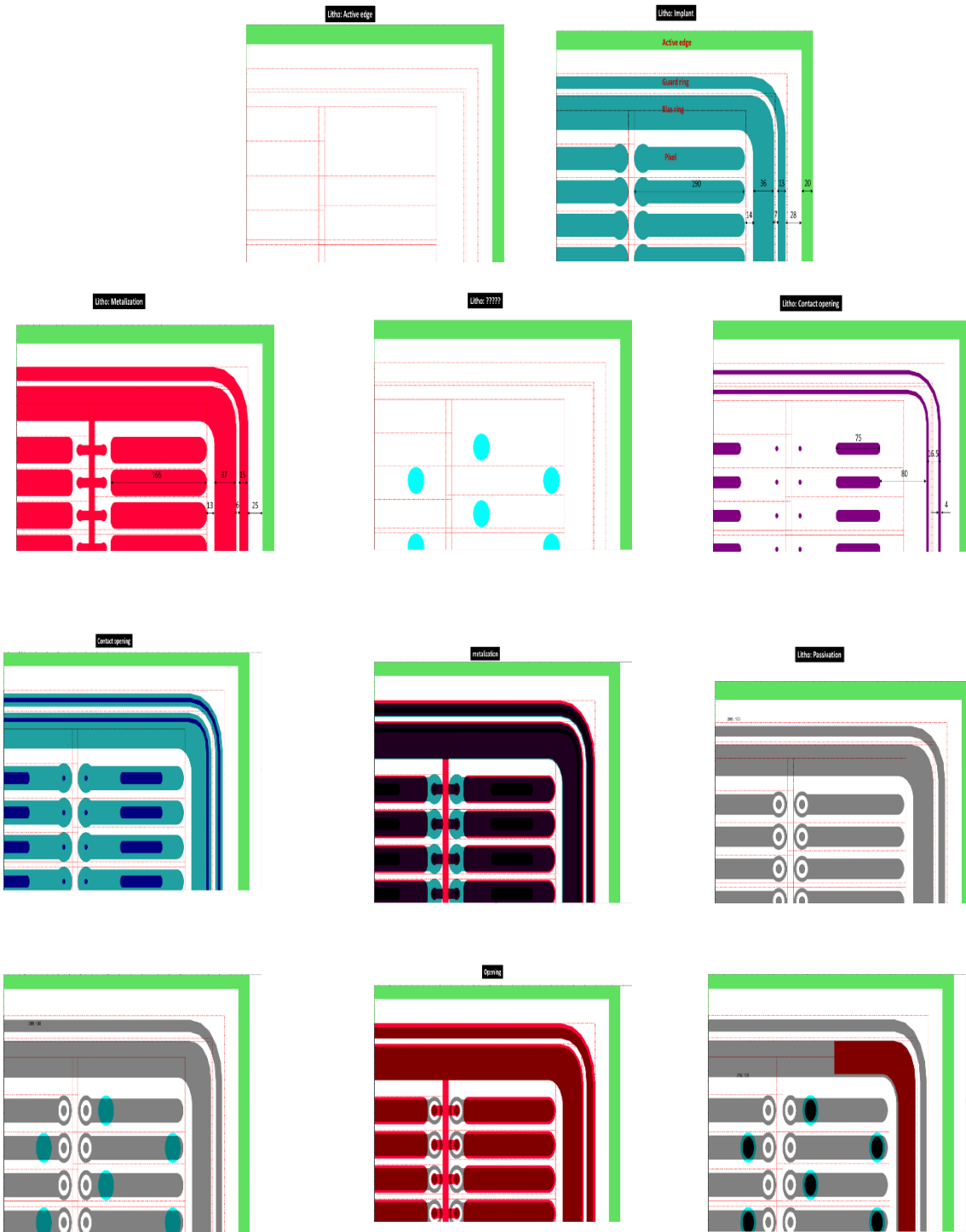


Figure 5- 3 : La réalisation technologique du projet (M1- M11 représentent les 11 masques).

2. Méthode de spectroscopie de masse des ions secondaires (SIMS)

La méthode de spectroscopie de masse d'ions secondaires (SIMS) décrite dans la section suivante est une méthode destructrice et un outil très puissant, permettant d'extraire des profils de dopage des différentes couches d'implants dans des détecteurs de pixels en silicium. Ces informations sont d'une importance vitale dans la conception du détecteur, car la connaissance de la distribution du profil de dopant dans le détecteur est nécessaire pour compléter la caractérisation électrique et expliquer le comportement opérationnel. De plus, la tension d'appauvrissement, le courant de fuite et les limites de claquage dépendent directement de la concentration et de la forme de la distribution des dopants dans le substrat.

Au-delà de la portée pure des tests, les mesures du profil de dopage sont également utilisées pour améliorer les simulations et donc l'optimisation de la conception. L'objectif final est d'avoir une connaissance complète de la qualité du détecteur, de la fabrication aux caractéristiques électriques et à la réponse du signal par le biais de simulations. Avant même qu'une seule plaquette soit produite, il faut établir une bibliothèque et étalonner le cadre du simulateur avant l'étape de conception du capteur. La dépendance reconnue des caractéristiques fonctionnelles d'un détecteur au silicium de la distribution du profil de dopage ainsi que la relation étroite de ce dernier avec le processus de génération de charges, rendent obligatoire une modélisation détaillée du processus d'implantation. À l'aide d'outils de simulation, il est possible d'approximer les processus de fabrication. Néanmoins, la déviation dans les distributions des profils de dopage et les caractéristiques électriques attendues de celles générées par les simulations, nécessite une modélisation et une compréhension plus poussées. La spectroscopie de masse des ions secondaires (SIMS) est un outil pour la caractérisation des profils de dopage [17]-[73]. Les mesures présentées dans cette étude ont été réalisées au laboratoire CNRS GEMAC⁵ à l'aide du système Cameca IMS-7F illustré sur la **Figure 5.4**. De plus des détails sont disponibles dans la référence [74].

La mesure est effectuée en dirigeant un faisceau d'ions énergétiques primaires (0,5-20 keV) sur la surface de l'échantillon et en analysant les particules secondaires ionisées pulvérisées par spectrométrie de masse. L'énergie et la nature des ions incidents est ajustée par rapport

⁵ Groupe d'Etude de la Matière Condensée. Université Versailles-Saint Quentin en Yvelines.

au dopant sondé. En particulier, le phosphore est sondé avec du Cs^+ , tandis que le bore peut être sondé avec des ions O^- , des ions utilisant un faisceau d'électrons secondaire pour la compensation de charge. Le processus est destructeur, laissant un cratère sur l'échantillon. Plusieurs structures de test dédiées ont été conçues, chacune avec une concentration de dopage uniforme, correspondant aux régions d'intérêt, à savoir l'implant, le volume et la zone entre les implants (p-spray). Ces structures de test ont été mises en œuvre sur le quadrant inférieur et supérieur de la tranche du capteur, servant de référence de production.



Figure 5.4 : Image du système Cameca IMS-7F dans le laboratoire GEMAC.

Les concentrations en implant de phosphore et de bore, formant respectivement les couches de type n et p, ont été obtenues par rapport à la profondeur d'implantation ($\sim 1-2 \mu\text{m}$). Les profils de dopage correspondants pour le pixel, le rail de polarisation (BR) et l'anneau de garde (GR), les régions P-Spray, la région de bord et l'arrière sont présentés sur les **Figure 5.5**, **Figure 5.6** et **Figure 5.7**. Cela permet une détection avec une résolution en profondeur de 1 à 5 nm avec une sensibilité nominale de 10^{14} atomes/cm³. Une précision sur le calcul de la concentration est du même ordre que l'incertitude de dose initiale sur la cible d'étalonnage pour les régions où le signal ionique secondaire est significatif. Une précision

de 3% peut être obtenue pour le silicium implanté de phosphore et de bore, en supposant une matrice uniforme. [75].

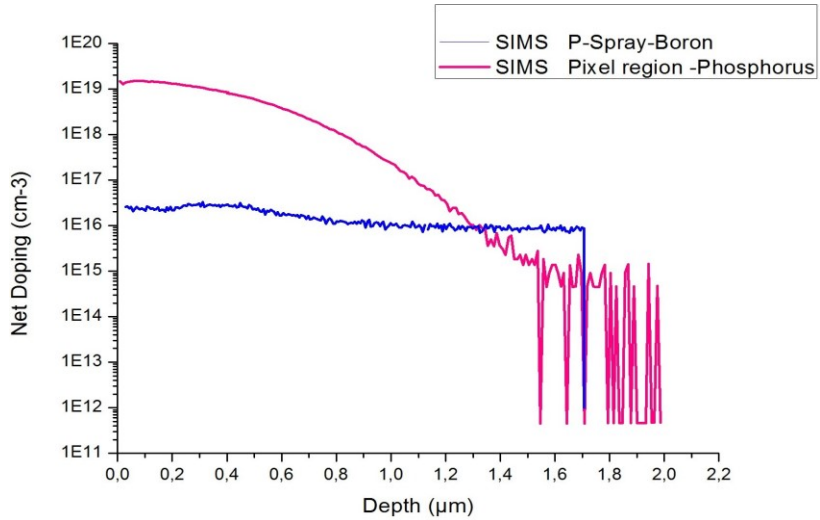


Figure 5.5: Profils de dopage du pixel et P-Spray obtenus par des mesures SiMS[10].

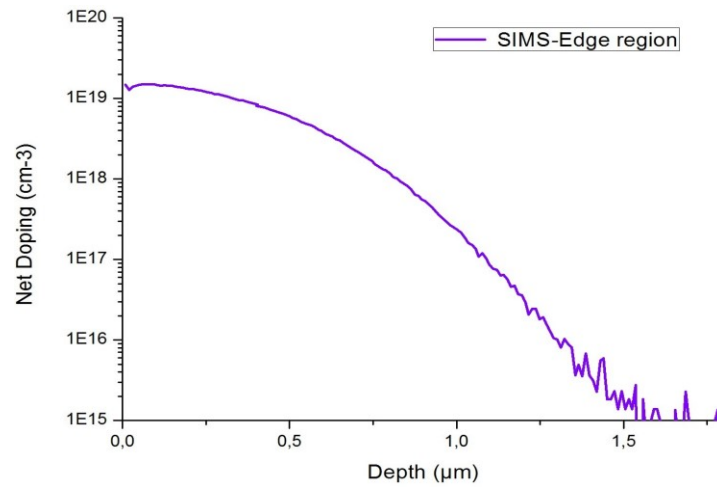


Figure 5.6: Profils de dopage de la région du bord du capteur obtenu par des mesures SiMS.

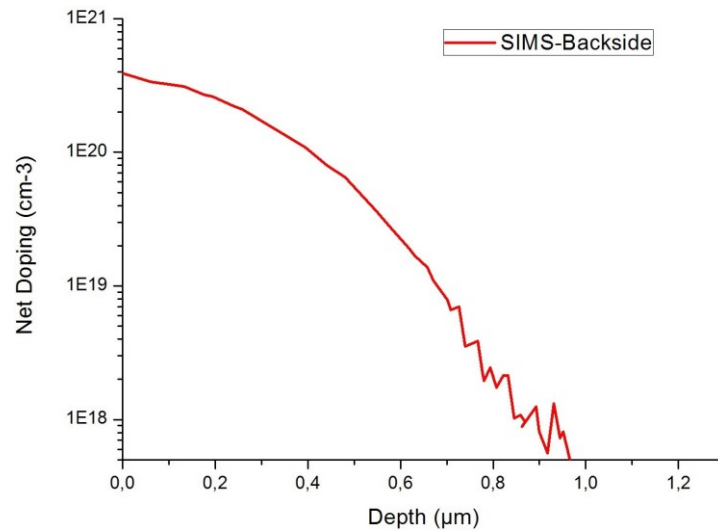


Figure 5.7: Profils de dopage de la face arrière du capteur obtenu par des mesures SiMS

3. Mesure de I-V et C-V

Afin de mettre en œuvre tous les tests énoncés dans le deuxième chapitre, nous avons présenté un dispositif de mesure qui répond aux exigences imposées. Il permet d'effectuer des contacts à l'échelle microscopique, de mesurer des quantités physiques très petites (courants, capacités), et d'atteindre à la fois les performances et l'autonomie requises par le nombre important des capteurs et structures à tester en routine. Pour ce but, une sonde à micro-pointes « probe-station » et des instruments de mesures très sensibles ont été mis en opération. Donc cette partie de ce chapitre est consacrée à la description du dispositif expérimental ainsi qu'au choix des instruments de mesure utilisés.

