

Université de Montréal

Montage expérimental et modèle de Hecht  
pour la caractérisation de la collection de charge  $\beta$   
de détecteurs au silicium

par  
Sébastien Charron

Département de physique  
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de  
Maître ès sciences en physique

Décembre 2006

©Sébastien Charron, 2006



dc

3

054

2007

V.006

Faint, illegible markings or text.

Faint, illegible markings or text.

## AVIS

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

## NOTICE

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé :

Montage expérimental et modèle de Hecht  
pour la caractérisation de la collection de charge  $\beta$   
de détecteurs au silicium

présenté par :

Sébastien Charron

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

François Schiettekatte  
président-rapporteur

Claude Leroy  
directeur de recherche

George Azuelos  
membre du jury

## Sommaire

Des détecteurs au silicium seront utilisés dans le cadre de l'expérience ATLAS. Éléments du détecteur interne, ils seront exposés à d'importantes fluences d'irradiation ce qui modifiera leurs caractéristiques électriques. En particulier, la charge collectée à l'anode diminuera en fonction de la fluence d'irradiation. La caractérisation de l'efficacité de collection de charge en fonction de la fluence d'irradiation constitue l'objectif principal de cette étude. Un montage expérimental de collection de charge  $\beta$  a été conçu et l'efficacité de collection de charge de détecteurs standard et oxygénés déterminée pour plusieurs valeurs de la tension appliquée et de la fluence d'irradiation. Un modèle basé sur l'équation de Hecht a été élaboré et ses résultats ont été comparés aux résultats expérimentaux. Les résultats suggèrent une diminution de l'efficacité de collection de charge s'accroissant pour des fluences proches de celle attendue dans l'expérience ATLAS ( $\approx 1 \times 10^{14}$  protons/cm<sup>2</sup>). Un léger effet bénéfique associé à l'injection d'oxygène dans les détecteurs a été observé. En effet, pour de grandes fluences d'irradiation l'efficacité de collection de charge d'un détecteur oxygéné est légèrement supérieure à celle d'un détecteur standard.

**Mots clés :** physique, particules, détecteur, silicium, oxygène, collection de charge, Hecht

## Abstract

Silicon detectors will be used in the inner detector of the **ATLAS** experiment. These silicon detectors will be subjected to high fluences of irradiation which will lead to the modification of their electrical characteristics. In particular, the collected charge at the anode will decrease with particle fluences. The characterization of the  $\beta$  charge collection efficiency according to the fluence of irradiation is the main objective of this study. An experiment setup was designed and the  $\beta$  charge collection efficiency of standard and oxygenated detectors was measured for many applied tension and particle fluences. Experimental results were compared with a modified Hecht model. Results suggest an accelerated decrease of the charge collection efficiency for particle fluences close to those expected in the ATLAS experiment ( $\approx 1 \times 10^{14}$  protons/cm<sup>2</sup>). A small beneficial effect caused by oxygen injection was observed. Indeed for high particle fluences charge collection efficiency of oxygenated detectors is slightly higher than for standard detectors.

**Keywords** : physics, particle, détector, silicon, oxygen, charge collection, Hecht

## Table des matières

<b>Sommaire .....</b>	<b>i</b>
<b>Liste des tableaux .....</b>	<b>v</b>
<b>Liste des figures .....</b>	<b>vii</b>
<b>Liste des sigles.....</b>	<b>xii</b>
<b>Liste des abréviations.....</b>	<b>xiii</b>
<b>Remerciements .....</b>	<b>xiv</b>
<b>Contributions personnelles.....</b>	<b>xv</b>
<b>Introduction .....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 1 : Théorie.....</b>	<b>4</b>
1.1 Les solides cristallins .....	4
1.1.1 Schéma énergétique des solides .....	5
1.2 Les semi-conducteurs.....	7
1.2.1 Les semi-conducteurs intrinsèques .....	8
1.2.2 Impuretés et dopants .....	9
1.2.3 Mobilités et vitesses de dérive dans le silicium .....	12
1.3 Détecteurs semi-conducteurs .....	12
1.3.1 Détecteur au silicium non polarisé (jonction p <sup>+</sup> -n).....	13
1.3.2 Détecteur polarisé (Jonction p <sup>+</sup> -n) .....	18
1.3.3 Collection de charge.....	19
1.3.4 Capacitance .....	21
1.3.5 Courant de fuite.....	22
1.3.6 Claquage.....	24
1.4 Dommage par radiation.....	24
1.4.1 Concentration effective de dopants .....	25
1.4.2 Temps de vie effectif des porteurs de charge .....	28
1.4.3 Mobilités et vitesses de dérive .....	29
1.4.4 Efficacité de collection de charge .....	29
1.4.5 Courant de fuite.....	30
<b>Chapitre 2 : Caractérisation des détecteurs utilisés.....</b>	<b>31</b>
2.1 Description des détecteurs.....	31
2.2 Irradiations et chauffage.....	33

2.2.1	Protons de 10 MeV.....	34
2.3	Évolution des caractéristiques des détecteurs avec la fluence d'irradiation .....	35
2.3.1	Concentration effective de dopants et Courant de fuite volumique.....	35
2.3.2	Temps de vie effectifs des porteurs de charge .....	37
<b>Chapitre 3 : Montage pour la mesure de la collection de charge <math>\beta</math> .....</b>		<b>42</b>
3.1	Les caractéristiques générales du montage .....	42
3.3.1	Les préamplificateurs .....	45
3.1.2	Les cartes d'acquisition.....	46
3.2	Le bruit .....	47
3.3	Étalonnage du montage .....	49
3.4	Analyse des données .....	53
3.5	Contraintes expérimentales .....	57
<b>Chapitre 4 : Modèle de collection de charge et résultats.....</b>		<b>58</b>
4.1	Dérivation de l'équation de Hecht .....	58
4.2	Un modèle de Hecht.....	61
4.2.1	Le champ électrique avant la fluence d'inversion.....	65
4.2.2	Le champ électrique après la fluence d'inversion.....	67
4.2.3	Résultats de la modélisation de l'efficacité de collection de charge $\beta$ .....	70
4.3	Discussion .....	74
<b>Conclusion.....</b>		<b>76</b>
<b>Bibliographie .....</b>		<b>78</b>



## Liste des tableaux

1.I	Mobilités et vitesses de saturation dans le silicium à température de la pièce.....	12
2.II	Dimensions physiques et caractéristiques électriques des détecteurs avant l'irradiation : $A$ est l'aire du détecteur, $W$ , l'épaisseur du détecteur, $\rho_0$ , la résistivité, $N_{eff,0}$ , la concentration effective et $V_{dt}$ , la tension de désertion totale. Chaque valeur de ce tableau est une moyenne sur l'ensemble des détecteurs utilisés. Les détecteurs de type SP et SP-oxy ont, par la suite, été irradiés par des protons de 10 MeV.....	32
2.II	Résultats de la paramétrisation de $N_{eff}$ en fonction de la fluence ( $\Phi$ ) selon l'équation 1.36 pour des détecteurs CiS standard (SP) et oxygénés (SP-oxy) irradiés avec des protons de 10 MeV.....	36
2.III	Résultats de la paramétrisation du courant de fuite volumique selon l'équation 1.40 pour des détecteurs CiS standard (SP) et oxygénés (SP-oxy) irradiés avec des protons de 10 MeV.....	37
2.IV	Résultats de la paramétrisation du temps de vie effectif des porteurs de charge selon l'équation 1.39 pour des détecteurs CiS standard (SP) et oxygénés (SP-oxy) irradiés avec des protons de 10 MeV .....	40
3.I	Résultats des ajustements linéaires de la figure 3.7 et 3.8 selon l'équation 3.9. Ces ajustements ont été réalisés afin d'étalonner la mesure de la charge dans le montage de collection de charge $\beta$ .....	52

4.1	Résultats du modèle de collection de charge $\beta$ pour les détecteurs standard et oxygénés ayant été soumis à des fluences d'irradiations allant de 0 protons/cm <sup>2</sup> à 3x10 <sup>13</sup> protons/cm <sup>2</sup> . Les paramètres variables sont : la tension de désertion totale ( $V_{dt}$ ), l'épaisseur du détecteur ( $W$ ) et les temps de vie des électrons et des trous ( $\tau_e$ , $\tau_t$ ). Les paramètres fixes sont les mobilités ( $\mu_e$ , $\mu_t$ ) et les vitesses de saturation ( $v_e$ , $v_t$ ).....	72
-----	---	----

## Liste des figures

0.1	Détecteur ATLAS.....	2
0.2	Détecteur interne de ATLAS.....	2
1.1	Structure cristalline du silicium .....	5
1.2	Structure en bandes des solides: a) isolants, b) métaux et c) semi-conducteurs. L'ordonnée, E, représente l'énergie des électrons dans un solide.....	6
1.3	Impuretés dans un cristal: a) atome donneur P (Phosphore), b) atome accepteur B (Bore) .....	10
1.4	Représentation transversale d'un détecteur $p^+-n-n^+$ .....	13
1.5	Illustration de la densité de charge .....	14
1.6	Variation en fonction de la position: a) de la densité de charge $\rho(x)$ , b) du champ électrique $E(x)$ , c) du potentiel $\phi(x)$ , dans le cadre de l'approximation d'une jonction abrupte et d'une zone de désertion abrupte.....	16
1.7	Efficacité de collection de charge pour un détecteur de 300 $\mu\text{m}$ et une tension de désertion totale de 50 V lorsque les particules incidentes sont des : a) alpha en illumination avant, b) alpha en illumination arrière et c) bêta. Les particules alpha utilisées provenaient d'une source de $^{241}\text{Am}$ et avaient une énergie de 5.8 MeV alors que les bêta provenaient d'une source de $^{90}\text{Sr}$ d'énergie moyenne égale à 761 keV .....	20

1.8	Capacitance (C) en pF en fonction de la tension (U) en volts pour un détecteur de 300 $\mu\text{m}$ ayant une tension de désertion totale de 110 V.....	22
1.9	Représentation des défauts : a) interstitiel (Si), b) lacune et c) (X) impureté.....	25
1.10	Exemple fictif de la variation de la valeur absolue de la concentration effective de dopants ( $ N_{\text{eff}} $ ) en fonction de la fluence. Les paramètres de l'équation 1.35 sont : $N_{\text{eff}}(\Phi=0)=1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , $b=0.04 \text{ cm}^{-1}$ , $c=1.7 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ .....	27
2.1	Distribution transversale de l'oxygène dans les détecteurs de l'institut CiS pour des détecteurs standard oxygénés (SP-oxy) et non oxygénés (SP) tel que mesuré par SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy) [12, 13].....	32
2.2	Illustration du positionnement des détecteurs sur le porte-échantillon. Cette disposition des détecteurs (SP, SP-oxy) et l'utilisation d'un collimateur d'aire $1.00 \times 2.03 \text{ cm}^2$ assuraient une homogénéité du faisceau sur chacune des paires de détecteurs exposés .....	34
2.3	Concentration effective de dopants ( $ N_{\text{eff}} $ ) des détecteurs CiS standard (SP) et oxygénés (SP-oxy) après irradiation avec des protons de 10 MeV.....	36
2.4	Courant de fuite volumique des détecteurs CiS standard (SP) et oxygénés (SP-oxy) après irradiation avec des protons de 10 MeV .....	37
2.5	Inverse du temps de vie : a) des électrons dans les détecteurs CiS standard (SP) b) des trous dans les détecteurs CiS standard (SP), c) des électrons dans les détecteurs CiS oxygénés (SP-oxy) d) des trous dans les détecteurs CiS oxygénés (SP-oxy) après irradiation avec des protons de 10 MeV. Les mesures ont été réalisées avec deux types de particules incidentes, soient des particules $\alpha$ provenant de l' $^{241}\text{Am}$ et des photons de longueur d'onde 660nm. La courbe d'ajustement (ligne pleine) est obtenue en considérant les données pour lesquelles $\Phi \geq 3 \times 10^{12}$ protons/ $\text{cm}^2$ (voir texte) .....	40

