



**HAL**  
open science

# Etude de la passivation du silicium dans des conditions d'irradiation électronique de faible énergie

Romain Cluzel

► **To cite this version:**

Romain Cluzel. Etude de la passivation du silicium dans des conditions d'irradiation électronique de faible énergie. Physique [physics]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2010. Français. NNT : . tel-00564215v1

**HAL Id: tel-00564215**

**<https://theses.hal.science/tel-00564215v1>**

Submitted on 8 Feb 2011 (v1), last revised 1 Apr 2011 (v2)

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon-I

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique

pour l'obtention du

DIPLÔME de DOCTORAT  
Spécialité : Optronique

(arrêté du 7 août 2006)

par

*Romain CLUZEL*

### **Etude de la passivation du silicium dans des conditions d'irradiation électronique de faible énergie**

Soutenue le 29 novembre 2010  
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	P.	Magnan	Président du jury
	M.	C.	Morel	Rapporteur
	M.	C.	de LA Taille	Rapporteur
	M.	J.	Baudot	Examineur
	M.	S.	Demiguel	Examineur
	M.	G.N.	Lu	Examineur
	M.	P.	Depasse	Directeur de thèse
	M.	R.	Barbier	Co-directeur de thèse
	M.	G.	Blaise	Invité

THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON

Délivrée par  
L'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1

Ecole Doctorale de Physique et d'Astrophysique

DIPLOME DE DOCTORAT  
(arrêté du 7 août 2006)

Soutenance le 29 Novembre 2010

Par

*Monsieur Romain CLUZEL*

---

**ETUDE DE LA PASSIVATION DU SILICIUM  
DANS DES CONDITIONS D'IRRADIATION ELECTRONIQUE  
DE FAIBLE ENERGIE**

---

A soutenir devant la commission d'examen :

Président du Jury	Monsieur Pierre MAGNAN
Rapporteurs	Monsieur Christian MOREL Monsieur Christophe de LA TAILLE
Examineurs	Monsieur Jérôme BAUDOT Monsieur Stéphane DEMIGUEL Monsieur Guo-Neng LU
Directeur de Thèse Co-directeur de Thèse	Monsieur Pierre DEPASSE Monsieur Rémi BARBIER
Invité	Monsieur Guy BLAISE



*A ma famille, plus particulièrement à mes parents,  
A Pauline.*



## REMERCIEMENTS

CETTE THÈSE de Doctorat n'aurait pas pu être menée sans l'aide précieuse et la volonté de personnes que je tiens à remercier ici. Même si toutes ne sont pas citées, je n'en oublie personnellement aucune.

Je tiens tout d'abord à exprimer ma reconnaissance la plus profonde à Monsieur Pierre MAGNAN, Professeur au laboratoire CIMI de l'ISAE, pour avoir accepté de présider le Jury de soutenance de cette thèse. Ses travaux de Recherche ont été très instructifs quant à ma compréhension des différentes problématiques des capteurs CMOS.

Mes remerciements vont ensuite à Messieurs Pierre DEPASSE et Rémi BARBIER de l'IPNL qui ont su si bien jouer leur rôle respectivement de Directeur et Codirecteur de thèse. J'ai entre autres particulièrement apprécié leurs conseils avisés tout au long de ce travail. J'éprouve une grande reconnaissance envers Rémi BARBIER dont la disponibilité et la qualité des conseils sont sans égal et qui a toujours porté la plus grande attention à mon travail. Il me semble avoir énormément appris à ses côtés. J'espère pouvoir utiliser à bon escient les valeurs qu'il a essayé de m'inculquer : son enthousiasme, sa soif de comprendre, son esprit critique ainsi que son exigence d'un travail de qualité.

Ma reconnaissance est aussi très grande envers Stéphane DEMIGUEL, Docteur-Ingénieur et Expert en Optronique, dont l'encadrement tout au long de ces trois ans a été déterminant et les conseils d'une grande richesse. Il m'a fait découvrir au mieux le monde de la Recherche industrielle par sa vision toujours pertinente et experte. Je le remercie enfin pour avoir accepté d'être Examineur de ma thèse.

Mes remerciements vont ensuite à Messieurs Christophe de LA TAILLE, Ingénieur de Recherche au LAL, et Christian MOREL, Professeur au CPPM, d'avoir mis leur expertise au service de ce travail en tant que Rapporteur de mes travaux et aussi pour leur relecture et leur analyse fine de mon travail.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur Jérôme BAUDOT, de l'IPHC, ainsi que toute son équipe à Strasbourg, pour avoir toujours manifesté de l'intérêt pour ma thèse. Je le remercie aussi pour avoir accepté d'être Examineur et pour sa relecture attentive de ce manuscrit.

Je suis aussi extrêmement reconnaissant à Monsieur Guo Neng LU d'avoir été Examineur de ces travaux de Recherche. Nous avons eu quelques conversations techniques

qui m'ont beaucoup appris.

Mes remerciements se dirigent ensuite vers Monsieur BLAISE, Professeur à l'INSTN, tout d'abord pour avoir accepté l'invitation à ce Jury, mais aussi pour la conduite d'une série d'expériences qui furent riches d'enseignements.

Je tiens à remercier Monsieur Bernard ILLE, Directeur de l'IPNL, qui m'a permis de mener mes travaux dans les locaux du laboratoire.

J'adresse mes remerciements les plus vifs à Eric CARRE qui, par passion et intérêt scientifique, a toujours suivi de près mes expériences et qui, au passage, m'a beaucoup enseigné sur le plan expérimental, tant dans la méthode, la rigueur, le professionnalisme, que dans la conduite de mon projet ce qui m'a évité de perdre du temps. Il a su être un interlocuteur privilégié avec qui j'ai confronté tant de points de vue.

J'ai aussi très envie de remercier un certain nombre de personnes qui ont croisé mon chemin de près ou de loin durant ces trois ans, ont su me motiver, rendre ce travail agréable, m'ont beaucoup appris, m'ont aidé, m'ont fait gagner du temps, m'ont soutenu, ont cru en moi. Je remercie tout spécialement Maryline qui a su me faire prendre du recul sur la conduite de mon travail, car elle en était passée par là elle aussi.

Je voudrais témoigner ensuite une grande reconnaissance à ma famille sans qui je n'en serais pas là, qui m'a aussi toujours soutenu, a su éveiller ma curiosité et qui m'a tant apporté.

Je termine ces remerciements par Pauline, qui a illuminé ma dernière année de thèse, qui a su me supporter aussi bien dans mes joies que dans mes peines, le tout en forme de montagne russe...

## Résumé français

L'illumination par la face arrière amincie des imageurs CMOS est une des voies étudiées pour accroître le rapport signal à bruit et ainsi la sensibilité de ce capteur. Or cette configuration est adaptée à la détection des électrons dans la gamme d'énergie [1 ; 12 keV]. L'électron incident crée, par multiplication, plusieurs centaines d'électrons secondaires, proche de la surface. Une couche de passivation par surdopage  $P^{++}$  de la face arrière est nécessaire afin de réduire le nombre de recombinaisons de surface des électrons. Par effet de champ électrique, la couche de passivation augmente le nombre de charges collectées, et ainsi le gain de collection du capteur. L'objectif de cette thèse est de développer des moyens de caractérisation pour déterminer in situ les performances sur le gain de collection de six procédés de passivation. Préalablement, le profil de dépôt d'énergie de l'électron incident est étudié au moyen d'une simulation Monte-Carlo puis d'un modèle analytique. Un modèle associé du gain de collection indique qu'à forte énergie, l'effet miroir de la passivation est déterminant tandis qu'à faible énergie, l'épaisseur de la passivation est un facteur clef. Une première expérience d'irradiation de diodes étendues  $P^{++}/N$  permet de dégager l'influence du procédé de passivation sur les recombinaisons de surface. Grâce à une seconde caractérisation de type « événement unique », directement sur capteur CMOS aminci, les passivations sont discriminées quant à leur effet miroir et l'étalement de la charge qu'elles induisent. Le recuit laser d'activation des dopants peut s'avérer une source d'inhomogénéités du gain sur la surface de la matrice.

## English Title

Silicon passivation study under low energy electron irradiation conditions

## English Abstract

Backside illuminated thinned CMOS imaging system is a technology developed to increase the signal to noise ratio and the sensibility of such sensors. This configuration is adapted to the electrons detection from the energy range of [1 - 12 keV]. The impinging electron creates by multiplication several hundreds of secondary electrons close to the surface. A  $P^{++}$  highly-doped passivation layer of the rear face is required to reduce the secondary electron surface recombination rate. Thanks to the potential barrier induced by the  $P^{++}$  layer, the passivation layer increases the collected charges number and so the sensor collection gain. The goal of this study is to develop some experimental methods in order to determine the effect of six different passivation processes on the collection gain. Beforehand, the energy profile deposited by an incident electron is studied with the combination of Monte-Carlo simulations and some analytical calculations. The final collection gain model shows that the mirror effect from the passivation layer is a key factor at high energies whereas the passivation layer has to be as thin as possible at low energies. A first experimental setup which consists in irradiating  $P^{++}/N$  large diodes allows to study the passivation process impacts on the surface recombinations. Thanks to a second setup based on a single event upset directly on thinned CMOS sensor, passivation techniques are discriminated in term of mirror effect and the implied spreading charges. The doping

atoms activation laser annealing is turn out to be a multiplication gain inhomogeneity source impacting directly the matrix uniformity.

## Mots clefs français

Electron; Irradiation; Gain; Multiplication Electronique; Capteur CMOS; Imageur; Illumination Face Arrière; Passivation; Amincissement; Dopage; Activation; Recuit Laser; Simulation Monte-Carlo; Couche Epitaxiale; MAPS; Pixel; Optronique; Instrumentation.

## English Keywords

Electron; Irradiation; Gain; Electron Multiplication; CMOS sensor; Backside Illumination; Passivation; Thinning; Doping; Activation; Laser Annealing; Monte-Carlo Simulation; Epitaxial Layer; MAPS; Pixel; Opto-Electronic; Instrumentation.

## Laboratoire

Thèse préparée à l'**IPNL - IN2P3 / CNRS** (Institut de **P**hysique Nucléaire de **L**yon - Institut **N**ational de **P**hysique Nucléaire et de **P**hysique des **P**articules / Centre National de la **R**echerche **S**cientifique), UMR 5822, Université Claude Bernard Lyon I

Adresse : IPNL, Bâtiment Paul Dirac, 4 rue Enrico FERMI, Domaine scientifique de la Doua, 69622 Villeurbanne Cedex.

# NOTATIONS

ASIC	Circuit intégré à application spécifique
CAN	Convertisseur Analogique-Numérique
CCD	Charge-Coupled Device
CCE	Efficacité de collection de charges
CCEG	Efficacité de collection de charges globale
CDS	Double échantillonnage corrélé
CERN	Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire
CMOS	Complementary Metal Oxyde Semiconductor
EBCCD	Electron Bombarded Charge-Coupled Device
EBCMOS	Electron Bombarded Complementary Metal Oxyde Semiconductor
ECV	Electrochemical Capacitance Voltage - Tension-capacité électrochimique
eV	Electronvolt
FTM	Fonction de Transfert de Modulation
GeV	Gigaélectronvolt
HAPS	Capteur hybride à pixel actif
ILC	International Linear Collider
IR	Infra-Rouge
keV	Kiloélectronvolt
MAPS	Monolithic Activ Pixel Sensor : Capteur monolithique à pixel actif
MEB	Microscopie Electronique à Balayage
MeV	Megaélectronvolt
NASA	National Aeronautic and Space Administration
RMS	Ecart-type
SIMS	Secondary Ion Mass Spectroscopy - Spectroscopie de masse d'ions secondaires
UV	Ultra-Violet
Wafer	Disque de Silicium



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>4</b>
<b>Liminaires</b>	<b>7</b>
Résumé Français . . . . .	7
English Title . . . . .	7
English Abstract . . . . .	7
Mots Clefs Français . . . . .	7
English Keywords . . . . .	7
Adresse du Laboratoire . . . . .	7
<b>Notations</b>	<b>9</b>
<b>Table des matières</b>	<b>9</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>15</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>22</b>
<b>Introduction</b>	<b>25</b>
<b>I Les capteurs monolithiques amincis à pixel actif et leur processus de passivation</b>	<b>29</b>
A Le capteur monolithique à pixel actif . . . . .	30
A.1 Description . . . . .	30
A.1.1 Au niveau du pixel . . . . .	30
A.1.2 Au niveau de la matrice . . . . .	32
A.2 Avantages et inconvénients des MAPS . . . . .	34
A.3 Evolution des MAPS . . . . .	36
B Le Capteur CCD aminci . . . . .	40
B.1 Pourquoi un capteur CCD aminci? . . . . .	40
B.2 Les enjeux de la passivation des capteurs amincis . . . . .	42
B.3 Techniques de passivation du CCD aminci . . . . .	44
B.3.1 La passivation par amincissement contrôlé . . . . .	44
B.3.2 La passivation par implantation ionique . . . . .	44
B.3.3 La passivation par illumination UV intense . . . . .	45
B.3.4 La passivation par dépôt fin de métal . . . . .	45
B.3.5 La passivation par dopage delta . . . . .	45

B.4	Applications des capteurs amincis . . . . .	46
B.4.1	L'imagerie des particules faiblement pénétrantes . . . . .	46
B.4.1.i	Le contrôle d'un faisceau hadronique . . . . .	46
B.4.1.ii	La Microscopie Electronique . . . . .	46
B.4.1.iii	Les rayons Beta . . . . .	47
B.4.2	La détection de particules élémentaires . . . . .	47
B.4.3	L'imagerie à bas niveau de lumière jusqu'au photon unique	48
C	Passivation du capteur CMOS aminci . . . . .	51
C.1	Revue des procédés de la passivation par implantation ionique . . .	51
C.1.1	Implantation des dopants . . . . .	51
C.1.1.i	Cas général de l'implantation ionique . . . . .	51
C.1.1.ii	Implantation par immersion plasma . . . . .	52
C.1.1.iii	Apport de la préamorphisation . . . . .	52
C.1.2	Le recuit post-implantation . . . . .	53
C.1.2.i	Techniques de recuit par la chaleur . . . . .	53
C.1.2.ii	Technique de recuit laser . . . . .	54
C.1.3	Les paramètres clefs des procédés de passivation . . . . .	54
C.2	Présentation des dispositifs de test . . . . .	54
C.2.1	L'imageur CMOS . . . . .	55
C.2.2	Les passivations étudiées . . . . .	55
C.2.3	Le profil type de dopage des passivations . . . . .	56
C.2.4	Les champs électriques induits par la passivation . . . . .	63
C.2.5	Performances des passivations . . . . .	63
D	Conclusion du chapitre . . . . .	65

## II Physique et modélisation de l'irradiation électronique du Silicium à faible énergie 67

A	Phénomènes physiques associés à l'irradiation du Silicium . . . . .	68
A.1	La diffusion élastique de l'électron de faible énergie dans le Silicium	68
A.1.1	Description et propriétés . . . . .	68
A.1.2	Phénomène associé : la rétrodiffusion . . . . .	68
A.1.3	Modélisation de la diffusion élastique des électrons dans le Silicium . . . . .	68
A.1.3.i	Section efficace de Rutherford . . . . .	69
A.1.3.ii	Section efficace de Mott . . . . .	71
A.2	La diffusion inélastique de l'électron de faible énergie dans le Silicium	73
A.2.1	Description et propriétés . . . . .	73
A.2.2	Phénomènes associés à la diffusion inélastique . . . . .	73
A.2.2.i	Emission de rayons X ou d'électrons Auger . . . . .	73
A.2.2.ii	Création de paires électron-trou . . . . .	74
A.2.3	Modélisation de la diffusion inélastique des électrons dans le Silicium . . . . .	76
A.2.3.i	Pouvoir d'arrêt de Bethe . . . . .	76
A.2.3.ii	Modification du pouvoir d'arrêt de Bethe aux faibles énergies . . . . .	77
A.2.3.iii	Tabulation du pouvoir d'arrêt expérimental . . . . .	78
B	Méthodes de simulations Monte-Carlo par CASINO . . . . .	81

B.1	Présentation du logiciel CASINO . . . . .	81
B.1.1	Les différentes phases de calcul d'une trajectoire d'un électron incident . . . . .	81
B.1.2	Les modèles pris en compte par CASINO . . . . .	83
B.1.3	Les paramètres de sorties de CASINO . . . . .	83
B.2	Résultats préliminaires de simulations CASINO . . . . .	86
B.2.1	Influence de la passivation sur le taux de rétrodiffusion . . . . .	86
B.2.2	Influence de la passivation sur le profil de génération des électrons . . . . .	88
B.2.3	Méthode de Simulation de l'énergie perdue dans les différentes couches de dopage . . . . .	90
C	Modélisation du gain de collection . . . . .	91
C.1	Principe de la Modélisation . . . . .	91
C.1.1	Notation employée . . . . .	91
C.1.2	Expression du gain de collection . . . . .	92
C.2	Modélisation du dépôt d'énergie par CASINO . . . . .	93
C.2.1	Courbes de dépôt d'énergie . . . . .	93
C.2.2	Courbes de gains de collection modélisés par simulation CASINO . . . . .	96
C.3	Modélisation du dépôt d'énergie par un modèle analytique . . . . .	101
C.3.1	Présentation du modèle analytique . . . . .	101
C.3.2	Courbes de dépôt d'énergie . . . . .	102
C.3.3	Comparaison des deux modèles de dépôt . . . . .	104
C.3.4	Courbes de gains de collection modélisés par modèle analytique . . . . .	106
D	Conclusion du chapitre . . . . .	109

### III Mesures du gain de collection sur diodes étendues par irradiation électronique à fort flux 111

A	Description de l'expérience . . . . .	111
A.1	Principe de l'expérience . . . . .	111
A.2	Le montage expérimental . . . . .	112
A.2.1	Les échantillons étudiés . . . . .	112
A.2.1.i	Architecture générale des échantillons caractérisés . . . . .	112
A.2.1.ii	Passivations des échantillons . . . . .	114
A.2.2	La polarisation des échantillons . . . . .	115
A.2.3	Le faisceau d'électrons . . . . .	116
B	Mise au point des conditions expérimentales . . . . .	118
B.1	Polarisation et courant d'obscurité des diodes étendues . . . . .	118
B.1.1	Les courbes I(V) des échantillons . . . . .	118
B.1.2	Influence de la polarisation des échantillons . . . . .	121
B.1.3	Evolution temporelle du courant d'obscurité . . . . .	121
B.2	Le réglage du faisceau d'électrons . . . . .	124
B.2.1	Influence du diamètre . . . . .	124
B.2.2	Influence du courant injecté . . . . .	125
B.3	Protocole expérimental . . . . .	126
C	Résultats expérimentaux . . . . .	128

C.1	Bruit de mesure . . . . .	128
C.2	Comparaison des passivations . . . . .	130
C.3	Modélisation du gain de collection . . . . .	130
C.4	Les courbes de gains sur diodes étendues . . . . .	135
C.4.1	Influence de la dose d'implantation . . . . .	135
C.4.2	Influence de la fluence du recuit . . . . .	139
C.4.3	Influence de la préamorphisation . . . . .	144
D	Conclusion du chapitre . . . . .	147

#### IV Mesures du gain de collection en événements uniques des capteurs monolithiques amincis 149

A	Principe expérimental et mise en œuvre . . . . .	149
A.1	L'irradiation à faible flux du MAPS . . . . .	150
A.2	Détection et quantification d'un événement . . . . .	151
A.2.1	Pilotage du capteur CMOS . . . . .	151
A.2.1.i	Description du dispositif . . . . .	151
A.2.1.ii	Réglage des horloges de pilotage . . . . .	153
A.2.1.iii	Courbes d'étalonnage des pixels . . . . .	154
A.2.2	Détection et quantification . . . . .	155
A.2.2.i	Principe de la détection des événements . . . . .	155
A.2.2.ii	Algorithme de traitement à la volée . . . . .	155
A.2.2.iii	Distribution des SNR d'un film de noir . . . . .	158
A.3	Calibration des diodes par rayons X . . . . .	158
A.4	Post-traitements des événements . . . . .	161
A.4.1	Cartographie de l'événement moyen . . . . .	161
A.4.2	Homogénéité des passivations . . . . .	164
A.4.3	Étalement spatial de la charge . . . . .	164
A.4.4	Courbes de gain en événement unique . . . . .	166
A.4.4.i	Principe du traitement . . . . .	167
A.4.4.ii	Constatations pratiques . . . . .	168
B	Résultats des caractérisations en événement unique . . . . .	171
B.1	Homogénéité des passivations . . . . .	172
B.1.1	Passivation A . . . . .	172
B.1.2	Passivation B . . . . .	172
B.1.3	Passivation C . . . . .	173
B.1.4	Passivation D . . . . .	175
B.1.5	Passivation E . . . . .	175
B.1.6	Passivation F . . . . .	176
B.1.7	Interprétation de l'inhomogénéité des gains . . . . .	178
B.2	Mesures de gains à faible énergie . . . . .	179
B.3	Mesures de gains à haute énergie . . . . .	183
B.3.1	Modèle linéaire du gain de collection . . . . .	184
B.3.2	Modèle analytique du gain de collection . . . . .	185
B.3.2.i	Méthode employée . . . . .	185
B.3.2.ii	Résultats de la modélisation . . . . .	186
B.3.3	Interprétation des résultats des mesures de gains à haute énergie . . . . .	187

---

B.4	Etalement de la charge . . . . .	189
B.4.1	Courbes de gains en fonction des groupements de pixels .	189
B.4.2	Efficacité de collection de charges globale . . . . .	190
B.4.3	Partage de charges entre pixels . . . . .	194
B.5	Opportunité de la préamorphisation au Germanium . . . . .	195
B.5.1	Résultats expérimentaux . . . . .	195
B.5.2	Comparaison des deux types de caractérisations . . . . .	195
B.5.3	Interprétation des résultats pour les passivations avec pré- amorphisation . . . . .	198
C	Conclusion du chapitre . . . . .	199
<b>Conclusion générale et perspective</b>		<b>201</b>
<b>Liste des communications</b>		<b>205</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>207</b>
<b>Annexe</b>		<b>213</b>



# Table des figures

I.1	Schéma en coupe d'un pixel représentatif d'un capteur CMOS monolithique [MDS98, TFG <sup>+</sup> 07]. . . . .	31
I.2	Représentation schématique de l'évolution de la tension aux bornes de la capacité en fonction des différentes phases et pour différents éclairagements. Le schéma ne respecte pas les échelles de temps. . . . .	32
I.3	Schéma de la matrice d'un capteur CMOS actif [Mag03]. . . . .	33
I.4	Schéma d'un capteur hybride avec circuit de lecture de type CMOS [Bar09].	33
I.5	Schéma de la matrice d'un capteur CCD [Mag03]. . . . .	34
I.6	Schéma de la structure d'un pixel d'un capteur CCD [JEC <sup>+</sup> 87, SW89].	35
I.7	Structure comparée des photodiodes classiques (gauche) et « pinned (droite) » [Bar09]. . . . .	38
I.8	Schéma d'un pixel 4T avec une photodiode [Bar09]. . . . .	38
I.9	Gauche : Exemple d'architecture avec partage de transistors entre pixels [PRC <sup>+</sup> 07]. Droite : Schéma du pixel à modulation de charge avec un transistor unique [TLR <sup>+</sup> 07]. . . . .	39
I.10	Comparaison de l'efficacité quantique des illuminations en face arrière et avant en fonction de la longueur d'onde [Bar09]. . . . .	40
I.11	Longueur d'absorption dans le Silicium en fonction des longueurs d'onde [BDW91]. . . . .	41
I.12	Schéma à l'échelle d'un pixel d'un capteur CCD irradié en face arrière montrant les phénomènes de multiplication et de diffusion des charges. . .	43
I.13	Schéma de comparaison des dispositifs pour la détection des particules de haute énergie et d'électrons de faible énergie. . . . .	47
I.14	Schéma d'un HPD [Gys99]. . . . .	49
I.15	Schéma d'un EBCMOS [DCD <sup>+</sup> 10]. . . . .	50
I.16	Schéma électronique d'un pixel et de la matrice du capteur CMOS commercial [Cor]. . . . .	55
I.17	Profil de dopage en Bore de la passivation A. . . . .	57
I.18	Profil de dopage en Bore de la passivation B. . . . .	57
I.19	Profil de dopage en Bore de la passivation C. . . . .	58
I.20	Profil de dopage en Bore de la passivation D et profil de Germanium. . .	58
I.21	Profil de dopage en Bore de la passivation E et profil de Germanium. . .	59
I.22	Profil de dopage en Bore de la passivation F. . . . .	60
I.23	Sélection des profils SIMS représentatifs de chaque passivation. . . . .	60
I.24	Graphique présentant le profil typique de dopage Bore des échantillons passivés ; les valeurs montrées sont données à titre d'exemple. . . . .	61

I.25	Schéma de l'irradiation de la face arrière d'un MAPS. . . . .	64
I.26	Synoptique des paramètres de différents domaines : procédé, propriétés physico-chimiques et performances des passivations. . . . .	65
II.1	Valeurs expérimentales du coefficient de rétrodiffusion en fonction de l'énergie de l'électron en incidence normale sur du Silicium [HK79, BF69].	69
II.2	Courbes de comparaison de deux modèles analytique de pouvoir d'arrêt algébrique pour le Silicium, à faible énergie. La partie positive n'a pas de sens physique. . . . .	78
II.3	Schéma résumant les différentes diffusions de l'électron de faible énergie dans le Silicium et leurs phénomènes physiques liés. . . . .	79
II.4	Synoptique des phénomènes physiques et de leurs outils de modélisation liés à la diffusion de l'électron de faible énergie dans le Silicium. . . . .	80
II.5	Dépôt de l'énergie cinétique de l'électron primaire à la profondeur $z$ pour différentes énergies incidentes. . . . .	84
II.6	Dépôt cumulé de l'énergie cinétique de l'électron primaire entre la surface et la profondeur $z$ pour différentes énergies incidentes. . . . .	85
II.7	Pourcentage de l'énergie cinétique déposée par l'électron primaire en fonction de la profondeur $z$ pour différentes énergies incidentes. . . . .	85
II.8	Schéma des différents échantillons simulés pour caractériser l'influence de la passivation sur le taux de rétrodiffusion de l'électron primaire. . . . .	86
II.9	Réseau de courbes présentant le taux de rétrodiffusion des électrons primaires pour différentes structures (voir figure II.8). . . . .	87
II.10	Effet de la passivation sur le dépôt d'énergie cumulé à 2 keV pour différentes structures. . . . .	88
II.11	Effet de la passivation sur le dépôt d'énergie cumulé à 6 keV pour différentes structures. . . . .	89
II.12	Effet de la passivation sur le dépôt d'énergie cumulé à 12 keV pour différentes structures. . . . .	89
II.13	Exemple de l'évolution du nombre d'électrons générés dans les différentes couches de dopage avec l'énergie de l'électron incident. . . . .	90
II.14	Energie déposée dans la couche morte en fonction des différentes passivations et de l'énergie incidente $E_0$ , par simulation CASINO. . . . .	94
II.15	Energie déposée dans la couche active en fonction des différentes passivations et de l'énergie incidente $E_0$ , par simulation CASINO. . . . .	95
II.16	Energie déposée dans la couche épitaxiale en fonction des différentes passivations et de l'énergie incidente $E_0$ , par simulation CASINO. . . . .	95
II.17	Courbes de gains de collection modélisés avec le modèle de dépôt d'énergie CASINO pour la passivation A et différentes valeurs d'efficacités de collection de charges. . . . .	96
II.18	Courbes de gains de collection modélisés avec le modèle de dépôt d'énergie CASINO pour la passivation B et différentes valeurs d'efficacités de collection de charges. . . . .	97
II.19	Courbes de gains de collection modélisés avec le modèle de dépôt d'énergie CASINO pour la passivation C et différentes valeurs d'efficacités de collection de charges. . . . .	98

II.20	Courbes de gains de collection modélisés avec le modèle de dépôt d'énergie CASINO pour la passivation D et différentes valeurs d'efficacités de collection de charges. . . . .	99
II.21	Courbes de gains de collection modélisés avec le modèle de dépôt d'énergie CASINO pour la passivation F et différentes valeurs d'efficacités de collection de charges. . . . .	100
II.22	Energie déposée dans la couche morte en fonction des différentes passivations et de l'énergie incidente $E_0$ , selon la modélisation analytique. . . . .	103
II.23	Energie déposée dans la couche active en fonction des différentes passivations et de l'énergie incidente $E_0$ , selon la modélisation analytique. . . . .	103
II.24	Energie déposée dans la couche épitaxiale en fonction des différentes passivations et de l'énergie incidente $E_0$ , selon la modélisation analytique. . . . .	104
II.25	Différence de dépôt d'énergie dans la couche morte entre les deux modèles, dans la couche morte, relativement au dépôt d'énergie simulé par CASINO. . . . .	105
II.26	Différence de dépôt d'énergie dans la couche active entre les deux modèles, dans la couche morte, relativement au dépôt d'énergie simulé par CASINO. . . . .	105
II.27	Différence de dépôt d'énergie dans la couche épitaxiale entre les deux modèles, dans la couche morte, relativement au dépôt d'énergie simulé par CASINO. . . . .	106
II.28	Courbes de gains de collection modélisés avec le modèle analytique de dépôt d'énergie pour le triplet d'efficacité de collection de charges (0; 10%; 50%). . . . .	107
II.29	Courbes de gains de collection modélisés avec le modèle analytique de dépôt d'énergie pour le triplet d'efficacité de collection de charges (0; 90%; 50%). . . . .	107
II.30	Courbes de gains de collection modélisés avec le modèle analytique de dépôt d'énergie pour le triplet d'efficacité de collection de charges (0; 10%; 90%). . . . .	108
II.31	Courbes de gains de collection modélisés avec le modèle analytique de dépôt d'énergie pour le triplet d'efficacité de collection de charges (0; 90%; 90%). . . . .	108
III.1	Photographie de la vue au microscope optique de la métallisation en motif type grille sur la face avant des échantillons. . . . .	114
III.2	Photographie du relais entre les fils de bonding et le fil de cuivre. . . . .	115
III.3	Photographie du porte-échantillon et du montage mécanique adopté. . . . .	116
III.4	Schéma du montage électrique adopté pour polariser les échantillons et mesurer leur courant. . . . .	117
III.5	Schéma du montage expérimental et des phénomènes physiques mis en jeu. . . . .	118
III.6	Réseau de courbes I(V) pour le groupe de passivation GeX. . . . .	119
III.7	Réseau de courbes I(V) pour le groupe de passivation GeY. . . . .	119
III.8	Réseau de courbes I(V) pour le groupe de passivation NONGeX. . . . .	120
III.9	Réseau de courbes I(V) pour le groupe de passivation NONGeY. . . . .	120
III.10	Influence de la polarisation des échantillons sur le gain de collection en fonction de l'énergie $E_0$ des électrons primaires. . . . .	122
III.11	Evolution temporelle des courants d'obscurité et de gain de collection pour l'échantillon GeX4. . . . .	123

III.12	Evolution temporelle des courants d'obscurité et de gain de collection pour l'échantillon NONGeX4. . . . .	123
III.13	Evolution temporelle des courants d'obscurité et de gain de collection pour l'échantillon GeX3. . . . .	124
III.14	Courbe de gains en fonction du diamètre du faisceau pour l'échantillon GeX3 avec une énergie $E_0$ des électrons de 8 keV. . . . .	125
III.15	Influence du courant d'entrée sur le gain de collection étudiée sur l'échantillon GeX3. . . . .	127
III.16	Synoptique du protocole expérimental. . . . .	128
III.17	Schéma résumant les différentes étapes de calcul du modèle de gain de collection des diodes étendues sous irradiation électronique de fort flux. .	131
III.18	Distribution des efficacités de collection de charges des différentes passivations. . . . .	132
III.19	Distribution des pertes en électrons dans la couche morte des différentes passivations. . . . .	134
III.20	Comparaison des courbes de gains des échantillons GeX3 et GeY3. . . . .	135
III.21	Comparaison des courbes de gains des échantillons GeX5 et GeY5. . . . .	136
III.22	Comparaison des courbes de gains des échantillons NONGeX4 et NONGeY4. . . . .	137
III.23	Réseau de courbes des différences de gains entre l'implantation Y et X normalisées par le gain de la dose X en fonction de l'énergie des électrons incidents. . . . .	138
III.24	Comparaison des courbes de gains des échantillons GeX3, GeX4 et GeX5. . . . .	140
III.25	Comparaison des courbes de gains des échantillons GeY3 et GeY5. . . . .	141
III.26	Comparaison des courbes de gains des échantillons NONGeX3,5 et NONGeX4. . . . .	142
III.27	Réseau de courbes des différences de gains entre un recuit $n$ et un recuit $n - 1$ normalisées par le gain du recuit $n - 1$ en fonction de l'énergie des électrons incidents. . . . .	143
III.28	Comparaison des courbes de gains en fonction de l'énergie des électrons incidents montrant l'influence de la préamorphisation. . . . .	145
III.29	Différence de gain entre NONGeX4 et GEX4 normalisée par le gain de GeX4 en fonction de l'énergie des électrons incidents. . . . .	146
IV.1	Photographie de l'intérieur de la chambre à vide utilisée pour l'expérience en événement unique. . . . .	150
IV.2	Photographie de l'extérieur de la chambre à vide utilisée pour l'expérience en événement unique. . . . .	151
IV.3	Schéma de l'agencement du dispositif expérimental. . . . .	152
IV.4	Capture d'écran d'oscilloscope montrant le bon réglage de l'horloge de conversion par rapport au signal vidéo, en entrée du CAN. . . . .	153
IV.5	Histogramme de la distribution des ordonnées à l'origine de la régression linéaire des courbes de signal en fonction du flux incident. . . . .	154
IV.6	Synoptique de l'algorithme de traitement à la volée des événements. . . . .	157
IV.7	Distribution des SNR sur un film de noir d'un pixel de la matrice. . . . .	158
IV.8	Histogramme des événements sur le pixel siège lié à l'irradiation du MAPS par des rayons X. . . . .	159
IV.9	Exemple d'ajustement gaussien du pic de calibration à 5900 eV. . . . .	160

IV.10	Cartographie du signal de l'événement moyen non corrigé à 12 keV pour la passivation A. . . . .	162
IV.11	Cartographie du signal de l'événement moyen corrigé à 12 keV pour la passivation A. . . . .	162
IV.12	Cartographie du signal de l'événement moyen du bruit dépassant $5\sigma$ , pour un véhicule de test de la passivation A. . . . .	162
IV.13	Cartographie des événements pour une énergie incidente de 7 keV avec un véhicule de test avec la passivation E. . . . .	164
IV.14	Courbe de cumul du signal des pixels autour d'un événement, rangé par ordre décroissant en fonction du rang des pixels. . . . .	165
IV.15	Exemple d'histogramme des événements pour la passivation C à 10 keV, avec ajustement gaussien de la distribution. . . . .	166
IV.16	Histogrammes des distributions des événements sur plusieurs groupements de pixels pour la mesure à 6 keV d'un véhicule de test de la passivation C. . . . .	167
IV.17	Histogramme sur le pixel siège des événements à 5 keV pour un véhicule de test avec la passivation C, avec ajustement par une gaussienne de la distribution. . . . .	168
IV.18	Histogramme des événements sur le pixel Q9 servant à la reconstruction des événements sur Q1. . . . .	169
IV.19	Histogramme reconstruit des événements sur le pixel siège avec la distribution de Q9 pour un véhicule de test de la passivation C à 5 keV. . . . .	170
IV.20	Courbes de gains pour différents groupements de pixels de la passivation A. . . . .	173
IV.21	Cartographie des événements sur la matrice pour $E_0 = 7$ keV du véhicule de test n°1 de la passivation A. . . . .	173
IV.22	Cartographie des événements sur la matrice pour $E_0 = 7$ keV du véhicule de test n°2 de la passivation A. . . . .	173
IV.23	Courbes de gains pour la passivation B. . . . .	174
IV.24	Courbes de gains pour la passivation C. . . . .	174
IV.25	Courbes de gains pour la passivation E. . . . .	175
IV.26	Cartographie des événements sur la matrice à 12 keV pour la passivation E V2. . . . .	176
IV.27	Courbes de gain pour la passivation F. . . . .	177
IV.28	Cartographie des événements de la passivation F à 5 keV en fonction du signal sur Q9 : rouge : faible signal et bleu : fort signal. . . . .	177
IV.29	Courbe de gains des différentes passivations sur le pixel siège Q1. . . . .	179
IV.30	Histogramme des événements à 0 keV pour le véhicule 3 de la passivation C. . . . .	180
IV.31	Histogramme des événements à 3,5 keV pour le véhicule 3 de la passivation C. . . . .	180
IV.32	Distribution du signal de Q9 en fonction du signal de Q1 pour une acquisition à 3,5 keV sur un véhicule de test de la passivation C. . . . .	182
IV.33	Distribution du signal de Q9 en fonction du signal de Q1 pour une acquisition à 8 keV sur un véhicule de test de la passivation C. . . . .	182
IV.34	Courbes de gains des différentes passivations sur le groupement de pixels Q49. . . . .	183

IV.35	Courbes de gains des différentes passivations sur le groupement de pixel Q9. . . . .	189
IV.36	Courbes de gains des différentes passivations sur le groupement de pixel Q25. . . . .	190
IV.37	Courbes pour les 5 passivations de l'efficacité de collection de charges globale sur le pixel siège en fonction de l'énergie incidente $E_0$ . . . . .	191
IV.38	Courbes pour les 5 passivations de l'efficacité de collection de charges globale sur Q49 en fonction de l'énergie incidente $E_0$ . . . . .	192
IV.39	Pourcentage de la charge collectée sur le pixel siège par rapport à la charge totale collectée, en fonction de l'énergie incidente $E_0$ pour les véhicules de test retenus. . . . .	194
IV.40	Comparaison des courbes de gain obtenues par l'expérience en événement unique et l'expérience sur diode étendue. . . . .	196
IV.41	Différence de gains des deux expériences pour les véhicules de test ayant la même passivation. . . . .	197
1	Pourcentage de l'énergie déposée dans la couche morte par rapport à l'énergie totale déposée pour les passivation A à F, selon CASINO. . . . .	213
2	Pourcentage de l'énergie déposée dans la couche active par rapport à l'énergie totale déposée pour les passivation A à F, selon CASINO. . . . .	214
3	Pourcentage de l'énergie déposée dans la couche épitaxiale par rapport à l'énergie totale déposée pour les passivation A à F, selon CASINO. . . . .	215

# Liste des tableaux

I.1	Résumé des propriétés physico-chimiques issues des profils SIMS et ECV des passivations A à F. . . . .	62
II.1	Tableau des gains théoriques et déviations standards du phénomène de multiplication en fonction de l'énergie initiale de l'électron incident. . . .	75
II.2	Tableau des épaisseurs de couche morte et de couche de passivation pour les passivations A à F. . . . .	94
III.1	Tableau de résumé des variantes de passivation à disposition. . . . .	115
III.2	Tableau des calibres de mesure de courant sur le Keithley 6487 et leur précision respective. . . . .	126
III.3	Tableau de résumé des conditions expérimentales de l'expérience d'irradiation des diodes étendues à fort flux. . . . .	128
III.4	Tableau des valeurs de $\frac{\Delta G}{G}$ en fonction de l'énergie incidente des électrons. . . . .	129
III.5	Tableau de résumé des comparaisons des échantillons à l'ordre 1. . . . .	130
IV.1	Tableau de résumé des mesures de calibration des véhicules de test par les rayons X. . . . .	161
IV.2	Tableau de résumé des caractéristiques des différentes couches de passivation A à F. . . . .	171
IV.3	Tableau de résumé des résultats en terme d'homogénéité des passivations. . . . .	178
IV.4	Tableau de résumé des performances des véhicules de test retenus selon le modèle linéaire de gain de collection à haute énergie. . . . .	184
IV.5	Tableau des valeurs de paramètres prises en entrée de l'algorithme d'ajustement du modèle analytique de gain aux mesures de gains expérimentales. . . . .	185
IV.6	Tableau de comparaison des résultats en terme d'efficacité de collection de charges de la couche épitaxiale et d'électrons perdus dans la couche morte. . . . .	187
IV.7	Tableau de comparaison des résultats en terme d'efficacité de collection de charges globale pour les différents groupements de pixels et différentes passivations ainsi que les efficacités de collection de charges de la couche épitaxiale. . . . .	193
IV.8	Tableau de résumé des performances de chaque passivation. . . . .	200



# INTRODUCTION

LE PROGRÈS des technologies de l'instrumentation est orienté dans le sens d'une plus grande sensibilité des instruments. Le domaine de l'imagerie s'inscrit parfaitement dans cette tendance. Une sensibilité toujours plus grande des capteurs d'image à des flux lumineux sans cesse plus faibles est ainsi recherchée. L'accroissement de la sensibilité des capteurs passe par une optimisation du rapport signal à bruit. Cette caractéristique des détecteurs a un impact important sur les applications possibles tant sur des marchés grand public que scientifiques ou industriels.

C'est dans cet objectif que plusieurs ruptures technologiques ont fait évoluer les dispositifs photosensibles de la simple pellicule aux capteurs de type CCD (**C**harge-**C**oupled **D**evice) puis CMOS (**C**omplementary **M**etal **O**xyde **S**emiconductor). L'ère des dispositifs miniaturisés à base de Silicium a ainsi fait son entrée dans le domaine de l'imagerie, profitant d'une révolution technologique majeure de la deuxième moitié du XXIème siècle. Ces apports ont multiplié les possibilités offertes par ces instruments et nettement accru leurs performances. Depuis les années 90, le capteur CMOS est devenu certes très populaire, mais ses performances étaient inférieures au capteur CCD, dans le cadre d'applications requérant de hautes sensibilités ; diverses solutions ont été apportées pour subvenir à ce besoin. Pour accroître le rapport signal à bruit du capteur CMOS, deux tendances se dégagent. Tout d'abord, le bruit du capteur est diminué par l'intermédiaire d'architectures de pixels complexes, comportant jusqu'à une dizaine de transistors. La contrepartie de ces architectures est une perte de surface sensible aux rayonnements. Il est donc envisagé, de façon complémentaire, d'augmenter l'efficacité quantique de détection du capteur CMOS au moyen d'une illumination par la face arrière amincie. Les rayons incidents ne subissent ainsi pas d'interaction avec les nombreux niveaux de métal ou les transistors en face avant et sont absorbés directement dans la partie détectrice du capteur. De cette manière, la surface irradiée atteint la totalité de la surface sensible du capteur.

Parallèlement, la physique des particules élémentaires utilise pour son instrumentation une gamme de capteurs de rayonnement soit pour la trajectographie des particules, soit pour déterminer leur énergie. La détection des particules chargées de faible énergie, comme l'électron ou le positron de quelques kiloélectronvolts, est un domaine bien spécifique, relativement peu documenté et expérimenté de la physique des particules. En effet les lois physiques qui régissent la faible pénétration de telles particules dans la matière sont bien spécifiques et imposent de dimensionner des capteurs originaux, par rapport à des entités de plus fortes énergies. Or, dans sa configuration amincie, le capteur CMOS

s'avère un bon candidat à la détection d'électrons de faibles énergies. En effet, le Silicium, par ses propriétés semi-conductrices, permet la multiplication des électrons incidents en électrons secondaires. Ces charges ainsi créées diffusent ensuite et sont éventuellement collectées par les diodes du pixel. Un gain de charges est ainsi obtenu. Par la suite, ce gain est désigné par le terme « gain de collection ».

C'est à la convergence de ces deux domaines, imagerie et instrumentation de physique des particules, que ces travaux ont été entrepris. Plus spécifiquement, ils ont été conduits dans le cadre de l'étude de l'accroissement du rapport signal à bruit de ce type de détecteurs des électrons de faible énergie.

En effet, dans la gamme d'énergie d'électrons incidents [1 - 12 keV], la multiplication électronique a lieu à la surface du Silicium et est relativement faible ; le bruit engendré par le circuit de lecture CMOS vient concurrencer, parfois à part égale, le signal utile. Afin de conserver la quasi totalité de l'apport bénéfique de la multiplication électronique sur le rapport signal à bruit du détecteur, il convient de limiter, lors de la diffusion des électrons secondaires, les pertes par recombinaison. Une part importante de ces pertes de signal se produit à la surface du Silicium, c'est pourquoi il est nécessaire de contrôler l'état d'interface par une passivation efficace. Cette dernière est donc une pierre angulaire du fonctionnement du capteur, influençant directement son gain de multiplication collecté. Il serait possible de faire croître une fine couche d'oxyde de Silicium sur cette interface mais elle serait alors un frein à la pénétration des électrons. Une passivation par surdopage de la surface du Silicium est par conséquent préférée. Si le dopage initial du Silicium est de type  $P$ , elle consiste en un très fort dopage  $P^{++}$  qui a pour effet la création d'un champ électrique éloignant de la surface les électrons secondaires créés. Cette couche sert ainsi de barrière de potentiel aux électrons secondaires. Elle doit être aussi fine que possible du fait des faibles énergies des électrons primaires, suffisamment dopée par rapport au dopage du Silicium initial, d'une grande pureté cristalline, et électriquement active.

Différentes techniques de passivation par dopage  $P^{++}$  montrent des profils de dopage typique a priori suffisamment fins pour être compatibles avec la gamme d'énergie étudiée. Cependant il convient de tenir compte de la compatibilité technologique de la méthode de passivation avec le capteur matriciel utilisé. Dans le but ultime d'effectuer le meilleur choix technologique, des moyens d'évaluation doivent être mis en place pour étudier l'influence de la couche de passivation sur le gain de collection. Ces moyens, relèvent aussi bien de la physique des semi-conducteurs que de la physique des particules, tant simulateurs qu'expérimentaux. Ils sont développés afin de quantifier les performances in situ de chaque technique de passivation en terme de gain en électrons après multiplication, diffusion et collection, en terme d'efficacité de la barrière de potentiel, en terme de recombinaisons des charges inhérentes au fort dopage et enfin en terme d'étalement spatial du paquet de charges après diffusion. Au delà du choix technologique de procédés de passivations, c'est plus largement de méthodes de caractérisations que ce travail s'attache à comparer, évaluer, confronter.

Pour répondre à cette double problématique de la mise en place de méthodes d'évaluation et du choix de techniques de passivations, le travail présenté ici revient, dans un premier temps, au cours du chapitre I, sur le contexte de cette étude et sur le choix du cap-

teur CMOS, autrement appelé capteur monolithique aminci à pixel actif (MAPS aminci en face arrière dans la suite) pour détecter des particules chargées de faible énergie. La problématique de l'amincissement et de la passivation de la face arrière est détaillée et ses enjeux dégagés. Les techniques de passivations sont passées en revue au travers d'une étude bibliographique. La nécessité d'une caractérisation in situ est argumentée.

Le chapitre II a trait au profil de génération des électrons secondaires par l'électron incident. Les modèles physiques décrivant la diffusion des électrons de faible énergie, dans la gamme [1 - 12 keV], sont examinés à la lumière de résultats expérimentaux de la littérature. Un outil de simulation de type Monte-Carlo est introduit dans le but de déterminer le nombre de charges générées dans chacune des couches de la face arrière du MAPS ; grâce au profil de dépôt d'énergie dans le Silicium, une modélisation du gain de collection est développée. Les premiers résultats théoriques de cette modélisation seront présentés.

L'outil de simulation vient compléter une approche expérimentale construite autour de deux types de mesures : une expérience d'irradiation électronique à fort flux sur un dispositif type « diode étendue », présentée dans le chapitre III, complémentaire de la deuxième expérience qui est de type « événements uniques », détaillée dans le chapitre IV. Le premier dispositif expérimental permet surtout de discriminer les technologies de passivation en terme de recombinaisons de charges dans la couche morte. Principalement trois paramètres des procédés d'implantation sont discutés à la lumière des différents gains mesurés en fonction de l'énergie des électrons incidents.

La deuxième expérience, qui fait l'objet du chapitre IV, permet aussi de déterminer le gain de collection à différentes énergies, cette fois sur un dispositif pixellisé de type CMOS. Elle permet ainsi de caractériser l'ensemble des phénomènes qui se produisent lors de l'irradiation de la face arrière des capteurs CMOS amincis par un électron. De surcroît, une évaluation de la répartition spatiale des électrons secondaires sur différents groupements de pixels peut être ainsi obtenue.



# Chapitre I

## Les capteurs monolithiques amincis à pixel actif et leur processus de passivation

LA PHYSIQUE subatomique, qui a pour objectif l'étude des propriétés des particules élémentaires et de leurs interactions, s'appuie dans son aspect expérimental sur une gamme de détecteurs. La physique de haute énergie traite habituellement de particules au minimum ionisant ayant des énergies de l'ordre du Megaélectronvolt (MeV) au Gigaélectronvolt (GeV). Ces particules sont détectées dans des capteurs qui permettent de reconstruire leur trajectoire ou de déterminer leur énergie, comme les calorimètres, par absorption totale. Pour la trajectographie, les Capteurs Monolithiques à Pixels Actifs (MAPS) sont intéressants. En effet, outre la combinaison sur un même substrat du volume sensible et du circuit de lecture, ils peuvent être amincis jusqu'à  $50 \mu\text{m}$  pour répondre aux impératifs de budget matière, prépondérants dans les vertex de détecteurs. De plus, ces détecteurs sont plus résistants aux radiations relativement aux capteurs CCD [Mag03]. Un amincissement plus poussé du volume sensible, jusqu'à moins de  $10 \mu\text{m}$ , ouvre de nouvelles voies vers des sensibilités aux basses énergies, habituellement peu prises en compte dans les détecteurs de la physique des particules. Des particules de l'ordre du kiloélectronvolt (keV) semblent détectables par les MAPS amincis et irradiés en face arrière.

Au delà de la physique subatomique, cette technologie de capteurs semble adaptée à diverses applications qui mettent en œuvre la détection ou la quantification des particules chargées de faible énergie (typiquement [1 - 12 keV]) : autoradiographie Beta, imagerie à bas niveau de lumière, microscopie électronique, spectrométrie électronique. Historiquement, divers instruments ont été étudiés à cette fin : détecteurs gazeux, scintillateurs, détecteurs solides. Les capteurs monolithiques permettent eux d'intégrer dans le capteur un circuit de lecture dont les caractéristiques s'adaptent à l'application visée : vitesse de lecture, sensibilité, bruit, traitement du signal, tenue aux radiations...

Après une présentation du MAPS, il sera montré, dans ce chapitre, sa capacité à détecter sur sa face arrière amincie des électrons de faible énergie ainsi que la mise en œuvre de technologies de passivations associées. Les échantillons utilisés pour l'étude des

MAPS amincis seront ensuite présentés ainsi que la caractérisation physico-chimique de leur couche de passivation.

## A Le capteur monolithique à pixel actif

### A.1 Description

#### A.1.1 Au niveau du pixel

Les semi-conducteurs sont des matériaux cristallins photosensibles dans un certain spectre de longueur d'onde ; un photon incident avec une longueur d'onde adaptée peut céder son énergie à un électron de valence pour l'amener dans la bande de conduction. C'est l'effet photoélectrique. Le Silicium est sensible aux photons dont l'énergie est supérieure à celle de sa bande interdite, c'est à dire supérieure à 1,1 eV, correspondant à une longueur d'onde de 1,11  $\mu\text{m}$ . La profondeur de génération dépend de la longueur d'onde du photon incident, de quelques nanomètres dans l'Ultra-Violet (UV) à plusieurs microns voire dizaines de micromètres pour des rayons X ou dans l'Infra-Rouge. Lorsque plusieurs photons entrent en interaction avec le Silicium, un paquet de charges fonction de l'éclairement est généré. Le rapport du nombre d'électrons créés par effet photoélectrique sur le nombre de photons incidents est appelé efficacité quantique. Cette efficacité quantique dépend de la longueur d'onde et du volume sensible.

Les capteurs monolithiques à pixel actif utilisent l'effet photoélectrique du Silicium en alliant sur un même substrat le volume sensible, la collection des charges générées et un circuit de lecture de type CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor). L'amplification du signal au niveau du pixel lui confère un rôle actif. Contrairement à un capteur CCD, la conversion charge-tension est effectuée au niveau du pixel. Ces dispositifs sont formés d'un ensemble de détecteurs, les pixels, organisés en matrice.

Sur la figure I.1 est représentée une architecture typique de MAPS qui utilise une photodiode comme élément de détection et un circuit de lecture dit « 3T », car composé de trois transistors. L'élément photodétecteur peut aussi être une photogrigle ou un phototransistor [Gen06]. La photodiode est assimilable à une capacité qui se décharge en fonction de l'éclairement. La quantification de cet éclairement se fait en plusieurs séquences :

1. la mise à zéro (reset) : le transistor  $T1$ , dit « transistor de reset », est fermé et permet la polarisation de la capacité à une tension de reset, notée ici  $V_R$  ;
2. l'intégration :  $T1$  est ouvert ; la tension aux bornes de cette capacité chute proportionnellement au nombre de charges dans la photodiode et donc proportionnellement à l'éclairement ; il y a donc une conversion charge-tension ;
3. la lecture : le transistor  $T2$ , dit « suiveur », a un gain proche de 1 ; son rôle est une adaptation d'impédance permettant d'isoler la diode du reste du circuit électronique ; le transistor  $T3$ , dit de « sélection », est ouvert et permet la transmission du

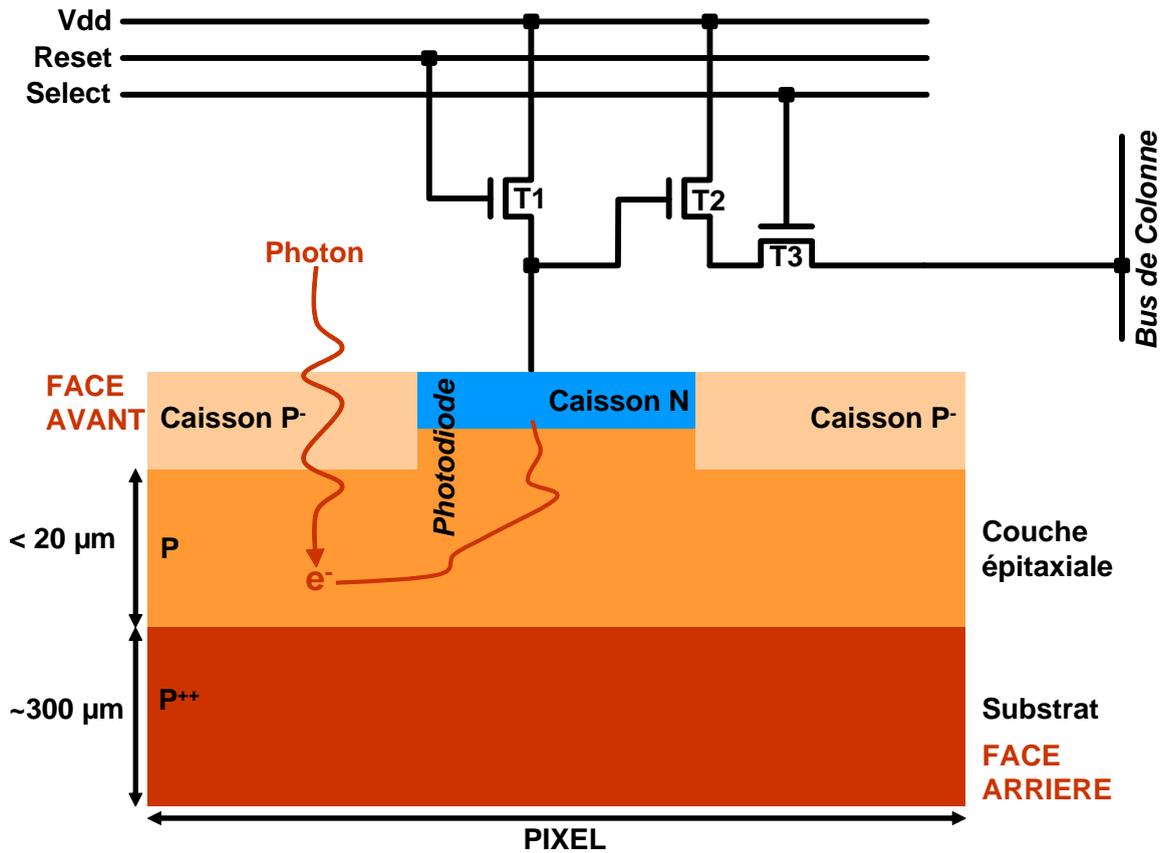


FIGURE I.1 – Schéma en coupe d'un pixel représentatif d'un capteur CMOS monolithique [MDS98, TFG<sup>+</sup>07].

signal au bus de colonne à la fin de la période d'intégration.

Les temps de lecture et de reset sont généralement négligeables devant le temps d'intégration. Un chronogramme de la charge et de la décharge de la capacité est donné par la figure I.2. La première phase représente un éclaircissement dans la dynamique. La deuxième phase représente un pixel dans le noir ; en effet, par simple agitation thermique, la photodiode génère des charges constituant le courant d'obscurité, ce qui abaisse la tension aux bornes de la capacité. Ce courant doit être le plus faible possible car il est source de bruit et réduit la dynamique ; il est fonction de la capacité de la diode. La troisième phase présente un éclaircissement au delà de la saturation qui provoque la décharge de la capacité jusqu'à une tension  $V_{Min}$ . C'est la tension minimum de fonctionnement du système. Cette valeur soustraite à la tension de reset  $V_R$  détermine la taille du puits, c'est à dire le nombre d'électrons maximum stockés par la capacité, selon l'équation (I.1) :

$$V_R - V_{Min} = \frac{n_e q}{C} \quad (I.1)$$

avec :

- $n_e$  : Taille du puits en nombre d'électrons ;

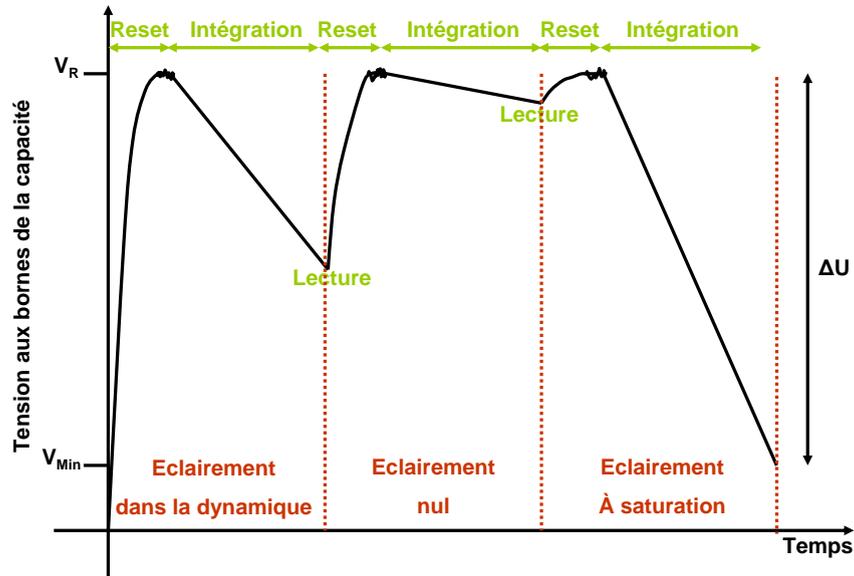


FIGURE I.2 – Représentation schématique de l'évolution de la tension aux bornes de la capacité en fonction des différentes phases et pour différents éclairagements. Le schéma ne respecte pas les échelles de temps.

- $C$  : Capacité du condensateur [F] ;
- $q$  : Charge élémentaire de l'électron :  $1,6 \cdot 10^{-19}$  C.

La grandeur  $\frac{q}{C}$  est le facteur de conversion en volt par électron. Elle révèle la sensibilité du capteur.

Le signal de reset est bruité aux bornes du condensateur. Ce bruit est nommé « kTC » car il dépend de l'agitation thermique  $kT$  ( $k$  : constante de Boltzman,  $T$  : température) et de la valeur de la capacité  $C$ . Grâce à des architectures de matrices ou de pixels plus complexes, la tension de reset lue avant la période d'intégration peut être soustraite à la tension lue après intégration. C'est la technologie du double échantillonnage corrélé (CDS) qui permet de s'affranchir en grande partie du bruit kTC.

### A.1.2 Au niveau de la matrice

La figure I.3 montre l'architecture typique d'une matrice de pixel d'un capteur CMOS [Mag03]. Le signal en sortie de pixel est transféré à l'amplificateur de colonne ; puis l'amplificateur de sortie transmet à l'extérieur du capteur un signal vidéo amplifié en tension. Un système d'adressage de colonnes et de lignes permet l'accès à un pixel donné.

Une architecture de capteurs alternative a aussi été mise au point avec les capteurs hybrides. Une plaque de matériau photosensible est connectée par « bump-bonding » sur un circuit de lecture de type CMOS [Ini10]. La figure I.4 présente un exemple de détecteur CMOS hybride. Le matériau détecteur peut être autre que le Silicium, contrairement aux capteurs monolithiques, ce qui permet de choisir le matériau adapté à la sensibilité

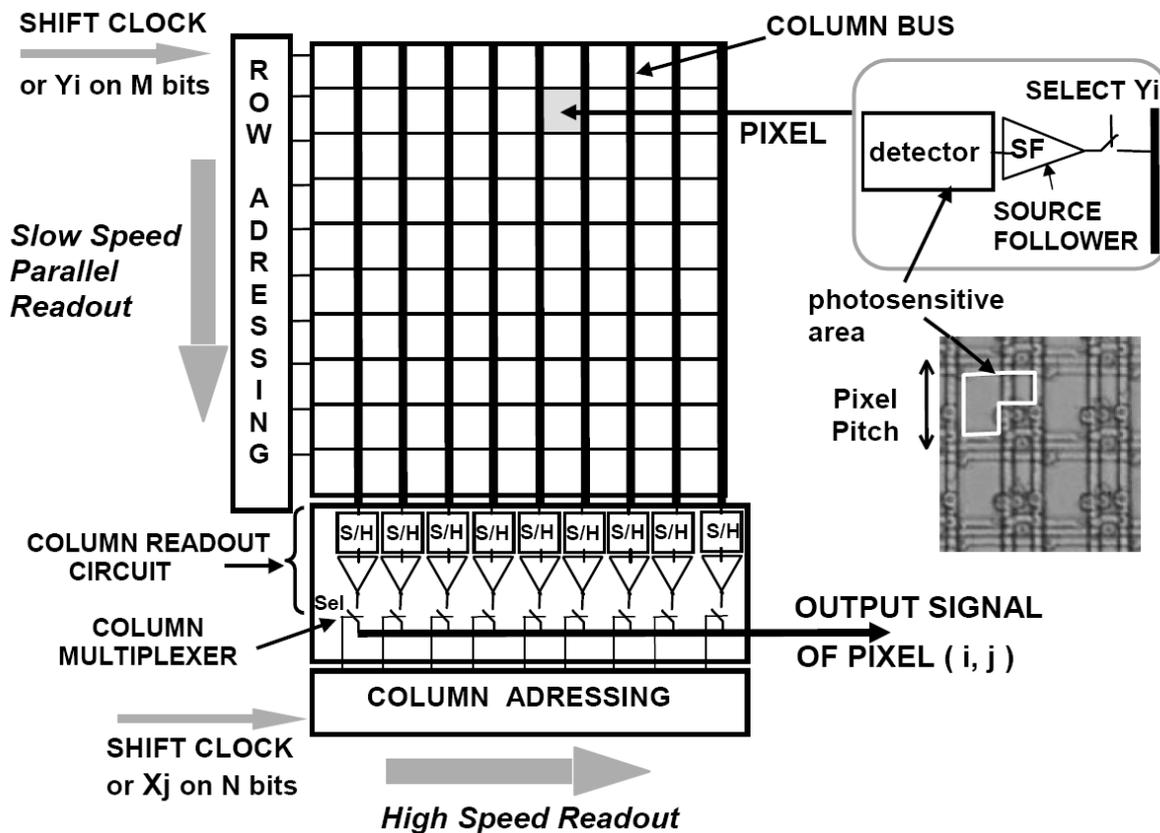


FIGURE I.3 – Schéma de la matrice d'un capteur CMOS actif [Mag03].

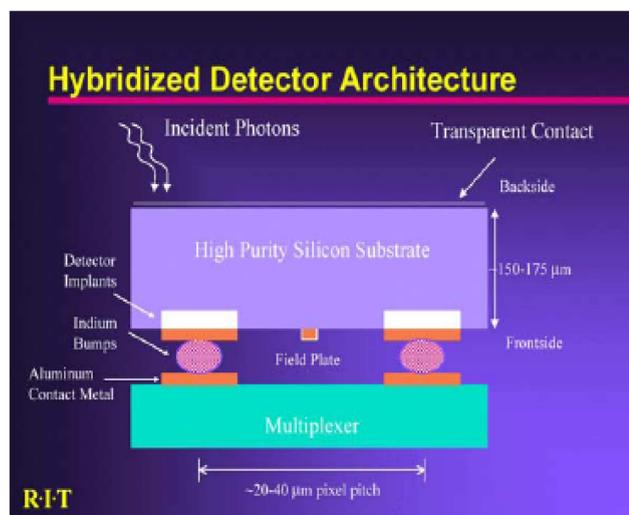


FIGURE I.4 – Schéma d'un capteur hybride avec circuit de lecture de type CMOS [Bar09].

spectrale du besoin. Ce type d'architecture est par exemple très utilisé dans le domaine de l'infra-rouge dans la bande [3 - 5  $\mu\text{m}$ ] ou [8 - 12  $\mu\text{m}$ ]. Par ailleurs, la technologie d'hybridation impose des pas de pixels supérieurs à 15  $\mu\text{m}$ . L'électronique intra-pixel peut donc être plus complexe, comprenant parfois plusieurs centaines de transistors permettant le

traitement du signal dans le pixel et même sa numérisation [LBC<sup>+</sup>07]. Par contre ce détecteur est plus coûteux et consomme beaucoup d'énergie lorsqu'il comporte de nombreux transistors intra-pixel.

## A.2 Avantages et inconvénients des MAPS

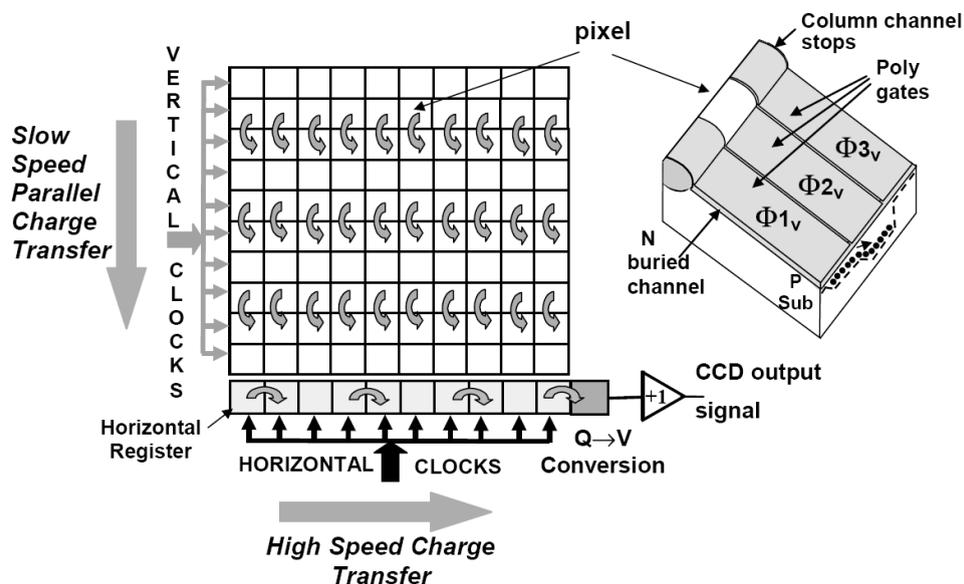


FIGURE I.5 – Schéma de la matrice d'un capteur CCD [Mag03].

Le capteur CMOS doit être comparé avec son compétiteur, le capteur CCD, avec qui il partage de nombreuses applications : imagerie grand public, scientifique, industrielle, spatiale... Le principe de détection est le même dans les deux dispositifs, c'est à dire, l'effet photoélectrique du Silicium sous illumination. L'efficacité quantique des deux capteurs est comparable [Mag03] ; toutefois il diffère dans leur système de lecture des charges photogénérées. Historiquement, le capteur CCD a fait l'objet de développements antérieurs au MAPS et fait donc référence en imagerie [BS70].

Un exemple de structure de pixel d'un capteur CCD est montré sur la figure I.6. Le fonctionnement du capteur CCD en imagerie, schématisé par la figure I.5, a pour fondement le transfert des charges photogénérées de pixel en pixel. Ce transfert s'effectue sur de grandes distances, parfois de l'ordre du centimètre pour les plus grandes matrices [Fos93]. Cela implique un transfert optimisé, de l'ordre de 99,999 % (matrice de 8000 par 8000) et donc une qualité cristalline du Silicium très bonne. Cela a plusieurs conséquences [Fos93].

Tout d'abord, ce dispositif est sensible aux radiations de hautes énergies. Ces dernières créent des dommages dans le Silicium ou dans les Oxydes de Silicium contenus dans la structure du CCD, dégradant ses performances. Ensuite, les matrices de CCD sont limitées en taille car plus le nombre de transferts de charges est important, plus le signal final

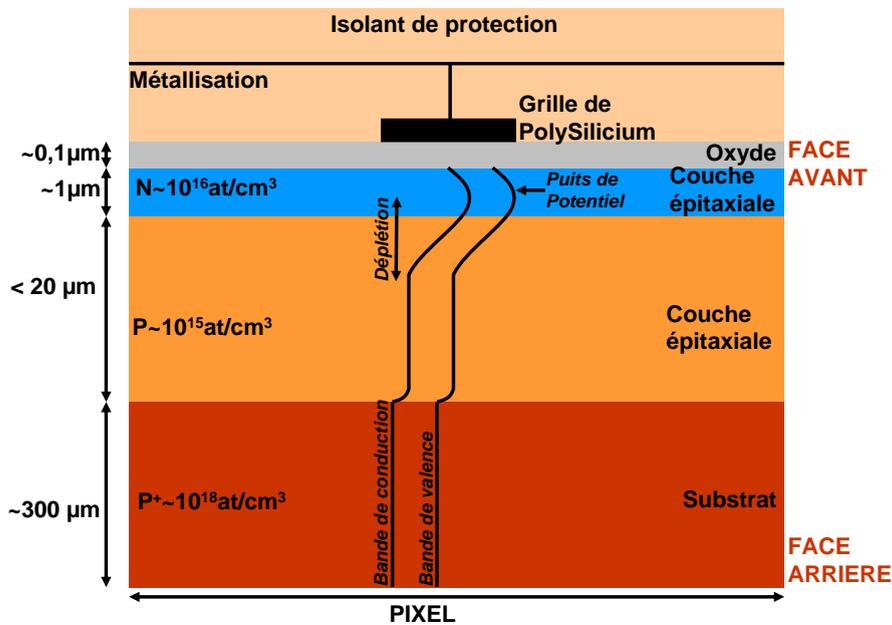


FIGURE I.6 – Schéma de la structure d'un pixel d'un capteur CCD [JEC<sup>+</sup>87, SW89].

est dégradé. Des matrices de 64 millions de pixels avec un pas de  $6 \mu\text{m}$  sont tout de même accessibles. Par ailleurs, la qualité du transfert se dégrade quand la vitesse de lecture augmente. Par ailleurs, la gamme de tensions utilisée pour le transfert de charges rend le capteur CCD difficilement compatible avec l'utilisation de transistors CMOS [Fos93]. L'implémentation de fonctions de traitement du signal et de l'image ne peut pas avoir lieu directement dans le capteur. De plus, la consommation de ce système est importante, de l'ordre du watt pour les matrices dépassant le million de pixel [MKG<sup>+</sup>97, Bar09].

Le MAPS remédie pour une grande part à ces limitations. La conversion charge-tension effectuée directement dans le pixel permet un accès aléatoire aux pixels et l'implémentation de fonctions de fenêtrage, sous-échantillonnage spatial. La lecture parallèle des pixels est plus simple dans le cas du CMOS alors que la parallélisation d'un capteur CCD s'effectue au maximum par ligne. De plus, la consommation électrique a tendance à être inférieure à celle des imageurs CCD puisque seul le pixel adressé pendant la phase de lecture et la source de courant en bas de colonne sont actifs [TBC<sup>+</sup>01]. La consommation électrique est de l'ordre de quelques centaines de milliWatt pour des matrices de quelques millions de pixels. Par ailleurs, la vitesse de lecture peut être bien plus importante, pour atteindre quelques dizaines de milliers d'images par seconde [Dub08, p.16]. Ensuite, le transport du signal s'effectue par des pistes de métal dans le circuit intégré et rend donc le système moins sensible aux radiations [Mag03]. Le procédé CMOS permet l'implémentation de fonctions périphériques : traitement des signaux, pilotage de la matrice, génération des horloges. Le système s'en trouve miniaturisé [MDS98]. L'intégration de fonctions dans la caméra et sa miniaturisation répond au concept de caméra sur puce.

Toutefois, si le mode de lecture et le procédé de fabrication du MAPS lui confère certains avantages sur l'imageur CCD, certaines limitations sont constatées pour égaler son concurrent, notamment en terme de facteur de remplissage. En effet, les circuits métalliques dans un pixel sont plus complexes dans le cas du MAPS. Or ceux-ci absorbent les photons incidents dans le domaine de l'UV et du visible. Ils induisent un abaissement du facteur de remplissage jusqu'à moins de 50%. Le facteur de remplissage vu par les photons correspond au rapport de la surface détectrice sur la surface d'un pixel. Le flux photonique incident sur le volume détecteur est donc moins important.

Deuxièmement, la zone de déplétion des diodes de collections est plus grande dans la couche épitaxiale du CCD (de l'ordre de 7 à 10  $\mu\text{m}$ ) que dans le cas du capteur CMOS (2 à 3  $\mu\text{m}$ ) [Mag03]. Là aussi le signal utile est moins important. La collection des charges dans le cas du CMOS s'effectue donc principalement par diffusion, résultant en un étalement latéral des charges sur plusieurs pixels, diminuant la résolution spatiale du capteur. Certains progrès actuels permettent de résoudre ce problème, par exemple en adoptant une couche épitaxiale très résistive, ce qui augmente la zone de déplétion dans la couche épitaxiale de plusieurs microns.

### A.3 Evolution des MAPS

Les appareils photographiques pour le grand public, téléphones portables et appareils dédiés confondus, sont les marchés de plus grand volume pour les imageurs CMOS. En 2009, plus d'un milliard de ces dispositifs a été vendu [Str10]. Le nombre de pixels par matrice est en constante augmentation, pouvant atteindre quelques dizaines de millions. De plus, la tendance est à la diminution de la taille des pixels. De plus, les tailles des wafers étant de plus en plus importantes, il est ainsi possible de traiter plus de puces par wafer. De cette manière, le coût de fabrication d'un MAPS diminue. Un autre avantage de cette diminution du pas du pixel est l'augmentation de la résolution spatiale de l'image. Cette diminution du pas du pixel est rendue possible grâce à la diminution du pas de gravure des circuits microélectroniques [TBC<sup>+</sup>01].

Mais cette diminution implique aussi une diminution du signal photonique. Le rapport signal sur bruit du détecteur (SNR pour **S**ignal to **N**oise **R**atio), et donc la qualité de l'image s'en trouvent affectés.

Indépendamment de cette tendance à la diminution du pas du pixel, les applications scientifiques de l'imageur CMOS visent aussi une diminution du bruit, parfois jusqu'à moins de 1 électron RMS par image [VFL<sup>+</sup>08]. En effet, suivant les applications (astronomie, médecine, imagerie rétinienne) de grandes performances sont requises : une grande vitesse de lecture est recherchée pour avoir une bonne résolution temporelle des scènes imagées, ce qui diminue le nombre de photons captés par image ; en imagerie médicale, certaines scènes comportent peu de photons. De plus la qualité de l'image est un facteur important : bonne résolution spatiale, grande sensibilité. Là aussi le SNR doit être maximisé.

La première méthode pour conserver un SNR acceptable est la diminution du bruit. Ce bruit se réduit à faible flux essentiellement au bruit de lecture [Mag03]. L'ajout de transistors et un travail sur les diodes de collection doit aussi permettre de contenir certaines sources de bruit.

Le bruit de l'architecture pixel à trois transistors peut être diminué. Le CDS permet de réduire le bruit kTC. Sans CDS, le bruit de reset vaut [MEM<sup>+</sup>04] :

$$\sigma_{reset} = \frac{\sqrt{kTC}}{q} \Leftrightarrow \sigma_{reset} \simeq 50 \text{ électrons} \quad (\text{I.2})$$

avec :

- $\sigma_{reset}$  : Bruit de reset en nombre d'électrons par pixel et par image ;
- $k$  : Constante de Boltzman :  $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$  ;
- $C$  : Capacité prise à 15 fF ;
- $T$  : Température prise à 300 K ;
- $q$  : Charge élémentaire de l'électron :  $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ .

Par ailleurs, la conversion photon-charge puis la conversion charge-tension sont effectuées au niveau du même nœud (voir la figure I.1). Une architecture type « pinned photodiode » associée à une architecture à 4 ou 5 transistors permet de décorréler ces deux opérations et surtout d'effectuer un CDS intra-pixel. La photodiode de type pinned est une jonction  $P^+ - N - P$ . La zone  $N$  est volontairement peu dopée, ce qui permet le confinement des charges photogénérées dans cette couche, comme montré par la figure I.7. Un pixel de ce type est représenté sur la figure I.8. Le quatrième transistor, TX sur la figure I.8, assure le passage des électrons de la pinned photodiode (à gauche sur cette même figure) au nœud de conversion, vers une diode tampon (floating diffusive diode), à droite sur la figure I.8. De plus, la pinned photodiode n'étant pas ici en contact avec un oxyde, le courant de fuite de la diode ou courant d'obscurité, est donc réduit. L'opération de reset de la photodiode est plus stable. Toutefois, cette architecture, du fait de ses tensions de fonctionnement, ne permet pas d'utiliser des puits importants, ce qui limite la dynamique du capteur [Bar09]. Il a été démontré que ces structures pouvaient réduire le bruit à seulement quelques électrons par pixel pour des capteurs CMOS scientifiques, à 30 MHz de fréquence pixel [VFL<sup>+</sup>08].

L'ajout d'un sixième voire d'un septième transistor dans le pixel permet l'ajout de fonctions : fonctionnement en lin-log, anti-blooming et autres.

Un inconvénient majeur de l'adjonction de transistors dans le pixel est la diminution du facteur de remplissage puisque de plus en plus de surface dans le pixel est consacrée à l'électronique de lecture. Par ailleurs, la réduction du bruit atteint ses limites. Il est alors envisagé une deuxième manière d'augmenter le SNR : augmenter le signal par optimisation du facteur de remplissage selon plusieurs techniques.

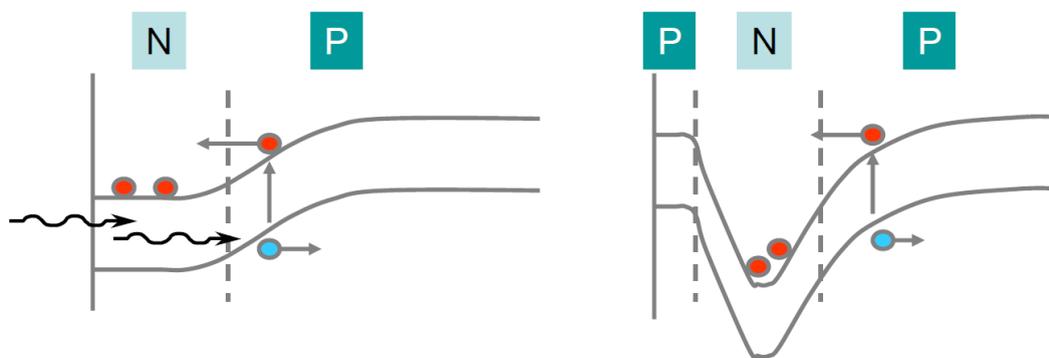


FIGURE I.7 – Structure comparée des photodiodes classiques (gauche) et « pinned (droite) » [Bar09].

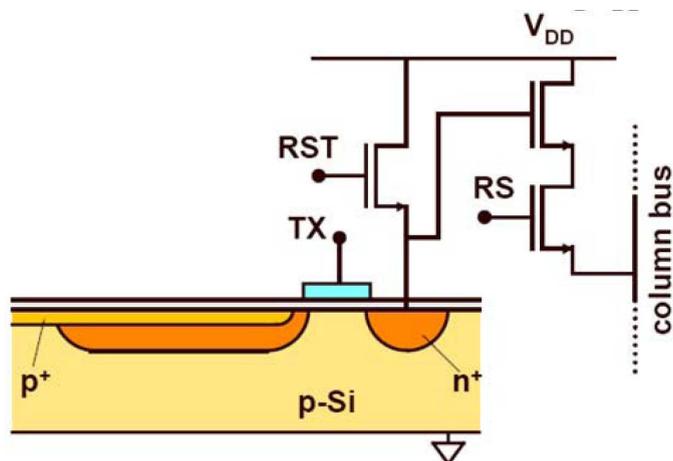


FIGURE I.8 – Schéma d'un pixel 4T avec une photodiode [Bar09].

Une de ces techniques est l'implantation, en face avant, de guides d'ondes ou de micro-lentilles qui focalisent le faisceau lumineux sur la partie sensible du pixel [Mag03].

Une deuxième technique, pour les petits pixels, consiste à diminuer le nombre de transistors dans le pixel. La technique du partage de transistors entre les pixels permet d'abaisser le nombre de transistors par pixel jusqu'à 1,5 pour un pas de pixel de 1,45

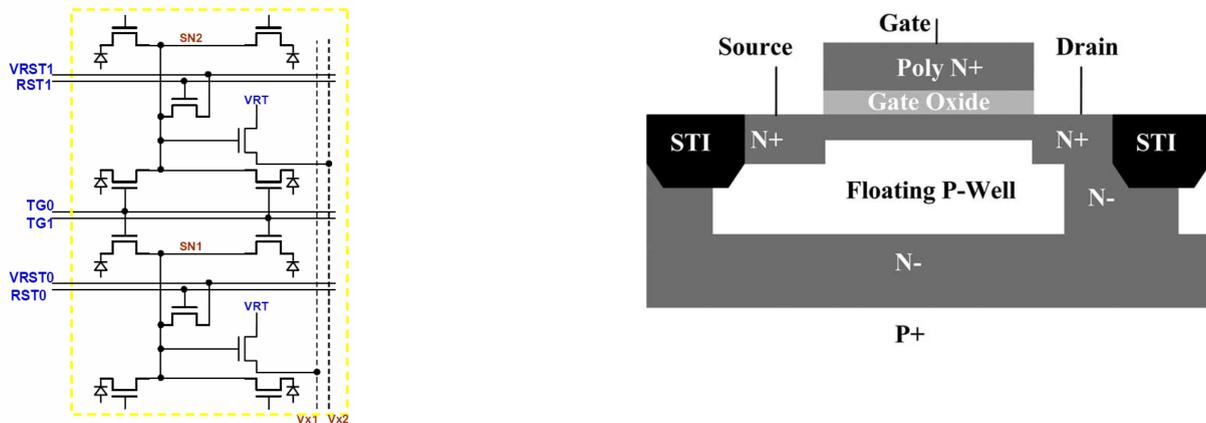


FIGURE I.9 – Gauche : Exemple d’architecture avec partage de transistors entre pixels [PRC<sup>+</sup>07]. Droite : Schéma du pixel à modulation de charge avec un transistor unique [TLR<sup>+</sup>07].

$\mu\text{m}$  [PRC<sup>+</sup>07]. La figure I.9 montre un exemple d’architecture d’un tel pixel. Une autre approche permet de concevoir des pixels à transistor unique qui effectue toutes les opérations : photodétection, intégration des charges, lecture du signal et reset [TLR<sup>+</sup>07]. La figure I.9 présente l’architecture de ce type de pixel. Les charges quantifiées sont ici des trous qui sont stockés pendant la période d’intégration sous le canal  $N$  du transistor. Le facteur de remplissage peut alors dépasser 40% pour un pas de pixel de  $2,2 \mu\text{m}$  [TLR<sup>+</sup>07].

Dans l’objectif d’augmenter le signal, un facteur de remplissage de 100% est recherché. L’illumination directement du volume photosensible par la face arrière amincie répond à cet objectif. De cette manière, le flux photonique incident évite toute interaction néfaste avec les couches de matériaux en face avant et pénètre directement dans la couche épitaxiale [Mag03]. Cette technique, en améliorant le facteur de remplissage, accroît l’efficacité quantique de détection, comme constaté sur la figure I.10. L’efficacité quantique de détection est le rapport, inférieur à 1, du nombre d’électrons collectés sur le nombre de photons incidents.