Le dispositif expérimental utilisé vise essentiellement à réaliser des mesures électriques : mesures de capacités, de courant et de résistances. Ces mesures se font dans des conditions de température et d'humidité très proches de celles réalisés dans les expériences de la physique des hautes énergies. Ces deux paramètres sont donc contrôlés. Sur la

Figure 5.8 , nous présentons la station sonde Signatone WL35 au laboratoire LAL CNRS.

3.1. Appareillages

3.1.1. La sonde à micro-pointes

C'est l'élément principal du dispositif. Il s'agit d'une Probe Station Signatone WL350 [76] semi-automatique (**Figure 5.8**). Elle permet d'établir des contacts microscopiques sur l'échantillon à tester dans une enceinte fermée. Les contacts sont effectués par des aiguilles, réglables manuellement, reliées aux instruments de mesure. La localisation manuelle précise de ces contacts est facilitée par un microscope et une caméra vidéo qui renvoient une image agrandie de l'échantillon sur un écran moniteur (voir la **Figure 5.9**).

L'échantillon à tester est fixé sous vide sur une platine (chuck) thermostatisée mobile selon quatre axes (trois axes cartésiens et une rotation) et contrôlable à distance via une interface GPIB. Le disque (qui supporte le scapteur) est muni d'une sonde de température. Tout est concentré dans une enceinte de faible volume permettant ainsi un refroidissement plus rapide sous atmosphère contrôlée. Un capteur d'humidité est également introduit dans le milieu. Pour contrôler les bonnes conditions d'opération, la température et l'humidité sont mesurées au début et à la fin du cycle de mesures pour chaque capteur.

L'objectif est de pouvoir balayer (« scanner ») un maximum de pixels avec précision sans intervention manuelle ni déplacement du détecteur.

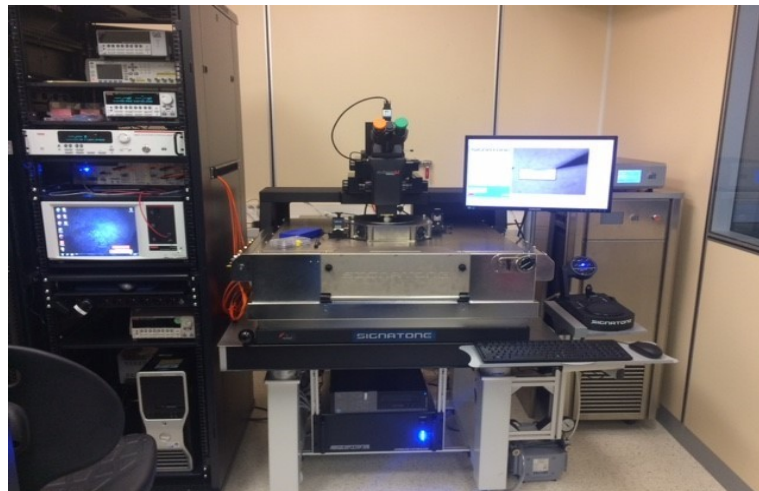


Figure 5.8: image de la station de sonde semi-automatique avec un mandrin à température contrôlée et avec un Système DAQ Keithley Instruments utilisé pour maîtriser une station de sonde et effectuer des mesures électriques de haute précision. L'équipement fait partie de la plateforme CAPTINOV, située dans la salle blanche du LAL.

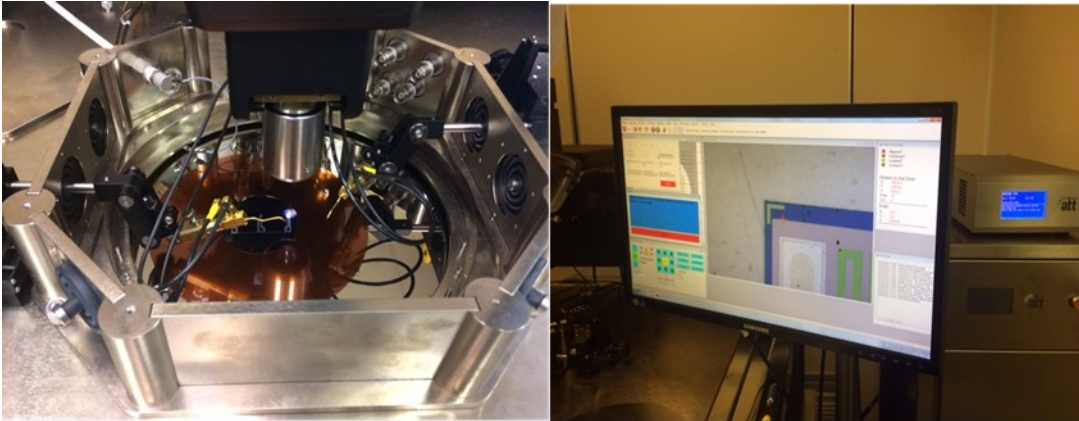


Figure 5.9 : Positionnement de la sonde sur l'échantillon à tester dans une chambre de mesure hermétique et un écran moniteur de visualisation de l'échantillon.

3.1.2. L'alimentation haute tension

Cette alimentation est indispensable pour la polarisation des détecteurs. Il s'agit d'un appareil Keithley 2657 A dont la fonction est double. Elle sert à la fois de multimètre et de source de tension-courant. Elle délivre une tension continue jusqu'à ($\pm 3000V@20mA$, $\pm 1500V@120mA$). Cette tension maximale dépasse les besoins de nos essais. L'instrument est doté de deux entrées : une à l'avant et l'autre à l'arrière de l'appareil. Nous verrons plus loin l'intérêt que cela apporte lors de l'automatisation.

3.1.3. Un électromètre

Pour mesurer les faibles courants nous avons acquis un électromètre très sensible Keithley 2636B . Il mesure des courants aussi faibles que $0.1fA$ à $1.5A$. La mesure précise d'un courant aux bornes d'un capteur, nécessite en effet, une sensibilité en dessous du pA .

3.1.4. L'impédancemètre ou Capacimètre (LCR)

C'est un instrument Agilent HP 4284A qui permet de mesurer des impédances. La fréquence de fonctionnement varie de $20Hz$ à $1MHz$. Deux modes de mesures sont possibles : le mode série et le mode parallèle. Le choix du mode dépend exclusivement de la valeur de l'impédance à mesurer. En général le mode parallèle est recommandé pour les fortes impédances et le mode série pour les plus faibles valeurs. La fréquence d'oscillation est choisie, elle aussi, pour chaque type de mesure.

3.1.5. Alimentation basse tension

L'alimentation basse tension est utilisée pour appliquer de faibles différences de potentiel dans les mesures des résistances et des faibles courants traversant un diélectrique. C'est un instrument Agilent 6614C. La tension maximale que l'on peut imposer est de 100 V.

3.1.6. L'unité de transfert de mesures (Switching Unit)

Pour pouvoir passer d'une mesure à une autre de façon automatique, deux multiplexeurs et une matrice d'interconnexion sont à notre disposition dans un boîtier de transfert Agilent HP 34970A. Cet appareil est muni à la fois de multimètres interne et externe. Le multiplexeur est un instrument à 20 voies qui présente l'avantage de relier simultanément plusieurs points de contact ou de transférer la mesure d'un même multimètre, d'une voie à une autre. La matrice d'interconnexion relie simultanément plusieurs instruments aux mêmes points de contact.

3.2. Tests effectués

Les tests effectués ici sont des mesures en volume ou les mesures globales du capteur. Afin de se rapprocher des conditions d'opération du trajectographe de ATLAS, les mesures généralement se font à des températures très basses avant et après irradiation. Pour ce faire, la platine de support des capteurs et structures de test est refroidie avec un système qui permet d'atteindre des températures de fonctionnement stables entre -55 et 100 °C. La température est mesurée au moyen d'une sonde résistive Pt100, elle-même reliée au multimètre interne de la boîte de transfert Agilent HP 34970A, (en mode de fonctionnement RTD). Plus de détails sur la mesure de la température avec un Pt100 sont donnés dans la référence[77].

3.2.1. Mesure du courant de fuite

Le courant de fuite global permet d'évaluer la tension de claquage du capteur : elle doit nettement dépasser la tension du fonctionnement du détecteur. Le courant de fuite est aussi une source de bruit dans le signal. Sa valeur est importante et le bruit correspondant doit être très faible par rapport au signal généré par les particules à détecter dans les conditions d'opération du capteur. La courbe courant-tension ou caractéristique $I(V)$, aux bornes de la jonction, est donc mesurée entre 0 et 350 V avant irradiation et jusqu'à 600 V au minimum après irradiation. Le schéma de mesure est représenté sur la **Figure 5.10**.

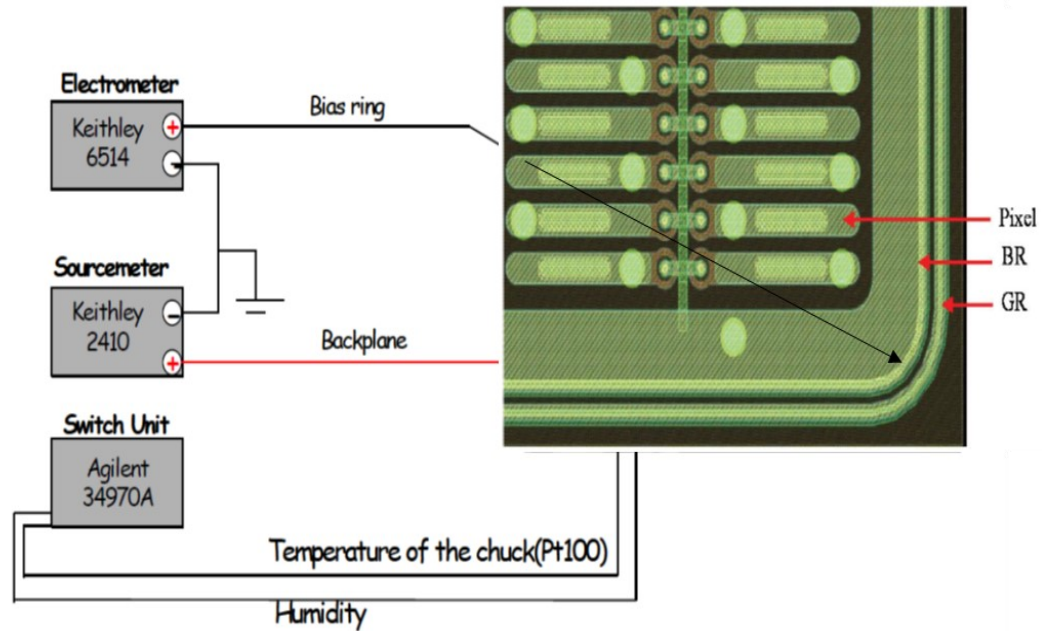


Figure 5.10 : Schéma de mesure de courant de fuite globale.