3.1	Schéma du montage de collection de charge $\beta$ réalisé par le groupe ATLAS/Montréal.....	43
3.2	Spectre énergétique de l'électron dans la désintégration $\beta$ de l' $^{90}\text{Y}$ . La valeur maximum du spectre d'énergie est de 2.280 keV et sa valeur moyenne de 935.2 keV	44
3.3	Amplitude en fonction du temps pour un signal typique à la sortie d'un préamplificateur suite au passage d'une particule $\beta$ dans le détecteur.....	45
3.4	Schéma des cartes d'acquisitions utilisées dans le montage de collection de charge $\beta$ réalisé par le groupe ATLAS/Montréal .....	46
3.5	Amplitude en fonction du temps de l'impulsion utilisé dans l'étalonnage du montage de collection de charge $\beta$ .....	50
3.6	Distribution gaussienne de charge (en canal) obtenue suite à l'application d'une impulsion de 10 mV aux bornes d'une capacitance de 0.387 pF. Le temps de mise en forme était de 200 nsec et une atténuation du signal d'un facteur 44.....	51
3.7	Résultats expérimentaux et leur ajustement selon l'équation 3.9 de l'étalonnage du montage de collection de charge $\beta$ pour un temps de mise en forme de 500 nsec et une atténuation du signal d'un facteur 10 .....	51
3.8	Résultats expérimentaux et leur ajustement selon l'équation 3.9 de l'étalonnage du montage de collection de charge $\beta$ pour un temps de mise en forme de 200 nsec et une atténuation du signal d'un facteur 44 .....	52
3.9	Distribution de charge (en canal) obtenue avec un détecteur CiS standard non irradié ayant une tension de désertion totale de 51 V, suite au passage d'une particule $\beta$ au minimum d'ionisation pour une tension appliquée de : a) 5V, b) 10V, c) 20V, d) 30V, e) 50V et f) 90V. Les ajustements ont été faits selon l'équation 3.11. Le premier pic de type gaussien est associé au bruit alors que le second est associé au passage d'une particule au minimum d'ionisation.....	55

3.10	Charge collectée en fonction de la tension appliquée (en volts) pour un détecteur CiS standard ayant une tension de désertion totale de 51 V .....	56
3.11	Efficacité de collection de charge en fonction de la tension appliquée pour un détecteur CiS standard ayant une tension de désertion totale de 51 V .....	57
4.1	Schéma des plaques fictives utilisées afin de déterminer la variation de charge produite à l'anode ( $x=0$ ) par le piègeage de charge à une position $x$ du détecteur .....	60
4.2	Illustration de la concentration effective de dopants pour une fluence d'irradiation inférieure à la fluence d'inversion (jonction $p^+-n-n'$ ) .....	65
4.3	Illustration de la densité de charge pour une fluence d'irradiation inférieure à la fluence d'inversion (jonction $p^+-n-n'$ ) .....	66
4.4	Illustration de la concentration effective de dopants pour une fluence d'irradiation supérieure à la fluence d'inversion (jonction $p^+-n-p-n^+$ ) .....	67
4.5	Illustration de la densité de charge pour une fluence d'irradiation supérieure à la fluence d'inversion (Jonction $p^+-n-p-n^+$ ) .....	68
4.6	Efficacité de collection de charge (ECC) $\beta$ en fonction de la tension appliquée pour les détecteurs CiS standard (SP) irradiés avec une fluence ( $\Phi$ ) de : a) 0 protons/cm <sup>2</sup> , b) $1 \times 10^{11}$ protons/cm <sup>2</sup> , c) $5 \times 10^{11}$ protons/cm <sup>2</sup> , d) $3 \times 10^{12}$ protons/cm <sup>2</sup> , e) $7 \times 10^{12}$ protons/cm <sup>2</sup> , f) $1.5 \times 10^{13}$ protons/cm <sup>2</sup> , g) $3 \times 10^{13}$ protons/cm <sup>2</sup> .....	70
4.7	Efficacité de collection de charge (ECC) $\beta$ en fonction de la tension appliquée pour les détecteurs CiS standard oxygénés (SP-oxy) irradiés avec une fluence ( $\Phi$ ) de : a) 0 protons/cm <sup>2</sup> , b) $1 \times 10^{11}$ protons/cm <sup>2</sup> , c) $5 \times 10^{11}$ protons/cm <sup>2</sup> , d) $3 \times 10^{12}$ protons/cm <sup>2</sup> , e) $7 \times 10^{12}$ protons/cm <sup>2</sup> , f) $1.5 \times 10^{13}$ protons/cm <sup>2</sup> , g) $3 \times 10^{13}$ protons/cm <sup>2</sup> .....	71

- 4.8 Sensibilité du modèle de collection de charge  $\beta$  suite à une modification d'environ 8% de la tension de désertion totale ( $V_{dt}$ ) du détecteur CiS standard non irradié .....3
- 4.9 Efficacité de collection de charge (ECC) en fonction de la fluence d'irradiation en protons pour les détecteurs CiS standard (SP) et oxygénés (SP-oxy). Les points pleins ( $\Phi \leq 3 \times 10^{13}$  protons/cm<sup>2</sup>) représentent les résultats des modélisations ayant été validés expérimentalement alors que les points vides ( $\Phi > 3 \times 10^{13}$  protons/cm<sup>2</sup>) non pu être vérifiés expérimentalement à cause des limitations du montage de collection de charge  $\beta$  utilisé. Les efficacités de collection de charge ont été extraites pour une tension égale au triple de la tension de désertion totale .....73

## Liste des sigles

ADC :	Analog to Digital Converter
ALICE :	A Large Ion Collider Experiment
ATLAS :	A Toroïdal Lhc ApparatuS
BPM :	Beam Profile Monitor
CERN :	Centre Européen de la Recherche en Physique Nucléaire
CMS :	Compact Muon Solenoid
CRSNG :	Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada
ECC :	efficacité de collection de charge
LEP :	Large Electron-Positron Collider
LHC :	Large Hadron Collider
LHCb :	Étude de la violation CP dans les désintégrations de mésons B au LHC
mip :	minimum ionising particle
SCT :	SemiConductor Tracker
SIMS :	Secondary Ion Mass Spectroscopy
SP :	standard planaire
SP-oxy :	standard planaire oxygéné
TCT :	Transient Current Technique
TIGRESS :	TRIUMF-ISAC Gamma-Ray Escape Suppressed Spectrometer
TRIUMF :	TRI-University Meson Facility
TRT :	Transition Radiation Tracker.



## Liste des abréviations

$E(x)$  : champ électrique

$\epsilon$  : permittivité du silicium = 1.054 pF/cm

Éq. : équation

eV : électron Volt =  $1.602 \times 10^{-19}$  J

Fig. : figure

$\hbar$  : constante de Planck =  $1.055 \times 10^{-34}$  J·sec

$I_f$  : courant de fuite

$I_{vol}$  : courant de fuite volumique

$k_B$  : constante de Boltzmann =  $1.381 \times 10^{-23}$  J/K

$m_e$  : masse de l'électron

$m_t$  : masse du trou

$\Phi$  : fluence

$q$  : charge élémentaire  $1.602 \times 10^{-19}$  C

$\rho(x)$  : densité de charge

$\rho$  : résistivité

TAB. : tableau

$V_{dt}$  : tension de désertion totale

$W$  : épaisseur d'un détecteur au silicium

## Remerciements

L'étude présentée dans ce mémoire n'aurait pas pu être réalisée sans le soutien précieux de plusieurs personnes que je dois maintenant remercier.

Mes plus sincères remerciements à mon directeur de recherche, Claude Leroy, pour m'avoir accepté dans le groupe ATLAS/Montréal dans le cadre d'un stage d'été et m'avoir permis d'entreprendre des études de cycle supérieur sous sa direction. Merci du soutien constant que vous m'avez apporté dans la réalisation de ce projet de maîtrise.

J'aimerais également remercier ma collègue Céline Lebel, étudiante au doctorat, pour ses nombreuses contributions dans la réalisation du montage de collection de charge  $\beta$  et les nombreuses discussions ayant permis l'élaboration du modèle de Hecht.

Je remercie Le Groupe Technologique de l'Université de Montréal, en particulier Jean-Pierre Martin, pour le soutien technique et l'aide apportée dans la réalisation du montage de collection de charge  $\beta$ .

Merci à Stanislav Pospíšil et à toute l'équipe de la Czech Technical University à Prague pour m'avoir réservé un accueil chaleureux lors de ma visite. Les expériences qui s'y sont faites se sont avérées essentielles pour l'élaboration du modèle de Hecht.

Merci au Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada (CRSNG) pour le support financier via la subvention du groupe ATLAS/Canada.

Finalement, un merci particulier à tous les membres de ma famille qui me soutiennent depuis toujours dans la réalisation des projets qui me sont chers.

## Contributions personnelles

J'ai construit un montage de collection de charge  $\beta$  en collaboration avec le groupe ATLAS/Montréal. J'ai pris des mesures de collection de charge  $\beta$  pour des détecteurs CiS standard et oxygénés et ce pour des détecteurs irradiés et non irradiés. J'ai fait un stage de 10 jours à la Czech Technical University à Prague où j'ai contribué à la conception d'un montage permettant de mesurer les temps de vie des porteurs de charge (électrons et trous) dans les détecteurs au silicium. J'ai fait l'analyse des données de collection de charge  $\beta$  et j'ai participé à l'analyse des données sur les temps vie des porteurs de charge. J'ai élaboré un modèle de collection de charge basé sur l'équation de Hecht. J'ai écrit le code de programmation servant à modéliser la collection de charge  $\beta$  à l'aide du logiciel ROOT puis j'ai comparé les résultats de la modélisation avec les résultats expérimentaux.

J'ai présenté des résultats préliminaires lors du congrès de l'ACFAS 2006. Un article, dont je suis co-auteur, a été accepté pour publication dans Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A et un autre article est prévu sous peu.

## Introduction

Le projet du grand collisionneur hadronique (**LHC**) fut approuvé en 1994 au le Centre Européen de la Recherche en Physique Nucléaire (**CERN**). Cet accélérateur est en cours d'installation dans le tunnel ayant servi, dans le passé, au **LEP** (Large Electron Positron Collider) et sera en opération dès octobre 2007. Le collisionneur d'une circonférence de 27 km permettra des collisions frontales de protons d'une énergie 7 TeV (14 TeV dans le centre de masse) avec une luminosité optimale de  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Le **LHC** sera également utilisé pour faire des collisions d'ions lourds à une énergie maximale dans le centre de masse de 5.5 TeV/nucléon avec une luminosité d'environ  $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Les deux faisceaux du **LHC** se croiseront à quatre endroits où sont installées chacune des quatre expériences. Ces quatre expériences sont : **ALICE** (A Large Ion Collider Experiment), **LHCb** qui se consacrera à l'étude du méson B, **CMS** (Compact Muon Solenoïd) et **ATLAS** (A Toroidal Lhc ApparatuS). Notre étude s'inscrivant dans le cadre de l'expérience **ATLAS**, une description plus détaillée du détecteur **ATLAS** et des objectifs poursuivis est nécessaire.

Le **LHC** permettra d'atteindre une gamme d'énergie encore non étudiée et rendra possible l'exploration du Modèle Standard et au-delà. Un des objectifs est la recherche du boson de Higgs, une particule fondamentale du modèle standard dont l'existence reste à démontrer. Il est également possible que de nouveaux phénomènes physiques, non prédits par le Modèle Standard, tel que la supersymétrie, soient découverts.