La même problématique se présente lors de l’étude de la détection des particules chargées de faible énergie dans la gamme [1 - 12 keV]. Une manière d’obtenir un dispositif à facteur de remplissage de 100% est l’irradiation en face arrière d’un imageur CMOS aminci jusqu’à la couche épitaxiale [Dep05]. La particule incidente, comme l’électron par exemple, perd toute son énergie dans les premiers micromètres (12 keV) voire nanomètres (1 keV). Pour que les électrons puissent traverser la face avant, leur énergie devrait être supérieure à quelques dizaines de kiloélectronvolts.

Cependant, la face d’entrée est le lieu de la perte de signal par recombinaison des électrons avec la surface. Une passivation doit donc être élaborée sur les capteurs amincis. Cette problématique de l’amincissement et de la passivation des capteurs est antérieure à l’apparition des MAPS. En effet, elle a été traitée essentiellement pour le capteur CCD, même si plus récemment, des technologies à illumination face arrière des CMOS commencent à apparaître. Il est donc naturel de chercher à profiter de ce savoir-faire histo-

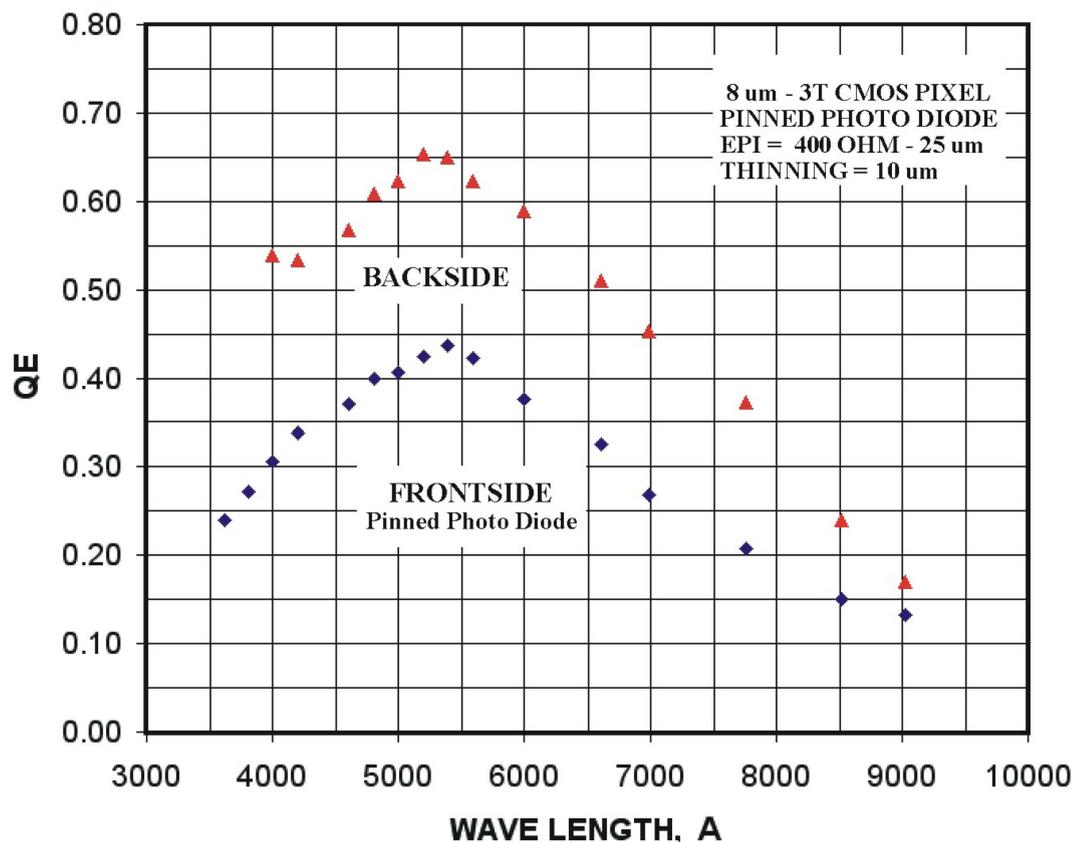


FIGURE I.10 – Comparaison de l'efficacité quantique des illuminations en face arrière et avant en fonction de la longueur d'onde [Bar09].

rique. Il est proposé de faire une revue de ces technologies qui pourront être adaptées au capteur CMOS.

## B Le capteur CCD aminci

### B.1 Pourquoi un capteur CCD aminci ?

Le schéma de la figure I.6 représente un pixel type d'un capteur CCD [JEC<sup>+</sup>87]. Le capteur CCD a été initialement employé en illumination face avant. Le rayonnement traverse la circuiterie et les structures MOS et est converti en charge dans la couche épitaxiale qui est le volume sensible. L'épaisseur de la couche épitaxiale doit être compatible avec la longueur moyenne de pénétration des rayonnements à détecter dans le Silicium. La figure I.11 montre, en fonction de la longueur d'onde, la longueur moyenne d'absorption des photons dans le Silicium.

Cependant, les rayonnements faiblement pénétrants sont absorbés ou réfléchis par la structure de grille en face avant [GHL<sup>+</sup>00, Les90]. Dans ce travail, un rayonnement faiblement pénétrant est défini comme une particule qui a une longueur de pénétration moyenne dans le Silicium inférieure à 100 nm. Deux types de rayonnements répondent

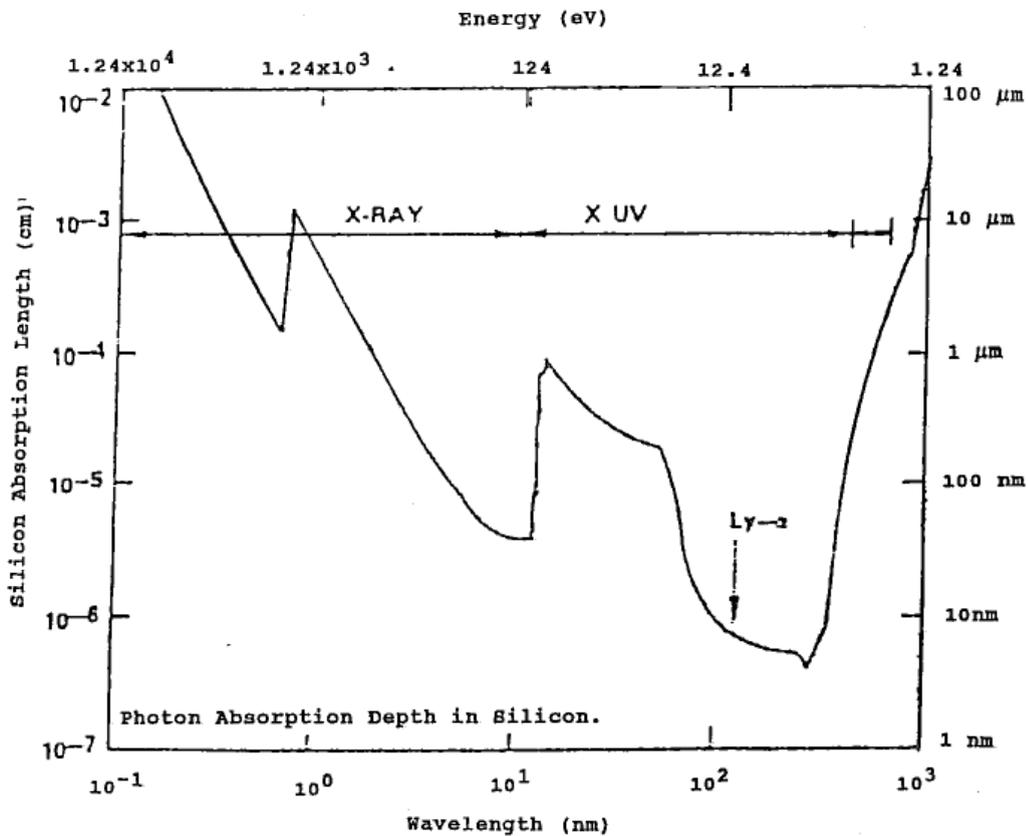


FIGURE I.11 – Longueur d’absorption dans le Silicium en fonction des longueurs d’onde [BDW91].

à ce critère : les photons UV et bleu d’une longueur d’onde de l’ordre de la centaine de nanomètres et les électrons de faible énergie.

La figure I.11 montre que la pénétration moyenne des rayonnements UV et bleu dans le Silicium est inférieure à 100 nm. La pénétration des électrons dans le Silicium en fonction de leur énergie est donnée par le rayon de Gruen  $R_G$ , comme le montre l’équation (I.3) [DJE<sup>+</sup>87]. Cette distance est définie de manière à ce que la totalité de l’énergie de l’électron incident soit absorbée par le substrat à 1,13 fois ce rayon.

$$R_G = K E_0^{1,75} \quad (I.3)$$

$$R_G(1keV) = 0,017\mu m \quad (I.4)$$

$$R_G(5keV) = 0,29\mu m \quad (I.5)$$

avec :

- $R_G$  : Rayon de Gruen [ $\mu m$ ];
- $K$  : Constante qui dépend du matériau :  $0,0171 \mu m.keV^{-1,75}$  pour le Silicium;

- $E_0$  : Energie initiale de l'électron incident [keV].

Les équations (I.4) et (I.5) montrent qu'un électron avec une énergie incidente de quelques keV pénètre le Silicium sur des distances inférieures à 1  $\mu\text{m}$ . D'autre part, il est à remarquer qu'une bonne détection en électrons de ce dispositif implique une bonne détection des rayons X et UV.

Une solution envisagée est l'irradiation en face arrière du capteur CCD aminci. L'amincissement du substrat jusqu'à la couche épitaxiale est nécessaire pour d'une part limiter la diffusion des charges dans le Silicium et d'autre part, pour que le rayonnement incident pénètre directement dans le volume sensible de Silicium, sans perte d'énergie ou de flux. Le facteur de remplissage est alors de 100%. Outre les rayonnements faiblement pénétrants, l'imagerie visible profite aussi de ce facteur de remplissage total des pixels.

## B.2 Les enjeux de la passivations des capteurs amincis

Considérons le cas d'un capteur CCD aminci subissant une irradiation par des électrons de faible énergie. Les particules incidentes génèrent des paires électron-trou par ionisation des atomes de Silicium tout au long de son parcours dans le Silicium. Ce phénomène est appelé gain de multiplication. Il faut en moyenne 3,6 eV pour créer une paire électron-trou à 20 °C [SW89]. Par exemple, un électron incident de 2000 eV génère en moyenne 555 paires électron-trou. Ces charges secondaires sont générées proches de la surface, sur quelques dizaines ou centaines de nanomètres de profondeur, selon l'énergie incidente, comme il a été vu au paragraphe B.1.

Ces charges diffusent ensuite dans la couche épitaxiale. Une partie des électrons est collectée par la couche  $N$  (voir figure I.6). Le ratio du nombre d'électrons collectés sur le nombre total d'électrons secondaires générés est appelé Efficacité de Collection de Charges Globale (CCEG). Elle représente la part de signal utile collecté par la photodiode que constitue la jonction  $P/N$ .

Les charges issues d'un même électron peuvent se répartir sur plusieurs pixels, c'est le phénomène de diaphonie, limité dans le cas des CCD mais plus important dans le cas des CMOS [Mag03]. Le signal de pixels voisins pourra éventuellement être sommé pour en déduire une efficacité de collection de charges ou un gain sur un groupement de pixels [TBC<sup>+</sup>01].

Le gain de collection du capteur est la combinaison des deux phénomènes : la multiplication électronique et la diffusion des charges secondaires vers les diodes de collections. Ce gain doit être maximisé pour augmenter le signal utile du capteur. Pour une accélération de 2 keV, le gain de collection est de 100 à 200. Il est à comparer avec le bruit de lecture pour obtenir le SNR du système. Les pertes de signal doivent donc être minimisées. Un schéma de l'irradiation de la face arrière du Silicium est visible sur la figure I.12.

Les électrons secondaires non collectés sont perdus par recombinaison, soit en surface, soit en volume avec les trous. Les pertes par recombinaisons de surface sont dus à

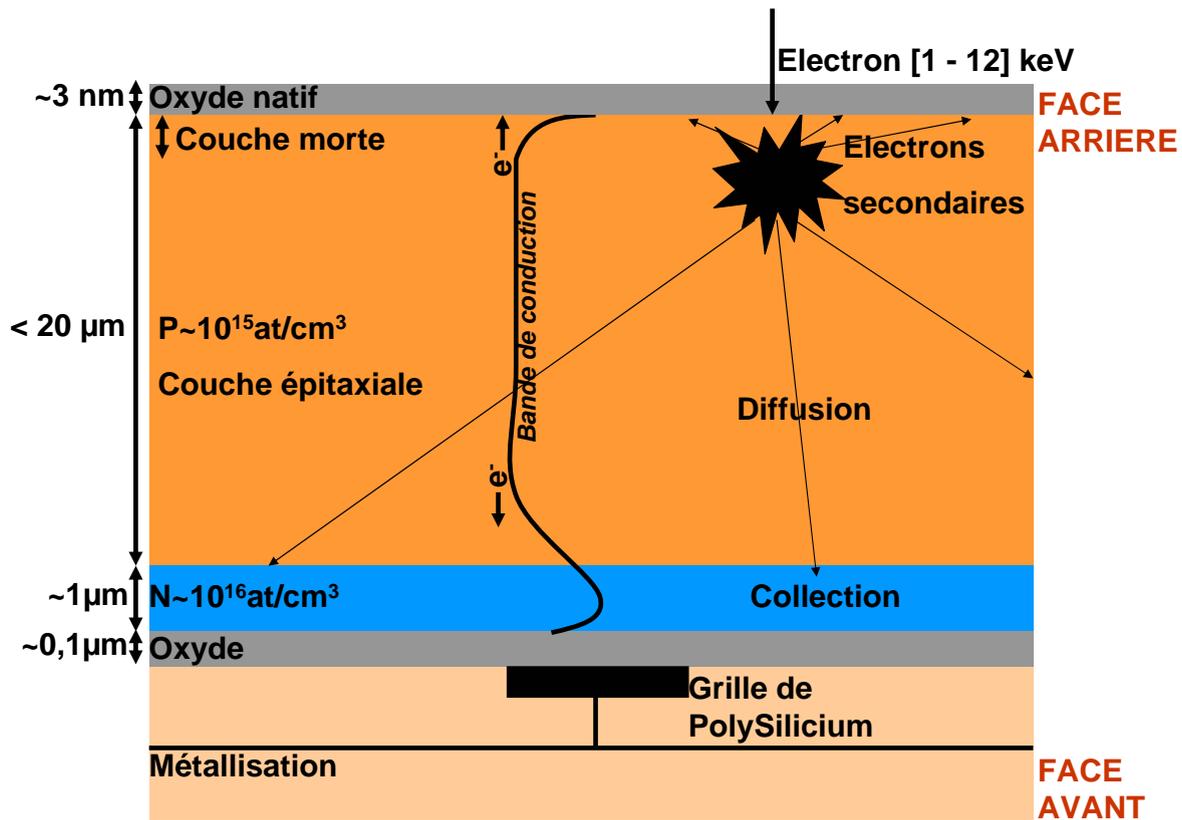


FIGURE I.12 – Schéma à l'échelle d'un pixel d'un capteur CCD irradié en face arrière montrant les phénomènes de multiplication et de diffusion des charges.

l'interface Silicium-Oxyde de Silicium natif. En effet, les défauts de l'Oxyde de Silicium natif présent naturellement à la surface ont tendance à se charger positivement [SW89], ce qui courbe défavorablement les bandes de conduction et de valence du Silicium, et induit un champ électrique et une zone de déplétion de plusieurs centaines de nanomètres [JEC<sup>+</sup>87, BDW91, BLP88]. Toute charge secondaire générée dans cette zone, soit une bonne partie des charges secondaires pour les faibles énergies incidentes sera entraînée vers la surface sous l'action du champ et recombinaisonnée par celle-ci. Cette zone est appelée la zone morte, ou Dead Layer en Anglais [BLP88].

Cette couche morte est d'autant plus critique qu'un abaissement du seuil de détection en énergie est recherché :

- le gain de multiplication est faible ; le rapport signal à bruit du capteur se dégrade donc lorsque l'énergie de l'électron primaire est abaissée ; toute perte doit donc être évitée pour préserver le signal ;
- la pénétration est plus faible à mesure que l'énergie de la particule primaire diminue ; le nombre d'électrons secondaires générés dans la couche morte augmente.

Le rôle néfaste de la face arrière doit donc être minimisé en la passivant, afin de rendre ces recombinaisons de surface inactives.

### B.3 Techniques de passivation du CCD aminci

En microélectronique, la passivation d'une surface consiste souvent à faire croître une fine couche de Dioxyde de Silicium par traitement thermique en atmosphère contrôlée et saturée en Dioxygène. Pour des applications où un volume de Silicium est irradié par des électrons, une telle technique s'avère être un frein à la pénétration de ces derniers, n'apportant ainsi aucune solution au problème et amplifiant même le rôle défavorable décrit précédemment. D'autres techniques de passivation de la face arrière ont donc été mises au point, et permettent d'abaisser le seuil de détection en énergie des capteurs CCD. Alors qu'il faut dépasser quelques dizaines de keV pour détecter un rayonnement en face avant [BLP88, SW89], il a été démontré la possibilité de détecter des irradiations de seulement 1 keV par la face arrière du capteur CCD aminci et passivé [DJE<sup>+</sup>87, RR91a].

#### B.3.1 La passivation par amincissement contrôlé

Cette technique consiste à laisser une fine couche de substrat  $P^+$  par un amincissement contrôlé [JEC<sup>+</sup>87]; cette couche de passivation joue alors le rôle de repoussoir des électrons par action d'un champ électrique induit par le gradient de dopage entre la couche  $P^+$  et la couche épitaxiale détectrice à dopage  $P$ . Cette technique est dite « par accumulation » puisque la structure de bande du Silicium ainsi modifiée présente une zone d'accumulation immédiatement sous la surface.

Si l'amincissement contrôlé de la face arrière semble compatible avec une irradiation électronique, elle a toutefois de nombreux désavantages qui expliquent qu'elle est peu mise en œuvre comme solution efficace de passivation [JEC<sup>+</sup>87] :

- l'amincissement étant un processus difficilement maîtrisable à plus ou moins deux microns, obtenir l'épaisseur optimale de couche  $P^+$  pour créer un champ électrique efficace est peu aisé ;
- le dopage  $P^+$  ne crée pas un champ électrique assez efficace ;
- la couche  $P^+$  est généralement obtenue par diffusion qui est une technique de dopage relativement grossière et qui provoque des inhomogénéités de dopages importantes.

#### B.3.2 La passivation par implantation ionique

Cette méthode consiste à amincir au maximum la face arrière du capteur en vue d'une irradiation électronique, puis à implanter une fine couche de dopage  $P^+$  aussi dopée et fine que possible. Ce sur-dopage, généralement par du Bore, crée un champ électrique dont l'intensité dépend directement du dopage activé. Même si le profil de dopage est ici mieux défini que par l'amincissement contrôlé, certains problèmes sont inhérents à l'implantation ionique [JEC<sup>+</sup>87] :

- le pic de concentration du Bore n'est pas situé directement sous la surface mais à quelques dizaines de nanomètres de profondeur, ce qui limite l'efficacité d'une telle passivation ;

- le bombardement ionique du Silicium crée des défauts dans le réseau cristallin, qui sont des centres de recombinaison pour les électrons secondaires ;
- pour activer électriquement les dopants, il faut procéder à un recuit haute température, peu ou pas compatible avec les technologies CCD et CMOS.

Cette technique de passivation impose donc une mise au point très fine des conditions d'implantation et de recuit et un choix minutieux des technologies à employer. Toutefois, cette technique est largement utilisée, d'après la littérature [DJE<sup>+</sup>87, BLP88, SW89, SKM<sup>+</sup>97]. Avec l'amélioration continue des techniques d'implantation et de recuit à plus faible température, cette technique a été remise au goût du jour. Cette passivation est étudiée plus en détail par la suite.

### B.3.3 La passivation par illumination UV intense

Cette technique consiste à illuminer la face arrière du capteur CCD aminci par un flux intense de rayonnement UV, autour de 250 nm, sous atmosphère constituée d'un mélange de gaz. Cette irradiation préalable entraîne la formation temporaire d'une fine couche de charges négatives entre l'Oxyde de Silicium et le vide qui a tendance à repousser les électrons vers le cœur du Silicium. Là aussi, cette technique souffre d'inconvénients majeurs [JEC<sup>+</sup>87, Les90] :

- elle ne fonctionne qu'à faible température et impose donc un refroidissement du capteur vers des températures inférieures à  $-50$  °C ;
- cette charge de la surface arrière est temporaire et doit être renouvelée.

### B.3.4 La passivation par dépôt fin de métal

En déposant, en face arrière du CCD, une fine couche de moins de 1 nm, voire une monocouche, d'un métal à haut travail de sortie, il se crée, à la surface, une injection de charge négative éloignant les électrons secondaires de la surface. Le métal utilisé peut être du Platine. Cette technique se nomme en Anglais « flash gate ». Elle a l'avantage d'être permanente et fournit de bons résultats [JEC<sup>+</sup>87, Les90].

Cette technique est toutefois peu employée en irradiation électronique. En effet, le Platine est un métal à fort numéro atomique ( $Z = 78$ ). Il induit donc un fort coefficient de rétrodiffusion des électrons, de l'ordre de 45% dans notre gamme d'énergie, selon une simulation par le logiciel de Monte-Carlo CASINO [DCJ<sup>+</sup>07], qui sera détaillée ultérieurement. Le dépôt d'une telle couche provoquerait donc une perte de signal trop importante par rétrodiffusion des électrons primaires. Ces pertes ont aussi lieu dans le Silicium, mais dans une moindre mesure, de 15 à 20% dans notre gamme d'énergie.

### B.3.5 La passivation par dopage delta

Cette technique consiste à faire croître, sous la couche d'Oxyde de Silicium natif, par épitaxie à jet moléculaire (« Molecular Beam Epitaxie », MBE), une fine couche nanométrique de Silicium qui comporte une monocouche de Bore. Il est démontré que cette structure permet la formation directement sous l'interface entre l'Oxyde de Silicium

et le Silicium, d'une couche de charge négative répulsive pour les électrons secondaires [DNB00]. La couche morte est totalement éliminée de cette manière. En illumination UV, cette technique produit d'excellents résultats et son emploi dans des conditions d'irradiation électronique de faible énergie a été prouvé [NYS<sup>+</sup>98]. Cette technologie produit des résultats stables sur une grande période de temps. De plus, la couche est homogène sur toute la surface du détecteur. Toutefois, elle est très coûteuse et est appliquée pour des produits de hautes performances comme l'imagerie UV scientifique.

## B.4 Applications des capteurs amincis

### B.4.1 L'imagerie des particules faiblement pénétrantes

#### B.4.1.i Le contrôle d'un faisceau hadronique

La hadronthérapie est employée comme radiothérapie dans le traitement du cancer pour la précision de son faisceau et sa meilleure capacité que les rayons X à cibler et tuer les cellules cancéreuses, grâce à son pic de Bragg prononcé. Après son accélération, le faisceau traverse une feuille d'Aluminium qui émet en conséquence des électrons secondaires ; ceux-ci sont ensuite focalisés sur un détecteur. L'analyse de ces électrons secondaires permet un contrôle de la taille, de l'intensité et de la position du faisceau. Le MAPS a donc été étudié pour cette application de contrôle de faisceau, dans le cadre d'un projet européen, SUCIMA [CAA<sup>+</sup>03]. Les électrons secondaires ont pour cette application une énergie maximale de 20 keV.

#### B.4.1.ii La Microscopie Electronique

La microscopie électronique est utilisée dans les domaines de la biologie, des matériaux, de la microélectronique, de la chimie pour son pouvoir à révéler la structure des objets avec une résolution inférieure à l'Angström, grâce aux lentilles électromagnétiques [DBR<sup>+</sup>07]. Cette technique utilise classiquement un scintillateur couplé à un capteur CCD ou un détecteur Everhart-Thornley comme moyen d'imagerie des électrons rétrodiffusés. Ces techniques dégradent fortement la résolution spatiale ; la Fonction de Transfert de Modulation (FTM) est environ de 20 paires de lignes.mm<sup>-1</sup>. Cette fonction traduit la résolution d'un capteur.

Une alternative est la détection des électrons incidents directement dans le Silicium par un MAPS ou un CCD aminci [DBR<sup>+</sup>07]. L'inconvénient du MAPS est la répartition de la charge sur plusieurs pixels due à la diffusion latérale des charges dans le Silicium et aussi sa sensibilité en énergie qui est de quelques keV. Ce dispositif a par contre l'avantage d'être résistant aux radiations contrairement aux CCD amincis. L'article [DBR<sup>+</sup>07] rapporte une sensibilité à 6 keV avec un MAPS non optimisé pour cette application et une couche de passivation épaisse. Or la tendance est à l'imagerie électronique de plus en plus faible énergie. Il y a donc un intérêt certain dans ce domaine pour un abaissement du seuil de détection autour de 1 keV.

### B.4.1.iii Les rayons Beta

Le Tritium est un marqueur radioactif utilisé en biologie, notamment cellulaire. La désintégration de ces atomes produit des particules  $\beta$  qui ont une énergie maximale de 18,6 keV, une énergie moyenne de 5,7 keV et une énergie de plus forte probabilité de 3,8 keV. Un moyen d'imagerie de ce rayonnement est un scintillateur liquide couplé à une caméra. Mais le temps d'exposition est de plusieurs jours avec cette technique du fait de sa faible efficacité quantique [Dep05]. Le principe du CCD couplé à un matériau scintillant comme le Phosphore diminue le temps d'exposition. Un capteur hybride, comme présenté au paragraphe A.1.2, peut aussi être une technique d'imagerie pour cette application. Mais la complexité de l'hybridation, le pas de pixel plus important que dans le cas du MAPS et son coût, incitent à une utilisation d'un capteur monolithique [Dep05]. Sa capacité à détecter un électron unique de 4 keV a été démontrée sur un MAPS aminci à  $8 \mu\text{m}$  avec un bruit de lecture de 25 électrons [Dep05]. L'intérêt pour abaisser le seuil de détection est là aussi évident ; cela permettrait la détection d'un plus grande nombre de rayons  $\beta$  d'énergie inférieure à 4 keV.

### B.4.2 La détection de particules élémentaires

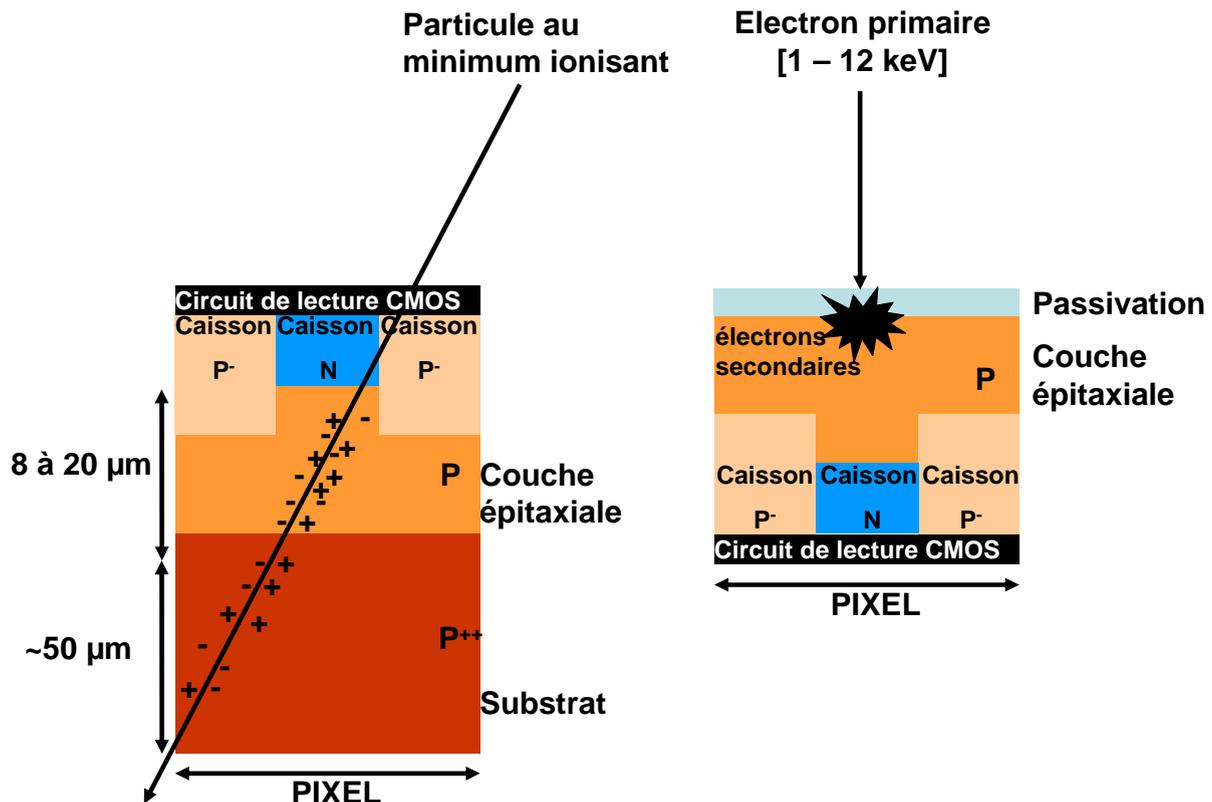


FIGURE I.13 – Schéma de comparaison des dispositifs pour la détection des particules de haute énergie et d'électrons de faible énergie.

Le capteur CCD a été utilisé comme détecteur de particules de haute énergie dans des expériences avec collisions de faisceaux [DFG<sup>+</sup>98]. Ce capteur peut être aminci jusqu'à quelques dizaines de microns pour éviter les diffusions multiples des particules qui le traversent. La faible tenue aux radiations de ces dispositifs limitent leur utilisation. De plus, cette application réclame des fréquences images de l'ordre de 1 kHz ou plus. Les capteurs hybrides (présentés au paragraphe A.1.2), pour lesquels le matériau détecteur est hybridé sur le lecteur CMOS, leur sont préférés pour détecter des collisions se produisant toutes les 25 ns [Tur01]. Les MAPS ont clairement un avantage sur les capteurs hybrides en terme de résolution spatiale, de consommation électrique et de coût. C'est pourquoi ces détecteurs sont envisagés pour les expériences du future l'ILC (**I**nternational **L**inear **C**ollider) [BCC<sup>+</sup>06].

L'exemple de l'utilisation des MAPS en physique subatomique de haute énergie est un exemple de dispositif avec un facteur de remplissage de 100%. Ils sont employés pour détecter des particules au minimum d'ionisation issues de désintégration. Cette application requiert que le détecteur soit sensible sur toute son aire [TBC<sup>+</sup>01]. Les particules traversent le détecteur par la face avant sans interagir avec les différents niveaux de métal du fait de leur grande énergie. Elles génèrent en volume dans la couche épitaxiale environ 80 paires électron-trou par micromètre de parcours [TBC<sup>+</sup>01]. Un amincissement éventuel du substrat jusqu'à quelques dizaines de micromètre (voir figure I.1) permet d'alléger le budget matière du détecteur, mais n'améliore pas son SNR, puisque les particules primaires, traversant la face avant, génèrent des charges proches des diodes de collection. Plus largement, cette application profite des avantages du MAPS : vitesse de lecture supérieure à 1000 images par seconde [MLNZ<sup>+</sup>06], résistance aux radiations, pas du pixel compatible avec la résolution micrométrique voulue, intégration de fonctions de traitement du signal sur la puce et faible consommation de celle-ci [TBC<sup>+</sup>01].

La figure I.13 montre la différence du profil de génération des charges secondaires pour cette application de haute énergie et celle où le MAPS est irradié par des électrons de faible énergie. L'amincissement dans ce premier cas n'est pas un moyen de gagner en rapport signal à bruit.

### B.4.3 L'imagerie à bas niveau de lumière jusqu'au photon unique

La sensibilité d'un dispositif pixellisé à de faibles flux de photon dans le domaine du visible est une qualité recherchée dans de nombreuses applications :

- militaire pour la vision nocturne ou le capteur peut être intégré dans un dispositif autonome portable [ACA<sup>+</sup>05, FLM<sup>+</sup>09] ; il doit donc avoir une consommation énergétique inférieur au Watt ; la cadence image doit être de l'ordre de 25 Hz pour être supérieure à la rémanence de l'oeil humain ;
- médicale [DCD<sup>+</sup>10, BDB<sup>+</sup>07] ;
- physique subatomique pour la détection des radiations Cherenkhov [Jor99] ;
- imagerie astronomique [AES<sup>+</sup>02].

Le phénomène de multiplication électronique dans le Silicium est utilisé par l'EBCCD (pour **E**lectron **B**ombarded **C**CD) pour amplifier un signal lumineux de faible flux. La

photocathode, constituée d'un matériau semi-conducteur comme l'AsGa, délivre des électrons par effet photoélectrique. Son rendement quantique est de quelques dizaines de pourcent. Ces électrons primaires sont accélérés par une haute tension de l'ordre de quelques keV vers la face arrière d'un CCD aminci. Le gain du système est donc assuré par le gain de collection des électrons secondaires décrit dans le paragraphe B.2. Si le bruit de lecture est suffisamment faible, de l'ordre 10 à 100 électrons par pixel à 10 MHz de fréquence pixel, le système peut être sensible au photon unique pour des tensions d'accélération de 6 keV [ESR<sup>+</sup>92]; le gain de collection est alors de 1100 électrons.

Il y a deux intérêts à abaisser la tension d'accélération des électrons vers la face arrière du CCD : tout d'abord, la consommation énergétique liée à la haute tension est réduite; deuxièmement, à partir de 1,74 keV, des rayons X sont générés dans le Silicium; ce phénomène physique, détaillé dans le chapitre II, est lié à la diffusion de l'électron primaire dans le Silicium; or le parcours moyen de ces rayons X avant absorption dans le Silicium, 12  $\mu\text{m}$ , leur permet d'atteindre le circuit de lecture où ils dégradent la qualité des Oxydes de Silicium [RR91a]. Le courant d'obscurité grandit, venant accroître le bruit de lecture. C'est pour cette raison que les EBCCD, très sensibles aux radiations, ont une durée de vie de seulement quelques milliers d'heures [BC<sup>+</sup>98].

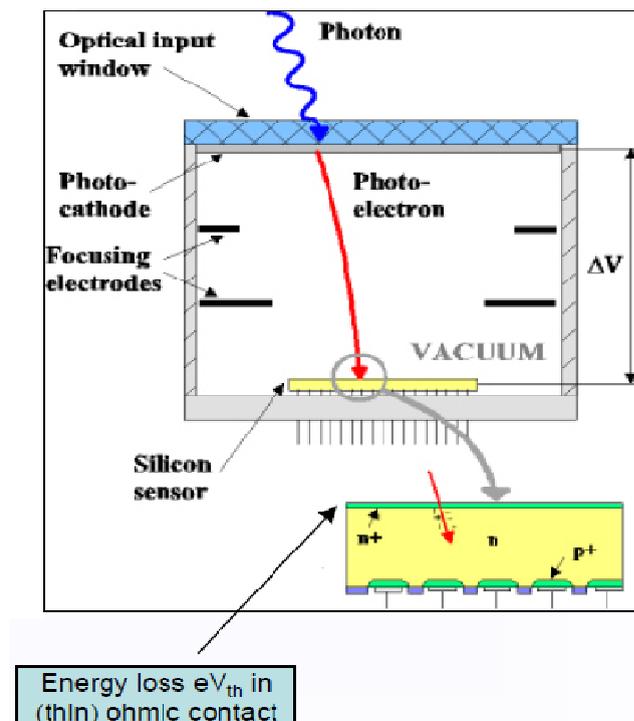


FIGURE I.14 – Schéma d'un HPD [Gys99].

Il existe d'autres dispositifs sensibles au photon unique. Parmi ceux-ci se trouve l'Hybride Photon Detector (HPD). La figure I.14 schématise un tel dispositif. Des diodes en Silicium, polarisées en inverse, sont placées en vis à vis d'une photocathode dans un tube sous vide. La haute tension appliquée entre le détecteur et la photocathode accélère les

photoélectrons vers le Silicium, générant ainsi un gain de multiplication [Gys99]. Celui-ci peut, dans certains cas, être amplifié par la polarisation en avalanche de la diode détectrice. Le temps de lecture de ces dispositifs constitue un de leurs avantages sur l'EBCCD, car il peut être aussi faible que quelques centaines de nanosecondes par pixel [BCJ<sup>+</sup>04]. De plus, ils ont un meilleur SNR, du fait de leur architecture de pixel plus simple [GDL<sup>+</sup>95]. Leur désavantage est leur grand pas de pixel, du fait de leur hybridation avec un circuit de lecture externe au tube. Ainsi les pixels ont des côtés de quelques centaines de micromètres [BCJ<sup>+</sup>04]. De plus la tension d'accélération de ces dispositifs est supérieure à 15 keV [Gys99].

Profitant de ces deux technologies, l'EBCMOS (pour **E**lectron **B**ombarded **C**MOS) est un tube sous-vide dans lequel un MAPS aminci est placé en vis à vis d'une photocathode. Un schéma de l'EBCMOS est présenté par la figure I.15. Il combine les avantages de la technologie HPD avec ceux de la technologie EBCCD : grande vitesse de lecture (500 images par seconde), faible haute tension, de l'ordre de quelques kV, matrice avec un nombre de pixels supérieur à 1 million, sensibilité au photon unique, bruit de lecture de quelques électrons par pixel, pas de pixel décamicrométrique conférant une sensibilité spatiale micrométrique, fonction de traitement du signal dans le dispositif [DCD<sup>+</sup>10].

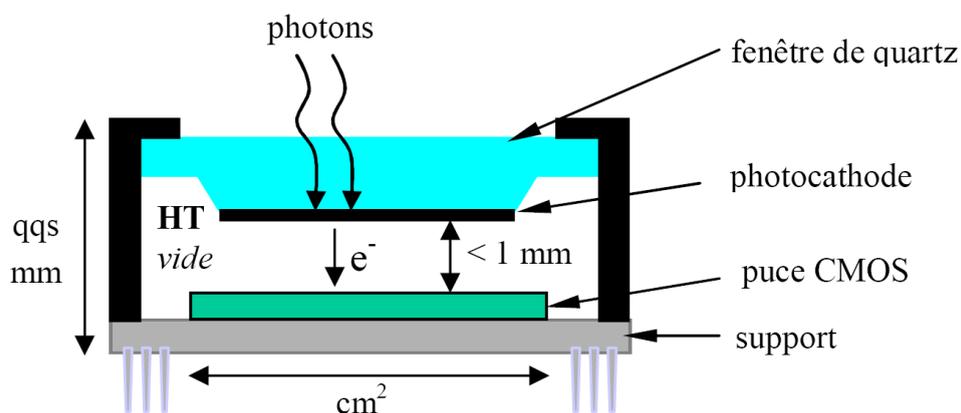


FIGURE I.15 – Schéma d'un EBCMOS [DCD<sup>+</sup>10].

Ces trois systèmes tirent profit de la multiplication des photoélectrons, accélérés dans le Silicium, pour amplifier un signal lumineux faible voire un photon unique. Or, les capteurs CMOS et CCD tendent de plus en plus vers des architectures de pixels qui leur permettent de présenter de faibles bruits de lecture de l'ordre de 1 électron par pixel [VFL<sup>+</sup>08, FLM<sup>+</sup>09], notamment pour des applications scientifiques. À terme, le bruit infime de ces capteurs, allié à un fonctionnement en face arrière amincie, leur permettront

de s'affranchir de la photocathode. Il est probable que le SNR sera tel qu'il permettra une détection du photon unique. Il faut s'assurer pour cela d'une bonne collection des charges photogénérées notamment pour des rayonnements faiblement pénétrant originaire des bandes UV et visibles. La passivation est alors cruciale pour éviter toute perte de signal.

## C Passivation du capteur CMOS aminci

Les deux techniques de passivations des capteurs CCD et CMOS amincis en face arrière qui s'avèrent, d'après la littérature, les plus prometteuses pour l'irradiation électronique sont l'implantation ionique de Bore et la technique par dopage delta décrites au paragraphe B.3. Toutefois, cette dernière semble relativement coûteuse et réservée à des applications de niche comme l'étude spatiale des vents solaires [LNJ<sup>+</sup>06] ou l'imagerie astronomique en général. Il n'y a que très peu d'articles faisant référence à d'autres applications en dehors de l'astronomie ou de la spectroscopie.

Quant à l'implantation ionique, elle est préférée dans le domaine de l'intensification de lumière. En effet, certains progrès considérables ont été effectués dans le domaine de la microélectronique permettant l'obtention de profils de dopage fins et ultra-dopés. Les techniques d'implantation ionique ont ainsi évoluées dans les années 90 et 2000 vers des technologies à faible énergie, minimisant la pénétration des ions précurseurs du dopage. De même les recuits nécessaires à l'activation électrique de ces dopants ont augmenté leur efficacité tout en abaissant leur température de fonctionnement préservant ainsi l'intégrité de fonctionnement du circuit CMOS sous-jacent. Il est donc proposé d'étudier différentes techniques d'implantations ioniques appliquées à la passivation des MAPS amincis.

### C.1 Revue des procédés de la passivation par implantation ionique

Dans le domaine des procédés de la microélectronique, le profil de dopage appliqué aux MAPS amincis est nommé « jonction ultra-mince » ou « **Ultra Shallow Junction** » (USJ). L'aspect abrupt des flancs de dopage, la profondeur du maximum de dopage et le pourcentage d'activation des dopants sont des bons indicateurs au premier ordre de la performance de la couche de passivation. Les deux paragraphes suivants passent en revue différentes techniques qui permettent de parvenir à cet objectif.

#### C.1.1 Implantation des dopants

##### C.1.1.i Cas général de l'implantation ionique

L'implantation des atomes dopants doit être optimisée pour être en concentration maximale et en surface ; un dopage proche de la solubilité maximale du Bore dans le Silicium, c'est à dire de l'ordre de  $10^{20}$  at.cm<sup>-3</sup>, semble accessible ; le pic de dopage doit être situé au plus proche de la surface, soit quelques nanomètres.

Le Bore est le meilleur dopant pour réaliser des jonctions ultra-minces à dopage accepteur [Lam05, p.24]. En effet, de par sa petite taille, cet atome peut être implanté à faible énergie. De plus, il a une faible énergie d'ionisation et enfin il est soluble en grande quantité dans le Silicium.

L'implantation ionique consiste à accélérer, par l'intermédiaire d'un champ électrostatique, des ions ou des molécules ionisées monoénergétiques, de quelques keV, vers la cible à planter. La profondeur d'implantation dépend principalement de la masse et de la charge de l'espèce implantée et de l'énergie d'implantation qui est réglée par la tension d'accélération des ions. Par cette technologie, l'énergie d'implantation ne peut pas être inférieure à quelques keV. La dose de dopants est quant à elle contrôlée par le courant d'ions et par le temps d'exposition de la cible à ce courant.

Pour procéder au surdopage de la face arrière des MAPS, il convient d'abaisser l'énergie d'implantation et d'augmenter la dose [Lam05, p.27]. Cela pose deux problèmes :

- les phénomènes de « canalisation » du Bore dans le Silicium augmentent la pénétration de l'ion implanté et sont très présents à faible énergie, de l'ordre du keV ;
- des défauts dans le cristal de Silicium sont générés le long du parcours des ions ; plus la dose est importante, plus ces défauts seront nombreux, pouvant même conduire à une amorphisation du Silicium ; par ailleurs, ces défauts cristallins sont des centres de recombinaisons potentiels pour le nuage d'électrons secondaires générés par l'électron incident de faible énergie occasionnant ainsi une perte de signal ; ces défauts cristallins doivent donc être limités ; le recuit de post-implantation dont un des rôles est de guérir ces défauts cristallins, doit être suffisamment efficace pour une dose donnée.

### C.1.1.ii Implantation par immersion plasma

Ce procédé fait son apparition dans le domaine de la microélectronique au début des années 1990. Le substrat est placé à proximité d'un plasma contenant les ions à planter. Un champ électrique accélère ceux-ci sur la cible. Cette méthode est par contre peu sélective et des impuretés présentes dans le plasma peuvent de même être implantées [Her05, p.21]. Son avantage est de pouvoir aborder de plus faibles énergies d'implantation que l'implantation ionique classique. Par contre, les phénomènes de canalisation sont toujours présents.

### C.1.1.iii Apport de la préamorphisation

Il est possible de procéder à une amorphisation de la surface du Silicium, préalable à l'implantation de Bore, par implantation d'un ion lourd. Le Germanium est un bon candidat puisqu'il génère des couches amorphes homogènes en épaisseur et débouchant sur la surface [Her05, p.32]. De cette manière, les effets de canalisation sont réduits ; par conséquent, le Bore, à conditions égales, pénètre moins en profondeur dans le Silicium amorphe que dans le Silicium cristallin [Her05, p.30]. Il a été démontré que la zone implantée en

Bore correspond à la zone préamorphisée. Un autre avantage de cette préamorphisation est l'abaissement de la température de recuit de 250 °C par rapport au Silicium cristallin, dans le cas d'un recuit laser [Her05, p.32].

Par contre, de nombreux défauts appelés « défauts fin de course », ou « end-of-range », sont générés sous la couche amorphisée. En effet, au début de sa course, le flux de Germanium a assez d'énergie pour amorphiser le Silicium. A partir d'une certaine profondeur, il ne reste pas assez d'énergie cinétique au Germanium pour préamorphiser le Silicium mais il perturbe le réseau cristallin. Ces défauts sont difficiles à corriger par un recuit.

### C.1.2 Le recuit post-implantation

Le recuit qui suit l'implantation ionique des dopants a deux rôles :

- activer électriquement les dopants en les faisant migrer d'un site interstitiel de la maille cristalline de Silicium vers un site substitutionnel ; l'activation doit ici être proche de 100% ;
- guérir les défauts cristallins de l'implantation ou même recristalliser le Silicium dans le cas où il a été procédé à une préamorphisation.

Plusieurs méthodes plus ou moins adaptées à notre problématique ont été mises au point [Her05, p.33].

#### C.1.2.i Techniques de recuit par la chaleur

Le recuit classique consiste à chauffer l'échantillon dans un four suivant des rampes de montée et de descente en température. L'important budget thermique de ce procédé le rend incompatible avec le circuit CMOS sous-jacent qui ne supporte pas les températures supérieures à 400 °C. Par ailleurs, la diffusion des dopants de Bore provoquée par la trop forte augmentation de la température induit une épaisseur de zone dopée activée très importante.

Le recuit thermique rapide ou « **R**apid **T**hermal **P**rocessing » (RTP) consiste à effectuer des rampes de montée et descente en température très rapide pour que l'échantillon ne se trouve jamais à son équilibre thermique. La source de chaleur peut-être une lampe Infra-Rouge.

Les recuits dits « flash » permettent une diminution supplémentaire des rampes de température par utilisation de lampes à flash comme source de chaleur.

Afin de limiter la diffusion des dopants aux hautes températures inhérentes à ces recuits, des recuits à basse température, inférieure à 750 °C, ont été mis au point comme la recristallisation par épitaxie en phase solide qui nécessite une préamorphisation comme décrite au paragraphe C.1.1.iii. Le recuit à des températures aussi faibles que 550 °C active les dopants et guérit une partie des défauts, ceux situés les plus en surface [LPD<sup>+</sup>03]. Toutefois, il reste une grande quantité de défauts type fin de course.

### C.1.2.ii Technique de recuit laser

« Le recuit laser » ou « laser annealing » est très populaire pour les recuits de la face arrière des détecteurs amincis après implantation, car l'élévation de température est en surface et n'atteint pas le circuit CMOS qui ne voit que des températures inférieures à 400 °C [SCK<sup>+</sup>87]. Le laser utilisé ici a la particularité d'être de forte puissance, pulsé sur des durées de l'ordre de plusieurs dizaines à centaines de nanosecondes. Lors du balayage du faisceau, l'énergie déposée suffit à fusionner le Silicium sur une très faible profondeur déterminée par l'intensité du laser [Bel79]. Le Silicium se solidifie ensuite suivant un cristal en réorganisant les dopants en site substitutionnel. Il est montré que la profondeur de la jonction fine est déterminée uniquement par la fluence du laser [Her05, p.41] [FMS<sup>+</sup>02]. L'énergie délivrée par unité de surface pour une impulsion laser est appelé « fluence ». La fluence est de l'ordre du  $\text{J.cm}^{-2}$  et dépend de la durée d'une impulsion laser. La difficulté de cette technique d'activation est l'homogénéité du recuit, surtout pour des wafers de grande taille.

### C.1.3 Les paramètres clefs des procédés de passivation

Considérons le cas d'une implantation ionique classique ou assistée par plasma, avec préamorphisation au Germanium ou non, suivi par un recuit laser ; les principaux paramètres du procédé de passivation qui vont influencer le profil de dopage sont :

- l'énergie d'implantation du Germanium qui va déterminer la profondeur de la zone préamorphisée et des défauts fins ;
- la dose de Bore qui doit être maximisée pour obtenir un fort dopage sans être trop importante pour ne pas générer trop de défauts dans le réseau cristallin ;
- l'énergie d'implantation du Bore qui doit être minimale pour un profil le plus étroit possible ;
- la fluence du laser doit être un compromis entre la guérison des défauts cristallins et une diffusion minimale des dopants ;
- la vitesse de balayage et la durée de l'impulsion pour l'homogénéité du recuit laser sur toute la surface du wafer.

Autrement dit, la profondeur du dopage est principalement déterminée par l'énergie d'implantation du Germanium et du Bore et par la fluence du laser. La concentration en dopant est contrôlée par la dose de Bore implantée.

## C.2 Présentation des dispositifs de test

Afin d'obtenir le profil de dopage le plus étroit possible, une combinaison optimale des paramètres précédents doit être obtenue. Des fournisseurs ont été sélectionnés dans cette optique et des procédés de passivation ont été élaborés chez chacun d'eux. Finalement, des imageurs CMOS amincis et passivés suivant six procédés différents ont été obtenus et mis à disposition pour ces travaux.

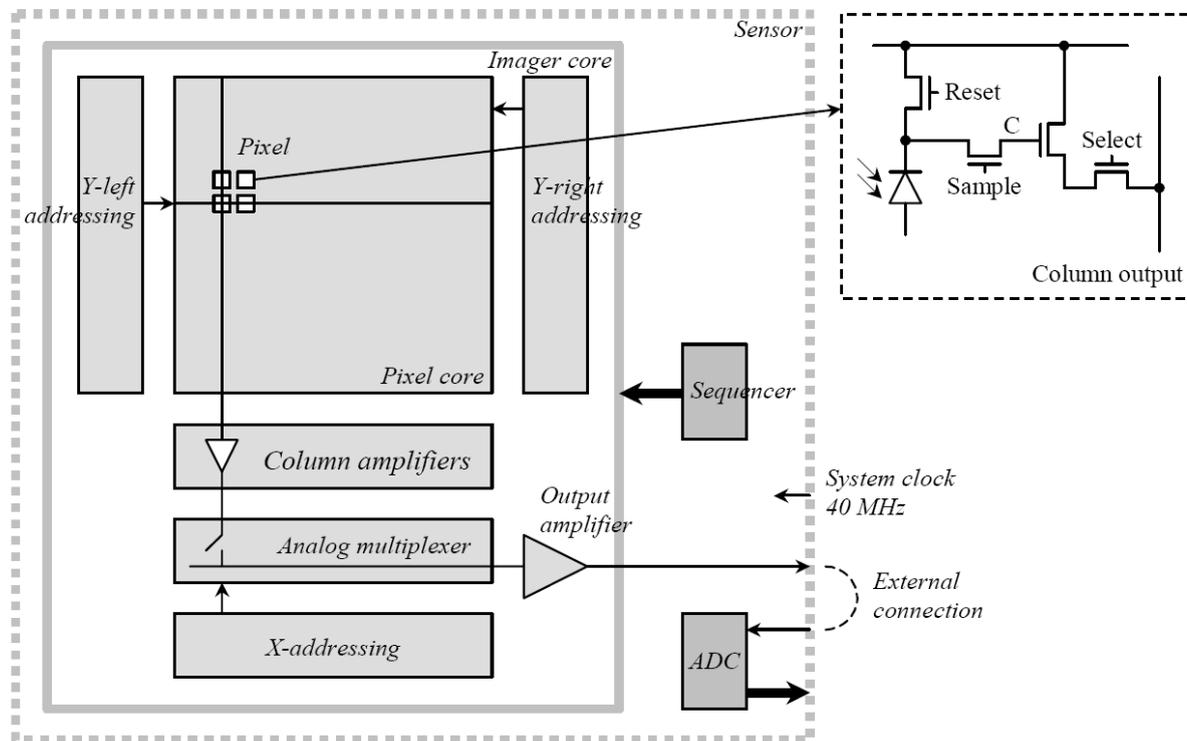


FIGURE I.16 – Schéma électronique d'un pixel et de la matrice du capteur CMOS commercial [Cor].

### C.2.1 L'imageur CMOS

L'imageur CMOS employé comme support de test des différentes techniques de passivation est un capteur CMOS commercial [Cor]. Voici ces caractéristiques principales :

- Dimensions : 1280 colonnes et 1024 lignes soit 1,3 Méga pixels ;
- Pas du pixel :  $6,7 \mu\text{m}$  ;
- Fréquence image : 27 Hz ;
- Double échantillonnage non corrélé ;
- Gain de sortie programmable de 1 à 11 ;
- Temps d'intégration réglable : 1 à 1024 lignes ;
- Architecture pixel : 4 transistors (se reporter à la figure I.16) ;
- Bruit de lecture : 40 électrons RMS.

### C.2.2 Les passivations étudiées

Les véhicules de test ont été amincis en face arrière jusqu'à  $8 \mu\text{m}$  de couche épitaxiale dopée *P* puis passivés suivant des procédés ou des fournisseurs différents :

- la passivation A consiste en une implantation à faible énergie et un recuit laser par un fournisseur 1 ;
- la passivation B consiste en une implantation à faible énergie et un recuit laser par un fournisseur 2 ;
- la passivation C consiste en une implantation à faible énergie et un recuit laser par un fournisseur 3 ;
- la passivation D consiste en une implantation à faible énergie avec préamorphisation Germanium et un recuit laser par le fournisseur 2 ;
- la passivation E consiste en une implantation à faible énergie avec préamorphisation Germanium et un recuit laser par le fournisseur 3 ;
- passivation F : consiste en une implantation à faible énergie et un recuit laser par un fournisseur 4.

### C.2.3 Le profil type de dopage des passivations

Dans le cadre d'une analyse préliminaire des performances de ces passivations, leur profil de dopage est recherché. Pour cela, il est fait appel à deux caractérisations physico-chimique : une analyse dite SIMS (pour **S**econdary **I**on **M**ass **S**pectroscopy, soit la spectrométrie de masse d'ions secondaires) et une analyse type ECV (**E**lectrochemical **C**apacitance **V**oltage pour analyse en tension-capacité électrochimique).

L'analyse SIMS est une méthode physico-chimique qui permet de connaître le profil de concentration d'atomes dans un échantillon. Elle détermine donc le profil de Bore des échantillons avec une précision en profondeur de quelques nanomètres. Cette technique est sensible à des concentrations d'atomes aussi faibles que  $10^{15}$  à  $10^{17}$  at.cm<sup>-3</sup>, suivant les conditions expérimentales utilisées.

Dans un bâti d'analyse SIMS, un faisceau d'ions accélérés à des tensions de quelques keV pulvérise sur l'échantillon une surface de quelques dizaines/centaines de microns. Dans la matière pulvérisée sont mêlés des radicaux, des ions et des atomes. Les ions sont filtrés en masse par un champ magnétique. Un détecteur compte le signal généré par chaque espèce. Un premier graphique qui donne le signal en fonction du temps pour chaque espèce en est déduit. En mesurant la profondeur du cratère avec un profilomètre à stylet, la vitesse de gravure est déduite. En supposant celle-ci uniforme, la profondeur en chaque instant est connue. Ensuite, le signal est converti en concentration par la mesure d'étalons dont le dopage est connu.

Il est important de noter que cette analyse comptabilise à la fois les atomes de Bore en site substitutionnel qui ont un rôle électrique et ceux qui se trouvent en site interstitiel dans la maille de Silicium qui ne sont donc pas activés électriquement. Cette analyse ne donne donc aucune information quant à l'activation électrique.

Une analyse de type ECV est associée à l'analyse SIMS. Cette méthode a la capacité de quantifier l'activation des dopants. Un cratère est gravé dans le substrat par une solution électrolytique qui dissout le Silicium et les atomes de dopants. Cycliquement, après gravure, cette solution est soumise à une différence de potentiel fixe. La capacité dynamique de cette solution, mesurée par petite variation basse fréquence de la tension,

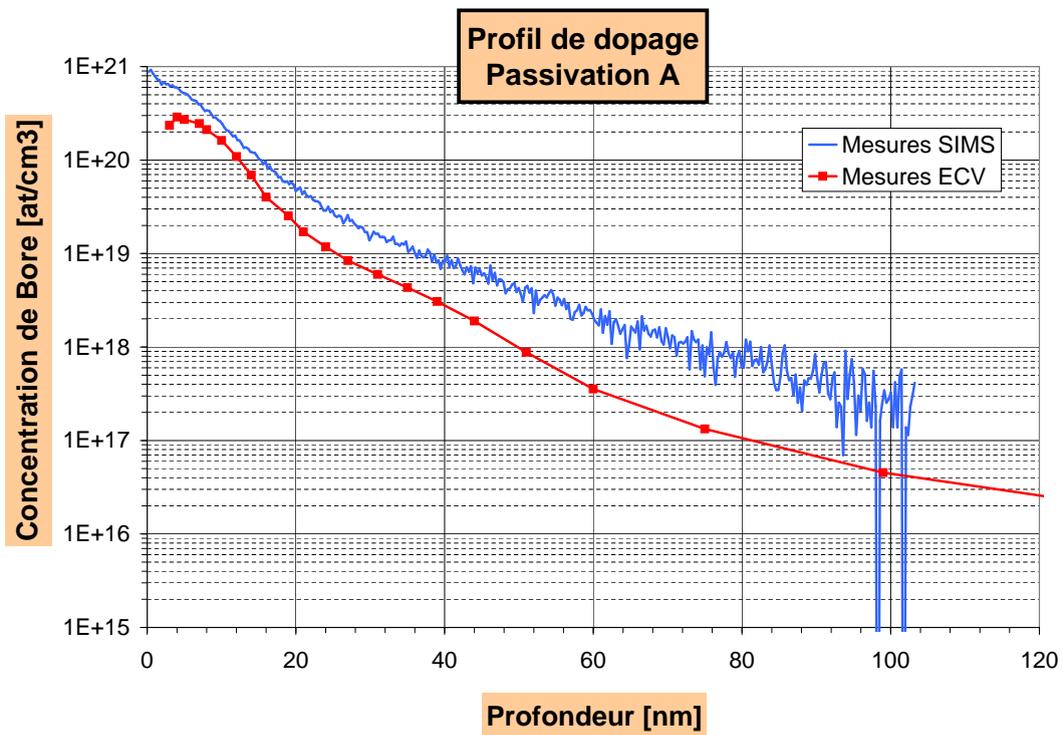


FIGURE I.17 – Profil de dopage en Bore de la passivation A.

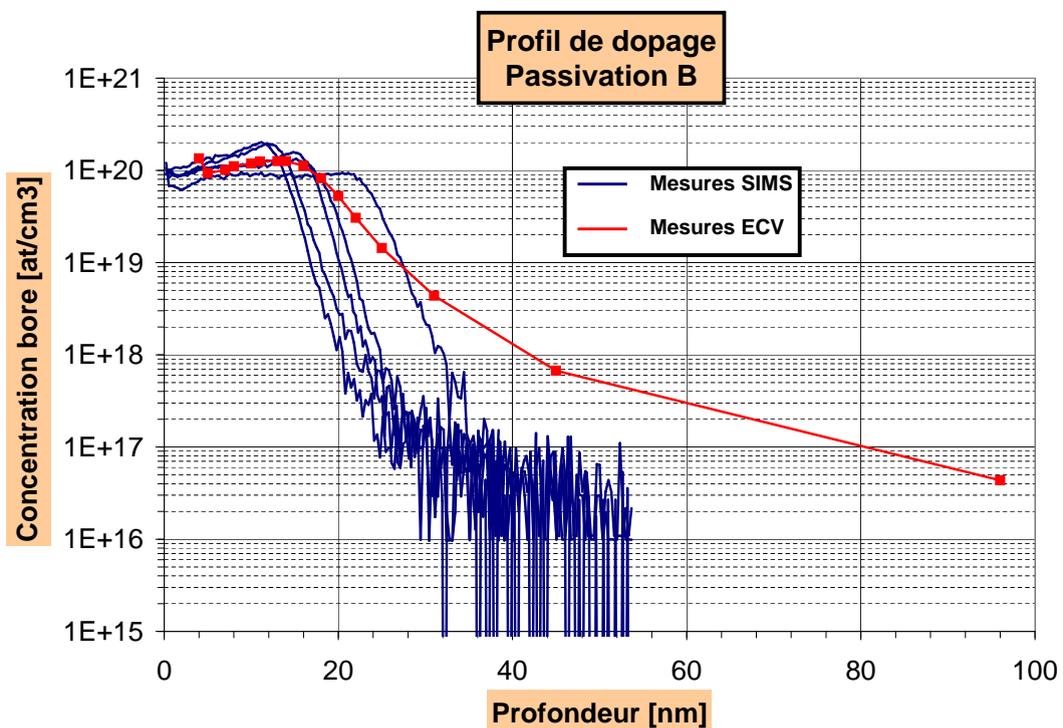


FIGURE I.18 – Profil de dopage en Bore de la passivation B.

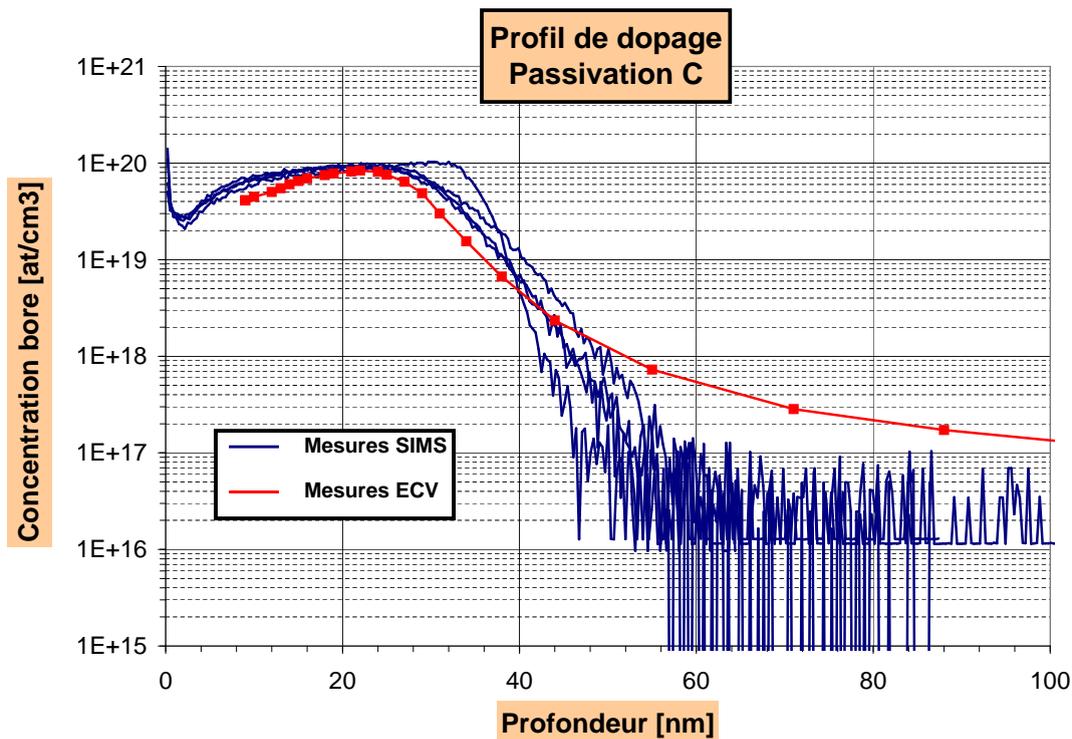


FIGURE I.19 – Profil de dopage en Bore de la passivation C.

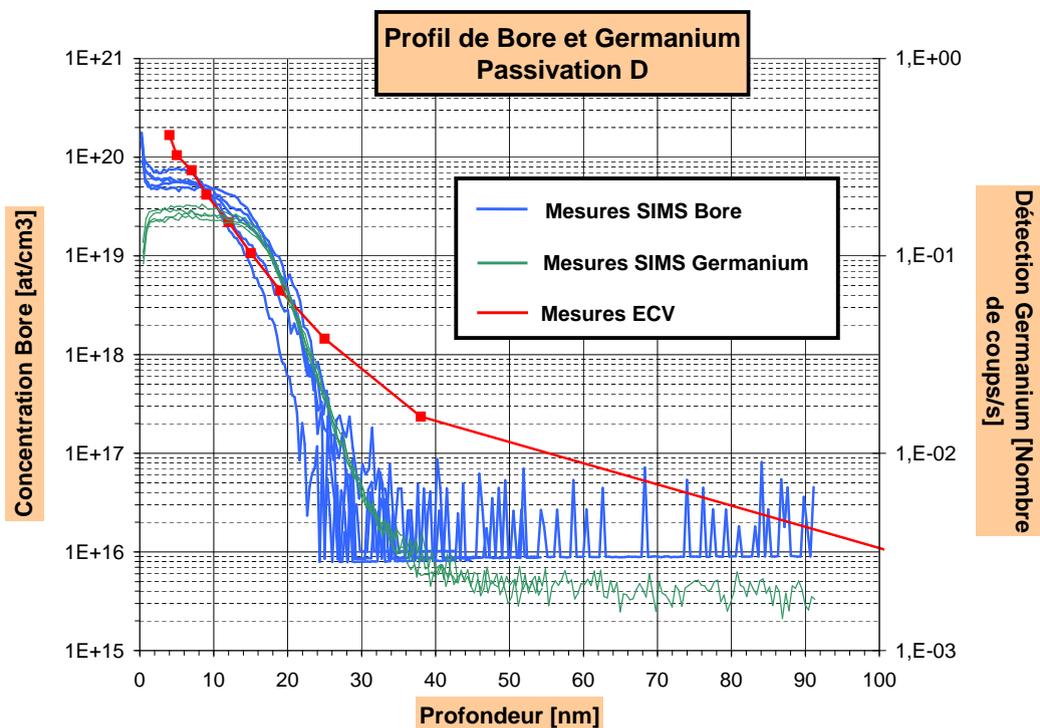


FIGURE I.20 – Profil de dopage en Bore de la passivation D et profil de Germanium.

est dépendante du dopage activé.

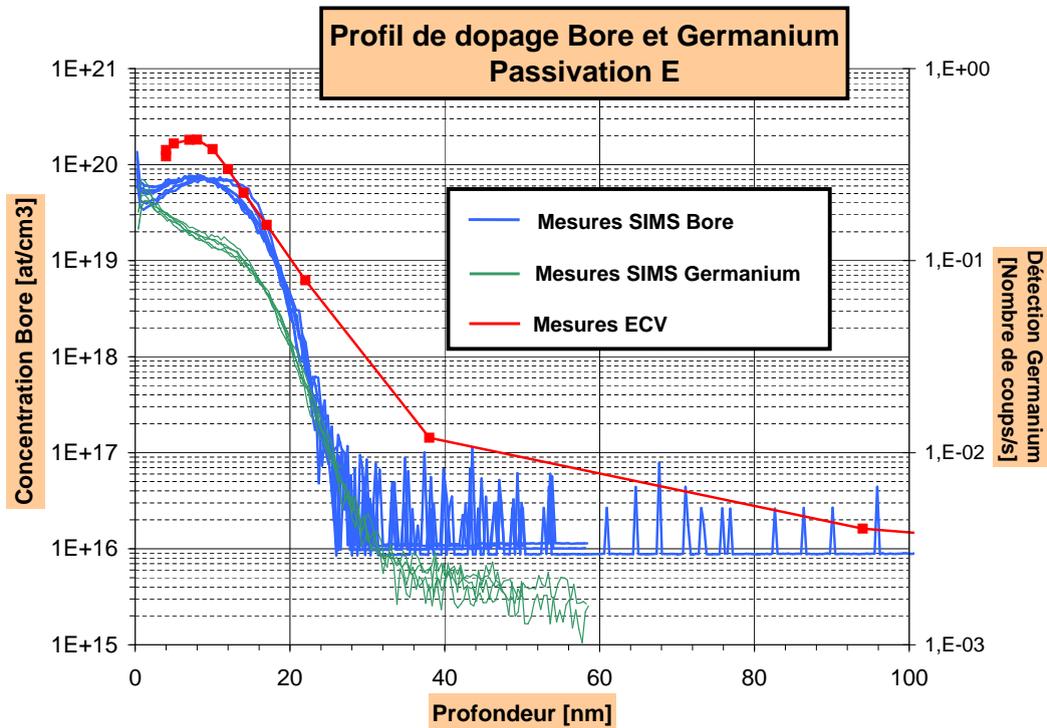


FIGURE I.21 – Profil de dopage en Bore de la passivation E et profil de Germanium.

Les figures I.17 à I.22 montrent la variation de la concentration de l'atome de Bore en fonction de la profondeur dans la couche épitaxiale de la face arrière de nos dispositifs de test, par analyses SIMS et ECV superposées. Les mesures SIMS ont été effectuées à plusieurs emplacements sur une même puce, ce qui permet de constater l'homogénéité de la passivation. néanmoins, le petit nombre de points de mesure relativise cette affirmation. La mesure ECV n'a été effectuée qu'une seule fois. La courbe de la figure I.23 montre le profils SIMS le plus représentatif de chaque passivation, c'est-à-dire le profil SIMS qui a un comportement moyen.

Il est constaté que les profils présentent parfois une zone décroissante abrupte en surface, sur quelques nanomètres. Cela correspond au temps de stabilisation de la mesure et ne relève en rien d'un dopage réel. Cette zone sera occultée par la suite dans les analyses de profil.

La figure I.17 montre que la passivation A n'est pas activée totalement. Cette activation est chiffrée à environ 60% en surface et seulement 15% à 50 nm de profondeurs. Par contre, les figures suivantes montrent que les passivations B à E sont globalement totalement activées. Aucune mesure d'activation n'a été effectuée pour la passivation F du fait de l'inhomogénéité de la passivation.

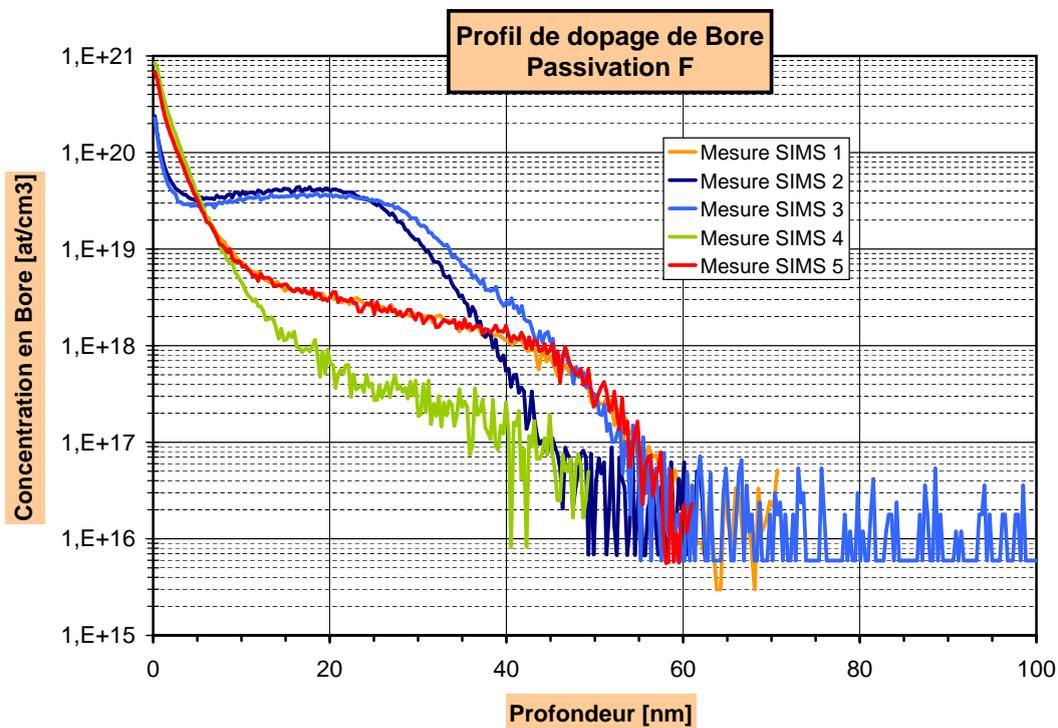


FIGURE I.22 – Profil de dopage en Bore de la passivation F.

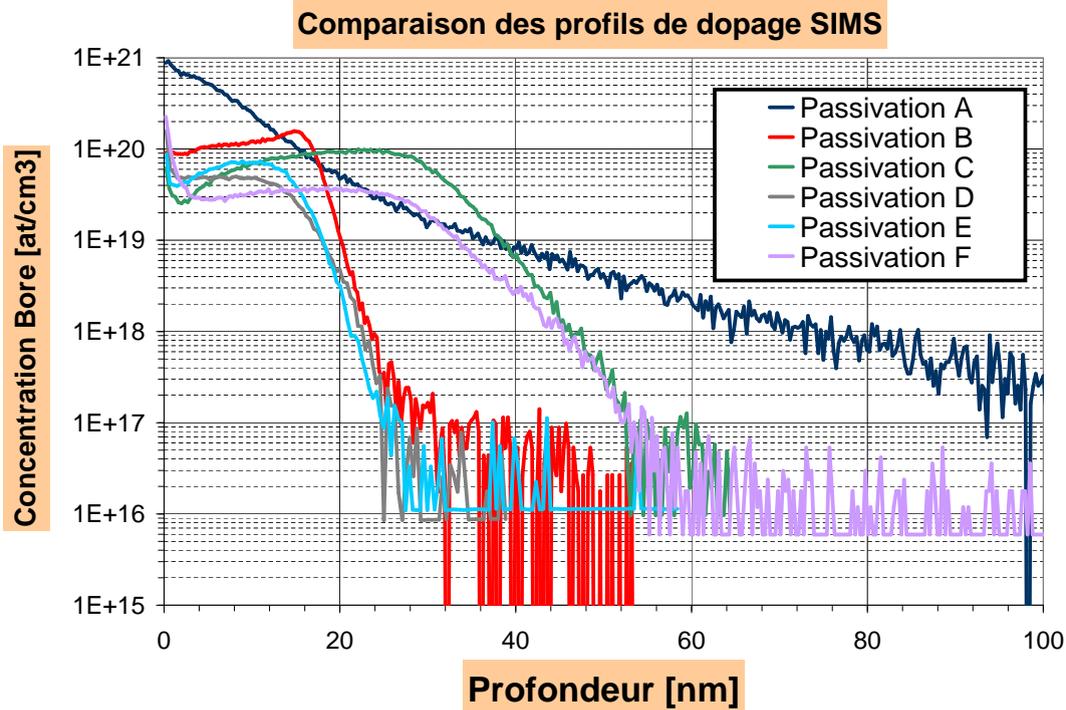


FIGURE I.23 – Sélection des profils SIMS représentatifs de chaque passivation.

A l'exception du profil de dopage de la passivation A, la plupart des profils de dopage montrés ci-dessus présentent un pic de concentration en espèce dopante à plusieurs nanomètres de profondeur, délimitant trois zones de dopage distinctes :

- zone à dopage croissant de la surface jusqu'à quelques dizaines de nanomètres ; cette zone est appelée « zone morte » ou « couche morte » ; son rôle néfaste pour la collection des charges sera décrit dans le paragraphe suivant ; sa profondeur est notée  $z_m$  ;
- zone à dopage décroissant ; cette zone est nommée « zone active » ou « couche active » ; son rôle bénéfique pour collection des électrons par les diodes sera décrit dans le paragraphe suivant ; sa profondeur est notée  $z_a$  ; la grandeur  $t_a = z_a - z_m$  représente donc son épaisseur ;
- zone à dopage constant correspondant à la couche épitaxiale ; sur cette zone le bruit de mesure est important ; en effet, la mesure est étalonnée pour des fortes concentrations de Bore et est donc très imprécise pour des concentrations de dopage de l'ordre de grandeur de la couche épitaxiale ; généralement la limite de la couche de passivation est fixée lorsque le dopage atteint une concentration de  $10^{18}$  at.cm<sup>-3</sup>.

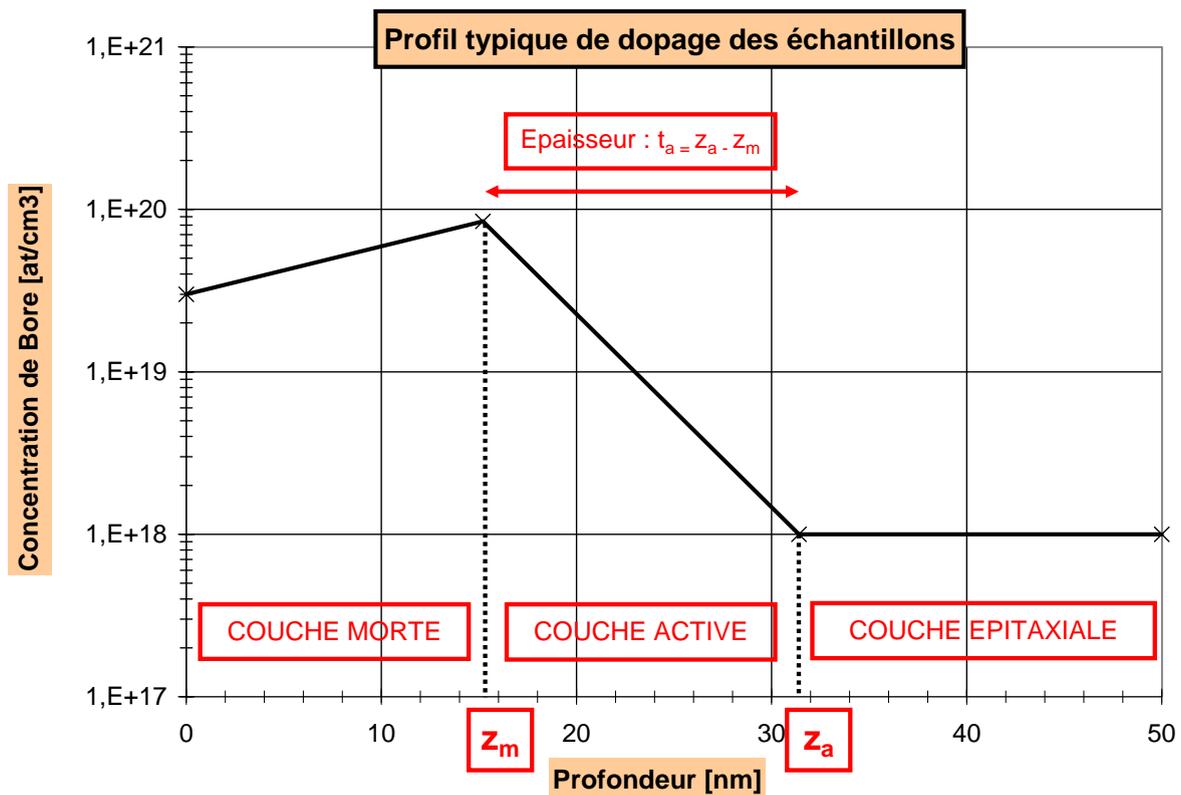


FIGURE I.24 – Graphique présentant le profil typique de dopage Bore des échantillons passivés ; les valeurs montrées sont données à titre d'exemple.

	A	B	C	D	E	F
Activation	15 à 60%	100%	100%	100%	100%	inconnu
Dopage surfacique [ $10^{20}$ at.cm $^{-3}$ ]	9,0	0,92	0,26	0,61	0,50	0,29
Pic de dopage [ $10^{20}$ at.cm $^{-3}$ ]	9	1,5	0,95	0,62	0,75	0,40
Epaisseur $z_m$ de la couche morte [nm]	0	15	26	8	9	18
Epaisseur $t_a$ de la couche active [nm]	71	10	20	14	11	24
Epaisseur $z_a$ de la couche de passivation [nm]	71	25	46	22	22	42
Gradient de dopage de la couche morte ( $\frac{\Delta_{dopage}}{z_m}$ ) [ $10^{18}$ at.cm $^{-3}$ .nm $^{-1}$ ]	0	+3,9	+2,7	+0,13	+2,8	+0,6
Gradient de dopage de la couche active ( $\frac{\Delta_{dopage}}{t_a}$ ) [ $10^{18}$ at.cm $^{-3}$ .nm $^{-1}$ ]	-126,7	-14,9	-4,7	-4,4	-6,7	-1,6

TABLE I.1 – Résumé des propriétés physico-chimiques issues des profils SIMS et ECV des passivations A à F.

D'après ces définitions, la couche de passivation est formée de la réunion de la couche morte et de la couche active. La courbe de la figure I.24 représente un profil de dopage typique (arbitraire) et reprend les notations utilisées. Le tableau I.1 récapitule les propriétés physico-chimiques des passivations A à F.

### C.2.4 Les champs électriques induits par la passivation

Selon la formule (I.6), un gradient de dopage induit un champ électrique [MF09, p.84] :

$$E(z) = -\frac{kT}{q} \frac{1}{p(z)} \frac{dp(z)}{dz} \quad (\text{I.6})$$

avec :

- $E(z)$  : Champ électrique [ $\text{V.cm}^{-1}$ ] à la profondeur  $z$  [cm] ;
- $k$  : Constante de Boltzman :  $1,380 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$  ;
- $T$  : Température [K] ;
- $q$  : Charge élémentaire de l'électron :  $-1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$  ;
- $p(z)$  : Concentration de dopage [ $\text{at.cm}^{-3}$ ] à la profondeur  $z$ .

Ainsi, dans la couche de passivation, deux champs électriques antagonistes sont induits par le gradient de dopage. Le premier agit dans la couche morte et a pour effet d'attirer les électrons vers la surface recombinante. Le deuxième champ électrique agit dans la couche active et a un effet favorable puisqu'il repousse les électrons loin de la surface. C'est l'effet de ce champ qui est recherché par la passivation. La figure I.25 schématise la face arrière d'un MAPS.

Grâce à ce champ électrique, les électrons secondaires générés dans la couche active sont dirigés vers les diodes de collection en profondeur. Cet effet est appelé « effet toboggan ». « L'effet miroir » concerne les électrons secondaires générés dans la couche épitaxiale qui, lors de leur diffusion, se dirigent initialement en direction de la surface recombinante. Ces électrons sont redirigés, par le champ électrique de la couche active, vers la couche épitaxiale où les électrons peuvent diffuser vers les diodes de collection. Le phénomène physique à la base de ces deux effets est le même ; seule l'origine des électrons secondaires diffère.

### C.2.5 Performances des passivations

Plusieurs procédés de passivation ont été mis au point conjointement. Ces procédés sont ajustés suivant différents paramètres rappelés par la figure I.26. L'ensemble de ces paramètres va déterminer les propriétés physico-chimiques des passivations, ainsi que leurs performances.