Le courant de fuite total provient de la génération des paires électron-trou dans le silicium en présence du champ électrique. Il est proportionnel à l'épaisseur de déplétion. Il devrait, par conséquent rester constant dès que la tension de déplétion totale V_{dep} est atteinte si l'on néglige les courants de surface.

3.2.2. Mesure de la capacité totale

La mesure de la capacité totale du capteur permet de déduire la tension de déplétion. Elle est mesurée entre l'anneau de polarisation (n+) et le back plane (p+) comme illustré à la **Figure 5.11**. L'impédancemètre LCR est utilisé en mode parallèle C_p - R_p avec trois fréquences d'oscillation de 30kHz, 50kHz et 100kHz. Des caractéristiques $C(V)$ sont obtenues.

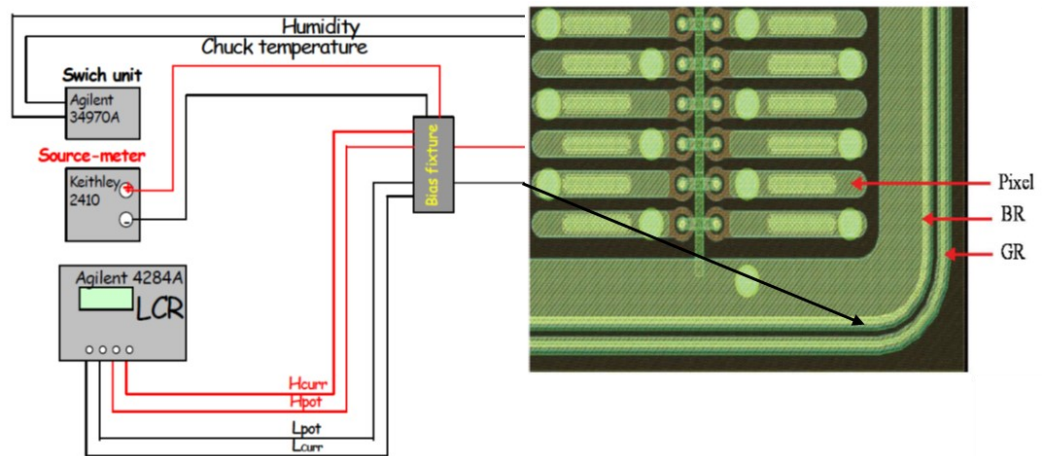


Figure 5.11 : Schéma de mesure de la capacité totale.

Chapitre VI : Résultats et analyse

Dans la première partie de ce chapitre, nous présenterons l'ensemble des résultats obtenus lors des tests effectués sur les échantillons des capteurs au moyen des dispositifs décrits au chapitre précédent. Nous enchaînerons avec deux études spéciales concernant certains paramètres, notamment la tension de déplétion et le courant de fuite avant irradiation. Une analyse plus approfondie par simulation TCAD sera consacrée à la l'évolution de la tension de claquage et l'efficacité de collecte des charges CCE en fonction de la fluence sera présentée dans la seconde partie. Ce paramètre indique l'aptitude et la fiabilité de l'opération des capteurs au silicium après une irradiation importante.

1. Mesure du courant de fuite

Le courant de fuite total provient de la génération des paires électron-trou dans le silicium en présence du champ électrique. Il est proportionnel à l'épaisseur de déplétion. Il devrait, par conséquent rester constant dès que la tension de déplétion totale V_{dep} est atteinte si l'on néglige les courants de surface. La **Figure 6. 1** et la **Figure 6. 2** représentent l'évolution du courant de fuite, en fonction de la tension de polarisation inverse. Il s'agit de quelques structures de test de $150\mu\text{m}$ et $100\mu\text{m}$. Pour les structures de test de $150\mu\text{m}$, nous remarquons que I_{leak} (150 V) est inférieur à 50 nA avant irradiation pour la totalité des échantillons testés. Dans le cas des capteurs moins épais I_{leak} est un peu plus petit mais il reste inférieur à 10 nA pour la majorité des échantillons. Outre la valeur du courant de fuite I_{leak} , la tension de claquage est un paramètre crucial. Elle doit être très supérieure à la tension de déplétion. En effet, la réduction du bruit de fond dû à la capacité inter-pixels et l'amélioration de l'efficacité de collection de charge nécessitent souvent une polarisation au-delà de la tension de déplétion. Néanmoins, dans le cadre de ce travail, il s'agit aussi de déterminer la valeur exacte de la tension de claquage et d'assurer qu'elle est supérieure à la tension de déplétion. Fort heureusement, pour la majorité des échantillons testés, nous n'avons pas observé de claquage avant une tension de 180 V pour les structures de $150\mu\text{m}$ et 90V pour les structures de $100\mu\text{m}$. Les mesures sont représentées dans le **Tableau 6. 1**.

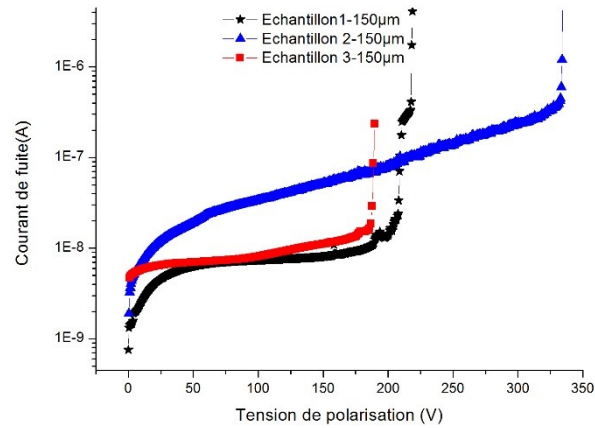


Figure 6. 1: Evolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation inverse pour les structures de test des échantillons de 150 μm mesurée avant irradiation.

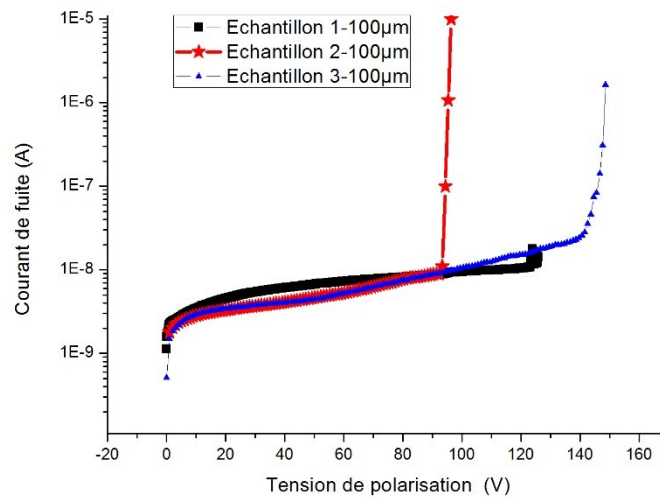


Figure 6. 2: Evolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation inverse pour les structures de test des échantillons de 100 μm mesurée avant irradiation.

Tableau 6. 1 : Mesures de la tension de claquage.

N° du substrat	1-150 μm	2-150 μm	3-150 μm	1-100 μm	2-100 μm	3-100 μm
Tension de claquage (V)	218.27	333.92	189.00	122.43	95.38	147.64
Erreur de mesure δ_{brk} (V)	0.56	0.56	1.12	1.59	1.12	1.12
Incertitude systématique	0.25	0.25	0.50	0.05	0.50	0.50
Incertitude statistique	0.50	0.50	1.00	1.59	1.00	1.00

2. La tension de déplétion V_{dep}

La tension de déplétion est le premier paramètre mesuré dans le cadre des tests des capteurs du trajectographe d'ATLAS. En effet, pour que la collection de charge soit maximale afin d'avoir le plus grand volume sensible, le capteur doit être intégralement « déplété ». Comme déjà expliqué précédemment, la tension de déplétion est directement déduite de la courbe $C(V)$, quand C devient constante. Pour plus de précision sur la valeur de V_{dep} , nous avons choisi de représenter l'inverse du carré de la capacité $1/C^2$ directement proportionnel à la tension de polarisation V . De la **Figure 6. 3** jusqu'à **Figure 6. 8** illustrent les caractéristiques $1/C^2(V)$ avant irradiation pour les structures de test de $150\ \mu\text{m}$, alors que les figures (**Figure 6. 6** jusqu'à **Figure 6. 8**) représentent les mêmes courbes pour les structures de $100\ \mu\text{m}$. La valeur de la tension de déplétion est obtenue dans ce cas, au point d'intersection des ajustements linéaire des deux parties de la courbe. Avant irradiation, nous estimons la précision à $\sim 1.16\text{V}$, ce qui constitue une valeur raisonnable. Dans l'ensemble, la tension de déplétion ne dépasse pas $\sim 12\text{V}$ pour les deux échantillons de $150\ \mu\text{m}$ et 6V pour $100\ \mu\text{m}$.

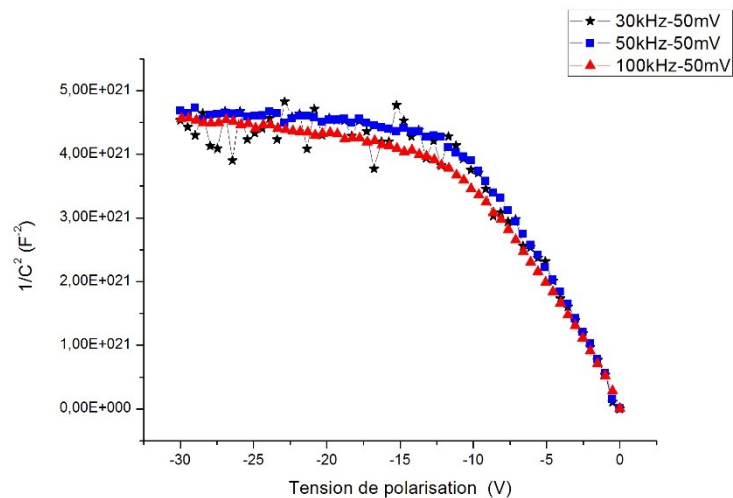


Figure 6. 3: Mesures de tension de déplétion avant irradiation pour la structure de test « 1-150 μm ».

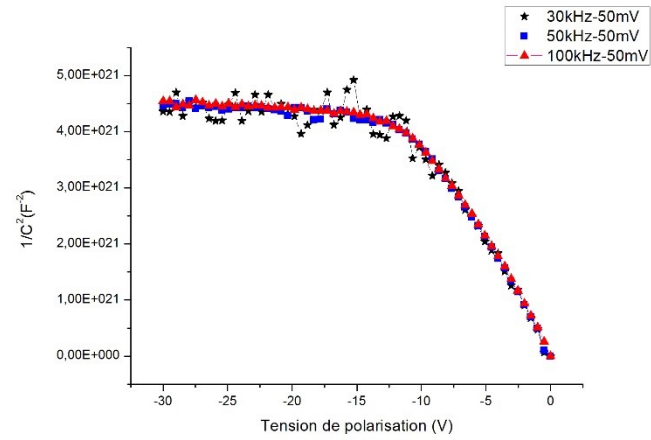


Figure 6. 4: Mesures de tension de déplétion avant irradiation pour la structure de test « 2-150µm. ».