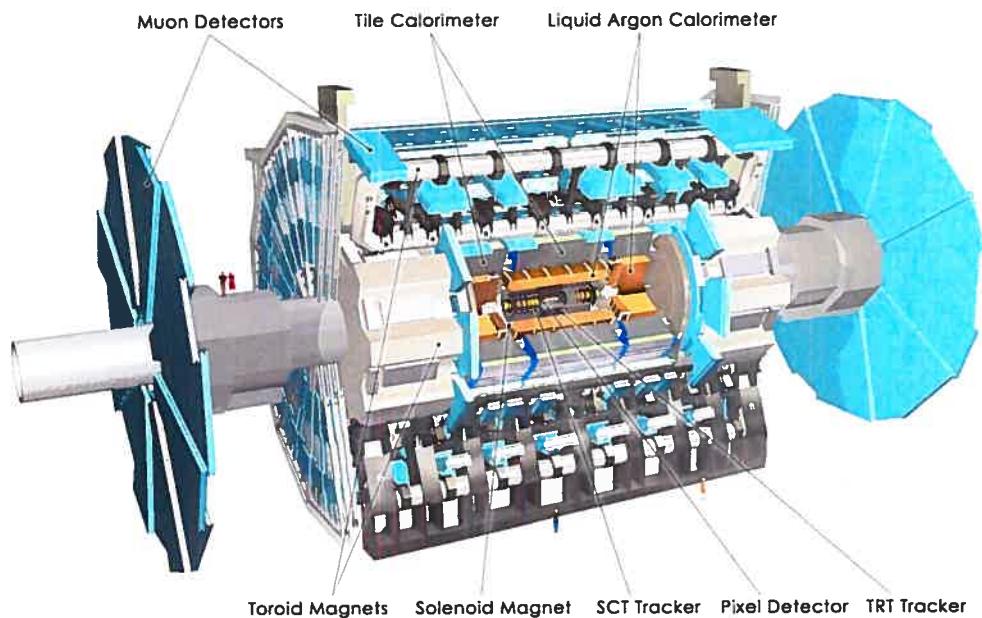


FIG. 0.1 - Détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS, voir figure 0.1, comprend les composantes principales suivantes : Un détecteur interne, un calorimètre électromagnétique, un calorimètre hadronique ainsi qu'un bon nombre de détecteurs à muons. Le détecteur interne (figure 0.2) est pour sa part constitué du détecteur à pixel, du SCT (SemiConductor Tracker) et du TRT (Transition Radiation Tracker).

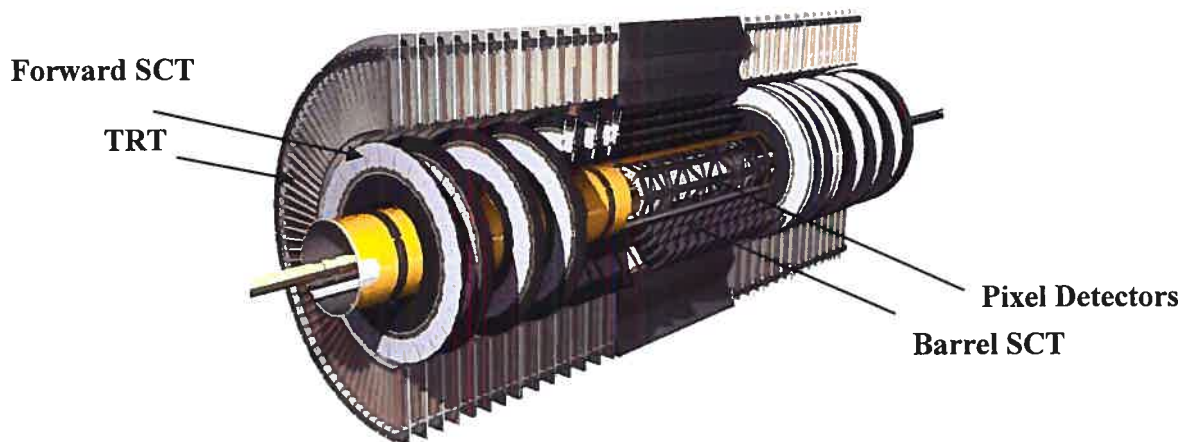


FIG. 0.2 - Détecteur interne de ATLAS

Le **SCT** (SemiConductor Tracker) et le détecteur à pixels sont essentiellement constitués de détecteurs au silicium. Le **SCT** utilise des détecteurs à microbandes. Chacune des microbandes a une aire de  $18 \mu\text{m} \times 62.0 \text{ mm}$ . L'espace entre deux microbandes consécutives est de  $80 \mu\text{m}$ . Le détecteur à pixels utilise pour sa part des détecteurs au silicium de dimensions  $70 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$  et d'une épaisseur de  $300 \mu\text{m}$ . L'objectif principal du **SCT** et du détecteur à pixels est de reconstituer les trajectoires des particules les traversant en combinant l'information fournie par ces derniers avec les autres parties actives du détecteur **ATLAS**.

Étant situés près du point d'impact ( $4.7 \text{ cm}$  de l'axe du faisceau), les détecteurs au silicium seront exposés à de grandes fluences d'irradiation ( $\approx 5 \times 10^{14}$  hadrons/cm<sup>2</sup>) durant la période de 10 ans prévue pour l'opération du **LHC**. Les détecteurs endommagés par ces irradiations voient leur efficacité de détection diminuer et peuvent même devenir inutilisables. La présente étude a été réalisée avec pour objectif d'étudier précisément les effets des irradiations sur ces détecteurs. À cette fin, des détecteurs au silicium de type n ont été irradiés avec des protons de  $10 \text{ MeV}$  au Tandem de l'Université de Montréal. Ensuite, un montage de collection de charge bêta a été construit à l'Université de Montréal afin de faire une étude de collection de charge. Un modèle basé sur l'équation de Hecht a été élaboré et une comparaison avec les données expérimentales de collection de charge a été faite. Finalement, l'effet bénéfique de l'injection volontaire d'oxygène a pu être confirmé.

## **Chapitre 1 : Théorie**

Afin d'avoir une bonne compréhension de l'ensemble des phénomènes impliqués dans la présente étude, une brève introduction à la physique des semi-conducteurs est nécessaire. En premier lieu, les propriétés différenciant les semi-conducteurs des autres matériaux seront passées en revue. La structure et les caractéristiques électroniques des détecteurs au silicium seront ensuite décrites. Finalement, les effets des irradiations sur ces détecteurs seront étudiés.

### **1.1 Les solides cristallins**

Il est possible de représenter les solides cristallins, en reproduisant dans l'espace une unité structurale, nommée base, composée d'un certain nombre d'atomes. Dans les matériaux les plus simples, la base est composée d'atomes d'un seul élément chimique alors que dans les plus complexes, elle peut comprendre plusieurs types d'atomes ou de molécules. La distribution spatiale qui caractérise la répétition de la base est appelée réseau cristallin. Pour un solide tridimensionnel, il existe un nombre fini de réseaux fondamentaux. Ces réseaux sont désignés sous le nom de réseaux de Bravais et sont au nombre de quatorze : cubique simple, cubique centré, cubique à faces centrées, triclinique, hexagonal, etc.

Le silicium appartient au groupe IV du tableau périodique, les éléments de ce groupe ont la propriété de former quatre liens covalents avec d'autres atomes identiques (à l'exception du carbone qui peut également produire un réseau bidimensionnel avec seulement trois liaisons covalentes). Ce type de liaisons chimiques tétraédriques donne lieu à un réseau de type diamant. La distance entre deux atomes liés est de 2.53 Å dans le silicium.

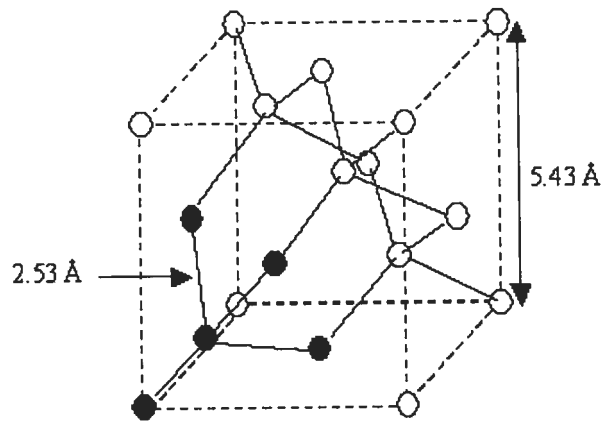


FIG. 1.1 - Structure cristalline du silicium.

### 1.1.1 Schéma énergétique des solides

On peut décrire les propriétés électriques des solides en considérant un gaz d'électrons soumis au potentiel périodique induit par les atomes constituant le réseau cristallin. Dans le cas plus simple d'un gaz d'électrons libres, l'énergie cinétique des électrons peut prendre seulement des valeurs discrètes déterminées par l'équation 1.1. On dit que l'énergie est quantifiée. Pour un solide cubique de largeur  $L$  on obtient :

$$E_k = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) \quad (\text{Éq. 1.1})$$

Où  $n_x$ ,  $n_y$  et  $n_z$  sont des nombres entiers entre zéro et l'infini,  $m$  est la masse de l'atome constituant le solide.



La présence du potentiel périodique, induit par les atomes constituant le réseau cristallin, modifie quelque peu la situation. On observe plutôt des bandes d'énergies accessibles et d'autres interdites. Le nombre de ces bandes dépend entre autre de la distance entre les différents atomes du réseau et des atomes impliqués. Ce sont ces bandes d'énergie qui distinguent les matériaux isolants des métaux (conducteurs) ou des semi-conducteurs. En général, on nomme la dernière bande d'énergie accessible bande de conduction alors que celles de plus basses énergies sont dénommées bandes de valence. Dans le cas d'un isolant, la bande de conduction est séparée de la dernière bande de valence par une grande bande interdite. C'est pour cette raison qu'un isolant possède très peu d'électrons de conduction. Pour un métal (conducteur), la bande d'énergie interdite est petite ou inexistante et la bande de conduction est partiellement occupée à température de la pièce. Finalement, pour un semi-conducteur, la bande interdite a une dimension intermédiaire entre celle d'un isolant et celle d'un métal. La largeur modérée de la bande interdite permet à une faible quantité d'électrons de passer de la dernière bande de valence à celle de conduction et cela grâce à l'agitation thermique.

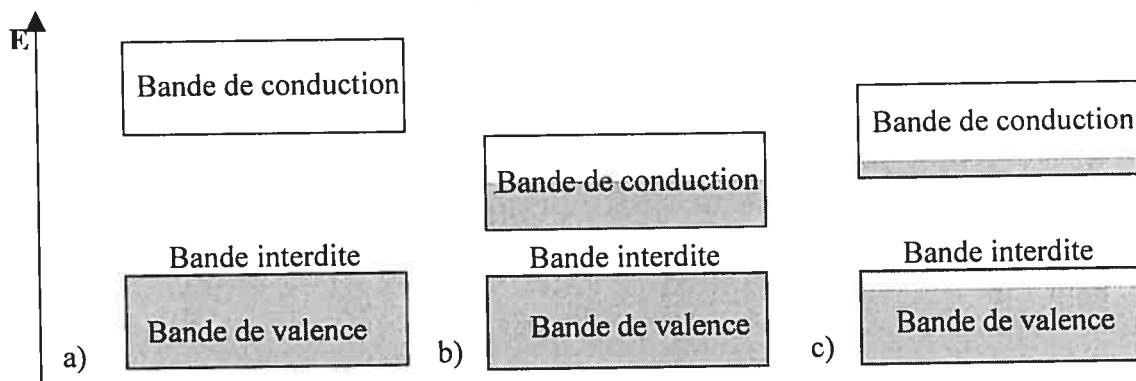


FIG. 1.2 - Structure en bandes des solides: a) isolants, b) métaux et c) semi-conducteurs. L'ordonnée,  $E$ , représente l'énergie des électrons dans un solide.