L'analyse physico-chimique des passivations ne suffit pas à déterminer leurs performances respectives, même de façon relative, sur la collection des électrons par les diodes. D'une part, les paramètres pressentis pour être influents sont nombreux : épaisseurs des

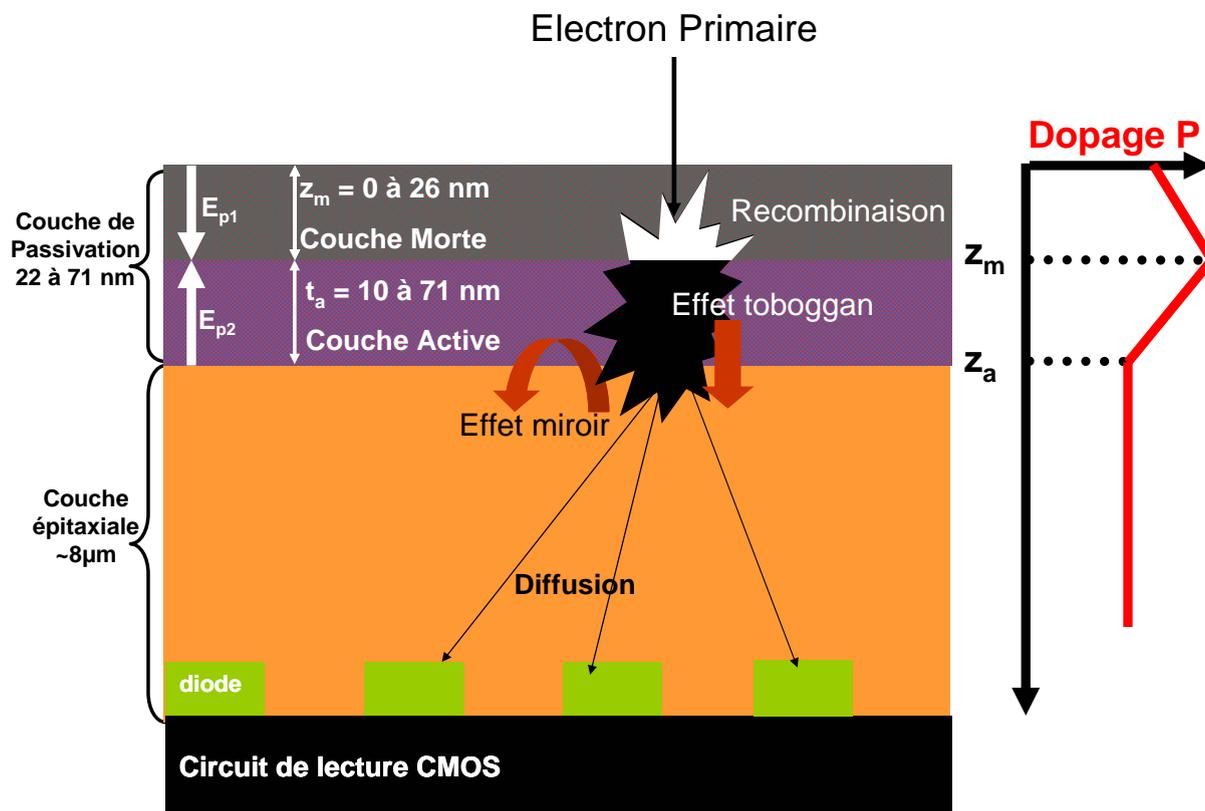


FIGURE I.25 – Schéma de l'irradiation de la face arrière d'un MAPS.

couches morte et active, pic de concentration des dopants, activation du dopage. En l'état actuel de l'étude, il est impossible de déterminer la donnée la plus importante, à savoir le gain de collection du capteur. D'autre part, comme la couche de passivation est une zone à forte concentration en Bore, le taux de recombinaison associé est potentiellement très important. De plus, l'implantation ionique, quoiqu'à très faible énergie, a été effectuée à forte dose, ce qui perturbe aussi fortement le réseau cristallin. Ces analyses ci-dessus ne permettent pas de connaître l'efficacité du recuit pour guérir ces défauts. Son effet sur la collection des électrons est inconnu.

Aucune des passivations présentées ici ne possède toutes les qualités pour être déclarée a priori comme optimale. Par exemple, la passivation A, quoique avec une couche morte nulle a une couche de passivation épaisse et peu activée électriquement. Les passivations B et C présentent des couches mortes assez épaisses, mais sont bien activées. Les passivations D et E présentent les caractéristiques les plus intéressantes en atteignant une pleine activation et des couches mortes inférieures à 10 nm. Le Germanium joue un rôle bénéfique dans le contrôle de la profondeur de la jonction. Cependant, son rôle n'a pas été établi quant à la diffusion des électrons multipliés. La passivation F, certes très inhomogène, possède aussi de bonnes caractéristiques dans les zones bien recuites.

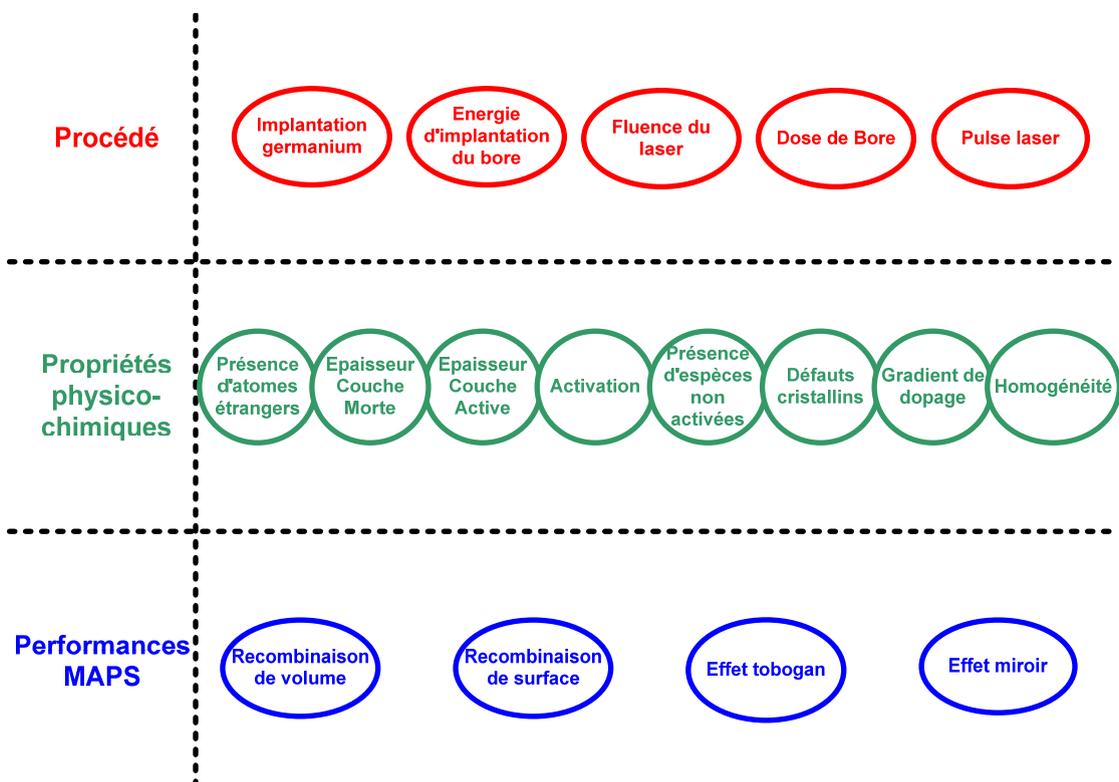


FIGURE I.26 – Synoptique des paramètres de différents domaines : procédé, propriétés physico-chimiques et performances des passivations.

## D Conclusion du chapitre

Pour parvenir à un abaissement du seuil en énergie de détection des électrons, le capteur monolithique à pixel actif irradié en face arrière paraît un bon candidat à condition de l'amincir. L'électron primaire incident perd dans le Silicium en face arrière toute son énergie en créant plusieurs centaines d'électrons secondaires, dans les conditions d'irradiation fixées, c'est à dire [1 - 12 keV]. Toutefois une telle utilisation est critique puisque le gain de multiplication est faible entraînant un rapport signal à bruit du capteur peu élevé. Un moyen d'élimination des pertes de signal est la passivation de la face arrière, qui est initialement le lieu d'un potentiel électrique défavorable attirant les électrons secondaires vers la surface. Une technologie de passivation par implantation ionique, efficace et relativement peu coûteuse, est envisagée mais l'optimisation de son procédé est délicate. Des échantillons présentant diverses techniques d'implantation et de recuit ont été réalisés préalablement aux travaux de thèse présentés ici. Certes des analyses physico-chimiques déterminant le profil de dopage de chacune de ces couches ont été réalisées mais elles ne permettent pas de prédire l'influence des passivations en terme de gain de collection sur les performances du capteur étudié, tant les paramètres clefs de la couche de passivation sont nombreux et leurs influences difficiles à dégager : épaisseur de la couche morte, pré-amorphisation au Germanium, intensité des champs électriques antagonistes...

Il convient, préalablement, d'étudier les phénomènes physiques liés à l'irradiation du Silicium et de déterminer le profil de génération des charges secondaires dans le Silicium en fonction de la profondeur et de l'énergie incidente  $E_0$ . L'interaction des électrons secondaires avec la couche de passivation pourra ainsi être modélisée. Pour cela il a été remarqué que, jusqu'à la collection de charges par les diodes, deux phénomènes physiques distincts rentrent en jeu qui imposent leur modélisation séparée : tout d'abord, la multiplication électronique est décrite par les lois probabilistes de l'interaction particule-matière ; une simulation de ce phénomène par un logiciel type Monte-Carlo permettra de connaître précisément le profil de génération des charges secondaires. Un modèle du gain de collection, présenté à partir de ces résultats, tient compte de la diffusion des charges dans le dispositif. Cette étude fait l'objet du chapitre II. Des caractérisations autres que physico-chimiques doivent être menées afin de discriminer les passivations. Il est remarqué qu'à dispositif constant, le gain de collection des diodes dépend de la multiplication et de la diffusion des charges. Une expérience a été développée en ce sens et sera présentée dans le chapitre III. Des dispositifs particuliers, c'est-à-dire autres que ceux présentés ici, ont été étudiés sous fort flux d'électrons. Un deuxième dispositif expérimental, détaillé au chapitre IV a été mis en œuvre pour étudier l'influence de la couche de passivation sur le gain et la répartition spatiale des charges, in situ, sur le capteur CMOS présenté au chapitre I.

## Chapitre II

# Physique et modélisation de l'irradiation électronique du Silicium à faible énergie

LES PASSIVATIONS envisagées pour le MAPS irradié en face arrière présentent pour la plupart un profil de dopage qui montre clairement la présence de deux régions dans la zone passivée : une zone défavorable immédiatement sous la surface qui provoque une perte de signal et une zone favorable qui permet de rediriger les électrons secondaires vers la zone de collection située en profondeur. Il importe donc de connaître avec précision le profil de génération des charges secondaires par la particule incidente pour quantifier le nombre de charges générées dans les différentes couches de la face arrière du MAPS : morte, active et épitaxiale.

Dans une première partie, l'ensemble des modélisations possibles de l'interaction des électrons primaires avec les atomes de Silicium sera repris, afin d'en dégager les phénomènes physiques pertinents pour notre problématique. A la suite de cette étude, le logiciel de simulation Monte-Carlo, CASINO, a été sélectionné pour effectuer des simulations des trajectoires des électrons [HDG97a, DHG97, HDG<sup>+</sup>97b, DCJ<sup>+</sup>07] ; ce logiciel apparaît très adapté à notre cas, puisqu'il prend en compte les modèles de diffusion optimaux à ces énergies, d'après la littérature. Après une présentation succincte de CASINO, il sera montré une méthode qui permet de tracer le profil de dépôt moyen d'énergie en fonction de la profondeur. Le dépôt d'énergie dans chaque zone de la face arrière des MAPS, suivant les différentes passivations, sera déterminé de cette manière. Une modélisation du gain de collection pourra ainsi être menée à bien et une comparaison avec un modèle analytique de dépôt d'énergie sera effectuée [DJE<sup>+</sup>87, RB94, RR91a].

## A Phénomènes physiques associés à l'irradiation du Silicium

La physique des interactions entre électron et matière est mal connue à faible énergie. Certains modèles de diffusion, comme les sections efficaces élastiques de Rutherford ou le pouvoir d'arrêt de Bethe ne peuvent s'appliquer. Il est procédé à une revue des modèles à disposition pour décrire, à faible énergie, d'une part la diffusion élastique et d'autre part, la diffusion inélastique de l'électron primaire dans le Silicium.

### A.1 La diffusion élastique de l'électron de faible énergie dans le Silicium

#### A.1.1 Description et propriétés

L'interaction entre l'électron incident et les noyaux des atomes de Silicium est de nature élastique puisque, dans le cadre de la physique classique, la masse de l'électron ( $0,51 \text{ MeV}/c^2$ ) est inférieure à celle du noyau ( $26440 \text{ MeV}/c^2$ ) de 5 ordres de grandeur [LD92]. De plus, il est usuellement considéré que la diffusion élastique de l'électron dans le Silicium est uniquement décrite par son interaction avec les noyaux atomiques [KO72, HB98]. Cette interaction de l'électron incident avec un noyau provoque une déviation angulaire non négligeable, en moyenne, de la trajectoire de l'électron incident [Czy90].

#### A.1.2 Phénomène associé : la rétrodiffusion

Après pénétration dans le Silicium, l'électron incident peut être rétrodiffusé. En effet, dans ce cas, à force de déviations, même minimales, l'électron est redirigé vers la surface d'entrée. S'il a une énergie cinétique suffisante pour atteindre la surface, cet électron ressort du Silicium. Si, par interaction coulombienne, il a perdu une part de son énergie initiale  $E_0$ , ce phénomène est appelé « rétrodiffusion indirecte ». Au contraire, s'il a été directement éjecté du substrat, le phénomène est désigné par le terme « rétrodiffusion directe ».

La probabilité de rétrodiffusion d'un électron dépend principalement de l'énergie initiale de l'électron incident  $E_0$ , de son angle par rapport au matériau irradié et du numéro atomique du matériau [Dar75]. Selon les articles, ce coefficient varie entre 0,15 et 0,20 pour le Silicium irradié en incidence normale, dans la gamme d'énergie [1 - 12 keV], comme montré sur la figure II.1 obtenue à partir d'une base de donnée expérimentale [Joy95a].

#### A.1.3 Modélisation de la diffusion élastique des électrons dans le Silicium

La section efficace différentielle de diffusion élastique permet de décrire la fonction de densité de probabilité de la déviation angulaire provoquée par l'interaction de l'électron incident sur le noyau. Ensuite, après intégration de cette section efficace différentielle sur tous les angles solides, un libre parcours moyen de diffusion élastique est déduit avec l'équation (II.1) [Leo93, p.19] :

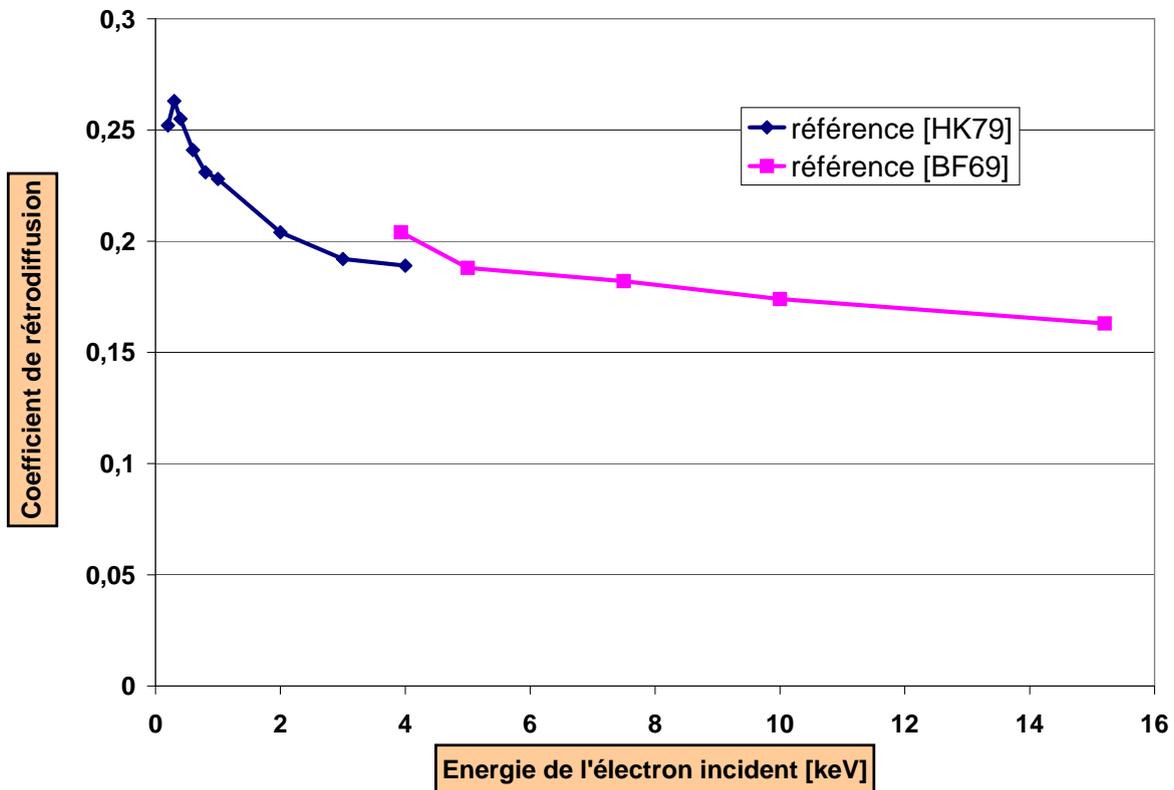


FIGURE II.1 – Valeurs expérimentales du coefficient de rétrodiffusion en fonction de l'énergie de l'électron en incidence normale sur du Silicium [HK79, BF69].

$$\lambda_e = \frac{1}{N\sigma_e} \quad (\text{II.1})$$

avec :

- $\lambda_e$  : Libre parcours moyen de diffusion élastique de l'électron incident [cm] ;
- $N$  : Densité des atomes de Silicium :  $5 \cdot 10^{22} \text{ at.cm}^{-3}$  ;
- $\sigma_e$  : Section efficace élastique [cm<sup>2</sup>].

### A.1.3.i Section efficace de Rutherford

Dans le cadre de la mécanique classique, la section efficace différentielle de Rutherford décrit la densité de probabilité de la déviation dans l'angle solide  $d\Omega$  d'une particule chargée par une couche fine d'un matériau (particules alpha sur une feuille d'or initialement). Elle est très communément utilisée du fait de son expression analytique [MMS73, DHG97]. Son expression générale pour tout type de particule chargée incidente est :

$$\frac{d\sigma_R(\theta)}{d\Omega} = \left( \frac{Zze^2}{16\pi\epsilon_0} \right)^2 \left( \frac{1}{E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\frac{\theta}{2})} \quad (\text{II.2})$$

avec :

- $\frac{d\sigma_e(\theta)}{d\Omega}$  : Section efficace différentielle élastique de Rutherford ;
- $\theta$  : Angle de déviation, par rapport à l'axe de la trajectoire, due à la diffusion élastique ;
- $\epsilon_0$  : Permittivité du vide :  $8,85 \cdot 10^{-12}$  F.m<sup>-1</sup> ;
- $Z$  : Nombre de charges du noyau de Silicium : 14 ;
- $z$  : Nombre de charges de l'électron : 1 ;
- $E$  : Energie de l'électron [eV] ;
- $e$  : Charge élémentaire :  $1,6 \cdot 10^{-19}$  C.

Selon (II.2), la dépendance de la section efficace différentielle en  $\frac{1}{\sin^4(\frac{\theta}{2})}$  indique que les déviations de trajectoire les plus probables sont les petites déviations. Mais comme ces déviations sont nombreuses sur toute une trajectoire, la déviation globale résultante est grande [Leo93, p.44]. De même, grâce à l'équation (II.2), la dépendance en  $\frac{1}{E^2}$  montre que le nombre de diffusions élastiques augmente quand l'énergie diminue. L'électron incident aura donc une trajectoire relativement peu déviée en début de parcours puis celle-ci s'étalera latéralement, à mesure que l'électron perdra de l'énergie.

Dans l'équation (II.2), la charge prise en compte est la charge totale du noyau. Cette équation ne tient donc pas compte de l'écrantage électronique du nuage d'électrons liés au noyau. Une adaptation de cette équation avec effet d'écrantage est donnée dans [Joy95b, p.29]. La section efficace différentielle élastique est ici exprimée en cm<sup>2</sup>.sr<sup>-1</sup> :

$$\frac{d\sigma_R(\theta)}{d\Omega} = 5,21 \cdot 10^{-21} \frac{Z^2}{E^2} \left( \frac{E + 511}{E + 1024} \right)^2 \frac{1}{(\sin^2(\frac{\theta}{2}) + \alpha)^2} \quad (\text{II.3})$$

avec :

- $E$  [keV] ;
- $\alpha$  le facteur d'écrantage qui vaut :

$$\alpha = 3,4 \cdot 10^{-3} \frac{Z^{0,67}}{E} \quad (\text{II.4})$$

La section efficace élastique totale  $\sigma_e$  ([cm<sup>2</sup>]) est obtenue par intégration de l'équation (II.3) sur tous les angles solides  $d\Omega$  :

$$\sigma_R = 5,21 \cdot 10^{-21} \frac{Z^2}{E^2} \frac{4\pi}{\alpha(1 + \alpha)} \left( \frac{E + 511}{E + 1024} \right)^2 \quad (\text{II.5})$$

Le rapport de la section efficace différentielle pour un angle solide élémentaire donné sur la section efficace totale donne la probabilité de diffusion élastique selon cet angle solide relativement à la direction de la trajectoire précédente.

Les équations (II.6) et (II.7) présentent une application numérique du libre parcours moyen élastique  $\alpha_e$  d'un électron de 10 keV et de 1 keV dans le Silicium à l'aide de la section efficace totale élastique de Rutherford écrantée,  $\sigma_R$ , d'après (II.1) :

$$\lambda_e(10 \text{ keV}) = 12,2 \text{ nm} \quad (\text{II.6})$$

$$\lambda_e(1 \text{ keV}) = 0,12 \text{ nm} \quad (\text{II.7})$$

La section efficace élastique de Rutherford écrantée  $\sigma_R$  présente des résultats en accord avec l'expérience, surtout pour des matériaux à faible numéro atomique [DHG97]. Toutefois, cette section efficace élastique comporte un inconvénient majeur pour l'étude de la pénétration des électrons de faible énergie [1 - 12 keV] dans le Silicium : sa validité est de plus en plus discutée en dessous de 10 keV [DHG97, GD93]. D'autres modèles spécifiques à la physique des faibles énergies doivent donc être exploités.

### A.1.3.ii Section efficace de Mott

Dans les années 1930, Nevill Mott calcule des sections efficaces de diffusion élastique des électrons par les noyaux en prenant en compte le spin des électrons et l'écrantage du nuage électronique [MM49]. Ce calcul rentre dans le cadre de la physique quantique, contrairement à celui de Rutherford. Il obtient quatre équations aux dérivées partielles couplées. Elles ont une infinité de solutions.

Zbigniew Czyzewski, dans son article de 1990, [Czy90], propose des solutions numériques réalistes pour ces sections efficaces élastiques de Mott. Il s'agit d'une résolution numérique d'une équation aux dérivées partielles du premier ordre, issue de l'équation de Dirac. Cette équation prend en compte les effets de spin et de polarisation ; elle a été résolue par un choix approprié du potentiel atomique et du facteur de diffusion. Ces solutions se trouvent être en accord avec les mesures expérimentales, à faible énergie, particulièrement pour les atomes de grand numéro atomique [Czy90]. Ces solutions sont tabulées pour vingt-six énergies dans une gamme de 20 eV à 20 keV, les valeurs entre deux points d'énergie tabulée pouvant être interpolées. Elles sont nommées « sections efficaces élastiques de Mott tabulées ».

A partir de ces valeurs tabulées, une version analytique de ces sections efficaces, comportant deux termes, est établie : le premier terme correspond à la section efficace élastique de Rutherford  $\sigma_R$  prenant en compte les effets d'écrantage ; le second terme  $\sigma_I$  est calculé pour que l'addition des deux termes  $\sigma_R + \sigma_I$  égalent la section efficace de Mott tabulée et certains résultats de caractérisation expérimentale du phénomène de rétrodiffusion, pour une large gamme de numéro atomique [BLC<sup>+</sup>94, DHG97]. Cette section efficace de Mott par Browning, notée ici  $\sigma_B$  est valable dans la gamme d'énergie [0,1 - 30 keV]. Son expression analytique est [BLC<sup>+</sup>94] :

$$\sigma_B = \frac{3,0 \cdot 10^{-18} Z^{1,7}}{\left( E + 0,005 Z^{1,7} E^{0,5} + \frac{0,0007 Z^2}{E^{0,5}} \right)} \quad (\text{II.8})$$

Une section efficace différentielle de Mott par Browning,  $\frac{d\sigma_B}{d\Omega}$  pourrait être calculée afin d'en déduire une probabilité de déviation angulaire  $\theta$  d'une interaction élastique ; mais la relation de l'équation (II.9) est préférée, en raison de sa rapidité, pour calculer la probabilité de déviation angulaire [NM81] :

$$\cos(\theta) = 1 - \frac{2\alpha R}{1 + \alpha - R} \quad (\text{II.9})$$

avec :

- $R$  : un nombre aléatoire compris entre 0 et 1 ;
- $\alpha$  : facteur d'écrantage de l'équation (II.4).

Une autre version analytique de la section efficace élastique totale de Mott est déterminée de façon empirique ; cette section efficace élastique est proposée dans la référence [GD93] et est notée ici  $\sigma_D$ . Cette équation correspond à l'équation de Rutherford écrantée (II.5), avec un facteur supplémentaire  $\gamma$  :

$$\sigma_D = 5,21 \cdot 10^{-21} \frac{Z^2}{E^2} \frac{4\pi\gamma}{\alpha(\alpha+1)} \left( \frac{E+511}{E+1022} \right)^2 \quad (\text{II.10})$$

avec :

$$\gamma = \lambda \left[ 1 - \exp(-\beta\sqrt{E}) \right] \quad (\text{II.11})$$

L'énergie  $E$  est exprimée en keV et  $\sigma_D$  en  $\text{cm}^{-2}$ . Les paramètres  $\lambda$  et  $\beta$  dépendent du numéro atomique de l'atome cible. Ils ont été déterminés pour que l'équation (II.10) soit égale à la section de Mott tabulée entre les énergies 1 et 30 keV. Pour le Silicium, les valeurs obtenues sont :

$$\lambda = 1.468098 \quad (\text{II.12})$$

$$\beta = 0.999031 \quad (\text{II.13})$$

Une comparaison de ces trois sections efficaces issues des équations de Mott (tabulée,  $\sigma_B$  et  $\sigma_D$ ) et de la section efficace élastique de Rutherford classique écrantée  $\sigma_R$ , a été effectuée dans [DHG97]. Les sections efficaces de Mott tabulées semble produire les meilleurs résultats en terme de temps de calcul et de comparaison avec l'expérience.

## A.2 La diffusion inélastique de l'électron de faible énergie dans le Silicium

### A.2.1 Description et propriétés

Outre la diffusion élastique, l'électron incident diffuse aussi de manière inélastique provoquant son ralentissement par deux mécanismes différents :

- interaction avec des phonons présents dans le réseau cristallin [ALP66] ;
- interaction avec les électrons des différentes couches du nuage électronique de l'atome de Silicium.

La déviation angulaire résultant de la diffusion inélastique est considérée comme négligeable devant celle provoquée par la diffusion élastique [SM71, DCJ<sup>+</sup>07]. L'amplitude de l'échange d'énergie avec les électrons atomiques est variable et peut conduire à deux résultats [GL92] :

- l'électron atomique est excité vers une orbitale atomique de plus forte énergie mais il reste lié à l'atome ;
- l'électron atomique reçoit suffisamment d'énergie pour se libérer de son interaction avec le noyau et est éjecté dans la bande de conduction ; cet électron est qualifié de « secondaire ».

### A.2.2 Phénomènes associés à la diffusion inélastique

De l'interaction de l'électron primaire avec l'électron atomique vont naître deux phénomènes décrits dans ce paragraphe : l'émission d'un rayon X ou d'un électron Auger d'une part et d'autre part, la création d'une paire électron-trou.

#### A.2.2.i Emission de rayons X ou d'électrons Auger

Lorsqu'un électron atomique est excité ou éjecté par un électron primaire, son état énergétique initial dans le nuage électronique est vacant. Une relaxation intervient lorsqu'un électron d'une couche supérieure vient occuper cet état énergétique. Cette relaxation se matérialise aléatoirement suivant deux formes :

- émission d'un photon d'énergie correspondant à la différence d'énergie de la transition électronique ; dans notre gamme d'énergie [1 ; 12 keV], à partir d'un transfert d'énergie de 1,74 keV, des rayons X, caractéristiques des transitions d'orbitales supérieures vers l'orbitale atomique K, sont observés [RR91b] ;
- libération d'un électron tiers, du nuage électronique, qualifié alors d'« électron Auger » ; ces électrons participent au paquet de charges secondaires ; ce sont ces électrons qui sont mis en évidence dans la technique de caractérisation dite « spectrométrie Auger », car leur énergie est caractéristique d'une transition énergétique et d'un matériau.

Ces rayons X, dans le cas des MAPS peuvent endommager le circuit de lecture sous-jacent. En effet, par interaction avec l'Oxyde de Silicium contenu dans les circuits intégrés, ces rayons X créent des charges fixes qui dénaturent les performances du circuit de lecture. Il faudra donc préférentiellement travailler à des énergies inférieures à 1,74 keV, ou à des énergies où la probabilité de génération de rayons X est faible.

Par ailleurs, c'est ce phénomène d'émission de rayons X suite à une excitation par un électron primaire, qui est étudié dans les Microscopes à Balayage Electronique (MEB) avec capacité d'analyse des rayons X. En effet, l'énergie des rayons X émis est caractéristique d'un type d'atome et d'une transition électronique.

### A.2.2.ii Création de paires électron-trou

Un électron de valence peut être éjecté dans la bande de conduction par un électron primaire, ionisant, par voie de conséquence, un atome de Silicium. Simultanément, un trou est créé [ALP66]. L'énergie échangée est plus ou moins importante. Or, après cette interaction, l'électron primaire est indifférentiable de l'électron secondaire ; par convention, électron primaire et électron secondaire sont respectivement celui de plus forte et de plus faible énergie [GL92]. Donc, par définition, l'électron secondaire peut acquérir jusqu'à la moitié de l'énergie initiale de l'électron primaire. Parmi les électrons secondaires, deux classes sont distinguées en fonction de leur énergie :

- ceux de plus forte énergie sont dit « électrons secondaires rapides » et peuvent à leur tour participer à la multiplication par ionisation d'autres atomes de Silicium, perdant ainsi progressivement leur énergie, de la même manière que les électrons primaires ; ces électrons secondaires, à condition de posséder une énergie cinétique suffisante, peuvent aussi ressortir de l'échantillon irradié dans un mécanisme analogue aux électrons primaires rétrodiffusés ;
- ceux de plus faible énergie sont dits « électrons secondaires lents ».

Ce phénomène, respectant le principe de conservation de l'énergie, se traduit par une « multiplication » des charges disponibles. Reproduit un grand nombre de fois sur l'ensemble de la trajectoire de l'électron incident, il est à l'origine du phénomène de multiplication électronique dans les MAPS, venant ainsi amplifier le signal initialement constitué des charges primaires. Autrement dit, l'énergie cinétique incidente est « transformée », via ce processus, en charges secondaires.

Il a été démontré par différents modèles et différentes expérimentations les résultats suivants [FM72, VR65] :

- l'énergie moyenne de création d'une paire électron-trou dans le Silicium est de 3,6 eV à 20 °C ;
- cette énergie moyenne ne dépend pas de la nature de la particule chargée incidente (électron, particule  $\alpha$ ...) ;

Energie initiale $E_0$ de l'électron primaire [keV]	Gain de multiplication théorique
1	$278 \pm 6$
2	$556 \pm 8$
3	$833 \pm 10$
4	$1111 \pm 11$
5	$1389 \pm 13$
6	$1667 \pm 14$
7	$1944 \pm 15$
8	$2222 \pm 16$
9	$2500 \pm 17$
10	$2778 \pm 18$
11	$3056 \pm 19$
12	$3333 \pm 20$

TABLE II.1 – Tableau des gains théoriques et déviations standards du phénomène de multiplication en fonction de l'énergie initiale de l'électron incident.

- cette valeur est indépendante de l'énergie de la particule incidente et est valable à condition que l'énergie initiale de la particule soit grande devant l'énergie de la bande interdite du Silicium, soit 1,12 eV à 300 K ;
- cette valeur est une valeur moyenne sur un grand nombre de trajectoires ; la distribution du gain de multiplication pour un électron incident présente une déviation standard poissonnienne corrigée du facteur de Fano [ALP66] ; ainsi si la déviation standard de ce phénomène est notée  $\Delta(n)_{mult}$  et si  $\Delta(n)$  est la déviation standard d'un phénomène poissonien, alors :

$$(\Delta n)_{mult}^2 = F (\Delta n)^2 \quad (\text{II.14})$$

avec  $F$ , facteur de Fano qui vaut 0,115 pour le Silicium.

Il peut être étonnant, à première vue, de constater que l'énergie de création d'une paire électron-trou ne soit pas égale à la largeur de la bande interdite du Silicium. Cela s'explique par le fait que, durant ce processus, une part de l'énergie cinétique est consommée par la création de phonons qui correspondent à une vibration du réseau cristallin [ALP66], ou par excitation simple d'électrons atomiques. Le tableau II.1 donne des exemples de gains de multiplication et de déviations standards associées pour différentes énergies de la gamme [1 - 12 keV].

Quand l'électron primaire ou les électrons secondaires rapides ont perdu toute leur énergie cinétique, ils sont dans un état dit « thermalisés », c'est-à-dire que leur diffusion est déterminée par l'agitation thermique du milieu. En pratique, la thermalisation a lieu

quand les modèles de diffusions élastique et inélastique ne sont plus valides, autour de 50 eV.

### A.2.3 Modélisation de la diffusion inélastique des électrons dans le Silicium

Les phénomènes liés à la diffusion inélastique peuvent être chacun décrits par des sections efficaces totales et différentielles [KO78, EGWA<sup>+</sup>08]. Ainsi il est éventuellement possible de déterminer l'expression de la section efficace d'ionisation de chaque orbitale atomique du Silicium. Il serait aussi possible de regrouper ces sections efficaces différentielles ou totales pour en trouver une expression globale mettant en équation la diffusion inélastique. Il en existe plusieurs formules : Møller [GL92], Streitwolf [GHD99]. Toutefois, une autre approche est adoptée ici.

En effet, le but de l'étude présentée dans ce chapitre est la détermination, par simulation Monte-Carlo, du profil de génération d'électrons secondaires en profondeur. Pour cela il suffit de connaître la trajectoire des électrons incidents ainsi que le dépôt d'énergie par chemin élémentaire  $ds$ . Les différentes déviations de la trajectoire ont été établies théoriquement par l'unique connaissance des sections efficaces totales et différentielles de diffusion élastique. L'énergie cinétique transférée au milieu par la particule incidente peut être déterminée en tout point de la trajectoire par le pouvoir d'arrêt algébrique, noté  $\frac{dE}{ds}$ .

#### A.2.3.i Pouvoir d'arrêt de Bethe

Le modèle de perte d'énergie linéique  $\frac{dE}{ds}$  de Bethe-Bloch, établi dans le cadre de la mécanique quantique, est d'utilisation très répandue, de part sa forme analytique simple et sa cohérence avec l'expérimentation [HDG<sup>+</sup>97b]. Voici son expression algébrique pour une cible monoatomique comme le Silicium [JL89] :

$$\frac{dE}{ds} = - \left( \frac{7,85 \cdot 10^4 \rho Z}{A} \right) \frac{1}{E} \ln \left( \frac{1,166E}{J} \right) \quad (\text{II.15})$$

avec :

- $\rho$  : Densité du matériau [ $\text{g.cm}^{-3}$ ] : 2,329 ;
- $Z$  : Numéro atomique : 14 pour le Silicium ;
- $A$  : Nombre de masse atomique : 28,0855 ;
- $E$  : Énergie cinétique instantanée de la particule diffusée [eV] ;
- $J$  : Potentiel moyen d'ionisation du matériau [eV].

Le paramètre  $J$  est délicat à déterminer et correspond, à un facteur multiplicatif près, à une moyenne des niveaux d'énergie des différentes orbitales atomiques pondérés par la force oscillateur de ces orbitales [Leo93, p.25]. Cela correspondrait à une excitation moyenne de tous les niveaux d'énergie du nuage électronique. Il en a tout de même été donné un modèle simple justement fondé sur la détermination expérimentale des pouvoirs d'arrêt par Berger et Seltzer en 1963 [Leo93, p.25] [JL89]. Ainsi pour le Silicium :

$$J = 9,76Z + 58,5Z^{-0,19} \simeq 172\text{eV} \quad (\text{II.16})$$

Néanmoins la formule exposée ci-dessus dans l'équation (II.15) n'est valable que pour des énergies supérieures à 10 keV [JLG<sup>+</sup>96]. En effet, pour des énergies inférieures à 10 keV, toutes les excitations des couches électroniques ne sont plus possibles comme l'ionisation de certains électrons de cœur. Toutes les contributions des orbitales atomiques à la perte d'énergie de la particule primaire ne sont donc plus permises. C'est pourquoi la valeur de  $J$  décroît en dessous de 10 keV et devient dépendante de l'énergie de l'électron incident.

### A.2.3.ii Modification du pouvoir d'arrêt de Bethe aux faibles énergies

Plusieurs modèles ont été proposés pour modéliser le pouvoir d'arrêt algébrique aux énergies inférieures à 10 keV [JL89]. D'après la littérature, la formule proposée par Joy et Luo semble la plus utilisée [EGWA<sup>+</sup>08]. Elle a l'avantage de conserver la forme analytique de l'équation de Bethe-Bloch (II.15) en recalculant un  $J$  effectif noté ici  $J_{eff}$  et défini par la relation :

$$J_{eff} = \frac{J}{1 + k\frac{J}{E}} \quad (\text{II.17})$$

où  $k$  est un nombre sans dimension, qui vaut 0,822 pour le Silicium [JL89]. Sa valeur a été calculée avec une modélisation plus complexe du pouvoir d'arrêt dont l'excellente correspondance avec les valeurs expérimentales a été démontrée. Ensuite, lorsque l'énergie de l'électron primaire est largement supérieure au potentiel d'ionisation,  $E \gg J$ ,  $J_{eff}$  tend vers  $J$  et ainsi la formule de Bethe modifiée est strictement équivalente à la formule (II.15) initiale. Enfin, par comparaison entre différents modèles et données expérimentales, cette relation est considérée comme valable pour des énergies supérieures à 50 eV.

Sur la figure II.2, une comparaison des deux modèles dans la gamme d'énergie [0,05 - 12 keV] est montrée. Premièrement, d'après ces deux courbes, le pouvoir d'arrêt de Bethe modifié proposé par Joy et Luo semble égaliser celui de Bethe-Bloch pour des énergies tendant vers 10 keV. A partir de ce seuil, l'énergie de la particule devient supérieure au potentiel d'ionisation calculé par Berger et Seltzer dans l'équation (II.16).

Deuxièmement, une anomalie intervient pour la courbe relative au modèle de Bethe-Bloch : le pouvoir d'arrêt calculé par ce modèle devient positif, en dessous de 150 eV. Le changement de signe du pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch a lieu pour  $E < \frac{J}{1,166}$ . Cela n'a pas de sens physique ; le modèle n'est donc plus bon à ces valeurs.

Enfin, le modèle du pouvoir d'arrêt de Bethe modifié est continûment décroissant en valeur absolue quand l'énergie augmente. Cela signifie que plus la particule a d'énergie cinétique, moins elle interagit avec les électrons atomiques lors de son parcours et donc plus elle pénètre en profondeur dans le matériau. L'énergie cédée au Silicium n'est pas la même en début et en fin de trajectoire. Par ailleurs, statistiquement, plus l'électron primaire se trouve à une profondeur importante, moins il a d'énergie cinétique. En conséquence, le

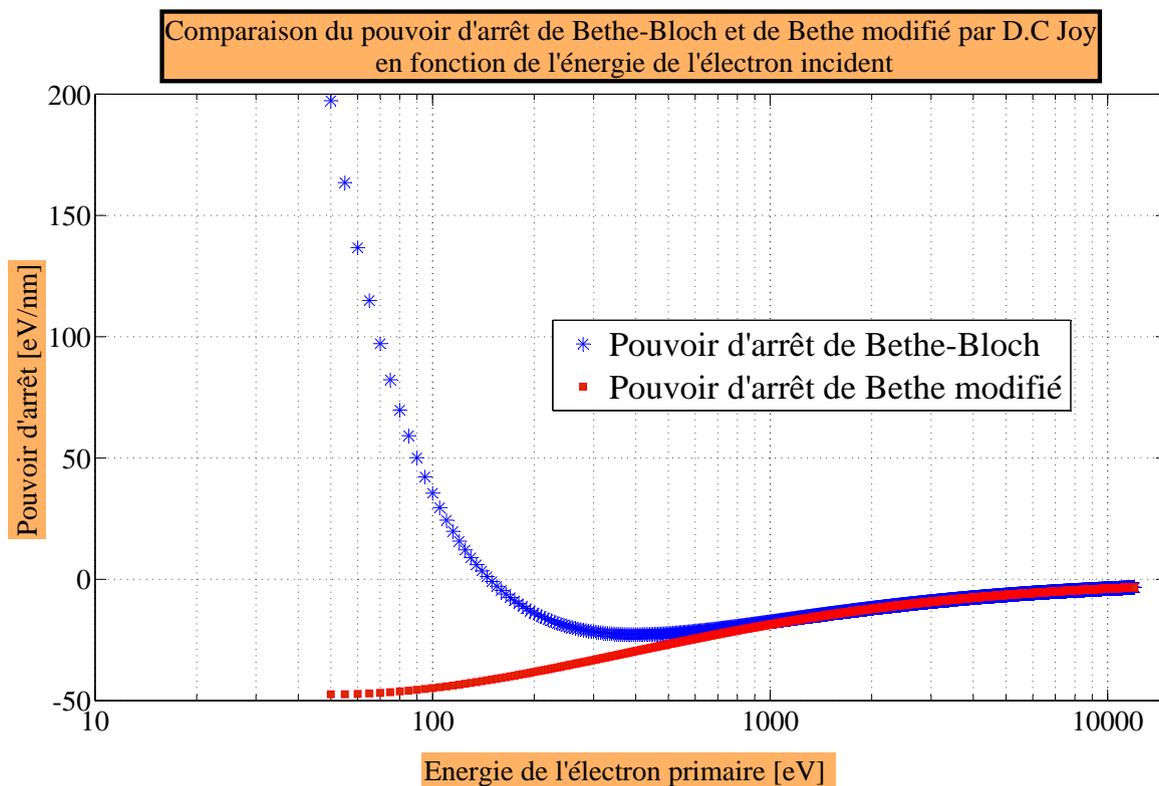


FIGURE II.2 – Courbes de comparaison de deux modèles analytique de pouvoir d'arrêt algébrique pour le Silicium, à faible énergie. La partie positive n'a pas de sens physique.

nombre de paires électron-trou créées par la particule primaire varie avec la profondeur, donnant ainsi naissance à un profil de génération de charges.

### A.2.3.iii Tabulation du pouvoir d'arrêt expérimental

Outre différentes versions analytiques du pouvoir d'arrêt de Bethe, il existe des valeurs expérimentales tabulées comme celles exposées dans la référence [HDG<sup>+</sup>97b]. Ces valeurs expérimentales sont déterminées soit par une méthode optique, soit par une méthode diélectrique. La référence [JLG<sup>+</sup>96] compare ces deux méthodes avec la formule analytique de Bethe modifiée. Des différences inférieures à  $10 \text{ eV}\cdot\text{nm}^{-1}$  apparaissent en dessous de 100 eV jusqu'à 50 eV où la méthode analytique n'est plus valable. Sur cet intervalle, il est réaliste de majorer la différence entre méthode expérimentale tabulée et méthode analytique par  $50 \text{ eV}$  par  $10 \text{ eV}\cdot\text{nm}^{-1}$  [JLG<sup>+</sup>96]. Cette différence entraîne ainsi une erreur éventuelle de moins de 5 nm pour la pénétration des électrons.

Les figures II.3 et II.4 montrent les différents phénomènes physiques liés à l'irradiation de faible énergie du Silicium et leur modélisation.

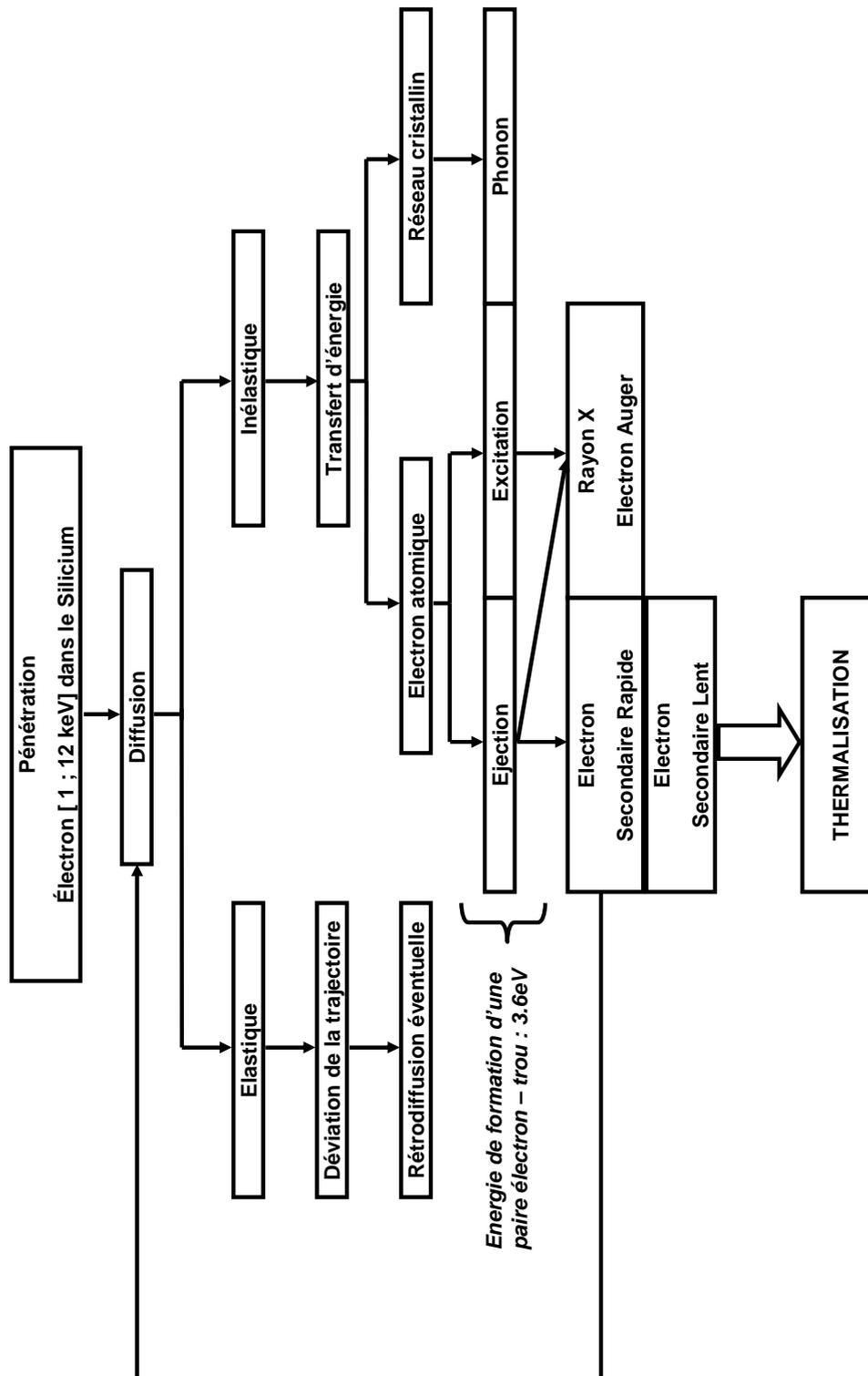


FIGURE II.3 – Schéma résumant les différentes diffusions de l'électron de faible énergie dans le Silicium et leurs phénomènes physiques liés.

Interaction	Entité cible	Phénomènes associés	Outil de quantification	Modèle	Version	Validité	Point fort	Point faible
<b>Élastique</b>	Noyau	- Diffusion - Rétrodiffusion	Section efficace : - totale - différentielle	<b>Rutherford</b>	Classique [Leo93]	<b>E &gt; 10keV</b>	Forme analytique	Domaine de validité
					Écranté [JOY95b]			
					Tabulé [Czy90]			
<b>Élastique</b>	Noyau	- Diffusion - Rétrodiffusion	Section efficace : - totale - différentielle	<b>Mott</b>	Browning [BLC+94]	<b>0.1keV – 30keV</b>	Validé par l'expérience	Valeurs tabulées
					Gauvin [GD93]			
<b>Inélastique</b>	Électron atomique	- Excitation - Ionisation - Émission électron Auger - Émission rayon X	Pouvoir d'arrêt	<b>Bethe</b>	Bethe-Bloch [JL89]	<b>E &gt; 10keV</b>	Forme analytique répandue	Domaine de validité
					Bethe modifié [JL89]			
					Hovington [HDB+97b]			
<b>Inélastique</b>				<b>Expérimental</b>		<b>E &gt; 5eV</b>	Validité	Valeurs tabulées

FIGURE II.4 – Synoptique des phénomènes physiques et de leurs outils de modélisation liés à la diffusion de l'électron de faible énergie dans le Silicium.

## B Méthodes de simulations Monte-Carlo par CASINO

### B.1 Présentation du logiciel CASINO

Il existe quelques logiciels de simulation Monte-Carlo pouvant décrire la trajectoire d'un électron de faible énergie dans le Silicium [EGWA<sup>+</sup>08] : CASINO [DCJ<sup>+</sup>07], PENELOPE [SFVS06], GEANT4 [AAA<sup>+</sup>06]. CASINO a l'avantage d'être spécifique aux électrons de faible énergie. L'acronyme signifie monte-CARlo SIMulation of electroN trajectory in sOLids. C'est un logiciel libre d'utilisation, qui a été développé pour l'étude théorique de l'interaction de l'électron de faible énergie avec tout type de matériaux purs ou multicouches, initialement dans le cadre de la microscopie électronique à balayage de faible énergie.

#### B.1.1 Les différentes phases de calcul d'une trajectoire d'un électron incident

Le logiciel CASINO s'attache au calcul microscopique de la trajectoire d'un électron unique, interaction après interaction. Plusieurs centaines de milliers de trajectoires peuvent être calculées lors d'une simulation. La simulation d'une trajectoire d'un électron primaire peut se séparer en trois phases : la pénétration initiale de l'électron dans le Silicium, puis le régime permanent de diffusion et enfin la fin de la trajectoire. La première phase est décrite dans la référence [DCJ<sup>+</sup>07] ; le faisceau d'électrons, centré en  $x = 0$ ,  $y = 0$  et  $z = 0$ , pénètre l'échantillon étudié ;  $x$  et  $y$  sont les dimensions latérales et  $z$  la profondeur. La fin de la trajectoire a lieu lorsque l'énergie de l'électron incident passe en dessous d'un seuil choisi par l'utilisateur. Ce paramètre est ici réglé à 50 eV, car c'est la limite de validité du modèle de pouvoir d'arrêt choisi ; en dessous de cette énergie, l'électron primaire est considéré comme thermalisé.

Il semble nécessaire de détailler le régime permanent de diffusion. Pour calculer la trajectoire d'un électron dans la matière, l'algorithme s'appuie sur les différentes caractéristiques d'une telle diffusion [HDG97a] : entre deux interactions élastiques, espacées en moyenne du libre parcours moyen élastique, et occasionnant une déviation angulaire non négligeable de la trajectoire, l'électron perd continûment de l'énergie par diffusion inélastique. Par conséquent, il lui est nécessaire de calculer trois grandeurs avant chaque diffusion élastique :

- la distance entre deux interactions élastiques ;
- la déviation angulaire occasionnée par l'interaction élastique ;
- la perte d'énergie entre deux interactions élastiques.

Situons nous juste après l'interaction  $n - 1$  de l'électron primaire avec le noyau d'un atome de Silicium. Il a alors une direction  $\theta_{n-1}$  et une énergie  $E_{n-1}$ . Le calcul jusqu'à l'interaction élastique  $n$  s'effectue en trois séquences récursives [HDG97a].

1. La distance  $L_n$  entre l'interaction élastique  $n - 1$  et l'interaction  $n$  est déterminée aléatoirement grâce à (II.18) :

$$L_n = \lambda_{el} \log(R_1) = \frac{\log(R_1)}{\rho N_0 \sigma_{el}} \quad (\text{II.18})$$

avec :

- $\lambda_{el}$  : libre parcours moyen élastique de l'électron dans le Silicium ;
- $R_1$  : un nombre aléatoire uniformément distribué entre 0 et 1 ;
- $\rho$  : densité du Silicium :  $2,329 \text{ [g.cm}^{-3}\text{]}$  ;
- $N_0$  : le nombre d'Avogadro :  $6,022 \cdot 10^{23}$  ;
- $\sigma_{el}$  : la section efficace totale élastique à l'énergie  $E_{n-1}$  ; si cette énergie ne correspond pas à une énergie tabulée, dans le cas du modèle de Mott tabulé, l'algorithme effectue une interpolation entre deux valeurs tabulées [DHG97].

Cette façon de fixer aléatoirement la distance  $L_n$  à partir du libre parcours moyen élastique  $\lambda_{el}$  respecte une distribution exponentielle des distances  $L$  entre chaque interaction élastique, centrée autour du libre parcours moyen élastique.

2. L'énergie cinétique  $E_n$  de l'électron lors de son interaction élastique  $n$  est calculée de la manière suivante :

$$E_n = E_{n-1} + \frac{dE}{ds} L_n \quad (\text{II.19})$$

avec :  $\frac{dE}{ds}$  le pouvoir d'arrêt à l'énergie  $E_{n-1}$  [ $\text{eV} \cdot \text{Å}^{-1}$ ]. Cette équation (II.19) traduit « l'approximation de la décélération continue » (« **C**ontinuous **S**lowing **D**own **A**pproximation »). Par cette approximation, le pouvoir d'arrêt est considéré comme constant entre deux diffusions élastiques successives, soit du point  $(n-1)$  au point  $n$ . Cette hypothèse simplificatrice est justifiée par la courte distance entre deux diffusions élastiques successives.

3. L'angle  $\theta_n$  de la déviation, induite par l'interaction élastique  $n$ , est déterminé relativement à la direction précédente et de façon aléatoire, comme décrit par l'équation (II.20) :

$$R_2 = \frac{\int_0^{\theta_n} \frac{d\sigma_{el}}{d\theta} \sin(\theta) d\theta}{\int_0^\pi \frac{d\sigma_{el}}{d\theta} \sin(\theta) d\theta} \quad (\text{II.20})$$

avec :

- $R_2$  : Un nombre aléatoire uniformément distribué entre 0 et 1 ;
- $\frac{d\sigma_{el}}{d\theta}$  : Section efficace différentielle de diffusion élastique.

L'angle azimutal de déviation  $\phi$  est uniformément distribué entre 0 et  $2\pi$  :

$$\phi = R_3 2\pi \quad (\text{II.21})$$

avec  $R_3$  un nombre aléatoire uniformément distribué entre 0 et 1.

### B.1.2 Les modèles pris en compte par CASINO

Les différents modèles de diffusions élastiques et inélastiques peuvent être sélectionnés par l'utilisateur. Les choix de modèles ont été effectués selon une étude bibliographique dans la première partie de ce chapitre (voir paragraphe A). En résumé, il a été choisi pour :

- la section efficace totale élastique : « Mott par interpolation » ;
- la section efficace différentielle élastique : « Mott par interpolation » ;
- le potentiel d'ionisation : « Joy et Luo » ;
- le pouvoir d'arrêt : « Joy et Luo ».

### B.1.3 Les paramètres de sorties de CASINO

Tout d'abord, l'algorithme compte les électrons primaires qui ressortent de l'échantillon et donc fournit le taux de rétrodiffusion simulé.

Ensuite, les paramètres de toutes les trajectoires, c'est-à-dire leurs coordonnées successives, leur énergie en chaque point et les angles de déviations, ne sont pas stockés en mémoire. Néanmoins, une interface permet un accès au dépôt spatial d'énergie en trois dimensions. Pour parvenir à cet objectif, CASINO détermine une pénétration maximale dans chacune des 3 directions de l'espace  $X, Y, Z$ . L'utilisateur peut discrétiser jusqu'à un facteur 100 cet espace, maillant de cette manière l'échantillon de Silicium simulé. Dans chaque cube de dimension  $(dX; dY; dZ)$  ainsi formé, aussi appelé « voxel », le logiciel relève l'énergie déposée par chacun des électrons. Cette énergie est normalisée par le nombre total d'électrons simulés.

Par ailleurs, en additionnant les énergies de tous les voxels, il est constaté que l'énergie totale déposée n'est pas égale à l'énergie initiale des électrons. En effet, CASINO normalise l'énergie déposée dans chaque voxel  $(dX; dY; dZ)$  par le nombre total d'électrons simulés et non le nombre d'électrons absorbés par le Silicium. La différence d'énergie est donc l'énergie emportée par les électrons rétrodiffusés. Or cette étude s'intéresse aux profils de génération des charges secondaires donc aux électrons primaires qui ont déposé toute leur énergie dans le Silicium. Il est donc nécessaire de normaliser l'ensemble de ces résultats par l'énergie totale réellement déposée, soit 100% de l'énergie initiale d'un électron incident. Le facteur de pondération  $k$  est le suivant :

$$k = \frac{E_0}{E_{depose}} \quad (\text{II.22})$$

avec :  $E_0$ , l'énergie cinétique initiale de l'électron incident et  $E_{depose}$ , l'énergie totale déposée. Les résultats présentés ensuite prennent tous en compte ce facteur de pondération.

Pour obtenir le profil moyen de dépôt d'énergie par un électron primaire ou son équivalent (le profil de génération des électrons secondaires), il suffit de projeter les données de dépôt d'énergie sur l'axe  $z$  par sommation des énergie de chaque plan  $(X, Y)$  d'épaisseur  $dz$ . Par l'intermédiaire d'un traitement ©Matlab du fichier de sortie de CASINO, quatre types de courbes sont alors obtenues :

- le profil de dépôt d'énergie en fonction de la profondeur  $z$ , (voir figure II.5) ;
- le dépôt d'énergie cumulée en fonction de la profondeur  $z$  ; cette courbe permet de connaître la quantité d'énergie déposée entre la surface et la profondeur  $z$  comme montré sur la figure II.6 ;
- le pourcentage d'énergie déjà déposée à une profondeur  $z$  par rapport à l'énergie total déposée (voir la figure II.7) ;
- la génération cumulée d'électrons secondaires en fonction de la profondeur  $z$  ; cette courbe permet de connaître la quantité d'électrons déjà générés entre la surface et la profondeur  $z$  ; elle est obtenue en divisant par 3,6 le cumul de l'énergie déposée à la profondeur  $z$ .

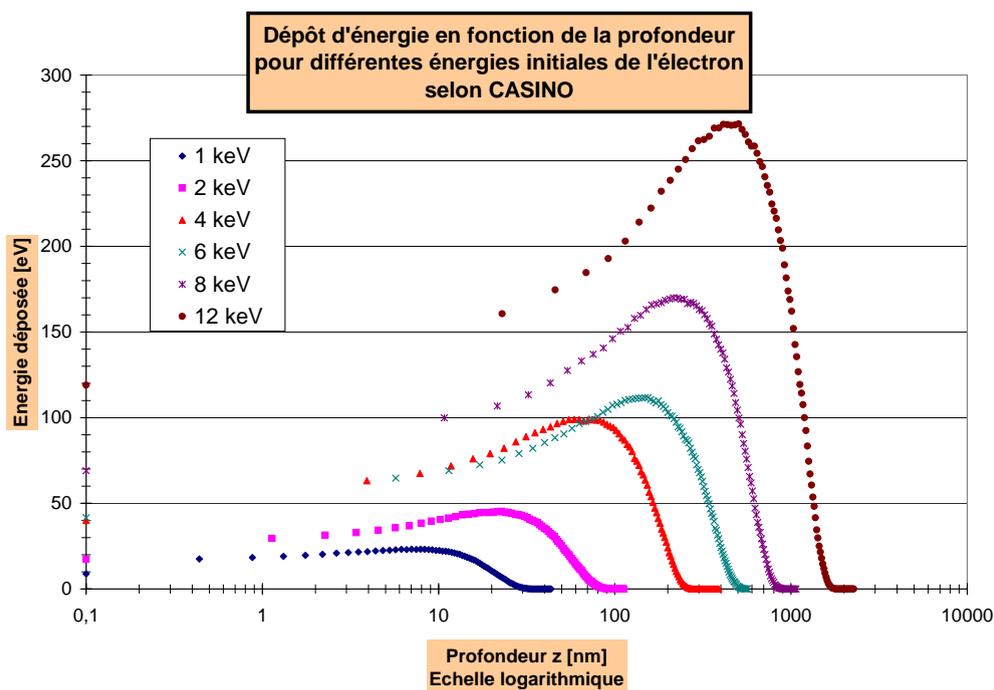


FIGURE II.5 – Dépôt de l'énergie cinétique de l'électron primaire à la profondeur  $z$  pour différentes énergies incidentes.

Les figures II.5 à II.7 sont obtenues en simulant  $10^5$  électrons en incidence normale sur du Silicium pur ; la région simulée est discrétisée par 100 divisions dans chaque direction, y compris dans la direction  $z$  de la profondeur.

L'étalement latéral du dépôt d'énergie peut aussi être déduit de l'énergie déposée dans chacun des voxels. A 12 keV, là où il est maximum, il ne dépasse pas  $1 \mu\text{m}$ . Cet

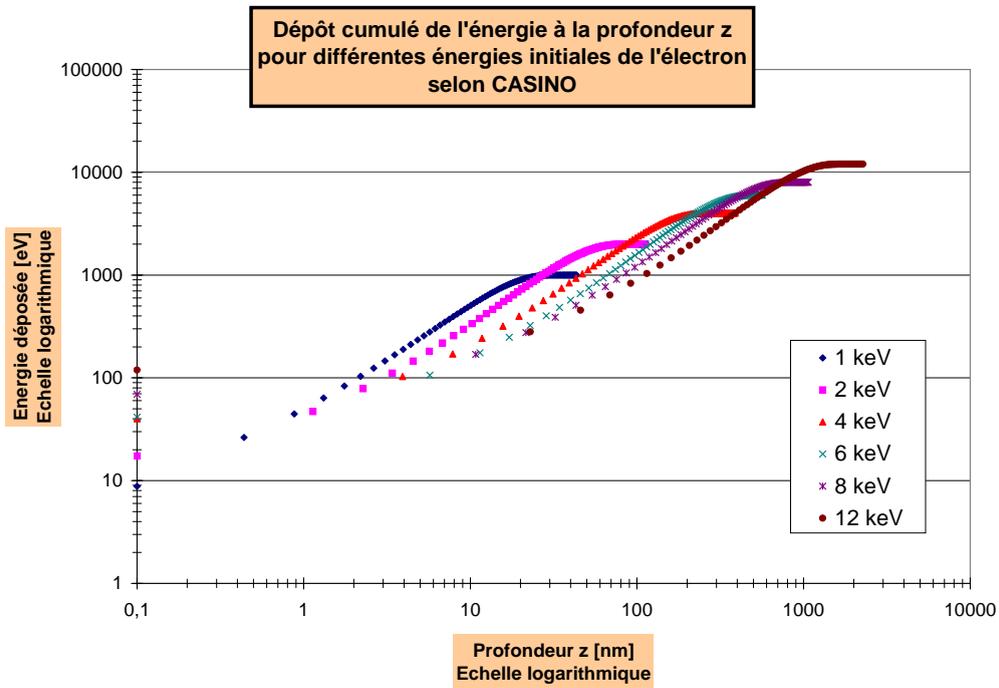


FIGURE II.6 – Dépôt cumulé de l'énergie cinétique de l'électron primaire entre la surface et la profondeur  $z$  pour différentes énergies incidentes.

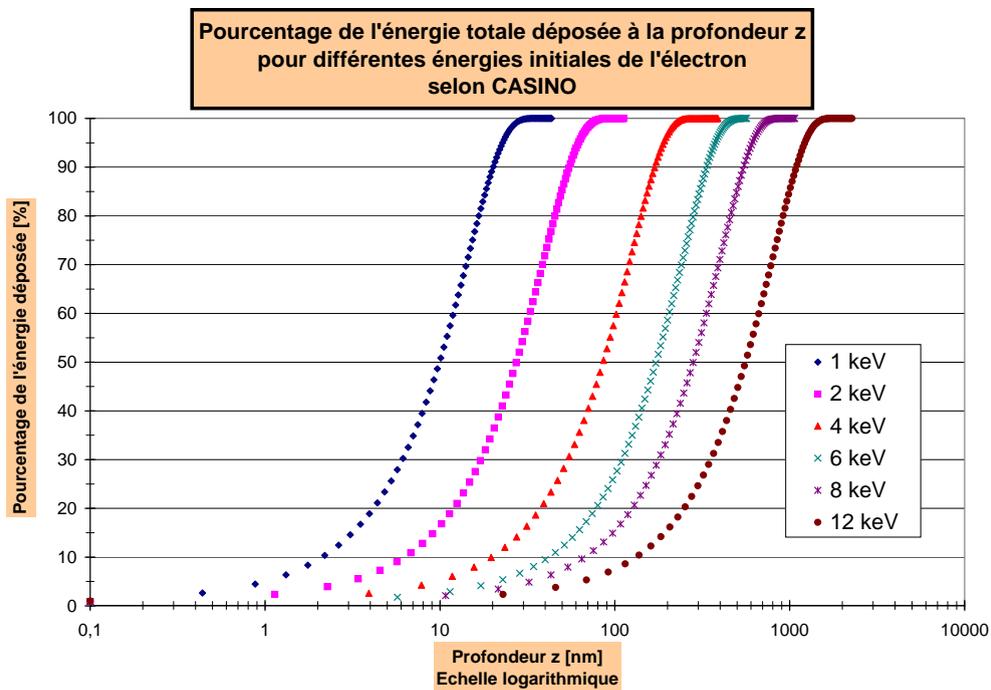


FIGURE II.7 – Pourcentage de l'énergie cinétique déposée par l'électron primaire en fonction de la profondeur  $z$  pour différentes énergies incidentes.

étalement est à comparer avec la taille des pixels des véhicules de test utilisés, soit  $6,7 \mu\text{m}$ . L'étalement latéral des charges secondaires lors de la génération est donc négligeable par rapport à la taille des pixels.

La figure II.7 permet de déduire, en fonction de l'énergie incidente, les épaisseurs acceptables des zones mortes et actives de la couche de passivation. Par exemple, à 2 keV, il faudrait une épaisseur de couche morte inférieure à 15 nm pour que 75% des électrons secondaires soient générés en dehors de cette zone.

## B.2 Résultats préliminaires de simulations CASINO

### B.2.1 Influence de la passivation sur le taux de rétrodiffusion

L'influence du fort dopage en surface sur le taux de rétrodiffusion des électrons primaires doit être quantifiée. Ce programme donne la possibilité de simuler un empilement de couches minces et des matériaux avec impuretés [HDG97a]. Cependant, il est assez difficile de décrire correctement un gradient de dopage comme ceux présentés dans le chapitre I (paragraphe C.2.3). Un profil abrupt est simulé avec des couches d'épaisseur certes variable, mais à l'intérieur desquelles la concentration des différents éléments est constante. Par ailleurs, les impuretés ont une concentration relative très faible. Il est donc a priori attendu que la passivation n'ait aucune influence sur la rétrodiffusion.

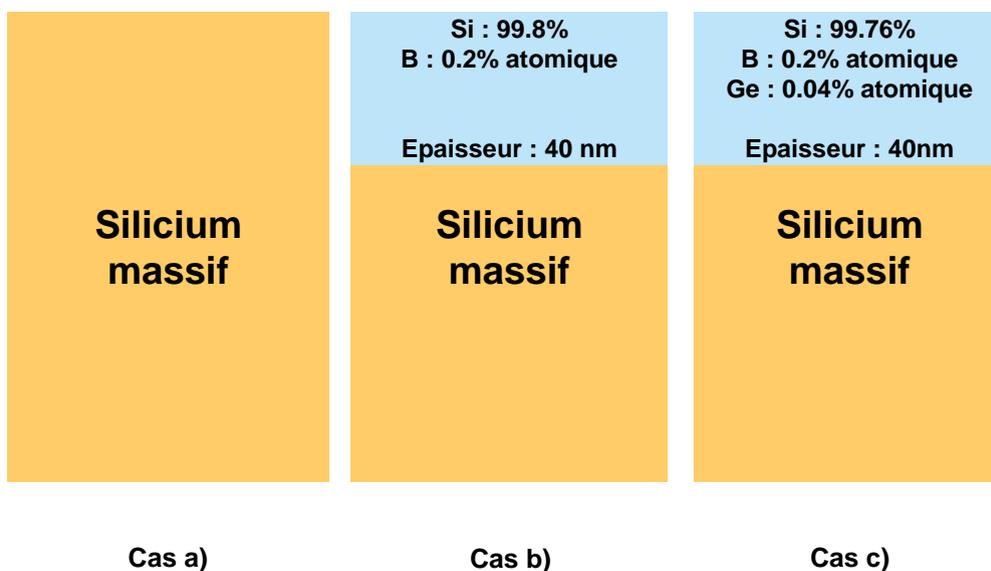


FIGURE II.8 – Schéma des différents échantillons simulés pour caractériser l'influence de la passivation sur le taux de rétrodiffusion de l'électron primaire.

Des structures de Silicium présentant des couches de passivation de diverses natures sur 40 nm, comme présentées sur la figure II.8, ont été simulées ici à différentes énergies d'irradiation. La concentration atomique des impuretés, Bore et Germanium, est obtenue à partir des profils de dopage typique présentés dans le chapitre I (C.2.3). Par exemple, une concentration de  $10^{20}$  at.cm<sup>-3</sup>, qui relève d'un fort dopage, représente une concentration atomique relative par rapport au Silicium de 0,2%. La concentration volumique des atomes de Silicium est en effet de  $5 \cdot 10^{22}$  at.cm<sup>-3</sup>. Le réseau de courbes, présenté par la figure II.9, est tracé en relevant les taux de rétrodiffusion à différentes énergies, pour chacune de ces structures simulées.

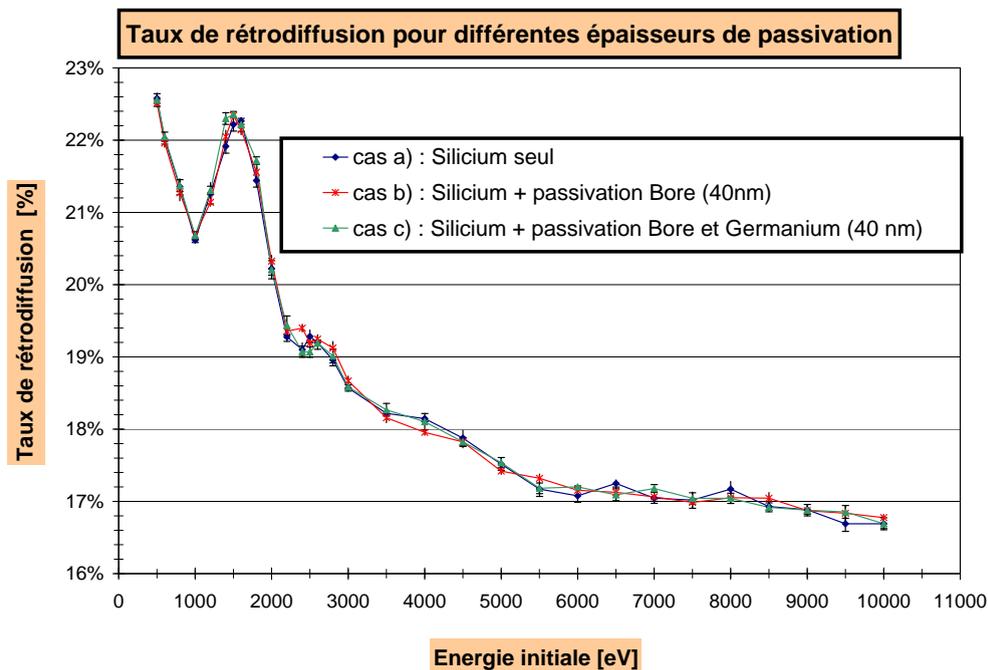


FIGURE II.9 – Réseau de courbes présentant le taux de rétrodiffusion des électrons primaires pour différentes structures (voir figure II.8).

La passivation n'a clairement aucune influence sur le taux d'électrons rétrodiffusés. Outre la très faible concentration du Bore et du Germanium dans les cas b et c, cela s'explique aussi par le faible numéro atomique du Bore, car plus un atome cible a un faible numéro atomique, moins il va provoquer de rétrodiffusion.

Il est remarqué entre 1 keV et 2,25 keV, une augmentation du taux de rétrodiffusion. Cet effet n'a lieu que si le modèle Mott tabulé est sélectionné. Pour les autres modèles de diffusion élastique que propose le logiciel, cet effet ne se produit pas. Entre ces énergies, le taux de rétrodiffusion semble donc surestimé de 2 à 3% et aucun phénomène physique ne semblerait expliquer cette élévation. D'après la référence [EGWA<sup>+</sup>08], cela est dû à un artefact du logiciel CASINO. En effet, les section efficaces de Mott sont, avec ce modèle, des valeurs numériques tabulées. Or aucune valeur n'est tabulée entre 1 et 2 keV. Le rapport entre les deux valeurs consécutives tabulées est ici de 2, contrairement à l'ensemble des

autres valeurs tabulées. La méthode d'interpolation des sections efficaces élastiques ne semble pas supporter un tel rapport.

### B.2.2 Influence de la passivation sur le profil de génération des électrons

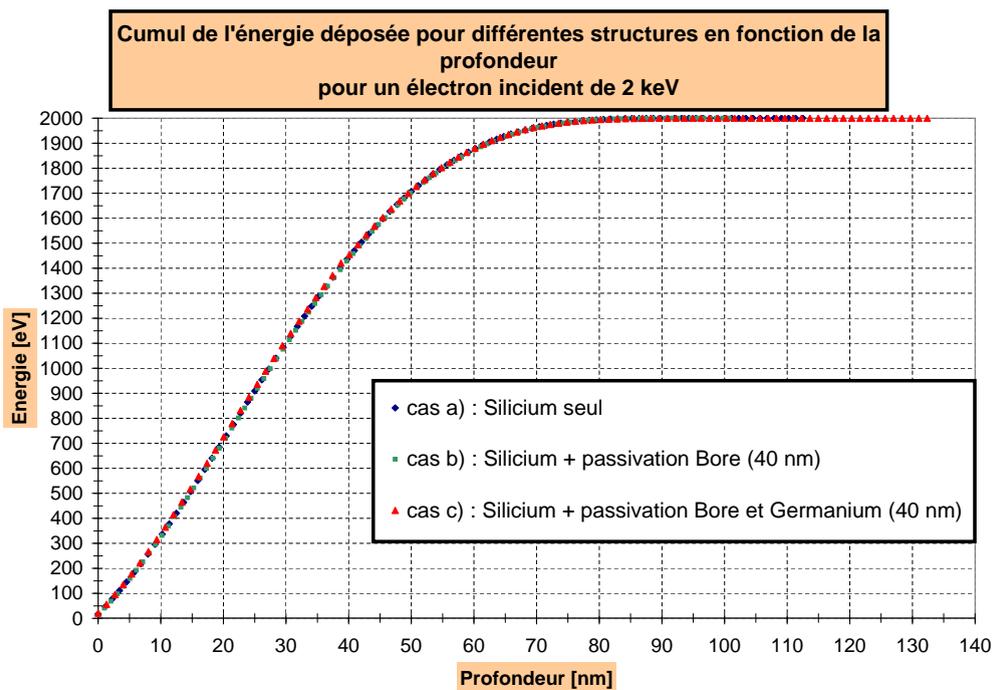


FIGURE II.10 – Effet de la passivation sur le dépôt d'énergie cumulé à 2 keV pour différentes structures.

Avec les mêmes simulations des structures présentées figure II.8, les profils cumulés de dépôt d'énergie en fonction de la profondeur sont établis pour trois énergies différentes, 2 keV (figure II.10), 6 keV (figure II.11) et 12 keV (figure II.12).

Les figures II.10 à II.12 montrent clairement que la couche de passivation n'agit pas sur le profil de dépôt d'énergie, quelle que soit l'énergie  $E_0$  de l'électron incident. Toutes les simulations CASINO présentées, aussi bien dans ce chapitre que dans les suivants, sont effectuées avec le Silicium pur comme matériau cible.

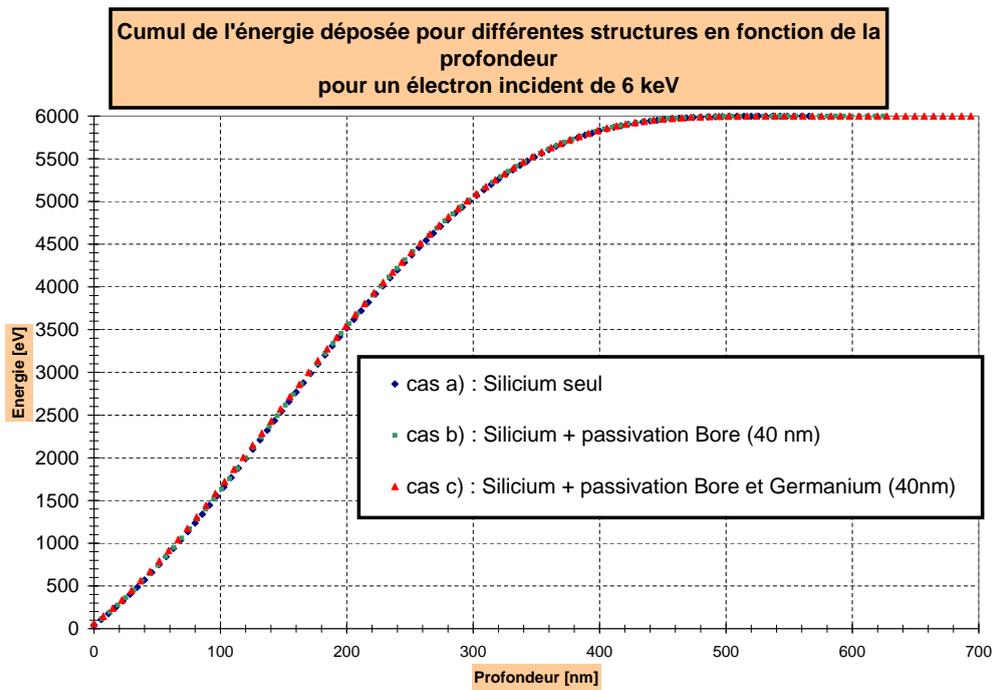


FIGURE II.11 – Effet de la passivation sur le dépôt d'énergie cumulé à 6 keV pour différentes structures.

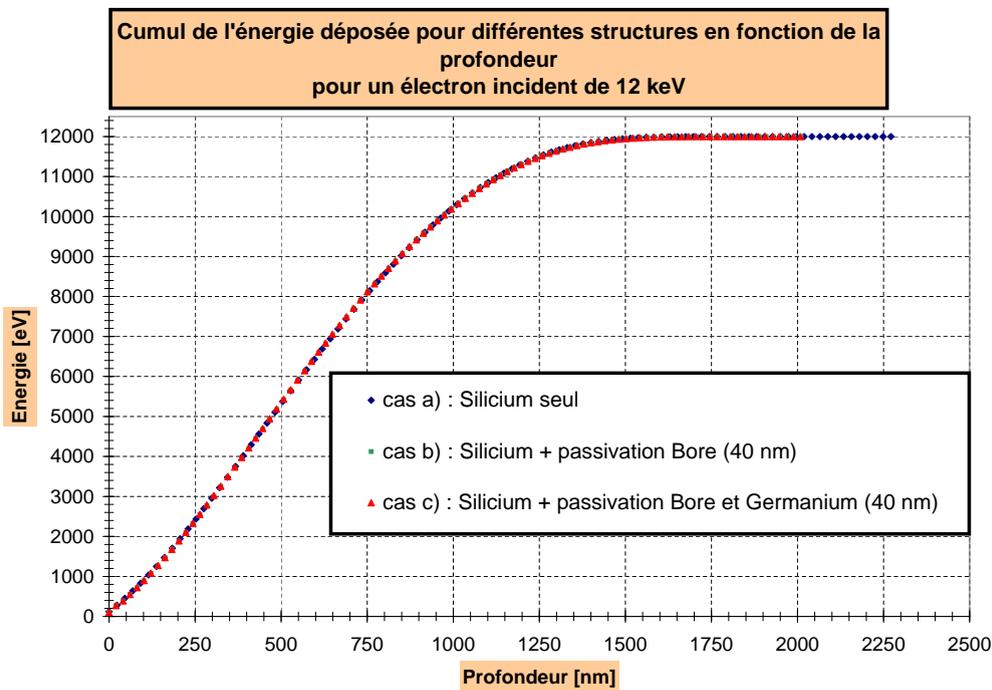


FIGURE II.12 – Effet de la passivation sur le dépôt d'énergie cumulé à 12 keV pour différentes structures.

### B.2.3 Méthode de Simulation de l'énergie perdue dans les différentes couches de dopage

Avec les courbes de dépôt cumulé d'énergie en fonction de la profondeur, il est possible de déduire l'énergie déposée à une profondeur fixée et ainsi les électrons déposés dans les différentes zones de la face arrière du MAPS : couches morte, active et épitaxiale.

Comme le logiciel CASINO ne propose que des divisions régulières de la pénétration maximale en  $z$ , la valeur du nombre d'électrons ou de la quantité d'énergie à l'épaisseur  $z$  fixée n'est pas immédiatement accessible. Il est nécessaire de procéder à une interpolation linéaire entre l'épaisseur proposée immédiatement inférieure et celle immédiatement supérieure. L'erreur commise est négligeable puisque le pas en  $z$  est suffisamment faible et la statistique simulée est élevée.

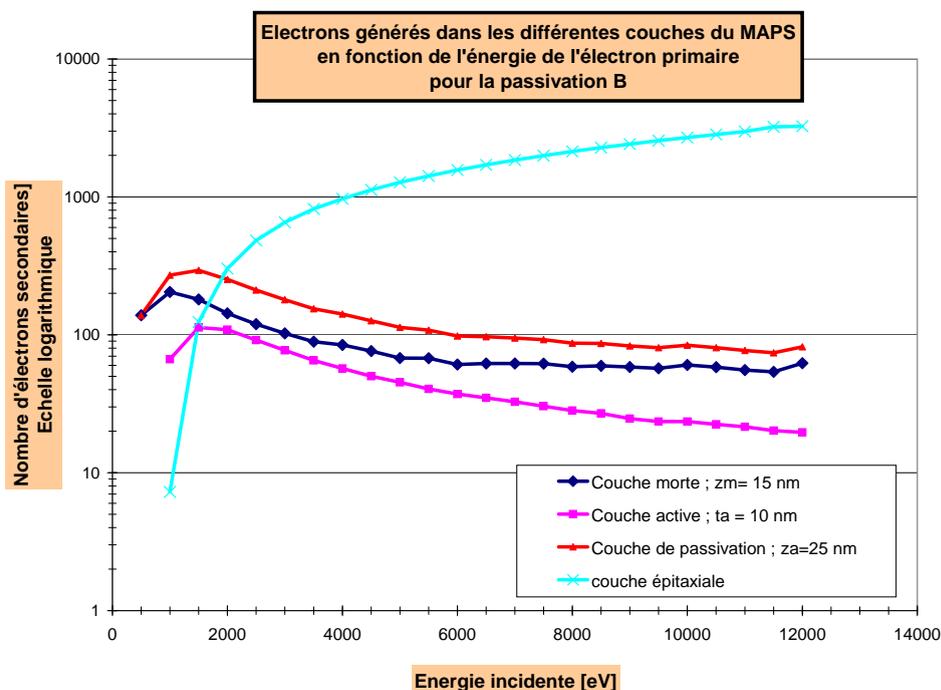


FIGURE II.13 – Exemple de l'évolution du nombre d'électrons générés dans les différentes couches de dopage avec l'énergie de l'électron incident.

La courbe de la figure II.13 montre un exemple de l'évolution du nombre d'électrons générés dans les différentes zones de la face arrière du MAPS pour la passivation B en fonction de l'énergie initiale  $E_0$  de l'électron primaire. Les résultats montrés par cette courbe sont généralisables aux autres passivations :

- la part des électrons générés dans la couche de passivation diminue avec l'augmentation de l'énergie initiale de l'électron incident ;
- pour des énergies d'irradiation supérieures à 2 keV, la part d'électrons produits dans la couche épitaxiale est supérieure à celle de la couche de passivation ;

- à partir de 5 keV, le nombre d'électrons secondaires créés dans la couche morte est constant en fonction de l'énergie, en première approximation.

## C Modélisation du gain de collection

### C.1 Principe de la Modélisation

L'objectif de ce modèle est de mettre en évidence la dépendance du gain de collection aux performances de la couche de passivation : énergies déposées et efficacités de collection de charges dans les différentes zones. En effet, ces paramètres sont dépendants des propriétés physico-chimiques des passivations A à F (voir chapitre I, section C.2.2), comme l'épaisseur des différentes zones et l'activation électrique des dopants.

#### C.1.1 Notation employée

Ces notations seront utilisées pour cette modélisation et reprises dans les chapitres suivants.

Le gain de collection est noté  $G$ .

A chaque couche correspond un indice (voir chapitre I, paragraphe C.2.3) :

- m : couche morte ;
- a : couche active ;
- e : couche épitaxiale.