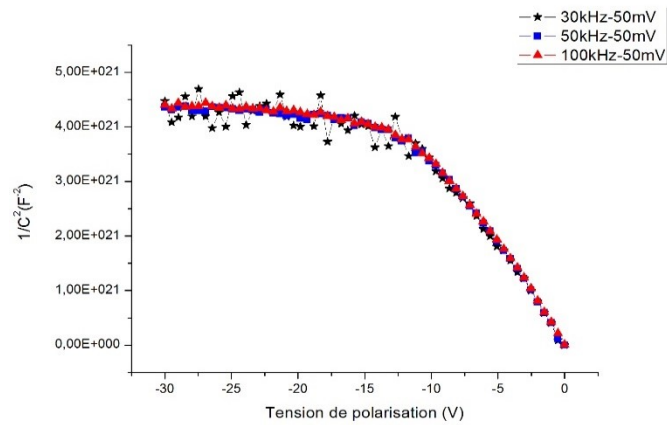


Figure 6. 5 : Mesures de tension de déplétion avant irradiation pour la structure de test « 3-150µm. »

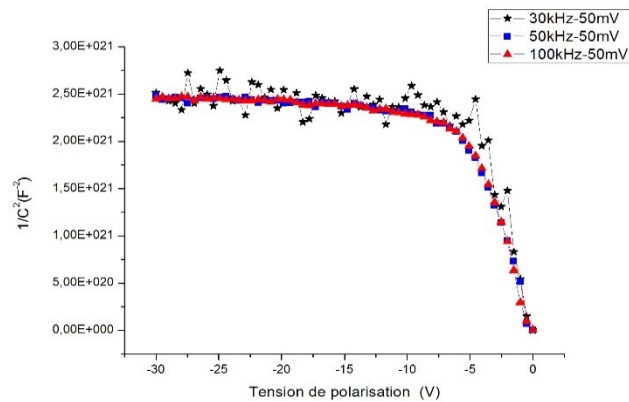


Figure 6. 6: Mesures de tension de déplétion avant irradiation pour la structure de test « 1-100µm ».

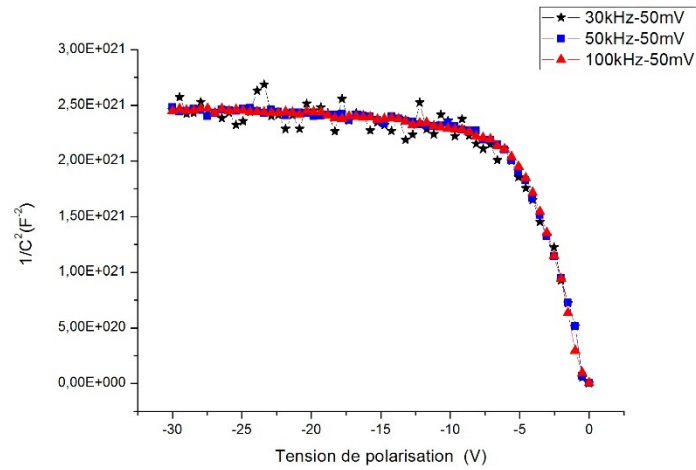


Figure 6. 7 : Mesures de tension de déplétion avant irradiation pour la structure de test « 2-100µm » .

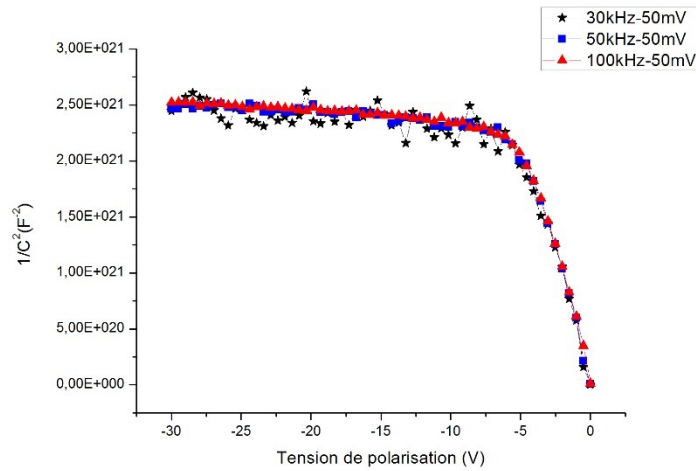


Figure 6. 8 : Mesures de tension de déplétion avant irradiation pour la structure de test « 3-100µm ».

Tableau 6. 2: Mesures de la tension de déplétion des échantillons de 150µm.

N° du substrat	1-150µm			2-150µm			3-150µm		
	30kH-50mV	50kH-50mV	100kH-50mV	30kH-50mV	50kH-50mV	100kH-50mV	30kH-50mV	50kH-50mV	100kH-50mV
Tension de déplétion (V)	-11.52	-11.23	-11.43	-11.37	-11.16	-11.73	-11.83	-11.81	-11.51
Erreur de mesure (δV)	0.45	0.50	1.13	0.42	0.47	1.11	0.45	0.50	1.16
Tension moyenne	-11.39			-11.42			-11.72		
Incertitude statistique	0.15			0.29			0.73		

Tableau 6. 3: Mesures de la tension de déplétion des échantillons de 100 μm .

N° du substrat	1-100 μm			2-100 μm			3-100 μm		
	30kHz-50mV	50kHz-50mV	100kHz-50mV	30kHz-50mV	50kHz-50mV	100kHz-50mV	30kHz-50mV	50kHz-50mV	100kHz-50mV
Tension de déplétion (V)	-5.20	-4.80	-4.87	-5.78	-6.20	-6.08	-5.44	-5.51	-5.68
Erreur de mesure (δV)	0.40	0.28	1.08	0.68	0.47	0.61	0.35	0.43	0.51
Tension moyenne	-4.96			-6.02			-5.54		
Incertitude statistique	0.21			0.21			0.13		

3. Simulation TCAD

La technologie de conception assistée par ordinateur (TCAD) fait référence à l'utilisation de simulations informatiques pour développer et optimiser des technologies et des dispositifs semi-conducteurs. De nombreux logiciels sont actuellement disponibles sous forme de packages TCAD, regroupant plusieurs éléments et algorithmes de différents domaines. Deux principaux logiciels sont disponibles, SYNOPSIS Sentaurus et SILVACO TCAD [78]. L'outil SILVACO permet la simulation de processus technologique étape par étape : Il est en quelque sorte le moyen d'effectuer un prototypage virtuel avec lequel nous pouvons accéder à certains paramètres technologiques. Le processus technologique a été simulé sur un logiciel de simulation bidimensionnel, suffisant pour nos structures. Une simulation du comportement électrique statique des capteurs a été ensuite réalisée pour valider les tensions de claquage, et les courants de fuite. Ces simulations sont présentées dans cette partie. La simulation du processus technologique est réalisée avec les outils « DEVEDIT », suivie de la simulation électrique avec les outils « ATLAS ». « DEVEDIT » et « ATLAS » sont distribués par la société « SILVACO COVENTOR International » sur station administrée par système Windows.

3.1. Simulation de procédé

La plupart des logiciels de simulation TCAD incluent un package de simulation de processus qui permet de simuler le processus de fabrication de capteurs au silicium. Étant donné que la production comprend plusieurs étapes, principalement l'introduction de dopants dans le substrat, une connaissance approfondie du processus technologique est nécessaire. Masques lithographiques et des techniques de dépôt de couches ainsi que des processus de diffusion thermique et de réaction chimique sont utilisés. L'étape principale pour produire une simulation

de processus réaliste d'une jonction pn est la suivante :

1. Oxydation initiale pour le développement d'une couche de masque à utiliser comme modèle pour les opérations de dopage ultérieures.
2. Couche de résine photosensible sur la face avant du capteur.
3. Photolithographie sur la face avant du capteur pour la segmentation de l'implant.
4. Gravure chimique de la couche d'oxyde dans des régions spécifiques.
5. Faisceau ionique, plasma ou implantation chimique affectant uniquement les zones non protégées par la couche d'oxyde.
6. Recuit des ions implantés pour l'activation électrique où il est chauffé pendant un certain temps à très haute température.
7. Couche d'aluminium sur les implants de la face avant du capteur pour produire les contacts électriques avec les implants
8. Couche de passivation sur la surface du capteur entre les implants pour assurer une bonne protection de la surface

Les paramètres du processus affectant le profil d'implant doivent être connus pour créer une représentation précise du dispositif que nous souhaitons simuler. Les détails du processus que nous utilisons dans notre simulation ont été obtenus grâce à des discussions avec les concepteurs et les fabricants de dispositifs en silicium. Certains paramètres sont cependant difficiles à déterminer à partir de données accessibles et ne sont pas divulgués par le fabricant. Ces valeurs peuvent cependant être obtenues par des méthodes expérimentales comme il est montré dans le chapitre précédent.

3.2. Définition de la structure

Une coupe transversale schématique du dispositif simulé est présentée sur la **Figure 6. 9**. Pour ce travail, un substrat en silicium de type p à haute résistivité est utilisé dans une configuration n-on-p, avec une épaisseur totale de 150 μm [71]. Une couche dopée avec du Bore (p-spray) est mise en œuvre pour isoler les électrodes n + adjacentes. Les épaisseurs de la couche supérieure de métal Al et de la couche de passivation de SiO₂ sont fixées à 0,6 μm et 600 nm respectivement. Dans les simulations suivantes, la métallisation de l'anneau de

garde (GR) reste flottante tandis que l'électrode de pixel est connectée au rail de polarisation (BR). À ces contacts, les conditions aux limites de Dirichlet sont appliquées au potentiel électrostatique. Le long des limites restantes, des conditions aux limites homogènes de Neumann (réfléchissantes) ont été imposées.

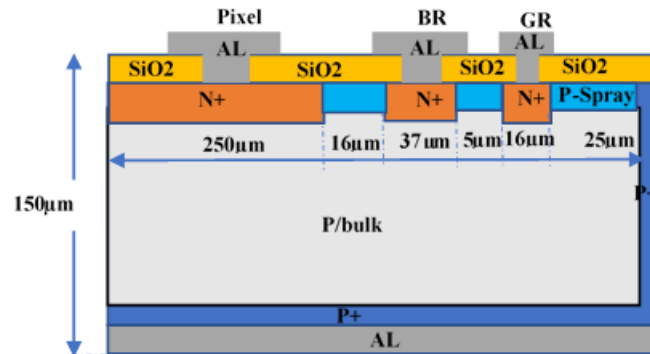


Figure 6. 9: Coupe schématique transversale du capteur de pixels à bord actif plan n-sur-p avec un anneau de garde et un rail de polarisation[71].

Pour la structure simulée, un substrat de silicium de type p à haute résistivité avec une concentration uniforme de $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ est considéré. Les régions n + et p-spray sont définies à l'aide de profils de dopage obtenus par des mesures SIMS. Bien que SIMS fournisse la concentration totale et non la concentration de dopants actifs, une différence de 3% entre les deux a été démontrée par la technique de caractérisation des dopants actifs (SRP) [75]. Un schéma 3D de la structure simulée avec une coupe verticale de la structure est montré sur la **Figure 6. 10**.