## 1.2 Les semi-conducteurs

Les matériaux semi-conducteurs sont couramment utilisés de nos jours, pour la détection des radiations ainsi que pour l'électronique et ses applications. Le transistor, la diode, la cellule photovoltaïque et le détecteur de particules, sont au nombre des dispositifs utilisant ces matériaux. Cette section a pour but de décrire les caractéristiques des solides semi-conducteurs. Il est important de noter que certains cristaux semi-conducteurs sont constitués d'un seul élément alors que d'autres sont une combinaison d'éléments. On distingue donc les semi-conducteurs de type IV, tel que le silicium, de ceux de type III-V, tel que l'arséniure de gallium, etc. Les chiffres romains décrivent ici la colonne du tableau périodique auxquels les éléments appartiennent. Afin de décrire les propriétés physiques de ceux-ci, il nous faut nous intéresser à leur structure cristalline fondamentale, mais également aux éléments présents sous forme de traces dans un solide réel. On distingue donc les semi-conducteurs selon la pureté du cristal. Un semi-conducteur est dit intrinsèque s'il n'a aucune impureté dans sa structure cristalline. En réalité, un tel semi-conducteur est une idéalisation de la réalité. Les cristaux contiennent en général un certain nombre d'impuretés sous forme d'éléments traces. De plus, afin de donner certaines propriétés aux cristaux on injecte parfois des impuretés dans la structure cristalline.

Avant d'aller plus loin dans la description des semi-conducteurs, il est important d'expliquer le concept de quasi-particule et plus particulièrement de trou. Dans un semi-conducteur, une portion des électrons passe de la bande de valence à la bande de conduction en laissant des états d'énergie inoccupés. Il se trouve, que la description de tels états vacants dans une bande d'énergie presque pleine est bien établie en physique de l'état solide. Ces états vacants sont décrits par une quasi-particule appelée trou. Comme l'électron, le trou possède une masse et une charge. On réfère généralement à la masse effective des électrons de conduction et des trous. Ces masses sont différentes de la masse d'un électron libre. Cela est dû à l'interaction de l'électron de conduction ou du trou avec le potentiel induit par le réseau cristallin. De plus, le trou étant une quasi-particule l'interaction de celui-ci avec le potentiel du réseau est un peu différente de celle d'un électron de conduction. Par conséquent, leurs masses effectives ne sont pas égales. La

charge du trou est de même grandeur mais de signe opposé à celle de l'électron. En effet, en présence d'un champ électrique, les électrons de la bande de valence se déplaceront dans la direction opposée au champ. L'état vacant se comporte donc comme une particule de charge  $+e$ . L'expression « porteurs de charge » est utilisée pour désigner les électrons de conduction et les trous.

### 1.2.1 Les semi-conducteurs intrinsèques

Puisque ces cristaux sont exempts d'impuretés, leur description physique en est simplifiée. La description de ceux-ci servira également de base pour la description des semi-conducteurs comprenant un nombre quelconque d'impuretés. Il est important de noter que les semi-conducteurs intrinsèques deviennent des isolants à température nulle (zéro degré Kelvin). En effet, une énergie thermique est nécessaire afin que des électrons de la bande de valence franchissent la bande interdite et atteignent la bande de conduction. Puisque la conductivité électrique est l'une des caractéristiques principales différenciant les divers types de solides, il est intéressant de la caractériser. On définit la conductivité ( $\sigma$ ) et la résistivité ( $\rho$ ) comme suit :

$$\sigma = 1/\rho = q(n\mu_e + p\mu_t) \quad (\text{Éq.1.2})$$

Ici,  $n$  est la densité électronique,  $p$  est la densité de trous et  $\mu_e$  et  $\mu_t$  sont les mobilités respectives des électrons et des trous. Les mobilités seront définies à la section 1.2.3. Puisque tous les trous résultent du passage d'un électron vers la bande de conduction, pour un semi-conducteur intrinsèque, le nombre de trous par unité de volume  $p_i$  doit être égal à celui des électrons de conduction  $n_i$  où l'indice  $i$  signifie intrinsèque.

$$np = n_i^2 = p_i^2 = 4(k_B T / 2\pi \hbar^2)^3 (m_e m_t)^{(3/2)} \exp(-E_g / k_B T) \quad (\text{Éq. 1.3})$$

$$n_i = p_i = 2(k_B T / 2\pi \hbar^2)^{(3/2)} (m_e m_t)^{(3/4)} \exp(-E_g / 2k_B T) \quad (\text{Éq. 1.4})$$

Il est à noter que l'équation 1.3 est connue sous le nom de loi d'Action de masse et est valide peu importe la pureté du semi-conducteur. En utilisant l'équation 1.4 on peut calculer les concentrations intrinsèques. À température normale le silicium a une énergie de bande interdite  $E_g = 1.12$  eV. On peut avoir une bonne approximation des valeurs des concentrations intrinsèques en posant les masses des porteurs égales à celle d'un électron libre. Bien que cela ne soit pas strictement vrai, les masses effectives des porteurs sont, en effet, du même ordre de grandeur que celle d'un électron libre. On obtient alors  $n_i = p_i \approx 1.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . En utilisant les mobilités correspondantes provenant du tableau 1.1, on déduit la résistivité intrinsèque du silicium  $\sigma \approx 3.4 \text{ M}\Omega \cdot \text{cm}$ .

### 1.2.2 Impuretés et dopants

Le terme impureté est généralement utilisé pour décrire les atomes qui se trouvent naturellement dans les cristaux ou encore qui sont un résultat du procédé de fabrication d'un semi-conducteur. Les atomes introduits volontairement dans la structure cristalline, afin de conférer certaines propriétés au solide, sont nommés dopants. Deux types de dopants sont couramment utilisés : les atomes du groupe V, tel le phosphore, et ceux du groupe III, tel le bore. Lorsque ces dopants sont implantés dans le cristal ils sont simplement substitués à un des atomes du réseau cristallin. Prenons l'exemple du phosphore dans un cristal de silicium. Le phosphore a cinq électrons de valence. Quatre d'entre eux formeront des liaisons covalentes avec les atomes de silicium alors que le cinquième ne formera aucun lien. Or, il faut très peu d'énergie pour déloger l'électron correspondant et le faire passer dans la bande de conduction. À température ambiante, la presque totalité des électrons n'étant pas liés, seront ionisés et deviendront des électrons de conduction. L'atome de phosphore acquiert alors une charge positive de  $+e$ . Ces atomes qui donnent un surplus d'électrons de conduction, sont qualifiés de donneurs et leur concentration est désignée par le symbole  $N_d$ .

Pour un dopant du groupe III, par exemple le bore, les trois électrons de valence formeront des liaisons covalentes avec trois atomes de silicium. Cependant, il manquera

un électron afin de former le lien avec le quatrième atome de silicium. Ce manque sera comblé par un électron d'un autre lien entre deux atomes de silicium et on verra donc l'apparition d'un trou dans la bande de valence. Ce type d'impureté crée donc un excès de trous. Le Bore prend alors une charge négative de  $-e$ . Ces atomes sont qualifiés d'accepteurs et leur concentration est notée  $N_a$ .

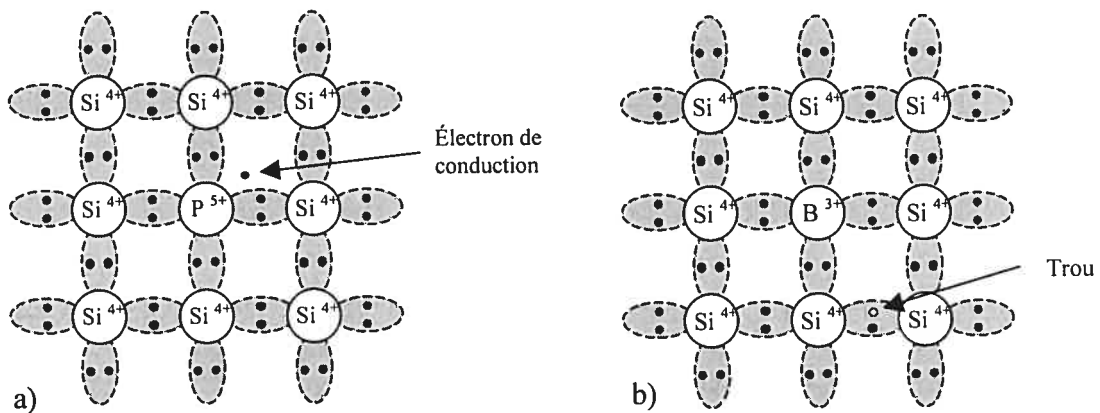


FIG. 1.3 - Impuretés dans un cristal: a) atome donneur P (Phosphore), b) atome accepteur B (Bore).

Il est possible de généraliser la description d'impuretés dans un cristal en considérant la possibilité que des atomes donneurs et accepteurs soient présents simultanément dans le cristal. Pour ce faire, on définit une concentration effective de dopants, symbolisée par  $N_{eff}$ , que l'on définit comme la différence entre la concentration d'accepteurs et celle de donneurs.

$$N_{eff} = N_a - N_d \quad (\text{Éq. 1.5})$$

Lorsque la concentration effective de dopants est négative, le semi-conducteur est dit de type n et les porteurs majoritaires sont les électrons. Si elle est positive, il est dit de type p et les porteurs majoritaires sont les trous. Afin de déterminer les concentrations en trous et en électrons de conduction ( $p$  et  $n$ ), il faut utiliser la conservation de la charge électrique. En effet, les atomes d'impuretés et le cristal sont neutres avant l'implantation, il en sera

donc de même pour le cristal comprenant les impuretés. Quatre types de charge doivent être considérés: les électrons, les trous, les atomes donneurs ionisés et les atomes accepteurs chargés négativement. La condition de neutralité s'exprime donc comme suit :

$$n + N_A = p + N_D \quad (\text{Éq. 1.6})$$

En combinant cette équation avec la loi d'action de masse (Éq. 1.3) on obtient les expressions suivantes pour les concentrations de dopants:

$$n = \frac{1}{2} \left( N_D - N_A + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2} \right) \quad (\text{Éq. 1.6})$$

$$p = n_i^2 / n \quad (\text{Éq. 1.7})$$

En général, la concentration effective de dopants ou d'impuretés est supérieure aux concentrations intrinsèques de porteurs de charge par plusieurs ordres de grandeur. Cela permet de négliger  $n_i$ , dans le cas d'un détecteur de type n, et d'obtenir les équations 1.8 et 1.9.

$$n \cong N_D - N_A = |N_{eff}| \quad (\text{Éq. 1.8})$$

$$p \cong 0 \quad (\text{Éq. 1.9})$$

Dans un semi-conducteur de type p les résultats des équations 1.8 et 1.9 sont inversés ( $n \cong 0$  et  $p \cong |N_{eff}|$ ). Finalement, on peut déduire la conductivité d'un semi-conducteur arbitrairement dopé en utilisant l'équation 1.2.

$$\sigma = 1/\rho = \mu_e q |N_{eff}| \quad (\text{Éq. 1.10})$$

### 1.2.3 Mobilités et vitesses de dérive dans le silicium

La mobilité est définie comme le rapport entre la vitesse de dérive et le champ électrique et a fait l'objet de nombreuses études [1,2]. L'expression phénoménologique suivante représente bien le comportement des mobilités en fonction du champ électrique

$$\mu_{e,t}(x) = \frac{\mu_{0\ e,t}}{\left[1 + \left(\mu_{0\ e,t} E(x) / v_{s\ e,t}\right)^m\right]^{1/m}} \quad (\text{Éq. 1.11})$$

Où  $m=1$  pour les trous et  $m=2$  pour les électrons. Les valeurs des mobilités à champ électrique nul et à température de la pièce ( $\mu_0$ ) ainsi que les vitesses de saturation ( $v_s$ ) sont données au tableau 1.I.

Mobilités	$\mu_0$ (cm <sup>2</sup> /V·s)	$v_s$ (cm/s)
Électron	1386	1.05x10 <sup>7</sup>
Trou	471	1.00x10 <sup>7</sup>

TAB. 1.III - Mobilités et vitesses de saturation dans le silicium à température de la pièce.