Notations concernant les énergies déposées par un électron primaire unique et exprimées :

- $E_0$  : énergie initiale de l'électron primaire [eV] ;
- $E_m$  : énergie déposée dans la couche morte [eV] ;
- $E_a$  : énergie déposée dans la couche active [eV] ;
- $E_e$  : énergie déposée dans la couche épitaxiale [eV].

Notations concernant les électrons secondaires générés par un électron primaire unique ; les énergies sont exprimées en eV :

- $n_0 = \frac{E_0}{3,6}$  : nombre total d'électrons secondaires générés en moyenne ;
- $n_m = \frac{E_m}{3,6}$  : nombre d'électrons secondaires générés dans la couche morte ;
- $n_a = \frac{E_a}{3,6}$  : nombre d'électrons secondaires générés dans la couche active ;
- $n_e = \frac{E_e}{3,6}$  : nombre d'électrons secondaires générés dans la couche épitaxiale.

Notations concernant le nombre d'électrons collectés par les diodes de collection pour un électron primaire unique :

- $d_m$  : nombre d'électrons collectés par les diodes ayant été initialement générés dans la couche morte ;
- $d_a$  : nombre d'électrons collectés par les diodes ayant été initialement générés dans la couche active ;
- $d_e$  : nombre d'électrons collectés par les diodes ayant été initialement générés dans la couche épitaxiale.

Notations concernant les efficacités de collection de charges :

- $\epsilon_m = \frac{d_m}{n_m}$  : efficacité de collection de charges de la couche morte ;
- $\epsilon_a = \frac{d_a}{n_a}$  : efficacité de collection de charges de la couche active ;
- $\epsilon_e = \frac{d_e}{n_e}$  : efficacité de collection de charges de la couche épitaxiale.

Notations concernant les dimensions des différentes couches :

- $z_m$  : épaisseur de la couche morte ;
- $z_a$  : épaisseur de la couche de passivation (couche morte et couche active réunies) ;
- $t_a = z_a - z_m$  : épaisseur de la couche active.

### C.1.2 Expression du gain de collection

Le gain  $G$  est le nombre d'électrons secondaires collectés par les diodes pour un électron primaire unique, d'énergie  $E_0$  (en eV). Il peut donc s'exprimer selon les relations (II.23) à (II.25) :

$$G = d_m + d_a + d_e \quad (\text{II.23})$$

$$\Leftrightarrow G = \epsilon_m n_m + \epsilon_a n_a + \epsilon_e n_e \quad (\text{II.24})$$

$$\Leftrightarrow G = \epsilon_m \frac{E_m}{3,6} + \epsilon_a \frac{E_a}{3,6} + \epsilon_e \frac{E_e}{3,6} \quad (\text{II.25})$$

Les énergies sont exprimées en eV. Les différentes efficacités de collection de charges ( $\epsilon_m, \epsilon_a, \epsilon_e$ ) caractérisent la diffusion des électrons secondaires thermalisés, c'est-à-dire sans énergie cinétique, en fonction de leur zone de génération, ainsi que leur collection par les diodes. Ces efficacités de collection de charges dépendent donc entre autres de la géométrie des diodes de collection. Or ce paramètre est invariant sur les dispositifs de test. Ce sont les performances de la couche de passivation qui discriminent les valeurs d'efficacité de collection de charges :

- $\epsilon_m$  caractérise en partie la capacité des électrons secondaires à s'extraire du champ électrique présent dans la couche morte et qui les attire vers la surface recombinante ; le gradient de dopage, l'activation électrique des dopants, les recombinaisons de volume, la présence d'espèces non activées, les défauts cristallins subsistants sont des paramètres physico-chimiques de la couche morte qui sont supposés, a priori, influencer cette performance de la couche de passivation ; toutefois, cette efficacité de collection de charges est pressentie comme étant très faible, voire

nulle, à cause du champ électrique défavorable ; de plus, la couche morte est fine par rapport à la longueur de pénétration de l'électron primaire dans le Silicium, donc cette efficacité ne concerne que peu d'électrons dans le haut de la gamme d'énergie étudiée ;

- $\epsilon_a$  traduit en partie la capacité de la couche active à diriger les électrons vers les diodes de collection ; c'est donc l'effet toboggan qui est mis en évidence par ce paramètre ; cette efficacité de collection de charges dépendrait, a priori, des paramètres physico-chimiques de la couche active : présence d'atomes étrangers, activation des dopants, présence d'espèces non activées, de défauts cristallins et gradient de dopage ;
- $\epsilon_e$  est d'autant plus grand que l'effet miroir de la couche de passivation est grand ; cette grandeur dépendrait, a priori, du gradient de dopage de la couche active et de son activation ; comme la qualité cristalline de la couche épitaxiale est excellente, peu de charges sont perdues par recombinaison dans cette zone ; cette efficacité de collection de charges est donc attendue comme proche de 1.

Les 3 paramètres relatifs au dépôt d'énergie,  $E_m, E_a, E_e$  sont liés à la physique de la diffusion de l'électron de faible énergie dans le Silicium, donc à l'énergie initiale  $E_0$  de l'électron primaire, ainsi qu'à l'épaisseur des couches morte et active :

- $E_m$  dépend de  $E_0$  et de  $z_m$  ;
- $E_a$  dépend de  $E_0$ , de  $z_m$  et de  $z_a$  ;
- $E_e$  dépend de  $E_0$  et de  $z_a$ .

Les 6 passivations A à F présentées au chapitre I (voir paragraphe C.2.3) donnent accès à une gamme de différentes épaisseurs de couche mortes et actives ; à une passivation est associé son couple  $(z_m ; z_a)$ . Le modèle de gain nécessite la connaissance du dépôt d'énergie dans chacune des couches. Deux méthodes de modélisation du dépôt d'énergie sont ici abordées : par simulation CASINO et par un modèle analytique de la littérature [DJE<sup>+</sup>87, RB94, RR91a].

## C.2 Modélisation du dépôt d'énergie par CASINO

### C.2.1 Courbes de dépôt d'énergie

Comme présenté au paragraphe B.2.3, le logiciel de simulation Monte-Carlo permet de répondre à la problématique du dépôt d'énergie. Le tableau II.2 rappelle les couples  $(z_m ; z_a)$  pour les différentes passivations. Les courbes II.14 à II.16 montrent, pour les 6 passivations, l'évolution de l'énergie déposée en moyenne par un électron incident d'énergie  $E_0$  dans chaque couche.

Les figures 1 à 3 présentent le pourcentage de l'énergie incidente déposée dans chacune des couches pour les 6 passivations A à F, selon les simulations effectuées par le logiciel CASINO. Ces figures sont situées en annexe.

Passivation	Epaisseur couche morte $z_m$ [nm]	Epaisseur couche de passivation $z_a$ [nm]
A	0	71
B	15	25
C	26	46
D	8	22
E	9	22
F	18	42

TABLE II.2 – Tableau des épaisseurs de couche morte et de couche de passivation pour les passivations A à F.

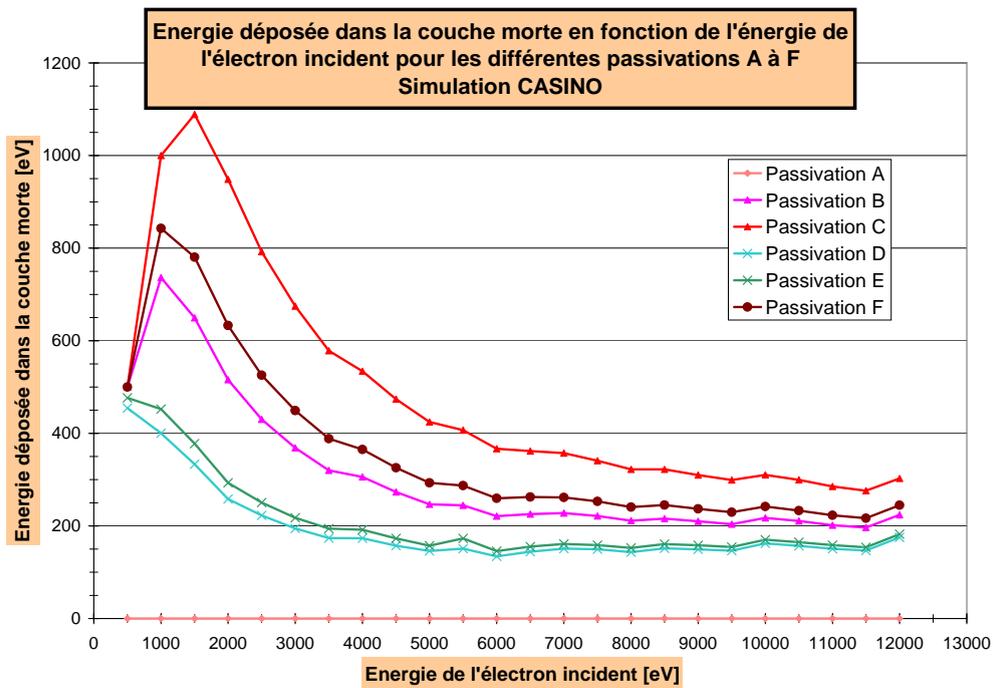


FIGURE II.14 – Énergie déposée dans la couche morte en fonction des différentes passivations et de l'énergie incidente  $E_0$ , par simulation CASINO.

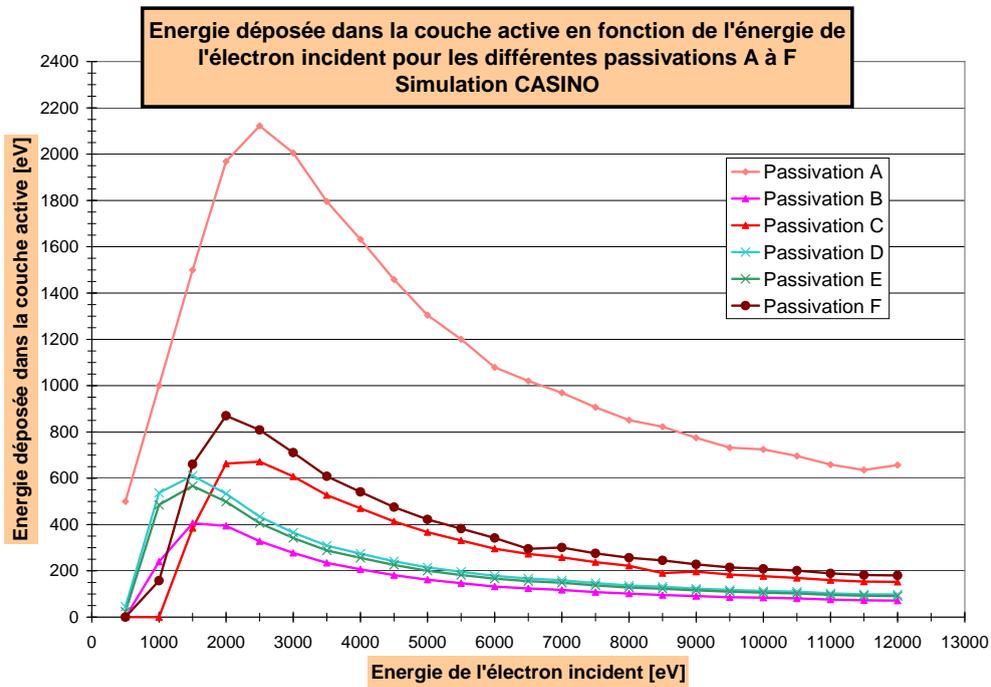


FIGURE II.15 – Energie déposée dans la couche active en fonction des différentes passivations et de l'énergie incidente  $E_0$ , par simulation CASINO.

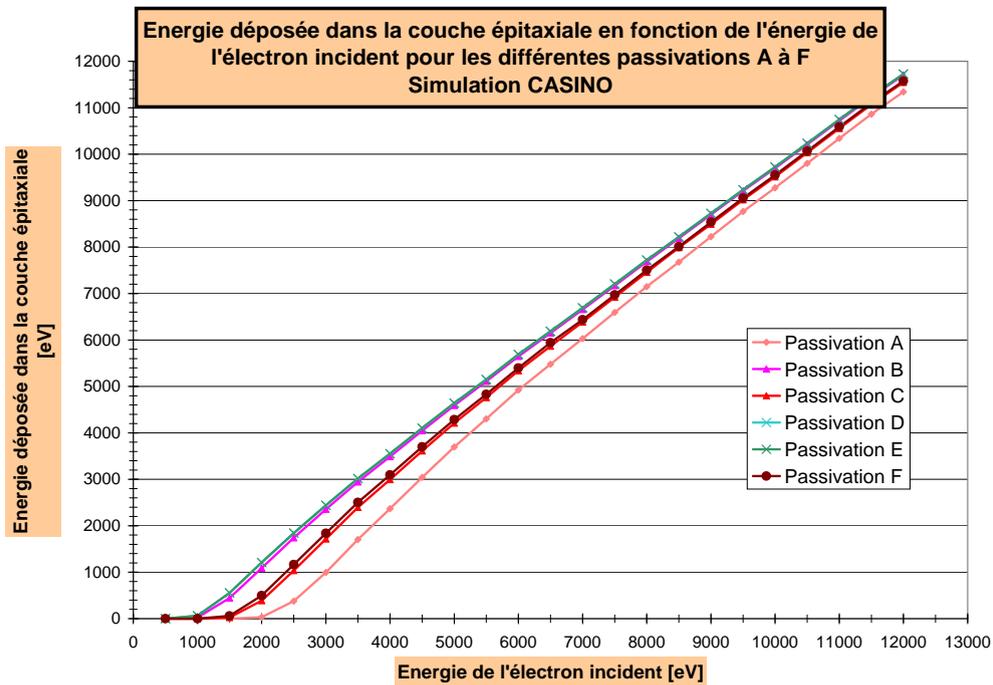


FIGURE II.16 – Energie déposée dans la couche épitaxiale en fonction des différentes passivations et de l'énergie incidente  $E_0$ , par simulation CASINO.

## C.2.2 Courbes de gains de collection modélisés par simulation CASINO

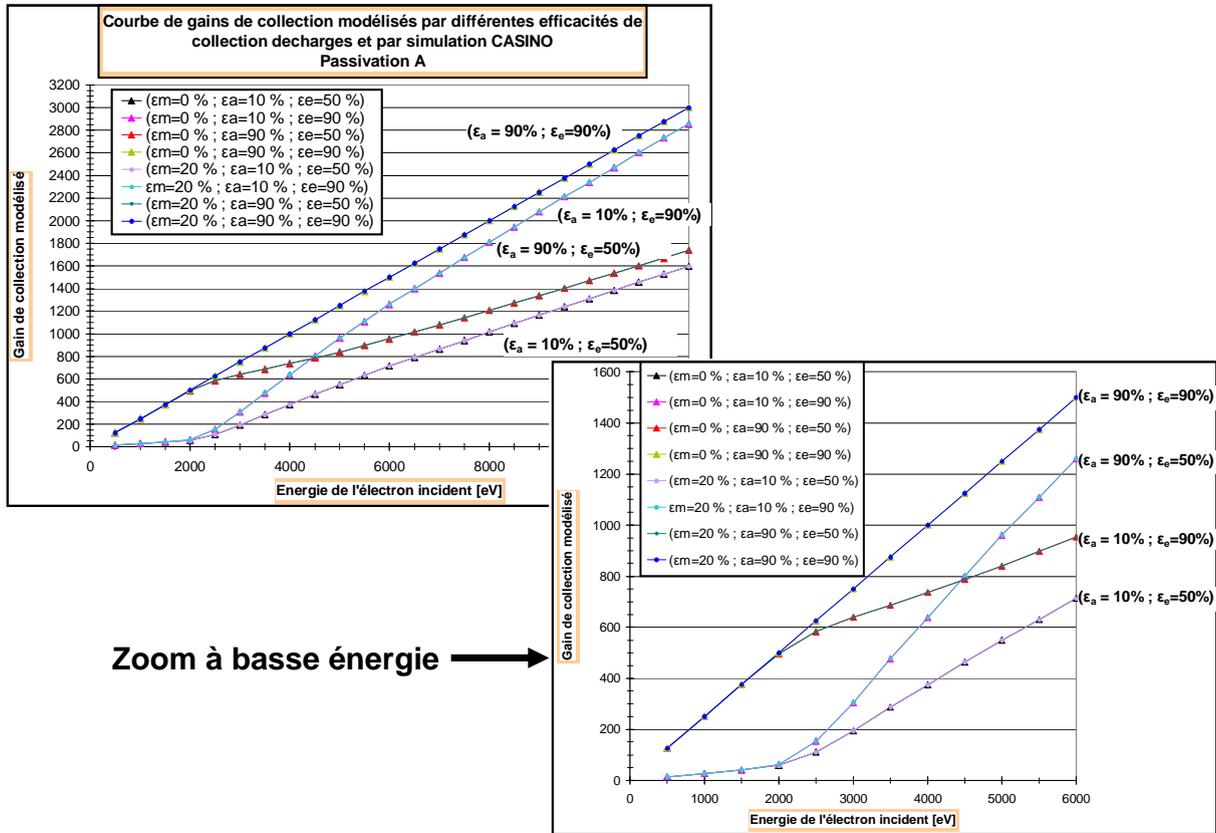


FIGURE II.17 – Courbes de gains de collection modélisés avec le modèle de dépôt d'énergie CASINO pour la passivation A et différentes valeurs d'efficacité de collection de charges.

Des courbes de gains modélisés sont tracées, pour chaque passivation, selon l'équation (II.23) et selon le dépôt d'énergie dans les différentes couches, établi par simulation CASINO. Chaque courbe est tracée suivant un triplet de valeur d'efficacité de collections de charges ( $\epsilon_m$ ,  $\epsilon_a$ ,  $\epsilon_e$ ). Pour une efficacité de collection de charges relative à une zone, une valeur basse et une valeur haute sont choisies a priori selon l'analyse qualitative du paragraphe C.1.2, afin de montrer l'influence de chacun sur le gain de collection. Les courbes représentant les 8 combinaisons possibles d'efficacité de collection de charges sont montrées par les figures II.17 à II.21. La passivation E n'a pas été représentée puisqu'elle ne diffère de la passivation D que par un nanomètre de couche morte supplémentaire. Les tendances pour l'une et l'autre de ces deux passivations sont donc les mêmes. Les valeurs des paramètres employées sont :

- $\epsilon_m$  : 0% ou 20% ;
- $\epsilon_a$  : 10% ou 90% ;
- $\epsilon_e$  : 50% ou 90%.

En fonction de l'énergie, le comportement des courbes de gains est différent. Aux énergies les plus faibles de la gamme [1 - 12 keV], les électrons secondaires sont majori-

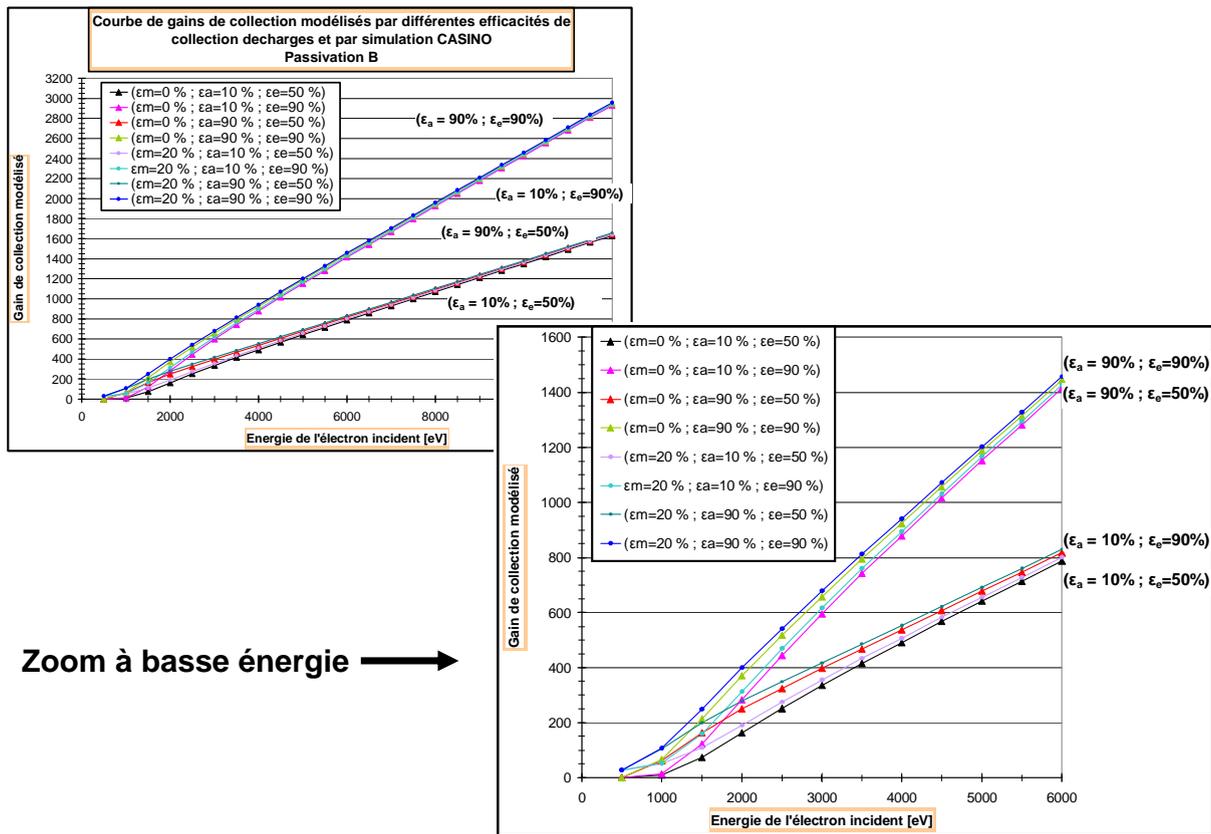


FIGURE II.18 – Courbes de gains de collection modélisés avec le modèle de dépôt d'énergie CASINO pour la passivation B et différentes valeurs d'efficacités de collection de charges.

tairement générés dans la couche de passivation. C'est donc les valeurs de  $\epsilon_m$  et  $\epsilon_a$  qui déterminent le gain. Au contraire, aux énergies les plus hautes, c'est la couche épitaxiale qui est majoritairement le siège de la génération. Cela explique aussi que, sur ces courbes, le paramètre le plus influent dans cette gamme est  $\epsilon_e$  alors que  $\epsilon_m$  n'a aucune influence. Malgré la grande amplitude de variation du paramètre  $\epsilon_a$  (10 à 90%), il n'a qu'une influence de second ordre sur le gain de collection à haute énergie. De plus, les courbes de gain ont une forme linéaire au delà de 2 à 4 keV, ce qui rappelle la forme des courbes de l'énergie déposée dans la couche épitaxiale, montrées par la figure II.16. Il est remarquable que les énergies de transition entre deux comportements sont dépendants de l'épaisseur des couches concernées ; cela est visible en comparant les figures II.17 et II.20 : plus la couche de passivation sera faible, plus le comportement linéaire débutera à faible énergie.

Ainsi l'épaisseur de la couche de passivation déterminera l'énergie de transition entre le comportement à faible énergie et celui à plus haute énergie, alors que l'efficacité de collection de charges  $\epsilon_e$  déterminera la pente de la droite à haute énergie.

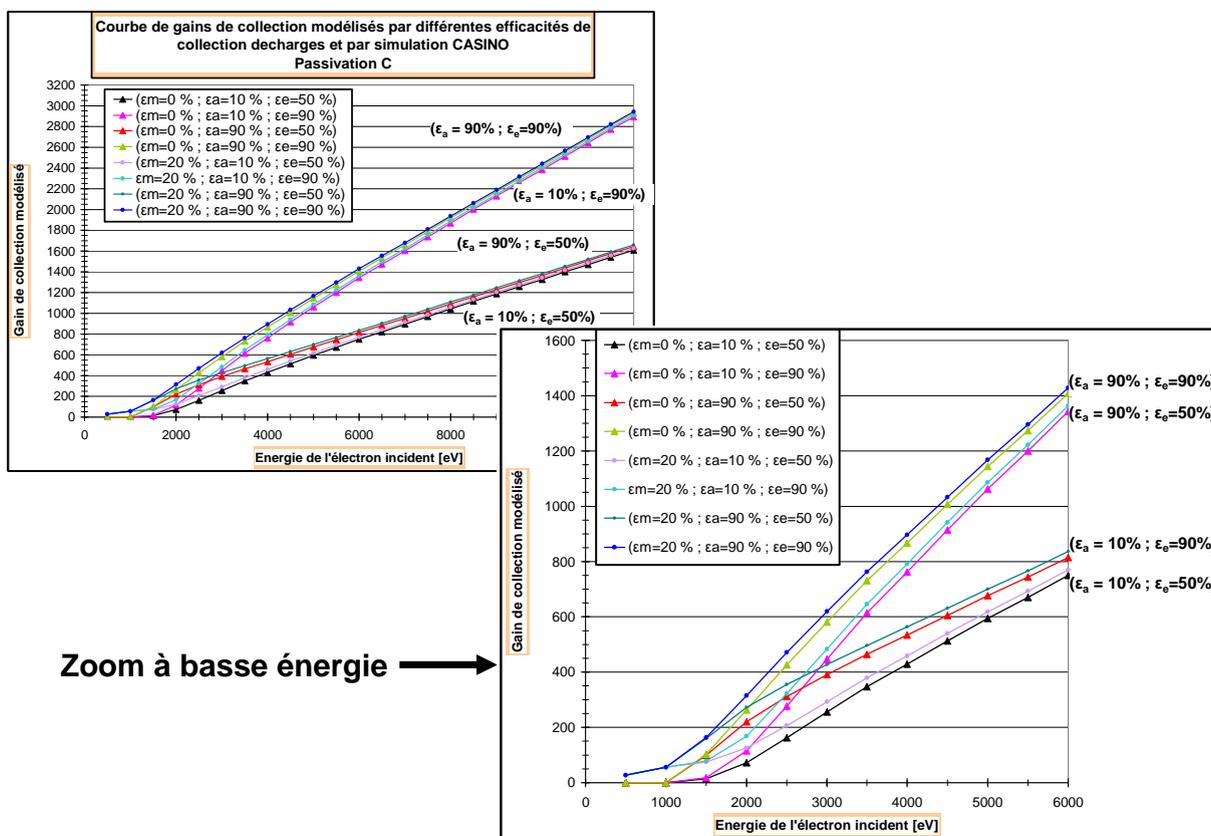


FIGURE II.19 – Courbes de gains de collection modélisés avec le modèle de dépôt d'énergie CASINO pour la passivation C et différentes valeurs d'efficacités de collection de charges.

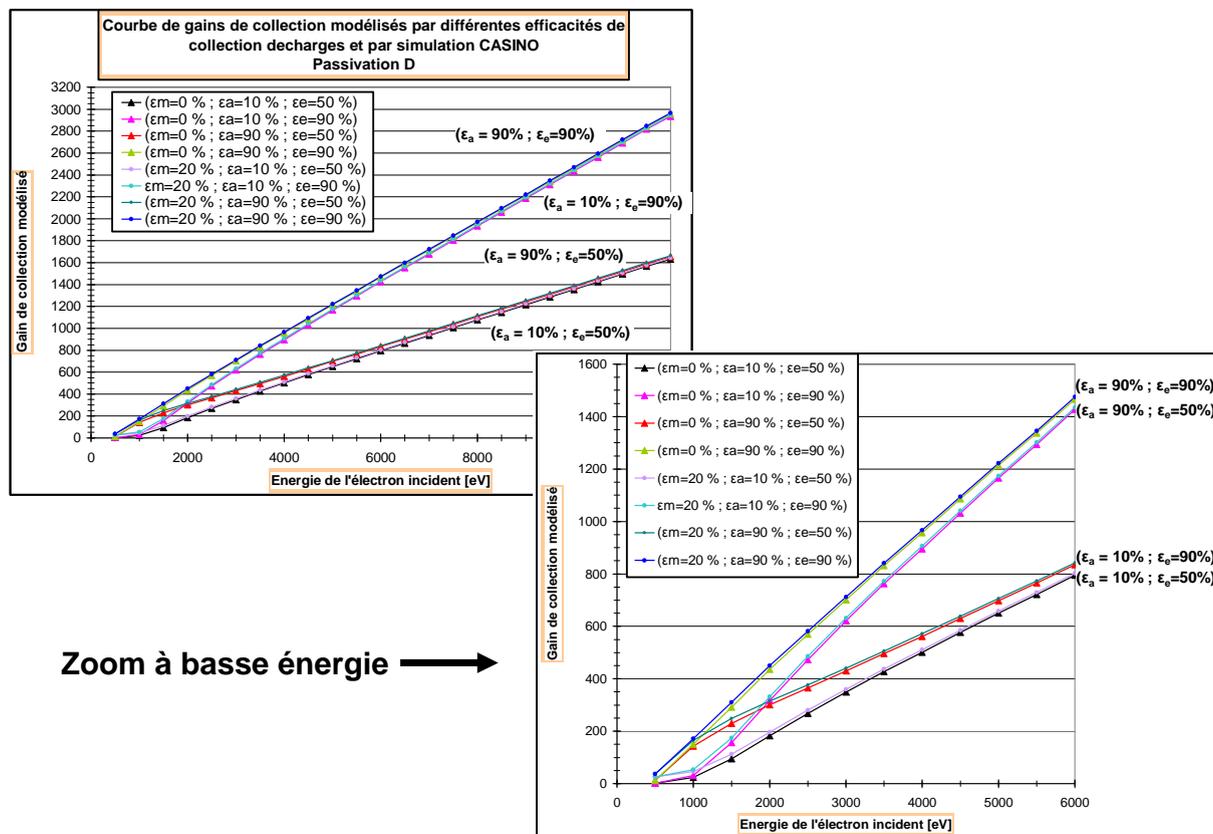


FIGURE II.20 – Courbes de gains de collection modélisés avec le modèle de dépôt d'énergie CASINO pour la passivation D et différentes valeurs d'efficacité de collection de charges.

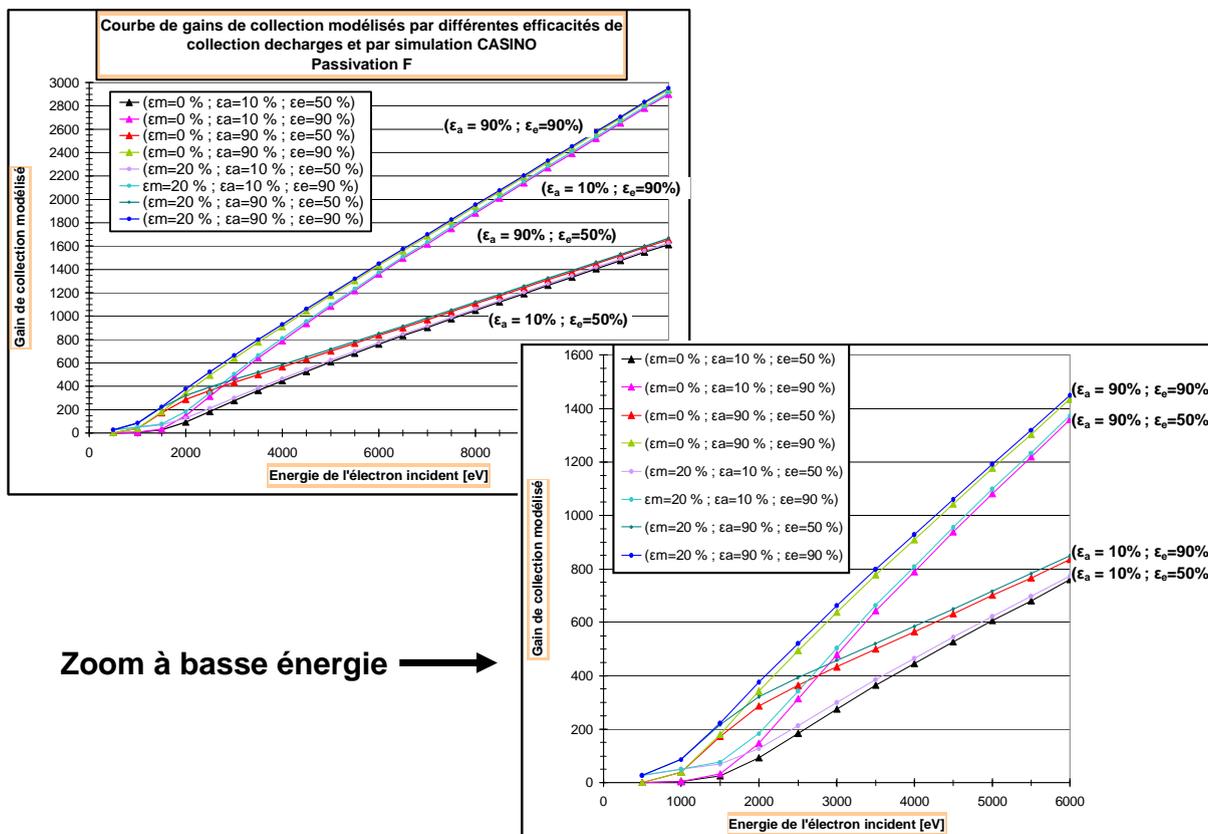


FIGURE II.21 – Courbes de gains de collection modélisés avec le modèle de dépôt d'énergie CASINO pour la passivation F et différentes valeurs d'efficacités de collection de charges.

### C.3 Modélisation du dépôt d'énergie par un modèle analytique

#### C.3.1 Présentation du modèle analytique

La modélisation du dépôt d'énergie, en fonction de l'énergie et de l'épaisseur des différentes couches de la face arrière du MAPS, a l'inconvénient de ne pas présenter d'expression analytique par simulation Monte-Carlo. Seuls des valeurs simulées puis tabulées pour des épaisseurs de couches déterminées sont introduites dans le modèle de gain. Ce modèle de dépôt d'énergie est donc impossible à utiliser pour ajuster les valeurs d'efficacité de collection de charges aux valeurs de gains expérimentaux.

Les références [DJE<sup>+</sup>87, RB94, RR91a] présentent une modélisation analytique du dépôt d'énergie dans le Silicium en fonction de la profondeur et de l'énergie incidente, valable dans la gamme d'énergie [1 - 12 keV]. Dans ce cadre, la pénétration des électrons dans le Silicium en fonction de leur énergie initiale  $E_0$ , peut-être modélisée par le rayon de Gruen  $R_G$ , comme le définit l'équation (II.26) [DJE<sup>+</sup>87] :

$$R_G = K E_0^{1,75} \quad (\text{II.26})$$

avec :

- $R_G$  : Rayon de Gruen [nm] ;
- $K$  : Constante qui dépend du matériau : 17,1 nm.keV<sup>-1,75</sup> pour le Silicium ;
- $E_0$  : Energie initiale de l'électron incident [keV].

L'équation (II.27) définit la grandeur sans dimension  $\lambda$ , qui est un pouvoir d'arrêt normalisé par le rayon de Gruen  $R_G$  et l'énergie initiale de l'électron primaire,  $E_0$ , suivant l'équation (II.27) :

$$\lambda(z) = \frac{R_G}{E_0} \frac{dE(z)}{dz} \quad (\text{II.27})$$

avec,  $\frac{dE}{dz}$  : le pouvoir d'arrêt de l'électron incident dans le Silicium en keV.nm<sup>-1</sup>. Dans le cadre de ce modèle analytique, une expression polynomiale de  $\lambda$  en fonction de  $z$  est donnée :

$$\lambda(z) = \alpha_0 + \alpha_1 \frac{z}{R_G} + \alpha_2 \frac{z^2}{R_G^2} + \alpha_3 \frac{z^3}{R_G^3} \text{ pour } z \leq 1,13 R_G \quad (\text{II.28})$$

$$\lambda(z) = 0 \text{ pour } z > 1,13 R_G \quad (\text{II.29})$$

avec :  $\alpha_0 = 0,6$ ,  $\alpha_1 = 6,21$ ,  $\alpha_2 = -12,4$ ,  $\alpha_3 = 5,69$ . Il peut être démontré grâce à (II.27) et (II.28) que la pénétration maximale moyenne de l'électron incident est 1,13  $R_G$ , c'est-à-dire :

$$\frac{1}{R_G} \int_0^{1,13R_G} \lambda(z) dz = 1 \quad (\text{II.30})$$

Cette modélisation du pouvoir d'arrêt normalisé permet d'exprimer les énergies déposées dans les différentes couches de la face arrière du MAPS, comme le montre les équations (II.31) à (II.33) :

$$E_m = \frac{E_0}{R_G} \int_{z=0}^{z=z_m} \lambda(z) dz \quad \Leftrightarrow E_m = \beta_1 E_0^{-0,75} z_m + \beta_2 E_0^{-2,5} z_m^2 + \beta_3 E_0^{-4,25} z_m^3 + \beta_4 E_0^{-6} z_m^4 \quad (\text{II.31})$$

$z_m$  et  $z_a$  inférieur à  $R_G$  et :

$$\begin{aligned} - \beta_1 &= \frac{\alpha_0}{K} = 0,0351 \text{ keV}^{1,75} \cdot \text{nm}^{-1}; \\ - \beta_2 &= \frac{\alpha_1}{2K^2} = 0,0106 \text{ keV}^{3,5} \cdot \text{nm}^{-2}; \\ - \beta_3 &= \frac{\alpha_2}{3K^3} = -8,27 \cdot 10^{-4} \text{ keV}^{5,25} \cdot \text{nm}^{-3}; \\ - \beta_4 &= \frac{\alpha_3}{4K^4} = 1,66 \cdot 10^{-5} \text{ keV}^7 \cdot \text{nm}^{-4}. \end{aligned}$$

$$E_a = \frac{E_0}{R_G} \int_{z=z_m}^{z=z_a} \lambda(z) dz \quad \Leftrightarrow E_a = \beta_1 E_0^{-0,75} (z_a - z_m) + \beta_2 E_0^{-2,5} (z_a^2 - z_m^2) + \beta_3 E_0^{-4,25} (z_a^3 - z_m^3) + \beta_4 E_0^{-6} (z_a^4 - z_m^4) \quad (\text{II.32})$$

$$E_e = \frac{E_0}{R_G} \int_{z=z_a}^{z=1,13R_G} \lambda(z) dz \quad \Leftrightarrow E_a = \beta_1 E_0^{-0,75} (1,13K E_0^{1,75} - z_a) + \beta_2 E_0^{-2,5} (1,13^2 K^2 E_0^{3,5} - z_a^2) + \beta_3 E_0^{-4,25} (1,13^3 K^3 E_0^{5,25} - z_a^3) + \beta_4 E_0^{-6} (1,13^4 K^4 E_0^7 - z_a^4) \quad (\text{II.33})$$

### C.3.2 Courbes de dépôt d'énergie

Les courbes II.22 à II.24 montrent, pour les 6 passivations, l'évolution de l'énergie déposée dans chaque couche en fonction de l'énergie initiale  $E_0$  de l'électron incident.

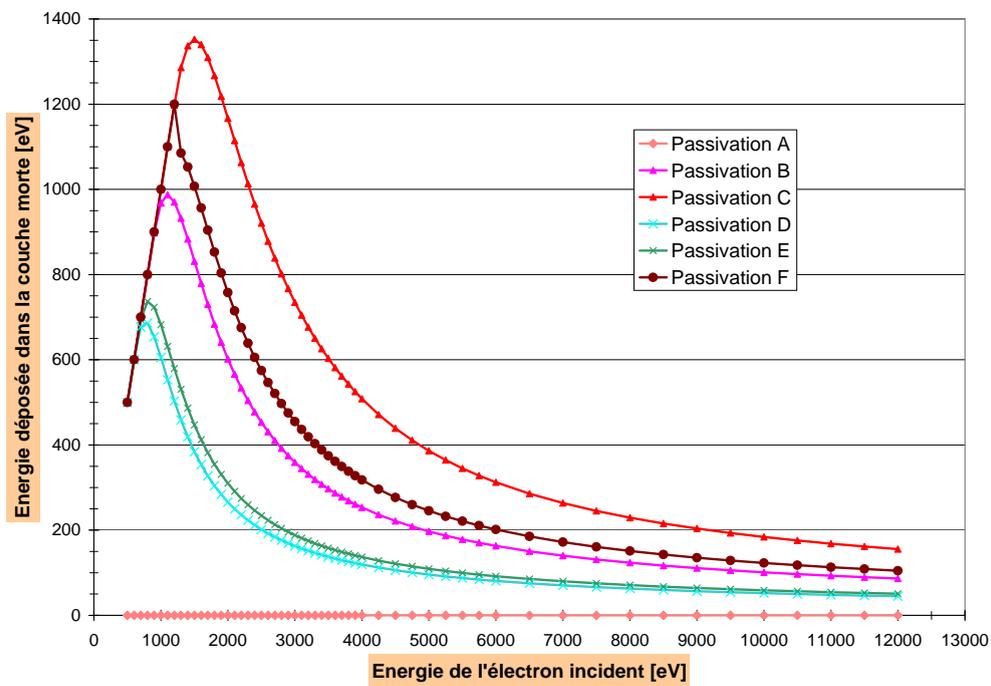


FIGURE II.22 – Energie déposée dans la couche morte en fonction des différentes passivations et de l'énergie incidente  $E_0$ , selon la modélisation analytique.

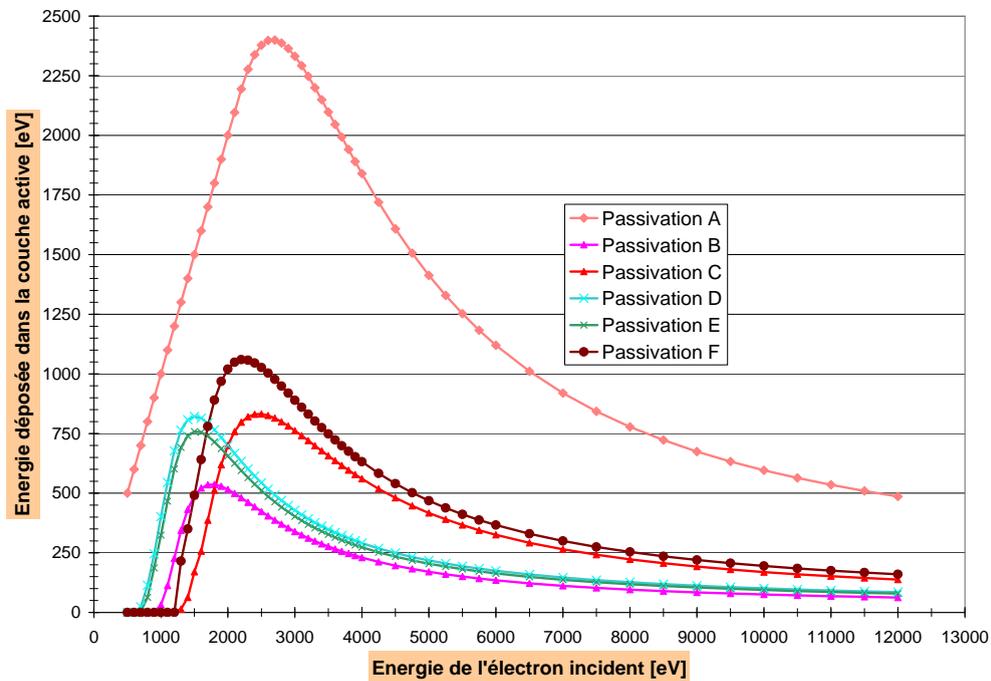


FIGURE II.23 – Energie déposée dans la couche active en fonction des différentes passivations et de l'énergie incidente  $E_0$ , selon la modélisation analytique.

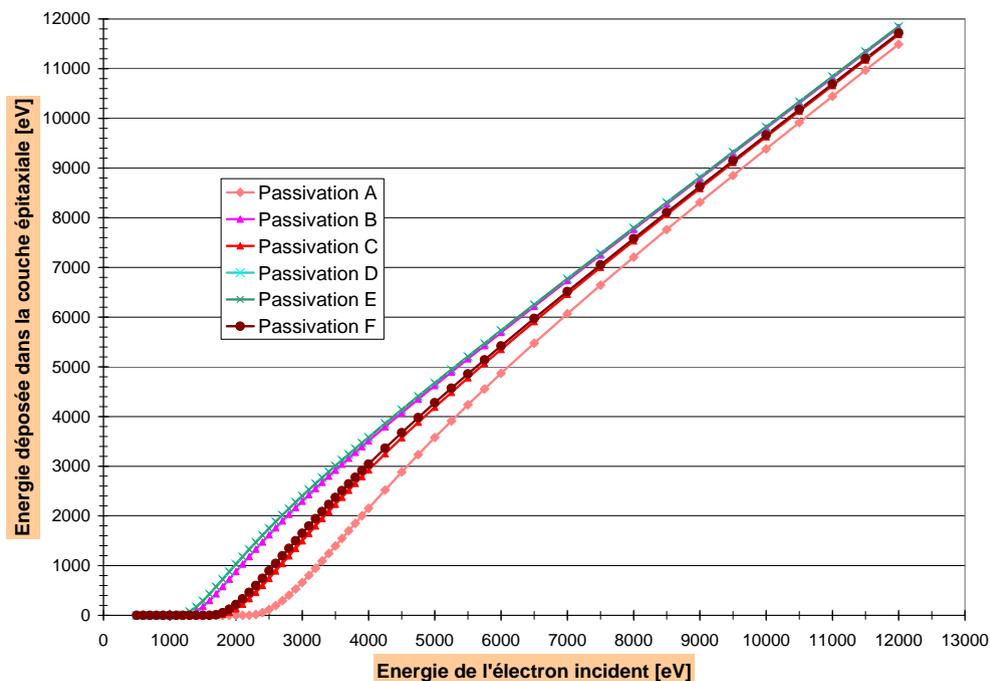


FIGURE II.24 – Energie déposée dans la couche épitaxiale en fonction des différentes passivations et de l'énergie incidente  $E_0$ , selon la modélisation analytique.

### C.3.3 Comparaison des deux modèles de dépôt

Les figures II.25 à II.27 présentent le pourcentage de différence entre la simulation CASINO et la modélisation analytique, par rapport à la valeur obtenue par CASINO, des dépôts d'énergie dans les différentes couches et pour les 6 passivations.

A faible énergie, sur les figures II.26 et II.27, des différences relatives de 100% apparaissent. Mais ces différences sont très faibles en valeur absolue. Il s'agit de cas où un peu d'énergie est déposée dans une des couches selon l'un des modèles et aucune énergie selon l'autre modèle. Outre ces artefacts, il est constaté que les différences en valeurs relatives sont plus importantes pour la couche morte que la couche active et respectivement la couche active que la couche épitaxiale. De plus, sur la figure II.25, il est montré que plus l'épaisseur de la couche morte est faible (passivation D et E), plus l'erreur relative est importante. De même, sur cette figure, plus l'énergie incidente est importante, plus l'erreur relative est importante. Or il a été vu avec le modèle de dépôt d'énergie selon CASINO que dans ces conditions le dépôt d'énergie est très faible dans la couche morte. Il est donc déduit de ces observations que le modèle analytique, réputé moins précis qu'une simulation de type Monte-Carlo, simule moins bien le dépôt d'énergie dans les premiers nanomètres, mais que ce désavantage est limité en valeur absolue puisque le dépôt d'énergie est faible dans ces conditions. Ce défaut n'est ainsi pas jugé réhibitoire.

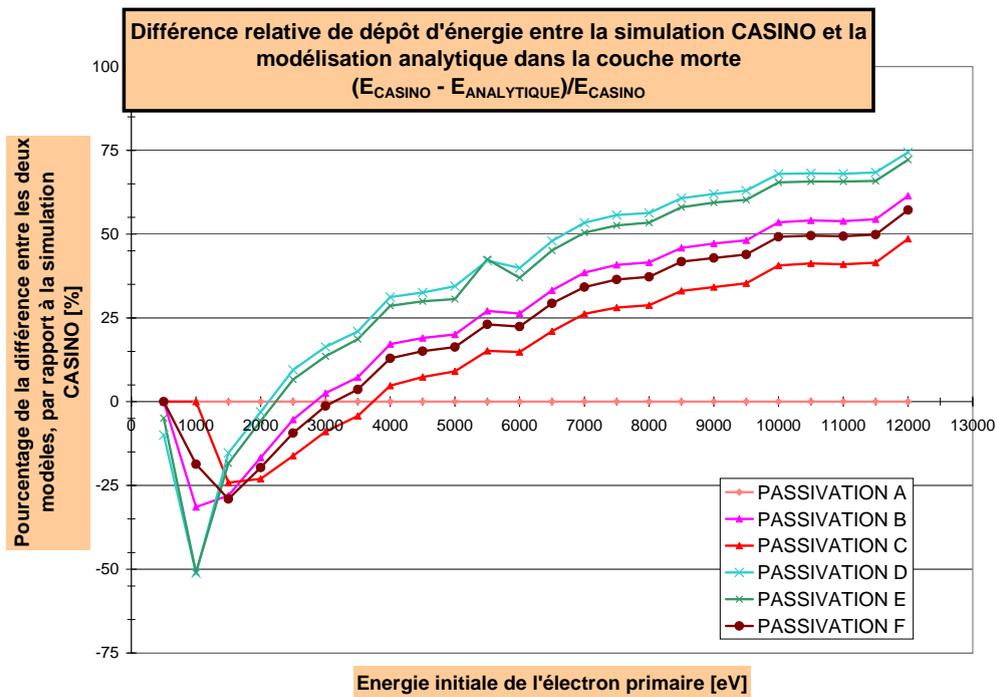


FIGURE II.25 – Différence de dépôt d'énergie dans la couche morte entre les deux modèles, dans la couche morte, relativement au dépôt d'énergie simulé par CASINO.

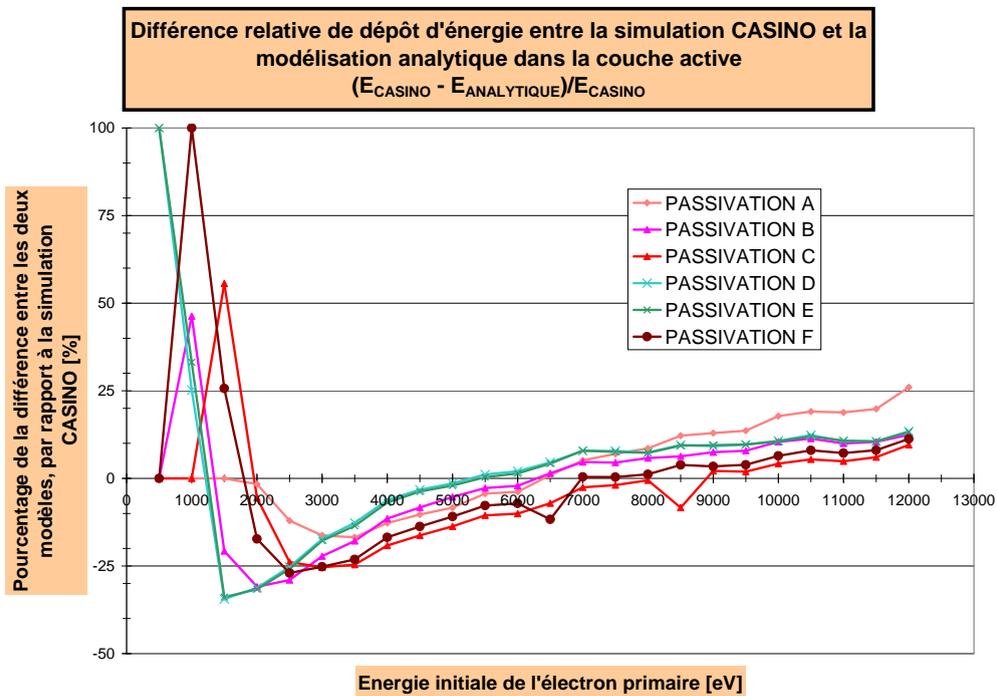


FIGURE II.26 – Différence de dépôt d'énergie dans la couche active entre les deux modèles, dans la couche morte, relativement au dépôt d'énergie simulé par CASINO.

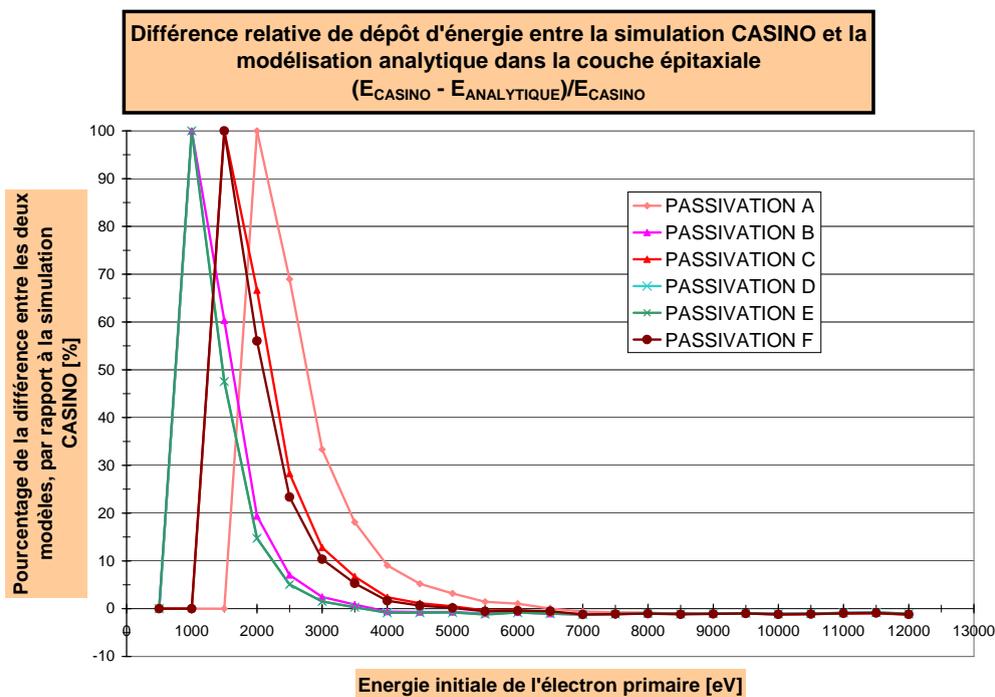


FIGURE II.27 – Différence de dépôt d'énergie dans la couche épitaxiale entre les deux modèles, dans la couche morte, relativement au dépôt d'énergie simulé par CASINO.

### C.3.4 Courbes de gains de collection modélisés par modèle analytique

Les figures II.28 à II.31 présentent chacune un réseau de courbes de gains pour un triplet d'efficacité de collection de charges  $(\epsilon_m, \epsilon_a, \epsilon_e)$  et pour les 6 passivations.  $\epsilon_m$  est fixé à 0 puisqu'il a été constaté que son influence sur le gain de collection est nulle.

Cette série de figures montre tout d'abord que les passivations D et F ont des courbes de gains similaires, quelle que soit l'énergie incidente. En effet leur épaisseur de couche morte n'est différente que de 1 nm. Ensuite, l'efficacité de collection de charges de la zone active,  $\epsilon_a$ , a une forte influence sur le gain de la passivation A. Ce résultat était attendu, puisque la zone active de cette passivation est particulièrement épaisse (71 nm) par rapport aux autres passivations. Pour cette épaisseur de couche active, une bonne partie des électrons secondaires y sont générés, même à haute énergie. Les passivations B, D et E qui ont en commun de faibles épaisseurs de couche de passivation (respectivement 25, 22 et 22 nm) montrent relativement aux autres passivations de bonnes performances en terme de gains de collection.

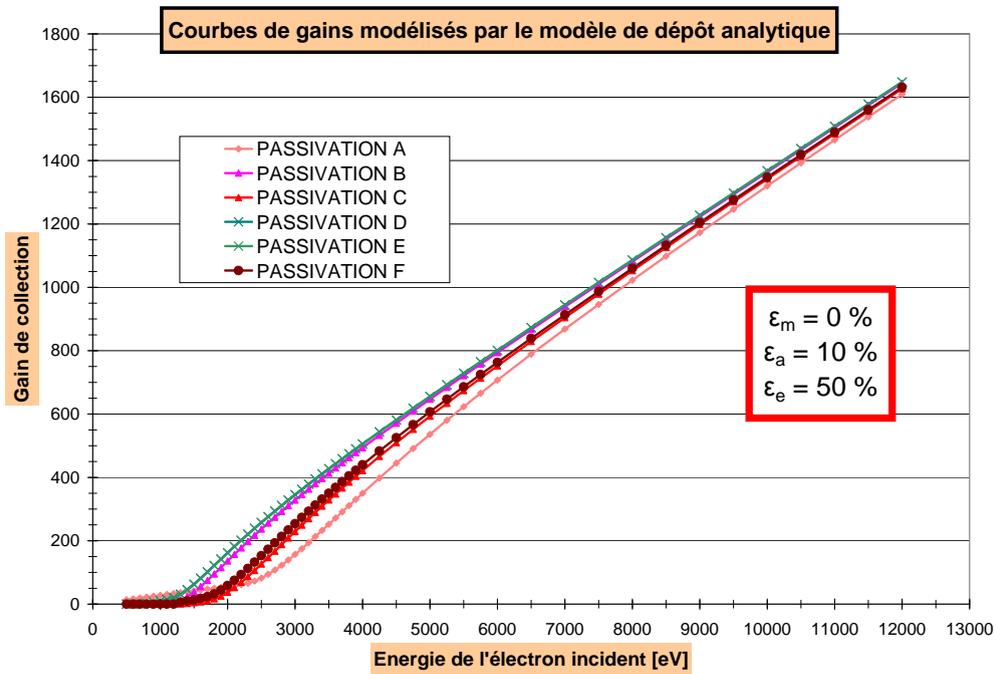


FIGURE II.28 – Courbes de gains de collection modélisés avec le modèle analytique de dépôt d'énergie pour le triplet d'efficacité de collection de charges (0 ; 10% ; 50%).

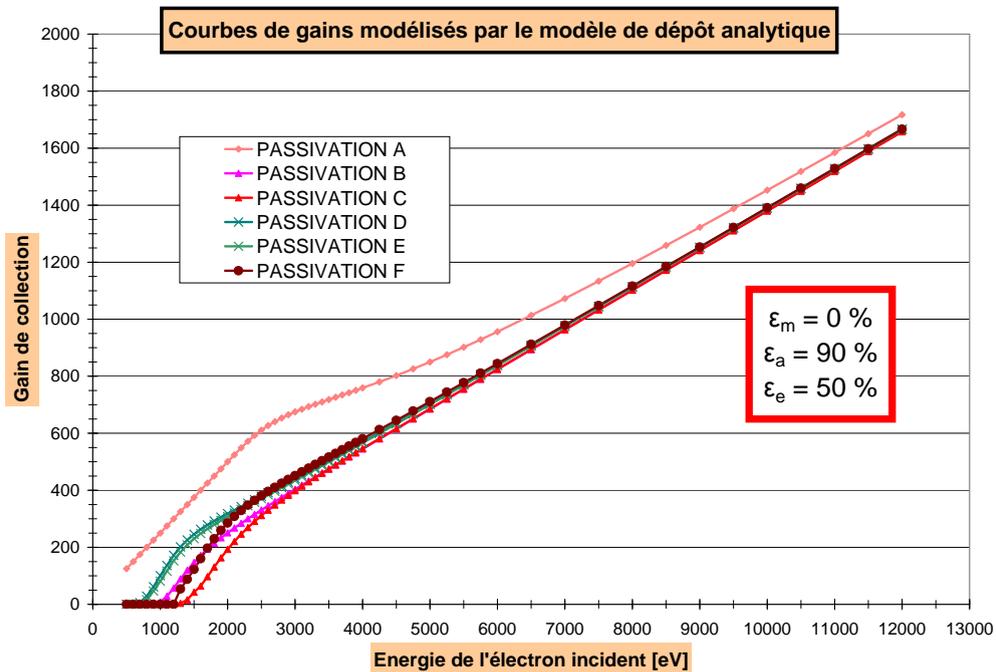


FIGURE II.29 – Courbes de gains de collection modélisés avec le modèle analytique de dépôt d'énergie pour le triplet d'efficacité de collection de charges (0 ; 90% ; 50%).

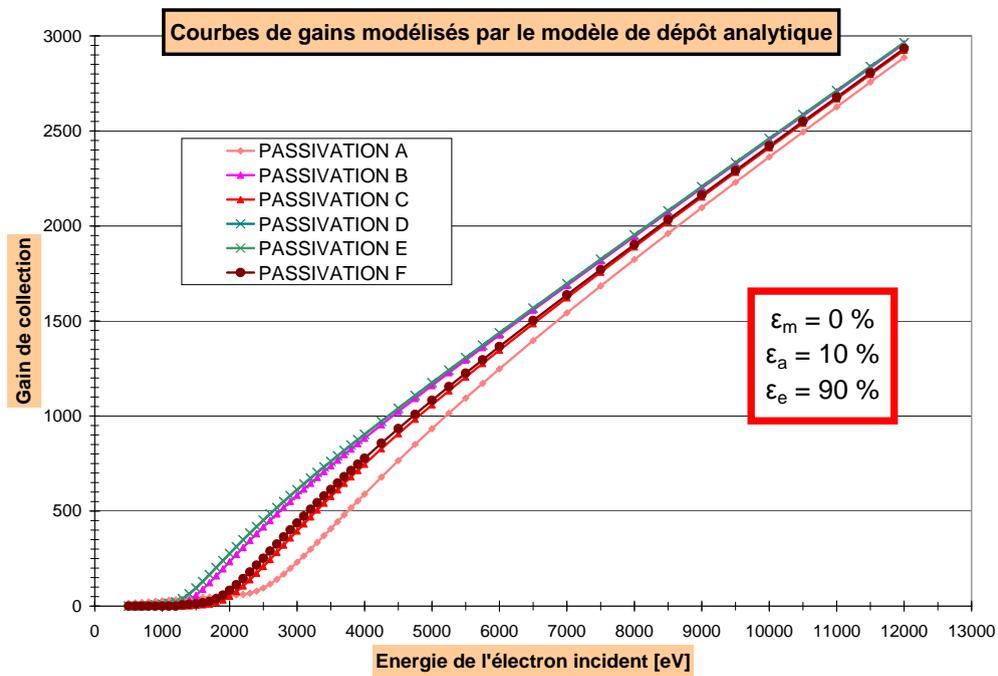


FIGURE II.30 – Courbes de gains de collection modélisés avec le modèle analytique de dépôt d'énergie pour le triplet d'efficacité de collection de charges (0 ; 10% ; 90%).

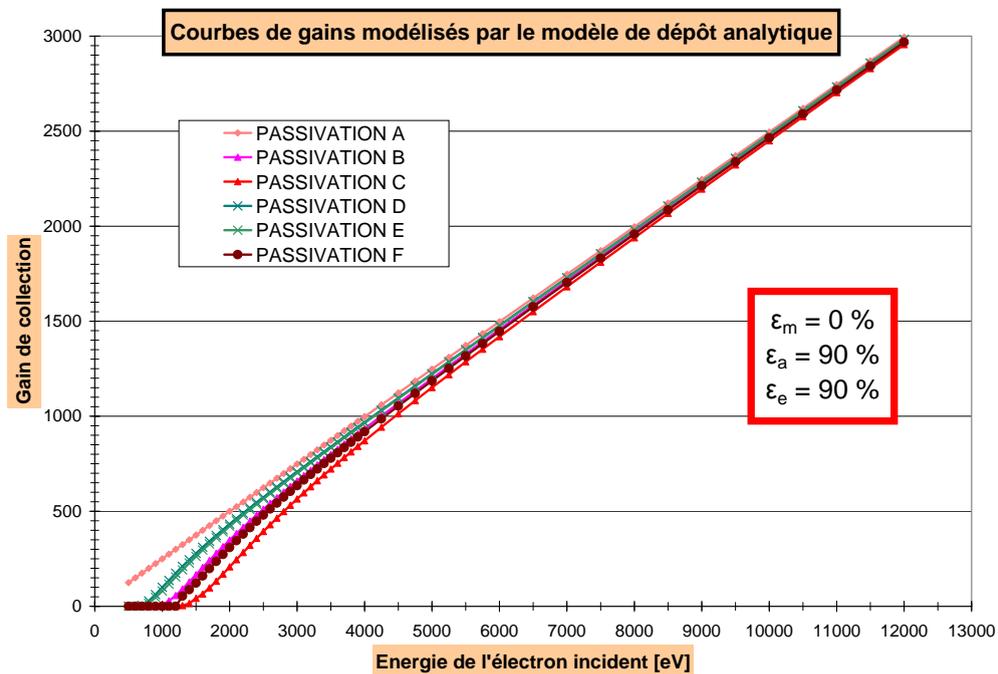


FIGURE II.31 – Courbes de gains de collection modélisés avec le modèle analytique de dépôt d'énergie pour le triplet d'efficacité de collection de charges (0 ; 90% ; 90%).

## D Conclusion du chapitre

Une étude bibliographique a permis la sélection de deux modèles optimaux décrivant les diffusions élastiques et inélastiques de l'électron de la gamme d'énergie [1 - 12 keV] : section efficace élastique de Mott pour décrire la déviation angulaire et pouvoir d'arrêt de Bethe modifié pour quantifier en tout point la perte d'énergie. D'autre part, ces diffusions donnent lieu à des phénomènes physiques comme la rétrodiffusion, l'émission de rayons X ou d'électrons Auger. Le phénomène qui intéresse plus particulièrement cette étude est la création de paires électron-trou, à raison de 3,6 eV par paire, le long de la trajectoire de l'électron incident. Ce phénomène traduit une multiplication des charges. Pour simuler un grand nombre de trajectoires d'électrons primaires et ainsi déterminer un profil moyen de dépôt de charges dans le Silicium, il est fait appel au logiciel Monte-Carlo CASINO, spécifique à l'électron de faible énergie. Les courbes de dépôt d'énergie en fonction de la profondeur sont utilisées pour quantifier les charges créées dans les différentes zones de la face arrière des MAPS amincis, pour les différentes passivations à disposition. Celles-ci présentent en effet des couches mortes et actives variables. Des profils équivalents de dépôt d'énergie sont obtenus avec un modèle analytique, dont il est montré sa correspondance avec les simulations de type Monte-Carlo. Grâce à une modélisation du gain prenant en compte ces modèles de dépôt d'énergie, des réseaux de courbes de gains sont tracés en fonction de performances supposées des différentes passivations. Il est ainsi constaté que l'efficacité de collection de charges relative à la couche épitaxiale joue un rôle majeur dans la détermination du gain de collection.

Mais cette modélisation du gain laisse indéterminés 3 paramètres relatifs aux performances de la couche de passivation que sont les efficacités de collection de charges de chacune des trois zones de la face arrière du MAPS. Ces courbes de gains modélisés seront donc comparées aux courbes de gains expérimentales déterminées au chapitre IV.



## Chapitre III

# Mesures du gain de collection sur diodes étendues par irradiation électronique à fort flux

UNE ANALYSE physico-chimique du profil de dopage ne suffit pas à déterminer l'influence sur le gain de collection de différents procédés de passivation par implantation ionique, comme il a été montré dans le chapitre I. Un premier dispositif expérimental a été développé dans le but de déterminer le gain de collection afin de discriminer les performances des passivations. Appliquée à un véhicule de test simplifié, il est démontré dans ce chapitre que cette expérience permet de hiérarchiser différentes passivations en fonction de leur capacité à limiter les pertes par recombinaison avec la face arrière. Dans une première partie, le dispositif expérimental est présenté en détail ; puis la mise au point pas à pas des conditions expérimentales optimales est expliquée ; les résultats sont détaillés ainsi qu'une modélisation venant corroborer ceux-ci.

## A Description de l'expérience

### A.1 Principe de l'expérience

Le principe de l'expérience consiste à mesurer le gain de collection de dispositifs de type « diode étendue » irradiés par un flux d'électrons. La diode étendue est constituée d'un substrat dopé  $N$  passivé par un dopage  $P^+$ . Elle est qualifiée d'étendue car elle ne présente pas de pixellisation et sa surface est de l'ordre de quelques centaines de  $\text{mm}^2$ . La zone dopée  $N$  est épaisse et peu dopée alors que la zone de passivation est très dopée et fine. Cette dissymétrie de dopage permet d'obtenir une zone de déplétion large du côté  $N$  et négligeable du côté  $P^+$ . Cette zone de déplétion peut être élargie en polarisant la diode en inverse.

Les électrons secondaires générés par l'irradiation se répartissent soit dans la couche morte soit dans la couche active ou encore dans la zone déplétée. Dans les deux premiers cas, les électrons diffusent pour être, soit recombinaison en surface, soit collectés dans la zone

$N$ . La capacité de la couche active à repousser les électrons hors de la surface est ainsi mise en évidence. Les électrons secondaires de la zone  $N$  sont collectés automatiquement en face arrière, au temps de relaxation diélectrique près, aussi épais que soit le substrat  $N$ .

En comparant le courant de sortie  $I_S$  en face arrière avec le courant d'entrée  $I_E$  injecté par le faisceau d'électrons, un gain électronique,  $G$ , en électrons, est calculé. Ce gain, par abus de langage et par analogie avec le gain de collection précédemment décrit est désigné par le terme gain de collection. Par ailleurs, comme la diode est polarisée en inverse, un courant d'obscurité, noté  $I_{obsc}$  circule naturellement dans l'échantillon. Le courant de sortie est donc la somme du courant d'obscurité  $I_{obsc}$  et du courant lié au gain de collection, noté  $I_{gain}$ . Ainsi le gain de collection, noté  $G$  est calculé comme suit :

$$G = \frac{I_{gain}}{I_E} = \frac{I_s - I_{obsc}}{I_E} \quad (\text{III.1})$$

Ce gain de collection n'est, a priori, pas le même que celui qui peut être établi dans le MAPS irradié en face arrière, du fait de la différence des structures étudiées. En effet, la diode étendue est une structure  $P^+/N$  tandis que le MAPS présente une structure  $P^+/P$  où a lieu les processus de multiplication, diffusion et collection. Ce gain de collection dans la structure de type diode étendue sera déterminé pour différentes énergies des électrons incidents.

## A.2 Le montage expérimental

### A.2.1 Les échantillons étudiés

Les échantillons présentés ci-après ont été réalisés préalablement aux travaux de thèse. Ces travaux n'ont pas consisté en leur mise au point technologique, mais plutôt à valider le principe de mesure et à effectuer leur caractérisation.

#### A.2.1.i Architecture générale des échantillons caractérisés

Le véhicule de test support des passivations est un substrat de Silicium à dopage  $N$  présentant une résistivité de  $500 \Omega \cdot \text{cm}$ , correspondant à un dopage activé d'environ  $8,8 \cdot 10^{12} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-3}$ . Son épaisseur est standard et mesure  $525 \mu\text{m}$ .

La couche de passivation est implantée sur une des faces pour former la jonction  $P^+/N$ . Un recuit laser est effectué sur une surface de  $15 \text{ par } 15 \text{ mm}^2$  soit  $225 \text{ mm}^2$ , définissant la surface active de la diode. Les procédés employés pour la passivation sont détaillés dans le paragraphe suivant.

Aux bornes de la jonction  $P^+/N$ , à polarisation extérieure nulle, s'établit une différence de potentiel de par la présence d'une zone de charge d'espace. Ce potentiel, dit « de diffusion », est donné par la formule (III.2) [MF09, p.141] :

$$V_d = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2} \quad (\text{III.2})$$

avec :

- $V_d$  : Tension de diffusion aux bornes de la zone de charge d'espace ;
- $e$  : Charge élémentaire de l'électron :  $1,6 \cdot 10^{-19}$  C ;
- $k$  : Constante de Boltzman :  $1,380 \cdot 10^{-23}$  J.K<sup>-1</sup> ;
- $T$  : Température prise ici à 293 K ;
- $N_d$  : Concentration des atomes donneurs ionisés [at.cm<sup>-3</sup>] ;
- $N_a$  : Concentration des atomes accepteurs ionisés [at.cm<sup>-3</sup>] ;
- $n_i$  : Concentration intrinsèque des porteurs de charge du Silicium :  $10^{10}$  at.cm<sup>-3</sup>.

Les formules (III.3), (III.4) donnent la largeur de la zone déplétée, respectivement côté  $N$  et côté  $P^+$ , en fonction du dopage et de la tension de polarisation de la diode [MF09, p.144] :

$$W_N = \sqrt{\frac{2\epsilon}{eN_d} \frac{1}{1 + \frac{N_d}{N_a}} V_d} \quad (\text{III.3})$$

$$W_P = \sqrt{\frac{2\epsilon}{eN_a} \frac{1}{1 + \frac{N_a}{N_d}} V_d} \quad (\text{III.4})$$

avec :

- $W_N$  : Largeur de la zone de déplétion côté  $N$  ;
- $W_P$  : Largeur de la zone de déplétion côté  $P$  ;
- $\epsilon$  : Permittivité du Silicium :  $12 \times 8,8542 \cdot 10^{-12} = 1,0625 \cdot 10^{-10}$  F.m<sup>-1</sup>.

A température ambiante, soit 293 K, tous les atomes de dopants activés sont considérés comme ionisés. Pour des concentrations moyennes de dopant de type  $N$  de  $8,8 \cdot 10^{12}$  at.cm<sup>-3</sup> et  $P$  de  $5 \cdot 10^{19}$  at.cm<sup>-3</sup>, et à polarisation extérieure nulle, les résultats suivants sont obtenus :

$$V_d \simeq -0,736V \quad (\text{III.5})$$

$$W_N \simeq 10,5\mu m \quad (\text{III.6})$$

$$W_P \simeq 0,2nm \quad (\text{III.7})$$

Toutefois, un dopage parfaitement abrupt côté  $P$  a été considéré dans cet exemple. Or, en réalité, ce dopage décroît progressivement sur plusieurs nanomètres, tel que décrit dans le chapitre I, au paragraphe C.2.3. La zone de charge d'espace du côté  $N$  sera donc plus fine que celle calculée ici dans un cas idéal. Par ailleurs, la zone déplétée côté  $P$  est négligeable.

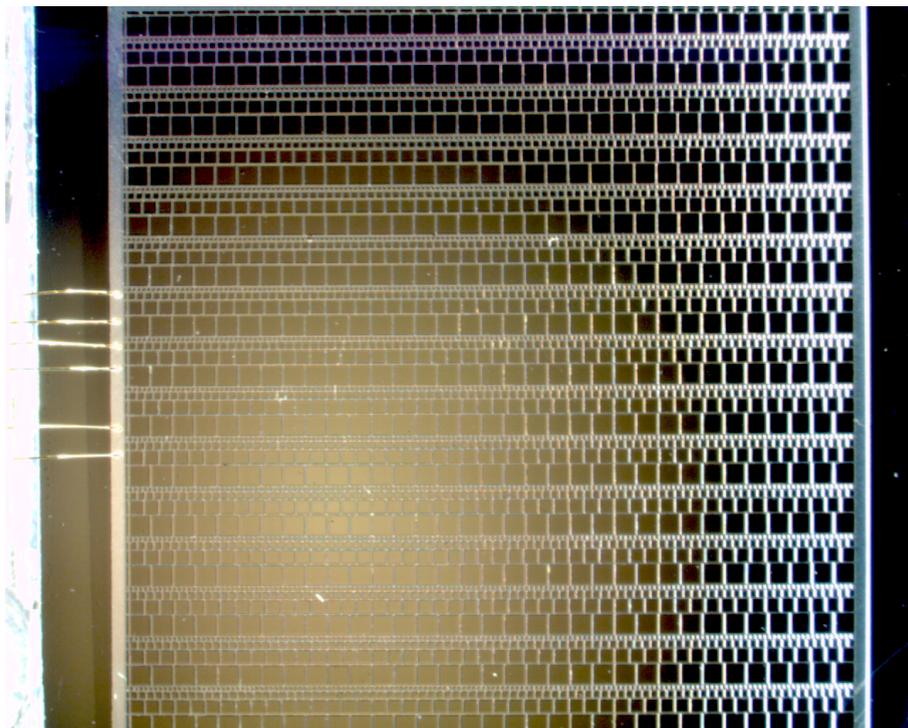


FIGURE III.1 – Photographie de la vue au microscope optique de la métallisation en motif type grille sur la face avant des échantillons.

En face arrière, une fine couche (environ 700 nm au total) de  $Ti/Al$  est déposée pour effectuer un contact ohmique. Cette même couche est déposée en face avant mais suivant un motif différent. Pour ne pas gêner la pénétration des électrons dans le Silicium, en face avant, la métallisation a un motif type grille, laissant libres des carrés de différentes tailles, de  $80\ \mu\text{m}$  à  $300\ \mu\text{m}$  à l'intérieur desquels le Silicium est à nu, comme le montre la figure III.1. Un cadre plus large borde l'ensemble de la métallisation.

#### A.2.1.ii Passivations des échantillons

Les échantillons présentent des variations autour des conditions d'implantation et de recuit adoptées pour les passivations C et E, présentées au chapitre I, au paragraphe C.2.2, selon trois paramètres :

- la dose implantée qui peut prendre la valeur X ou Y ; Y est environ le double de X ;
- la fluence du laser lors du recuit d'activation : arbitrairement notée de 1 à 5, 1 étant la plus faible fluence ; la différence de fluence entre un recuit  $n$  et le recuit  $n + 1$  est la même qu'entre un recuit  $n - 1$  et  $n$  ; des échantillons recuits avec une fluence du laser qui correspondrait à « 3,5 » ont été aussi processés ;
- la préamorphisation ou non au Germanium notée Ge (présence) et NONGe (absence).

	X	Y
1	GeX1	GeY1
2	GeX2	
3	GeX3	GeY3
3,5	NONGeX3,5	NONGeY3,5
4	GeX4; NONGeX4	NONGeY4
5	GeX5	GeY5

TABLE III.1 – Tableau de résumé des variantes de passivation à disposition.

Le nom d'une passivation suit la convention de notation suivante :

- préfixe : Ge ou NONGe ;
- corps du nom : X ou Y ;
- suffixe : { 1 ; 2 ; 3 ; 3,5 ; 4 ; 5 } (notation arbitraire).

Au total 12 passivations ont été investiguées, chacune étant représentée par un échantillon. Leurs variantes de procédé sont résumées par le tableau III.1. Les passivations NONGeX4 et GeX3 correspondent aux mêmes conditions d'implantation et de recuit sur un substrat dopé  $N$  que respectivement les passivations C et E sur un substrat  $P$ .

### A.2.2 La polarisation des échantillons

Comme cela sera décrit plus en détail par la suite, un Microscope Electronique à Balayage (MEB) a été employé pour irradier les dispositifs de test. Or ce microscope ne possède que très peu de passages à vide électriques pour relier les échantillons métallisés aux appareils de mesures extérieurs. Le montage suivant est donc employé.

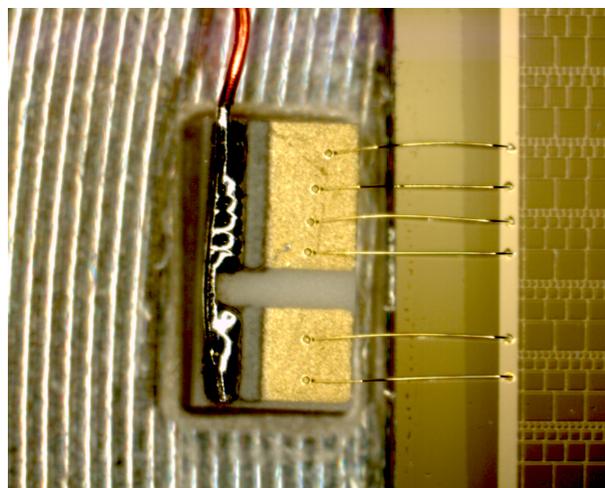


FIGURE III.2 – Photographie du relais entre les fils de bonding et le fil de cuivre.

Pour le contact ohmique en face arrière, une métallisation sur toute la face a été réalisée, comme décrit dans le paragraphe A.2.1.i. L'échantillon est fixé par la face arrière sur un porte-échantillon métallique par une colle ayant des propriétés électriques conductrices. Ce porte-échantillon est placé dans l'enceinte du MEB, en vis à vis du faisceau. Le support du porte-échantillon est relié à la masse du MEB par le constructeur. Cette masse électrique est reliée à l'extérieur de l'appareil. La continuité électrique entre la face arrière de l'échantillon et la masse électrique prise sur l'appareil est ainsi établie.

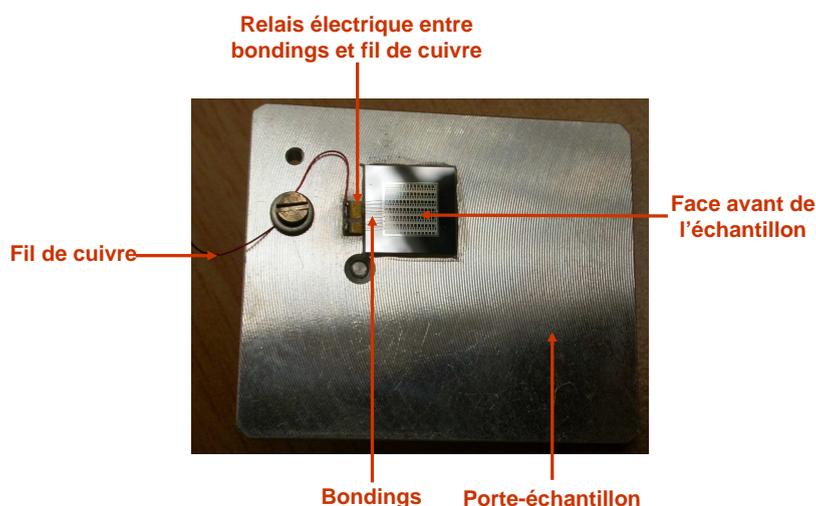


FIGURE III.3 – Photographie du porte-échantillon et du montage mécanique adopté.

De la face avant, plusieurs fils de bonding relient le cadre métallique extérieur à un relais, comme montré sur la figure III.2. Ce relais est fixé sur le porte-échantillon, tout en étant totalement isolé électriquement. Un fil de Cuivre relie ce relais à un passage à vide électrique vers l'extérieur du MEB. La figure III.3 montre une photographie du porte-échantillon.

Le schéma électrique adopté est reproduit sur la figure III.4. L'ampèremètre mesure le courant de sortie  $I_S$  et le générateur de tension permet de polariser l'échantillon. Le même appareil est utilisé pour ces deux fonctions. Il s'agit d'un picoampèremètre Keitley 6487 qui peut mesurer des courants de l'ordre du picoampère et générer des tensions de l'ordre du millivolt au volt.

### A.2.3 Le faisceau d'électrons

L'irradiation électronique de la diode formée par la jonction  $P^+/N$  est effectuée dans un MEB dont le filament de Tungstène sert de source d'électrons primaires et dont la haute tension permet d'accélérer ceux-ci perpendiculairement à l'échantillon. Il s'agit d'un « MEB LEO 440 ». L'unité d'obturation du faisceau électronique (« Electron Beam Blanking Unit »), dont il est équipé, permet de régler le courant injecté de façon précise.

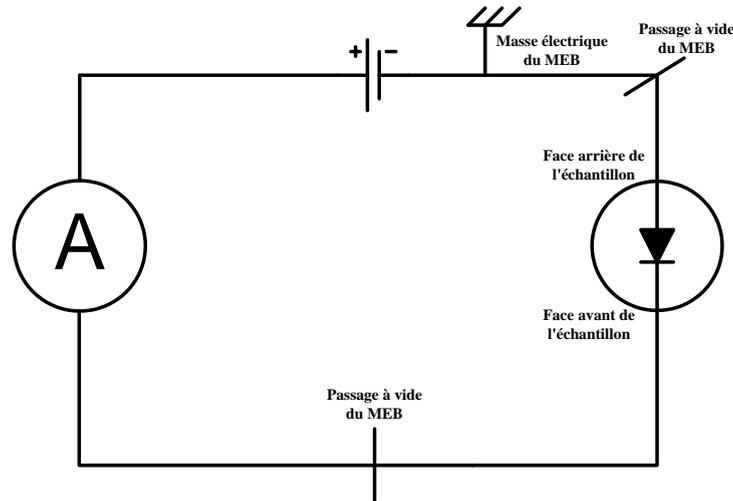


FIGURE III.4 – Schéma du montage électrique adopté pour polariser les échantillons et mesurer leur courant.

La tension d'accélération du MEB est réglable dans une très large gamme, ce qui permet d'accéder à des tensions de 500 V.

Ce MEB fournit des courants de l'ordre du picoampère au microampère. Le nombre de particules incidentes peut donc varier de  $6 \cdot 10^6$  électrons. $s^{-1}$  à  $6 \cdot 10^{12}$  électrons. $s^{-1}$ . Dans un MEB classique, un spot d'un diamètre de l'ordre de quelques microns balaye un échantillon. Pour un spot de  $1 \mu\text{m}$  de diamètre, la densité surfacique des électrons varie, en fonction du courant injecté, de :  $0,5 \cdot 10^6$  électrons. $s^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-2}$  à  $0,5 \cdot 10^{12}$  électrons. $s^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-2}$ .