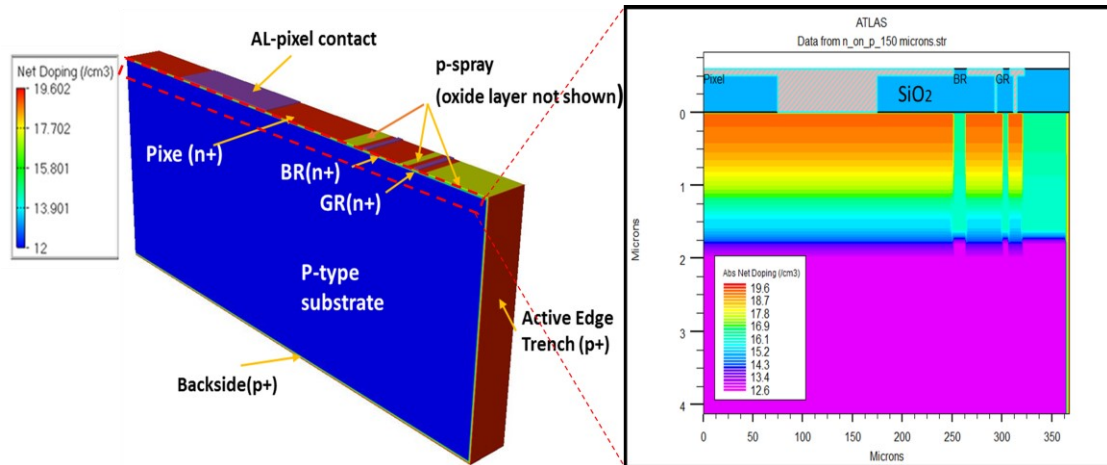


Figure 6. 10: Représentation 3D et coupe transversale 2D agrandie de la concentration nette de dopage dans le capteur de pixels de bord actif plan n-sur-p en fonction de la profondeur de la jonction. Les couches d'oxyde ne sont pas représentées en représentation 3D. Echelle en log (concentration / cm³).

3.3. Etude des effets induits par l'irradiation dans les capteurs de pixels à bord actifs

3.3.1. Modèle de dommages d'irradiation en volume

Il est bien établi que l'exposition des capteurs planaires à pixels à des fluences de l'ordre de 10^{16} neq / cm² affecte de manière significative les propriétés électriques du capteur[79]. Les principaux effets macroscopiques des dommages massifs sur les détecteurs au silicium à haute résistivité irradiés par des hadrons sont : un changement de la concentration de dopage efficace N_{eff} , une perte de signal due au piégeage des charges et l'augmentation du courant de fuite. Le modèle de dommages par irradiation utilisé dans cette analyse est basé sur le modèle de piège à trois niveaux , où l'irradiation génère deux niveaux accepteurs (E_c), positionnés légèrement au-dessus du milieu de la bande interdite, et un niveau donneur (E_v), situé sous milieu de la bande interdite[80]. Un niveau de piège est caractérisé par trois paramètres : son taux d'introduction (ρ) et ses sections efficaces de capture pour les électrons (σ_e) et les trous (σ_h). Les détails de ce modèle sont présentés dans les **Tableau 6. 4** et **Tableau 6. 5**.

Tableau 6. 4 : Paramètres pour les fluences jusqu'à 7×10^{15} neq / cm²

Type de piège	E(eV)	$\sigma_e(\text{cm}^{-2})$	$\sigma_h(\text{cm}^{-2})$	ρ
Accepteurs	Ec-0.42	1.00×10^{-15}	1.00×10^{-14}	1.613
Accepteurs	Ec-0.46	7.00×10^{-15}	7.00×10^{-14}	0.9
Donneurs	Ev+0.36	3.23×10^{-13}	3.23×10^{-14}	0.9

Tableau 6. 5: Paramètres pour les fluences dans la plage 7×10^{15} neq / cm²– $1,5 \times 10^{16}$ neq / cm²

Type de piège	E(eV)	$\sigma_e(\text{cm}^{-2})$	$\sigma_h(\text{cm}^{-2})$	ρ
Accepteurs	Ec-0.42	1.00×10^{-15}	1.00×10^{-14}	1.613
Accepteurs	Ec-0.46	3.00×10^{-15}	7.00×10^{-14}	0.9
Donneurs	Ev+0.36	3.23×10^{-13}	3.23×10^{-14}	0.9

3.3.2. Modèle de dommage par l'irradiation en surface

Il est bien connu que les dommages radio-induits affectent également le dioxyde de silicium[81]. Dans cette analyse, nous prenons en compte les dommages créés à la couche de SiO₂ en utilisant les différentes valeurs de (N_{OX}) et (N_{IT}) à l'interface Si – SiO₂ (Tableau 6. 6). Les paramètres correspondants sont choisis conformément aux mesures présentées dans la réf.[51]. Une quantité croissante de charge d'oxyde N_{OX} avec la dose d'irradiation a été envisagée, tout en faisant varier la densité de piège d'interface (N_{IT}). En particulier, ce dernier (N_{IT}) a été fixé à une fraction de N_{OX} selon l'étude mentionnée dans la réf.[81]. En supposant une couche de SiO₂ de bonne qualité, la densité de charge initiale au niveau de la couche d'interface a été fixée à 2×10^{11} cm⁻² (pour un détecteur non irradié). Pour une structure fortement irradiée, un rapport de 0,80 entre N_{IT} et N_{OX} est supposé pour des densités de charge de 2×10^{12} cm⁻².

Tableau 6. 6: Charge d'oxyde et densité de pièges d'interface introduites dans le modèle de défauts en surface

Type de piège à l'interface	Niveaux d'énergie	Concentration
Accepteurs	Ec-0.4	40% of $N_{\text{IT}} = 0.8N_{\text{OX}}$
Accepteurs	Ec-0.6	60% of $N_{\text{IT}} = 0.8N_{\text{OX}}$
Donneurs	Ev+0.6	100% of $N_{\text{IT}} = 0.8N_{\text{OX}}$

3.4. Calibrage des paramètres des modèles physiques choisis

Afin d'explorer toutes les possibilités du logiciel, une phase d'apprentissage fut indispensable afin d'ajuster les paramètres des modèles pris en compte, nous avons donc commencé par l'étude de l'influence des paramètres physiques et technologiques sur les caractéristiques électriques de la structure simulée. Les paramètres électriques tels que les tensions de déplétion et de claquage et le courant de fuite avant irradiation de la structure n-on-p de 150 μm , sont importants pour effectuer une simulation correcte.

Le calibrage de ces paramètres électriques se fait en jouant sur plusieurs paramètres. Plus il y a de paramètres à faire varier, plus l'ajustement est complexe. Il faut donc fixer le maximum de paramètres possibles afin de faciliter ce travail. Dans notre cas, nous nous sommes basés sur la stratégie de calibrer la caractéristique I-V de la structure n-on-p de 150 μm avant irradiation en jouant sur la durée de vie des porteurs minoritaires (τ_{n0} pour les électrons et τ_{p0} pour les trous), introduite dans le programme de simulation ATLAS sous τ_{aun0} et τ_{aup0} , est de 5 μs . Pour tenir compte des recombinaisons dues à des concentrations élevées, ces durées de vie varient suivant les relations empiriques :

$$\tau_n = \frac{\tau_{n0}}{1 + \frac{N}{N_n^{ref}}}$$

$$\tau_p = \frac{\tau_{p0}}{1 + \frac{N}{N_p^{ref}}}$$

où N est la somme des concentrations des dopants donneurs et accepteurs

$N_{n,p}^{ref} = 5.10^{16} \text{cm}^{-3}$ sont des paramètres à introduire.

3.5. Distribution des trous

Le logiciel SilvacoTM TCAD a été utilisée pour simuler la concentration de trous d'un capteur de bord actif. Les simulations sont faites sous polarisation de - 150 V pour le cas non irradié et irradié jusqu'à des fluences de 10^{16} neq / cm^2 . Les résultats démontrent une augmentation progressive de la région non déplétée par rapport à la fluence de rayonnement. Cette région s'étend du coin arrière de la structure entre le bord actif et la métallisation

arrière jusqu'à la région de pixels du capteur, suggérant que les bords sont très peuplés de trous[10]. Les concentrations des trous (1D) simulées le long d'une ligne verticale proche du centre du pixel sont présentés sur la **Figure 6. 11** pour les trois cas. On peut voir que l'exposition des capteurs à l'irradiation provoque une augmentation de la population de trous plus profonds à l'intérieur du volume du capteur, ce qui se traduit par des tensions de déplétion et de claquage plus élevés. Dans le cas non irradié, une tension de claquage du capteur de ~ -200 V est obtenue par simulation (ligne rouge sur la (**Figure 6. 12**)). Ce résultat est en très bon accord avec les données expérimentales. Comme illustré sur la même figure, en ce qui concerne le courant de fuite, un bon accord est obtenu entre la simulation et les résultats expérimentaux (~ 10 nA).

La comparaison du courant de substrat simulé pour différentes fluences est présentée sur la **Figure 6. 13**. A titre de comparaison, une matrice exposée à une fluence de 10^{15} neq / cm^2 . A cette valeur, en utilisant le « modèle de Pérogia » et en tenant compte d'une charge d'oxyde de 2×10^{12} cm^{-2} , une tension de claquage d'environ -900 V est attendue. En augmentant la fluence à 10^{16} neq / cm^2 et en gardant toujours la même stratégie de modélisation, la valeur de claquage augmente jusqu'à ~ -1200 V (points noirs). Le courant de fuite simulé reste proche de $0,06$ mA pour 10^{15} neq / cm^2 mais cette valeur augmente légèrement jusqu'à $0,4$ mA à 10^{16} neq / cm^2 .

3.6. Distribution de champ électrique

L'apparition du champ électrique élevé est représentée sur la **Figure 6. 14**, où une simulation du champ électrique au centre du pixel ($125 \mu\text{m}$) pour un capteur polarisé en inverse à différentes tensions de polarisation est présentée pour les valeurs de fluences de 1×10^{15} et 1×10^{16} neq / cm^2 . Lorsque le capteur est polarisé à -1000 V et irradié avec des fluences allant jusqu'à 1×10^{16} neq / cm^2 , la valeur correspondante du champ électrique maximal est estimée à 120 kV / cm qui nécessite l'introduction du phénomène d'ionisation par impact dans la simulation.