La vitesse de dérive,  $v_d$  peut donc être déduite en inversant la définition de la mobilité. La vitesse de dérive prend alors la forme suivante:

$$v_{d\ e,t}(x) = \frac{\mu_{0\ e,t} E(x)}{\left[1 + \left(\mu_{0\ e,t} E(x) / v_{s\ e,t}\right)^m\right]^{1/m}} \quad (\text{Éq. 1.12})$$

### 1.3 Détecteurs semi-conducteurs

Les détecteurs utilisés pour cette étude étaient de type n et avaient des résistivités initiales d'environ 4 kΩcm. Pour fabriquer ces détecteurs, il faut ajouter au silicium de

type n des électrodes. Les électrodes utilisées sont dites « bloquantes » car elles minimisent le courant de fuite (voir 1.3.5) permettant ainsi de détecter des particules ionisantes. Elles sont constituées d'une mince couche de silicium fortement dopé et d'une mince couche métallique telle que l'aluminium ou l'or. Pour l'électrode située à l'avant le silicium est dopé p alors que pour celle située à l'arrière, il est dopé n. On obtient donc une jonction de type  $p^+ - n - n^+$  (voir figure 1.4). L'indice « + » est présent afin de souligner que ces couches ont des concentrations supérieures de dopants et cela par plusieurs ordres de grandeur, à celle de la région de type n.

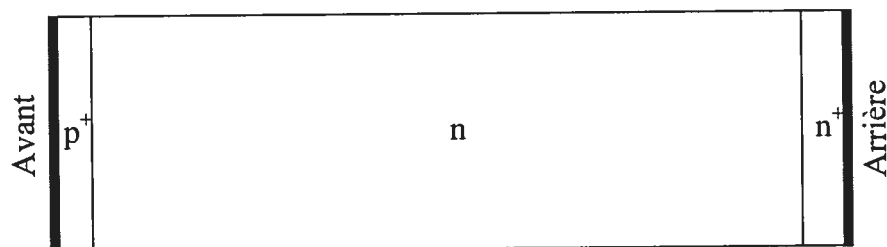


FIG. 1.4 - Représentation transversale d'un détecteur  $p^+ - n - n^+$ .

### 1.3.1 Détecteur au silicium non polarisé (jonction $p^+ - n$ )

Afin de simplifier la situation, il est possible de négliger l'effet de la section  $n^+$  du détecteur. Cette approximation se justifie par la petite dimension (quelques microns) de cette zone et par le fait que les porteurs majoritaires y sont les mêmes que dans la zone adjacente. De plus, bien qu'en général la distribution des dopants dans la structure cristalline puisse être considérée quelconque, les techniques de fabrication les plus utilisées mènent généralement à une distribution suffisamment uniforme de dopants à l'intérieur d'une zone donnée. C'est-à-dire, que la concentration de dopants dans la zone p, par exemple, ne dépend pas de la position. On obtient donc une jonction abrupte.

Comme il a été vu précédemment, les porteurs de charges majoritaires d'un semi-conducteur de type p et d'un autre de type n ne sont pas les mêmes. Si ces zones de porteurs majoritaires différents sont mises en contact, un gradient de concentration est formé à la jonction des deux zones et il y aura diffusion des porteurs. Les trous de la zone



p se dirigeront vers la zone n alors que les électrons de la zone n se dirigeront vers la zone p. Les donneurs et les accepteurs étant fixés dans la structure cristalline, une charge excédentaire négative se formera du côté p de la jonction alors qu'une charge positive sera formée du côté n. Ces charges excédentaires auront pour conséquence la formation d'un champ électrique orienté de la zone n vers la zone p. Le champ électrique aura pour effet d'expulser les charges mobiles hors de sa zone d'influence, respectivement, les trous vers la zone p et les électrons vers la zone n. L'équilibre entre la diffusion et le champ électrique créera deux zones neutres, aux extrémités du détecteur, entrecoupées d'une zone chargée que l'on nomme zone de désertion. La figure 1.5 a) illustre la situation.

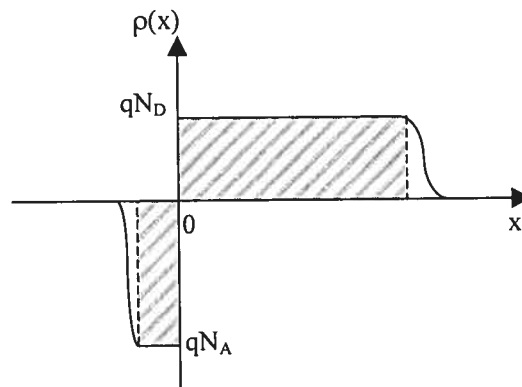


FIG 1.5 - Illustration de la densité de charge densité de charge.

Généralement, l'approximation de la zone de désertion abrupte est utilisée. Cette dernière considère que la transition entre la zone neutre et la zone exempte de porteurs de charge est très nette tel qu'illustré à la figure 1.6 a). La jonction abrupte combinée avec l'approximation de la zone de désertion abrupte mène à la distribution de charge suivante :

$$\rho(x) = \begin{cases} -q N_A & -x_p \leq x \leq 0 \\ +q N_D & 0 \leq x \leq x_n \end{cases} \quad (\text{Éq. 1.13})$$

Ayant déterminé la distribution de charge résultante, il est maintenant possible de déterminer le champ électrostatique résultant en utilisant l'une des équations de Maxwell.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(x) = \frac{\rho(x)}{\varepsilon} \quad (\text{Éq. 1.14})$$

En effet, l'intégration unidimensionnelle de cette équation combinée avec les bonnes conditions aux frontières conduira au champ électrique. Puisque la charge totale est nulle à l'extérieur de la zone de désertion, le champ électrique doit également y être nul. Il s'ensuit que  $E(-x_p) = E(x_n) = 0$ , cela conduit au résultat suivant :

$$E(x) = -\frac{d\psi(x)}{dx} = \begin{cases} \frac{-q N_A}{\varepsilon} (x + x_p) & -x_p \leq x \leq 0 \\ \frac{q N_D}{\varepsilon} (x - x_n) & 0 \leq x \leq x_n \end{cases} \quad (\text{Éq. 1.15})$$

La variation du champ électrique dans le détecteur est illustré à la figure 1.6 b). Il est également intéressant d'observer que la continuité du champ électrique à la position  $x=0$  conduit à l'équation 1.16 qui est en accord avec la conservation de la charge dans les semi-conducteurs dopés déjà établie à la section 1.2.2

$$N_A x_p = N_D x_n \quad (\text{Éq. 1.16})$$

Pour obtenir le potentiel électrostatique, il suffit d'intégrer l'équation 1.15 et de définir les valeurs du potentiel à la frontière de la zone de désertion. Pour se faire on introduit deux constantes,  $\psi(-x_p) = -\psi_p$  et  $\psi(x_n) = \psi_n$  (voir figure 1.6 c) ).

$$\psi(x) = \begin{cases} \psi_p + \frac{q N_A}{2\varepsilon} (x + x_p)^2 & -x_p \leq x \leq 0 \\ \psi_n - \frac{q N_D}{2\varepsilon} (x - x_n)^2 & 0 \leq x \leq x_n \end{cases} \quad (\text{Éq. 1.17})$$

$$V_0 = \psi_n - \psi_p = \frac{k_B T}{q} \ln \left( \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (\text{Éq. 1.18})$$

Le potentiel de contact ( $V_0$ ), est défini par l'équation 1.18 et prend une valeur approximative de 0.6 V à la température de la pièce.

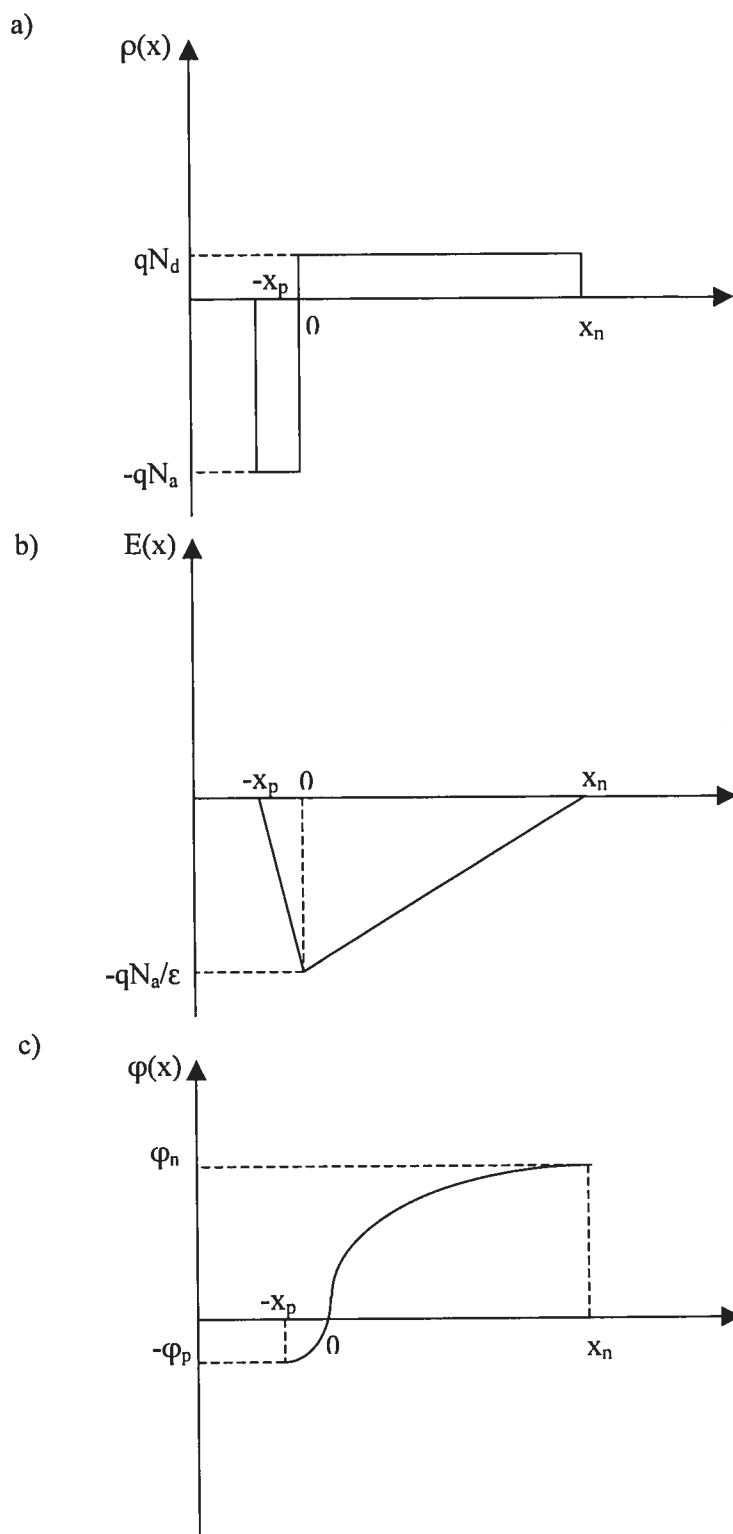


FIG. 1.6 - Variation en fonction de la position: a) de la densité de charge  $\rho(x)$ , b) du champ électrique  $E(x)$ , c) du potentiel  $\varphi(x)$ , dans le cadre de l'approximation d'une jonction abrupte et d'une zone de désertion abrupte.

Finalement, en combinant la définition du potentiel de contact (Éq. 1.18) avec la continuité du potentiel à la position zéro et l'équation 1.16, il est possible de déterminer les valeurs de  $x_n$ ,  $x_p$  et  $X$ . La largeur de la zone de désertion ( $X$ ) est la somme de  $x_n$  et  $x_p$ . La démarche est la suivante :

$$\psi(x=0) = -\frac{q N_D}{2\epsilon} x_n^2 + \psi_n = \frac{q N_A}{2\epsilon} x_p^2 + \psi_p$$

$$V_0 = \psi_n - \psi_p = \frac{q N_A}{2\epsilon} x_p^2 + \frac{q N_D}{2\epsilon} x_n^2$$

$$V_0 = \left( \frac{q N_A}{2\epsilon} + \frac{q N_A^2}{2\epsilon N_D} \right) x_p^2$$

.

.