Afin d'éviter une saturation éventuelle de l'écoulement des électrons dans le Silicium due au fort flux d'électrons, un étalement du faisceau est recherché. Le microscope sur lequel a été menée cette expérience possède un système de lentilles et de diaphragmes électromagnétiques qui permet une défocalisation du faisceau. Des diamètres de faisceau de 5 à  $500 \mu\text{m}$  peuvent être obtenus.

Le courant d'entrée  $I_E$  est mesuré par l'intermédiaire d'une cage de Faraday présente dans le MEB et reliée à la masse de l'appareil. Le même montage électrique que celui présenté dans la figure III.4 est utilisé. Dans cette configuration, l'ampèremètre ne mesure plus le courant de sortie  $I_S$ , mais le courant d'entrée  $I_E$ .

La figure III.5 représente un schéma du montage expérimental et les différents phénomènes physiques mis en œuvre. Les champs électriques figurés ont été décrits dans le chapitre I, paragraphe C.2.4.

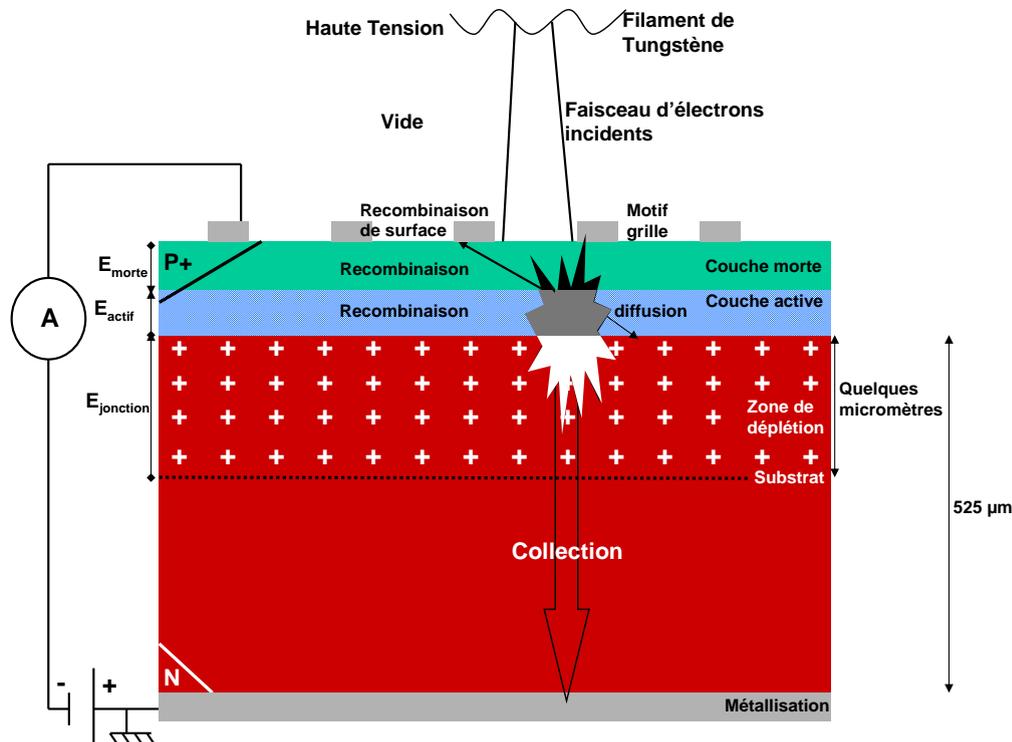


FIGURE III.5 – Schéma du montage expérimental et des phénomènes physiques mis en jeu.

## B Mise au point des conditions expérimentales

### B.1 Polarisation et courant d'obscurité des diodes étendues

#### B.1.1 Les courbes $I(V)$ des échantillons

Les courbes dites  $I(V)$  décrivent le courant d'obscurité en fonction de la polarisation appliquée aux bornes des échantillons. Ces courbes révèlent si le dispositif forme ou non une diode. Ces courbes varient en fonction des passivations. Par commodité de présentation, les résultats sont regroupés selon quatre groupes d'échantillons :

- figure III.6 : dose X, préamorphisé avec du Germanium : GeX1, GeX2, GeX3, GeX4 et GeX5 ;
- figure III.7 : dose Y, préamorphisé avec du Germanium : GeY1, GeY3 et GeY5 ;
- figure III.8 : dose X, non préamorphisé avec du Germanium : NONGeX3,5 et NONGeX4 ;
- figure III.9 : dose Y, non préamorphisé avec du Germanium : NONGeY3,5 et NONGeY4.

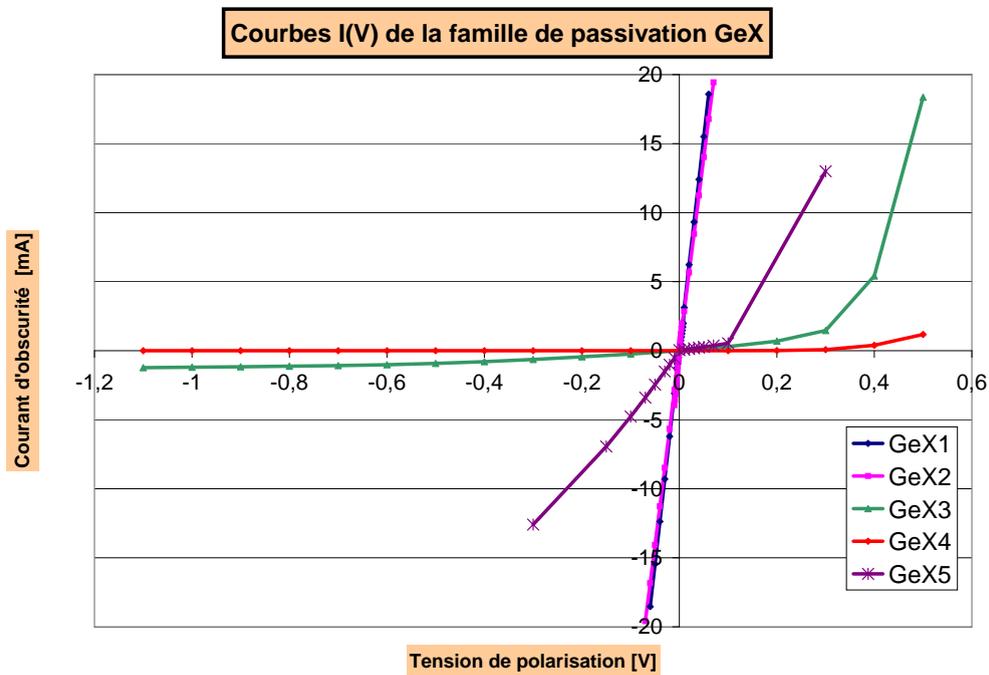


FIGURE III.6 – Réseau de courbes I(V) pour le groupe de passivation GeX.

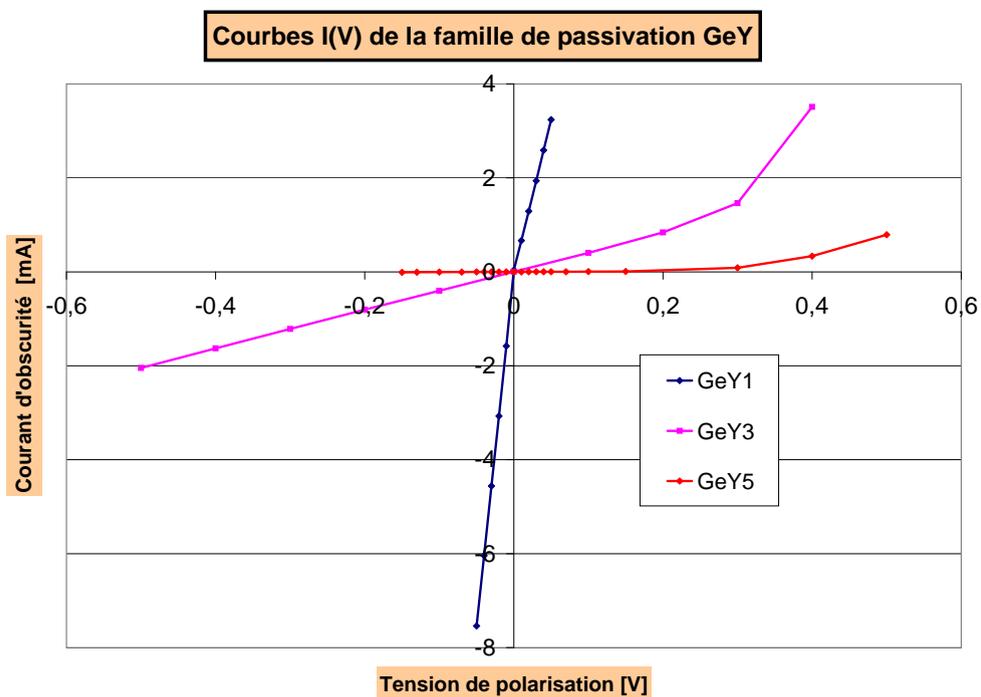


FIGURE III.7 – Réseau de courbes I(V) pour le groupe de passivation GeY.

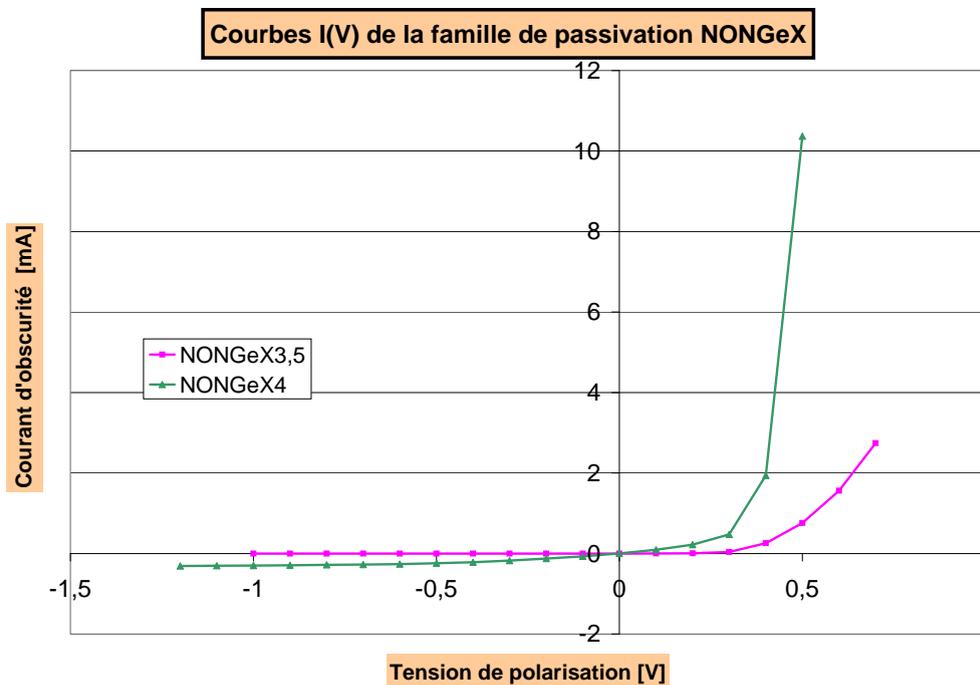


FIGURE III.8 – Réseau de courbes I(V) pour le groupe de passivation NONGeX.

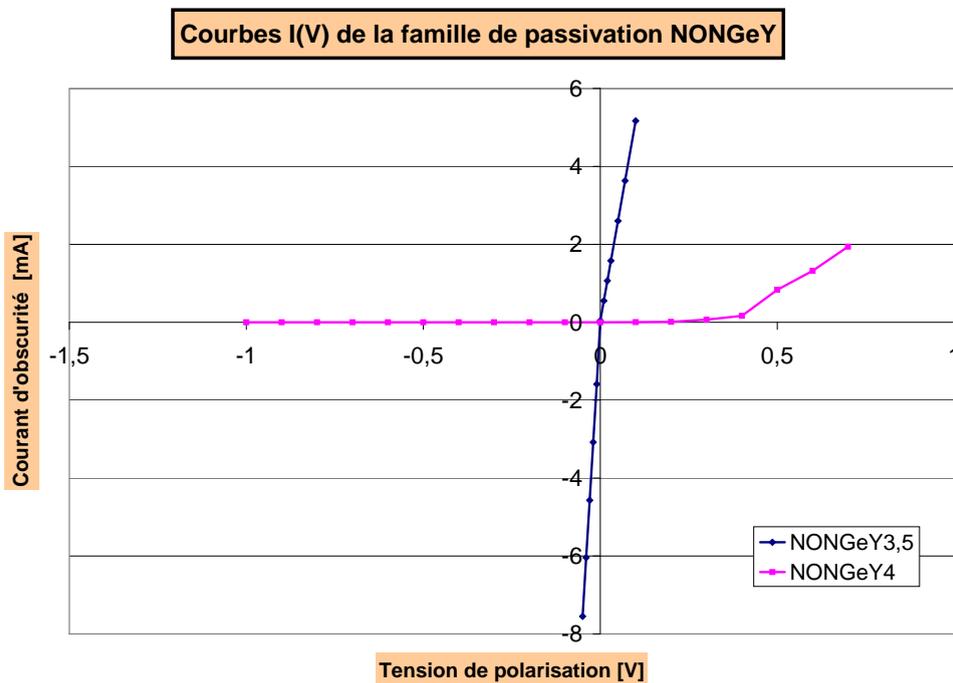


FIGURE III.9 – Réseau de courbes I(V) pour le groupe de passivation NONGeY.

Les courbes  $I(V)$  des échantillons GeX1, GeX2, GeY1, NONGeY3,5 sont symétriques par rapport à l'origine ; de plus, la caractéristique  $I(V)$  de ces échantillons forme une droite (GeX1, GeX2) ou deux demi-droites (GeY1, NONGeY3,5). Ces jonctions  $P^+/N$  ont donc un comportement résistif. Il est remarqué que ce phénomène se produit pour les plus faibles recuits des groupes GeX, GeY et NONGeY. Il est donc supposé que l'implantation de Bore est insuffisamment activée pour former une jonction  $P^+/N$  de diode. Ces échantillons ne seront pas mesurés en irradiation.

Le picoampèremètre Keitley 6487 employé dans cette expérience permet de soustraire ce courant d'obscurité mesuré à un temps  $t = 0$  de l'expérience, noté  $I_{obsc}(t = 0)$ . La valeur du courant fournie par cet appareil au cours de l'irradiation sera donc directement le courant de sortie sans la composante du courant d'obscurité mesurée à  $t = 0$  (soit  $I_{obsc}(t = 0)$ ), c'est-à-dire  $I_{gain}$ .

### B.1.2 Influence de la polarisation des échantillons

A tension extérieure nulle, la zone de charge d'espace du côté  $P$  est négligeable comme il a été vu au paragraphe A.2.1.i ; à l'inverse, du côté  $N$ , elle est théoriquement suffisamment étendue pour que les électrons primaires ne la dépassent pas. Toutefois, il convient de polariser l'échantillon pour imposer un potentiel stable, fixe et connu.

Sur l'échantillon GeX3, des gains de collection ont été mesurés à différentes énergies et pour 5 tensions de polarisation. Les résultats sont présentés par la figure III.10 où il est visible que l'influence de la polarisation est négligeable. Or la polarisation ne fait qu'élargir la zone de déplétion du côté  $N$ , selon l'équation (III.8) , issue de l'équation (III.3) [MF09, p.162] :

$$W_N = \sqrt{\frac{2\epsilon}{eN_d}(V_d + V_i)} \quad (\text{III.8})$$

$$W_N(-0,2V) = 11,9\mu m \quad (\text{III.9})$$

avec  $V_i$ , la valeur absolue en Volt de la tension extérieure de polarisation en inverse. L'équation (III.9) donne la largeur de la zone de déplétion du côté  $N$  à une tension de polarisation de  $-0,2$  V. Travailler à tension de polarisation minimale présente l'intérêt de minimiser le courant d'obscurité  $I_{obsc}$  et son bruit Poissonien. La valeur de  $-0,2$  V est donc adoptée comme tension de polarisation.

### B.1.3 Evolution temporelle du courant d'obscurité

Lors de la mesure du courant de sortie  $I_S$  auquel est soustrait le courant d'obscurité à  $t = 0$  (soit  $I_{obsc}(t = 0)$ ), il est constaté que ce courant évolue dans le temps de manière monotone et croissante lorsque l'échantillon est continuellement irradié sur une même surface. Les courbes sur les figures III.11 à III.13, en trait continu, représentent l'évolution du courant de sortie  $I_S$  mesuré auquel a été soustrait le courant d'obscurité à  $t = 0$  ( $I_{obsc}(t = 0)$ ). Les valeurs des différents points de ces courbes peuvent se lire sur

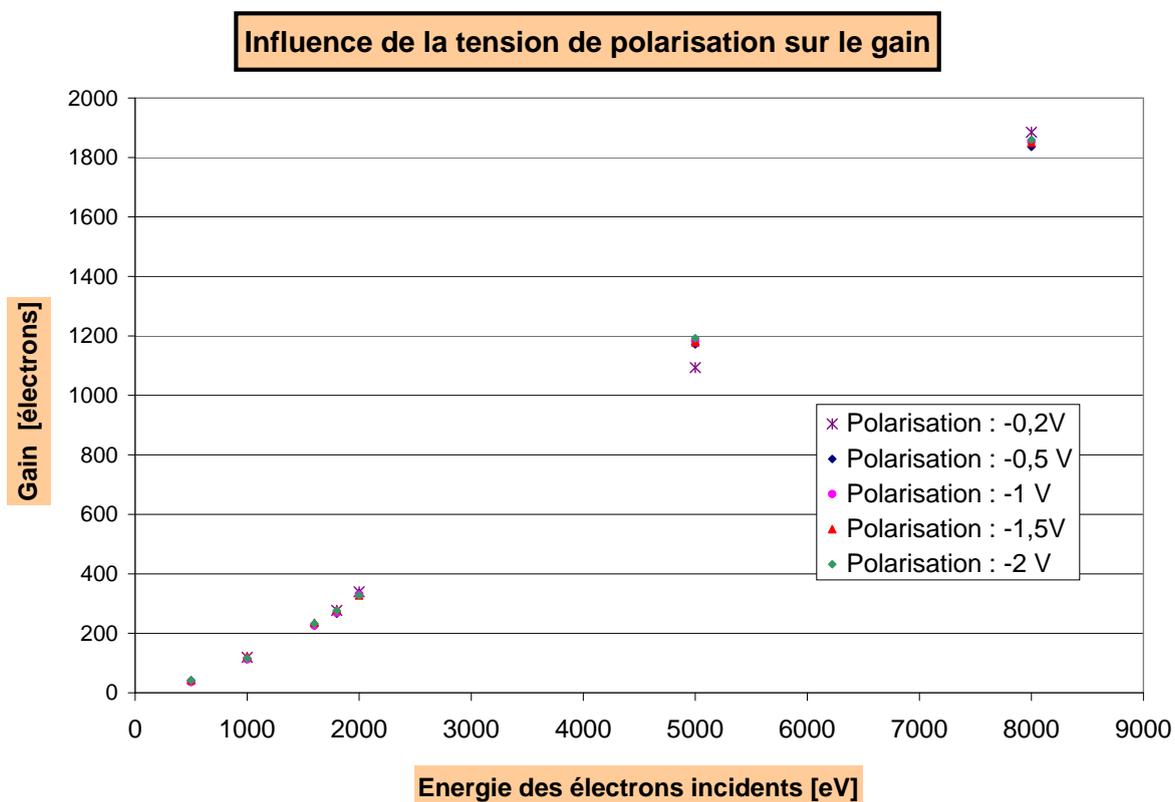


FIGURE III.10 – Influence de la polarisation des échantillons sur le gain de collection en fonction de l'énergie  $E_0$  des électrons primaires.

l'échelle de gauche. Les deux points non reliés de chaque courbe sont les courants d'obscurité mesurés immédiatement avant et après les mesures de  $I_S$ . Leur valeur peut se lire sur l'échelle de droite. La différence  $\Delta$  entre courant d'obscurité  $I_{obsc}$  et  $I_S - I_{obsc}(t = 0)$  calculé avant et après la période de mesure ne varie que de moins de 0,4 %. La variation de  $I_S$  au cours de l'expérience est donc attribuée à la variation du courant d'obscurité. Or l'échantillon est placé sous vide. Il n'y a donc pas de convection. Seule la conduction et la radiation thermique assure le transfert de chaleur de l'échantillon. Cette élévation du courant d'obscurité est supposée provenir d'une élévation de la température de l'échantillon.

Cette constatation a un impact sur le protocole de mesure ; il est ainsi nécessaire de prendre la mesure de  $I_S$  immédiatement après soustraction du courant d'obscurité à  $t = 0$ ,  $I_{obsc}(t = 0)$ .

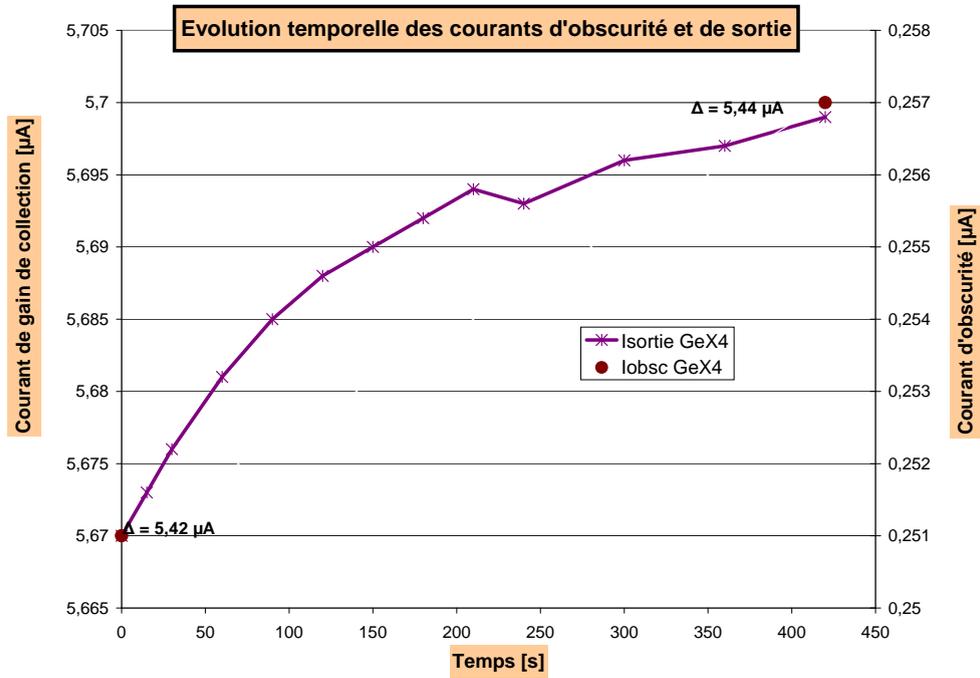


FIGURE III.11 – Evolution temporelle des courants d’obscurité et de gain de collection pour l’échantillon GeX4.

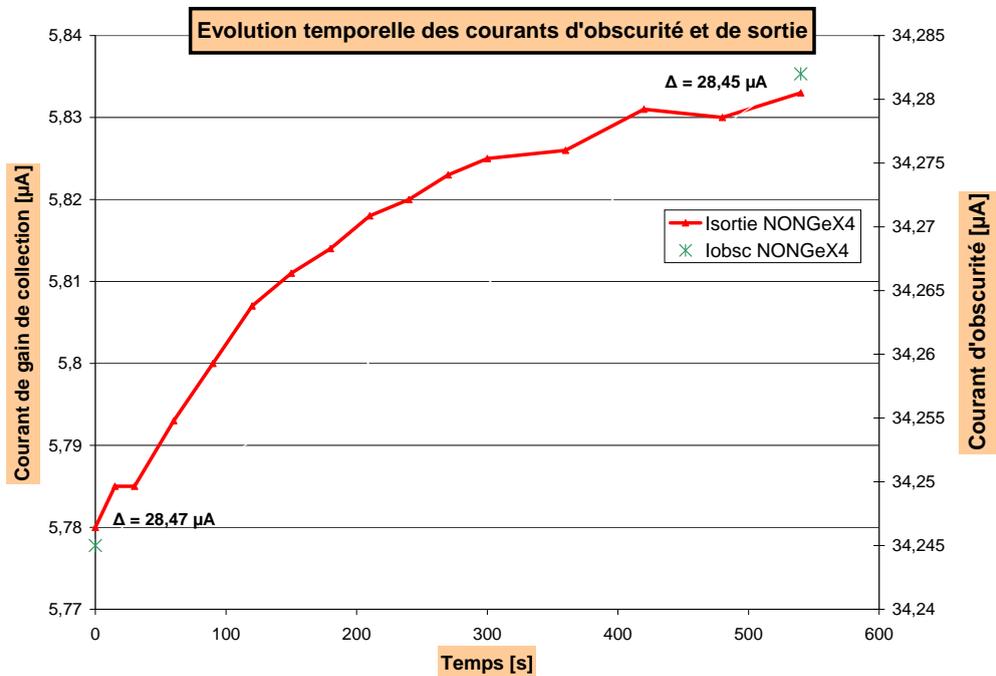


FIGURE III.12 – Evolution temporelle des courants d’obscurité et de gain de collection pour l’échantillon NONGeX4.

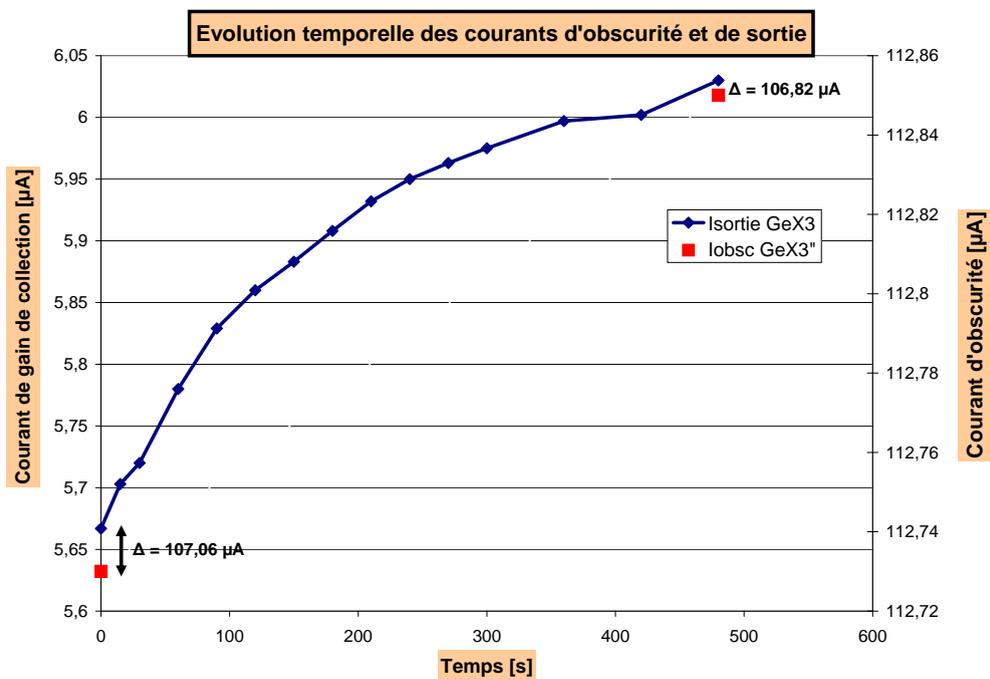


FIGURE III.13 – Evolution temporelle des courants d’obscurité et de gain de collection pour l’échantillon GeX3.

## B.2 Le réglage du faisceau d’électrons

### B.2.1 Influence du diamètre

Le diamètre du faisceau d’électrons est un paramètre qui influence la densité surfacique des charges injectées, comme il a été vu au paragraphe A.2.3. Pour un faisceau trop resserré, les effets collectifs et des problèmes d’écoulement des charges pourraient éventuellement apparaître. Au contraire, pour un faisceau trop large, le faisceau pourrait perdre de sa cohérence et être moins bien contrôlable dans sa géométrie. Or, la face avant du Silicium présente des motifs grilles qui laissent le Silicium à nu sur des carrés de largeur maximum de  $300 \mu\text{m}$ . Les carrés sont entourés par une métallisation. Si une partie du faisceau venait à interagir avec cette métallisation, cela perturberait la mesure.

Il est donc nécessaire d’étudier l’influence du diamètre du faisceau sur le gain. De façon pratique, sur le MEB, le diamètre se règle par une défocalisation du faisceau. Le diamètre réel obtenu avait déjà été calibré par le constructeur, mais peut être mesuré en irradiant pendant une longue période le Silicium. L’oxyde natif en surface se charge, et laisse une trace sombre, empreinte du faisceau. Il suffit ensuite de connaître le grandissement de l’image, de mesurer le diamètre apparent du faisceau.

Le gain est mesuré pour différents diamètres de faisceau. La figure III.14 présente ces résultats. Le point de diamètre le plus élevé est induit un gain plus faible car une partie des électrons du faisceau irradie les métallisations. Le point représentant la mesure à plus faible diamètre a un gain plus faible probablement dû à une trop grande concentration

du faisceau sur le Silicium ou à une géométrie de faisceau mal défini du fait de la grande focalisation de celui-ci. Pour les autres points, les variations de gains sont de l'ordre de 50 électrons autour d'une valeur médiane de 1870 électrons, soit des variations de l'ordre de 3%. Un point de fonctionnement de 80  $\mu\text{m}$  est adopté.

Par ailleurs, le fonctionnement du MEB impose un balayage du faisceau. Le balayage minimum, 5  $\mu\text{m}$ , est choisi. Ainsi la zone irradiée a un diamètre de 90  $\mu\text{m}$  environ. Les carrés irradiés sont ceux de plus grand côté, 300  $\mu\text{m}$  pour s'assurer que le faisceau n'irradie pas la métallisation.

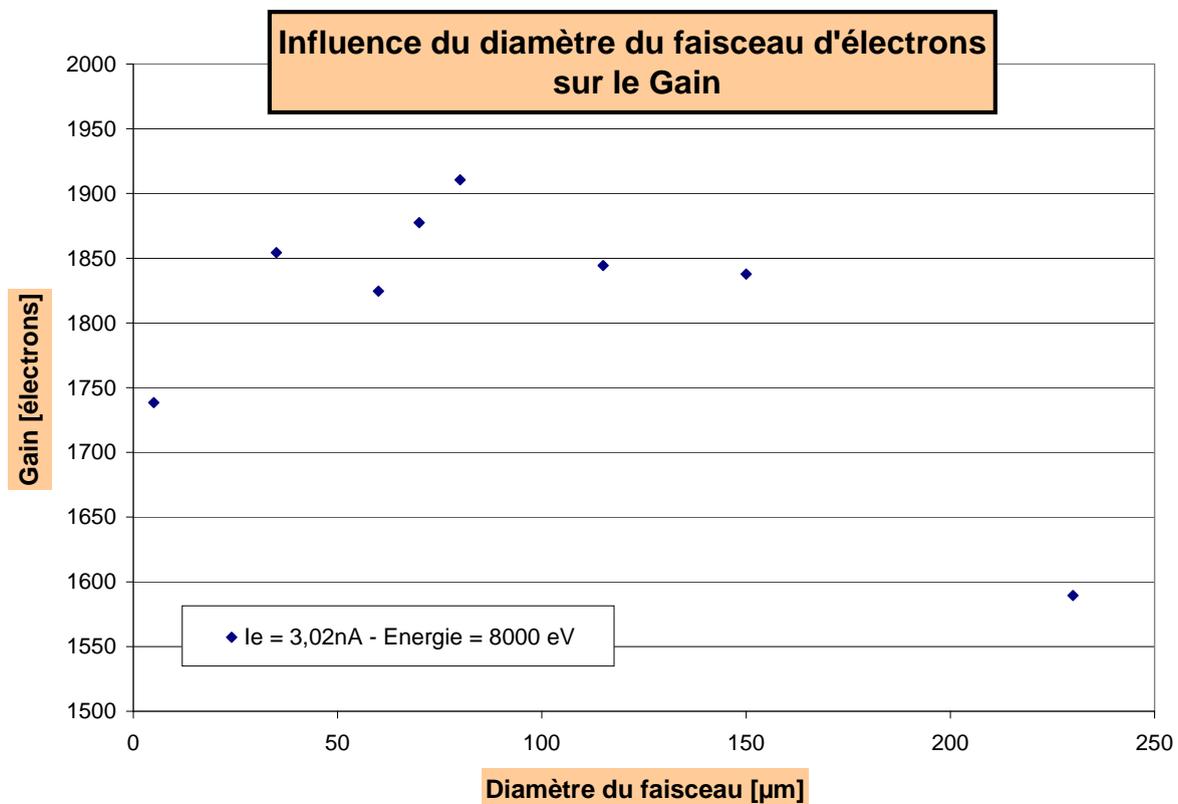


FIGURE III.14 – Courbe de gains en fonction du diamètre du faisceau pour l'échantillon GeX3 avec une énergie  $E_0$  des électrons de 8 keV.

### B.2.2 Influence du courant injecté

Le faisceau d'électron du MEB peut fournir en pratique des courants de l'ordre du pA jusqu'à la dizaine de nA dans des conditions de faisceau étalé. Par exemple si le courant d'entrée  $I_E$  est de 10 nA et le gain de collection  $G$  d'environ 100 électrons, le courant lié au gain de collection  $I_{gain}$  aura un ordre de grandeur de 1  $\mu\text{A}$ .

Par ailleurs, le picoampèremètre employé fonctionne suivant différents calibres de mesure du courant. La précision est sur le cinquième chiffre après la virgule, comme ré-

Calibre	Précision
2 nA	$10^{-1}$ pA
20 nA	1 pA
200 nA	10 pA
2 $\mu$ A	100 pA
20 $\mu$ m	1 nA
200 $\mu$ m	10 nA
2 mA	100 nA
20 mA	1 $\mu$ A

TABLE III.2 – Tableau des calibres de mesure de courant sur le Keithley 6487 et leur précision respective.

sumé sur le tableau III.2.

Or le courant d’obscurité  $I_{obs}$  des échantillons impose le choix du calibre de mesure du courant de sortie  $I_S$ . Il peut atteindre quelques centaines de microampères comme montré sur les figures III.6 à III.9 avec les échantillons GeX5, GeY3, NONGeX4. Cela impose que le plus petit calibre utilisable est celui de 2 mA, soit une précision de mesure de 100 nA. Avec l’exemple ci-dessus d’un courant de sortie  $I_S$  de 1  $\mu$ A, l’erreur de mesure est de 10%. Il faut donc travailler avec un courant de polarisation le plus faible possible pour avoir un courant d’obscurité le plus faible.

Ainsi pour diminuer l’erreur de mesure due à la précision du calibre utilisé de l’appareil, il faut maximiser le courant d’entrée  $I_E$  et se placer proche de la dizaine de nanoampères. C’est pourquoi, l’influence du courant d’entrée  $I_E$  sur le gain de collection a été étudiée. A 5 keV, le gain de l’échantillon GeX3 a été mesuré pour plusieurs courants d’entrée  $I_E$ . Le courant d’entrée a été mesuré deux fois, avant et après la mesure du courant de sortie, ce qui donne un ordre de grandeur de son évolution temporelle. Les résultats sont présentés par la figure III.15. La barre d’erreur pour chaque point correspond à l’ordre de grandeur de l’évolution temporelle du courant d’entrée  $I_E$  entre deux mesures. Etant donnée cette évolution temporelle, il est possible d’affirmer que dans cette gamme de courant, le flux d’électrons injecté n’a aucune influence sur le gain de collection. De plus, l’écart-type de ces valeurs est de 4 électrons.

### B.3 Protocole expérimental

Les observations réalisées lors de la mise au point de l’expérience, notamment l’évolution temporelle des courants d’obscurité des diodes, ont conduit à l’adoption du protocole expérimental décrit dans ce paragraphe.

Le tableau III.3 résume les différentes conditions de mesure de gain des échantillons. Pour tenir compte de l’évolution du courant d’obscurité  $I_{obs}$  en fonction du temps et de l’impossibilité de le soustraire en temps réel avec les appareils à disposition, la mesure

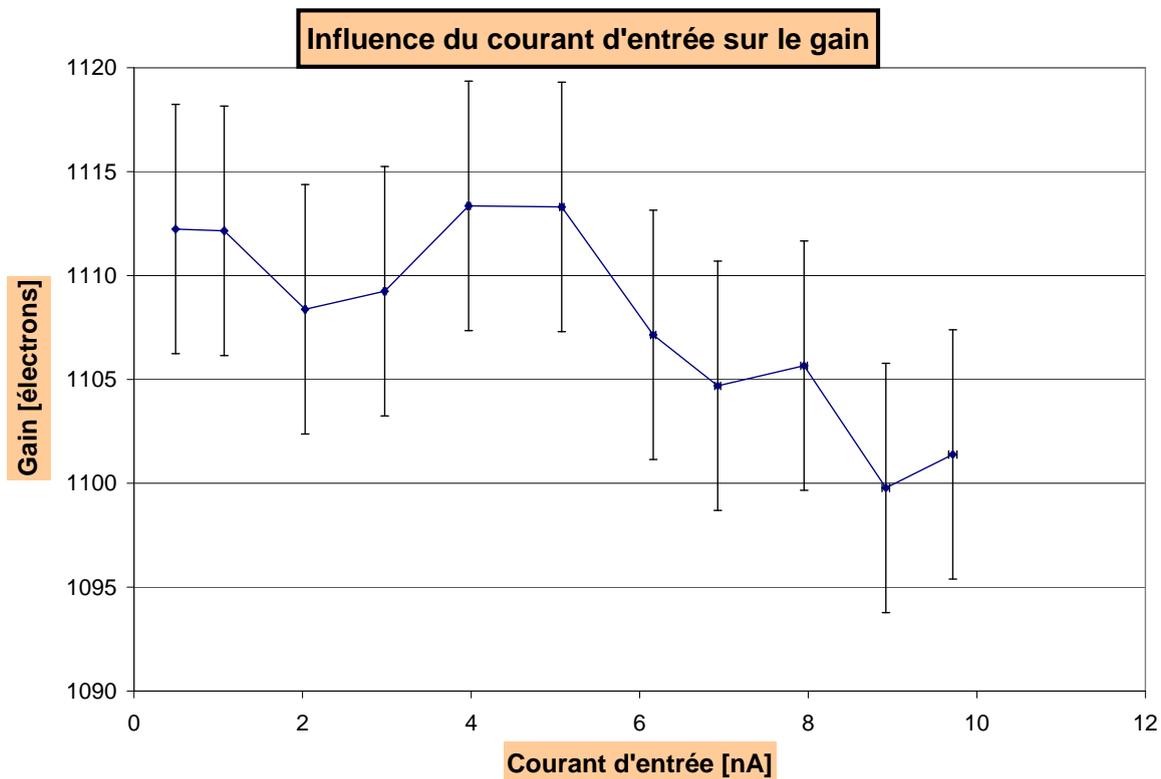


FIGURE III.15 – Influence du courant d’entrée sur le gain de collection étudiée sur l’échantillon GeX3.

du courant  $I_{gain}$  s’effectue de la manière suivante : le faisceau est centré sur le carré à irradier, puis il est coupé. La fonction du picoampèremètre qui permet de soustraire le courant d’obscurité mesuré à  $t = 0$ ,  $I_{obs}(t = 0)$ , est enclenché. Immédiatement le faisceau est libéré. Le courant de sortie s’établit en moins d’une seconde, étant donné le temps d’échantillonnage de la mesure. La mesure est prise rapidement, puis le faisceau est très vite coupé. Une seconde mesure peut alors avoir lieu après une nouvelle suppression du courant d’obscurité.

Le protocole expérimental est résumé par la figure III.16. Un échantillon est mesuré à 13 énergies d’électrons incidents différentes. Le faisceau est réglé sur la cage de Faraday, notamment son courant d’entrée  $I_E$  et l’énergie  $E_0$  des électrons incidents. Puis le courant de sortie est mesuré à 4 endroits de la puce avec à chaque endroit 3 mesures successives. A la fin de ces 12 mesures, le courant d’entrée est mesuré une deuxième fois sur la cage de Faraday, donnant ainsi une idée de la dérive temporelle de ce courant. Sur l’ensemble des mesures, cette dérive n’excède pas 100 pA, quelle que soit le courant injecté.

Paramètre	Valeur
Polarisation	-0,2 V
Diamètre faisceau	80 μm
Courant injecté	[1 - 12] nA
Balayage faisceau	5 μm
Carré	300 μm de côté

TABLE III.3 – Tableau de résumé des conditions expérimentales de l’expérience d’irradiation des diodes étendues à fort flux.

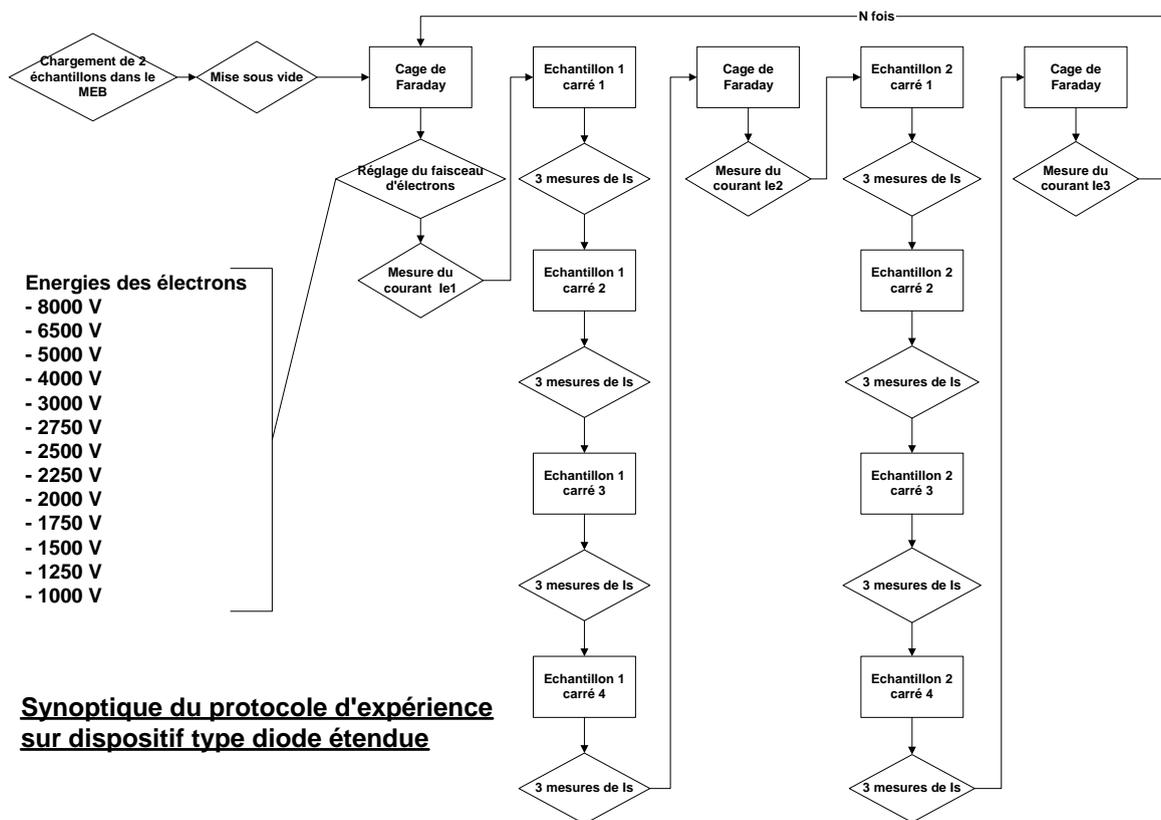


FIGURE III.16 – Synoptique du protocole expérimental.

## C Résultats expérimentaux

### C.1 Bruit de mesure

Les sources de bruit sont multiples et complexes à isoler une à une. Une série de mesures particulières a donc été mise en place pour dégager le bruit global. Le gain de collection est calculé selon l'équation (III.1). Il est fonction de deux variables mesurées  $I_E$  et  $I_{gain}$ . L'expression de l'erreur relative sur le gain  $G$  est obtenue par propagation linéaire des erreurs :

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{\Delta I_{gain}}{I_{Gain}} + \frac{\Delta I_E}{I_E} \quad (\text{III.10})$$

avec :

- $\Delta I_{gain}$  : Erreur sur  $I_{gain}$ , assimilée à sa déviation standard par la suite ;
- $\Delta I_E$  : Erreur sur  $I_E$  ;
- $\Delta G$  : Erreur sur le gain  $G$ .

$I_E$  est de l'ordre du nanoampère. Au cours de l'expérience, il est constaté que la précision de sa mesure est sur le deuxième digit après la virgule et que sa variation entre deux mesures successives est inférieure à 100 pA pour tous les échantillons, donc :  $\Delta I_E = 100$  pA. L'évolution du courant d'obscurité comme expliquée précédemment empêche une mesure continue de  $I_{gain}$  et donc de connaître l'imprécision de la mesure. Pour connaître sa déviation standard, il est procédé comme expliqué ci-dessous.

L'échantillon mesuré est GeX3. 4 énergies d'électrons incidents sont étudiées : 2000, 3000, 5000 et 8000 eV. Pour chacune de ces énergies, 21 mesures de courant de sortie  $I_{gain}$  sont effectuées, réparties sur 7 carrés distincts, suivant le même principe que dans le protocole expérimental (se reporter au paragraphe B.3), soit 3 mesures par carré. Le courant d'obscurité  $I_{obs}(t = 0)$  est soustrait avant chaque mesure. L'écart-type de  $I_{gain}$  des 21 mesures représente la déviation standard du courant lié au gain de collection  $I_{gain}$  à une énergie  $E_0$  donnée. En effet, le nombre de ces mesures permet de faire l'hypothèse d'un comportement gaussien du bruit. Le courant d'entrée  $I_E$  est mesuré avant et après cette série de 21 mesures.

Energie Incidente [eV]	Valeur de $\frac{\Delta G}{G}$
2000	0,0065
3000	0,0044
5000	0,0068
8000	0,0051

TABLE III.4 – Tableau des valeurs de  $\frac{\Delta G}{G}$  en fonction de l'énergie incidente des électrons.

La formule de l'équation (III.10) est appliquée pour ces 4 énergies incidentes. Les valeurs de  $\frac{\Delta G}{G}$  sont résumées par le tableau III.4. L'erreur relative est donc constante en fonction de l'énergie des électrons incidents. Sa valeur sera fixée à 0,7% pour la suite. Lorsqu'une différence de gains devra être considérée par la suite, l'erreur sur cette différence sera prise à 1,4%, deux mesures de gain étant considérées comme non corrélées. Les barres d'erreurs sur les courbes des paragraphes suivants prennent toutes en compte ce calcul d'erreur.

Dose d'implantation	Fluence du recuit laser	Préamorphisation
GeX3 ; GeY3	GeX3 ; GeX4 ; GeX5	GeX4 ; NONGeX4
GeX5 ; GeY5	GeY3 ; GeY5	
NONGeX4 ; NONGeY4	NONGeX3,5 ; NONGeX4	

TABLE III.5 – Tableau de résumé des comparaisons des échantillons à l'ordre 1.

## C.2 Comparaison des passivations

Au total, sur 12 échantillons initiaux, 8 ont fait l'objet de mesures en irradiation. Les 4 échantillons rejetés n'ont pas un comportement électrique de diode, puisque l'activation électrique de leur dopage est supposée insuffisante (cf paragraphe B.1.1). Les courbes de gains des échantillons présentent la variation des gains en fonction de l'énergie des électrons primaires. Ce sont les outils de base pour les comparaisons entre les différentes passivations.

Dans un souci de comparaison à l'ordre 1, où seul un paramètre varie, le tableau III.5 résume les comparaisons possibles entre échantillons pour dégager l'influence de chacun des trois paramètres : dose implantée, fluence du laser et préamorphisation.

## C.3 Modélisation du gain de collection

Ce paragraphe présente une modélisation des courbes de gains en fonction de l'énergie incidente. Considérons 1 électron incident d'énergie initiale  $E_0$ . Le phénomène de multiplication crée  $N_0$  paires électron-trou ;  $N_0$  est donné par l'équation :

$$N_0 = \frac{E_0}{3,6} \quad (\text{III.11})$$

Or  $n_{dead}$  électrons secondaires sont générés en moyenne dans la couche morte par électron incident et sont finalement perdus pour la collection. Il reste donc  $N_1$  électrons, avec  $N_1$  défini par (III.12) :

$$N_1 = N_0 - n_{dead} = \frac{E_0}{3,6} - n_{dead} \quad (\text{III.12})$$

Soit  $N_{collec}$ , le nombre d'électrons collectés par la diode. Ce sont ces électrons qui participent au courant  $I_{gain}$ . La fraction de  $N_1$  collectée par la diode du côté  $N$  est appelée Efficacité de Collection de Charges (Charge Collection Efficiency) . Elle est notée  $CCE$ . D'après l'équation (III.13),  $N_{collec}$  vaut :

$$N_{collec} = (CCE)N_1 = CCE\left(\frac{E_0}{3,6} - n_{dead}\right) \quad (\text{III.13})$$

Le gain de collection est défini comme le rapport du nombre d'électrons collectés sur le nombre d'électrons incidents, d'après l'équation (III.1); grâce à l'équation (III.13), il est donc obtenu que :

$$G_{model} = CCE \left( \frac{E_0}{3,6} - n_{dead} \right) \quad (III.14)$$

La figure III.17 résume les principes de cette modélisation. Par ailleurs, il a été vu au chapitre II, au paragraphe B.2.3, que le logiciel de Monte-Carlo, CASINO, montrait que le nombre d'électrons générés dans la couche morte était constant à partir de 6 keV et de l'ordre de 150 à 350 électrons selon l'épaisseur de la couche morte. Or, les courbes de gains, présentées dans la suite par les figures III.20 à III.28, ont toutes un comportement linéaire à haute énergie, à partir de 5 keV. Il est donc supposé que les grandeurs  $CCE$  et  $n_{dead}$  sont constantes entre 5 et 8 keV. Cette dernière énergie correspond à l'énergie maximale étudiée des courbes de gains. A plus faible énergie, en dessous de 5 keV, l'énergie perdue dans la couche morte et l'efficacité de collection de charges ne sont plus constantes en fonction de l'énergie initiale  $E_0$ .

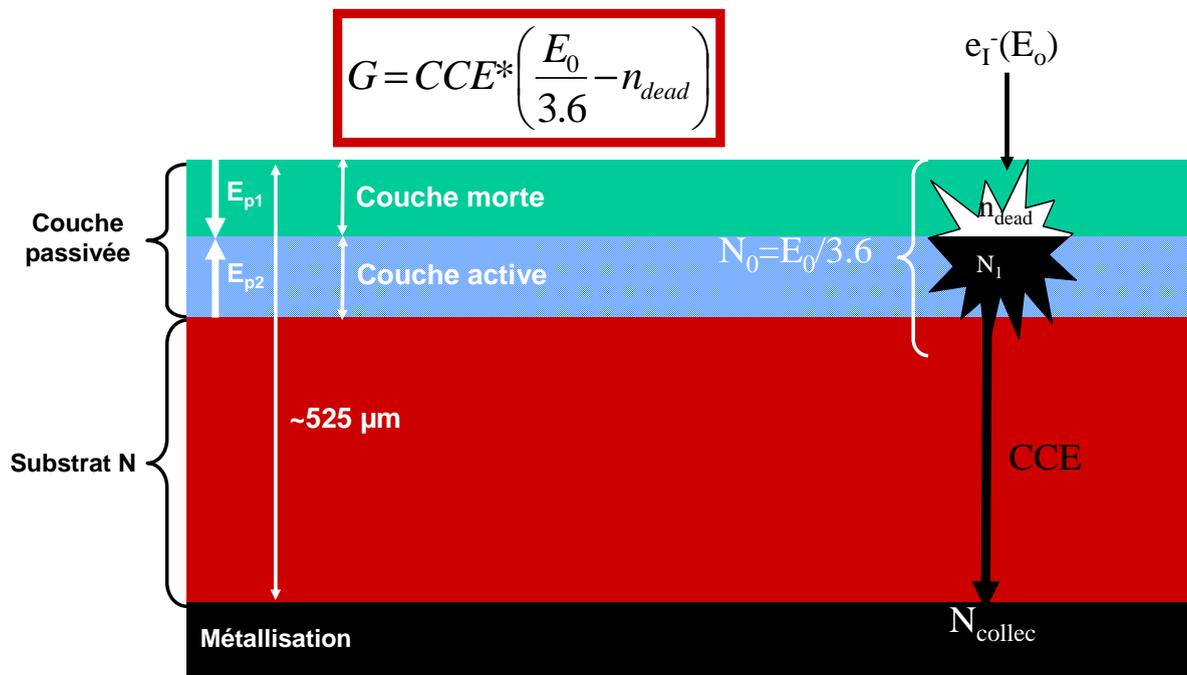


FIGURE III.17 – Schéma résumant les différentes étapes de calcul du modèle de gain de collection des diodes étendues sous irradiation électronique de fort flux.

D'après l'équation (III.14), la pente  $A$  et l'ordonnée à l'origine  $B$  des courbes de gains sur cet intervalle donnent donc les performances de la passivation de chaque échan-

tillon, selon :

$$CCE = 3,6A \quad (\text{III.15})$$

$$n_{dead} = \frac{B}{CCE} \quad (\text{III.16})$$

Les régressions linéaires de l'ensemble des courbes de gains présentées par la suite ont été effectuées sur l'intervalle [5 - 8 keV]. Les coefficients de corrélation  $R^2$  des régressions sont tous supérieurs à 0,999. La figure III.18 donne la distribution des efficacités de collection de charges relatives aux différentes couches de passivation. L'échantillon GeY3 donne une valeur supérieure à 100%, non physique, de la CCE mais sa régression linéaire ne comporte que 3 points. Les autres régressions en comportent plus. De plus la mesure de cet échantillon s'est avérée instable à cause de son fort courant d'obscurité. Les autres valeurs de CCE sont très regroupées autour de 95% et aucune tendance ne peut être déterminée sur les caractéristiques de chacune des passivations.

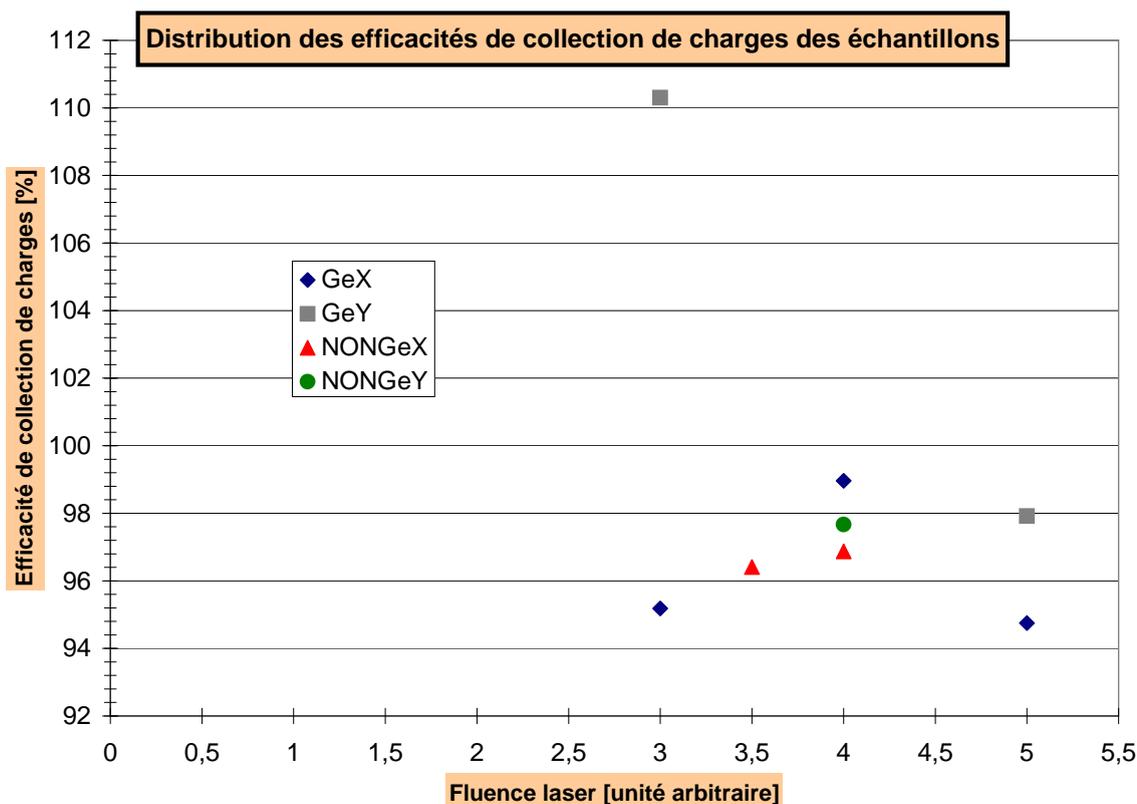


FIGURE III.18 – Distribution des efficacités de collection de charges des différentes passivations.

Cette expérience ne permet donc pas de discriminer les passivations en terme d'efficacité de collection de charges. Replaçons le problème dans le cas du MAPS aminci et

irradié par des électrons ; d'après le modèle exposé ci-dessus, la CCE révèle la capacité de la diode à collecter les électrons secondaires générés en dessous de la couche morte, soit dans la couche active, soit dans la couche épitaxiale. La géométrie et le design de la diode de collection est donc un facteur influençant la collection de la charge, ce qui n'est pas le cas avec un dispositif de type diode étendue. Mais la CCE dépend aussi de la capacité de la couche active à éloigner les électrons secondaires générés dans la couche active ou épitaxiale, dans le cas d'un MAPS. L'efficacité de l'effet miroir de la couche active est donc mesurée par l'efficacité de collection de charges. Comme la diode étendue est une jonction  $P^+/N$ , les électrons générés dans la zone  $N$  sont quasi instantanément collectés au temps de relaxation diélectrique près. Comme attendu, cette courbe indique donc l'incapacité de ces dispositifs expérimentaux à discriminer l'effet miroir des différentes passivations caractérisées.

Toutefois, les différentes CCE des diodes étendues ne sont pas de 100%. Cela s'explique par des pertes de charges par recombinaison ; or, d'après le modèle, les charges générées dans la couche morte sont toutes perdues. Donc ces pertes ne peuvent provenir que de la couche active. Par exemple, pour la passivation NONGeX4, qui équivaut à la passivation C du chapitre I (voir chapitre I C.2.3, il y a environ 3% des charges générées hors de la couche morte qui sont perdus dans la couche active. Selon les simulations CASINO effectuées pour cette passivation (voir la figure II.15 du chapitre II, section C.3.2), dans la gamme d'énergie [5 - 8 keV], entre 100 et 60 électrons secondaires sont générés dans la couche active. Or 100 électrons à 5 keV représentent 8% des charges générées hors couche de passivation et 60 électrons à 8 keV représentent 3% des électrons générés hors de la couche de passivation. Ainsi une bonne partie des électrons générés dans la couche active ne sont pas collectés par la zone dopée  $N$  du dispositif.

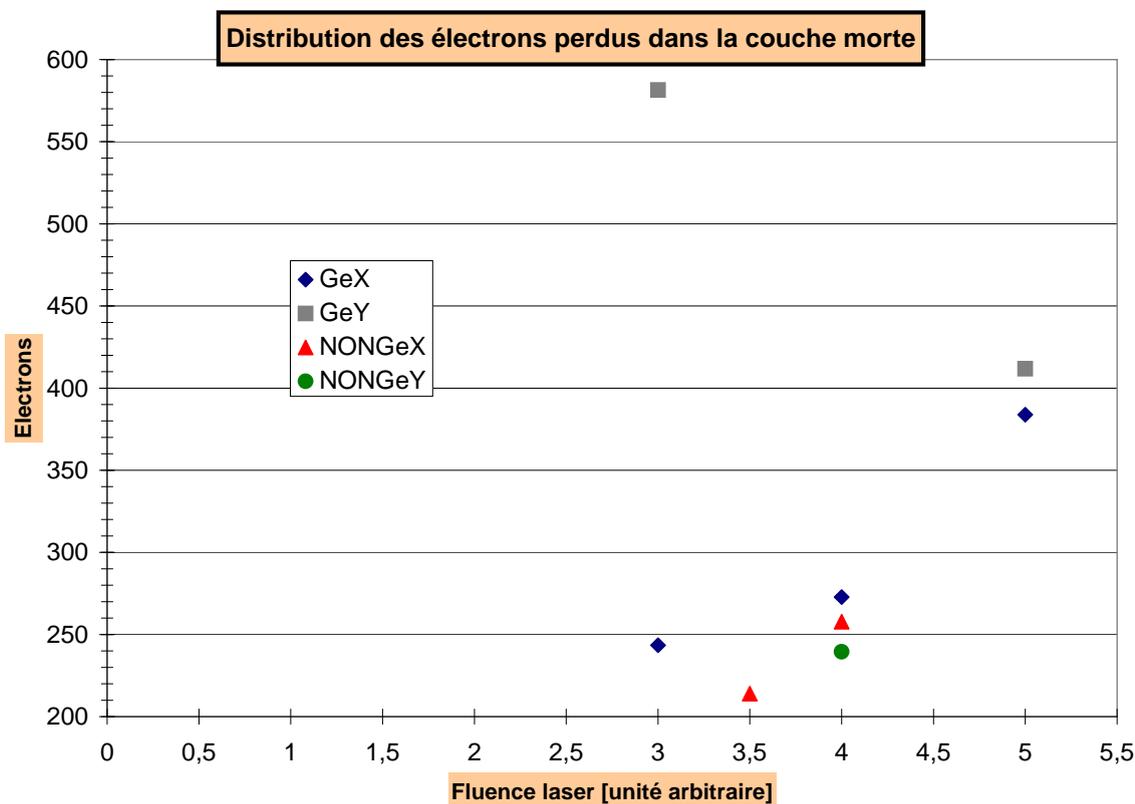


FIGURE III.19 – Distribution des pertes en électrons dans la couche morte des différentes passivations.

La figure III.19 donne la distribution du nombre d'électrons perdus dans la couche morte, selon les échantillons. Le point relatif à la passivation GeY3 semble aberrant pour les mêmes raisons qu'auparavant. Cette méthode de mesure du gain permet de discriminer les performances en terme de pertes de charges dans la couche morte des passivations. Cette perte de charges est, entre autres, révélatrice du taux de recombinaison dans la couche de passivation. Ce taux de recombinaison peut être influencé par plusieurs facteurs. Tout d'abord, l'épaisseur de la couche morte joue un rôle car plus elle est épaisse, plus le nombre d'électrons secondaires générés à l'intérieur sera important ; la présence d'espèces non activées électriquement, se trouvant donc en position interstitielle dans la maille cristalline du Silicium, est aussi une source de recombinaisons ; enfin, la présence d'atomes étrangers comme le Germanium pourraient s'avérer être des sources de recombinaisons des charges secondaires. Il est remarquable que tous les points de cette figure relatifs à des échantillons préamorphisés sont situés au dessus des points pour les échantillons non préamorphisés. Il semblerait que le Germanium induise un taux de recombinaison supérieur aux autres passivations.

En comparant ces résultats à la simulation CASINO présentée au chapitre II, section C.3.2, il est constaté que les valeurs de  $n_{dead}$  calculées avec le modèle linéaire sont plus importantes. La passivation C, dont la courbe de l'énergie déposée dans la couche morte est présentée par la figure II.14, correspond aux mêmes conditions d'implantation et de

recuit sur couche épitaxiale dopée  $P$  que la passivation NONGeX4 sur substrat  $N$ . D'après CASINO, dans la gamme d'énergie [5 - 8 keV], entre 118 et 90 électrons sont déposés dans la couche morte; or, d'après la régression linéaire sur les valeurs expérimentales, 273 électrons sont perdus dans la couche morte.

## C.4 Les courbes de gains sur diodes étendues

### C.4.1 Influence de la dose d'implantation

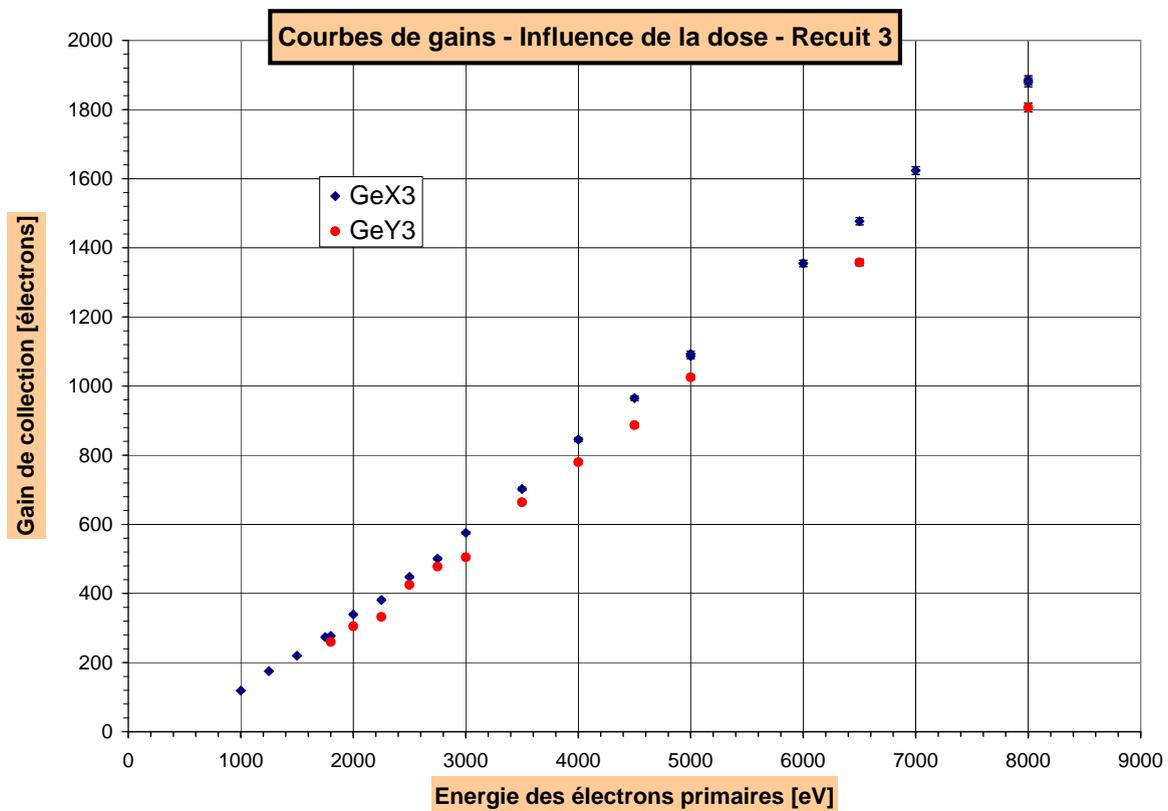


FIGURE III.20 – Comparaison des courbes de gains des échantillons GeX3 et GeY3.

Les figures III.20, III.21 et III.22 comparent les courbes de gains pour des couches de passivation qui diffèrent uniquement par leur dose d'implantation de Bore (X ou Y).

Aussi bien pour le recuit 3 que 5, avec préamorphisation au Germanium, la dose X comparée à la dose Y produit de meilleures performances de gains de collection. Cette constatation est d'autant plus marquée que la fluence du recuit est faible (fluence 3). Pour les échantillons non préamorphisés avec le recuit 4, la tendance inverse est observée. Toutefois les différences sont peu visibles sur ces courbes. Par conséquent, la différence de gains des échantillons de type Y et des gains des échantillons X est tracée en fonction de l'énergie de l'électron incident. Ces courbes sont normalisées par le gain obtenu avec la dose X, soit la fonction  $\frac{Gain(Y)-Gain(X)}{Gain(X)} = f(E_0)$ . La figure III.23 présente ces courbes.

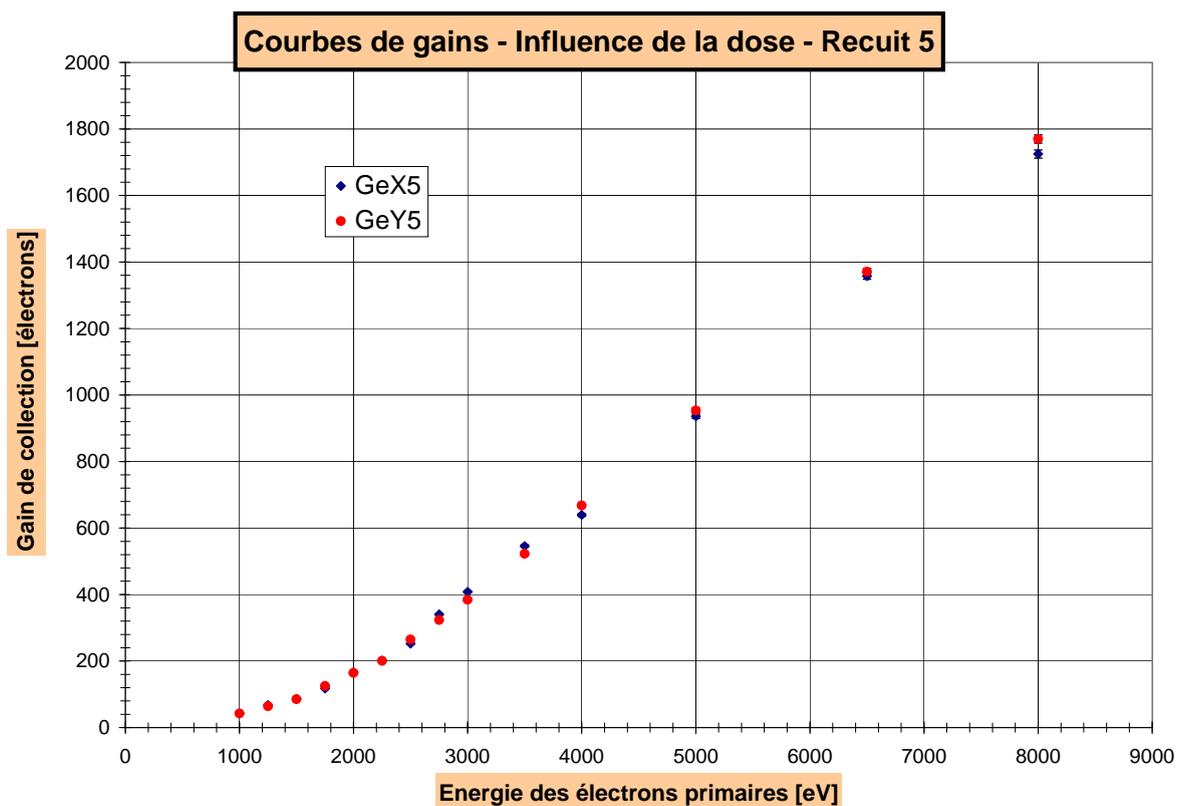


FIGURE III.21 – Comparaison des courbes de gains des échantillons GeX5 et GeY5.

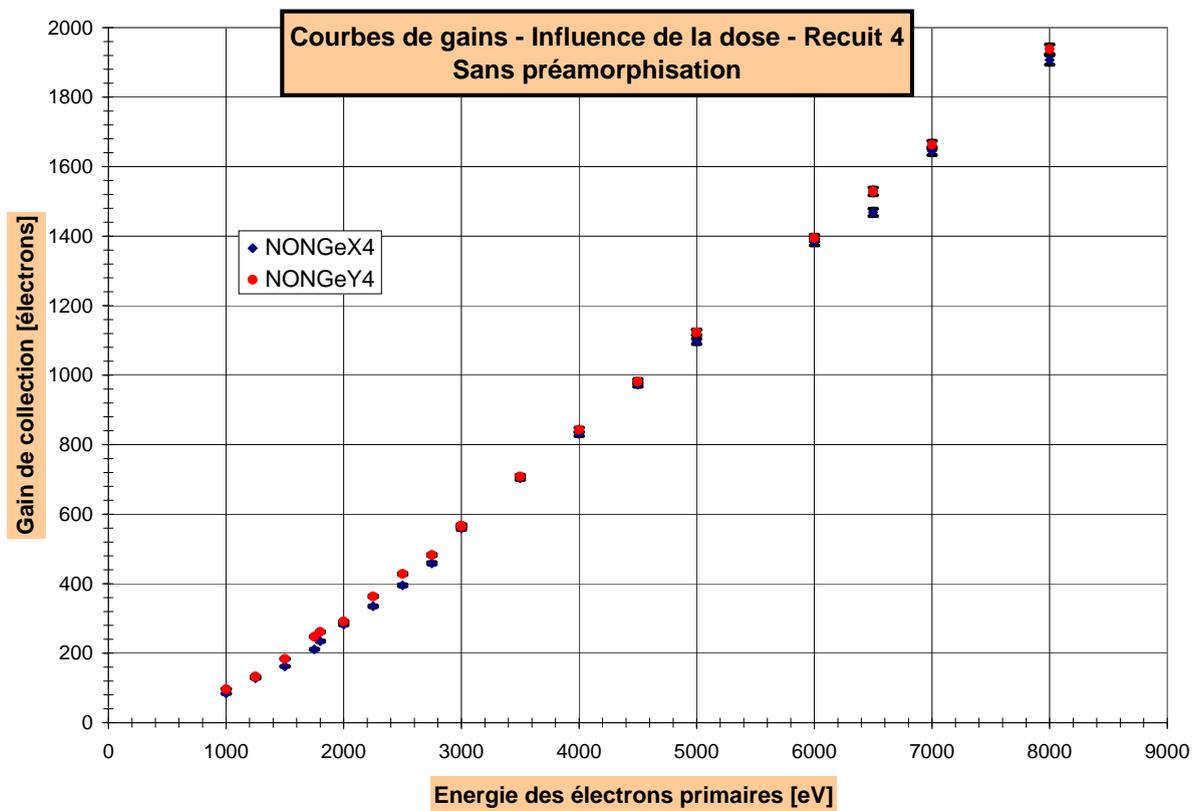


FIGURE III.22 – Comparaison des courbes de gains des échantillons NONGeX4 et NONGeY4.

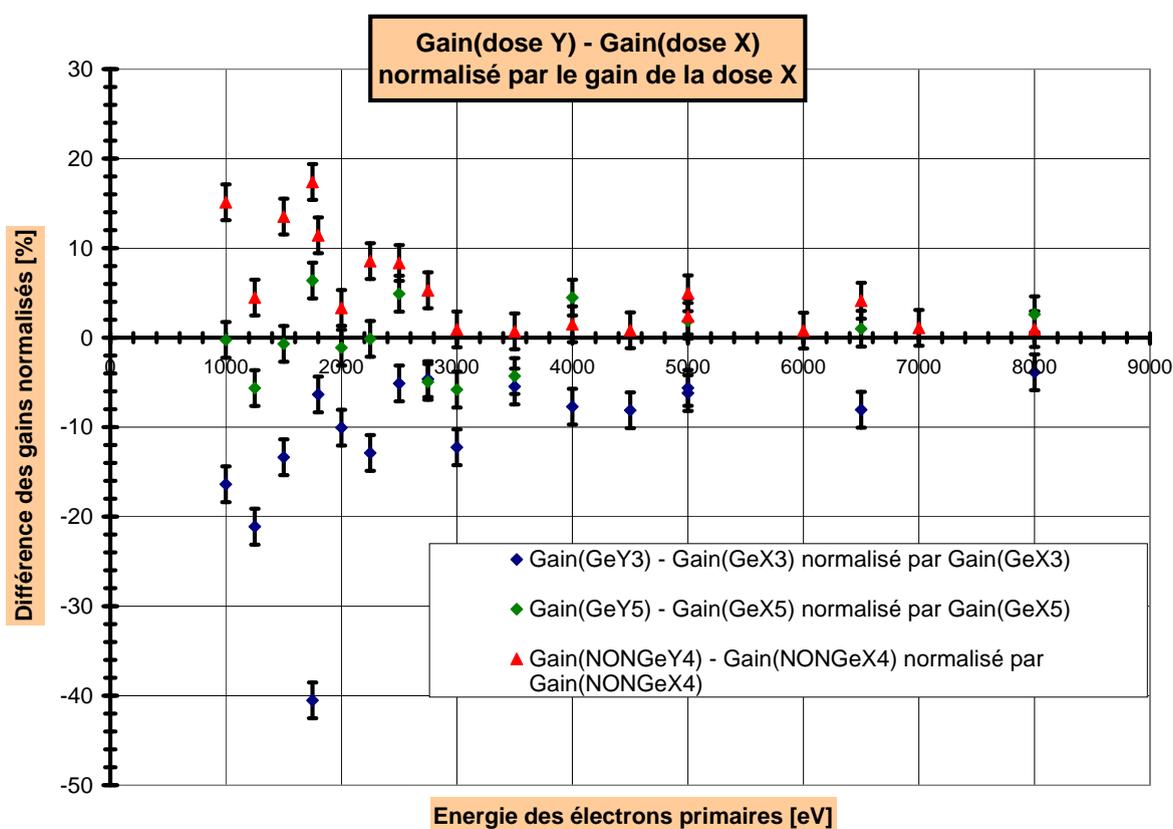


FIGURE III.23 – Réseau de courbes des différences de gains entre l’implantation Y et X normalisées par le gain de la dose X en fonction de l’énergie des électrons incidents.

Pour ces trois courbes, les différences relatives de gains sont plus fortes à faible énergie qu'à forte énergie d'irradiation où la différence normalisée des gains a un comportement constant et proche de zéro, aux fluctuations de mesures près. En effet, plus l'énergie est faible, plus la part des électrons secondaires générés dans la couche de passivation est importante. Les tendances observées à faible énergie se confirment, certes dans une moindre mesure, à forte énergie.

Dans le cas où les échantillons ont été préamorphisés avec du Germanium, il ressort de ces courbes que l'implantation à la dose la plus faible, X, est préférable. Toutefois la différence est faible pour la courbe verte (recuit 5) alors qu'elle est plus accentuée pour la courbe bleue (recuit 3).

La courbe III.19 confirme ce résultat : en terme de perte dans la couche morte, la passivation GeX5 est meilleure que la passivation GeY5 alors que l'échantillon NONGeY4 est meilleur que l'échantillon NONGeX4.

Il vaut donc mieux adopter la dose d'implantation X, dans le cas des passivations avec préamorphisation alors qu'en l'absence de cette opération la dose Y semble plus performante.

#### C.4.2 Influence de la fluence du recuit

Les figures III.24, III.25 et III.26 comparent les courbes de gains pour des couches de passivation qui diffèrent uniquement par la fluence de recuit laser. De plus la différence de gains obtenus avec l'échantillon de type  $n$  et celui avec le recuit  $n - 1$  est tracée en fonction de l'énergie de l'électron incident. Ces dernières sont normalisées par le gain obtenu avec le recuit  $n - 1$ , soit la fonction  $\frac{Gain(n) - Gain(n-1)}{Gain(n-1)} = f(E_0)$ . La figure III.27 présente ce type de courbes.

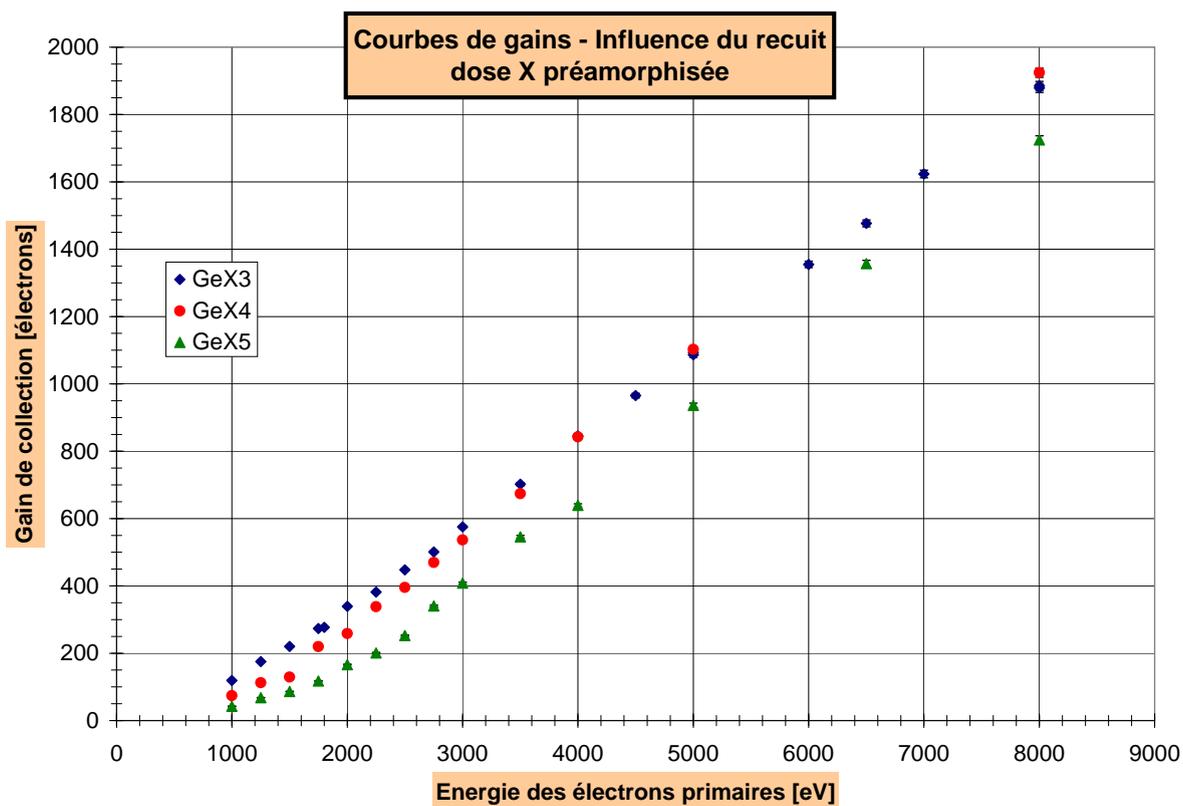


FIGURE III.24 – Comparaison des courbes de gains des échantillons GeX3, GeX4 et GeX5.

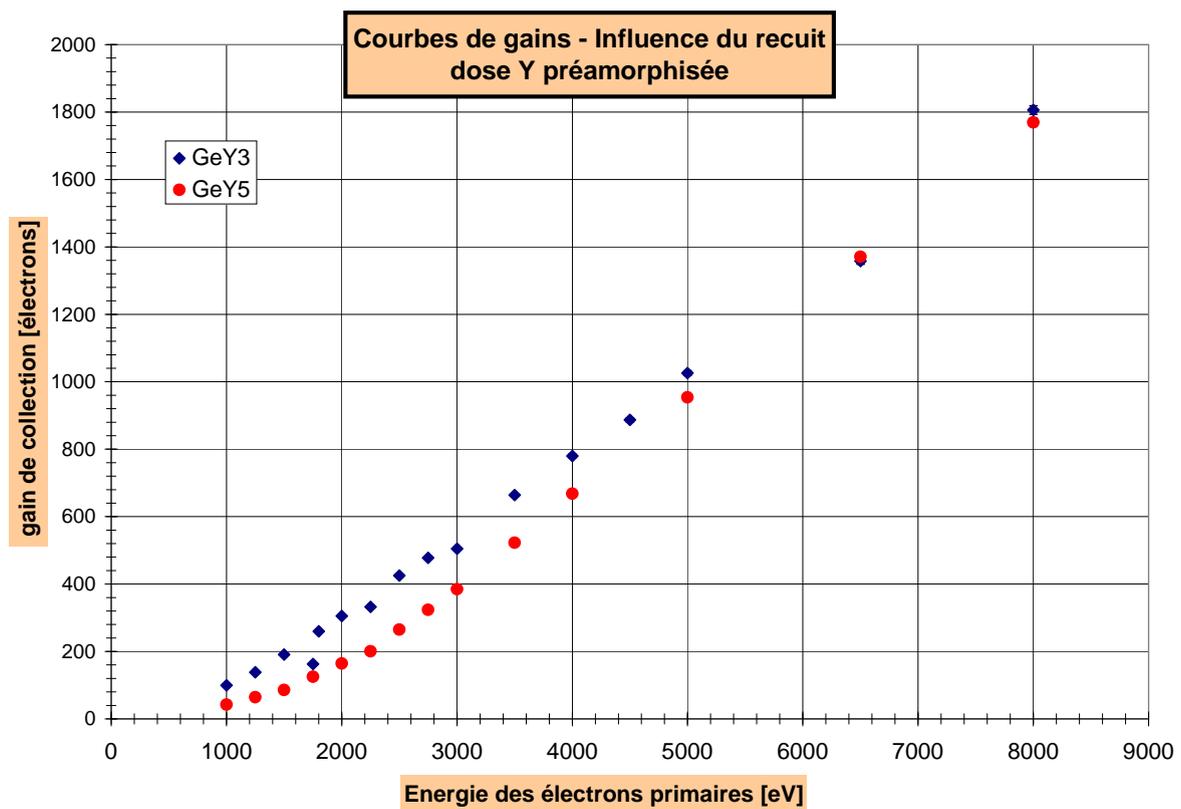


FIGURE III.25 – Comparaison des courbes de gains des échantillons GeY3 et GeY5.