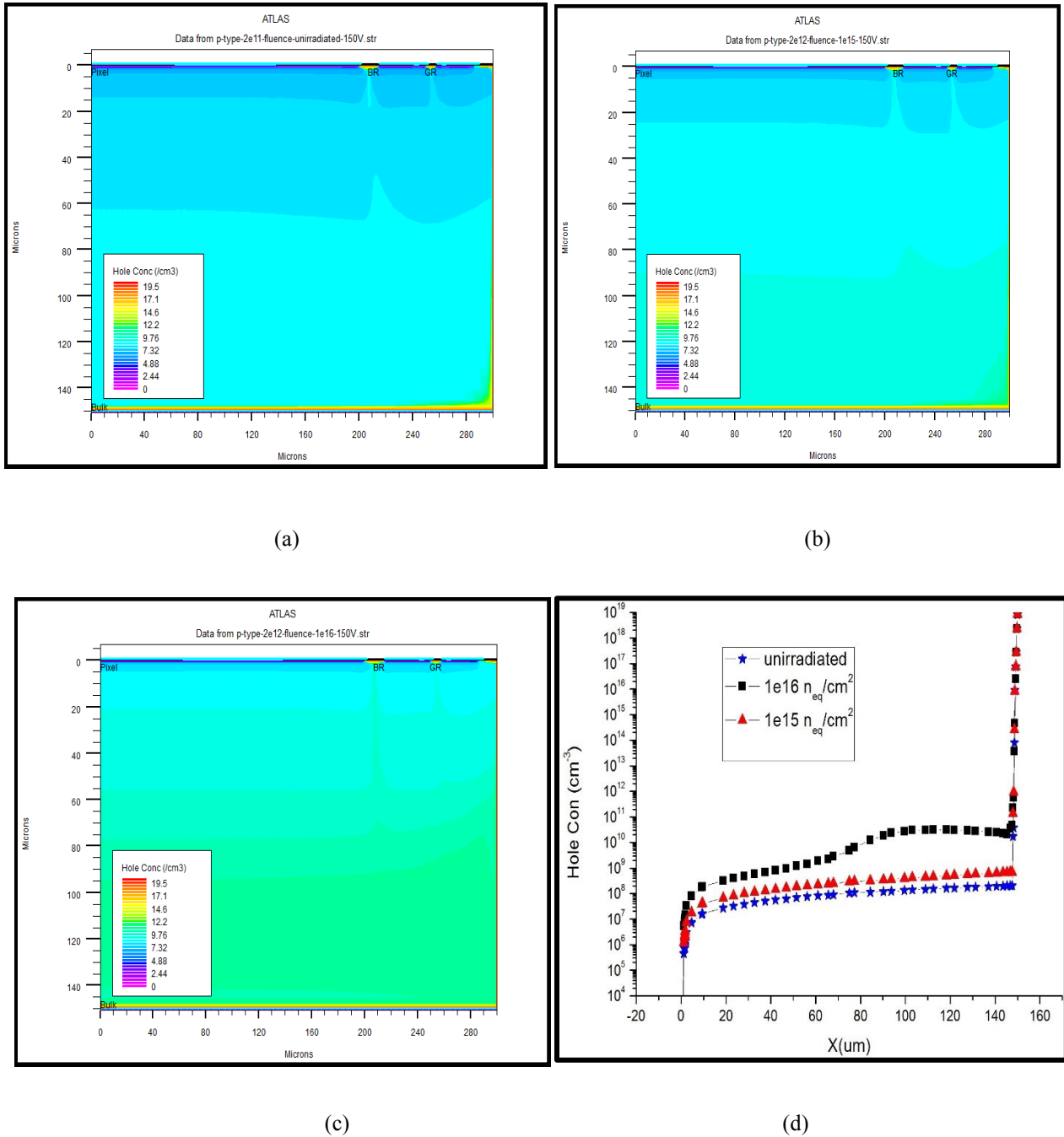


Figure 6. 11: Simulation de la distribution de trous sous une polarisation de tension inverse de -150V pour : non irradié (a), irradié avec des fluences 10¹⁵ neq / cm² (b), irradié avec des fluences 10¹⁶ neq / cm² (c).la figure (d) représente la simulation de la distribution des trous 1D le long d'une ligne de coupe verticale à partir de la surface au centre du pixel (125 μm) pour les trois cas.

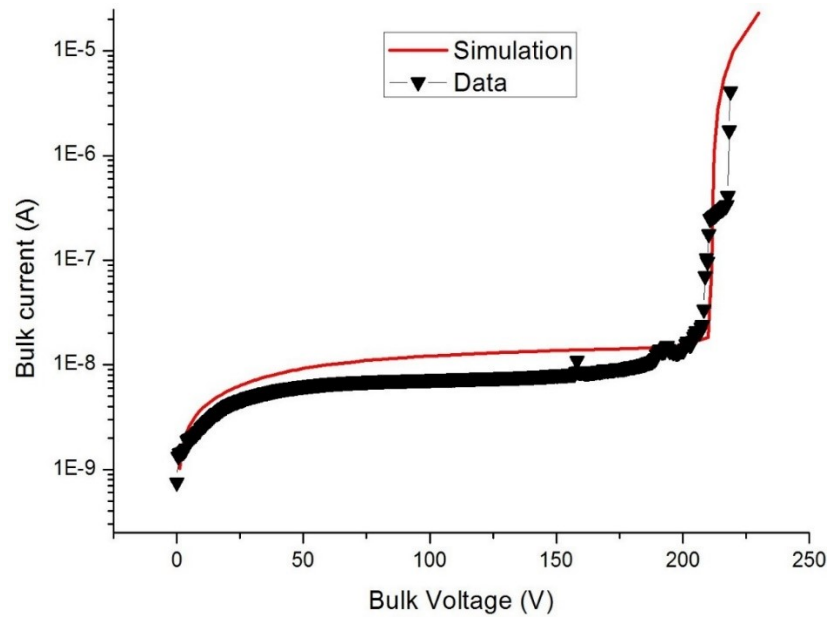


Figure 6.12 : Comparaison du courant de substrat entre les données (en noir) et la simulation avant irradiation.

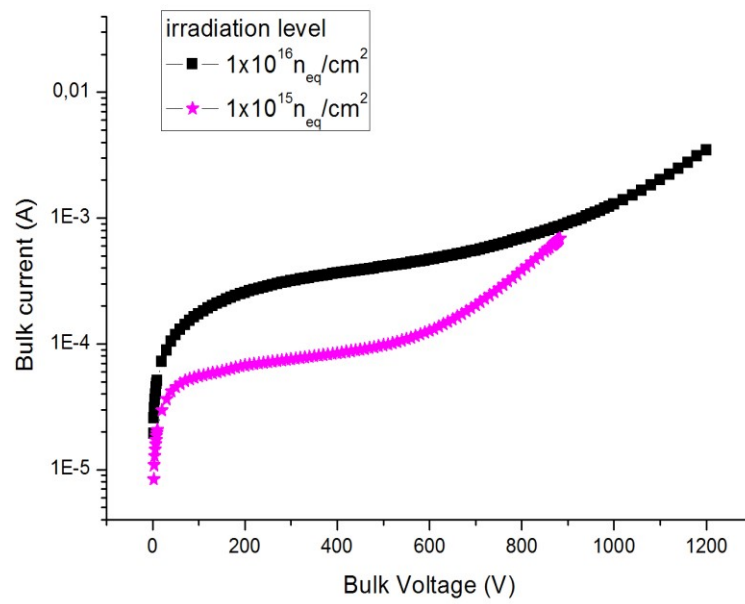


Figure 6.13. Simulation du courant du substrat après irradiation à 248 ° K, pour les deux fluences.

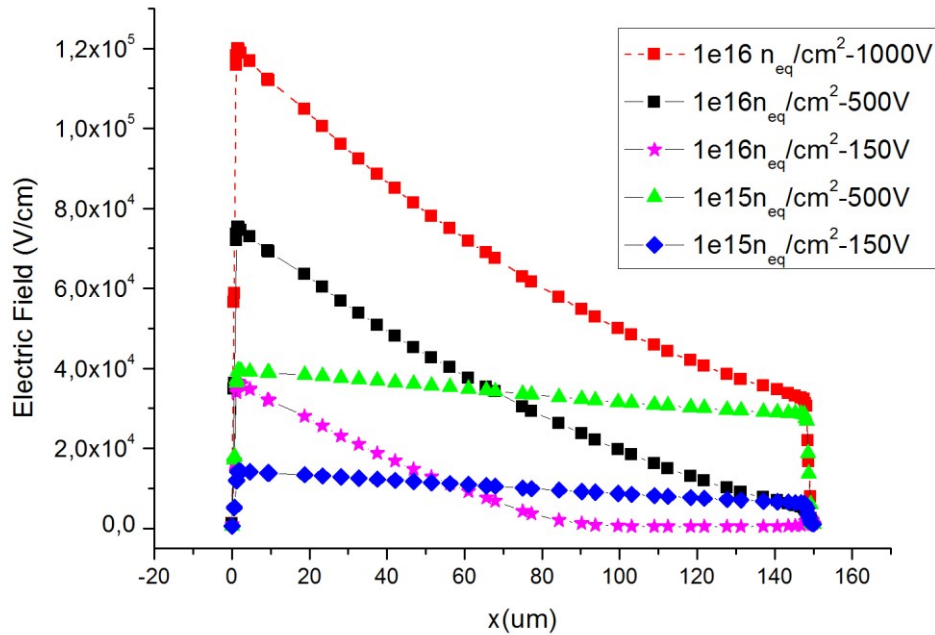


Figure 6. 14: Simulation de Champ électrique en fonction de la position pour les deux fluences à différentes tensions de polarisation inverse à 248 ° K.

3.7. Efficacité de la collection de charge (CCE)

Outre la tension de déplétion et le courant de fuite total, l'efficacité de collection de charge est l'un des paramètres les plus importants qui assurent les performances et la fiabilité de l'opération des capteurs au silicium après une irradiation importante.

En effet, les défauts induits dans le silicium ; et particulièrement les niveaux d'accepteurs (donneurs) se situant plus ou moins au milieu de la bande interdite et appelés de ce fait niveaux profonds, agissent comme des centres de piégeage et empêchent partiellement ou totalement les charges créées le long du passage d'une particule d'être collectées. Ces centres de piégeage sont d'autant plus efficaces que la température d'opération est basse. Ce qui est le cas de ATLAS. Améliorer l'efficacité de collection de charge nécessite quelques fois la polarisation des détecteurs à une tension au-delà de la tension de déplétion totale.

Pour cette raison, l'investigation de ce paramètre en fonction de la fluence et de la température de fonctionnement est cruciale pour les capteurs qui seront irradiés.

Dans cette optique, nous avons étudié l'efficacité de collecte de charge (CCE) après irradiation, le courant transitoire a été simulé pour différentes tensions de polarisation inverse. Le détecteur est éclairé par une lumière laser de longueur d'onde 1060 nm avec un signal rectangulaire de largeur 2 ns. L'impulsion est envoyée perpendiculairement à la surface du détecteur en un point d'incidence de $125 \mu\text{m}$ frappant le centre de la région du pixel. La puissance de la source optique a été définie pour générer la même charge qui serait libérée par une particule ionisante minimale (MIP) traversant du silicium de $150 \mu\text{m}$ d'épaisseur [82]. Le logiciel TCAD calcule les charges ionisées générées par l'impulsion laser, et effectue une simulation transitoire sur 10 ns de temps, la plupart de l'énergie de la particule est déposée uniformément dans le volume du capteur. Le CCE est défini comme le rapport de la charge collectée q_{col} à la charge réellement créée dans le détecteur q_0 (rapport entre le courant total collecté et l'intégration numérique du photo courant).

Pour plusieurs valeurs de tension de polarisation, allant de 0 à 900 V, nous avons simulé l'efficacité de collection de charge. La charge collectée est proportionnelle à l'intégrale du signal collecté sur tout le temps de collection.

La **Figure 6. 15** illustre la variation de l'efficacité de collecte de charges en fonction de la tension de polarisation pour le détecteur à une fluence de $1 \times 10^{15} \text{ neq/cm}^2$ et $1 \times 10^{16} \text{ neq/cm}^2$ respectivement.

En effet, plus la région de déplétion est petite, plus la recombinaison des charges est importante. Le signal s'affine et augmente aussi avec la tension de polarisation. Le champ électrique est en effet plus important et le temps de dérive des porteurs de charge devient plus court. Ceci est en bon accord avec les prédictions théoriques. La structure du capteur simulée a montré une efficacité de collecte des charges élevée. Elle est supérieure à 98.2% pour une fluence de $1 \times 10^{15} \text{ neq/cm}^2$ à partir d'une tension de polarisation inverse de -200V. Après une fluence de $1 \times 10^{16} \text{ neq/cm}^2$ une efficacité de collecte de charges de 98% est observée à partir d'une tension de polarisation de -700 V, ce qui donne à cette conception un avantage dans le choix des capteurs pour équiper le détecteur ITk.