.

$$x_p = \frac{1}{N_A} \sqrt{\frac{2\epsilon V_0}{q} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)^{-1}}$$

$$x_n = \frac{1}{N_D} \sqrt{\frac{2\epsilon V_0}{q} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)^{-1}}$$

$$X = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon V_0}{q} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \quad (\text{Éq. 1.19})$$

De plus, puisque la jonction est de type  $p^+ - n$ , c'est-à-dire  $N_A \gg N_D$ , l'expression pour la largeur de la zone de désertion ( $X$ ) peut être simplifiée :

$$X \cong \sqrt{\frac{2\epsilon V_0}{q N_D}} \quad (\text{Éq. 1.20})$$

### 1.3.2 Détecteur polarisé (Jonction p<sup>+</sup>-n)

La section précédente a permis de décrire les diverses propriétés électriques d'un détecteur ne subissant aucune influence externe. Or, la largeur de la zone de désertion en l'absence de tension externe est de 28 μm pour une valeur typique de  $N_D = 1.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ . Une largeur de désertion aussi petite ne favorise pas une bonne détection de particule. Afin d'augmenter la largeur de la zone désertée on applique une tension externe. Il est donc nécessaire de généraliser le modèle présenté à la section 1.3.1 en considérant l'application d'un potentiel électrique externe. Or si on applique un potentiel positif sur le côté p du détecteur on produit un champ électrique de signe opposé au champ créé par le potentiel de contact. Cela se traduit comme suit :  $V_0 \rightarrow V_0 - (+V)$ . Dans le cas contraire, si un potentiel négatif est appliqué, le changement suivant est obtenu :  $V_0 \rightarrow V_0 - (-V) = V_0 \rightarrow V_0 + V$ . Une telle substitution dans l'équation 1.19 nous indique que la zone de désertion diminuera sous l'application d'une tension positive alors qu'elle augmentera sous l'influence d'une tension négative. À des fins de détection, une polarisation négative est utilisée. En effet, comme il sera expliqué à la section 1.3.6, l'efficacité de détection d'un détecteur semi-conducteur augmente lorsque que les dimensions de la zone de désertion augmentent. On peut donc exprimer la largeur de la zone de désertion X en polarisation négative comme suit :

$$X = \sqrt{\frac{2\varepsilon(V + V_0)}{q N_D}} \quad (\text{Éq. 1.21})$$

La zone de désertion ne peut cependant pas acquérir une dimension supérieure à celle du détecteur. Elle augmentera avec la tension appliquée selon l'équation 1.21 jusqu'à atteindre l'épaisseur du détecteur puis demeurera constante. La tension pour laquelle cela se produit est nommée tension de désertion totale ( $V_{dt}$ ). En posant que l'épaisseur du détecteur est W on obtient :

$$V_{dt} = \frac{q N_D W^2}{2\varepsilon} - V_0 \quad (\text{Éq. 1.22})$$

On peut généraliser cette équation en considérant un détecteur où la zone dopée n serait remplacée par une zone comprenant des atomes donneurs et des atomes accepteurs. On

fait alors appel à la concentration effective introduite à la section 1.2. La reproduction de l'ensemble des démarches pour calculer le champ électrique et la zone de désertion montrerait que l'on peut simplement effectuer la substitution suivante  $N_d \rightarrow N_{eff}$ .

$$V_{dt} = \frac{q N_{eff} W^2}{2\varepsilon} - V_0 \quad (\text{Éq. 1.23})$$

Il est possible d'isoler  $N_{eff}$  dans l'équation 1.23 :

$$|N_{eff}| = \frac{2\varepsilon}{qW^2} (V_{dt} + V_0) \quad (\text{Éq.1.24})$$

L'expression précédente se révèle très importante car elle indique qu'une mesure de la tension de désertion totale nous permet de déterminer la concentration effective de dopants dans un détecteur. Or il s'avère, comme il sera explicité ultérieurement, que cette mesure peut être faite avec une grande précision. (Section 1.3.5) Finalement, il est à noter que, bien que la zone de désertion reste inchangée au-delà de la tension de désertion totale, le champ électrique continue pour sa part à changer selon l'équation 1.25.

$$E(x) = \frac{q N_{eff}}{\varepsilon} (x - W) - \frac{(V - V_{dt})}{W} \quad (\text{Éq.1.25})$$

### 1.3.3 Collection de charge

Une première méthode pour évaluer la concentration effective de dopants est la détermination de la tension de désertion totale en utilisant la collection de charge. Une étude de collection de charge a pour objectif de déterminer la charge collectée aux électrodes du détecteur lorsqu'une particule ionisante passe dans celui-ci et ce pour différentes valeurs de tension. Lorsqu'une particule ionisante passe dans un détecteur elle dépose une partie de son énergie, créant ainsi des paires électron-trous. La forme des courbes de collection de charge dépend de la tension de désertion totale mais également du type de particules impliquées. Cependant, peu importe la particule incidente, une courbe de collection de charge atteint un plateau à la tension de désertion totale. La valeur du plateau est déterminée par le nombre de paires électron-trous créées dans le détecteur. Ainsi, pour une particule au minimum d'ionisation (mip), telle qu'une particule

bêta avec une énergie supérieure à 2 MeV, la perte d'énergie est d'environ 80 keV dans 300 microns de silicium. Puisque 3.62 eV sont nécessaires à la création d'une paire électron trou, dans ce matériel, environ 22 000 paires seront créées dans le détecteur. Si le détecteur est complètement déserté ( $X=300 \mu\text{m}$ ), la charge collectée sera alors de 3.5 fC. Dans le cas de mips, il est également possible de déterminer simplement la dépendance en tension appliquée de la charge collectée avant  $V_{dt}$ . En effet, comme les mips interagissent uniformément sur l'ensemble du détecteur, la charge sera simplement proportionnelle à la largeur de la zone désertée :  $Q \approx V^{1/2}$  car  $X \approx V^{1/2}$ . Pour des fins de comparaison, on utilise généralement l'efficacité de collection de charge (ECC). On définit l'efficacité de collection de charge comme le rapport entre la charge collectée mesurée et la charge créée par ionisation (3.5 fC dans 300  $\mu\text{m}$  de silicium).

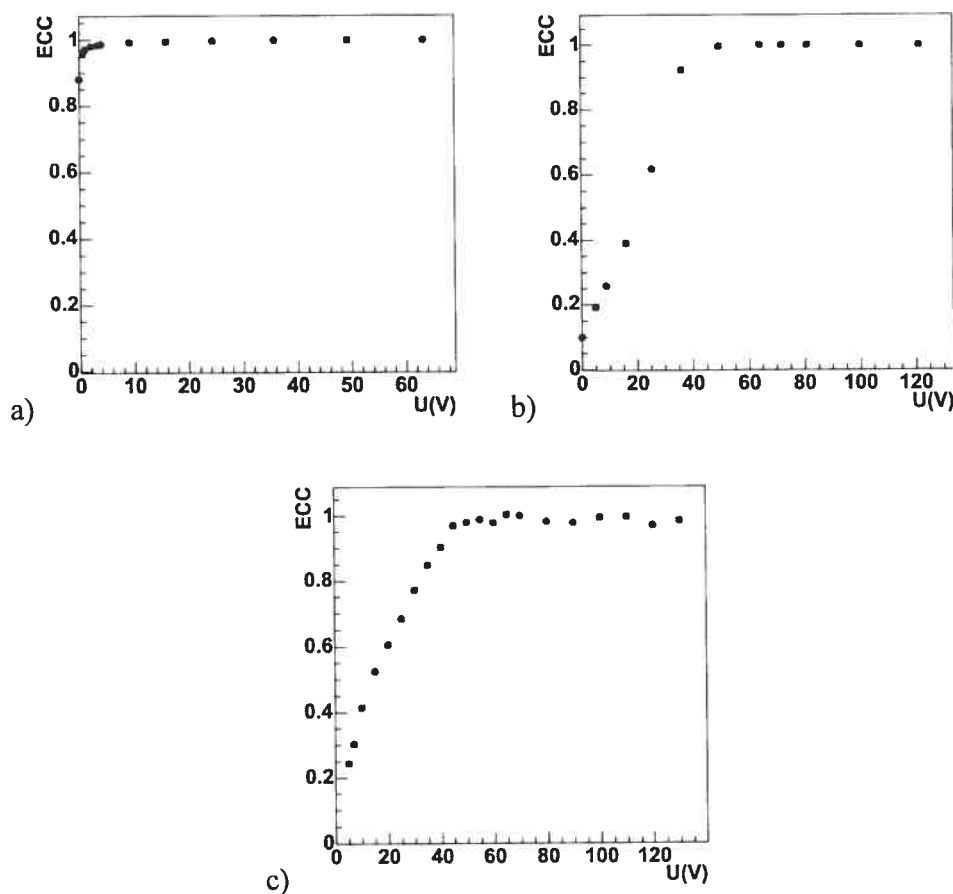


FIG. 1.7 - Efficacité de collection de charge pour un détecteur de 300  $\mu\text{m}$  et une tension de désertion totale de 50 V lorsque les particules incidentes sont des : a) alpha en illumination avant, b) alpha en illumination arrière et c) bêta. Les particules alpha utilisées provenaient d'une source de  $^{241}\text{Am}$  et avaient une énergie de 5.8 MeV alors que les bêta provenaient d'une source de  $^{90}\text{Sr}$  d'énergie moyenne égale à 761 keV.

### 1.3.4 Capacitance

L'étude de la variation de la capacitance en fonction de la tension permet également de déterminer la tension de désertion totale d'un détecteur et, par la même occasion, la concentration effective de dopants de celui-ci. La capacitance est déterminée par l'équation suivante:

$$C(V) = \frac{dQ}{dV} \quad (\text{Éq. 1.26})$$

Où  $Q = qA N_A x_p = qA N_D x_n$  et A est l'aire du détecteur. Puis en utilisant l'expression appropriée pour  $x_n$  ou  $x_p$  :

$$C(V) = qA N_D \frac{d x_n}{dV}$$

$$C(V) = \frac{\varepsilon A}{\sqrt{\frac{2\varepsilon(V+V_0)}{q} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}}$$

$$C(V) = \frac{\varepsilon A}{X(V)} \quad (\text{Éq. 1.27})$$

La capacitance variera donc comme celle d'un condensateur plan ayant une épaisseur égale à la largeur de la zone de désertion ( $X(V)$ ). Étant donnée la variation de la largeur de la zone de désertion précédemment établie, la capacitance diminuera avec la tension appliquée jusqu'à atteindre une valeur de plateau lorsque le détecteur sera complètement déserté. La figure 1.8 illustre la variation de la capacitance d'un détecteur ayant une épaisseur d'environ 300  $\mu\text{m}$  et une tension de désertion totale de 110 V.



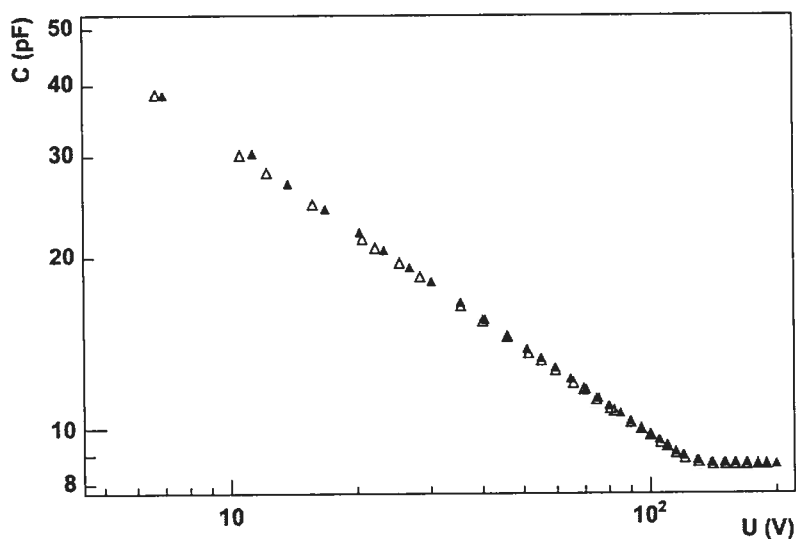


FIG 1.8 - Capacitance (C) en pF en fonction de la tension (U) en volts pour un détecteur de  $300 \mu\text{m}$  ayant une tension de désertion totale de 110 V.