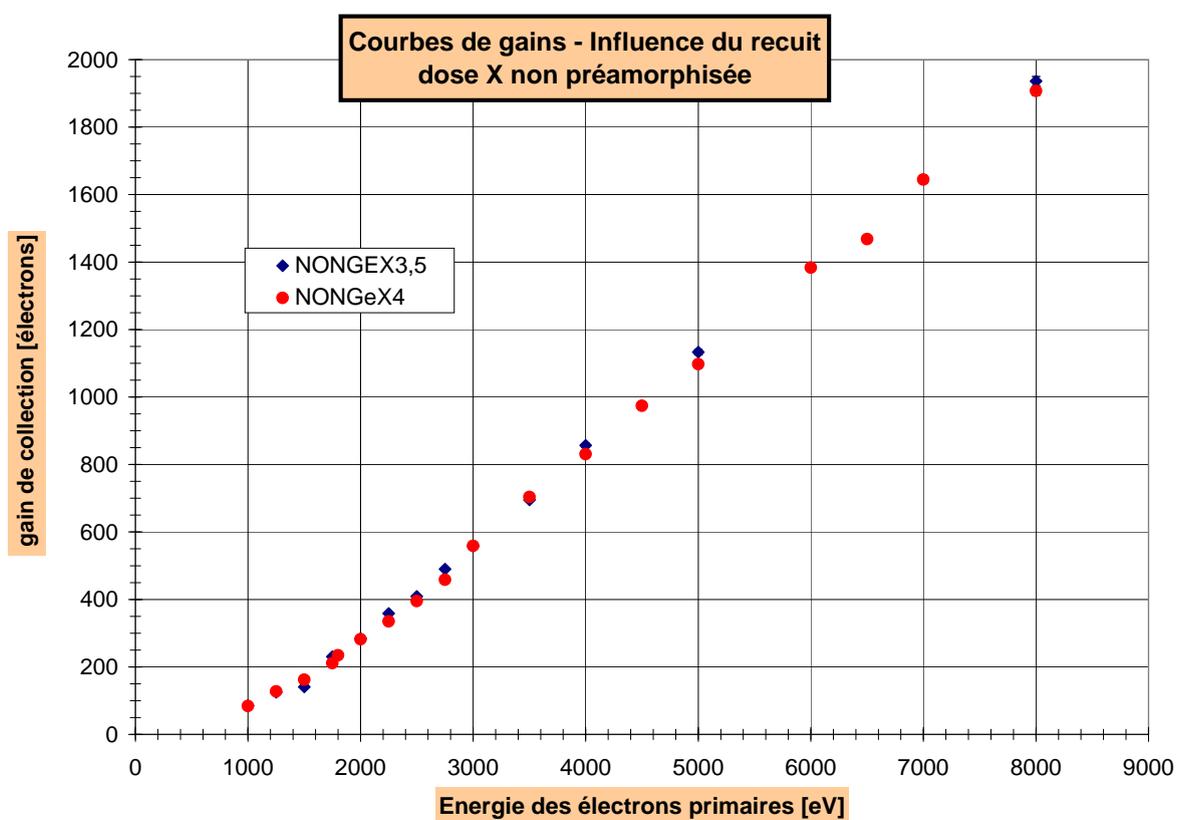


FIGURE III.26 – Comparaison des courbes de gains des échantillons NONGeX3,5 et NONGeX4.

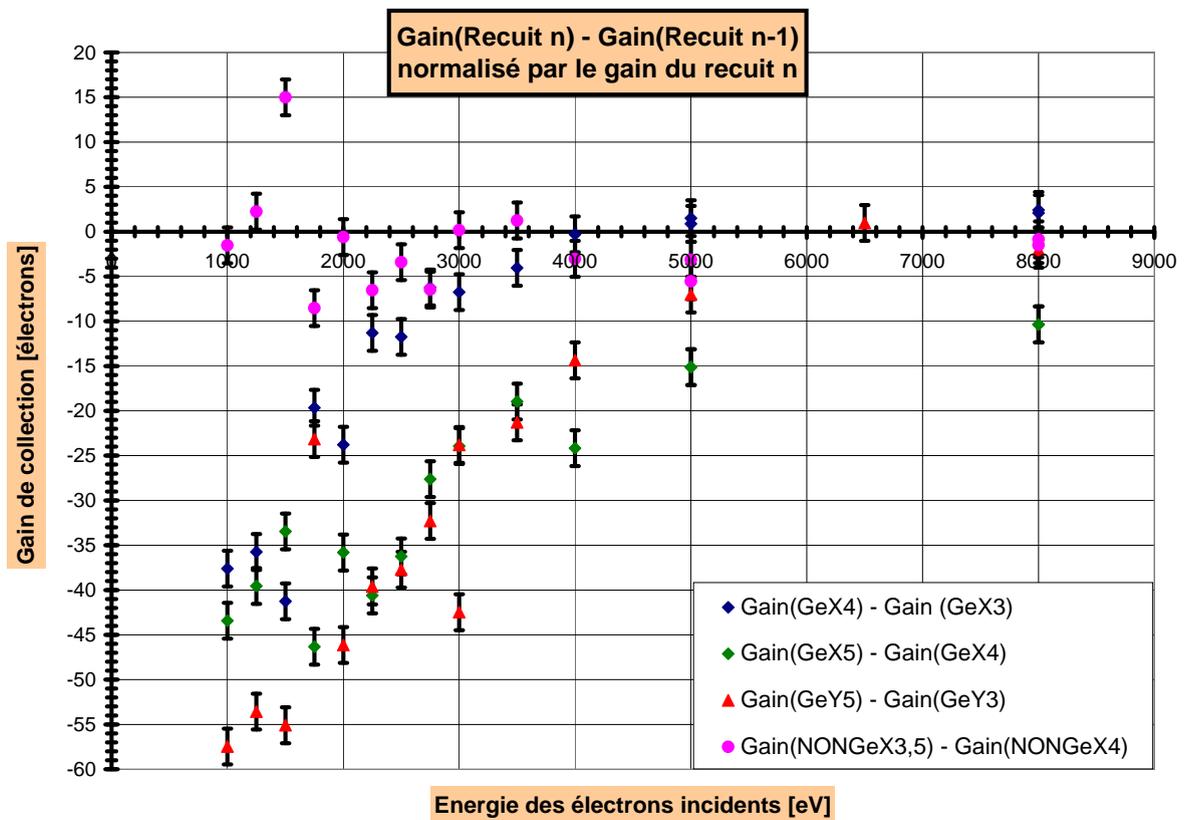


FIGURE III.27 – Réseau de courbes des différences de gains entre un recuit  $n$  et un recuit  $n-1$  normalisées par le gain du recuit  $n-1$  en fonction de l'énergie des électrons incidents.

Dans cette gamme de fluence, pour les échantillons non préamorphisés, l'intensité du recuit n'a pas d'influence sur les performances en terme de gain de collection. Il faut préciser que ces deux recuits, arbitrairement notés 3,5 et 4, relèvent de fluences très proches en valeur.

Par contre, la courbe III.27 indique que le recuit a une influence sur le gain de collection des échantillons préamorphisés : il est préférable de ne pas recuire trop intensément.

Cette tendance est corroborée par la courbe III.19. En premier lieu, d'après la courbe III.27, pour la famille GeX, la différence de gain normalisée est plus importante entre les recuits à fluence 5 et 4 qu'entre les recuits 4 et 3. Cette différence se reporte sur la distribution des électrons perdus dans la couche morte en fonction des passivations, sur la figure III.19.

En second lieu, l'énergie perdue dans la couche morte pour la famille GeX augmente avec l'intensité du recuit, de même pour la famille NONGeX. Les recuits 3 pour les passivations GeX et 3,5 pour les passivations NONGeX sont donc suffisants. Pour la famille GeX, une implantation de Bore moins recuite que 3 n'est pas suffisamment activée (paragraphe B.1). L'augmentation des pertes dans la couche morte avec le recuit s'explique en considérant que si le recuit est plus intense, les espèces dopantes ont tendance à diffuser en profondeur dans l'échantillon et donc à étaler la couche morte.

### C.4.3 Influence de la préamorphisation

A faible énergie, l'échantillon non préamorphisé, NONGeX4, présente de meilleures performances en terme de gain que la passivation avec préamorphisation, GeX4. Ces différences, déjà peu marquées à faible énergie, ne sont pas constatées à plus haute énergie.

La figure III.19 permet d'affirmer que le Germanium conduit à un taux de recombinaison dans la couche morte plus important. Les échantillons non préamorphisés ont tous des  $n_{dead}$  plus faibles que ceux contenant du Germanium. Cela est d'autant plus flagrant par comparaison des échantillons GeX4 et NONGeX4. Certes la préamorphisation au Germanium permet d'avoir des épaisseurs de couche morte mieux contrôlées donc plus faibles, comme il a été vu au chapitre I (paragraphe C.2.3), mais elle induit un taux de recombinaison des charges secondaires plus important. Pour les deux échantillons GeX4 et NONGeX4, les effets de l'épaisseur de la couche morte et l'effet des pertes par recombinaison se compensent pour donner des gains proches.

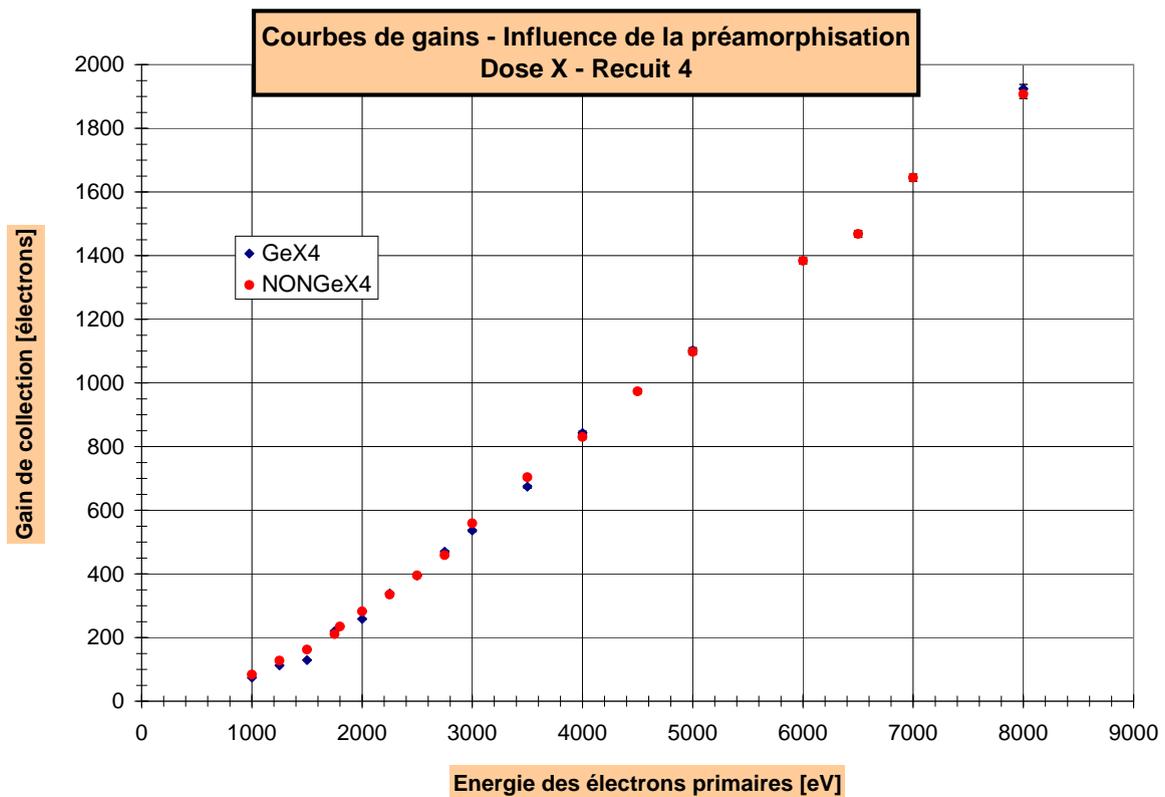


FIGURE III.28 – Comparaison des courbes de gains en fonction de l'énergie des électrons incidents montrant l'influence de la préamorphisation.

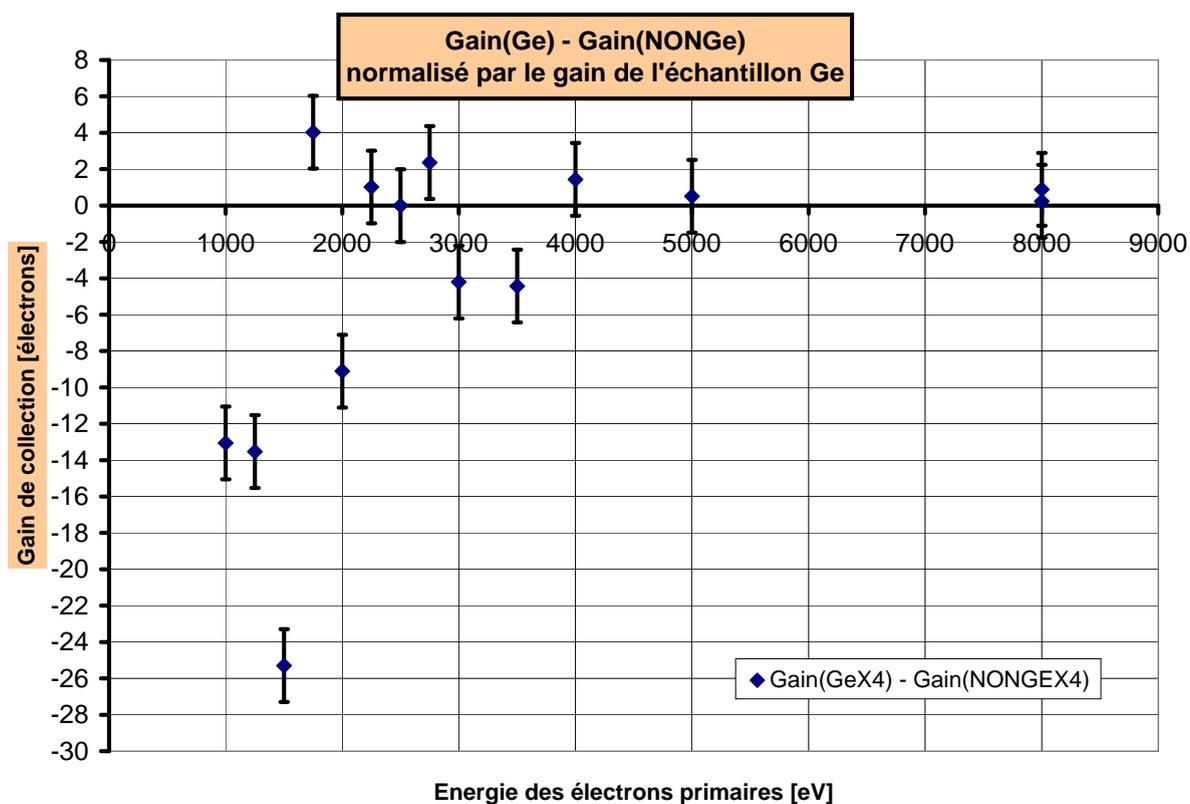


FIGURE III.29 – Différence de gain entre NONGeX4 et GEX4 normalisée par le gain de GeX4 en fonction de l'énergie des électrons incidents.

## D Conclusion du chapitre

Ce dispositif expérimental mettant en jeu des véhicules de test simplifiés, des jonctions  $P^+/N$ , permet de dégager l'influence de 3 paramètres du procédé de passivation par implantation ionique : la dose d'implantation ionique, la fluence du recuit laser et l'effet de la préamorphisation. En effet, grâce à cette expérience, les différentes passivations sont discriminées en terme de gain de collection à différentes énergies  $E_0$  et dans les pertes dans la couche morte qu'elles induisent. Il a donc été déterminé l'influence de la dose d'implantation, du recuit qui ne doit pas être trop important et de la préamorphisation qui entraîne de plus forts taux de recombinaison. Toutefois, cette expérience adresse des dispositifs non pixellisés qui ne fournissent donc pas d'information spatiale sur la diffusion latérale des charges dans la couche épitaxiale. L'efficacité de collection de charges n'est pas non plus caractérisée dans cette expérience. Ainsi aucune information n'est obtenue quant à la capacité des différentes passivations à repousser hors de la surface d'entrée les électrons générés hors de la couche de passivation, autrement dit l'effet miroir des couches de passivations. Il a tout de même été montré qu'une bonne partie des électrons générés dans la couche active ne participent pas au gain de collection, selon les simulations Monte-Carlo du chapitre II. Il faut donc maintenant mettre au point un dispositif expérimental qui utilise directement les MAPS amincis et passivés à disposition pour déterminer leur gain de collection.

Un dispositif étendu plus adapté qu'une simple jonction  $P^+/N$  comme étudié dans ce chapitre, pourrait être envisagé ; celui-ci serait formé d'un substrat  $N$  sur lequel on ferait croître une couche épitaxiale dopée  $P$ . A la surface de cette couche épitaxiale serait implantée une couche de passivation. Les deux faces de ce dispositif seraient métallisées avec, du côté  $P^+$ , un motif type grille, comme présenté dans ce chapitre. Ce dispositif pourrait être, de la même manière que décrit dans ce chapitre, irradié dans un MEB pour mesurer un gain par comparaison des courants d'entrée  $I_E$  et de sortie  $I_S$ . Avec ce dispositif, l'effet miroir pourrait être mis en évidence. En comparaison avec un MAPS, ce dispositif n'est certes pas pixellisé, mais son bruit intrinsèque est quasi nul. L'effet du design des diodes sur la collection des charges serait aussi évité.



## Chapitre IV

# Mesures du gain de collection en événements uniques des capteurs monolithiques amincis

L'EXPÉRIENCE avec irradiation électronique à fort flux de diodes étendues permet de mesurer des gains de collection. Toutefois, dans cette configuration, la collection des charges est idéalisée et l'analyse des performances des passivations n'est pas complète, comme il a été constaté au chapitre III. Un autre procédé expérimental est alors élaboré; les véhicules de test sont les MAPS amincis dont la passivation est détaillée au chapitre I. La mesure, de type « événement unique », permet de déterminer le gain de collection moyen à une énergie incidente  $E_0$  fixée. Comme les dispositifs sont pixellisés, il est possible de déterminer la répartition des charges issues de l'électron primaire et l'homogénéité de la passivation sur la matrice. Dans une première partie seront détaillés le principe d'une telle expérience, le dispositif expérimental développé ainsi que les différents traitements du signal employés. Dans une seconde partie les résultats seront exploités et comparés avec la modélisation analytique du gain de collection présentées au chapitre II.

### A Principe expérimental et mise en œuvre

La mesure de gain de collection en configuration d'événement unique repose sur la détection et la quantification d'un signal issu d'un électron incident unique d'énergie  $E_0$ . Ce signal est réparti sur plusieurs pixels du fait de l'étalement des électrons secondaires lors de leur diffusion dans la couche épitaxiale. Cette mesure se divise en 5 étapes :

1. le MAPS aminci en face arrière est irradié à très faible flux, par des électrons primaires d'énergie  $E_0$ ; le flux doit être tel que seulement quelques électrons par image et par groupement de pixels atteignent la face arrière du capteur CMOS;
2. le paquet d'électrons secondaires issus de la multiplication et collectés par les diodes est détecté, si le signal est suffisamment important; cela correspond à un événement; cette détection est réalisée par comparaison du signal lié au paquet de charges avec

le signal des pixels en l'absence de signal incident, c'est-à-dire dans des conditions de noir ;

3. le signal de l'événement est quantifié sur un groupement de pixels ;
4. le signal initialement exprimé en niveau numérique (DL pour **D**igital **L**evel par la suite) est converti en nombre d'électrons ; cette étape consiste en une calibration des véhicules de test aux rayons X ;
5. un post-traitement des événements est effectué ; plusieurs post-traitements sont envisagés dont un consiste à tracer la distribution du signal des événements sur un pixel ou un groupement de pixels ; cette distribution gaussienne permet de déduire une valeur moyenne de gain de collection sur ces pixels ; des courbes de gains en fonction de l'énergie incidente des électrons sont tracées.

Les paragraphes suivants exposent la mise en œuvre de chacune des 5 étapes. Les étapes de détection et de quantification du signal sont regroupées au sein d'un même processus du fait de leur simultanéité.

### A.1 L'irradiation à faible flux du MAPS

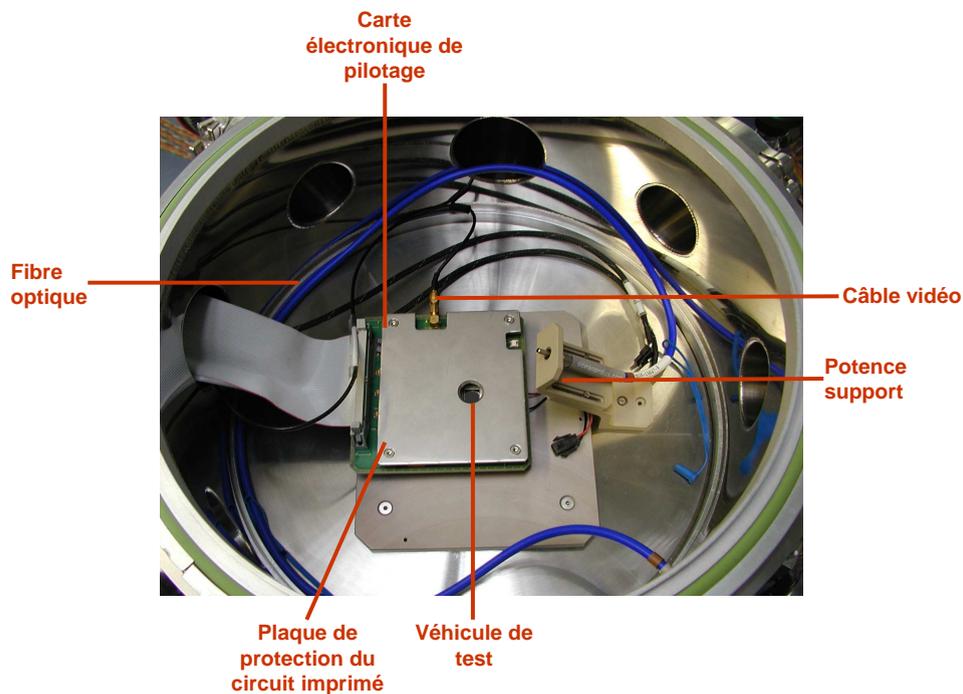


FIGURE IV.1 – Photographie de l'intérieur de la chambre à vide utilisée pour l'expérience en événement unique.

Le véhicule de test est un capteur monolithique à pixel actif aminci en face arrière et passivé selon une des techniques A à F présentées au chapitre I, section C.2.2. Il est placé dans une chambre sous vide d'environ  $10^{-5}$  mbar. Il est câblé sur une carte électronique de pilotage qui fournit les alimentations électriques et les horloges nécessaires à son fonctionnement. La source d'électrons, placée en vis-à-vis du capteur, est une photocathode UV Palladium. Ce dispositif, lorsqu'il est illuminé par des rayons lumineux dans le domaine de l'UV, fournit par effet photoélectrique des électrons. Le rayonnement excitateur de la photocathode est assuré par une lampe à Xénon pulsée et est pointé sur la photocathode par l'intermédiaire de fibres optiques. Un filtre optique coupe les longueurs d'onde supérieures à 400 nm. Une haute tension arrache et accélère les photoélectrons perpendiculairement à la face arrière du MAPS, leur conférant ainsi leur énergie cinétique  $E_0$ . Les figures IV.1 et IV.2 montrent des photographies de la chambre à vide.

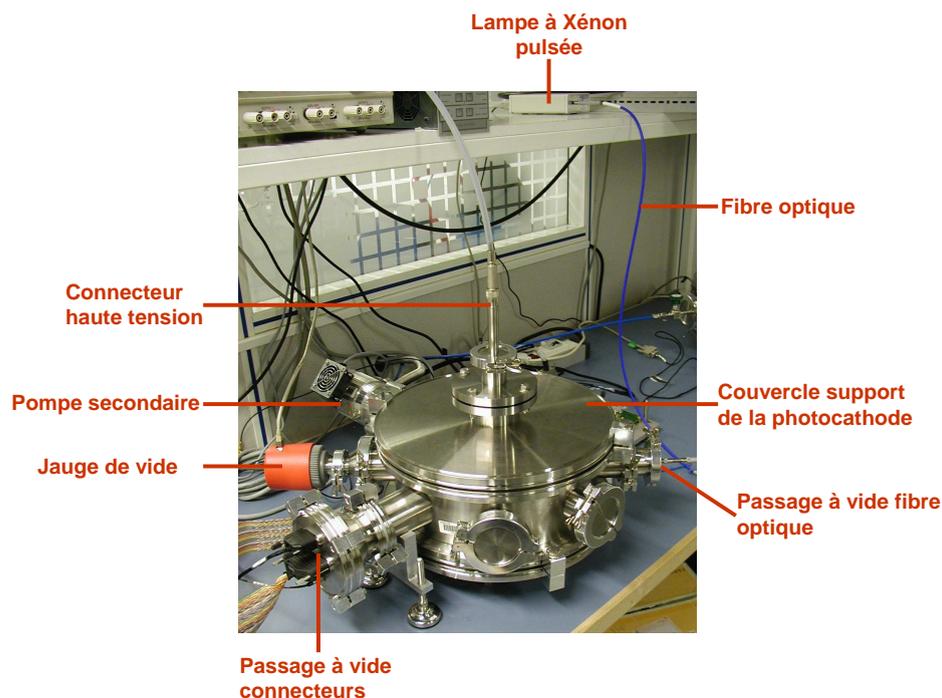


FIGURE IV.2 – Photographie de l'extérieur de la chambre à vide utilisée pour l'expérience en événement unique.

## A.2 Détection et quantification d'un événement

### A.2.1 Pilotage du capteur CMOS

#### A.2.1.i Description du dispositif

La figure IV.3 montre un synoptique des différents éléments du dispositif expérimental. Le capteur CMOS est collé sur un dispositif Peltier pour stabiliser sa température de fonctionnement. L'ensemble Peltier et CMOS est monté sur la carte électronique de

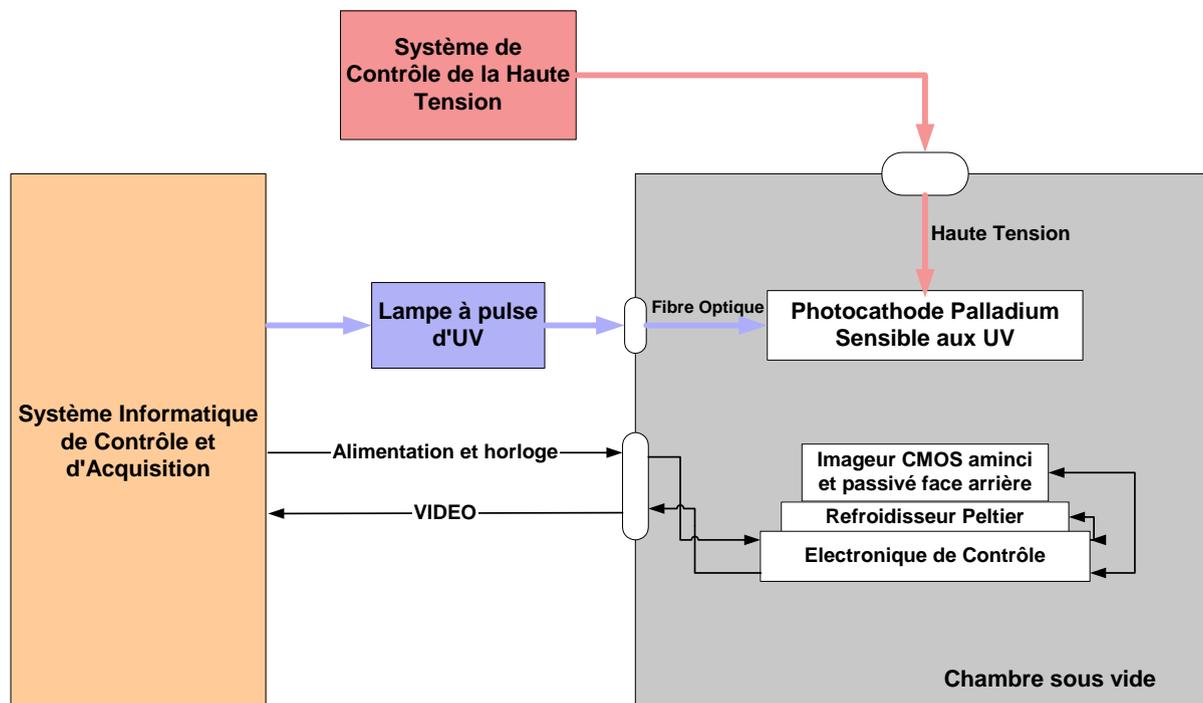


FIGURE IV.3 – Schéma de l'agencement du dispositif expérimental.

contrôle. Le système informatique de contrôle et d'acquisition génère l'ensemble des horloges nécessaires au dispositif expérimental : les horloges de pilotage du CMOS qui lui sont transmises via son électronique de contrôle, l'impulsion de déclenchement du pulse UV pour la lampe à Xénon et les horloges du système d'acquisition du signal vidéo qui est renvoyé par le lecteur CMOS. Toutes les horloges de pilotage et d'acquisition sont synchrones du séquençage interne du capteur CMOS.

Le système d'acquisition du signal vidéo est intégré au système informatique de contrôle et d'acquisition. Il est composé d'un convertisseur analogique-numérique vidéo 12 bits et d'une carte ©matrox qui récupère la vidéo numérisée pour l'afficher et l'enregistrer sur le disque dur du PC. Le signal vidéo analogique du CMOS est transmis par un câble coaxial  $50 \Omega$  adapté. L'étage vidéo de la carte de contrôle du CMOS étant alimenté en  $\pm 5 \text{ V}$ , une liaison AC série est placée en entrée de cet étage vidéo pour recalibrer la moyenne du signal vidéo autour de  $0 \text{ V}$ . Ceci permet de monter l'étage vidéo au gain de 2 avant transmission du signal sur la ligne adaptée. Côté récepteur, aucune autre liaison AC série n'est intercalée entre la résistance d'adaptation de  $50 \Omega$  et l'étage d'entrée suivant qui attaque le convertisseur vidéo analogique-numérique pour recalibrer le signal vidéo dans la dynamique d'entrée de ce dernier.

Cette chaîne vidéo, un peu complexe, est la conséquence de la décision de déporter le convertisseur vidéo sur le système informatique de contrôle et d'acquisition. Une consé-

quence importante de l'utilisation d'une liaison AC série est la perte de la composante continue du signal vidéo, ce qui signifie qu'il n'est plus référencé. La récupération d'une référence se fait en utilisant une fonction particulière du CMOS : son signal de sortie vidéo peut être forcé sur un niveau de référence en activant une horloge particulière. Dix pixels fictifs de référence sont ainsi créés de part et d'autre de chaque ligne lue du capteur CMOS. Le format d'acquisition est donc de 1300 colonnes et 1024 lignes. Une image restaurée 1280 par 1024 est ainsi obtenue en soustrayant à chaque ligne son niveau de référence, donné par les pixels fictifs. L'augmentation du bruit lors de cette opération de restauration est négligeable car le niveau de référence retenu est moyenné sur les pixels fictifs. Le bruit mesuré sur l'image restaurée est en accord avec le guide technique du capteur CMOS [Cor].

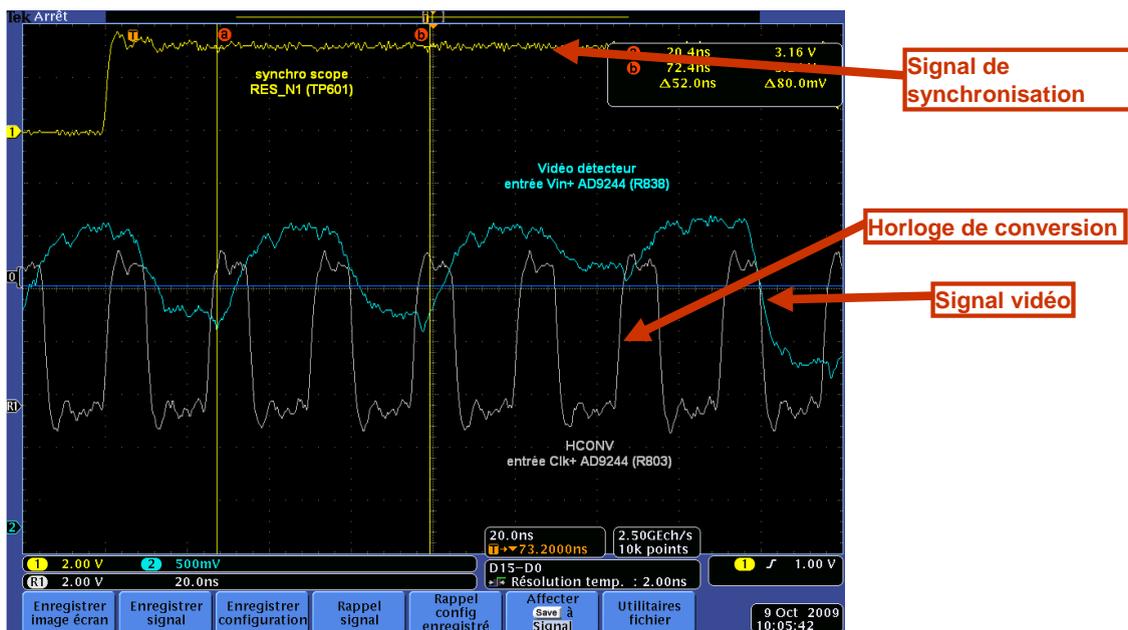


FIGURE IV.4 – Capture d'écran d'oscilloscope montrant le bon réglage de l'horloge de conversion par rapport au signal vidéo, en entrée du CAN.

### A.2.1.ii Réglage des horloges de pilotage

Il est nécessaire de vérifier que les différentes horloges de séquençage du CMOS et du convertisseur analogique-numérique sont bien réglées. Il est notamment porté une attention particulière au déclenchement de l'échantillonnage du CAN (Convertisseur Analogique-Numérique) relativement au signal vidéo. En effet, à la fréquence pixel de 40 MHz, soit un temps de lecture de 25 ns, le temps de transport du signal vidéo de la puce au convertisseur

puis à la carte d'acquisition n'est pas négligeable. La phase du signal vidéo est finement ajustée par rapport à l'horloge de conversion en modifiant la longueur du câble coaxial. La figure IV.4 montre les bons réglages de l'horloge de conversion et du signal vidéo à 40 MHz. En effet, l'échantillonnage a lieu sur le front montant de l'horloge de conversion. Celui-ci est en phase avec le signal vidéo et a lieu alors que le signal vidéo est stabilisé.

### A.2.1.iii Courbes d'étalonnage des pixels

Une expérience préliminaire a été mise au point avec pour objectif de démontrer l'absence d'offset de signal généré dans la chaîne vidéo, du véhicule de test à la carte d'acquisition. Cette expérience est menée pour chacun des véhicules de test. Elle consiste à éclairer la face arrière du capteur CMOS avec des flux variables de photon. Pour démontrer l'absence d'offset, la courbe du signal de sortie en fonction du flux incident doit passer par zéro à éclairement nul et se montrer linéaire pour un éclairage non saturant.

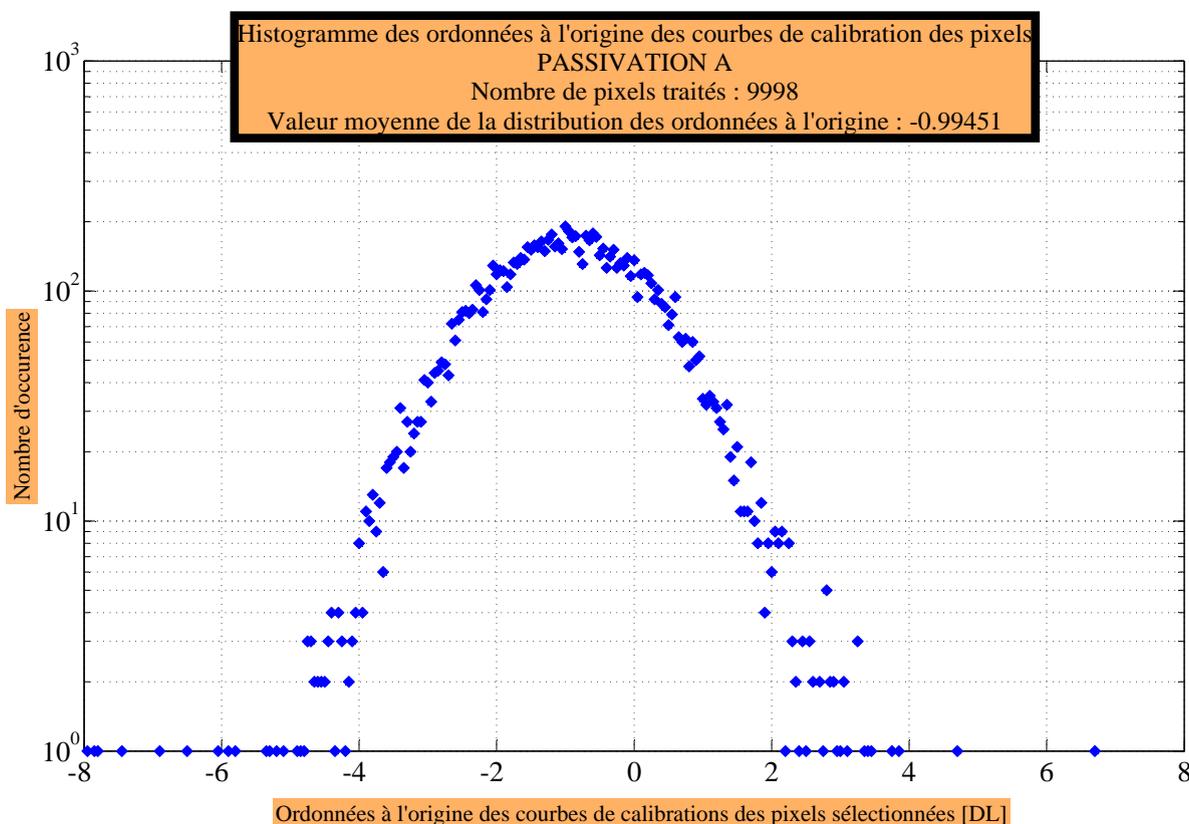


FIGURE IV.5 – Histogramme de la distribution des ordonnées à l'origine de la régression linéaire des courbes de signal en fonction du flux incident.

En synchronisation avec la période d'intégration des pixels, la face arrière du MAPS est éclairée avec une impulsion lumineuse fournie par une diode électroluminescente émettant dans le rouge. Ces photons sont absorbés par le Silicium à plusieurs micromètres de profondeur. De cette manière, les électrons générés par effet photoélectrique n'inter-

agissent pas avec la couche de passivation. D'autre part, le flux lumineux incident ne doit pas saturer le puits d'électrons des pixels. Le signal de chaque pixel est acquis sur un film d'environ 150 images. Puis, successivement, des films sont acquis avec chacun des durées d'impulsion multiples de la durée de l'impulsion de référence. Ainsi, sans connaître l'éclairement délivré par la diode rouge en tout point de la matrice, le flux lumineux incident a été multiplié par un facteur connu. Un film de noir est aussi acquis pour référence.

En post-traitement, une image moyenne restaurée de chaque film est calculée. L'image moyenne du film de noir est soustraite à cette image moyenne avec impulsion. 10000 pixels sont sélectionnés aléatoirement sur toute la matrice. Pour chacun de ces pixels est tracée la courbe du signal de sortie en fonction du multiple du flux lumineux incident de base. Une régression linéaire est réalisée pour chacune de ces courbes. La distribution des ordonnées à l'origine de ces courbes, présentée par la figure IV.5, montre que la chaîne d'acquisition introduit un offset de 1 DL en moyenne. Cet offset est considéré comme négligeable par la suite. Ainsi le signal vidéo acquis par la carte ©Matrox est bien proportionnel à l'impulsion lumineuse incidente sur la face arrière du capteur CMOS.

## A.2.2 Détection et quantification

### A.2.2.i Principe de la détection des événements

L'objectif de la détection est de discriminer le signal issu d'un photoélectron du bruit des pixels. Or, la distribution du signal de noir de chaque pixel sur un grand nombre d'images forme une gaussienne centrée en 0 si une image de noir moyenne est soustraite. La déviation standard de la gaussienne, notée  $\sigma$  par la suite, est le bruit RMS temporel du pixel. Une sélection des événements à  $5\sigma$  permet de s'affranchir statistiquement de 99,994% des événements dus au bruit temporel des pixels. Il restera donc en moyenne, sur une matrice de 1024 par 1280, 0,75 événement par image dus au bruit pour une coupure à  $5\sigma$  contre 83 à  $4\sigma$  et 2,1 à  $4,8\sigma$ . Cela définit un SNR minimum de détection. En pratique, la coupure à  $5\sigma$  a lieu, environ, à 65 DL, soit environ 200 électrons sur un pixel. La détermination du facteur de calibration pour convertir les signaux de DL en électrons est expliquée par la suite. Ce signal à la coupure correspond avec le bruit annoncé par le guide technique du capteur CMOS à 40 électrons RMS.

### A.2.2.ii Algorithme de traitement à la volée

Un algorithme de détection et de quantification des événements a été mis au point pour une détection à  $5\sigma$  sur le pixel. Il serait possible d'acquérir des films et d'appliquer le critère de détection en post-traitement. Ce faisant, la statistique sur le nombre d'événements serait limitée par la taille du film, sachant qu'une image non compressée a une taille de 2,6 millions d'octets. Comme seuls les événements initiés par des photoélectrons sont intéressants dans une image, un traitement à la volée des images permet de les détecter et de stocker uniquement les données utiles.

Un inconvénient de cette méthode est l'impossibilité d'abaisser la coupure a posteriori. Autrement dit, si des événements liés aux électrons primaires créent un signal

inférieur au seuil de  $5\sigma$ , ceux-ci seront perdus.

Par ailleurs, il est constaté que les niveaux de noir des pixels peuvent s'altérer au cours du temps : légère dérive thermique (en effet la sonde de température qui sert à la régulation du Peltier n'est pas dans le CMOS), présence de pixels clignotants (le niveau de noir bascule entre deux états stables à une fréquence très lente) [WRM<sup>+</sup>07]. Pour tenir compte de ce phénomène, les niveaux de noirs sont recalculés toutes les 100 images, ce qui représente un cycle de traitement à la volée. L'incidence des événements éventuels sur un pixel pendant un cycle sur le calcul du noir est négligeable.

La détection des événements se décompose en deux parties. Pendant l'acquisition du ( $p$ )ième paquet de 100 images par la carte d'acquisition vidéo, tout d'abord, une image moyenne et une image de bruit sont calculées par calcul du signal moyen et de l'écart-type de chaque pixel sur ce paquet  $p$ . Pour chaque pixel, les contributions du signal le plus fort et le plus faible ne sont pas pris en compte dans la moyenne et la variance ; il est donc obtenu une moyenne et une variance dites « tronquées ».

Dans la deuxième partie du traitement, simultanément à l'acquisition du paquet suivant  $p + 1$ , un traitement récursif image par image est effectué sur le paquet  $p$ . L'analyse de la  $i$ ème image de ce paquet  $p$  est détaillée. Une image d'écart au niveau de référence, nommée  $\Delta(i)$ , est obtenue en soustrayant, au signal de chaque pixel de l'image  $i$ , le signal moyen de chaque pixel sur le paquet  $p$ . Cette image d'écart est comparée à 5 fois l'image de bruit. Une matrice booléenne, dite matrice de détection, est ainsi calculée : 1 si le signal du pixel de  $\Delta(i)$  dépasse le seuil, 0 sinon.

Or, la charge générée par un photoélectron se répartit sur plusieurs pixels. Il est donc attendu que plusieurs pixels contigus dépassent le seuil de détection tout en étant relatifs à un seul et même événement. Une recherche de maximum local de signal est effectuée avec la matrice d'écart  $\Delta(i)$ , pour chacun des groupements de pixels au niveau 1 dans la matrice de détection. Le pixel présentant le maximum de signal sur ce groupement de pixels est dit « pixel siège de l'événement ».

Les informations relatives à chaque événement de chaque image de chaque paquet acquis sont stockées dans un fichier de résultats : numéro de l'image, coordonnées du pixel siège dans la matrice, SNR de détection de l'événement, signal du pixel siège dans la matrice  $\Delta(i)$ , ainsi que les signaux de chacun des pixels contenus dans un carré centré sur le pixel siège de 7 pixels de côté.

Par la suite, il sera utile de considérer différents groupements de pixels :

- le carré de 3 pixels de côté autour du pixel siège est désigné par le terme Q9 ;
- le carré de 5 par 5 pixels : Q25 ;
- le carré de 7 par 7 pixels : Q49 ;
- par analogie Q1 désigne le pixel siège de l'événement.

La figure IV.6 présente un synoptique de l'algorithme de détection et de quantification des événements. Le traitement se termine lorsque le nombre d'événements spécifié

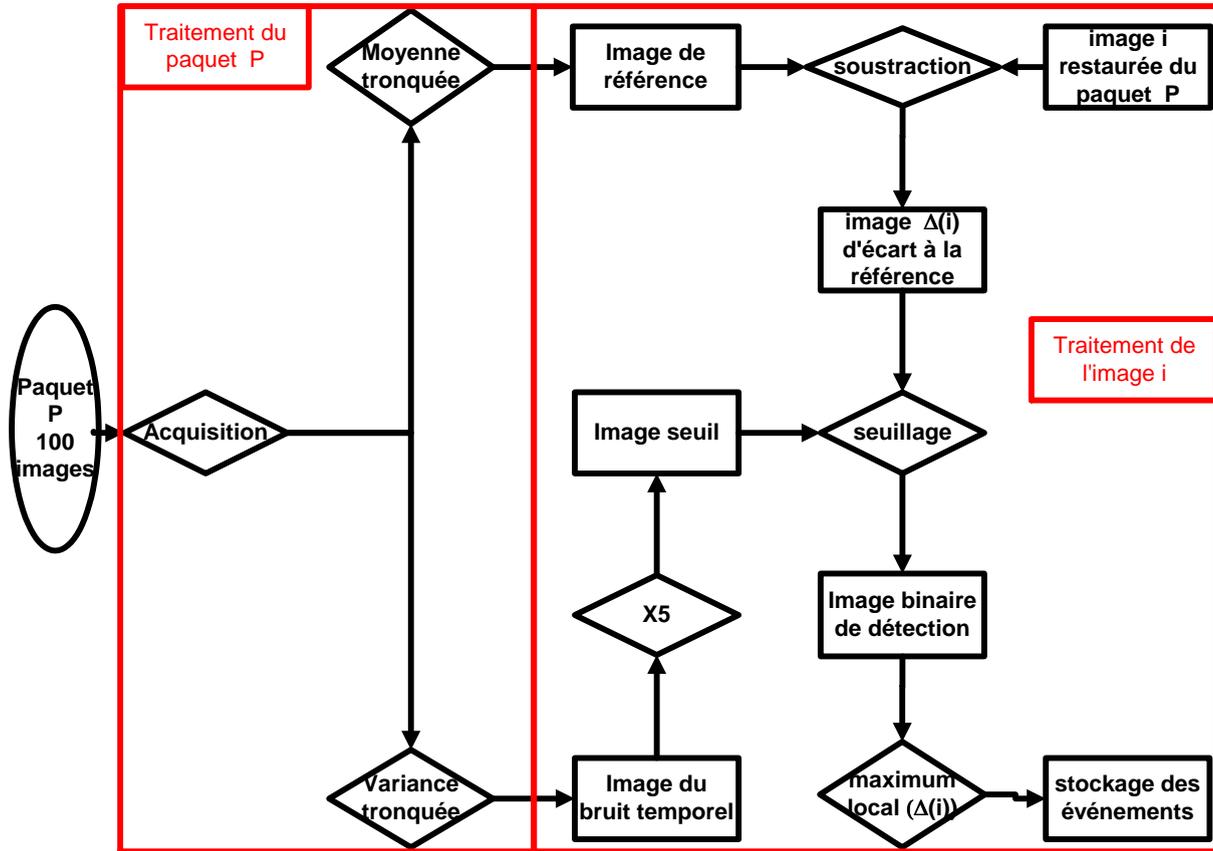


FIGURE IV.6 – Synoptique de l’algorithme de traitement à la volée des événements.

par l’utilisateur est atteint. En pratique, une analyse comporte de 50000 à 1 million d’événements.

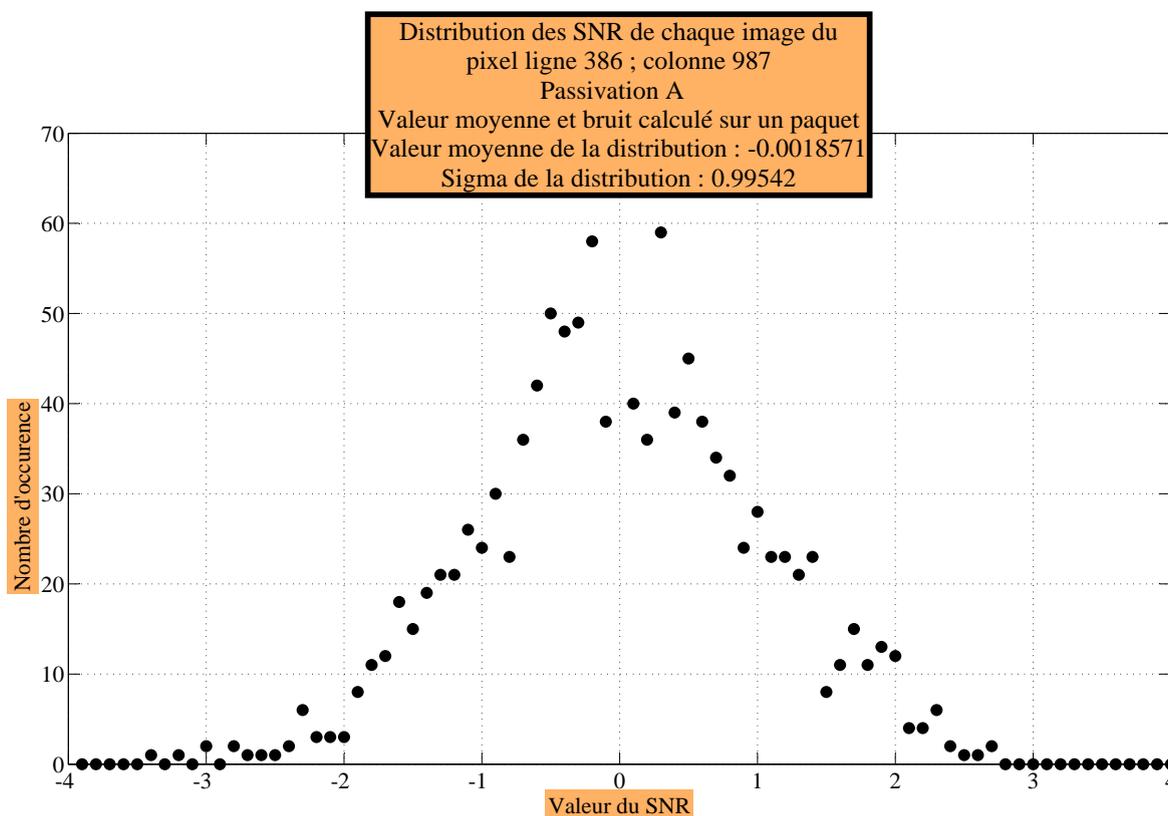


FIGURE IV.7 – Distribution des SNR sur un film de noir d'un pixel de la matrice.

### A.2.2.iii Distribution des SNR d'un film de noir

A priori, en l'absence de signal incident, le signal de noir d'un pixel est un phénomène gaussien de déviation standard  $\sigma$  ; cette dernière grandeur correspond au bruit temporel RMS du pixel. Dans ce paragraphe, il est montré que l'algorithme proposé respecte ce résultat et qu'il n'introduit aucun biais de mesure. Pour cet objectif, des films de noir restaurés d'environ un millier d'images ont été acquis sur plusieurs véhicules de tests, sans enclencher l'algorithme de traitement à la volée. En post-traitement, une partie de l'algorithme est reproduit sur quelques pixels sélectionnés aléatoirement : calcul de la moyenne tronquée et du bruit par paquet de 100 images, soustraction de cette valeur moyenne au signal image par image. Puis, pour un pixel, le SNR image par image est calculé. L'histogramme de la distribution des SNR image par image sur tout le film pour un pixel est tracé. La figure IV.7 montre un exemple d'une telle distribution. Celle-ci est une gaussienne centrée en 0 et de déviation standard égale à 1. Ainsi le traitement à la volée qui a été adopté n'introduit pas de biais dans les calculs de moyennes et de bruits par paquet d'images.

## A.3 Calibration des diodes par rayons X

Les mesures de signal détaillées ci-dessus s'effectuent en DL. Pour convertir ce signal en nombre d'électrons, une calibration par détection de rayons X est employée. Le

principe de cette calibration est la quantification d'un signal issu d'un nombre connu d'électrons générés directement dans les diodes. En pratique, lors de cette étape, une source de  $Fe^{55}$  irradie la face arrière du MAPS par des rayons X caractéristiques de deux raies d'émission de ce matériau : 5,9 keV (24% de la probabilité d'émission par désintégration) et 6,49 keV (3%). Contrairement à l'irradiation électronique, les rayons X sont absorbés ponctuellement par effet photoélectrique ; en effet, pour ces énergies de rayons X, les diffusions Compton ont une section efficace 5 ordres de grandeur inférieure à celle de l'effet photoélectrique. Trois scénarii d'absorption par effet photoélectrique sont possibles :

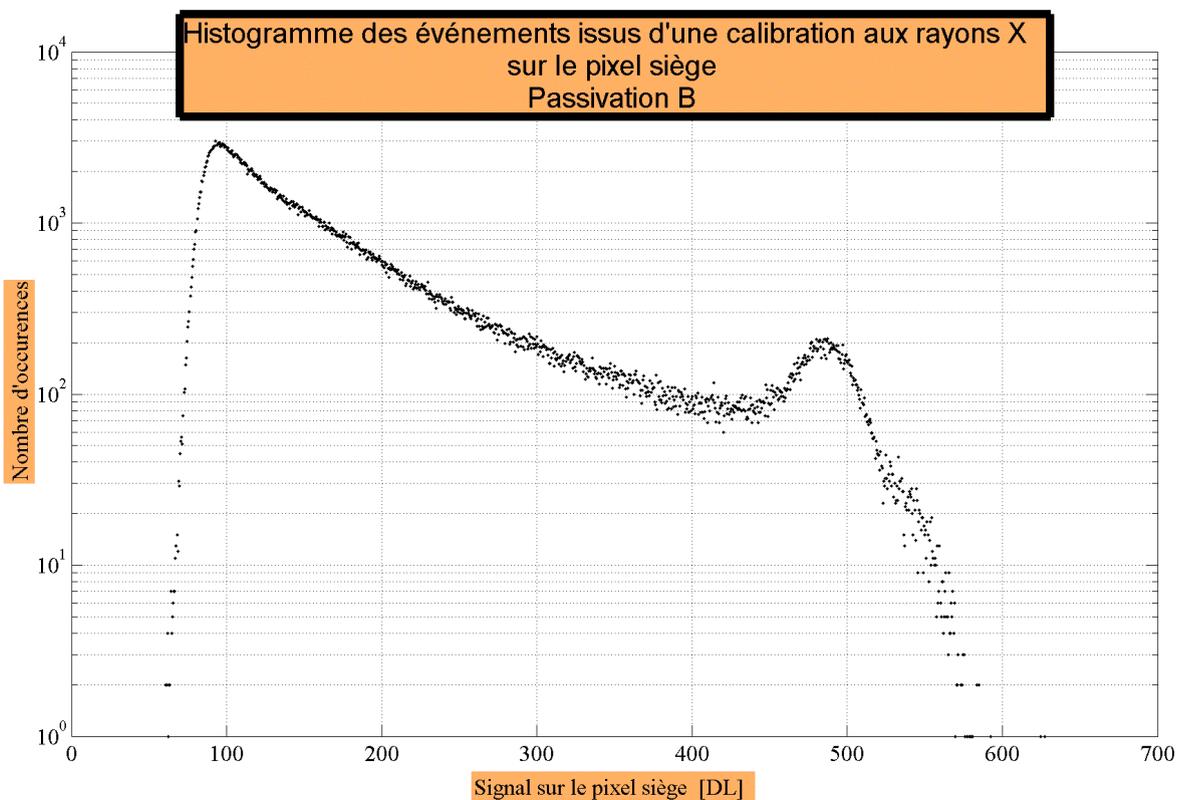


FIGURE IV.8 – Histogramme des événements sur le pixel siège lié à l'irradiation du MAPS par des rayons X.

- le photon est absorbé dans la couche épitaxiale ; les électrons ainsi générés diffusent et sont éventuellement collectés par les diodes ;
- le photon est absorbé directement dans la diode donnant naissance à un nombre moyen connu d'électrons secondaires qui sont tous collectés ; suivant les deux raies d'émissions, respectivement 1639 et 1803 électrons secondaires sont générés en moyenne par un rayon X ; c'est le signal issu de ce phénomène qui sert à déterminer le facteur de conversion ; il est aisément identifiable puisque l'événement auquel il donne lieu est localisé sur un seul pixel ; de plus, le signal relatif à cette absorption est plus élevé que celui du scénario précédent ;
- le photon est absorbé dans le circuit de lecture.

Une acquisition des événements à la volée est effectuée, dans cette configuration, avec l'algorithme décrit au paragraphe A.2.2.ii. L'histogramme des événements sur le pixel siège est montré sur la figure IV.8. Cet histogramme se divise en trois parties :

- la brusque croissance à gauche de la courbe jusqu'à 100 DL est due à l'effet de seuillage à  $5\sigma$  ;
- la décroissance exponentielle de l'histogramme jusqu'à 450 DL traduit l'absorption des électrons générés dans la couche épitaxiale à différentes profondeurs ; elle est la convolution de l'absorption des rayons X à différentes profondeurs avec la diffusion des électrons générés ;
- les 2 pics de calibrations à partir de 450 DL sont visibles ; le premier est très marqué et est relatif aux électrons générés par un rayon X de 5,9 keV dans la diode de collection ; le second pic est peu visible à cause de la mauvaise résolution énergétique et de la plus faible occurrence de cet événement car il est relatif aux électrons issus d'un rayon X de 6,49 keV.

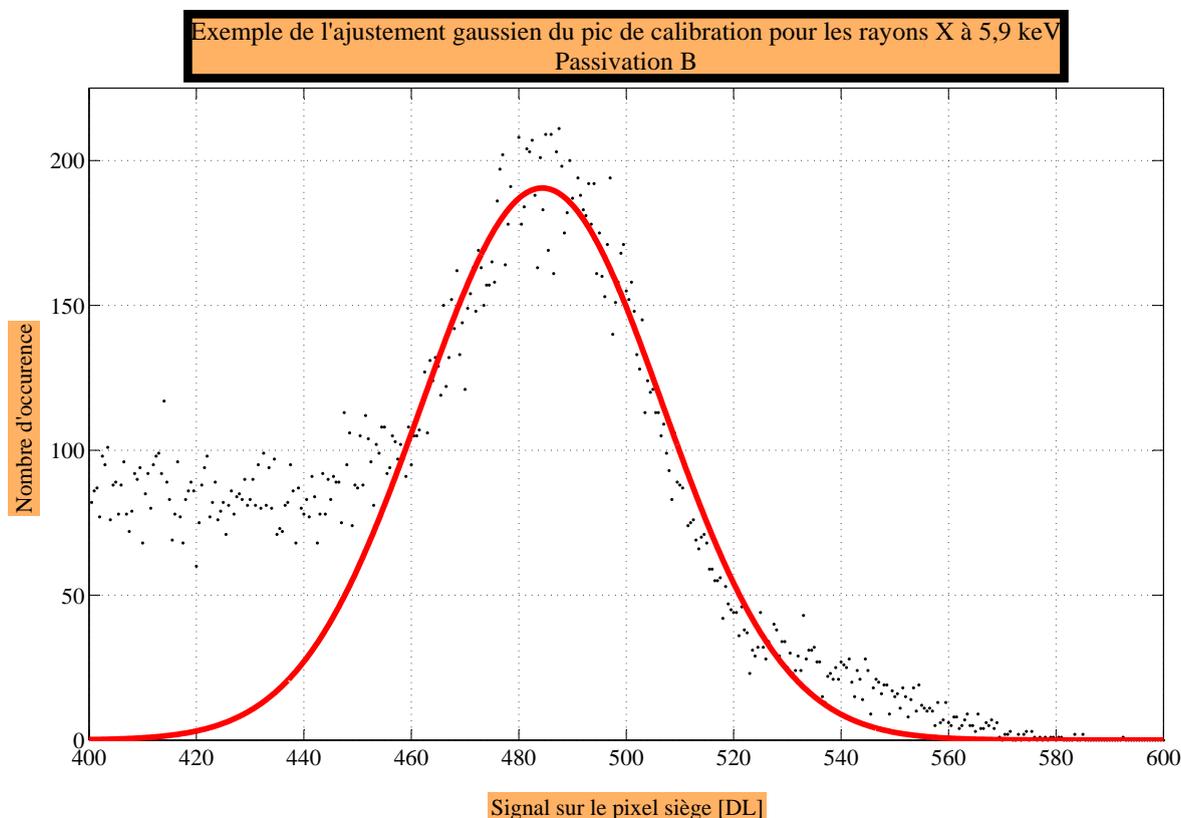


FIGURE IV.9 – Exemple d'ajustement gaussien du pic de calibration à 5900 eV.

Le premier pic de calibration forme une gaussienne dont la moyenne, notée  $S$ , est déduite par un ajustement gaussien, comme montré sur la figure IV.9. Cet ajustement a été effectué entre 460 et 520 DL. Il est remarqué sur la figure IV.8 que le premier pic de calibration est situé dans la décroissance exponentielle. Il faudrait, en toute rigueur, soustraire cette décroissance au voisinage du pic, avant de l'ajuster par une gaussienne.

Passivation	Pic de Calibration $S$ [DL]	Intervalle de confiance de l'ajustement à 95% [DL]	Facteur de calibration [électrons.DL <sup>-1</sup> ]
A	483,1	0,8	3,39
B	484,6	0,6	3,38
C	492,2	0,7	3,33
D	485,3	0,5	3,38
E	463,4	0,9	3,53
F	477,9	0,8	3,43

TABLE IV.1 – Tableau de résumé des mesures de calibration des véhicules de test par les rayons X.

Mais, en pratique, le fait d'effectuer cette soustraction ne change pas la position du pic de calibration. Le facteur de calibration  $F_{RX}$  vaut :

$$F_{RX} = \frac{5900}{3,6S} \quad (\text{IV.1})$$

Cette opération de calibration a été effectuée sur 6 véhicules de test présentant les passivations A à F, comme le résume le tableau IV.1.

La dispersion des facteurs de conversion entre véhicules de test est inférieure à 0,2 électron.DL<sup>-1</sup>. Cette faible dispersion dispense d'effectuer la mesure sur chaque véhicule de test. Le facteur de conversion d'un véhicule de test mesuré sera pris égal à celui du véhicule de test calibré relatif à sa passivation.

## A.4 Post-traitements des événements

Ce paragraphe a pour but de décrire les méthodes employées pour analyser les mesures en événements uniques. Les post-traitements proposés sont effectués à partir des différents fichiers de résultats issus du traitement à la volée.

### A.4.1 Cartographie de l'événement moyen

Lors de l'irradiation du MAPS en face arrière par des électrons de faible énergie, le paquet d'électrons secondaires se répartit après diffusion sur plusieurs pixels. La répartition de la charge entre pixels évolue suivant la position de l'impact de l'électron primaire en surface relativement à la position des diodes de collection en profondeur. Par exemple, un impact situé exactement à la frontière entre deux pixels induit une répartition des charges a priori égale entre les deux pixels. Au contraire, un impact d'électron primaire localisé au centre d'un pixel provoque un signal majoritairement situé sur le pixel siège. A ces considérations, il faut ajouter l'effet de la diffusion qui est un phénomène aléatoire.

Toutefois, en moyenne, il est attendu que l'événement soit centré sur le pixel siège et que la répartition des charges entre pixels voisins suive une symétrie sphérique. Par

0,08	0,35	0,88	1,24	0,97	0,44	0,11
0,35	1,75	5,52	8,44	5,81	2,22	0,74
0,97	5,58	24,23	44,04	25,60	8,17	2,85
1,59	9,27	44,95	101,22	47,58	14,42	5,05
0,92	5,59	24,19	43,82	25,46	8,12	2,65
0,37	1,79	5,46	8,47	5,79	2,27	0,69
0,02	0,24	0,91	1,25	1,03	0,39	0,16

FIGURE IV.10 – Cartographie du signal de l'événement moyen non corrigé à 12 keV pour la passivation A.

-0,11	0,10	0,75	1,05	0,85	0,37	-0,11
0,28	1,73	5,60	8,42	5,79	2,03	0,70
0,84	5,54	24,37	43,91	25,72	8,16	2,73
-0,51	4,11	41,43	103,28	42,42	8,15	2,72
0,79	5,43	24,16	43,85	25,62	8,11	2,55
0,33	1,74	5,39	8,41	5,65	2,21	0,64
-0,02	0,04	0,82	1,04	0,91	0,17	-0,01

FIGURE IV.11 – Cartographie du signal de l'événement moyen corrigé à 12 keV pour la passivation A.

0,13	0,20	0,12	0,20	0,10	0,05	0,17
0,05	0,04	0,03	0,12	0,09	0,19	0,04
0,15	0,16	0,07	0,38	0,10	0,08	0,13
1,75	4,40	3,23	84,46	4,62	5,34	1,99
0,12	0,22	0,23	0,30	0,10	0,11	0,13
0,06	0,08	0,16	0,17	0,18	0,10	0,06
0,04	0,18	0,05	0,22	0,08	0,21	0,14

FIGURE IV.12 – Cartographie du signal de l'événement moyen du bruit dépassant  $5\sigma$ , pour un véhicule de test de la passivation A.

ailleurs, pour un événement relatif à du bruit dépassant le seuil de détection ou à un rayon X absorbé par les diodes, le pixel central doit être l'unique pixel à présenter du signal, les autres étant au niveau du bruit. Il faut donc calculer la cartographie moyenne de répartition du signal. Pour cela, la moyenne du signal des pixels sur une acquisition est déterminée en fonction de leur localisation spatiale par rapport au pixel central sur certains événements. Les événements sélectionnés sont ceux proches du pic de la distribution du signal des événements sur le groupement de pixels  $Q9$ , pour s'assurer de sélectionner des événements liés aux photoélectrons.

Une dissymétrie dans la répartition de la charge est constatée, comme il est montré sur la figure IV.10. Cette cartographie moyenne a été obtenue à partir d'une mesure d'un véhicule de test avec la passivation A à 12 keV. Une dissymétrie semblable est constatée sur la cartographie moyenne du signal des événements en l'absence de haute tension et de lumière, comme présentée par la figure IV.12. Ce dernier cas est intéressant pour com-

prendre cette anomalie. Les pixels à l'horizontal du pixel siège ont en moyenne un signal non nul alors que ceux à la verticale ont une moyenne quasi nulle. Tout se passe comme si une part du signal du pixel  $n$  était lu une deuxième fois sur le pixel immédiatement contigu.

Une solution est apportée pour palier ce problème qui est très certainement dû au design du véhicule de test lui-même : à défaut d'en éliminer la cause, une correction de la dissymétrie est recherchée. Cette correction consiste à soustraire, à chaque événement d'une quelconque acquisition sur un véhicule de test, la cartographie moyenne d'un événement lié à un signal de noir dépassant  $5\sigma$  (voir figure IV.12), sauf pour le pixel central qui conserve sa valeur. Bien que la figure IV.12 montre des valeurs en DL, la correction est effectuée en pourcentage de la valeur du pixel par rapport au pixel siège suivant la position du pixel considéré par rapport au pixel siège. Ainsi cette cartographie moyenne des événements de calibration détermine une cartographie des défauts de symétrie, en pourcentage. Un exemple de cartographie corrigée est présenté par la figure IV.11 ; elle est issue de la même prise de mesure que celle de la figure IV.10, avec toutefois une sélection des événements légèrement différente.

Pour quantifier l'erreur qui subsiste après correction, sur la cartographie de la figure IV.11, il est considéré que les pixels à la verticale du pixel siège présentent la bonne valeur de signal alors que les pixels à l'horizontal ne sont qu'imparfaitement corrigés. Les pixels représentés en blanc sur la figure ne sont pas considérés. La valeur du signal sur les pixels en vert normalement attendue est la moyenne du signal du pixel immédiatement au dessus et en dessous du pixel siège. L'erreur des pixels horizontaux verts est la somme des écarts de ces pixels à la valeur moyenne. Il est procédé de même pour les pixels matérialisés en bleu et gris :

- sur Q9, l'erreur est de  $-3,9$  DL environ soit environ 13 électrons pour l'exemple proposé ;
- sur Q25 :  $-8,5$  DL soit environ 29 électrons ;
- sur Q49 :  $-8,4$  DL soit environ 28 électrons.

Le gain est donc systématiquement sous-estimé sur ces groupements de pixels. Pour d'autres véhicules de test et d'autres énergies, cette sous-estimation est de cet ordre de grandeur sans que toutefois une tendance claire puisse être établie quant à la variation de ces erreurs en fonction des passivations et des énergies incidentes étudiées. Cette solution n'est pas parfaite mais corrige un biais systématique très certainement lié au design du véhicule de test. Elle est systématiquement appliquée en post-traitement des mesures en irradiation électronique.

Par ailleurs, sur la cartographie de la figure IV.12, il est remarqué que tous les pixels ont un signal positif. Hors pixel siège, la somme des signaux des pixels est de 27 DL environ, soit 90 électrons, alors qu'elle devrait être nulle, en supposant que le bruit spatial est en moyenne nul sur un grand nombre de pixels. En effet, les bruits dépassant  $5\sigma$  sont des bruits particuliers. Il est supposé une corrélation entre bruit spatial des pixels entourant le pixel siège et bruit temporel de ce pixel, par exemple un bruit de ligne.

### A.4.2 Homogénéité des passivations

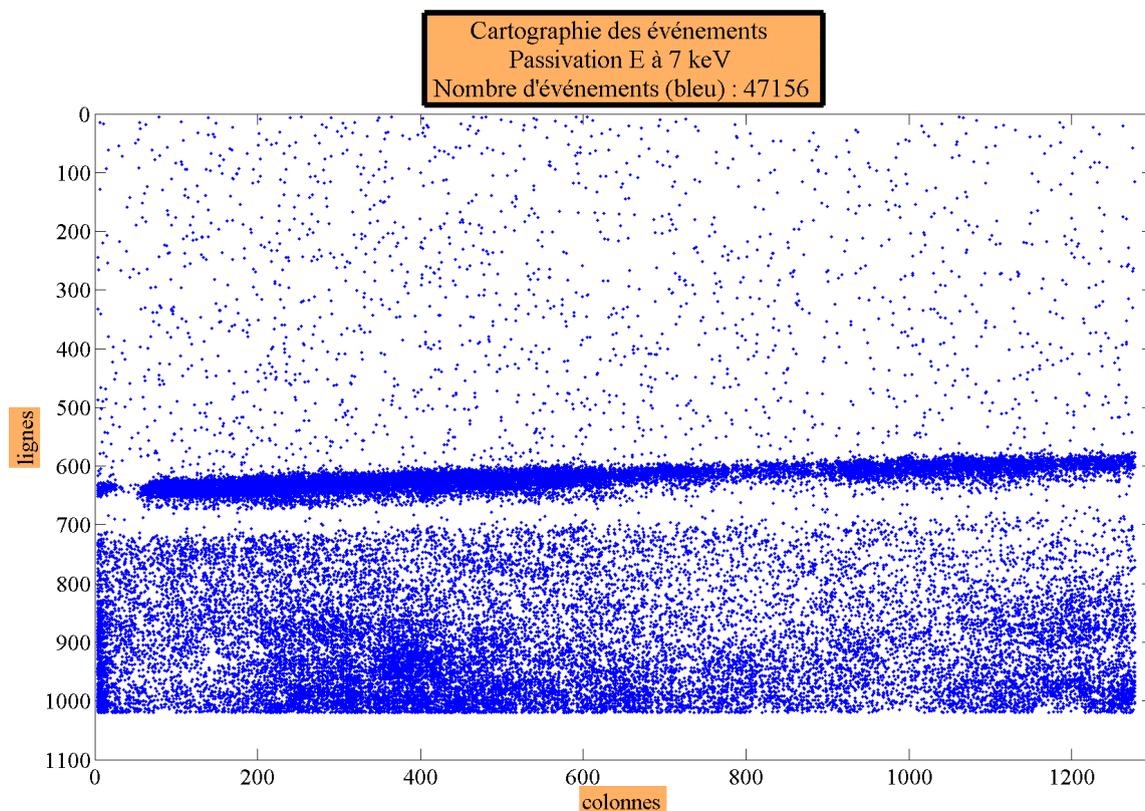


FIGURE IV.13 – Cartographie des événements pour une énergie incidente de 7 keV avec un véhicule de test avec la passivation E.

Avec les coordonnées de chaque événement que fournit le fichier de sortie de l'algorithme de traitement à la volée, une cartographie des événements sur la matrice au cours d'une acquisition est établie. En supposant que la photocathode irradie de façon homogène la surface de la matrice, cette cartographie révèle l'homogénéité d'une passivation sur la surface de la matrice. En effet, si localement, une passivation induit un gain de collection plus faible, le seuil de détection des événements sera dépassé de façon moins fréquente. La figure IV.13 donne un exemple de cartographie des événements dus à des photoélectrons. L'interprétation de ces cartographies sera effectuée ultérieurement.

### A.4.3 Etalement spatial de la charge

Il est intéressant de caractériser l'étalement de la charge issue du photoélectron sur les différentes diodes de collection. Une méthode a été employée pour déterminer une majoration de l'étalement de la charge. Les pixels considérés sont les pixels situés dans un carré de 7 pixels de côté, soit un groupement de 49 pixels (Q49). Cette méthode consiste à classer, événement par événement, les pixels du carré retenu par ordre décroissant de signal. Ainsi, pour chaque événement, le pixel de rang 1 est le pixel siège. La moyenne des signaux des pixels est calculée par rang : la moyenne des signaux des pixels sièges, puis la

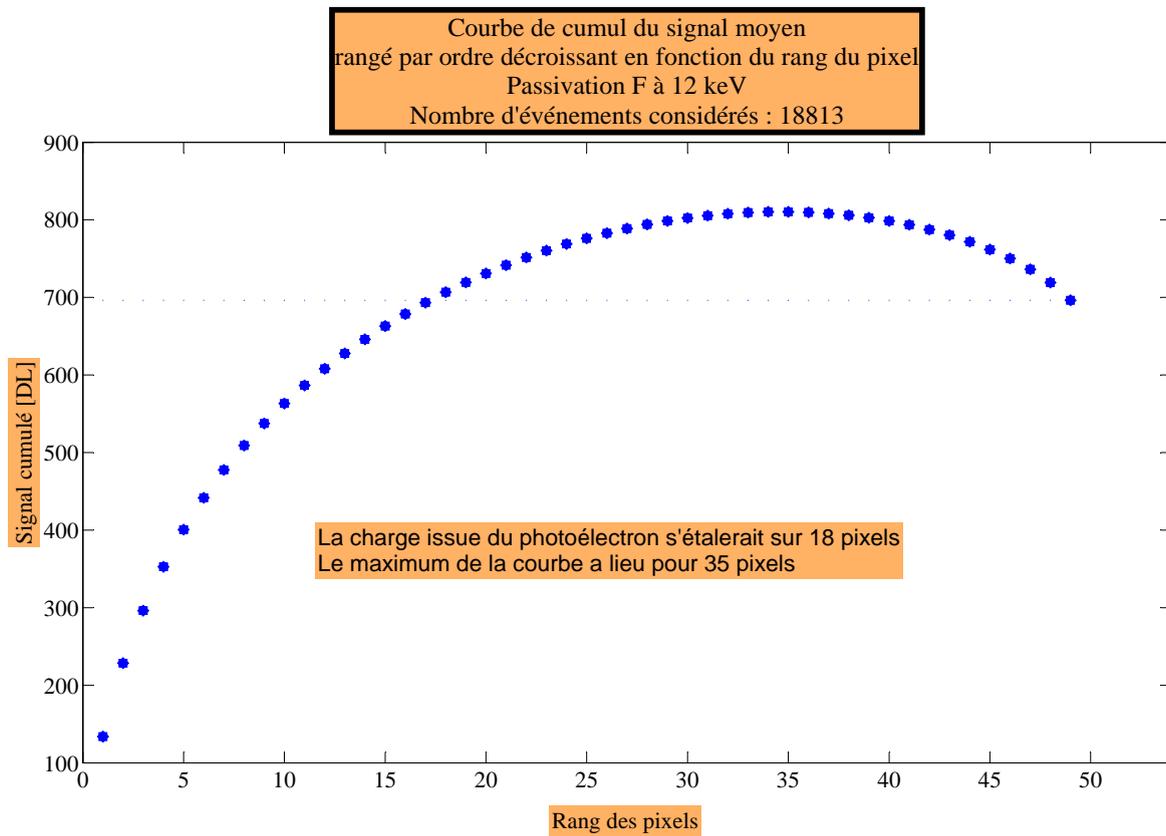


FIGURE IV.14 – Courbe de cumul du signal des pixels autour d’un événement, rangé par ordre décroissant en fonction du rang des pixels.

moyenne des signaux des pixels de rang 2, etc. La courbe des signaux cumulés de chaque pixel en fonction du rang est ensuite tracée. Par exemple, au pixel de rang 3 correspond la somme des signaux des pixels de rang 1, 2 et 3. La figure IV.14 montre un exemple d’une telle courbe.

Cette courbe, tout d’abord croissante, atteint un maximum et décroît. Cette décroissance indique qu’une partie des pixels ne contient que du bruit de valeur négative. Or le bruit a une moyenne spatiale nulle sur les 49 pixels considérés. Le signal négatif relevant du bruit est donc égal au signal positif de même nature. Suivant ce raisonnement, il serait intéressant de déterminer pour quel rang de pixel inférieur à 49 le signal atteint le même niveau de signal cumulé que le pixel de rang 49. Ce rang, montré sur la figure IV.14, révélerait donc le dernier pixel dont le signal mesuré est dû à la collection d’électrons secondaires. Ainsi ce calcul désignerait les  $n$  premiers pixels de rang 1 contenant du signal ; puis ces pixels seraient suivis de  $j$  pixels présentant en moyenne un bruit positif sans signal et enfin  $k$  pixels relevant d’un bruit négatif en moyenne. Or, sur toutes les courbes ainsi tracées, le nombre de pixels avec bruit négatif,  $k$ , n’est pas égal au nombre de pixels avec bruit positif,  $j$ . Quelles que soient les conditions de mesure, il y a toujours moins de pixels avec bruit négatif ( $j$ ), que de pixels avec bruit positif ( $k$ ). Les courbes de cumul de charge, dont un exemple est présenté par la figure IV.14, ne sont donc pas symétriques : elles croissent plus vite qu’elles ne décroissent. En effet, certains pixels, qui, en l’absence

de signal incident, présenteraient un signal moyen négatif, collectent du signal et sont alors classés parmi les  $k$  ou les  $n$  pixels. Cette méthode sous-estime donc l'étalement de la charge. Toutefois, le nombre de pixels de la partie croissante, majore l'étalement moyen de la charge lors d'un événement. Il faut donc déterminer la valeur du maximum de signal de ce type de courbe pour avoir un majorant de l'étalement des électrons secondaires sur les différents pixels autour d'un événement.

Dans cette méthode, tous les événements détectés ne sont pas considérés. Une sélection en est faite sur l'histogramme des événements sur Q9, autour du pic de la distribution gaussienne. Le calcul de la majoration de l'étalement de la charge est répété une vingtaine de fois sur une même mesure, avec une sélection différente des événements autour du pic ; la majoration de l'étalement de la charge de l'événement ainsi déterminée ne varie que de plus ou moins 1 pixel, en fonction de la sélection des événements. Cette précision est constatée quelle que soit l'énergie incidente et le véhicule de test.

#### A.4.4 Courbes de gain en événement unique

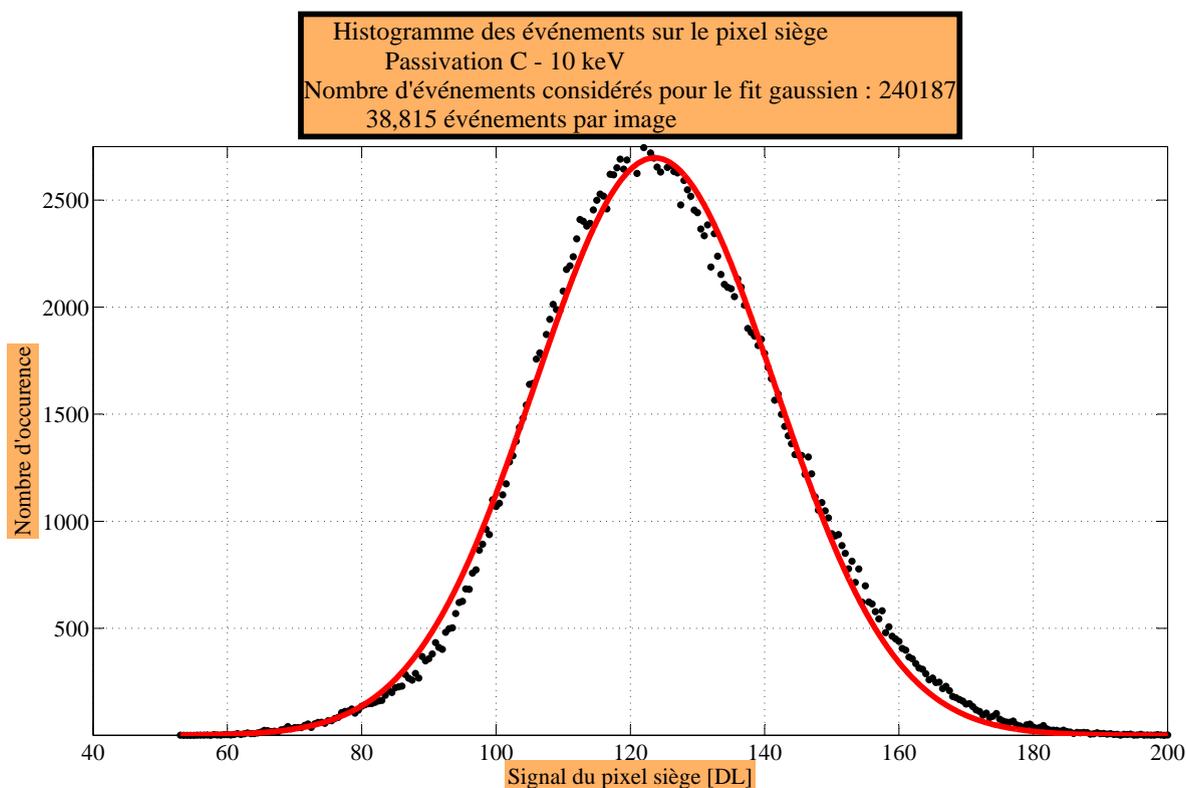


FIGURE IV.15 – Exemple d'histogramme des événements pour la passivation C à 10 keV, avec ajustement gaussien de la distribution.

##### A.4.4.i Principe du traitement

L'histogramme des signaux sur les pixels sièges est tracé grâce au fichier résultat du traitement à la volée, pour une énergie  $E_0$  des électrons primaires fixée. La figure IV.15 en montre un exemple pour un véhicule de test avec la passivation C mesuré à 10 keV. Autrement dit, cette courbe représente l'ensemble des signaux qu'un photoélectron peut créer à la sortie d'un véhicule de test. L'ensemble des phénomènes successifs qui participent à l'établissement de ce signal, c'est-à-dire multiplication électronique, diffusion, collection, lecture bruitée du signal, confèrent à cette distribution un comportement gaussien. Sa valeur moyenne représente le gain moyen de collection lorsque le signal est converti en électron. Cette valeur moyenne est déterminée au moyen d'un ajustement de la distribution par une gaussienne. Le gain est ensuite reporté sur une courbe en fonction de l'énergie incidente ; les barres d'erreurs sur celle-ci sont données par l'intervalle de confiance à 95% de la régression gaussienne dont il est considéré qu'elle donne une quantification de l'erreur de mesure sur le gain de collection. Les barres d'erreurs figurent sur les courbes présentées dans la section des résultats, mais elles sont si faible, qu'elles sont invisibles. En effet, les intervalles de confiance sont toujours inférieurs à 1 DL, soit 3,3 électrons. Ces courbes sont appelées « courbes de gains sur le pixel siège ».