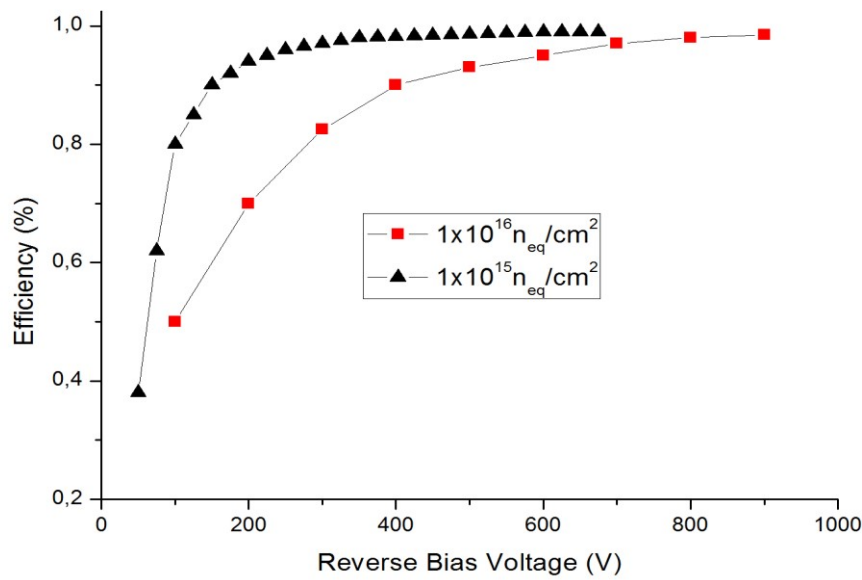


Figure 6. 15: Simulations du CCE après irradiation pour les deux fluences à 248 ° K à différentes tensions de polarisation inverse et puissance optique 0,05 W / cm² (MIP).

Nous avons simulé la variation de collection de charge en fonction de la tension de polarisation sur des structures de test de 150 µm.

Les résultats obtenus restent préliminaires vu que l'on ne dispose pas de données après irradiation sur les structures ni d'une statistique suffisante pour les confirmer. Néanmoins, ils restent encourageants.

Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons tout d'abord présenté le grand collisionneur de hadrons (*LHC*) de l'organisation européenne pour la recherche nucléaire (CERN) ainsi que l'expérience Atlas dédiée à comprendre notre univers et son évolution. Nous avons ensuite présenté le défi pour les capteurs au silicium pixélisés pour le suivi des particules chargées dans les futures expériences de la physique des hautes énergies. Nous avons présenté aussi le principe de fonctionnement des capteurs au silicium et les bases théoriques nécessaires pour leurs compréhensions. Dans ce travail, le choix a été porté sur une technologie d'actualité appelée technologie des capteurs à bord actif sur un substrat de silicium de type p, communément appelé n-on-p. Les avantages de cette technologie ont été décrits et comparés à d'autres technologies concurrentes. Le simulateur SILVACO est l'outil de travail pour mener cette étude concernant les effets induits par irradiation sur les caractéristiques électriques des capteurs n-on-p à bord actif. La structure du capteur a été construite en tenant compte des paramètres géométriques et des paramètres physiques obtenus à partir des mesures par la technique de spectrométrie de masse des ions secondaires SIMS.

Les paramètres électriques sensibles aux effets des radiations sont le courant de fuite, la tension de déplétion totale, la tension de claquage, ainsi que l'efficacité de la collecte des charges. Ces paramètres dépendent étroitement du type du phénomène physique de génération-recombinaison des porteurs mis en jeu. Dans la simulation nous avons utilisé le modèle de Shockley-Read-Hall ainsi que d'autres modèles qui sont présentés en détail dans cette thèse. Pour simuler les effets des radiations sur le détecteur, des centres recombinants ont été introduits dans les différentes couches de la structure. Ces centres sont définis par leurs niveaux d'énergie dans la bande interdite du silicium, leurs sections efficaces de capture, leur type et leur densité. Leur introduction dans le substrat diminue la durée de vie des porteurs minoritaires ce qui dégrade les performances du capteur (augmentation des tensions de déplétion et de claquage, augmentation du courant de fuite et dégradation du CCE).

La partie expérimentale de ce travail, qui constitue une contribution majeure, réalisée au sein du groupe ATLAS du LAL, a permis de discuter les méthodes de caractérisation des échantillons en termes de profil de dopage et de caractérisations électriques I-V et C-V. Grâce à ces méthodes, une meilleure compréhension des dommages induits par l'irradiation dans les capteurs planaires à pixels en silicium a été obtenue.

La collecte des charges et les performances d'efficacité des détecteurs de pixels fabriqués

par ADVACAM à bords actifs ont été étudiées par simulation. L'étude a été réalisée pour des capteurs d'épaisseurs de 150 μm avant et après irradiation avec des fluences de 1×10^{15} neq/cm² et 1×10^{16} neq/cm² comme prévu pour les expériences du HL-LHC.

Les simulations réalisées dans notre étude ont été effectuées à l'aide de l'un des modèles d'irradiation les plus récents, dans lequel une combinaison de deux modèles des dommages d'irradiation en volume et en surface a été utilisée. La structure du capteur simulée a montré une efficacité de collecte des charges élevée. Elle est supérieure à 98.2% pour une fluence de 1×10^{15} neq/cm² à partir d'une tension de polarisation inverse de -200V. Après une fluence de 1×10^{16} neq/cm² une efficacité de collecte de charges de 98% est observée à partir d'une tension de polarisation de -700 V, ce qui donne à cette conception un avantage dans le choix des capteurs pour équiper le détecteur ITk.

Les progrès de la technologie de bord actif réalisés sur les capteurs planaires à pixels ont indiqué qu'ils pourraient être utilisés avec succès à des doses de rayonnement élevées, comme prévu pour la future mise à niveau des expériences du LHC.

Comme suite à ce travail, il serait intéressant d'effectuer une étude systématique et des mesures sur plusieurs détecteurs afin d'améliorer la statistique et d'avoir une idée plus précise sur la dégradation des caractéristiques électriques et de l'efficacité de collection de charge après une forte irradiation.

Une extension de cette étude à d'autres composants et d'autres géométries est envisagée et fera l'objet d'un travail futur.

Références bibliographiques

- [1] L. Evans et P. Bryant, « LHC Machine », *Journal of Instrumentation*, vol. 3, n° 08, p. S08001–S08001, août 2008, doi: 10.1088/1748-0221/3/08/s08001.
- [2] S. Chatrchyan *et al.*, « Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC », *Physics Letters B*, vol. 716, n° 1, p. 30-61, sept. 2012, doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.021.
- [3] G. Aad *et al.*, « Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC », *Physics Letters B*, vol. 716, n° 1, p. 1-29, sept. 2012, doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.020.
- [4] E. Currás *et al.*, « Radiation hardness and precision timing study of silicon detectors for the CMS High Granularity Calorimeter (HGC) », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 845, p. 60-63, févr. 2017, doi: 10.1016/j.nima.2016.05.008.
- [5] T. A. I. collaboration, « Prototype ATLAS IBL modules using the FE-I4A front-end readout chip », *Journal of Instrumentation*, vol. 7, n° 11, p. P11010–P11010, nov. 2012, doi: 10.1088/1748-0221/7/11/p11010.
- [6] M. Moll, « Radiation tolerant semiconductor sensors for tracking detectors », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 565, n° 1, p. 202-211, sept. 2006, doi: 10.1016/j.nima.2006.05.001.
- [7] B. Schmidt, « The High-Luminosity upgrade of the LHC: Physics and Technology Challenges for the Accelerator and the Experiments », *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 706, p. 022002, avr. 2016, doi: 10.1088/1742-6596/706/2/022002.
- [8] D. Bortoletto *et al.*, « Radiation damage studies of multi-guard ring p-type bulk diodes », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 435, n° 1, p. 178-186, oct. 1999, doi: 10.1016/S0168-9002(99)00438-6.
- [9] O. Koybasi, G. Bolla, et D. Bortoletto, « Guard Ring Simulations for n-on-p Silicon Particle Detectors », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, n° 5, p. 2978-2986, oct. 2010, doi: 10.1109/TNS.2010.2063439.
- [10] D. Djamai, E. L. Gkoukousis, M. Chahdi, A. Lounis, et S. Oussalah, « Numerical Simulations of Radiation Damage Effects in Active-Edge Silicon Pixel Sensors for High-Energy Physics Experiments », in *2018 International Semiconductor Conference (CAS)*, Sinaia, oct. 2018, p. 227-230, doi: 10.1109/SMICND.2018.8539752.
- [11] T. Peltola *et al.*, « Characterization of thin p-on-p radiation detectors with active edges », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 813, p. 139-146, mars 2016, doi: 10.1016/j.nima.2016.01.016.

- [12]« Silvaco Inc. (2019). Silvaco. Available ». Consulté le: mars 27, 2021. [En ligne]. Disponible sur: <https://silvaco.com/>.
- [13]P. W. Higgs, « Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, n° 16, p. 508-509, oct. 1964, doi: 10.1103/PhysRevLett.13.508.
- [14]F. Englert et R. Brout, « Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, n° 9, p. 321-323, août 1964, doi: 10.1103/PhysRevLett.13.321.
- [15]« The Standard model. - CERN Document Server.htm ». .
- [16]T. A. Collaboration *et al.*, « The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider », *Journal of Instrumentation*, vol. 3, n° 08, p. S08003–S08003, août 2008, doi: 10.1088/1748-0221/3/08/s08003.
- [17]T. A. Collaboration *et al.*, « The ALICE experiment at the CERN LHC », *Journal of Instrumentation*, vol. 3, n° 08, p. S08002–S08002, août 2008, doi: 10.1088/1748-0221/3/08/s08002.
- [18]The CMS Collaboration, « The CMS experiment at the CERN LHC », *Journal of Instrumentation, Volume 3*, août 2008.
- [19]« The four main LHC experiments - CERN Document Server.html ». .
- [20]Haywood, S (Rutherford); Rossi, L (INFN, Genoa); Nickerson, R (U. Oxford (main)); Romaniouk, A (Moscow Phys. Eng. Inst.), « ATLAS Inner Detector: Technical Design Report 2 », CERN, CERN-LHCC-97-017 ; ATLAS-TDR-5, 1997.
- [21]CERN. Geneva. LHC Experiments Committee ; LHCC, « ATLAS calorimeter performance : Technical Design Report », CERN, CERN-LHCC-96-040 ; ATLAS-TDR-1, 1996.
- [22]CERN. Geneva. LHC Experiments Committee ; LHCC, « ATLAS liquid-argon calorimeter : Technical Design Report », CERN, Geneva, CERN-LHCC-96-041 ; ATLAS-TDR-2, 1996.
- [23]CERN. Geneva. LHC Experiments Committee ; LHCC, « ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report », CERN, Geneva, CERN-LHCC-97-022 ; ATLAS-TDR-10, 1997.
- [24]T. A. Collaboration *et al.*, « The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider », *J. Inst.*, vol. 3, n° 08, p. S08003–S08003, août 2008, doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [25]C. Kourkoumelis et S. Vourakis, « HYPATIA—an online tool for ATLAS event visualization », *Phys. Educ.*, vol. 49, n° 1, p. 21–32, déc. 2013, doi: 10.1088/0031-9120/49/1/21.
- [26]« Computer generated image of the ATLAS inner detector - CERN Document Server.htm ». .
- [27]Capeans, M ; Darbo, G ; Einsweiler, K ; Elsing, M ; Flick, T ; Garcia-Sciveres, M ; Gemme, C ; Pernegger, H ; Rohne, O ; Vuillermet, R, « ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report », CERN-LHCC-2010-013 ; ATLAS-TDR-19, sept. 2010.
- [28]J. Maurer, « Mesure des performances de reconstruction des électrons et recherche de Supersymétrie dans les canaux avec deux leptons de même charge dans les données du détecteur ATLAS », phdthesis, Aix-Marseille Université, 2013.