La tension de désertion totale est déterminée en évaluant la tension pour laquelle une droite tangente à la partie linéaire de la courbe, intercepte une seconde droite tangente au plateau. Cette technique permet de mesurer  $V_{dt}$  avec une grande précision.

### 1.3.5 Courant de fuite

Dans un détecteur idéal en équilibre thermique, c'est-à-dire en l'absence de tension externe, le courant net dans la jonction est nul. En effet le courant dû à la diffusion des charges mobiles dans la jonction est complètement compensé par le courant causé par la dérive des charges mobiles dans le champ électrique. Par contre, dans un détecteur réel soumis à une différence de potentiel externe, le courant net n'est pas complètement nul. Ce courant résiduel est appelé courant de fuite. On différencie généralement deux types de courant de fuite, soit de surface ou de volume. Le courant de fuite de surface provient principalement d'imperfections à la surface du détecteur. Ces imperfections peuvent provenir de rayures sur la surface du détecteur, de saletés et même parfois de la condensation causée par une très grande humidité. Pour ce qui est du courant de fuite volumique, il provient de trois sources. Premièrement, l'application d'un

potentiel externe sur la jonction rompt l'équilibre thermique. Cette rupture de l'équilibre favorise alors le courant de dérive des charges dans le champ électrique qui devient supérieur au courant de diffusion, le courant net n'est alors plus nul. Une autre source de courant de fuite est la présence de défauts dans la structure cristalline. Ces défauts qui agissent comme des pièges pour les porteurs de charge brisent l'équilibre menant à un courant de fuite nul. Ce type de courant de fuite devient particulièrement important dans les détecteurs endommagés par irradiation (voir section 1.4.2). La dernière source de courant de fuite est la création de paires électron-trous par agitation thermique. Cette contribution domine complètement les autres dans le cas d'un détecteur n'ayant subi aucune irradiation et aucun dommage mécanique. Le courant de fuite à température constante est donc proportionnel à la largeur de la zone de désertion(X). En utilisant l'équation 1.21, on obtient :

$$I_{vol} \propto \sqrt{V + V_0} \quad (\text{Éq. 1.28})$$

La dépendance en température du courant de fuite volumique prend la forme suivante :

$$I_{vol} \propto T^2 \exp\left(\frac{-E_g}{2k_B T}\right) \quad (\text{Éq. 1.29})$$

Puisque certaines contributions au courant de fuite dépendent de la température, il est essentiel de considérer la température lors d'une mesure du courant de fuite. De plus, afin de comparer différents résultats, ces derniers doivent correspondre à une même température. Or, il existe une expression pour obtenir le courant de fuite à une température quelconque si celui-ci est connu à une température de référence ( $T_m$ ).

$$I(T) = I(T_m) \left(\frac{T}{T_m}\right)^2 \exp\left(\frac{-E_g}{2k_B} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_m}\right)\right) \quad (\text{Éq. 1.30})$$

Finalement, le courant de fuite crée une chute de tension dans le détecteur. Il faut soustraire cette dernière au potentiel externe ( $U_{source}$ ) afin de déterminer la tension réelle appliquée ( $U_{appliqué}$ ) au détecteur. Pour un détecteur utilisé dans un circuit de résistance équivalente R on obtient :

$$U_{\text{appliqué}} = U_{\text{source}} - RI \quad (\text{Éq. 1.31})$$

### 1.3.6 Claquage

Le claquage est généralement décrit comme l'augmentation subite du courant de fuite lorsque que le champ électrique en polarisation négative est supérieur à une certaine valeur nommée champ critique ( $E_c$ ). Le claquage est dommageable pour les détecteurs et ceux-ci doivent être utilisés à des tensions inférieures à la tension de claquage.

Deux mécanismes sont responsables du claquage d'une jonction : le claquage Zener et le claquage avalanche. Le claquage Zener peut se produire à basse tension dans des détecteurs fortement dopés, c'est-à-dire pour des concentrations effectives de l'ordre de  $10^{18} \text{cm}^{-3}$ . Cependant, les détecteurs utilisés dans la présente étude avaient des concentrations effectives suffisamment basses ( $N_{\text{eff}} < 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ) pour éviter ce type de claquage. Pour sa part, le claquage avalanche se produit lorsque le champ électrique confère suffisamment d'énergie aux porteurs pour que ces derniers créent d'autres paires électron-trous par ionisation des atomes de silicium. Ce type de claquage se produit pour de très hautes tensions (plus de 1000V).

## 1.4 Dommages par radiation

Un cristal semi-conducteur est endommagé lorsqu'il est soumis à de fortes irradiations. Les dommages subis par le solide se manifestent sous la forme de défauts dans sa structure cristalline. Afin de mieux comprendre l'évolution des caractéristiques électriques des détecteurs ayant subi une irradiation, il est nécessaire de quantifier les défauts créés. La fluence ( $\Phi$ ) est le paramètre utilisé à cette fin. Elle est l'intégrale du flux de particules sur le temps et s'exprime donc en nombre de particules par centimètre carré. Au cours de l'expérience ATLAS, d'une durée prévue de dix ans, les détecteurs au

silicium utilisés dans le détecteur interne accumuleront une fluence de l'ordre de  $10^{14}$  hadrons/cm<sup>2</sup>.

### 1.4.1 Concentration effective de dopants

Dans le cadre de la présente étude, trois types d'imperfections de la structure cristalline doivent être considérés : les interstitiels (figure 1.9 a)), les lacunes (figure 1.9 b)) et les impuretés (figure 1.9 c)). Les interstitiels sont des atomes de silicium ou des impuretés qui sont localisés à l'intérieur d'intervalles du réseau. Les lacunes résultent du déplacement d'un atome de silicium suite à la collision avec une particule de provenance externe. L'atome de silicium peut avoir été éjecté du cristal ou simplement être devenu un interstitiel. La question des impuretés a déjà été abordée à la section 1.2.2 pour le cas des atomes des groupes III et V. Les impuretés peuvent cependant être de natures très diverses et par conséquent une description générale de leur influence n'est pas possible. Le cas particulièrement intéressant de l'oxygène sera cependant discuté à la fin de cette section.

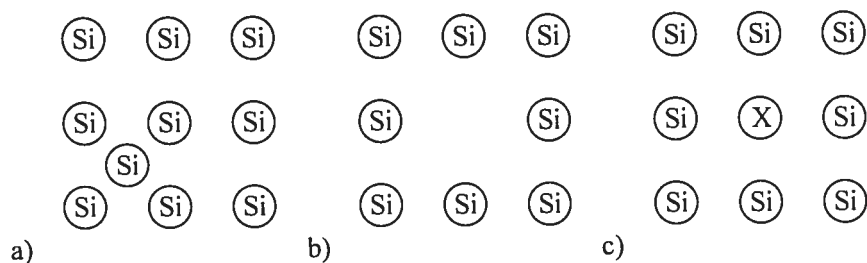


FIG. 1.9 - Représentation des défauts : a) interstitiel (Si), b) lacune et c) impureté (X).

Les interstitiels et les lacunes isolés ne modifient pas la concentration effective de dopants. Cependant, ces derniers forment des complexes avec d'autres dommages qui influencent la concentration effective de dopants. Deux types de complexes sont particulièrement importants: Les complexes phosphore-lacunes et les complexes di-lacunes. Un complexe phosphore-lacune est neutre et diminue le nombre de donneurs

d'électrons. À l'inverse, un complexe di-lacunes est un accepteur. Les taux de variation de la concentration de donneurs et de la concentration d'accepteurs en fonction de la fluence d'irradiation  $\Phi$  sont généralement donnés par [3]:

$$\frac{d N_D}{d\Phi} = -c N_D \quad \frac{d N_A}{d\Phi} = b \quad (\text{Éq. 1.32})$$

Ici, b et c sont respectivement les paramètres de création d'accepteurs et de disparition de donneurs. En intégrant l'équation 1.32, on obtient la variation des concentrations de dopants en fonction de la fluence.

$$\begin{aligned} N_D(\Phi) &= N_D(\Phi = 0) \exp(-c\Phi) \\ N_A(\Phi) &= N_A(\Phi = 0) + b\Phi \end{aligned} \quad (\text{Éq. 1.33})$$

Les détecteurs au silicium utilisés dans le cadre de cette étude ont des concentrations effectives initiales ( $\Phi=0$ ) essentiellement égales à la concentration initiale de phosphore et par conséquent :

$$\begin{aligned} N_D(\Phi) &= N_{eff}(\Phi = 0) \exp(-c\Phi) \\ N_A(\Phi) &= +b\Phi \end{aligned} \quad (\text{Éq. 1.34})$$

Finalement, en combinant les équations 1.34 et 1.5, on détermine la concentration effective de dopants pour une fluence  $\Phi$  quelconque :

$$N_{eff}(\Phi) = -N_{eff}(\Phi = 0) \exp(-c\Phi) + b\Phi \quad (\text{Éq. 1.35})$$

En résumé, la concentration effective initiale est complètement dominée par la concentration de donneurs. Lorsque la fluence augmente, la concentration de donneurs diminue et celle d'accepteurs augmente jusqu'à dominer complètement la concentration effective. À une fluence intermédiaire entre ces deux situations, nommé fluence d'inversion, ( $\Phi_{inv}$ ) la concentration d'accepteurs est égale à celle de donneurs et donc la concentration effective de dopants devient nulle. Afin de mieux visualiser la fluence

d'inversion, on représente généralement la valeur absolue de la concentration effective (voir figure 1.10).

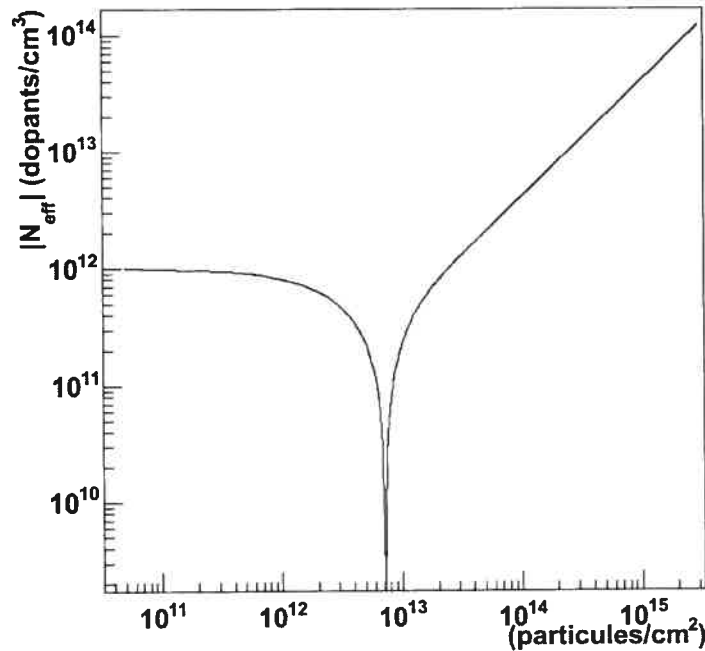


FIG. 1.10 - Exemple fictif de la variation de la valeur absolue de la concentration effective de dopants ( $|N_{eff}|$ ) en fonction de la fluence. Les paramètres de l'équation 1.35 sont :  $N_{eff}(\Phi=0)=1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $b=0.04 \text{ cm}^{-1}$ ,  $c=1.7 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ .

Il a été précédemment expliqué qu'il est possible d'extraire la tension de désertion totale à partir d'une mesure de  $N_{eff}$  et inversement. Il est donc simple de déduire que la tension de désertion totale diminuera jusqu'à la fluence d'inversion pour ensuite augmenter. Cependant, de récents développements suggèrent l'existence d'une saturation dans l'augmentation du nombre d'accepteurs [4,5]. L'expression suivante est alors appropriée pour décrire la concentration effective de dopants :

$$N_{eff}(\Phi) = -N_{eff}(\Phi=0) \exp(-c\Phi) + N_{A,sat} (1 - \exp(-c_c \Phi)) \quad (\text{Éq. 1.36})$$

où  $N_{A,sat}$  est la valeur de saturation de la concentration d'accepteurs. L'oxygène est certainement une impureté qui a des effets intéressants dans le silicium puisque cette dernière a un effet bénéfique. En effet, la présence d'oxygène semble réduire la formation

des complexes phosphore-lacune [6]. Il est probable que l'oxygène forme des complexes avec les lacunes diminuant ainsi le nombre de ces dernières disponibles pour la formation de complexes phosphore-lacune. La concentration de donneurs décroissant moins rapidement qu'en l'absence d'oxygène, le point d'inversion sera repoussé vers une fluence plus élevée.