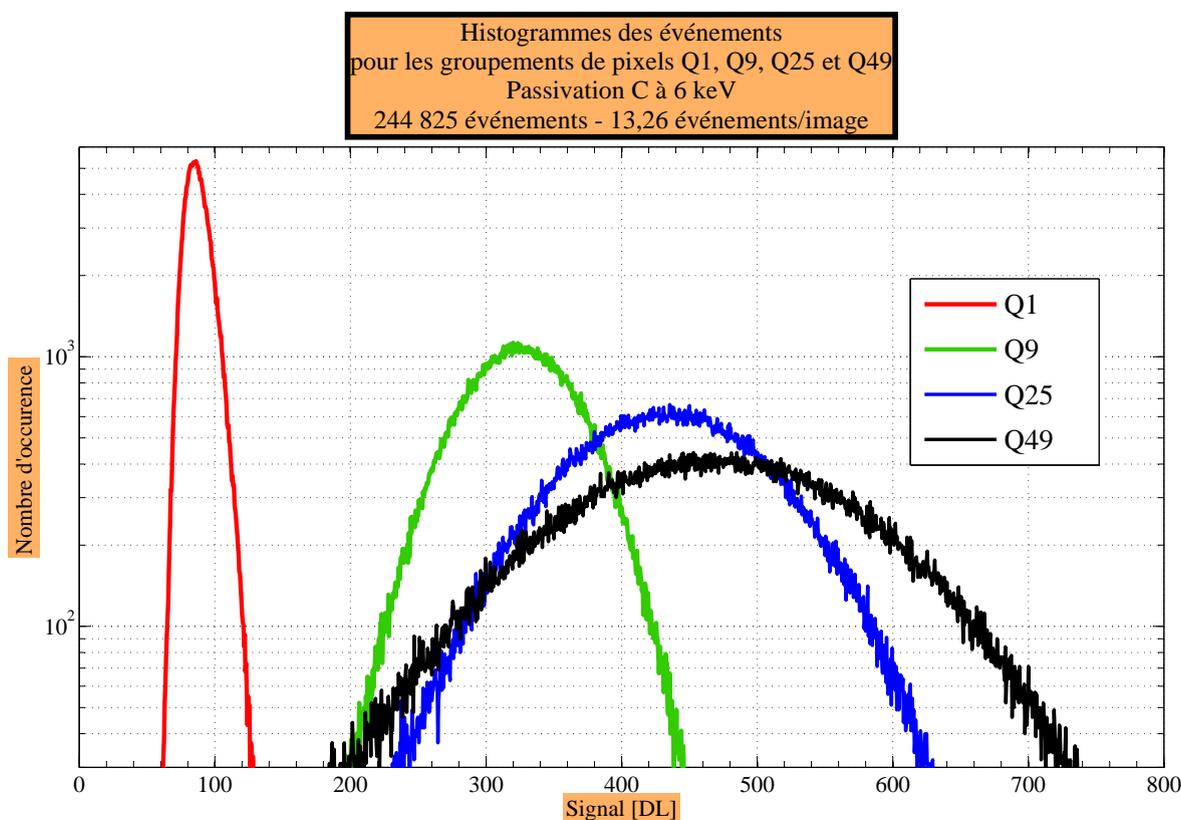


FIGURE IV.16 – Histogrammes des distributions des événements sur plusieurs groupements de pixels pour la mesure à 6 keV d'un véhicule de test de la passivation C.

Or, le pixel siège ne collecte pas l'ensemble de la charge issue d'un photoélectron. Il faut considérer la somme du signal sur des groupements de pixels. Le fichier de résultats

de l'algorithme de traitement à la volée donne les signaux des 48 pixels voisins lors de l'événement. La distribution des signaux sur ces groupements de pixels est aussi gaussienne. Ainsi, il est défini un gain de collection sur le groupement de pixels délimité par les carrés de côtés 3, 5 et 7. Ainsi des courbes de gains sur Q1, Q9, Q25 et Q49 sont tracées pour chaque véhicule de test. Le signal collecté augmente avec la taille du cluster, comme le montre la figure IV.16.

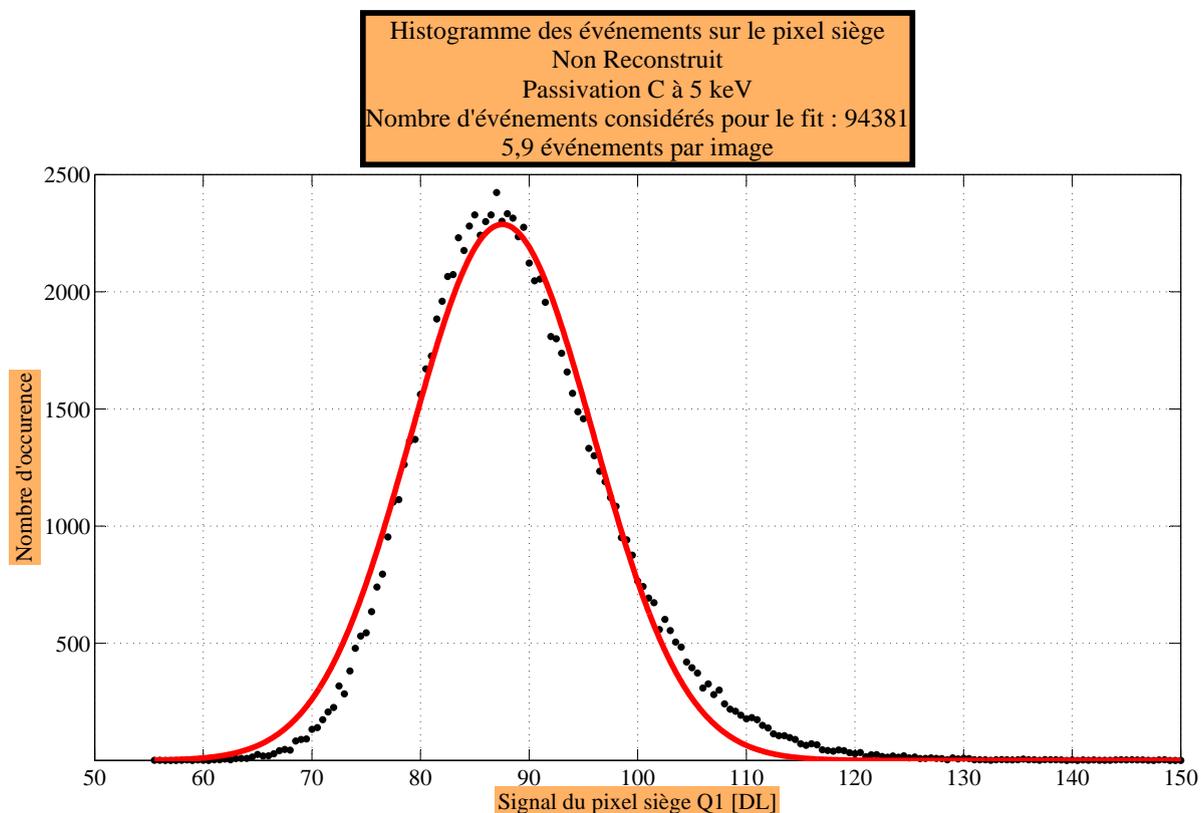


FIGURE IV.17 – Histogramme sur le pixel siège des événements à 5 keV pour un véhicule de test avec la passivation C, avec ajustement par une gaussienne de la distribution.

#### A.4.4.ii Constatations pratiques

A haute énergie, les événements détectés peuvent être considérés comme uniquement dus aux photoélectrons. En effet, le pic de la gaussienne évolue vers les hautes valeurs au fur et à mesure de l'augmentation de la haute tension, traduisant un plus fort gain de collection.

Toutefois à basse énergie, le nombre d'événements par image est de plus en plus faible, donc la contribution du bruit à la distribution des événements n'est plus négligeable, comme le montre la figure IV.17. Il est donc procédé à une « reconstruction » du signal sur le pixel siège. Ce filtrage des événements consiste à déterminer les événements

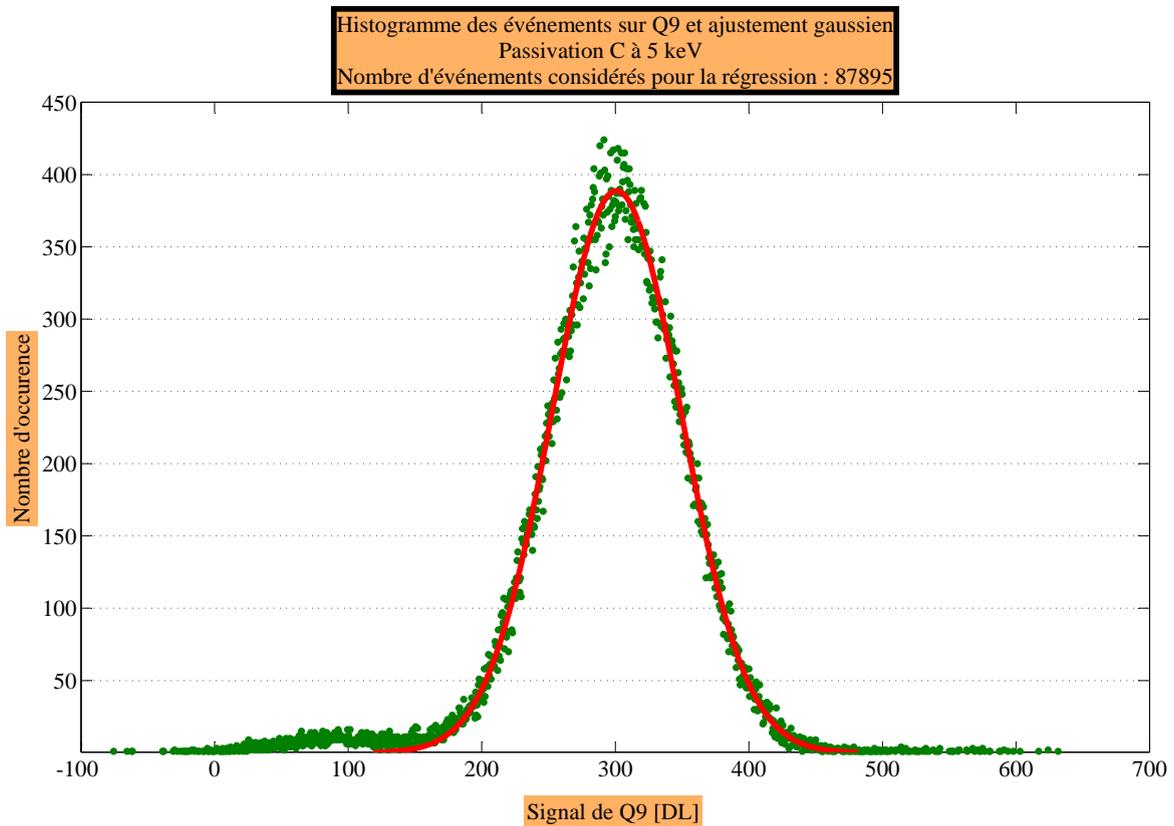


FIGURE IV.18 – Histogramme des événements sur le pixel Q9 servant à la reconstruction des événements sur Q1.

réellement dus à des photoélectrons par l'intermédiaire du groupement de pixels Q9. Pour cela, seuls les événements situés autour du pic sur l'histogramme de Q9 sont sélectionnés pour reconstruire Q1. La figure IV.18 montre l'histogramme de Q9 correspondant à la figure IV.17. En effet, un plus grand nombre d'électrons secondaires sont comptabilisés dans ce groupement de pixels. Le signal sur ce groupement de pixel est ainsi supérieur au seuil de détection. La figure IV.19 montre l'histogramme sur le pixel siège reconstruit, pour la même prise de mesure que la figure IV.17. Cette méthode permet de s'affranchir partiellement des événements dus au bruit. La précision de la régression s'en trouve amélioré de quelques dixièmes de DL. La position du pic ainsi déterminé varie de moins de 1 DL, soit 3 électrons, par rapport au cas où il n'y a pas de reconstruction, quelle que soit la mesure considérée. Cette opération est effectuée systématiquement, aussi bien à basse qu'à haute énergie.

Par ailleurs, à faible énergie d'irradiation, un effet de seuil est constaté sur l'histogramme de Q1. La partie croissante de la distribution n'a pas un comportement gaussien. Cet effet a lieu à plus ou moins haute énergie incidente suivant les passivations. En effet, le signal induit par les électrons incidents se rapproche de la coupure à  $5\sigma$ . Une partie des événements dus à l'irradiation n'a pas un signal assez fort pour déclencher la détection. Finalement, en dessous d'un certain seuil d'énergie, le paquet d'électrons secondaires générés n'est plus suffisant pour dépasser le seuil de  $5\sigma$  sur le pixel siège. Moins de 1

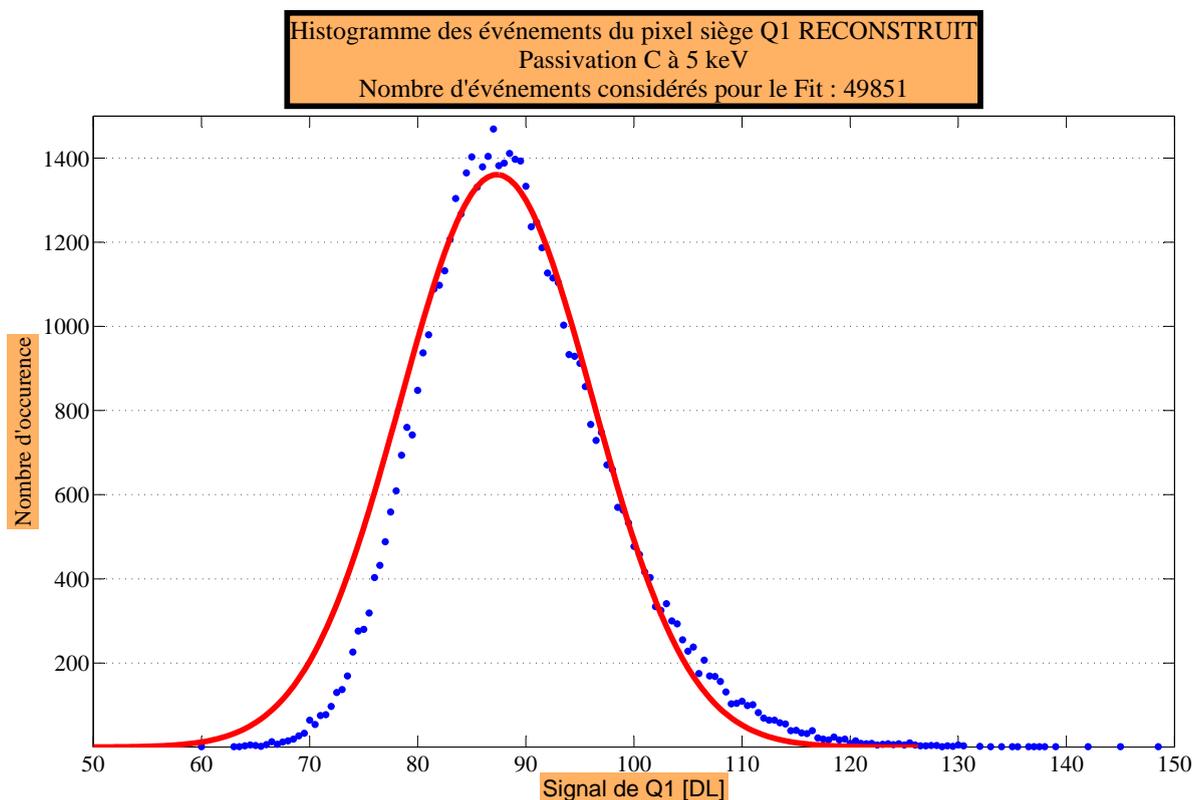


FIGURE IV.19 – Histogramme reconstruit des événements sur le pixel siège avec la distribution de Q9 pour un véhicule de test de la passivation C à 5 keV.

événement par image est enregistré. La contribution du bruit dépassant les  $5\sigma$  devient dominante. Autrement dit les événements liés aux photoélectrons se situent en dessous du seuil de détection et sont noyés dans le bruit. Pour les meilleures passivations, comme il sera vu par la suite, ce seuil est de 3 keV. Quelques solutions peuvent être envisagées pour poursuivre la mesure à plus faible énergie. Le bruit lié au signal de noir est dominé par le bruit de lecture du circuit CMOS. Adopter un véhicule de test présentant un très faible bruit permet d'abaisser la valeur seuil de détection. D'autre part, le seuil de 5 sigmas a été adopté afin de discriminer directement à la volée les événements liés au bruit des événements liés aux électrons primaires. Sans se soucier d'une bonne discrimination à la volée, il est possible d'abaisser le seuil de détection à 3, 4 ou  $4,5\sigma$  lors de la prise de mesure. Un post-traitement fondé sur la répartition de la charge entre pixels voisins permet de séparer les « bons » événements des « mauvais » événements. En effet, ce post-traitement utilise le fait qu'un photoélectron provoque une élévation de signal au dessus du bruit sur plusieurs pixels, alors qu'un événement lié au bruit d'un pixel n'est localisé que sur le pixel siège. Ces solutions n'ont pas fait l'objet d'investigations supplémentaires dans ce travail de thèse. En effet, le problème de dissymétrie des événements, constaté au paragraphe A.4.1, rendrait difficile la mise en œuvre de ce principe de mesure car tout se passe comme si la charge d'un pixel de fort signal était lue, en partie, plusieurs fois.

Passivation	Epaisseur couche morte $z_m$ [nm]	Epaisseur couche active $t_a$ [nm]	Préamorphisation au Germanium	Activation des dopants [%]
A	0	71	Non	15 à 65
B	15	10	Non	100
C	26	20	Non	100
D	8	14	Oui	100
E	9	11	Oui	100
F	18	24	Non	Inconnu

TABLE IV.2 – Tableau de résumé des caractéristiques des différentes couches de passivation A à F.

## B Résultats des caractérisations en événement unique

Le tableau IV.2 résume les caractéristiques des passivations présentées au chapitre I, section C.2.3. Quelques véhicules de test par passivation ont été caractérisés :

- Passivation A : 2 véhicules de test caractérisés, notés Passivation A V1 et V2 ;
- Passivation B : 3, avec le même système de notation ;
- Passivation C : 2 ;
- Passivation D : 2 ;
- Passivation E : 2 ;
- Passivation F : 1.

Dans un premier temps, il semble intéressant d’analyser les résultats expérimentaux sous l’angle de l’homogénéité des gains de collection entre véhicules de test d’une même technique de passivation. Grâce aux cartographies des événements sur la matrice, l’homogénéité de la réponse sur la matrice d’un véhicule de test est aussi étudiée.

La mesure est effectuée dans le sens des énergies incidentes  $E_0$  décroissantes. La dernière énergie mesurée est celle pour laquelle le nombre d’événements par image est supérieur à au moins 2 fois le nombre d’événements par image dans des conditions de noir et sans haute tension. Ce critère définit un seuil expérimental de détection en énergie. Mais il n’a pas de signification physique puisque le nombre d’événements par image, outre les performances de la passivation, dépend aussi de l’usure de la photocathode et de l’alignement du faisceau de photons UV sur celle-ci. Le seuil de détection minimum en énergie a été mesuré à 3 keV pour certaines passivations (B et F).

A cette énergie et pour les énergies supérieures, selon la figure 3 issue de simulations CASINO et présentée en annexe, plus de 60% des électrons secondaires sont générés dans la couche épitaxiale. De plus, le profil de génération de charges, établi par ce même logiciel de simulation Monte-Carlo, indique que les électrons primaires peuvent atteindre une profondeur de  $2 \mu\text{m}$  à 12 keV. Il est donc attendu, a priori, que les petites variations d’épaisseurs de couches mortes et actives, au plus de quelques dizaines de nanomètres,

que présentent les différentes passivations à disposition, ne sont pas, a priori, mises en évidence dans la gamme d'énergie mesurée. Un paragraphe est consacré à l'étude du gain de collection à faible énergie pour éventuellement mettre en évidence l'effet toboggan de la passivation et l'effet des épaisseurs des couches mortes et actives.

A plus haute énergie, l'effet miroir de la couche de passivation devrait être mis en évidence. Cet effet s'applique aux électrons générés dans la couche épitaxiale qui se dirigeraient initialement vers la surface et qui seraient redirigés vers les diodes de collections par le champ électrique de la couche active. Or, la part des électrons secondaires générés dans la couche épitaxiale est majoritaire à haute énergie. L'efficacité de l'effet miroir et donc du champ électrique de la couche active est donc caractérisée à haute énergie. Après une comparaison relative des passivations, les modèles linéaires et analytiques du gain de collection pourront être confrontés à la mesure dans cette gamme d'énergie.

La caractérisation du partage de charge présente un intérêt dans le cas de l'imagerie où il est souhaitable qu'un maximum de charges soit concentré sur le pixel siège pour ne pas dégrader la résolution spatiale du capteur. La performance en terme de directivité des électrons secondaires induite par les couches passivations est révélée par le partage de charge. Diverses méthodes pour caractériser l'étalement de la charge sur les différents pixels autour du pixel siège peuvent être appliquées aux résultats de mesure.

## B.1 Homogénéité des passivations

### B.1.1 Passivation A

La figure IV.20 montre les courbes de gains de collection pour les deux véhicules de test de la passivation A et sur différents groupements de pixels. Une dispersion des gains est constatée entre les véhicules 1 et 2 de la passivation A. Le véhicule de test n°2 est meilleur, quels que soient l'énergie et le groupement de pixels considéré. Par exemple, pour Q49 à 12 keV, la différence de gains est d'environ 1500 électrons soit 50% du gain du véhicule de test 2 à cette énergie.

Les cartographies des événements sur la matrice, à 7 keV, des deux véhicules de test sur les figures IV.21 et IV.22, indiquent que le véhicule de test n°2 a une réponse uniforme sur toute la matrice, alors que le véhicule de test n°1 présente des inhomogénéités de densité d'événements : moins d'événements sont détectés sur les zones de la matrice en blanc ; cela signifie que le signal des pixels passe moins fréquemment le seuil de détection. Le gain de ces zones est donc moins fort que celui des autres zones qui comportent plus d'événements.

### B.1.2 Passivation B

La figure IV.23 présente des courbes de gains homogènes pour les 3 véhicules de test quels que soient le groupement de pixels et l'énergie considérée. La différence des gains de collection est inférieure à 300 électrons sur Q49 à 12 keV, soit 7% du gain du véhicule de test le plus performant. Par ailleurs, les cartographies des événements sont homogènes

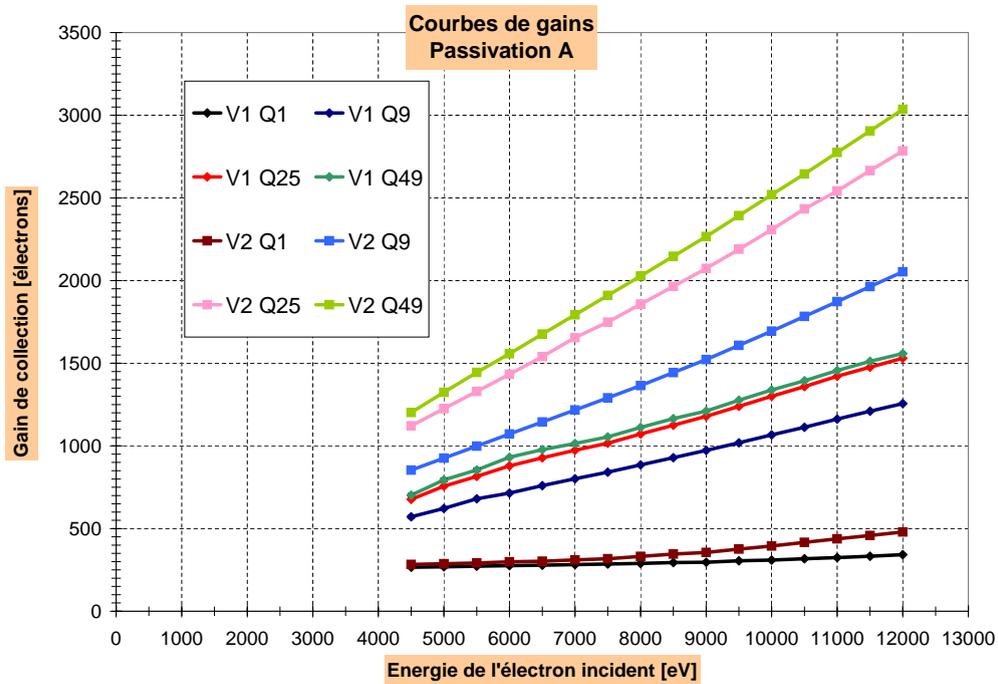


FIGURE IV.20 – Courbes de gains pour différents groupements de pixels de la passivation A.

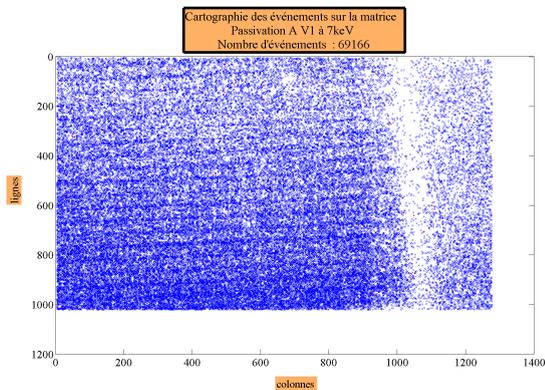
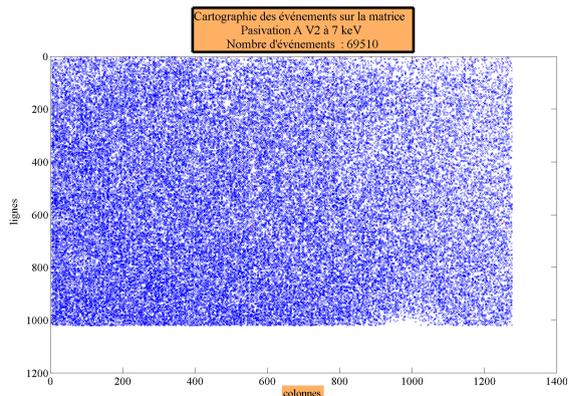


FIGURE IV.21 – Cartographie des événements sur la matrice pour  $E_0 = 7$  keV du véhicule de test n°1 de la passivation A.

FIGURE IV.22 – Cartographie des événements sur la matrice pour  $E_0 = 7$  keV du véhicule de test n°2 de la passivation A.



pour ces trois véhicules de test.

### B.1.3 Passivation C

La figure IV.24 présente des courbes de gains de collections proches pour les deux véhicules de test caractérisés de la passivation C. Le véhicule 1 montre de meilleures

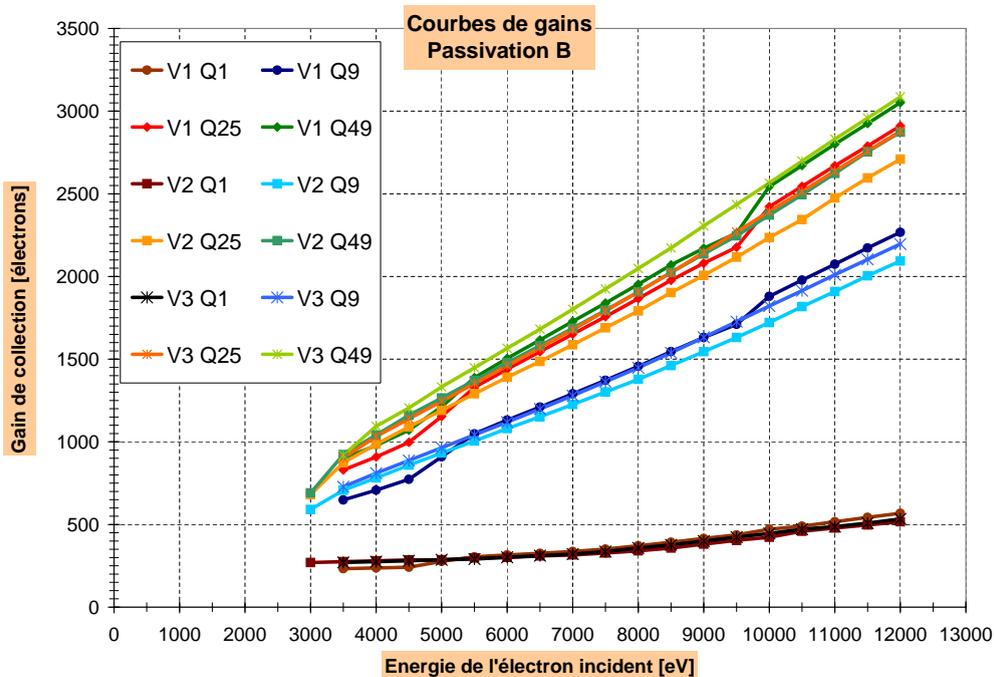


FIGURE IV.23 – Courbes de gains pour la passivation B.

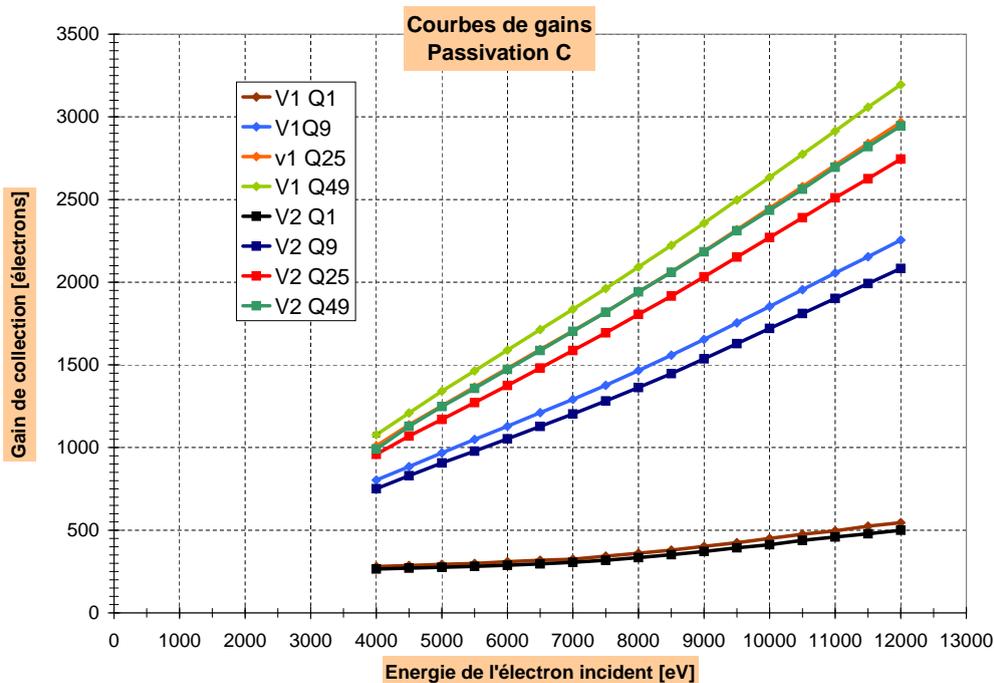


FIGURE IV.24 – Courbes de gains pour la passivation C.

performances que le 2. La différence est inférieure à 250 électrons pour Q49 à 12 keV, soit 8% du gain du véhicule de test le plus performant.

### B.1.4 Passivation D

Pour cette passivation, seule l'énergie incidente 12 keV a permis de dépasser le seuil de détection et d'obtenir des événements autres que ceux dus au bruit. A cette énergie, le nombre d'événements moyens par image est de 0,3 événement pas image pour V1 et V2, alors que dans le noir et sans haute tension, le nombre d'événements avoisinent les 0,24 événement par image. La photocathode n'est ici pas à suspecter. Les événements détectés à 12 keV sont donc essentiellement du bruit ayant dépassé le seuil de  $5\sigma$ . Les ajustements gaussiens des distributions des événements sur les différents groupements de pixels ne signifient donc rien. Le seuil de détection en énergie de cette passivation est donc très élevé. Les cartographies des événements sur la matrice sont homogènes ; ce résultat était attendu puisque les événements ne sont issus en majorité que du bruit.

### B.1.5 Passivation E

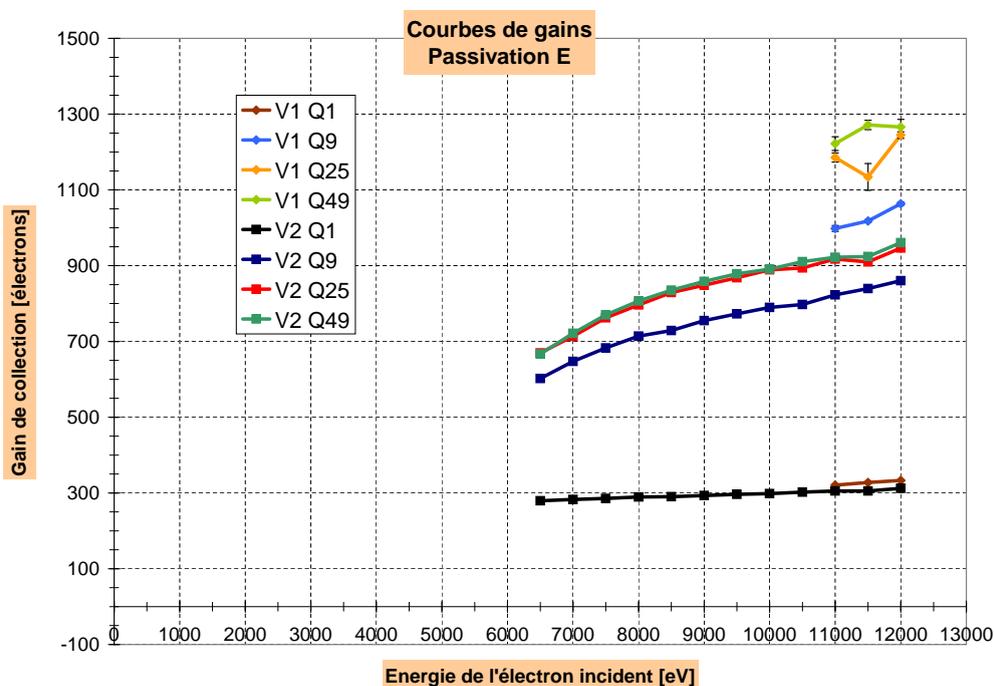


FIGURE IV.25 – Courbes de gains pour la passivation E.

Les courbes de gains des deux véhicules de test V1 et V2 de cette passivation sont présentées par la figure IV.25. Les trois plus hautes énergies ont pu être étudiées pour le véhicule de test n°1, alors que le seuil de détection du véhicule de test n°2 est de 6,5 keV. A 12 keV, l'acquisition sur le véhicule de test 1 comportait 2,3 événements par image et celle sur le véhicule de test 2 plus de 136. A 11 keV, l'acquisition sur V1 présente 1,5 événement par image en moyenne alors que V2 en présente 1,25 à 6,5 keV. Pourtant, le gain de V1 est supérieur à celui de V2. Cette différence dans le seuil de détection est donc mis sur le compte de la photocathode. Toutefois, la différence de gain de ces deux véhicules de test sur Q49 à 12 keV est de 300 électrons, soit 25% du gain du véhicule de

test le plus performant. Les gains de collection de cette passivation sont très inférieurs à ceux des passivations A à C.

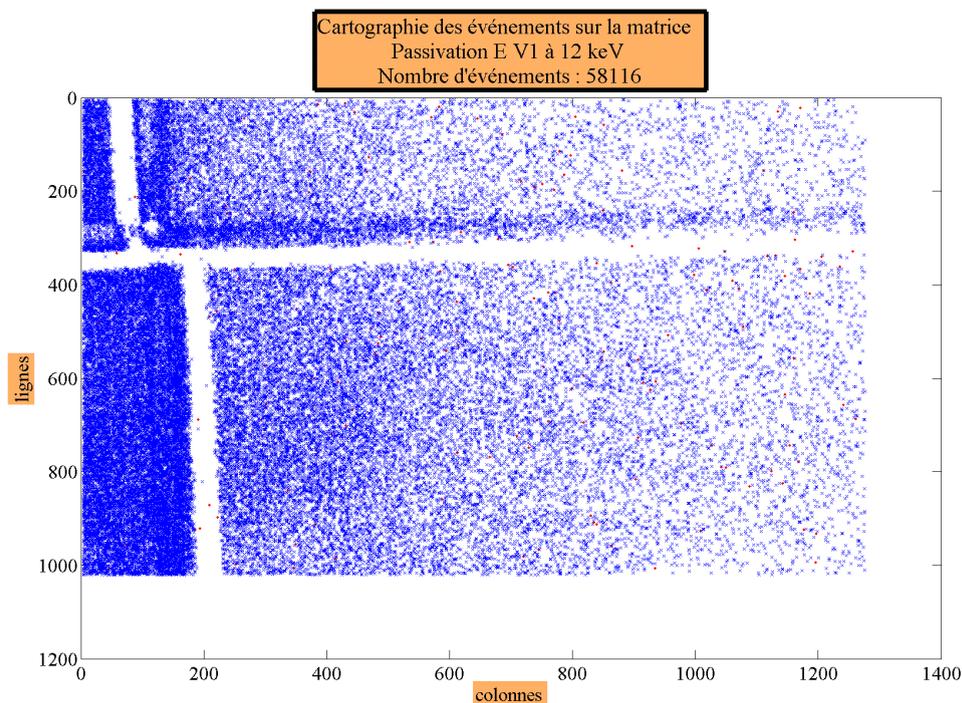


FIGURE IV.26 – Cartographie des événements sur la matrice à 12 keV pour la passivation E V2.

La cartographie des événements pour V2 à 7 keV est présentée par la figure IV.13. La figure IV.26 montre la cartographie des événements pour V2 à 12 keV. Ces cartographies font apparaître des inhomogénéités de gain sur la matrice, tout comme les cartographies des événements sur la matrice du véhicule de test n°1 de la passivation A.

### B.1.6 Passivation F

La figure IV.27 présente les courbes de gain établies avec le véhicule de test de la passivation F. La cartographie des événements est à première vue homogène sur la matrice. La cartographie présentée par la figure IV.28 montre les événements de la matrice selon leur signal sur Q9 : les points bleus représentent des événements dont le signal est élevé sur Q9, au delà du pic de la distribution, et les points rouges matérialisent des événements situés avant le pic de la gaussienne sur l'histogramme de Q9. Des inhomogénéités de réponse sont constatés en fonction du lieu d'impact des photoélectrons sur la matrice. Ces inhomogénéités semblent en lien avec l'inhomogénéité des épaisseurs sur la matrice des couches mortes et actives, selon l'analyse SIMS de cette passivation, présentée au chapitre I, section C.2.3. La gauche de la matrice présente un fort gain de collection, tandis que la droite de la matrice a un gain plus modéré.

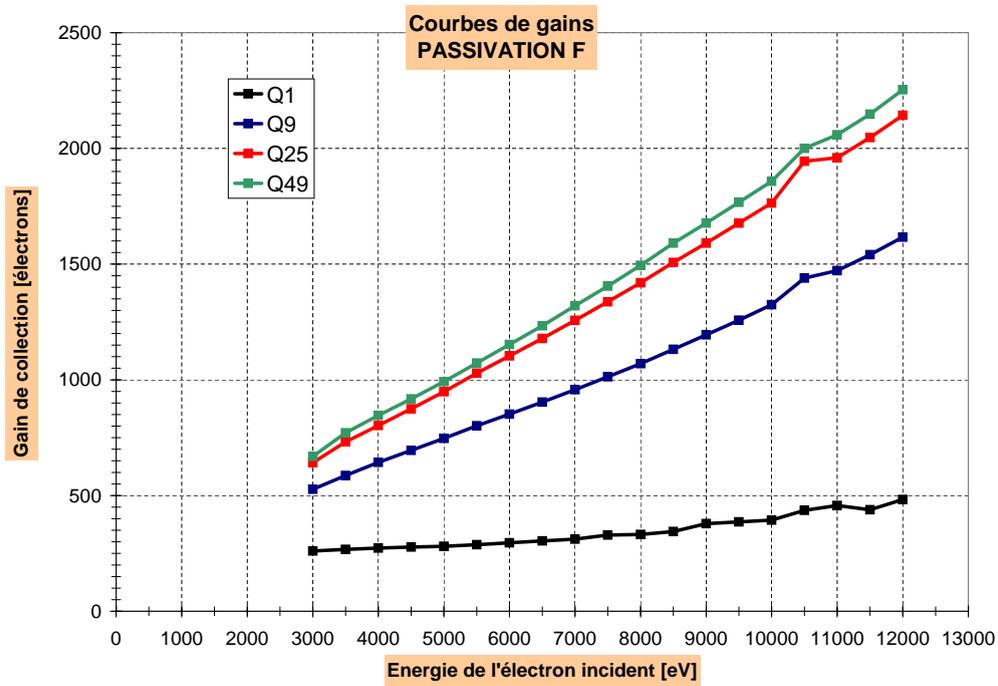


FIGURE IV.27 – Courbes de gain pour la passivation F.

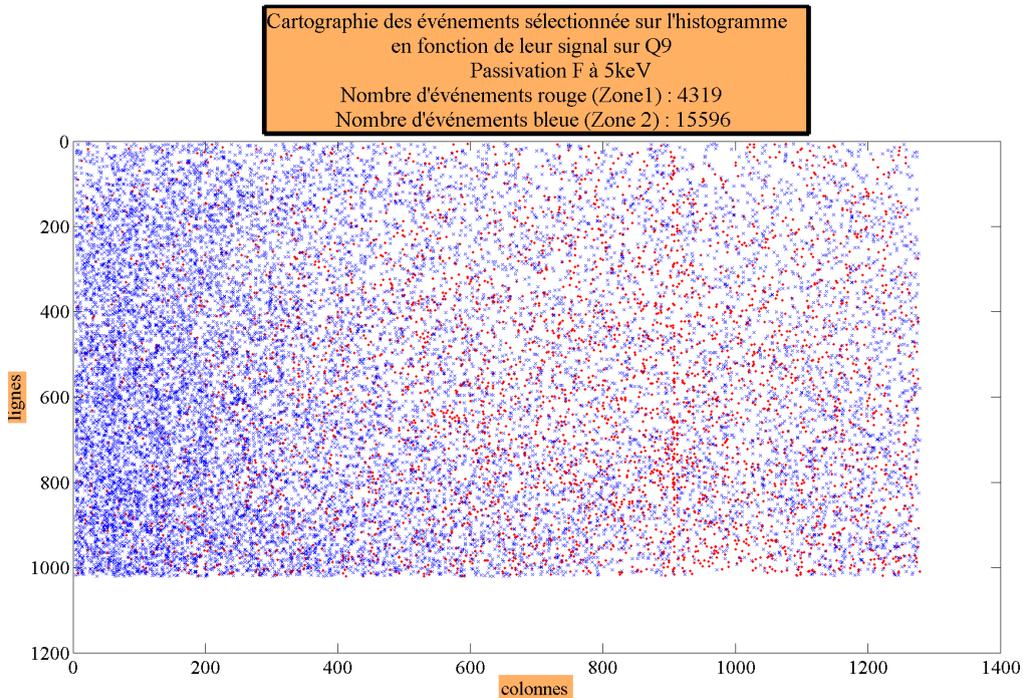


FIGURE IV.28 – Cartographie des événements de la passivation F à 5 keV en fonction du signal sur Q9 : rouge : faible signal et bleu : fort signal.

Passivation	Nombre de véhicule de test mesuré	Homogénéité inter véhicule	Homogénéité intra véhicule
A	2	50%	Non
B	3	7%	Oui
C	2	8%	Oui
D	2		Oui
E	2	25%	Non
F	1		Non

TABLE IV.3 – Tableau de résumé des résultats en terme d’homogénéité des passivations.

### B.1.7 Interprétation de l’inhomogénéité des gains

Le tableau IV.3 résume les performances des passivations en terme d’homogénéité du gain. L’inhomogénéité inter véhicule de test est quantifiée en pourcentage de la différence de gain à 12 keV sur Q49 entre le véhicule de test présentant le gain le moins fort et celui présentant le gain le plus fort. Même si les mesures apparaissent homogènes pour les passivations B, C, D, aucune conclusion ne peut être tirée en terme d’homogénéité du recuit en l’absence de mesures sur un plus grand nombre de véhicules de test. Il est néanmoins remarqué que les passivations montrant le plus d’inhomogénéités, à la fois entre véhicules de test et sur la matrice, sont les passivations qui en moyenne ont les gains les plus faibles.

Il est possible de faire l’hypothèse que ces dispersions de gains pour une même passivation soient dues à des variations du procédé de passivation, notamment la technique du recuit laser. Une des difficultés de cette technique d’activation des atomes de dopants est l’homogénéité sur de grandes surfaces. Une mauvaise maîtrise de ce recuit implique donc des degrés d’activation variables sur la matrice. L’efficacité de l’effet miroir et donc le gain de collection induits par les couches de passivation sont donc fluctuants.

Ces inhomogénéités ne sont pas révélées par les analyses physico-chimiques présentées au chapitre I section C.2.3, exception faite de la passivation F. Néanmoins les analyses ECV qui révèlent l’activation n’ont été effectuées que sur une seule zone de la matrice. L’apport de l’expérience en événements uniques dans l’analyse de l’homogénéité de la passivation est donc important. Cette méthode de caractérisation permet donc de déterminer l’homogénéité d’un procédé de passivation sur la globalité de la matrice d’un détecteur. Les analyses SIMS et ECV ne suffisent pas du fait de leur ponctualité.

Les performances potentielles optimales d’une technique de passivation peuvent être étudiées en considérant pour chaque passivation son meilleur représentant. Les paragraphes suivants s’attachent donc à comparer les différentes passivations par ce biais. Seuls les résultats des véhicules de test Passivation A V2, Passivation B V3, Passivation C V1, Passivation E V2, Passivation F sont donc exploités ici. Le nom des passivations sera noté sans le suffixe  $Vn$ .

## B.2 Mesures de gains à faible énergie

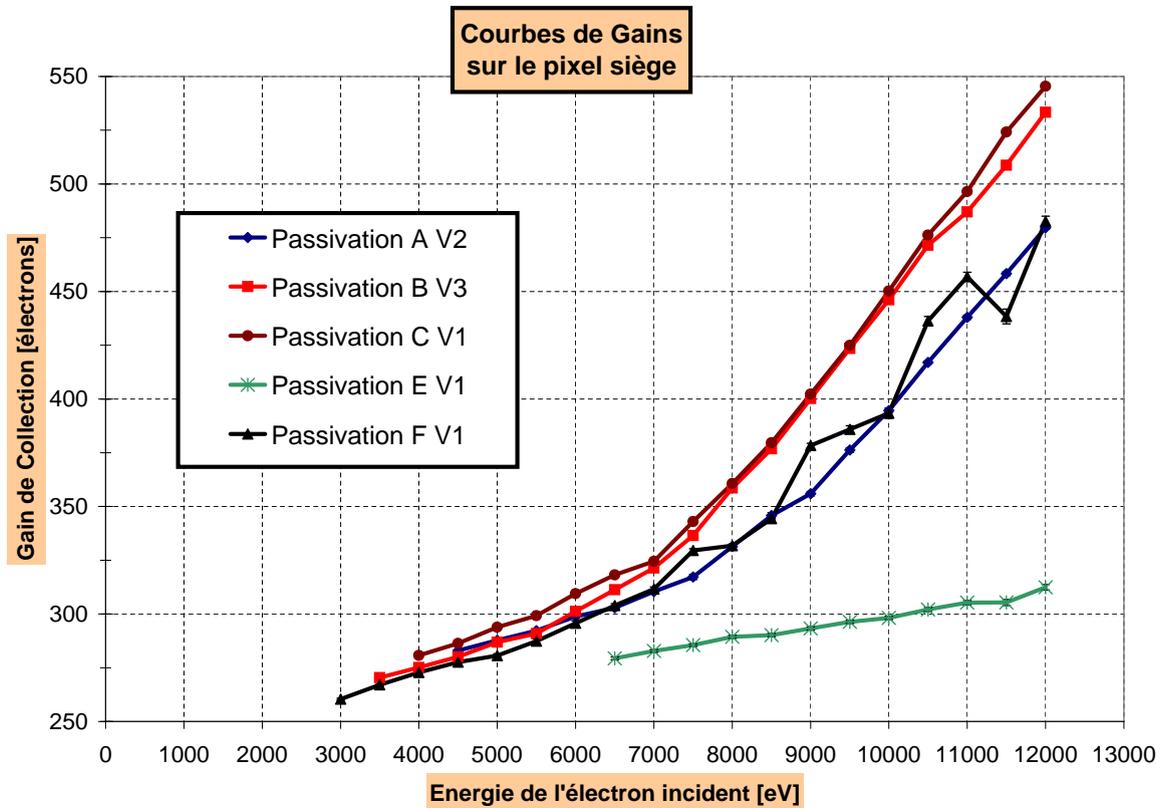


FIGURE IV.29 – Courbe de gains des différentes passivations sur le pixel siège Q1.

La figure IV.29 montre les gains de collection mesurés sur le pixel siège pour les 5 véhicules de test retenus. Chaque courbe est formée de deux demi-droites. A faible énergie, jusqu'à 7 keV, la pente est faible, relativement à plus haute énergie où la pente est plus élevée. Or le résultat inverse est attendu : le gain devrait décroître plus vite avec l'énergie incidente  $E_0$  à faible énergie qu'à haute énergie. En effet le nombre d'électrons générés dans la couche morte devient plus important à faible énergie, entraînant des pertes plus importantes.

Sur un véhicule de test de la passivation B, une expérience a été menée pour montrer que les événements détectés sont, dans une large majorité, dus à des photoélectrons. Sur 4 acquisitions d'environ 10000 événements chacune, il a été relevé, en moyenne, dans les conditions suivantes :

- 0 keV sans lampe excitatrice : 0,237 événement par image ;
- 0 keV avec lampe : 0,236 événement par image ;
- 12 keV sans lampe : 0,312 événement par image ;
- 12 keV avec lampe : 545 événements par image ;
- 3,5 keV avec lampe : 0,955 événement par image.

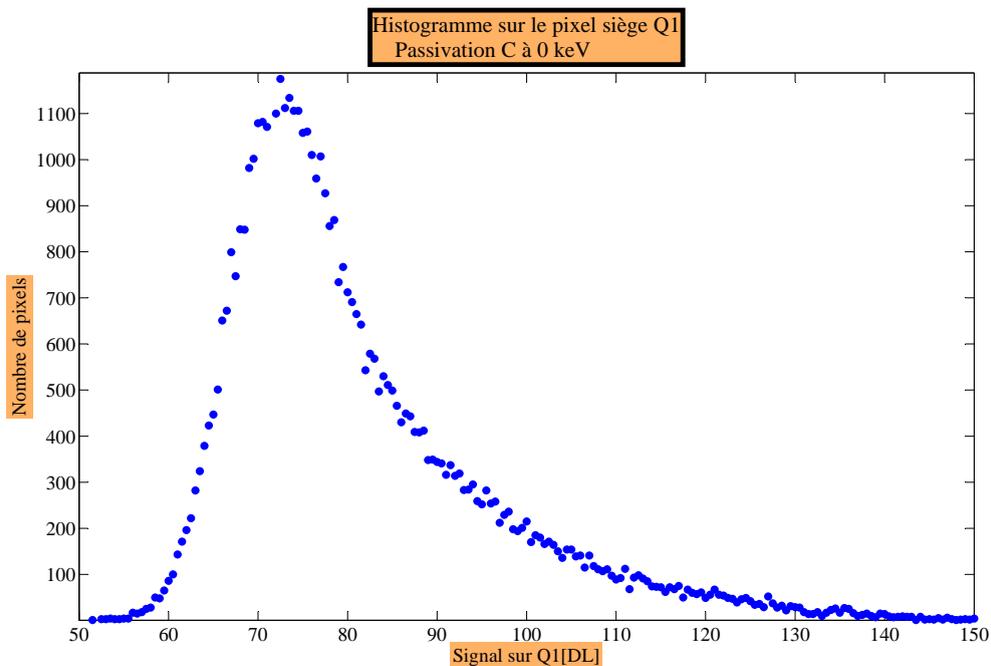


FIGURE IV.30 – Histogramme des événements à 0 keV pour le véhicule 3 de la passivation C.

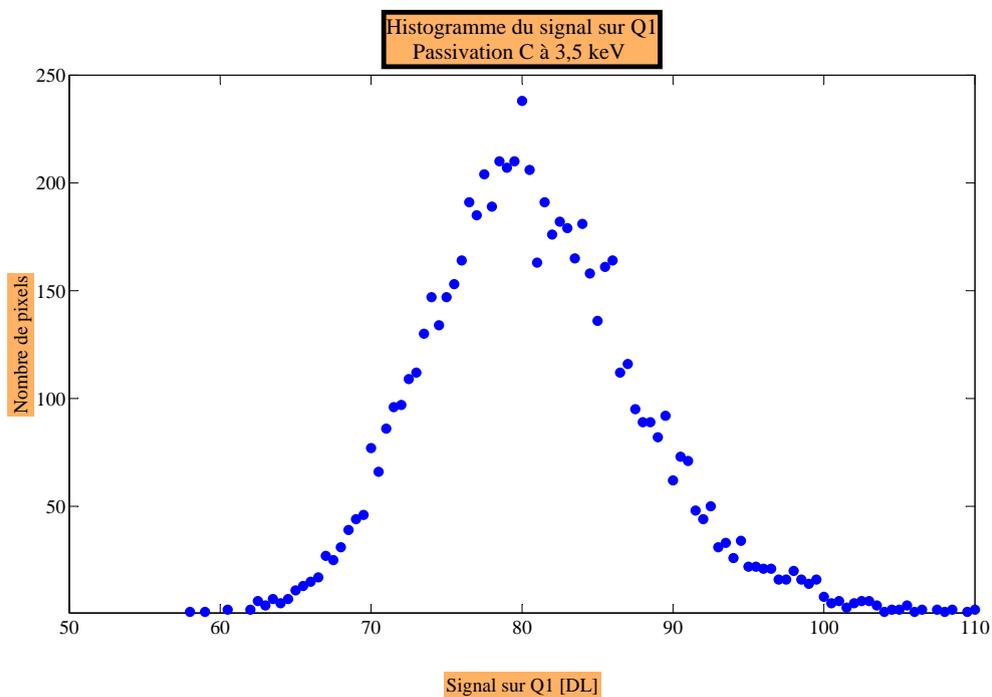


FIGURE IV.31 – Histogramme des événements à 3,5 keV pour le véhicule 3 de la passivation C.

La lampe seule ne crée pas d'événements supplémentaires par illumination de la face arrière du capteur CMOS. A 12 keV, sans lampe, le surplus d'événements constatés est dû à des électrons générés par l'agitation thermique et arrachés à la photocathode par la haute tension. A l'énergie minimum abordée pour ce véhicule de test, soit 3,5 keV, les événements dus aux photoélectrons sont 5 fois plus nombreux que ceux dus au bruit dépassant le seuil de  $5\sigma$ . Le bruit n'impose pas la distribution des événements, puisqu'ils sont largement minoritaires. Le bruit n'est donc pas à mettre en cause pour expliquer la faible pente à basse énergie  $E_0$ .

Un artefact de mesure explique cette faible pente des courbes de gains de collection sur Q1 pour des énergies inférieures à 7 keV. La figure IV.30 présente l'histogramme du bruit dépassant  $5\sigma$  pour le véhicule de test 3 de la passivation C. Le seuil de  $5\sigma$ , selon les pixels et les paquets de 100 images, se déplacent entre 55 et 80 DL. Or, sur la figure IV.31, le pic apparent de signal dû aux photoélectrons se situe autour de 80 DL. Si le pic réel dû aux photoélectrons était situé en dessous de ce seuil, il apparaîtrait aussi autour de 80 DL. Autrement dit, à haute énergie, le pic de signal de l'histogramme des événements sur le pixel siège se situe à une valeur supérieure à la coupure à  $5\sigma$ ; à mesure que l'énergie  $E_0$  diminue, une partie de plus en plus grande de la gaussienne se situe en dessous du seuil de détection. Une partie des photoélectrons crée un signal qui ne suffit pas à dépasser le seuil sur le pixel siège et n'est donc pas détectée. La distribution est donc faussée. D'ailleurs, le  $\chi^2$  de l'ajustement gaussien passe de 0,97 à 3,5 keV à plus de 0,99 à 12 keV. Ainsi aucun phénomène physique lié à la passivation n'est à l'origine de cette faible pente à basse énergie  $E_0$ .

Seul des événements particuliers dépassent le seuil de détection sur le pixel siège, à faible énergie. Il s'agit des électrons incidents dont la charge se répartit en majorité sur le pixel siège ou encore des électrons dont la pénétration est statistiquement plus importante que la moyenne dans le Silicium ou encore des électrons ayant créé un nombre de charges plus important que la moyenne. Les photoélectrons dont l'impact en face arrière est situé à l'intersection de plusieurs pixels ont peu de probabilité de dépasser le seuil puisque la charge collectée est répartie entre plusieurs pixels. Toutefois, la distribution des événements sur Q9 suit un comportement gaussien, comme montré précédemment par la figure IV.18.

Les figures IV.32 et IV.33 présentent la distribution du signal de Q9 en fonction de celui de Q1, respectivement pour une acquisition à 3,5 keV et à 8 keV. Sur la figure IV.33, les signaux sur Q1 et Q9 sont bien supérieurs à la coupure à  $5\sigma$ . La figure IV.32 montre que le signal sur Q9 est largement supérieur au seuil de détection, contrairement au signal sur Q1. Celui-ci a un signal proche du bruit. Le bruit est matérialisé par les points proches de la droite  $y = x$ , puisqu'un événement lié à du bruit se répartit sur un seul pixel.

L'artefact de mesure empêche donc de considérer les résultats sur le pixel siège à une énergie inférieure à 7 keV, mais ne gêne pas les résultats sur Q9 et les groupements de pixels plus larges, Q25 et Q49. Il est remarqué que, avec un circuit de lecture CMOS présentant un bruit plus faible que 40 électrons RMS, la coupure à  $5\sigma$  serait située à plus bas niveau de signal et donc permettrait un seuil de détection en énergie plus faible.

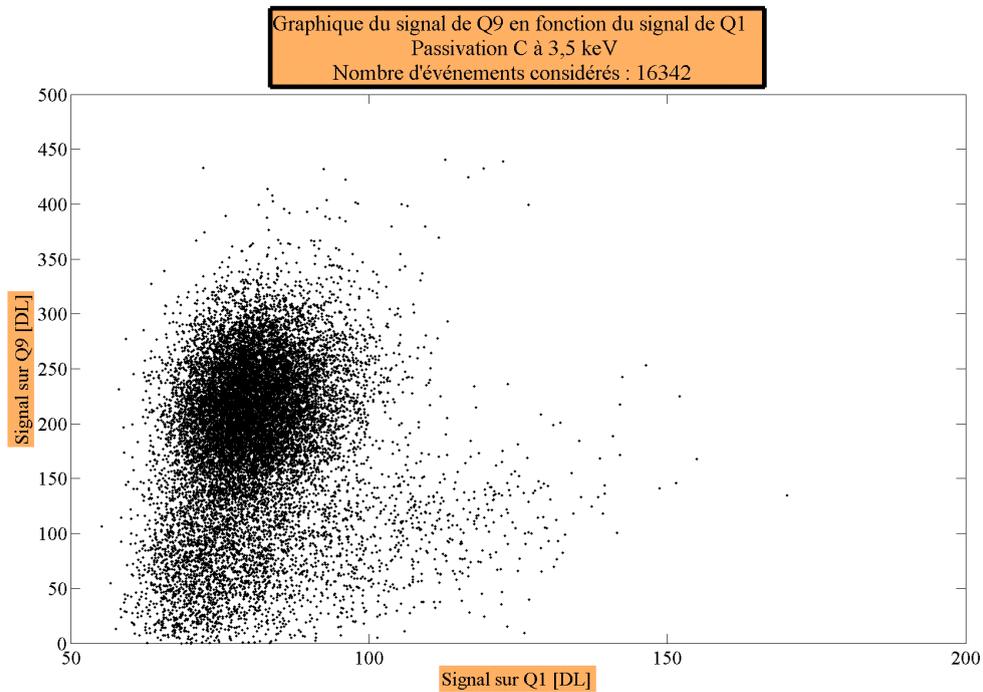


FIGURE IV.32 – Distribution du signal de Q9 en fonction du signal de Q1 pour une acquisition à 3,5 keV sur un véhicule de test de la passivation C.

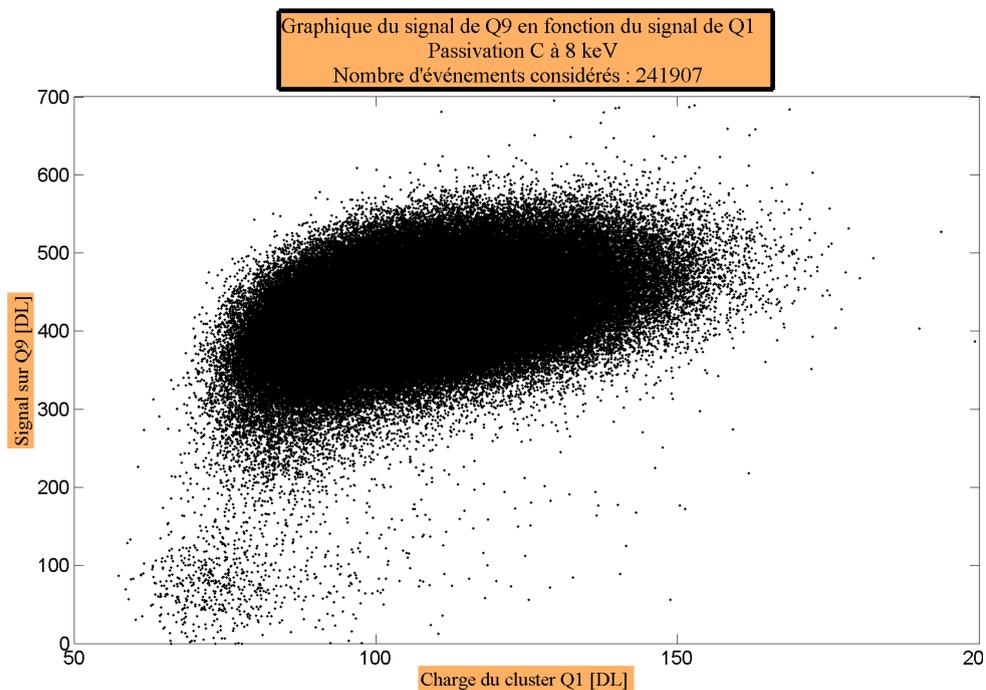


FIGURE IV.33 – Distribution du signal de Q9 en fonction du signal de Q1 pour une acquisition à 8 keV sur un véhicule de test de la passivation C.

### B.3 Mesures de gains à haute énergie

La méthode de la majoration de l'étalement de la charge, exposée au paragraphe A.4.3, indique un étalement maximal de la charge sur les pixels supérieur à 25 et toujours inférieur à 40 pixels. Ce résultat est vérifié pour tous les véhicules de test, quelle que soit l'énergie. Cette majoration diminue légèrement avec l'énergie  $E_0$ . Le groupement de pixels Q49 suffit donc à collecter toute la charge issue d'un électron primaire.

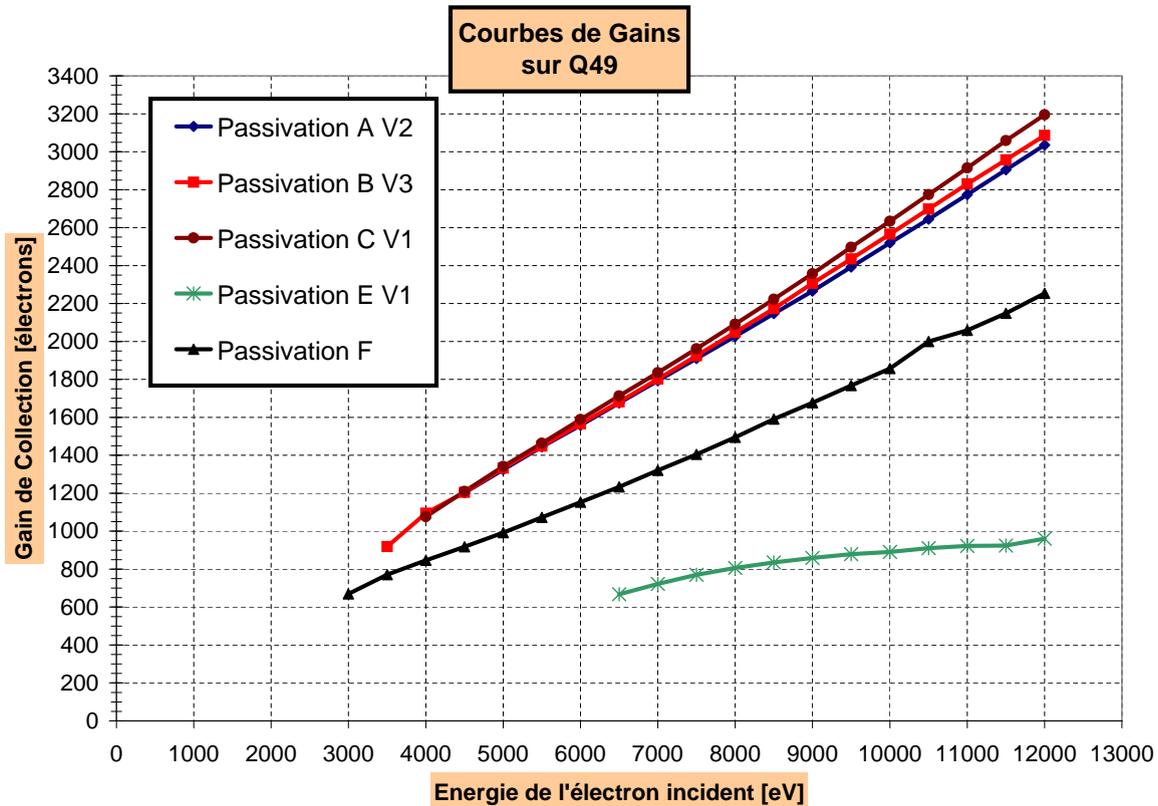


FIGURE IV.34 – Courbes de gains des différentes passivations sur le groupement de pixels Q49.

Quelle que soit l'énergie incidente  $E_0$ , le gain sur le groupement de pixels Q49 est donc le gain de collection total moyen d'un événement lié à un photoélectron. La figure IV.34 présente les courbes de gains en fonction de l'énergie de l'électron primaire pour les 5 véhicules de test retenus. Cette figure montre que, quelle que soit l'énergie incidente, le gain de collection de la passivation E est inférieur à celui de F ; par exemple, à 12 keV, la différence de gain est environ de 1300 électrons, soit 58% du gain de la passivation F à cette énergie. La passivation F présente un gain inférieur aux passivations A, B et C. La différence de gain à 12 keV entre F et A est de 780 électrons (26% du gain de la passivation A à 12 keV), entre A et B de 50 électrons (2% du gain de la passivation B à 12 keV) et entre B et C de 110 électrons (3% du gain de la passivation B à 12 keV).

Passivation	Pente [e <sup>-</sup> .keV <sup>-1</sup> ]	CCE [%]	Ordonnée à l'origine [e <sup>-</sup> ]	$n_{dead}$ [électrons]	Coefficient de corrélation $R^2$
A	0,25	91± 0,05	-1,8	2 ± 5	0,9998
B	0,26	94± 0,05	-39,1	42 ± 6	1
C	0,28	100± 0,05	-133,4	134±5,5	0,9999
E	0,03	13± 1	+539,8	-4309	0,9713
F	0,19	69± 0,07	-29,7	43 ± 7	0,9972

TABLE IV.4 – Tableau de résumé des performances des véhicules de test retenus selon le modèle linéaire de gain de collection à haute énergie.

### B.3.1 Modèle linéaire du gain de collection

Les courbes de gains sur Q49 ont un comportement linéaire sur toute la gamme d'énergie mesurée. Un modèle linéaire de gain de collection a été présenté au chapitre III, dans la section C.3. Ce modèle est totalement adaptable en l'état pour la structure des véhicules de test de cette expérience. Ce modèle indique que pour des hautes énergies, la pente de la droite est liée à l'efficacité de collection de charges du dispositif, toutes couches confondues. Toutefois, dans la gamme d'énergie mesurée en événement unique, selon les simulations CASINO, la majorité des électrons secondaires est générée dans la couche épitaxiale. Ce résultat est montré en annexe par les figures 1 à 3. Il est supposé que la pente de la droite est déterminée uniquement par l'efficacité de collection de charges de la couche épitaxiale. La tableau IV.4 présente les différentes efficacités de collection de charges, obtenues pour les cinq véhicules de test considérés, par régression linéaire de la courbe de gain sur Q49 et dans la gamme d'énergie [8 - 12 keV]. Le choix de l'énergie limite de 8 keV a été effectué en considérant qu'à partir de cette énergie plus de 85% des charges sont générés dans la couche épitaxiale, quelle que soit l'épaisseur des couches de passivation, selon la figure 3 en annexe. De plus, le nombre d'électrons générés dans la couche morte est constant dans cette gamme d'énergie [8 - 12 keV].

Il est rappelé (se référer au paragraphe C.3 du chapitre III) :

$$CCE = 3,6A \quad (IV.2)$$

$$n_{dead} = \frac{B}{CCE} \quad (IV.3)$$

avec A, la pente de la droite de régression linéaire [électron.eV<sup>-1</sup>], B son ordonnée à l'origine [électron], CCE, l'efficacité de collection de charges ainsi modélisée et  $n_{dead}$ , le nombre d'électrons perdus dans la couche morte. Il est attendu, d'après ce modèle, qu'une bonne passivation ait théoriquement une forte pente et une ordonnée à l'origine faible en valeur absolue.

Paramètre	Valeur de départ	Valeur limite haute	Valeur limite basse
$\epsilon_m$ [%]	0	0	20
$\epsilon_a$ [%]	50	0	100
$\epsilon_e$ [%]	50	0	100
$z_m$ [nm]	Analyse SIMS	0	50
$z_a$ [nm]	Analyse SIMS	0	120

TABLE IV.5 – Tableau des valeurs de paramètres prises en entrée de l’algorithme d’ajustement du modèle analytique de gain aux mesures de gains expérimentales.

### B.3.2 Modèle analytique du gain de collection

Outre le modèle de dépôt d’énergie établi par le logiciel de simulation CASINO, il a été décrit au chapitre II, section C.3.1, un modèle de dépôt d’énergie analytique qui, associé à un modèle du gain de collection présenté au chapitre II, section C.1, conduit à une expression analytique du gain de collection en fonction de l’énergie  $E_0$ , des épaisseurs  $z_m$  et  $z_a$ , respectivement des couches mortes et de passivation, et des efficacités de collection de charges des couches mortes, actives et épitaxiales, respectivement  $\epsilon_m$ ,  $\epsilon_a$  et  $\epsilon_e$ . L’expression de ce gain modélisé est rappelée par l’équation (IV.4). Il est proposé dans cette section de confronter ce modèle aux mesures expérimentales effectuées sur le groupement de pixels Q49, ainsi qu’au modèle de gain linéaire.

$$G = \epsilon_m \frac{E_m(E_0, z_m)}{3,6} + \epsilon_a \frac{E_a(E_0, z_m, z_a)}{3,6} + \epsilon_e \frac{E_e(E_0, z_a)}{3,6} \quad (\text{IV.4})$$

#### B.3.2.i Méthode employée

Le modèle analytique comporte 5 paramètres qui peuvent participer à l’ajustement de l’équation aux valeurs de gains de collection mesurés sur Q49 en fonction de l’énergie. Ces paramètres peuvent soit être laissés libres et ainsi participer à l’ajustement, soit être fixés à des valeurs réalistes. Afin de favoriser la convergence de l’algorithme d’ajustement, les paramètres étant nombreux, il est donné en entrée de l’algorithme un encadrement des valeurs des paramètres, ainsi qu’une valeur de départ pour l’itération. Le tableau IV.5 résume les différents partis pris. Pour les valeurs d’efficacité de collection de charges des différentes couches, ces partis pris sont fondés sur l’analyse a priori effectuée au chapitre II, section C.1.2.

Dans ces conditions, un premier essai d’ajustement a consisté à laisser les 5 paramètres libres. Mais, les valeurs obtenues de cette façon ne sont pas réalistes car les valeurs limites sont atteintes pour plusieurs paramètres. Cette constatation se vérifie quel que soit le véhicule de test considéré. Dans le cas où seules les énergies incidentes supérieures à 8 keV sont prises en compte, l’ajustement ne produit pas non plus un résultat exploitable. Les valeurs de plusieurs paramètres ne sont pas jugées bonnes ( $\epsilon_a = 0$ ) et ont atteint les bornes d’encadrement ( $z_a = 0$ ). Des essais effectués en réduisant le nombre de paramètres à 4, puis 3 puis 2 ne fonctionnent pas non plus, même à haute énergie. Lors de ces essais d’ajustement, il est remarqué que seule la valeur de l’efficacité de collection de charges de

la couche épitaxiale  $\epsilon_e$  semble avoir un sens physique. Des essais d'ajustement à un seul paramètre ne sont pas non plus concluants, de la même manière qu'avec 5 paramètres, sauf lorsque uniquement  $\epsilon_e$  est laissée libre. L'ajustement semble alors exploitable et fournit des valeurs a priori correctes pour ce paramètre.

Plutôt que d'incriminer le modèle analytique et de conclure quant à sa validité, il est plus probable que la non convergence provienne des données expérimentales. En effet, à basse énergie, en dessous de 7 keV, il a été démontré que les valeurs de gains mesurées étaient légèrement polluées par l'effet de coupure à  $5\sigma$ . D'autre part, si les 5 paramètres sont laissés libres, le nombre de points de mesure n'est pas suffisant pour produire un ajustement valable. Ensuite, les mesures en événement unique ne sont possibles que pour des énergies supérieures à 3 keV pour les meilleurs véhicules de test. Or, dans cette gamme d'énergie, le nombre d'électrons générés dans la couche morte et dans la couche active est faible devant ceux générés dans la couche épitaxiale, comme le montre la figure 3 en annexe. Leur influence sur le gain est donc faible. Donc les paramètres  $\epsilon_m$ ,  $\epsilon_a$  et  $z_m$  peuvent adopter une large gamme de valeurs sans altérer l'ajustement du modèle aux mesures expérimentales. Une petite variation de la valeur de  $z_a$  n'a pas non plus un grand impact puisque dans la gamme d'énergie mesurée, la majorité des électrons sont générés à plusieurs dizaines de nanomètres en dessous de la couche de passivation. Il suffit que l'algorithme arrive à un minimum local avec des valeurs non réalistes des paramètres pour que les itérations s'arrêtent. Un changement de point de départ des itérations ne suffit néanmoins pas à obtenir des valeurs plus correctes a priori. Il n'est pas non plus surprenant que l'ajustement sur la seule valeur de  $\epsilon_e$  produise des résultats qui semblent, à première vue, acceptables, puisque son influence est grande sur le gain de collection, selon l'équation (IV.4).

Les valeurs d'efficacité de collection de charges peuvent être obtenues de deux manières par ajustement avec le modèle de gain analytique : en considérant l'ensemble des énergies mesurées ou en ne considérant que les hautes énergies, soit l'intervalle [8 - 12 keV]. Les différences en terme de résultats obtenus sont inférieures à 2% et pour la plupart à 0,5%. Les intervalles de confiance à 95% sur  $\epsilon_e$  sont plus faibles en ne considérant que les hautes énergies (0,6% en moyenne) que toute la gamme mesurée (1,2 % en moyenne). Les  $\chi^2$  des ajustements sont aussi excellents et légèrement meilleurs à haute énergie. Par la suite, seuls les ajustements à haute énergie sont considérés. Ainsi une comparaison sera possible avec le modèle linéaire de gain employé au paragraphe B.3.1 sur les mesures entre 8 et 12 keV.

### B.3.2.ii Résultats de la modélisation

Le tableau IV.6 résume les résultats obtenus par la modélisation analytique et par le modèle de gain linéaire (voir paragraphe B.3.1) pour les valeurs d'efficacité de collection de charges de la couche épitaxiale. Il résume aussi les valeurs de  $n_{dead}$  obtenues par le modèle linéaire. Pour chaque passivation, la valeur de  $n_{dead}$  déterminée par la simulation CASINO est la moyenne du nombre d'électrons perdus dans la couche morte pour des énergies variant entre 8 et 12 keV.

Véhicule de test	Modèle analytique		Modèle linéaire		$n_{dead}$	
	$\epsilon_e$ [%]	$\chi^2$	CCE [%]	$R^2$	Modèle linéaire	CASINO
Passivation A V1	46	0,9983				
Passivation A V2	91	0,9998	91	0,9998	2	0
Passivation B V1	91	0,9754				
Passivation B V2	87	0,9992				
Passivation B V3	94	0,9999	94	1	42	58
Passivation C V1	97	0,9997	100	0,9999	134	84
Passivation C V2	90	0,9998				
Passivation E V2	31	-1,1508	13	0,9713	-4309	45
Passivation F	68	0,9972	69	0,9972	43	65

TABLE IV.6 – Tableau de comparaison des résultats en terme d’efficacité de collection de charges de la couche épitaxiale et d’électrons perdus dans la couche morte.

### B.3.3 Interprétation des résultats des mesures de gains à haute énergie

En terme d’efficacité de collection de charges, la corrélation entre les deux modèles est très bonne, exceptée pour la passivation E. Toutefois, peu de confiance est accordé à l’ajustement sur le modèle analytique, puisque le  $\chi^2$  est mauvais dans ce cas. Le modèle analytique converge donc vers le modèle linéaire, pourtant établi de manière distincte. Ce dernier est macroscopique et est fondé sur un bilan des charges générées hors ou dans la couche morte. Il utilise le fait que le nombre de charges générées dans la couche morte est constant en fonction de l’énergie  $E_0$  de l’électron primaire, selon des simulations Monte-Carlo. Le deuxième modèle utilise un modèle analytique de dépôt d’énergie puis établit un bilan des charges générées dans différentes couches.

Le modèle linéaire de gain permet de déterminer un nombre d’électrons  $n_{dead}$  perdus dans la couche morte. Tout d’abord, une anomalie est constatée sur cette valeur pour la passivation E ; en effet cette valeur est négative et donc ne relève pas d’un phénomène lié à la collection des électrons secondaires. Toutefois, pour les autres passivations, la tendance montrée par les valeurs de  $n_{dead}$  est en accord avec les analyses physico-chimiques de type SIMS de ces couches de passivations. La passivation A ne présente pas de couche morte. Les passivations B et F ont des couches mortes d’épaisseur comparable (15 et 18 nm) et la passivation C a une couche morte de 26 nm. Cette méthode de détermination du nombre d’électrons perdus dans la couche morte est donc suffisamment fine pour quantifier un nombre d’électrons inférieur à 50 et permet ainsi de corroborer des résultats obtenus par des méthodes simulatoires et par caractérisations physico-chimiques. Les ordres de grandeurs sont respectés ainsi que la hiérarchie des passivations en terme de pertes dans la couche morte, à haute énergie. Le modèle linéaire de gain à haute énergie est donc pertinent. Il est remarqué que le nombre d’électrons perdus dans la couche morte est faible devant le nombre d’électrons secondaires collectés. Ainsi l’effet de la couche morte est négligeable à haute énergie et n’influence pas les performances sur le gain des différentes couches de passivations. A plus faible énergie, à partir de 3 keV, lorsque la part des élec-

trons générés dans la couche morte devient importante, ces pertes auront plus d'impact sur les performances des différentes passivations.

La confiance dans le modèle analytique, quant aux valeurs de  $\epsilon_e$ , permet de comparer les différents véhicules de test d'une même passivation en terme d'efficacité de collection de charges de la couche épitaxiale. La répartition de ces valeurs selon les passivations respecte la hiérarchie des passivations en terme de gain sur Q49. En effet, les passivations B et C présentent de bonnes performances suivant cette grandeur, suivies de la passivation A puis F et enfin E. Une telle différence de performances en terme d'efficacité de collection de charges est remarquable. Or, le seul paramètre qui diffère entre les véhicules de test est la technologie de passivation de la face arrière. Ce facteur est donc la cause des différences d'efficacité de collection de charges. Il était attendu, a priori, que celles-ci ne discriminent pas les passivations dans cette gamme d'énergie et que le rôle de la passivation était modéré à haute énergie. En effet, les électrons secondaires sont générés en majorité dans la couche épitaxiale à une profondeur pouvant atteindre  $2 \mu\text{m}$ ; cet effet est attribué à l'effet miroir des couches de passivation, décrit au chapitre I, section C.2.4. Comme la couche épitaxiale mesure  $8 \mu\text{m}$  d'épaisseur, les électrons sont générés plus près de la couche active que des diodes de collection. La probabilité qu'un électron secondaire atteigne la couche active est donc plus forte que celle d'atteindre les diodes de collection. Pour cette raison l'effet miroir joue un grand rôle et discrimine les passivations en terme de gains de collection dans cette gamme d'énergie. Ce résultat peut s'extrapoler à plus basse énergie, puisque la part des électrons générés dans la couche épitaxiale reste majoritaire jusqu'à environ  $3,5 \text{ keV}$ . En conséquence, il est déduit que l'effet miroir de la passivation C est supérieur à celui de la passivation B, lui même supérieur à celui de la passivation A. L'effet miroir des passivations F et E est nettement plus faible.

Il est donc possible de déduire qu'à haute énergie, la performance la plus déterminante sur le gain est l'efficacité de collection de charges de la couche épitaxiale. Mise à part la géométrie des diodes de collection, cette grandeur peut être optimisée par une couche de passivation adéquate qui induit un effet miroir très variable suivant les techniques de passivation. Par exemple, l'efficacité de collection de charges de la passivation A varie d'environ 50% entre le moins bon et le meilleur véhicule de test, de même que le gain de collection à  $12 \text{ keV}$  sur Q49, comme vu au paragraphe B.1.1. Pour les véhicules de test des passivations B et C, les performances en terme de CCE de la couche épitaxiale sont proches, de même que leurs gains, comme il a été montré au paragraphe B.1. Il est donc possible d'affirmer que le choix de la technologie d'implantation est critique et la pierre angulaire d'un bon SNR dans le cas du capteur CMOS irradié en face arrière par des électrons dans cette gamme d'énergie. De plus, ce résultat peut être extrapolé à l'imagerie visible en face arrière, étant donné la similitude des longueurs moyennes d'absorption du photon et de pénétration de l'électron dans ces deux cas. En effet, les électrons primaires ayant une énergie initiale  $E_0$  de  $12 \text{ keV}$  ont tous perdus leur énergie à  $2 \mu\text{m}$  de profondeur. Cette profondeur est comparable avec la longueur moyenne d'absorption des photons de la bande spectrale du visible.

Ces résultats sont à comparer avec certains résultats des analyses physico-chimiques des passivations, ainsi qu'avec les résultats obtenus en terme d'homogénéité au paragraphe B.1.7. Il a été vu que le dopage de la passivation A n'était pas totalement activée élec-

triquement, ce qui induit un champ électrique de la couche active moins fort et donc un effet miroir moins efficace que pour une activation totale. Toutefois la mesure ECV qui permet de déterminer l'activation du dopage n'a été effectuée qu'une seule fois. Comme la passivation A présente des inhomogénéités de gains, il est probable que cette mesure a été effectuée sur une partie peu activée. Le véhicule de test 2 de cette passivation serait donc mieux activé que l'analyse précédemment présentée puisqu'il présente des gains comparables aux passivations B et C dont le dopage est activé à 100%. Pour la passivation F, aucune analyse de type ECV n'a été effectuée. L'activation électrique du dopage de la passivation E a été mesuré à 100%. En effet, d'après la cartographie des événements sur la matrice présentée par la figure IV.26, le véhicule de test présente des zones qui répondent mieux que d'autres. Il est donc probable que la mesure d'activation a été effectuée dans une telle zone. Ainsi, les analyses SIMS et ECV, du fait de leur ponctualité, ne révèlent pas suffisamment l'homogénéité des couche de passivations.