- [29]A. Abdesselam *et al.*, « Engineering for the ATLAS SemiConductor Tracker (SCT) End-cap », *J. Inst.*, vol. 3, n° 05, p. P05002-P05002, mai 2008, doi: 10.1088/1748-0221/3/05/P05002.
- [30]T. A. T. collaboration *et al.*, « The ATLAS TRT Barrel Detector », *J. Inst.*, vol. 3, n° 02, p. P02014-P02014, févr. 2008, doi: 10.1088/1748-0221/3/02/P02014.
- [31]G. Apollinari, Béjar Alonso I, Brüning O, Lamont M, et Rossi L, « High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC) Preliminary Design Report », 2015, doi: 10.5170/cern-2015-005.
- [32]G. Apollinari, I. Béjar Alonso, O. Brüning, M. Lamont, et L. Rossi, « High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC) : Preliminary Design Report », Fermi National Accelerator Lab. (FNAL), Batavia, IL (United States), CERN-2015-005; FERMILAB-DESIGN-2015-02, déc. 2015. doi: 10.5170/CERN-2015-005.
- [33]T. Flick, « The phase II ATLAS Pixel upgrade: the Inner Tracker (ITk) », *J. Inst.*, vol. 12, n° 01, p. C01098-C01098, janv. 2017, doi: 10.1088/1748-0221/12/01/C01098.
- [34]The ATLAS collaboration, « Expected Tracking Performance of the ATLAS Inner Tracker at the HL-LHC », ATL-PHYS-PUB-2019-014, mars 2019.
- [35]A. Collaboration, « Technical Design Report for the ATLAS Inner Tracker Strip Detector », *CERN Document Server*, avr. 01, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2257755> (consulté le juill. 09, 2020).
- [36]I. Perić *et al.*, « The FEI3 readout chip for the ATLAS pixel detector », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 565, n° 1, p. 178-187, sept. 2006, doi: 10.1016/j.nima.2006.05.032.
- [37]S. I. Parker, C. J. Kenney, et J. Segal, « 3D — A proposed new architecture for solid-state radiation detectors », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 395, n° 3, p. 328-343, août 1997, doi: 10.1016/S0168-9002(97)00694-3.
- [38]F. Laermer, S. Franssila, L. Sainiemi, et K. Kolari, « Chapter Twenty Three - Deep Reactive Ion Etching », in *Handbook of Silicon Based MEMS Materials and Technologies*, V. Lindroos, M. Tilli, A. Lehto, et T. Motooka, Éd. Boston: William Andrew Publishing, 2010, p. 349-374.
- [39]M. Meschini *et al.*, « The INFN-FBK pixel R&D program for HL-LHC », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 831, p. 116-121, sept. 2016, doi: 10.1016/j.nima.2016.05.009.
- [40]C. Da Vià *et al.*, « 3D active edge silicon sensors: Device processing, yield and QA for the ATLAS-IBL production », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 699, p. 18-21, janv. 2013, doi: 10.1016/j.nima.2012.05.070.
- [41]R. Dyck et G. P. Weckler, « Integrated arrays of silicon photodetectors for image sensing », *IEEE Transactions on Electron Devices*, Consulté le: juill. 26, 2020. [En ligne]. Disponible sur: https://www.academia.edu/27338541/Integrated_arrays_of_silicon_photodetectors_for_image_sensing.

- [42]P. J. W. NOBLE, « Self-scanned silicon image detector arrays », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 15, p. 202-209, 1968, Consulté le: juill. 26, 2020. [En ligne]. Disponible sur: <https://ci.nii.ac.jp/naid/10020981216/#cit>.
- [43]« Pixel Detector Technical Design Report ». http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/INNER_DETECTOR/PIXELS/tdr.html (consulté le juill. 26, 2020).
- [44]G. Lutz, *Semiconductor radiation detectors: device physics*, 1. ed., 2. print. Berlin: Springer Berlin, 2007.
- [45]S. M. Sze et K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*, 3rd Ed. Hoboken, N.J: Wiley-Blackwell, 2006.
- [46]L. Rossi, Éd., *Pixel detectors: from fundamentals to applications*. Berlin ; New York: Springer, 2006.
- [47]*Evolution of silicon sensor technology in particle physics*. New York, NY: Springer Berlin Heidelberg, 2017.
- [48]Ahmed HADDI, « Analyse des défauts induits par irradiations ionisante et ses effets de déplacement dans des structures MCT ((MOS Controlled Thyristor) à partir de mesures électriques et par simulations », METZ, LICM-CLOES-Université de Metz, Supélec2, rue Edouard Belin-57070 Metz-France, 1999.
- [49]Céline Lebel, « Effets de rayonnement sur les détecteurs au silicium à pixels du détecteur ATLAS », Université de Montréal, 2007.
- [50]S. Assouak, « Les senseurs de CMS Etude de leur résistance aux flux intenses de neutrons rapides », Université catholique de Louvain Faculté des Sciences Département de Physique, 2006.
- [51]JÖRN SCHWANDT, « Design of a Radiation Hard Silicon Pixel Sensor for X-ray Science », Hamburg, Department Physik, 2014.
- [52]Abdelaziz AHAITOUF, « ETUDE DES EFFETS DES IRRADIATIONS NEUTRON SUR DES STRUCTURES MOS, TECHNOLOGIE N-MOS, PAR SPECTROSCOPIE LTS ET MESURES CAPACITIVES », METZ, Laboratoire Interfaces Composants et Microélectronique Centre Lorrain d'Optique et d'Electronique des Solides, 1999.
- [53]A. G. Chynoweth, « Ionization Rates for Electrons and Holes in Silicon », *Phys. Rev.*, vol. 109, n° 5, p. 1537-1540, mars 1958, doi: 10.1103/PhysRev.109.1537.
- [54]T. Wittig, « Slim Edge Studies, Design and Quality Control of Planar ATLAS IBL Pixel Sensors ».
- [55]Mohammed MEKHELDI, « Étude des détecteurs au silicium à pixels soumis à des rayonnements ionisants dans le cadre du projet ATLAS », UNIVERSITÉ MOHAMED SEDDIK BEN YAHIA - JIJEL, 2019.
- [56]K. BEN NACEUR, « Etude comparative de la dureté (hardness) des détecteurs p+ n- n+ et n+ p- au Silicium », masters, Université Mohamed Khider - Biskra, 2006.

- [57]D. E. Groom et S. R. Klein, « Passage of particles through matter », *Eur. Phys. J. C*, vol. 15, n° 1-4, p. 163-173, mars 2000, doi: 10.1007/BF02683419.
- [58]D. E. Groom et S. R. Klein, « Passage of particles through matter », *Eur. Phys. J. C*, vol. 15, n° 1, p. 163-173, mars 2000, doi: 10.1007/BF02683419.
- [59]CLAUS GRUPEN & BORIS SHWARTZ, *PARTICLE DETECTORS*. Cambridge University Press, 2008.
- [60]C. Leroy et P.-G. Rancoita, *Principles Of Radiation Interaction In Matter And Detection*, 2nd Revised edition. New Jersey: World Scientific Publishing Co Pte Ltd, 2009.
- [61]Christophe CHAMPION, « Interaction des ondes et des particules avec la matière biologique », Laboratoire de Physique Moléculaire et des Collisions Institut de Physique de Metz.
- [62]R. Poggiani, « Radiation-Matter Interactions », in *High Energy Astrophysical Techniques*, Cham: Springer International Publishing, 2017, p. 13-26.
- [63]R. Wunstorf, « Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Verwendung in Hochenergiephysik-Experiment en », *CERN Document Server*, 1992. <https://cds.cern.ch/record/243081> (consulté le sept. 09, 2020).
- [64]P. Roy, « Etude des caractéristiques électriques de détecteurs au silicium dans les conditions d'irradiation du LHC », Montréal Univ, Montréal, 1999.
- [65]G. Lindström, « Radiation damage in silicon detectors », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 512, n° 1, p. 30-43, oct. 2003, doi: 10.1016/S0168-9002(03)01874-6.
- [66]*Atlas User's Manual – Device Simulation Software*. Silvaco, 2013.
- [67]*Athena User's Manual – Process Simulation Software*. Silvaco, 2013.
- [68]*DevEdit User's Manual-device structure editor*. Silvaco, 2013.
- [69]*TonyPlot User's Manual-graphical post processing tool*. Silvaco, 2013.
- [70]G. A. M. Hurkx, D. B. M. Klaassen, et M. P. G. Knuvers, « A new recombination model for device simulation including tunneling », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 39, n° 2, p. 331-338, févr. 1992, doi: 10.1109/16.121690.
- [71]Djemouai Djamai *et al.*, « Performance of n-on-p planar pixel sensors with active edges at high-luminosity environment », *Eur. Phys. J. Plus*, vol. 135, n° 1, p. 101, janv. 2020, doi: 10.1140/epjp/s13360-020-00149-6.
- [72]X. Wu, J. Kalliopuska, S. Eränen, et T. Virolainen, « Recent advances in processing and characterization of edgeless detectors », *J. Inst.*, vol. 7, n° 02, p. C02001-C02001, févr. 2012, doi: 10.1088/1748-0221/7/02/C02001.
- [73]T. Rashid, A. Lounis, et C. Nellist, « New 3D doping profile measurement and TCAD simulation of radiation damage in advacam active edge pixel detector for high energy physics experiments », in *2016 IEEE Nuclear Science Symposium, Medical Imaging Conference and*

Room-Temperature Semiconductor Detector Workshop (NSS/MIC/RTSD), Strasbourg, oct. 2016, p. 1-6, doi: 10.1109/NSSMIC.2016.8069766.

- [74]E. Gkougkousis, « Etudes de bruit du fond dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ pour le Run 1 du LHC. Perspectives du mode $bbH (\rightarrow \gamma\gamma)$ et études d'un système de détecteur pixel amélioré pour la mise à niveau de l'expérience ATLAS pour la phase HL-LHC », Theses, Université Paris-Saclay, 2016.
- [75]T. Clarysse, D. Vanhaeren, I. Hoflijk, et W. Vandervorst, « Characterization of electrically active dopant profiles with the spreading resistance probe », *Materials Science and Engineering: R: Reports*, vol. 47, n° 5, p. 123-206, déc. 2004, doi: 10.1016/j.msere.2004.12.002.
- [76]« Probe Stations - Signatone ». <https://www.signatone.com/products/probestations/> (consulté le sept. 03, 2020).
- [77]<http://www.picotech.com/applications/pt100.html>
,http://www.esrf.fr/exp_facilities/ID18/pages/exp/data/sensors/pt100.html.
- [78]J. Beyer, M. Bomben, A. Macchiolo, et R. Nisius, « Radiation damage models: comparison between Silvaco and Synopsys ».
- [79]G. Lindström, « Radiation damage in silicon detectors », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 512, n° 1, p. 30-43, oct. 2003, doi: 10.1016/S0168-9002(03)01874-6.
- [80]F. Moscatelli, D. Passeri, A. Morozzi, R. Mendicino, G.-D. Betta, et G. M. Bilei, « Combined Bulk and Surface Radiation Damage Effects at Very High Fluences in Silicon Detectors: Measurements and TCAD Simulations », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 63, n° 5, p. 2716-2723, oct. 2016, doi: 10.1109/TNS.2016.2599560.
- [81]A. Morozzi, D. Passeri, et F. Moscatelli, « A combined surface and bulk TCAD damage model for the analysis of radiation detectors operating at HL-LHC fluences », p. 10, 2016.
- [82]G. Calderini *et al.*, « Development of edgeless silicon pixel sensors on p-type substrate for the ATLAS high-luminosity upgrade », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 765, p. 146-150, nov. 2014, doi: 10.1016/j.nima.2014.05.009.