## B.4 Étalement de la charge

### B.4.1 Courbes de gains en fonction des groupements de pixels

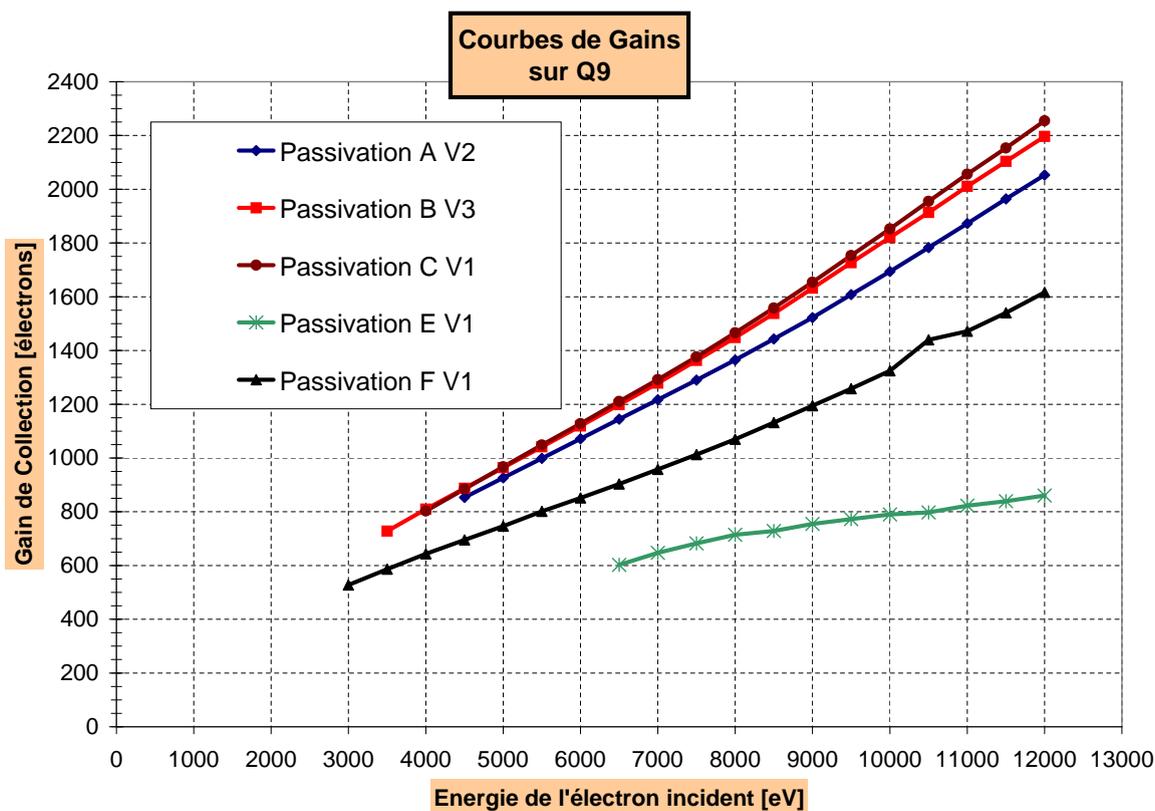


FIGURE IV.35 – Courbes de gains des différentes passivations sur le groupement de pixel Q9.

Une première façon de caractériser l'étalement de la charge issue d'un électron primaire est de considérer les courbes de gains sur les différents groupements de pixels. Les

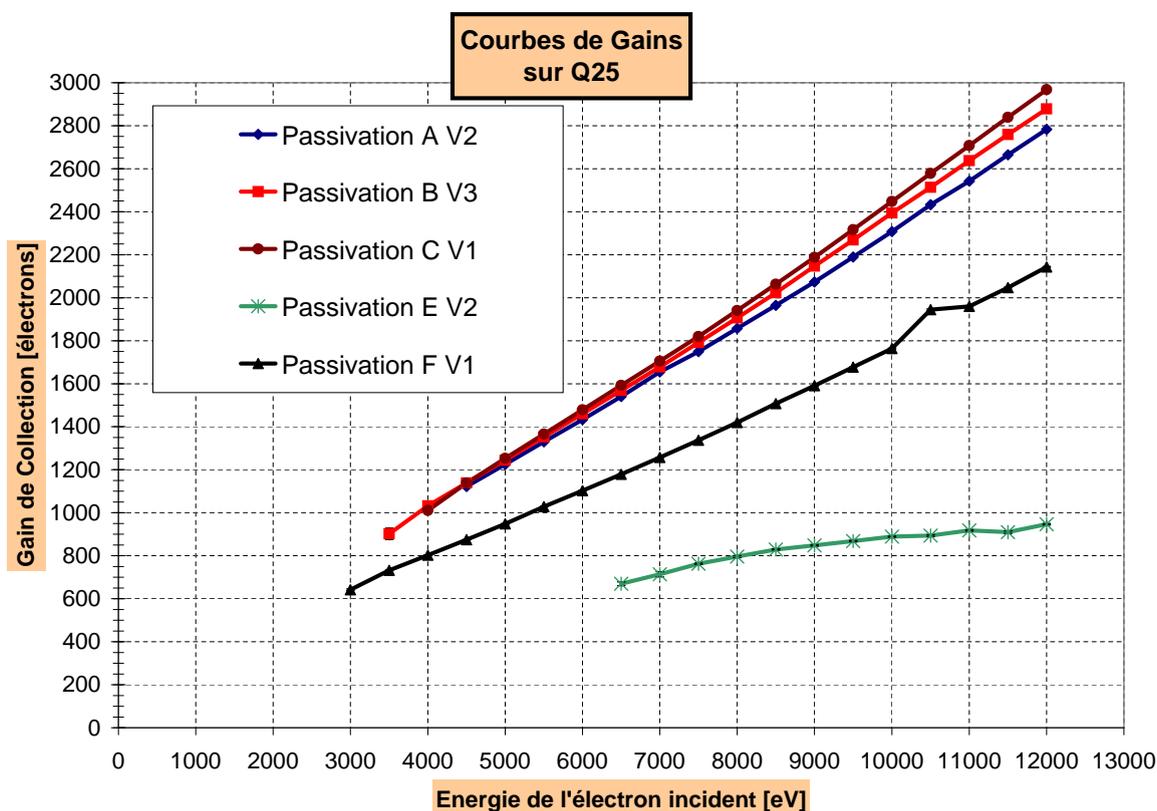


FIGURE IV.36 – Courbes de gains des différentes passivations sur le groupement de pixel Q25.

figures IV.35 et IV.36 présentent les courbes de gain sur les groupements de pixels Q9 et Q25. Les figures IV.29 et IV.34 qui montrent aussi les courbes de gains des passivations sur différents groupements de pixels ont déjà été présentées précédemment (respectivement aux paragraphes B.2 et B.3). Sur ces quatre figures, les passivations B et C ont toujours des gains supérieurs aux autres passivations. En considérant les gains sur le pixel siège de la figure IV.29, la passivation A présente un gain de collection proche de celui de la passivation F, à haute énergie. Puis, sur Q9 et Q25, les performances de la passivation A, en terme de gains de collection, sont nettement meilleures que celles de F ; enfin sur Q25, la passivation A est quasiment aussi bonne que les passivations B et C. Cette évolution indique que la passivation A induit un étalement de la charge plus important que les passivations B et C. La couche de passivation A est donc moins directive. D'autre part, la passivation F induit des gains moins élevés sur tous ces groupements de pixels car la couche active ne redirige pas assez efficacement les électrons secondaires ayant une mauvaise direction vers les diodes. Les pertes hors couche morte sont importantes.

#### B.4.2 Efficacité de collection de charges globale

Il est ici utile de définir une grandeur, appelée efficacité de collection de charges globale (CCEG, **C**harge **C**ollection **E**fficiency **G**lobale), comme le rapport du gain de

collection sur un groupement de pixels sur le gain de multiplication moyen, soit  $E_0/3,6$ . Cette grandeur est une normalisation du gain de collection par le nombre d'électrons disponibles après multiplication et avant diffusion. Cette efficacité de collection de charges globale diffère de la définition de la grandeur CCE vue au chapitre III (voir C.3). La CCE correspond, dans le cadre du modèle linéaire, au rapport du nombre de charges collectées sur le nombre de charges générées hors couche morte. Cette dernière se calcule par régression linéaire de la courbe de gain à haute énergie, comme effectué au paragraphe B.3.1.

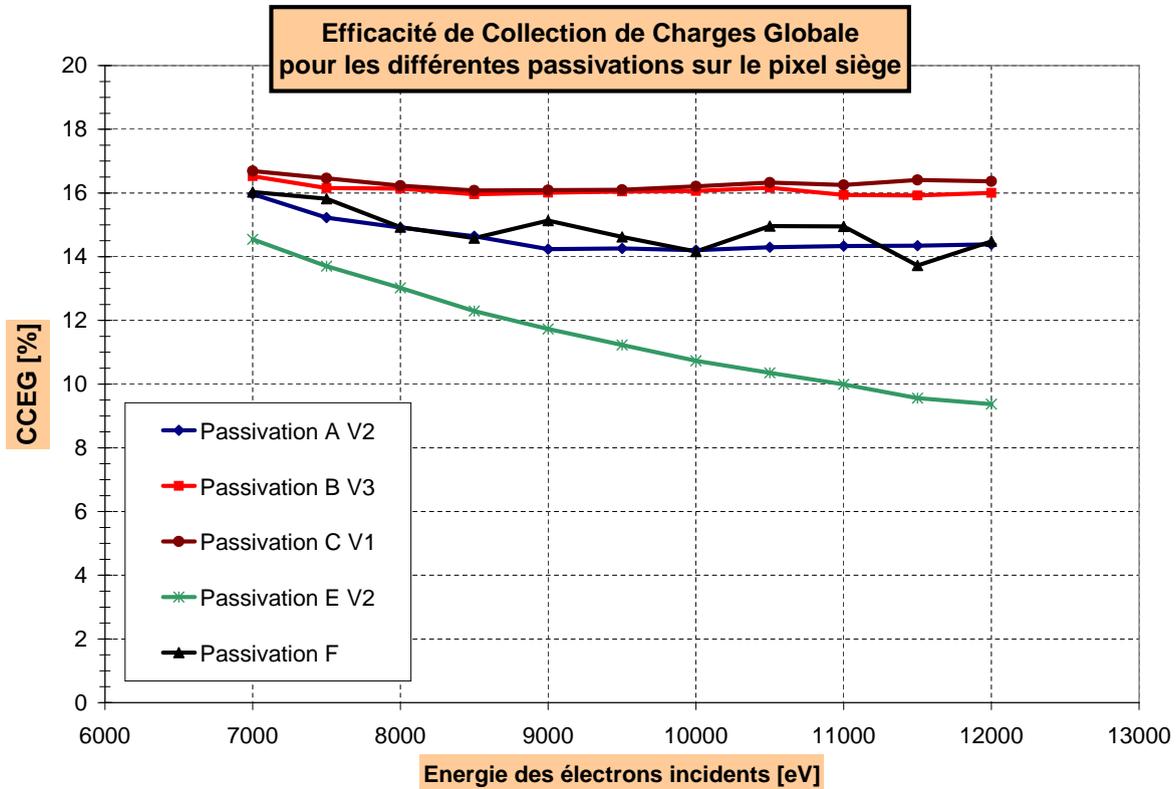


FIGURE IV.37 – Courbes pour les 5 passivations de l'efficacité de collection de charges globale sur le pixel siège en fonction de l'énergie incidente  $E_0$ .

La figure IV.37 présente pour les 5 véhicules de test retenus les courbes d'efficacité de collection de charges globales sur le pixel siège. Pour les 4 meilleures passivation A, B, C et F, la courbe est constante dans la gamme d'énergie [7 - 12 keV]. Environ 14 à 17% des électrons secondaires générés en moyenne sont collectés par le pixel siège. La courbe de CCEG relative à la passivation E est décroissante. La figure IV.38 présente la CCEG sur le groupement de pixels Q49 pour les 5 passivations. Cette grandeur représente le nombre total d'électrons secondaires collectés par les diodes sur le nombre d'électrons secondaires générés en moyenne. La CCEG sur ce groupement de pixels croît au fur et à mesure que l'énergie incidente  $E_0$  diminue. Pour les passivations A à C, l'efficacité de collection de charges globale sur Q49 vaut entre 90 et 96%. La courbe de CCEG de la passivation E est décroissante. Les mêmes allures de courbes pour les 5 passivations sont constatés sur les

courbes de CCEG sur Q9 et Q25, non présentées ici : constance à haute énergie pour A, B, C et F, décroissance pour la passivation E et légère pollution due au seuil de détection entre 3,5 et 7 keV.

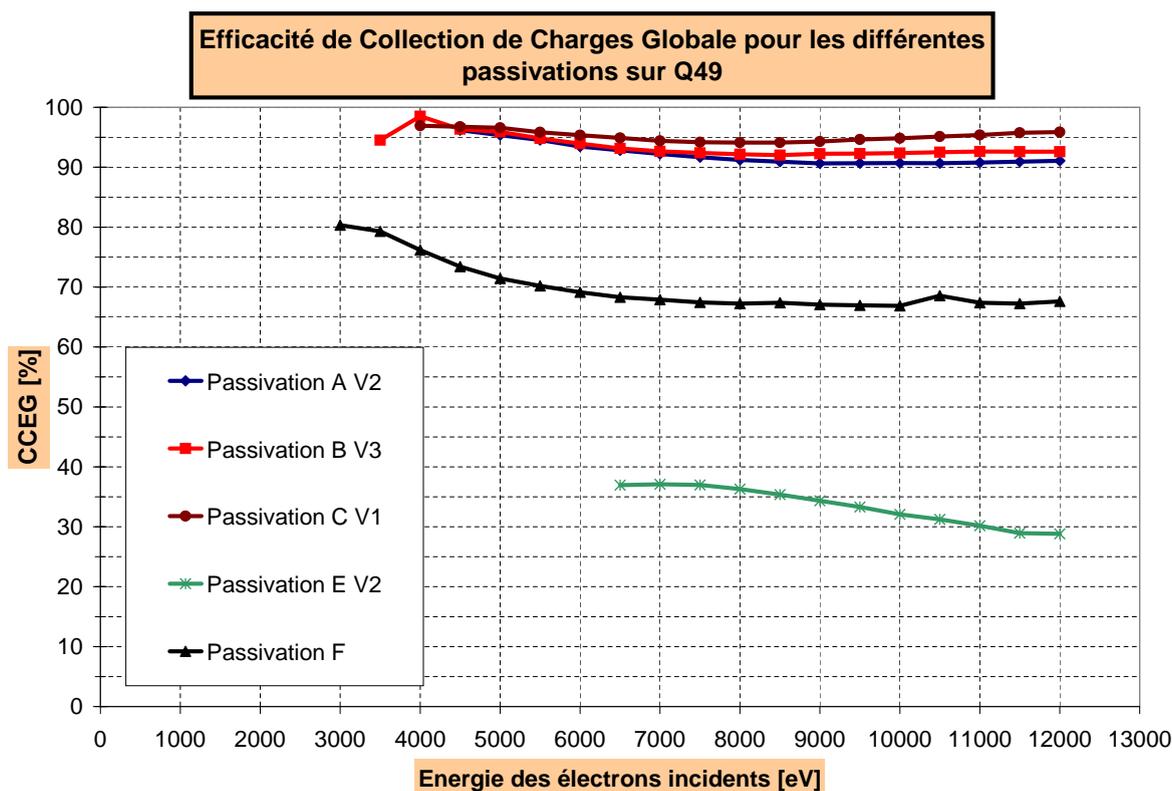


FIGURE IV.38 – Courbes pour les 5 passivations de l'efficacité de collection de charges globale sur Q49 en fonction de l'énergie incidente  $E_0$ .

La légère décroissance de CCEG, quand l'énergie croît, sur tous les groupements de pixels pour la passivation E est inférieure à 10%. Cette décroissance est donc négligeable.

Les valeurs de CCEG à faible énergie et pour tous les groupements de pixels sont très légèrement contaminées par le problème de détection, de l'ordre de 5% sur Q49. En effet, seuls des événements particuliers arrivent, à faible énergie, à dépasser le seuil de détection. Ces événements correspondent à des photoélectrons dont l'impact est centré sur le pixel siège, ou encore à une pénétration de ceux-ci supérieure à la moyenne, ou bien à des photoélectrons ayant généré plus d'électrons secondaires que la moyenne. Ces événements ont une meilleure efficacité de collection de charge globale que la moyenne. Ce phénomène est évité à plus haute énergie, puisque le seuil de détection de  $5\sigma$  est largement dépassé.

Le comportement constant de ces courbes s'explique en considérant que dans cette gamme d'énergie, plus de 80% de l'énergie est déposée dans la couche épitaxiale, donc hors de la couche de passivation. Par exemple, à 12 keV, la pénétration moyenne maximale des

	Passivation A	Passivation B	Passivation C	Passivation F
CCE [%]	91	94	100	69
CCEG Q1 [%]	14	16	16	15
CCEG Q9 [%]	61	66	67	48
CCEG Q25 [%]	83	86	88	64
CCEG Q49 [%]	91	92	95	67

TABLE IV.7 – Tableau de comparaison des résultats en terme d’efficacité de collection de charges globale pour les différents groupements de pixels et différentes passivations ainsi que les efficacités de collection de charges de la couche épitaxiale.

électrons primaires est de  $2 \mu\text{m}$ , comme présenté au chapitre II, section B.1.3. Ainsi la collection des charges ne dépend pas de la profondeur à laquelle elles sont générées, une fois la couche de passivation dépassée.

Le tableau IV.7 résume les valeurs de CCEG sur les différents groupements de pixels pour les passivations A, B, C et F, ainsi que les valeurs de CCE calculés par l’ajustement au modèle linéaire du gain sur l’intervalle [8 - 12 keV] (voir paragraphe B.3.1). Les valeurs de CCEG de ce tableau sont calculées comme la moyenne des CCEG pour une passivation et pour un groupement de pixels sur l’intervalle [8 - 12 keV].

Ce tableau indique que la quasi totalité des électrons secondaires générés en moyenne a été collectée pour les passivations A à C. C’est à peu près la charge générée hors couche de passivation dans cette gamme d’énergie, selon la figure 1 présentée en annexe. Un résultat de simulation est donc retrouvé par l’expérience : le nombre d’électrons générés dans la couche morte, soit  $n_{dead}$ , est constant à haute énergie, au moins dans la gamme [8 - 12 keV]. Ce résultat expérimental valide donc a posteriori une hypothèse du modèle linéaire du gain.

L’efficacité de collection de charge globale sur Q49 est toujours inférieure à l’efficacité de collection de charge calculée sur le même groupement de pixels. Or, d’après la définition de ces grandeurs, rappelée en début de paragraphe, CCEG est toujours inférieure ou égal à CCE, ce qui est bien vérifié ici.

La collection de la couche épitaxiale et donc l’effet miroir des couches de passivations sont donc quasi parfaits pour les procédés A à C. Les pertes par recombinaisons sont limitées en volume. La passivation F culmine à 68%. Or sa couche de passivation est comparable en épaisseur à la couche de passivation C, d’après les analyses SIMS de ces passivations, présentées au chapitre I, section C.2.3. Il est donc possible de faire l’hypothèse d’une mauvaise activation du dopage. En effet, l’effet miroir de cette passivation est peu performant, comme démontré au paragraphe B.3. La couche active de la passivation F ne permet pas de repousser efficacement les électrons qui se dirigeraient vers la surface. La passivation E ne présente que des courbes de CCEG croissantes quand l’énergie des électrons primaires  $E_0$  décroît, quel que soit le groupement de pixels considéré. Pourtant cette passivation semblait, a priori prometteuse, puisque sa couche morte est inférieure à

10 nm. Le nombre de pertes augmente donc avec l'énergie incidente  $E_0$ . Ce constat sera expliqué ultérieurement.

### B.4.3 Partage de charges entre pixels

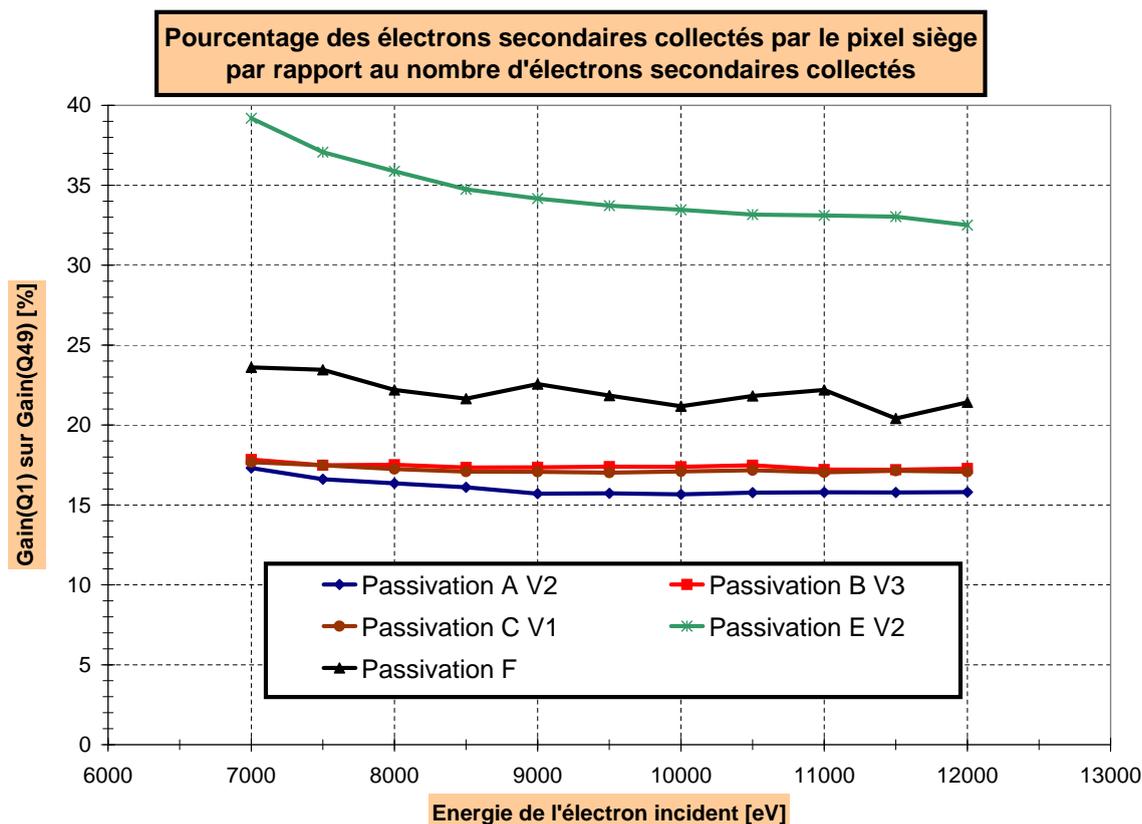


FIGURE IV.39 – Pourcentage de la charge collectée sur le pixel siège par rapport à la charge totale collectée, en fonction de l'énergie incidente  $E_0$  pour les véhicules de test retenus.

Certaines applications utilisant un dispositif aminci et irradié en face arrière requièrent que le partage de charges soit le plus faible possible entre le pixel siège et les pixels voisins. Ces applications ont été présentées au chapitre I et sont comprises dans un cadre plus large que l'irradiation électronique. En particulier l'imagerie visible par illumination photonique en face arrière requiert que la plus grande part des charges collectées soient concentrées sur le pixel central pour éviter le phénomène de diaphonie qui dégrade fortement la résolution spatiale du capteur. Comme la pénétration des électrons dans la partie haute de notre gamme d'énergie est de l'ordre du micron, l'irradiation électronique reproduit l'absorption moyenne dans le Silicium des photons dans le domaine du visible.

Il est donc intéressant de tracer la part des électrons collectés sur le pixel siège par rapport au nombre total d'électrons collectés. Pour cela le rapport des gains sur Q1 et sur Q49 est tracé en fonction de l'énergie incidente  $E_0$  sur la figure IV.39. Les passivations

A, B et C ont un partage de charges constant et compris entre 15 et 17%. Ce résultat est cohérent avec le comportement constant des CCEG sur Q1 et Q49. En effet le rapport des gains Q1 sur Q49 équivaut au rapport de CCEG sur Q1 et Q49. La moins bonne directivité de la passivation A est constaté sur cette courbe.

La passivation F induit une collection des charges d'environ 23% sur le pixel siège. Toutefois, il a été vu précédemment que le nombre de charges totales collectées est plus faible pour cette passivation par rapport à A, B et C. La bonne performance de la passivation F en terme de directivité et de partage de charges n'est donc que relative. Grâce à cette courbe, pour la passivation F, il est possible de faire l'hypothèse que les électrons secondaires collectés sont ceux qui ont une direction initiale favorable à leur collection, c'est-à-dire ceux qui se dirigent dans la bonne direction ou encore ceux qui ne subissent, au cours de leur diffusion, aucune interaction avec la couche de passivation. Comme cette passivation présente un mauvais effet miroir, les électrons se dirigeant vers la surface ne sont pas ou mal redirigés et se recombinent en surface. Cette hypothèse explique les mauvaises performances de cette passivation.

La passivation E a un partage de charge décroissant en fonction de l'énergie incidente  $E_0$ . Cette décroissance est à lier avec la décroissance de l'efficacité de collection de charges globale sur tous les groupements de pixels en fonction de l'énergie pour cette passivation. La même hypothèse que pour la passivation F est invoquée pour expliquer sa bonne performance apparente en terme de directivité.

## B.5 Opportunité de la préamorphisation au Germanium

### B.5.1 Résultats expérimentaux

Les procédés de passivation D et E, qui contiennent tout deux une étape de préamorphisation au Germanium avant implantation des atomes de Bore, semblaient prometteurs à la vue de l'analyse physico-chimique de ces couches de passivation ; la préamorphisation permet en effet un meilleur contrôle de l'épaisseur de la couche morte, inférieure à 10 nm. L'activation du dopage a été mesurée à 100% pour ces procédés. Toutefois, il est notable que cette mesure a été effectuée en un seul point de la matrice pour un seul véhicule de test de chaque technique D et E. Mais, la caractérisation par la méthode de l'événement unique révèle un seuil important en énergie pour la passivation D, supérieur à 12 keV ; le gain de la passivation E est faible et inhomogène entre véhicules de test et sur une même matrice. La cartographie des événements sur la matrice matérialise l'inhomogénéité du recuit laser de ce procédé. Ces constats sont donc inexplicables par les analyses SIMS et ECV. De plus, cette passivation induit un effet miroir peu efficace. Ainsi seuls les électrons qui n'interagissent pas avec la couche de passivation, donc les électrons se dirigeant toujours vers les diode de collection au cours de leur diffusion, sont collectés.

### B.5.2 Comparaison des deux types de caractérisations

Les mauvaises performances sur le gain de collection de ces passivations avec préamorphisation au Germanium n'ont pas été révélées par la caractérisation à fort flux

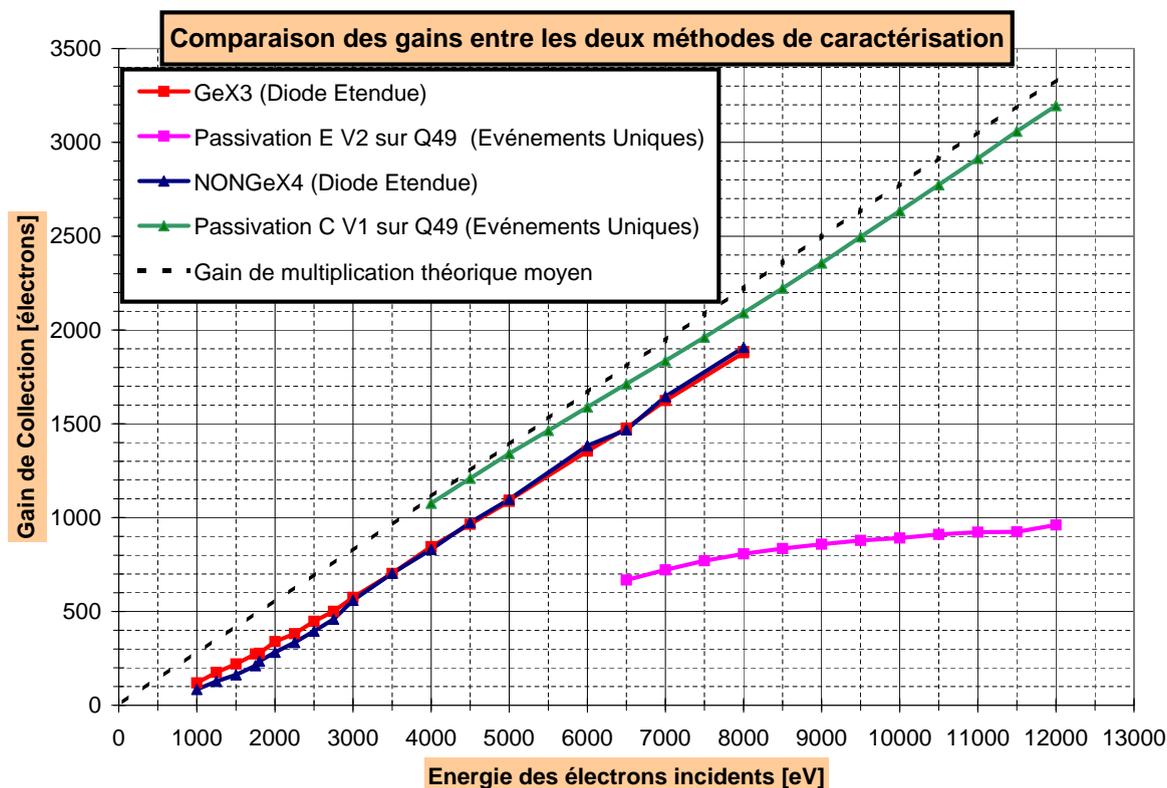


FIGURE IV.40 – Comparaison des courbes de gain obtenues par l'expérience en événement unique et l'expérience sur diode étendue.

électronique sur diodes étendues, présentée au chapitre III. Dans le cadre de cette expérience, l'échantillon GeX3 présente une passivation sur substrat  $N$  suivant le même procédé que la passivation E sur la couche épitaxiale dopée  $P$ . Ce même lien se retrouve pour les passivations C et NONGeX4, qui n'incluent pas d'étape de préamorphisation. La figure IV.40 superpose les courbes de gains sur Q49 de l'expérience en événement unique avec celles de l'expérience sur diode étendue, relatée au chapitre III pour ces 4 types de véhicule de test. La courbe en pointillé de cette figure représente le gain de multiplication en fonction de l'énergie des électrons primaires  $E_0$ , comme limite physique supérieure du gain de collection.

Ces deux expériences ont quelques points de mesure en énergie incidentes  $E_0$  similaires. La figure IV.41 présente les différences de gains entre, d'une part C V1 et NONGeX4 et d'autre part E V2 et GeX3, puis entre NONGeX4 et GeX3.

Les différences observées entre GeX3 et la passivation E s'expliquent en considérant que les phénomènes physiques mis en jeu dans les deux caractérisations sont différents. En effet, lors de l'irradiation des diodes étendues, tout électron secondaire généré dans la zone dopée  $N$  ou atteignant cette zone dopée est collecté et comptabilisé dans le courant de sortie; il participe donc au gain. Au contraire, un électron généré dans la couche épitaxiale (équivalent de la zone  $N$ ) ou atteignant cette zone dans la méthode de caractérisation en événement unique n'est pas automatiquement collecté puisqu'il peut au hasard de sa

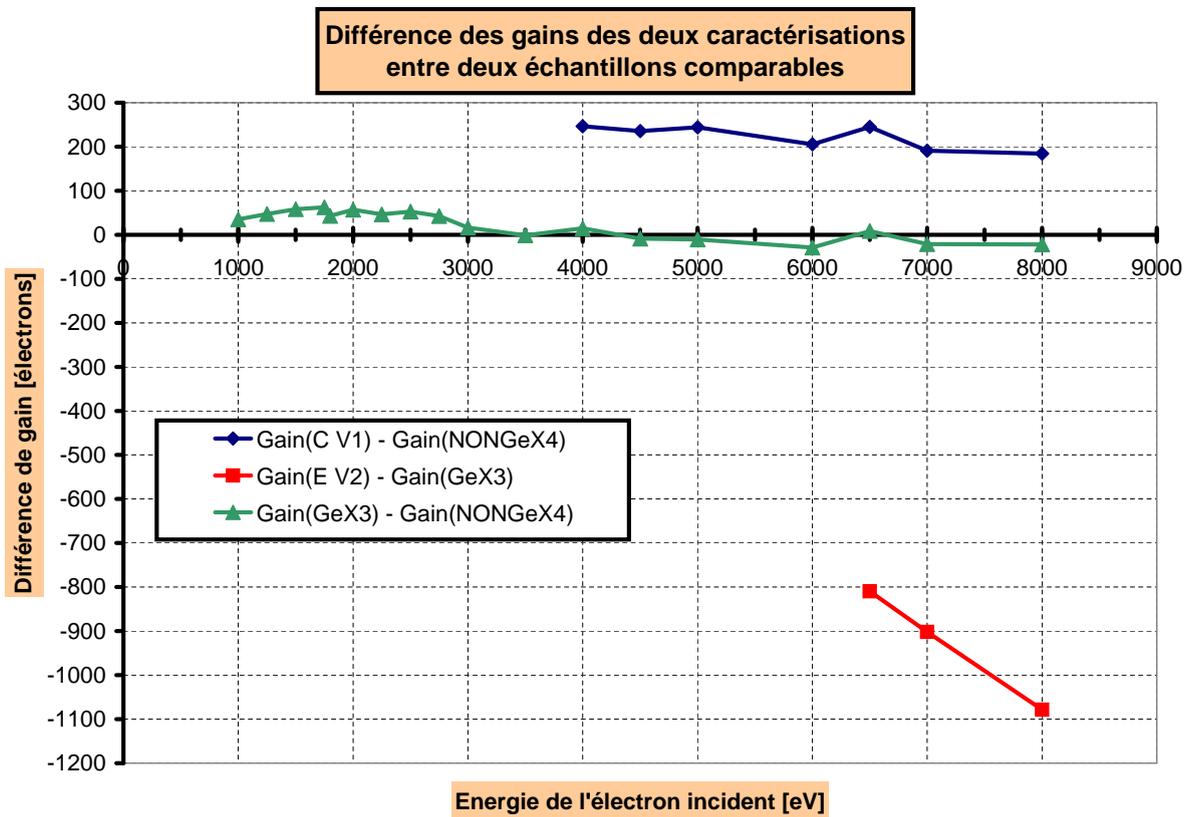


FIGURE IV.41 – Différence de gains des deux expériences pour les véhicules de test ayant la même passivation.

diffusion se rediriger vers la surface. L'effet miroir n'est donc pas mis en évidence par le premier type de caractérisation. La collection est aussi idéalisée par cette mesure. Cela explique l'incapacité de ce type de dispositif à détecter les mauvaises performances de la passivation E à haute énergie. Pour l'expérience présentée au chapitre III, l'activation des dopants n'est ainsi pas révélée.

La passivation C a, dans cette gamme d'énergie, un gain supérieur de 250 électrons à NONGeX4. Cette différence a tendance à légèrement diminuer quand l'énergie augmente. Comme toute charge générée dans la zone N est collectée, il serait attendu que NONGeX4 présente un meilleur gain que la passivation C. Certes, cette dernière induit une excellente collection de charge dans la couche épitaxiale, mais les électrons générés dans cette zone peuvent subir des recombinaisons. D'autre part, étant donné les ordres de grandeurs, cette différence n'est pas attribuable au problème du seuil à  $5\sigma$  expliqué précédemment, qui surestimerait le gain sur Q49 dans cette gamme d'énergie.

Une première hypothèse pour expliquer cette différence consiste à invoquer les différences entre les deux expériences : ordre de grandeur du flux d'électrons incidents, dispositifs, moyen de mesures des signaux...

Il est néanmoins notable que cette différence gains est comparable au nombre d'électrons générés dans la couche active dans cette gamme d'énergie, selon la figure II.15, présentée au chapitre II, section C.3.2. Selon les simulations CASINO effectuées, dans la gamme d'énergie [4 - 8 keV], respectivement entre 130 et 60 électrons secondaires sont générés dans la couche active. De plus, selon le modèle linéaire du gain à haute énergie, l'efficacité de collection de charges après couche morte, CCE, n'est pas totale pour l'expérience sur diode étendue, mais plutôt de 97%, selon la figure III.18 du chapitre III, section C.3. Des pertes ont lieu lors de la diffusion des charges secondaires. Or le modèle linéaire de gain suppose que tous les électrons générés dans la couche morte sont perdus par recombinaison de surface. De plus, les charges générées dans la zone dopée  $N$  des diodes sont automatiquement collectées. Ces pertes doivent donc être attribuées à des électrons générés dans la couche active. L'écart de 3% correspond exactement, à 8 keV, au nombre d'électrons générés dans la couche active par rapport au nombre d'électrons générés dans la couche épitaxiale. A 5 keV, ce rapport est de 9% environ. 5 keV est la limite basse de la régression linéaire effectuée sur les courbes de gains obtenues par l'expérience sur diode étendue comme présenté au chapitre III, section C.3.

En faisant le lien entre simulations CASINO, caractérisation sur diode étendue et en événement unique, il est ainsi permis de faire l'hypothèse que l'écart à la CCE de 100% dans la première caractérisation d'une part, et les différences de gains de collection entre les deux types de caractérisation d'autre part, mettent en évidence l'absence d'effet tobogan dans la caractérisation à fort flux sur diode étendue. Comme présenté dans le chapitre I section C.2.4, l'effet tobogan caractérise l'effet du champ électrique favorable de la couche active sur les électrons générés dans cette même couche. En son absence, une partie des électrons générés dans la couche active diffuseraient aléatoirement vers la zone dopée  $N$  où ils participeraient au gain de collection et une autre partie diffuserait vers la surface où ils se recombineraient. Des simulations du dispositif en éléments finis intégrant l'équation de Poisson pourraient mettre en évidence ce phénomène et confirmer l'hypothèse.

La passivation GeX3 (équivalente à la passivation E) est meilleure à faible énergie que la passivation NONGeX4 (équivalente à la passivation C), comme le montre la figure IV.41. A faible énergie, le rôle de la couche de passivation devient important puisqu'une grande part des électrons y sont générés. Cette meilleure performance de l'échantillon GeX3 s'explique par la plus fine couche morte des passivations au Germanium. En effet, d'après CASINO, il y a un écart d'environ 100 électrons générés dans la couche morte, dans la gamme d'énergie [1 - 3 keV], entre la passivation NONGeX4 et GeX3. Ce même écart se retrouve sur la figure IV.41.

### B.5.3 Interprétation des résultats pour les passivations avec préamorphisation

La passivation E a un mauvais effet miroir imputable à une mauvaise activation des dopants. Le recuit dans le cas d'une préamorphisation au Germanium doit donc être plus intense. Mais ce résultat ne suffit pas entièrement à expliquer l'ensemble des constatations pour les passivations D et E, notamment le seuil de détection en énergie très élevé des

deux véhicules de test de la passivation D. En effet, à 12 keV, les électrons sont pour la plupart générés loin de la couche de passivation. Le bruit de lecture du capteur CMOS est de 40 électrons RMS ; comme le seuil de détection sur le pixel siège est de  $5\sigma$ , il faut un paquet de charges supérieur à 200 électrons sur le pixel siège pour créer un événement. Cela signifie donc qu'à 12 keV, moins de 200 électrons sont collectés par le pixel siège pour la passivation D.

Les défauts cristallins de type fin de course, évoqués au chapitre I section C.1.1.iii, sont situés en profondeur, sous la couche de passivation. Cela est cohérent avec les observations effectuées lors de l'expérience sur diode étendue. Ils occasionnent de nombreuses recombinaisons avec les porteurs de charges, dégradant ainsi les performances de la jonction  $P^+/P$ . Ces défauts fin de course sont très difficiles à résorber par un recuit d'activation, ce qui peut expliquer la matérialisation des traces de recuit laser sur les cartographies des événements de la passivation E. Outre l'hypothèse de la mauvaise activation des dopants, la présence d'une fine couche de défauts cristallins sous la couche de passivation pourrait expliquer la mauvaise performance en terme d'effet miroir des passivations au Germanium.

## C Conclusion du chapitre

La caractérisation en événement unique présentée ici est fondée sur la détection des événements liés aux photoélectrons. Le seuillage adopté à  $5\sigma$  permet de s'affranchir de la majeure partie du bruit temporel des pixels. Les résultats expérimentaux ainsi obtenus permettent, par ajustement gaussien, de déduire un gain de collection moyen, sur différents groupements de pixels, pour une énergie  $E_0$  donnée. La précision est de l'ordre de quelques électrons. Toutefois, à cause du seuil de détection adopté et du bruit relativement élevé de l'imageur CMOS employé, les mesures à faible énergie sont impossibles. Abaisser le seuil de détection est une solution possible mais n'a pas été envisagée ici à cause d'une anomalie du circuit de lecture CMOS qui induit une double lecture d'une partie des charges collectées. Cette double lecture a toutefois été corrigée en majeure partie lors de la phase de post-traitement.

A haute énergie, les électrons sont générée majoritairement dans la couche épitaxiale. L'effet miroir de la couche de passivation influence donc fortement le gain de collection dans cette gamme d'énergie. Comme cet effet dépend du recuit d'activation, l'efficacité de cette étape du procédé de passivation a été caractérisée. Il a tout d'abord été déterminé que les passivations A, E et F présentaient des inhomogénéités de recuit laser. Les technologies de passivation B et C semblent mieux recuites à la vue des quelques véhicules de test mesurés. En terme de gains, les meilleures passivations, à haute énergie, sont les passivations B et C suivies de la passivation A. par ailleurs, la charge collectée par un carré de 7 pixels de côté représente plus de 90% de la charge moyenne générée pour ces passivations. Elles induisent aussi un partage de charges le plus faible entre pixels autour d'un événement. Les passivations F et E ne sont pas suffisamment activées pour donner de bonnes performances à haute énergie. L'apport du Germanium est néfaste sur le gain de collection, car l'effet miroir est quasi nul pour ce type de passivation (D et E).

Passivation	A	B	C	D	E	F
Préamorphisation	Non	Non	Non	Oui	Oui	Non
$z_m$ [nm]	0	15	26	8	9	18
$t_a$ [nm]	71	10	20	14	11	24
Homogénéité	Non	Oui	Oui	Oui	Non	Non
Directivité	Moyenne	Bonne	Bonne	Nulle	Apparente	Apparente
Effet miroir	Bon	Excellent	Excellent	Nul	Nul	Faible
CCE	91	94	97		31	68
$n_{dead}$	2	42	134			43

TABLE IV.8 – Tableau de résumé des performances de chaque passivation.

L'ensemble des résultats de cette caractérisation est résumé avec le tableau IV.8. Ces résultats peuvent être extrapolés à l'imagerie visible, car l'absorption moyenne des photons dans la bande spectrale du visible est comparable avec la pénétration moyenne des électrons dans la gamme d'énergie [7 - 12 keV].

A plus faible énergie, en dessous de 3 keV, d'autres effets seraient mis en évidence par l'expérience en événement unique. En effet, la part des électrons générés dans les couches actives et mortes serait plus importante. Le gain serait alors plus sensible aux épaisseurs de ces différentes couches. Comme la passivation A ne présente pas de couche morte, elle serait alors pressentie comme la plus performante à faible énergie, à condition que l'activation de son dopage soit maîtrisée.

Sur le plan de la méthode de caractérisation, il a été démontré la convergence sur les valeurs d'efficacité de collection de charges des modèles linéaires et analytiques du gain de collection par confrontation avec les résultats expérimentaux. En comparant les gains obtenus par les deux méthodes expérimentales présentées, aux chapitres III et IV, il a été démontré l'incapacité de la mesure de gains par irradiation des diodes étendues à fort flux à mettre en évidence les mauvaises performances des passivations avec Germanium.

# CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVE

LES CAPTEURS CMOS amincis à moins de dix microns et irradiés en face arrière sont des dispositifs adaptés à la détection de l'électron de faible énergie, dans la gamme [1 - 12 keV]. Celui-ci génère par le phénomène de multiplication plusieurs centaines de paires électron-trou près de la surface. Les électrons secondaires collectés induisent ainsi un gain de collection.

Le chapitre I présente le contexte technologique et revient sur la problématique de ce travail. Un état de l'art a tout d'abord été mené sur les capteurs CMOS et dégage la tendance technologique qui a conduit à la technique de l'amincissement ; cette voie est explorée afin d'obtenir un facteur de remplissage de 100% pour une irradiation par la face arrière et ainsi augmenter le signal incident sur les imageurs CMOS. Cet amincissement jusqu'à la couche épitaxiale rend compatible ce dispositif avec des applications où la détection des électrons de faible énergie entre en jeu, comme la microscopie électronique ou l'imagerie à bas niveau de lumière. La nécessité d'une passivation de la face arrière est mise en évidence : elle permet d'augmenter le gain du capteur et donc son rapport signal à bruit. Après une étude bibliographique portant sur les différentes technologies de passivation, le surdopage de type  $P^+$  de la couche épitaxiale par implantation ionique semble la plus intéressante de ces technologies. En conséquence, six procédés d'implantations différents sont mis au point et implantés sur un capteur CMOS du commerce préalablement aminci à 8  $\mu\text{m}$ . Certaines de ces couches de passivation ont été préamorphisées avec du Germanium pour un meilleur contrôle de la profondeur d'implantation. En effet, la couche de passivation doit être aussi fine, de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres, et aussi dopée, de l'ordre de  $10^{21}$  atomes. $\text{cm}^{-3}$ , que possible pour induire un gradient de dopage et donc un champ électrique le plus intense possible. Suite à des analyses physico-chimiques de type SIMS, il a été déterminé que les couches de passivations présentent une zone défavorable, la couche morte, jusqu'à plusieurs nanomètres de profondeurs sous la surface, qui entraîne, par effet de champ électrique, les électrons vers la surface où ils sont recombinés. Ensuite, une zone favorable, la couche active, à partir de quelques nanomètres de profondeur, dirige les électrons vers les diodes de collection. Chacune des six couches de passivation obtenues permet d'aborder un couple d'épaisseur de couche morte et active. Les passivations dont l'implantation est précédée d'une préamorphisation au Germanium semblent les plus prometteuses puisque leur couche morte mesure moins de 10 nm.

Les analyses physico-chimiques ne suffisent pas à hiérarchiser les différentes couches de passivations et ne permettent pas de prévoir le gain de collection qu'elles induisent sur le capteur. Un besoin de caractérisation de ces couches de passivation est donc relevé. Ce travail a donc consisté à développer des outils d'évaluation des procédés de passivation et à les appliquer aux passivations à disposition.

Il est notable que trois phénomènes physiques successifs influencent le gain de collection : la multiplication électronique des électrons incidents, la diffusion des charges secondaire, et leur collection par les diodes du circuit de lecture CMOS. Ce dernier phénomène n'est pas étudié puisqu'il dépend de la structure du circuit de lecture CMOS adopté et n'est pas propre à l'irradiation électronique. Afin de comprendre le phénomène de génération des charges secondaires et leurs interactions avec la couche de passivation lors de leur diffusion, le chapitre II étudie de façon théorique ces phénomènes physiques. Les modèles qui décrivent l'interaction de l'électron incident avec le Silicium sont passés en revue au travers d'une étude bibliographique. Les modèles de sections efficaces élastiques tabulées de Mott d'une part, et le modèle de pouvoir d'arrêt de Bethe, pour la diffusion inélastique d'autre part, s'avèrent décrire le plus fidèlement les résultats expérimentaux. Ces modèles se trouvent avoir été intégrés dans un logiciel de simulation Monte-Carlo CASINO qui, par conséquent, est adapté à la simulation des trajectoires électroniques dans la gamme d'énergie étudiée. Plusieurs résultats sont établis grâce à ces simulations : le taux de rétrodiffusion est indépendant du dopage de la couche de passivation, de même que le profil de génération des charges. Le dépôt d'énergie dans le Silicium est ensuite établi en fonction de la profondeur et permet ainsi de déduire le nombre d'électrons générés dans chacune des couches en fonction des différentes épaisseurs des couches mortes et actives des passivations à disposition. A partir de 3,5 keV, la majorité des électrons est générée dans la couche épitaxiale. De plus, le nombre d'électrons secondaires créés dans la couche morte est constant pour des énergies incidentes supérieures à 5 keV ; il vaut environ quelques dizaines d'électrons selon l'épaisseur de la couche morte. Un modèle analytique de dépôt d'énergie, relaté dans la littérature, produit les mêmes résultats dans la gamme d'énergie étudiée. Grâce à ce modèle, une modélisation analytique du gain est établie. Elle caractérise l'interaction de la diffusion des charges secondaires avec les couches morte, active et épitaxiale en leur attribuant une efficacité de collection de charges propre et en tenant compte de l'énergie déposée dans chacune d'elle. Des courbes de gains théoriques sont alors tracées. L'influence des couches morte, active et épitaxiale sur le gain de collection est pondérée par le nombre d'électrons qui y sont générés : à faible énergie, couche morte et active jouent un grand rôle et leur épaisseur influence le gain de collection. A forte énergie, c'est l'efficacité de collection de charges de la couche épitaxiale qui est déterminante. Le cadre théorique des caractérisations a donc été mis en place par ce deuxième chapitre. Mais les efficacités de collection de charges de chacune des couches restent à déterminer.

Dans le troisième chapitre, une première caractérisation des passivations par irradiation à fort flux électronique de diodes étendues est présentée. Elle est effectuée non pas sur les passivations précédemment citées, mais sur des couches de passivations dont les procédés d'implantation sont des variations de deux des passivations précédentes sur trois paramètres : dose d'implantation, intensité du recuit d'activation, préamorphisation ou non au Germanium. Cette expérience permet de déterminer le gain de collection sur ces

structures  $P^+/N$  irradiées par un fort flux d'électrons. Certes, elle ne met pas en évidence la totalité des phénomènes physiques présents lors de l'irradiation électronique des capteurs CMOS amincis, comme l'effet du gradient de dopage ; néanmoins, par l'intermédiaire d'un modèle linéaire du gain de collection à haute énergie, les recombinaisons de charges et donc l'influence de l'épaisseur des couches sont caractérisées par cette expérience. Elle permet de constater que le recuit d'activation ne doit pas être trop intense pour ne pas élargir la couche morte. La préamorphisation, si elle permet effectivement d'obtenir des couches mortes plus fines, induit plus de recombinaisons par la présence d'atomes étrangers de Germanium.

Le quatrième chapitre rend compte d'une expérience de type événement unique qui permet de déterminer le gain de collection et la répartition des charges secondaires sur les différents pixels après collection par les diodes. Il s'agit d'irradier par un très faible flux d'électrons les capteurs CMOS passivés par les techniques présentées au chapitre I. Par comparaison du signal des pixels avec leur bruit, des événements liés à l'impact d'un électron incident unique dans la gamme d'énergie étudiée sont détectés. Si cette expérience présente une excellente précision sur le gain de collection en électron et fournit une information spatialisée, l'énergie accessible est toutefois assez élevée (3,5 keV) à cause du bruit de lecture du CMOS employé. Dans cette gamme d'énergie, la majorité des charges sont générées dans la couche épitaxiale. Seul l'effet miroir de la couche de passivation est mise en évidence. Cela suffit à constater de fortes inhomogénéités de recuit laser d'activation de certaines passivations, notamment celle utilisant une préamorphisation au Germanium. De plus, les meilleures passivations, dans cette gamme d'énergie, sont aussi celles qui induisent un étalement de la charge minimale et qui sont donc directives. Celles-ci concentrent environ 15% de la charge générée sur le pixel siège. Dans ce chapitre il est aussi mis en évidence l'excellente corrélation des mesures avec le modèle analytique de gain si ses paramètres d'ajustement sont très contraints. Les efficacités de collection de charges déterminées par ce modèle représentent le nombre de charges générées hors couche morte et collectées. Cette grandeur pour les trois meilleures passivations est supérieure à 90% sur un groupement de 49 pixels. Ce résultat correspond aussi à l'efficacité de collection de charges globale qui représente le nombre de charges collectées sur le nombre de charges totales générées en moyenne par un électron incident. Les procédés de passivation intégrant une étape de préamorphisation sont les passivations les moins performantes et détectent les électrons que pour énergies supérieures à 7 keV, voire 12 keV.

La nécessité de déterminer le procédé de passivation optimale a constitué le point de départ de ces travaux. Ce travail de thèse a clairement répondu à la double problématique initialement proposée. Le premier objectif était de développer des méthodes de caractérisation in situ des performances des couches de passivation. Ces méthodes permettent dans un deuxième temps de déterminer l'influence des différentes caractéristiques physico-chimiques des passivations sur le gain de collection : activation des dopants, épaisseurs de couches, présence d'atomes étrangers... Ces résultats ont été confrontés avec succès avec l'étude théorique des phénomènes physiques liés à l'irradiation du Silicium par des électrons de faible énergie.

Toutefois, pour les deux types de caractérisation, le nombre de véhicules de test caractérisés est assez faible pour avoir une statistique pleinement satisfaisante. Cette sta-

tistique supplémentaire est d'autant plus nécessaire que certaines passivations présentent des homogénéités de gain sur la surface qui pourraient être étudiées plus en détail.

D'autre part, pour diminuer le seuil de détection en énergie de l'expérience en événement unique, il conviendrait d'abaisser le seuil de détection à  $4\sigma$  ou  $4,5\sigma$ . Certes, une plus grande part de bruit serait comptabilisée dans les événements réellement liés aux électrons incidents, mais une discrimination des événements a posteriori, fondée sur la partage de charges, pourrait être développée. Des énergies aussi basses que 2 keV pourraient être atteintes. De cette manière, d'autres effets de la couche de passivation sur le gain de collection pourraient ainsi être mis en évidence, notamment l'influence des dimensions de ces différentes couches et l'effet du gradient de dopage sur les charges générées dans la couche active. Cette perspective n'a pas pu être mise en œuvre. En effet, le bruit important et le bruit de ligne du capteur CMOS employé, ainsi que la très légère double lecture des charges constatées (probablement due au véhicule de test lui-même et en partie corrigée) seraient un frein à cet abaissement du seuil de détection.

Ces résultats à haute énergie ont une application directe et importante dans le domaine de l'imagerie visible sur des capteurs CMOS et CCD (dans une moindre mesure à cause de la meilleure collection de ce dispositif). En effet, la longueur moyenne d'absorption des photons dans la bande spectrale du visible est de l'ordre de quelques micromètres, de même que la pénétration moyenne des électrons de l'ordre de plusieurs keV, dans le Silicium. Les phénomènes mis en évidence par ce travail sont donc analogues dans l'imagerie visible sur ce même type de capteur. Pour ce type d'imagerie, l'épaisseur de la passivation est moins critique puisque les charges sont générées plus profondément.

Une évolution de la structure de test concernant la caractérisation à fort flux d'électrons est proposée; il s'agirait d'épitaxier une couche à dopage  $P$  sur un substrat de type  $N$ ; cette couche épitaxiée serait ensuite passivée selon les techniques étudiées. Cette structure serait développée afin de reproduire l'ensemble des phénomènes physiques se produisant lors de l'irradiation électronique de la face arrière du capteur CMOS aminci. La collection des charges de la zone  $P$  vers la zone  $N$  serait alors parfaite et ne dépendrait pas de l'architecture des diodes de collection. A plus long terme, une telle structure pourrait même être implantée à côté de chaque capteur CMOS sur un wafer dans une phase d'industrialisation. Une caractérisation par irradiation directement sur wafer pourrait être ainsi imaginée sur la chaîne de production avec des moyens et des méthodes de test adaptés et inspirés des travaux exposés ici.

# LISTE DES COMMUNICATIONS

« Backside Passivation of CMOS Sensor Study for Low Energy Charged Particle Tracking », Romain CLUZEL et Rémi BARBIER, Proceedings of Nuclear Science Symposium - IEEE (NSS-2009), Session Semiconductor Detector II : Silicon Devices, Orlando Floride, Octobre 2009.



---

# Bibliographie

- [AAA<sup>+</sup>06] J Allison, K Amako, J Apostolakis, et al. Geant4 developments and applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53 : p.270 à 278, 2006.
- [ACA<sup>+</sup>05] V.W Aebi, A Costello, P.W Arcuni, et al. EBAPS : next generation, low power, digital night vision. *OPTRO 2005 International Symposium, Paris, France*, 2005.
- [AES<sup>+</sup>02] G Auriemma, L Errico, C Satriano, et al. EBCCD applications in astronomy. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 73 : p.433 à 438, 2002.
- [ALP66] S.O.W Antman, D.A Landis, et R.H Pehl. Measurements of the Fano factor and the energy per hole-electron pair in Germanium. *Nuclear Instruments and Methods*, 40 : p.272 à 276, 1966.
- [Bar09] A Bardoux. Review of APS technologies. *European Astronomical Society Publication series*, 37 : p.285 à 295, 2009.
- [BC<sup>+</sup>98] S Buontemp, S Chiodi, et al. The megapixel EBCCD : a high resolution imaging tube sensitive to single photon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 416 : p.255 à 262, 1998.
- [BCC<sup>+</sup>06] A Besson, G Claus, C Colledani, et al. A vertex detector for the International Linear Collider based on CMOS sensors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 568 : p.233 à 239, 2006.
- [BCJ<sup>+</sup>04] A Braem, E Chesi, C Joram, et al. Design, fabrication and performance of the 10-in. TOM HPD. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 518 : p.574 à 578, 2004.
- [BDB<sup>+</sup>07] R Barbier, P Depasse, J Baudot, et al. First results from the development of a new generation of hybrid photon detector : EBCMOS. *10th Conference Astroparticle, Particle And Space Physics, Detectors And Medical Physics Applications*, 2007.
- [BDW91] M.M Blouke, W.A Delamare, et G Womack. A simplified model of the back surface of a charge-coupled device. *SPIE - Charge-Coupled Devices and Solid State Optical Sensors II*, 1447 : p.142 à 155, 1991.
- [Bel79] A.E Bell. Review and analysis of laser annealing. *RCA Review*, 40 : p.295 à 338, 1979.
- [BF69] JM Bronstein et B.S Fraiman. *Vtorichnaya Elektronnaya Emissiya*. Nauka Moscva, 1969.
- [BLC<sup>+</sup>94] R Browning, T.Z Li, B Chui, et al. Low energy electron/atom elastic scattering cross section from 0.10 - 30 keV. *Open Archive Initiative / Defense Technical Information Center, US*, 1994.

- [BLP88] L Bergonzi, M Lemonier, et M Petit. Thinned rear-face electron-bombarded FT CCDs for LLL TV imaging. *Advances in Electronics and Electron Physics*, 74 : p.165 à 172, 1988.
- [BS70] W Boyle et G Smith. Charge coupled devices. *Bell System Technology Journal*, 49 : p.593 à 600, 1970.
- [CAA<sup>+</sup>03] M Caccia, A Airoidi, M Alemi, et al. Silicon ultra fast cameras for electron and  $\gamma$  sources in medical applications. *Nuclear Physics B*, 125 : p.133 à 138, 2003.
- [Cor] Cypress Semiconductor Corporation. Ibis5-a-1300 - 1.3M Pixel Dual Shutter Mode CMOS Image Sensor. Technical report, Cypress Fill Factory.
- [Czy90] Z Czyzewski. Calculations of Mott scattering cross section. *Journal of Applied Physics*, 68(7) : p.3066 à 3072, 1990.
- [Dar75] EH Darlington. Backscattering of 10 - 100 keV electrons from thick target. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 8 : p.85 à 93, 1975.
- [DBR<sup>+</sup>07] G Deptuch, A Besson, P Rehak, et al. Direct electron imaging in electron microscopy with monolithic active pixel sensors. *Ultramicroscopy*, 107(8) : p.674 à 684, 2007.
- [DCD<sup>+</sup>10] A Dominjon, E Chabanat, P Depasse, et al. Détecteur à comptage de photons uniques, ultra-rapide, pour applications bio-photoniques. *Hermès Science Publications*, : p.427 à 436, 2010.
- [DCJ<sup>+</sup>07] D Drouin, A.R Couture, D.C Joy, et al. CASINO V2.42 - A fast and easy to use modeling tool for scanning electron microscopy and microanalysis users. *Scanning*, 29 : p.90 à 101, 2007.
- [Dep05] G Deptuch. Tritium autoradiography with thinned and back-side illuminated monolithic active pixel sensor device. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 543 : p.537 à 548, 2005.
- [DFG<sup>+</sup>98] C.J.S Damerell, F.J.M Farley, A.R Gillman, et al. Charge-coupled devices as particle tracking detectors. *Review of Scientific Instruments*, 69 : p.1549 à 1573, 1998.
- [DHG97] D Drouin, P Hovington, et R Gauvin. CASINO : A new Monte-Carlo in C language for electron beam interaction - part II : Tabulated values of the Mott cross section. *Scanning*, 19 : p.20 à 28, 1997.
- [DJE<sup>+</sup>87] T Daud, J.R Janesick, E Evans, et al. Charge-Coupled-Device response to electron beam energies of less than 1 keV up to 20 keV. *Optical engineering*, 26(8) : p.686 à 691, 1987.
- [DNB00] P.W Deelman, S Nikzad, et M.M Blouke. Delta-doped CCDs with integrated UV coatings. *SPIE - Sensors and Camera Systems for Scientific, Industrial, and Digital Photography Applications*, 3965 : p.462 à 466, 2000.
- [Dub08] J Dubois. *Conception en technologie CMOS d'un système de vision dédié à l'imagerie rapide et aux traitements d'images*. PhD thesis, Université de Bourgogne, 2008.
- [EGWA<sup>+</sup>08] M.M El Gomati, C.G.H Walker, A.M.D Assa'd, et al. Theory experiment comparison of the electron backscattering factor from solids at low energy (250 - 5000 eV). *Scanning*, 30 : p.2 à 15, 2008.

- [ESR<sup>+</sup>92] W Enloe, R Sheldon, L Reed, et al. An electron-bombarded CCD image intensifier with a GaAs photocathode. *SPIE - Electron Tubes and Image Intensifiers*, 1655 : p.41 à 49, 1992.
- [FLM<sup>+</sup>09] B Fowler, C Liu, S Mims, et al. Low-light-level CMOS image sensors for digitally fused night vision systems. *Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering*, 7298, 2009.
- [FM72] J.R Fiebigier et R.S Muller. Pair-production energies in Silicon and Germanium with low-energy electrons. *Journal of Applied Physics*, 43 : p.3202 à 3207, 1972.
- [FMS<sup>+</sup>02] G Fortunato, L Mariucci, M Stanizzi, et al. Ultra-shallow junction formation by excimer laser annealing and low energy (< 1 keV) B implantation : a two-dimensional analysis. *Nuclear Instruments and Method in Physics Research B*, 186 : p.401 à 408, 2002.
- [Fos93] E.R Fossum. Active pixel sensors : are CCD's dinosaurs? *SPIE - Charge-Coupled Devices and Solid State Optical Sensors III*, 1900(2), 1993.
- [GD93] R Gauvin et D Drouin. A formula to compute total elastic Mott cross-sections. *Scanning*, 15 : p.140 à 150, 1993.
- [GDL<sup>+</sup>95] T Gys, C D'Ambrosio, H Leutz, et al. A new position-sensitive photon detector based on an imaging silicon pixel array (ISPA-tube). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 355 : p.386 à 389, 1995.
- [Gen06] F Gensolen. *Architecture et conception de rétines CMOS : intégration de la mesure du mouvement global dans un imageur*. PhD thesis, Université de Montpellier II, 2006.
- [GHD99] R Gauvin, P Hovington, et D Drouin. The effect of fast secondary electrons on X-Ray microanalysis in the scanning electron microscope. *Scanning*, 21 : p.238 à 245, 1999.
- [GHL<sup>+</sup>00] D.E Groom, S.E Holland, M.E Levi, et al. Back-illuminated, fully depleted CCD image sensors for use in optical and near IR astronomy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 442 : p.216 à 222, 2000.
- [GL92] R Gauvin et G L'Esperance. A Monte-Carlo code to simulate the effect of fast secondary electrons on  $k_{AB}$  factors and spatial resolution in the TEM. *Journal of Microscopy*, 168 : p.153 à 167, 1992.
- [Gys99] T Gys. An overview developments in position-sensitive hybrid photon detectors and photo-multiplier tubes. *IEEE 1999 Medical Imaging Conference*, : p.39 à 45, 1999.
- [HB98] P.G.T Howell et A Boyde. Monte-Carlo simulation of electron backscattering from compounds with low mean atomic number. *Scanning*, 20 : p.45 à 49, 1998.
- [HDG97a] H Hovington, D Drouin, et R Gauvin. CASINO : A new Monte-Carlo code in C language for electron beam interaction - Part I : Description of the program. *Scanning*, 19 : p.1 à 14, 1997.
- [HDG<sup>+</sup>97b] P Hovington, D Drouin, R Gauvin, et al. CASINO : A new Monte-Carlo in C language for electron beam interaction - part III : Stopping power at low energies. *Scanning*, 19 : p.29 à 35, 1997.

- [Her05] M Hernandez. *Procédés laser de réalisation de jonction ultra-mince pour la microélectronique Silicium : étude expérimentale, modélisation et test de faisabilité*. PhD thesis, Université Paris XI, 2005.
- [HK79] HJ Hunger et L Kuchler. Backscattering coefficient for elements from 1 to 20keV. *Physica Status Solidi*, 56, 1979.
- [Ini10] K Iniewsky. *Semiconductor Radiation Detection systems*. CRC Press, 2010.
- [JEC<sup>+</sup>87] J.R Janesick, T Elliott, S Collins, et al. Scientific charge-coupled devices. *Optical Engineering*, 26(8) : p.692 à 714, 1987.
- [JL89] DC Joy et S Luo. An empirical stopping power relationship for low-energy electrons. *Scanning*, 11 : p.176 à 180, 1989.
- [JLG<sup>+</sup>96] D.C Joy, S Luo, R Gauvin, et al. Experimental measurements of electron stopping power at low energies. *Scanning Microscopy*, 10(3) : p.653 à 666, 1996.
- [Jor99] C Joram. Large area hybrid photodiodes. *Nuclear Physics B*, 78 : p.407 à 415, 1999.
- [Joy95a] DC Joy. A database of electron-solid interaction. *Scanning*, 17 : p.270 à 275, 1995.
- [Joy95b] DC Joy. *Monte-Carlo modeling for electron microscopy and microanalysis*. Oxford University Press, 1995.
- [KO72] K Kanaya et S Okayama. Penetration and energy-loss theory of electrons in solid targets. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 5 : p.43 à 58, 1972.
- [KO78] K Kanaya et S Ono. The energy dependence of a diffusion model for an electron probe into solid targets. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 11 : p.1495 à 1507, 1978.
- [Lam05] Y Lamrani. *Contribution à l'étude expérimentale et à la simulation de la diffusion anormale du Bore dans le Silicium*. PhD thesis, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2005.
- [LBC<sup>+</sup>07] X Llopart, R Ballabriga, M Campbell, et al. Timepix a 65 k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 581 : p.485 à 494, 2007.
- [LD92] T.D Ly et Howitt D.G. A Monte-Carlo calculation of the backscattering coefficient for a multilayer sample. *Scanning*, 14 : p.11 à 15, 1992.
- [Leo93] W.R Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Springer-Verlag, 2ème édition, 1993.
- [Les90] M.P Lesser. CCD thinning, coating, and mounting research for astronomy. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series - CCDs in astronomy*, 8 : p.65 à 75, 1990.
- [LNJ<sup>+</sup>06] S.T Lepri, S Nikzad, T Jones, et al. Response of delta-doped charge-coupled device to low energy protons and nitrogen ions. *Review of Scientific Instruments*, 77(5), 2006.

- [LPD<sup>+</sup>03] W Lerch, S Paul, D.F Downey, et al. Rapid thermal solid phase epitaxy annealing for ultra-shallow junction formation. *Electrochemical Society*, 14 : p.43 à 49, 2003.
- [Mag03] P Magnan. Detection of visible photons in CCD and CMOS : a comparative view. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 504 : p.199 à 212, 2003.
- [MDS98] G Meynants, B Dierickx, et D Scheffer. CMOS active pixel image sensor with CCD performance. *SPIE - Advanced focal plane arrays and electronic cameras II*, 1998.
- [MEM<sup>+</sup>04] P Magna, M Estriebeau, C Marques, et al. Amélioration et modélisation des performances des capteurs d'images CMOS. *Revue scientifique et technique de la défense*, 63 :p. 71 à 84, 2004.
- [MF09] H Mathieu et H Fanet. *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*. Dunod, 6ème édition, 2009.
- [MKG<sup>+</sup>97] S.K Mendis, S.E Kemeny, R.C Gee, et al. CMOS active pixel sensors for highly integrated imaging systems. *IEEE - Journal of Solid State Circuits*, 32(2) : p.187 à 197, 1997.
- [MLNZ<sup>+</sup>06] F Morel, J.P Le Normand, C.V Zint, et al. A new spatiotemporal CMOS imager with analog accumulation capability for nanosecond low-power pulse detection. *IEEE Sensors Journal*, 6 : p.1200 à 1208, 2006.
- [MM49] NF Mott et H.S.W Massey. *The theory of atomic collisions*. Oxford at the Clarendon Press, 2ème édition, 1949.
- [MMS73] T Matsukawa, K Murata, et R Shimizu. Investigation of electron penetration and X-Ray production in solid targets. *Physica Status Solidi (b)*, 55 : p.371 à 383, 1973.
- [NM81] D.E Newbury et R.L Myklebust. A Monte-Carlo electron trajectory simulation for analytical electron microscopy. *Analytical Electron Microscopy*, : p.91 à 98, 1981.
- [NYS<sup>+</sup>98] S Nikzad, Q Yu, A.L Smith, et al. Direct detection and imaging of low-energy electrons with delta-doped charge-coupled devices. *Applied Physics Letters*, 73(23) : p.3417 à 3419, 1998.
- [PRC<sup>+</sup>07] J Prima, F Roy, P Coudrain, et al. A 3 mega pixel back-illuminated image sensor in 1T5 architecture with 1,45  $\mu\text{m}$  pixel pitch. *2007 International Image Sensors Workshop*, : p.5 à 8, 2007.
- [RB94] A.L Reinheimer et M.M Bouke. A simple model of electron-bombarded CCD gain. *SPIE - Charge-Couple Devices and Solid State Sensors IV*, 2172 : p.64 à 75, 1994.
- [RR91a] M.K Ravel et A.L Reinheimer. Backside-thinned CCD for keV electron detection. *SPIE-CCD and Solid State Optical Sensor II*, 1447 : p.109 à 122, 1991.
- [RR91b] M.K Ravel et A.L Reinheimer. Backside-thinned CCDs for keV electron detection. *SPIE - Charged-Coupled Devices and Solid State Optical Sensors II*, 1447 : p.109 à 122, 1991.

- [SCK<sup>+</sup>87] R.A Stern, R.C Catura, R Kimble, et al. Ultraviolet and extreme ultraviolet response of charge-coupled device detectors. *Optical Engineering*, 26(9) : p.875 à 883, 1987.
- [SFVS06] F Salvat, J.M Fernandez-Varea, et J Sempau. PENELOPE-2006 : A code system for Monte-Carlo simulation of electron and photon transport. Technical report, Nuclear Energy Agency, 2006. Disponible en format pdf à l'adresse [www.nea.fr](http://www.nea.fr).
- [SKM<sup>+</sup>97] M Suyama, A Kageyama, I Mizuno, et al. An electron bombardment CCD tube. *SPIE - Ultrahigh- and High-Speed Photography and Image-based Motion Measurement*, 3173 : p.422 à 429, 1997.
- [SM71] R Shimizu et K Murata. Monte-Carlo calculations of the electron-sample interaction in the scanning electron microscope. *Journal of Applied Physics*, 42 : p.387 à 394, 1971.
- [Str10] A Strum. Foundry business for CMOS image sensors. *Image Sensors Europe*, 2010.
- [SW89] D.G Stearns et J.D Wiedwald. Response of charge-coupled device to direct electron bombardment. *Review of scientific instruments*, 60(6) : p.1095 à 1103, 1989.
- [TBC<sup>+</sup>01] R Turchetta, J.D Berst, B Casadei, et al. A monolithic active pixel sensor for charged particle tracking and imaging using standard VLSI CMOS technology. *Nuclear Instrument and Methods in Physics Research A*, 458 : p.677 à 689, 2001.
- [TFG<sup>+</sup>07] R Turchetta, A Fant, P Gasiorek, et al. CMOS monolithic active pixel sensor (MAPS) : developments and future outlook. *Nuclear instrument and Methods in Physics Research A*, 582 : p.866 à 870, 2007.
- [TLR<sup>+</sup>07] A Tournier, G.N Lu, F Roy, et al. A 2, 2- $\mu\text{m}$ -pitch single-transistor charge-modulation pixel in a 0, 13- $\mu\text{m}$  CMOS process. *IEEE Transaction on Electron Devices*, 54 : p.2623 à 2629, 2007.
- [Tur01] R Turchetta. CMOS sensors for the detection of minimum ionising particles. *Proceeding of International Image Sensors Workshop*, 2001.
- [VFL<sup>+</sup>08] P Vu, B Fowler, C Liu, et al. Design of prototype scientific CMOS image sensors. *Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering*, 7021 : p.1 à 9, 2008.
- [VR65] W Van Roosbroeck. Theory of the yield Fano factor of electron-hole pairs generated in semiconductors by high-energy particles. *Physical review*, 139 : p.1702 à 1716, 1965.
- [WRM<sup>+</sup>07] X Wang, P.R Rao, A Mierop, et al. Random telegraph signal in CMOS image sensors pixels. *IEEE Electron devices meeting*, page p. 1 à 4, 2007.

## ANNEXE

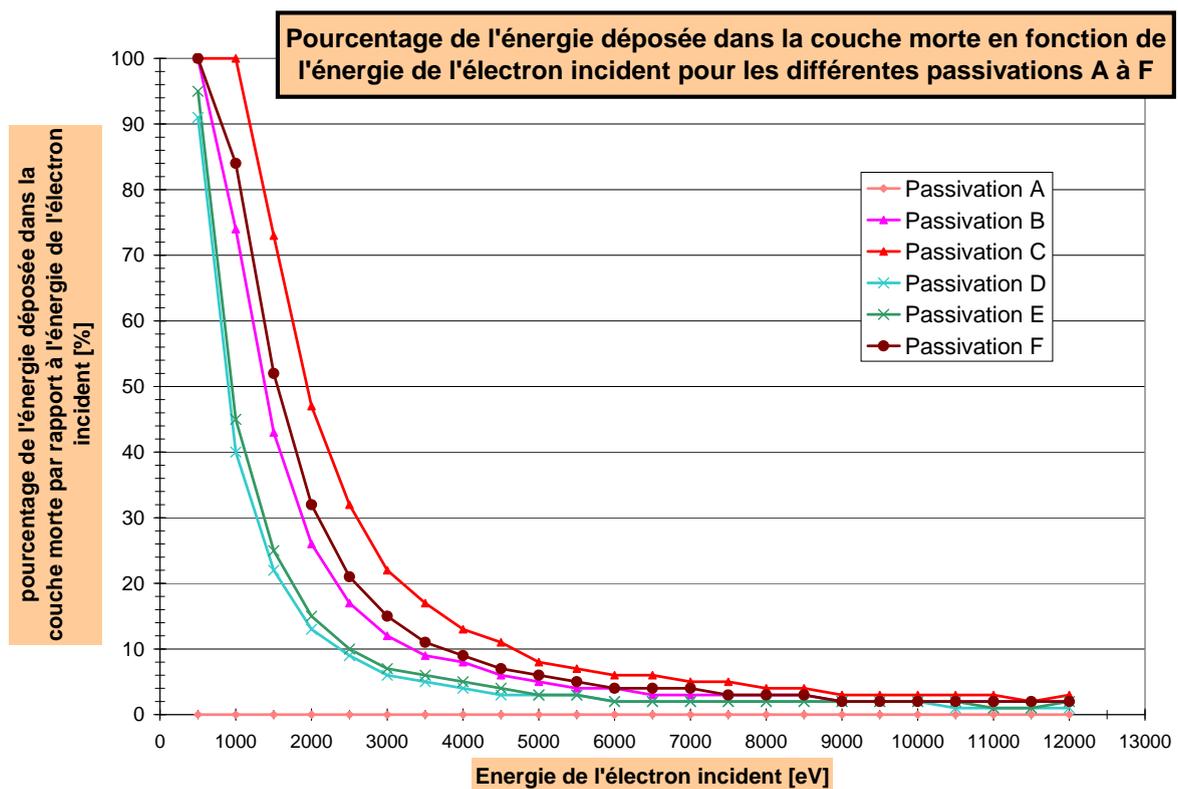


FIGURE 1 – Pourcentage de l'énergie déposée dans la couche morte par rapport à l'énergie totale déposée pour les passivation A à F, selon CASINO.

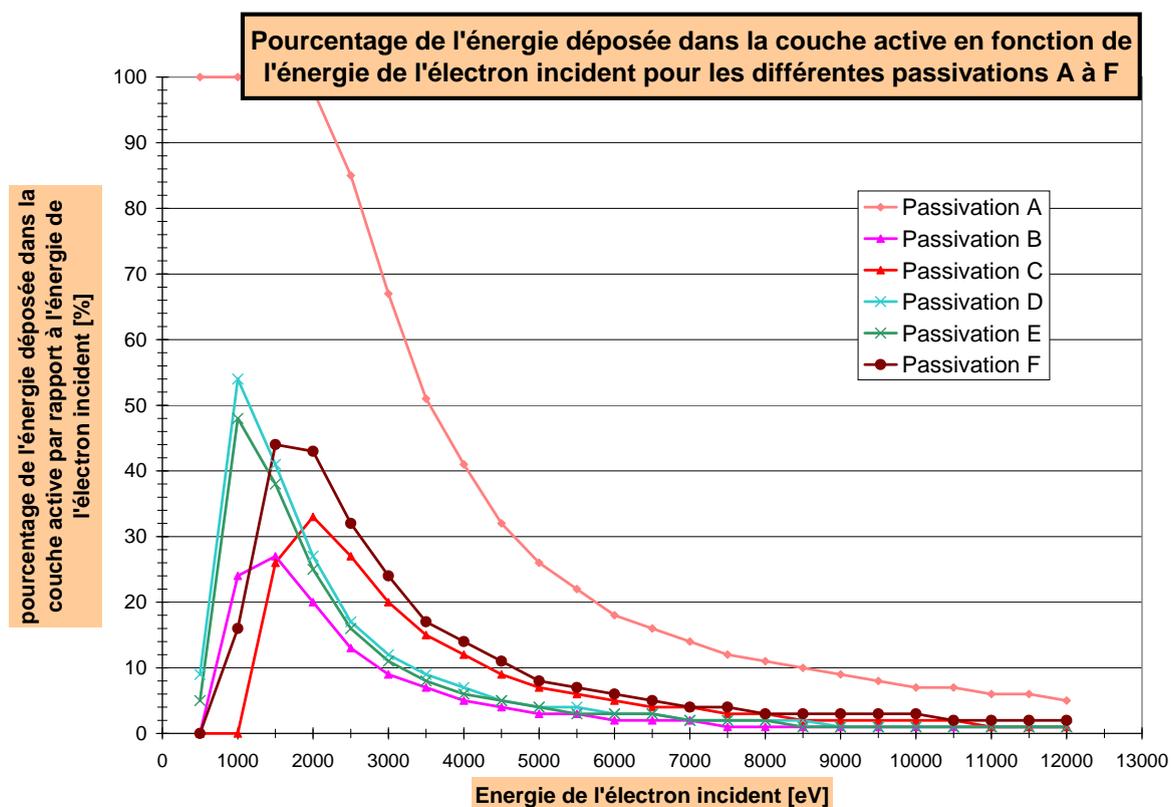


FIGURE 2 – Pourcentage de l'énergie déposée dans la couche active par rapport à l'énergie totale déposée pour les passivation A à F, selon CASINO.

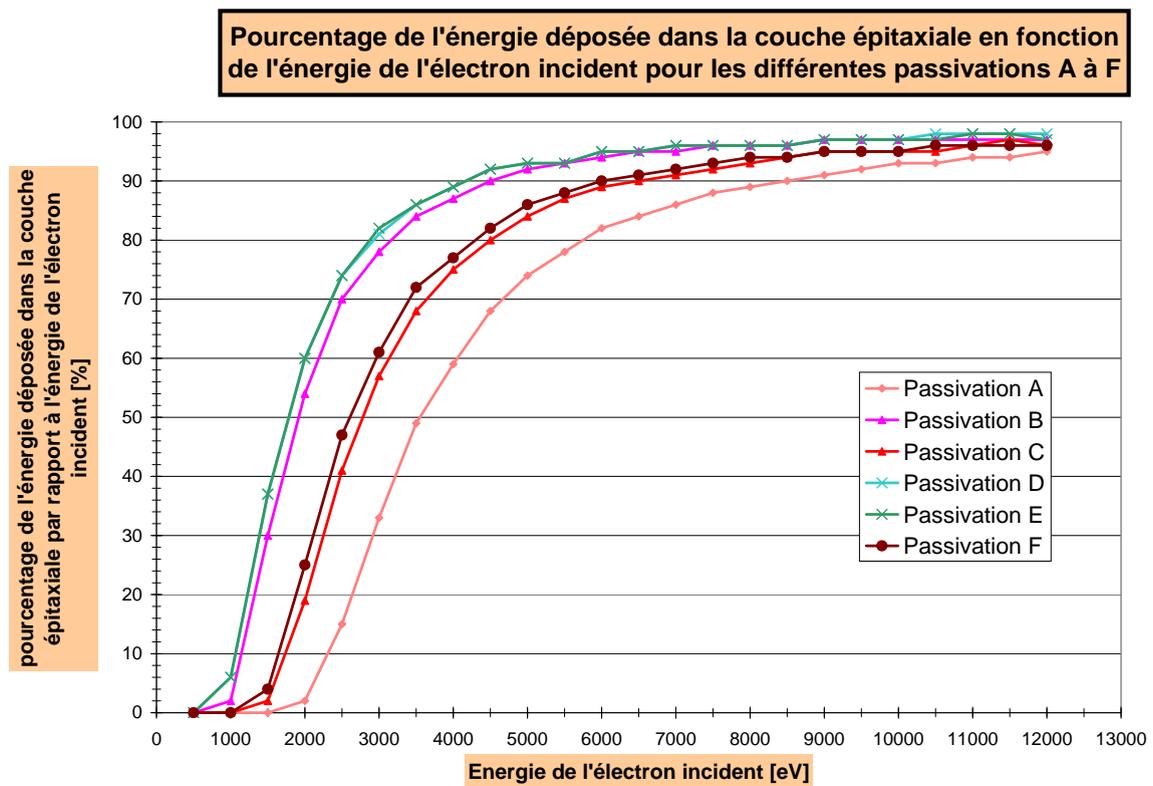


FIGURE 3 – Pourcentage de l'énergie déposée dans la couche épitaxiale par rapport à l'énergie totale déposée pour les passivation A à F, selon CASINO.







NOM : <b>CLUZEL</b> (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : <b>Romain</b>		DATE de SOUTENANCE  29 novembre 2010		
<b>TITRE :</b> Etude de la passivation du silicium dans des conditions d'irradiation électronique de faible énergie				
Numéro d'ordre : 238-2010				
DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR- INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT	DOCTORAT DE 3e CYCLE	Spécialité : Optronique
<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis			CLASSE :	
<b>RESUME :</b>  L'illumination par la face arrière amincie des imageurs CMOS est une des voies étudiées pour accroître le rapport signal à bruit et ainsi la sensibilité de ce capteur. Or cette configuration est adaptée à la détection des électrons dans la gamme d'énergie [1 ; 12 keV]. L'électron incident crée, par multiplication, plusieurs centaines d'électrons secondaires, proche de la surface. Une couche de passivation par surdopage $P^{++}$ de la face arrière est nécessaire afin de réduire le nombre de recombinaisons de surface des électrons. Par effet de champ électrique, la couche de passivation augmente le nombre de charges collectées, et ainsi le gain de collection du capteur. L'objectif de cette thèse est de développer des moyens de caractérisation pour déterminer in situ les performances sur le gain de collection de six procédés de passivation. Préalablement, le profil de dépôt d'énergie de l'électron incident est étudié au moyen d'une simulation Monte-Carlo puis d'un modèle analytique. Un modèle associé du gain de collection indique qu'à forte énergie, l'effet miroir de la passivation est déterminant tandis qu'à faible énergie, l'épaisseur de la passivation est un facteur clef. Une première expérience d'irradiation de diodes étendues $P^{++}/N$ permet de dégager l'influence du procédé de passivation sur les recombinaisons de surface. Grâce à une seconde caractérisation de type « événement unique », directement sur capteur CMOS aminci, les passivations sont discriminées quant à leur effet miroir et l'étalement de la charge qu'elles induisent. Le recuit laser d'activation des dopants peut s'avérer une source d'inhomogénéités du gain sur la surface de la matrice.				
<b>MOTS-CLES :</b> Electron ; irradiation ; gain ; multiplication électronique ; capteur CMOS ; imageur ; illumination face arrière ; passivation ; amincissement ; dopage ; activation ; recuit laser ; simulation Monte-Carlo ; couche épitaxiale ; MAPS ; pixel ; optronique ; instrumentation				
Directeurs de recherches : Pierre Depasse et Rémi Barbier				
Composition du jury : P. Magnan - C. Morel - C. De LA Taille - J. Baudot - S. Demiguel - G-N. Lu - G. Blaise			217 pages	