En plus de modifier la concentration effective de dopants, les imperfections induites par l'irradiation forment des pièges. En présence de pièges, les porteurs de charge ont maintenant une durée de survie limitée. Le temps moyen s'écoulant avant qu'un porteur soit capturé par un piège est nommé temps de vie. De plus, les porteurs perdus de cette façon ne contribueront plus à la charge collectée. On dit que l'efficacité de collection de charge (ECC) diminue. La variation du temps de vie des porteurs de charge, de même que l'efficacité de collection de charge fonction de la fluence, seront discutés dans les deux prochaines sections.

#### 1.4.2 Temps de vie effectif des porteurs de charge

Le temps de vie effectif des porteurs de charge est défini comme l'inverse du taux de capture des porteurs. Or, ce taux de capture peut être exprimé comme suit [7]:

$$\frac{1}{\tau_{e,h}} = \sum_t N_t (1 - P_t^{e,h}) \sigma_t^{e,h} v_{th}^{e,h} \quad (\text{Éq. 1.37})$$

Ici,  $N_t$  est la concentration d'un piège donné,  $P_t^{e,h}$  est la probabilité d'occupation de ce piège,  $\sigma_t^{e,h}$  est la section efficace de capture et  $v_{th}^{e,h}$  est la vitesse thermique du porteur. En posant que la concentration d'un piège augmente linéairement en fonction de la fluence et que la concentration initiale de piège est nulle ( $N_t(\Phi=0)=0$ ). La relation suivante est obtenue :

$$\frac{1}{\tau_{e,h}} = \Phi \sum_t \eta (1 - P_t^{e,h}) \sigma_t^{e,h} v_{th}^{e,h} \quad (\text{Éq. 1.38})$$

Où  $\eta$  est le taux de variation de la concentration d'un piège donné avec la fluence. Finalement, en regroupant la somme sous une seule constante  $\beta_{e,h}$  dans la relation 1.38 on obtient la relation simplifiée:

$$\frac{1}{\tau_{e,h}} = \beta_{e,h} \Phi \quad (\text{Éq. 1.39})$$

Cette expression a été vérifiée expérimentalement [5,7] et sera utilisée dans le cadre de cette étude.

### 1.4.3 Mobilités et vitesses de dérive

Le comportement des mobilités et des vitesses de dérive sous l'influence de l'irradiation n'est pas très bien connu. Il existe des résultats contradictoires sur le sujet. Au moins une étude suggère une diminution des mobilités avec la fluence [8] alors qu'une autre n'observe aucune variation significative [9]. Pour des fins de simplicité, des mobilités indépendantes de la fluence ont été utilisées dans cette étude. Cependant, il est tout à fait possible d'utiliser notre modèle avec une variation de la mobilité.

### 1.4.4 Efficacité de collection de charge

Tel que mentionné précédemment, une portion des porteurs ne sera pas collectée à cause du phénomène de piégeage. Par conséquent, des détecteurs ayant été soumis à une irradiation auront une efficacité de collection de charge, à désertion totale, inférieure à celle d'un détecteur n'ayant pas été irradié. De plus, cette diminution s'accroîtra avec la fluence. Il faut cependant considérer un autre phénomène, le dépiégeage. C'est-à-dire, que l'augmentation du champ électrique augmentera la probabilité qu'un porteur soit libéré d'un piège pouvant ainsi contribuer à la charge collectée. À priori, une augmentation extrême de la tension permettrait de libérer tous les porteurs piégés et donc d'obtenir une efficacité de collection de charge idéale. (ECC=1). Il faut cependant mentionner que la tension réelle sur le détecteur de charge est limitée par la hausse du courant de fuite. En effet, dans un détecteur très endommagé, une augmentation de la



tension appliquée induit une hausse très importante du courant de fuite. La chute de tension associée ( $R \cdot I$ ) peut parfois augmenter plus rapidement que la tension appliquée qui l'a causée. Dans ce cas, la tension réelle sur le détecteur n'augmente plus et l'efficacité de collection de charge idéale ( $ECC=1$ ) ne peut être atteinte. Ce phénomène, combiné avec l'augmentation du bruit associé au courant de fuite (section 3.2), diminue grandement l'efficacité de détection des détecteurs ayant été soumis à de grandes fluences d'irradiation.

### 1.4.5 Courant de fuite

Une autre caractéristique des détecteurs qui est modifiée par une irradiation est le courant de fuite volumique. En fait, pour un détecteur irradié, la relation 1.28 n'est plus valable. Ceci est dû à la présence des défauts qui modifient l'énergie nécessaire au passage de la bande de valence à la bande de conduction. La valeur de référence utilisée afin de comparer les courants de fuite entre eux est le courant de fuite évalué à la tension de désertion totale. Il varie de façon linéaire selon la relation suivante :

$$\Delta I_{vol} = I_{vol}(\Phi) - I_{vol}(\Phi = 0) = \alpha\Phi \quad (\text{Éq. 1.40})$$

Ici,  $\alpha$  est la constante de courant de fuite induite par irradiation et  $I_{vol}(\Phi)$  est le courant de fuite volumique à désertion totale pour une fluence ( $\Phi$ ) donnée. L'augmentation du courant de fuite en fonction du degré d'irradiation a pour effet d'augmenter la tension externe que l'on doit appliquer pour obtenir une différence de potentiel donnée (Éq. 1.31). De plus, il a été discuté du fait que la tension de désertion totale augmente pour de grandes fluences (section 1.4.1). L'augmentation de la tension de désertion totale, combinée avec l'augmentation du courant de fuite, limite l'utilisation des détecteurs très endommagés. En effet, il peut se présenter des situations extrêmes où la tension de désertion totale est plus grande que la tension de claquage. En plus, le courant de fuite induit un bruit qui limite la détection des signaux. Un détecteur ayant un courant de fuite très élevé peut donc générer un bruit trop important pour permettre la détection de particules ionisantes.

## Chapitre 2 : Caractérisation des détecteurs utilisés

Ce chapitre traitera en premier lieu des différentes caractéristiques électroniques initiales, c'est-à-dire avant l'irradiation, des détecteurs utilisés dans la présente étude. Les diverses propriétés électroniques nécessaires à la modélisation présentée au chapitre 4 seront données pour chacune des fluences d'irradiation étudiées. Plus particulièrement, seront illustrés les résultats d'études précédentes sur les concentrations effectives, les courants de fuite et les temps de vie effectifs des porteurs de charge en fonction de la fluence.

### 2.1 Description des détecteurs

Les dimensions physiques et les caractéristiques électroniques avant irradiation des détecteurs sont résumées dans le tableau 2.1. Les détecteurs utilisés proviennent de l'institut CiS [10]. Tous les détecteurs ont été fabriqués selon la technologie planaire standard à partir de silicium de type n et d'orientation  $\langle 111 \rangle$  de Wacker Siltronics [11]. Il a été expliqué à la section 1.4.1 du chapitre 1 que l'oxygène est une impureté qui peut augmenter la durée de vie d'un détecteur. Une faible concentration d'oxygène ( $4 \times 10^{16}$  atomes/cm<sup>3</sup>) est introduite dans le cristal lors du processus de croissance du silicium. Cependant, l'oxygène provenant de ce processus est en concentration insuffisante pour avoir un effet significatif sur les propriétés du silicium. Pour cette raison, une partie des détecteurs fabriqués par l'institut CiS ont subi une oxygénation d'une durée de 24 heures [6]. L'oxygène a été introduit par diffusion dans une atmosphère d'azote à une température de 1150°C. La distribution spatiale de l'oxygène ainsi obtenue n'est pas uniforme, elle est illustrée à la figure 2.1.

Détecteurs	$A$ (cm <sup>2</sup> )	$W$ (μm)	$\rho_0$ (kΩcm)	$ N_{eff,0} $ (cm <sup>-3</sup> )	$V_{dt}$ (V)
1) SP (Ci05)	0.25	286	4.9	$9.4 \times 10^{11}$	58.3
2) SP-oxy (Ci11)	0.25	274	4.0	$11.6 \times 10^{11}$	66.4

TAB. 2.I - Dimensions physiques et caractéristiques électriques des détecteurs avant l'irradiation :  $A$  est l'aire du détecteur,  $W$ , l'épaisseur du détecteur,  $\rho_0$ , la résistivité,  $N_{eff,0}$ , la concentration effective et  $V_{dt}$ , la tension de désertion totale. Chaque valeur de ce tableau est une moyenne sur l'ensemble des détecteurs utilisés. Les détecteurs de type SP et SP-oxy ont, par la suite, été irradiés par des protons de 10 MeV.

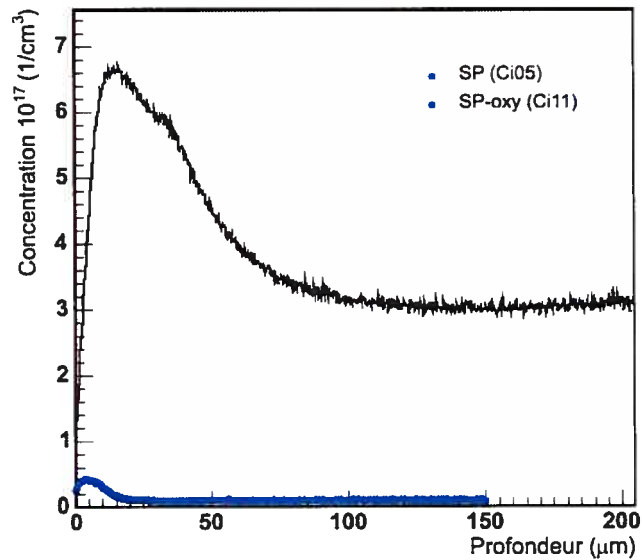


FIG. 2.1 - Distribution transversale de l'oxygène dans les détecteurs de l'institut CiS pour des détecteurs standard oxygénés (SP-oxy) et non oxygénés (SP) tel que mesuré par SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy) [12,13].

L'étude du comportement avant et après irradiation des deux types de détecteurs décrits dans le tableau 2.I constitue le point central de cette étude. En plus d'offrir l'occasion d'observer l'influence de l'oxygène sur l'évolution des caractéristiques électriques des détecteurs, un grand nombre de ceux-ci étaient à notre disposition. Cela a permis d'obtenir une grande gamme de fluences d'irradiation avec un bon échantillonnage. Ces détecteurs offraient donc plusieurs possibilités de vérifier la validité du modèle décrit au chapitre 4.

## 2.2 Irradiations et chauffage

Ayant étudié l'ensemble des propriétés initiales de chaque échantillon, ceux-ci ont ensuite été irradiés. Ces irradiations avaient pour objectif de reproduire les dommages subis par des détecteurs au silicium dans les expériences de physique des hautes énergies, par exemple ATLAS. Les détecteurs ont été irradiés par des protons de 10 MeV produits avec l'accélérateur Tandem Van de Graaff du Laboratoire des Faisceaux René J.A. Lévesque de l'Université de Montréal. Dans tous les cas, un détecteur différent a été utilisé pour chacune des fluences. En plus de varier avec la fluence, les caractéristiques électriques des détecteurs irradiés varient également avec le temps s'ils ne sont pas conservés à une température inférieure à  $-5^{\circ}\text{C}$  [14]. L'évolution dans le temps des caractéristiques des détecteurs irradiés est appelée recuit. Or, après l'irradiation d'un détecteur, un certain temps est requis pour retirer le détecteur du porte-échantillon. De plus, afin de faire des mesures subséquentement à l'irradiation, le détecteur est souvent exposé à des températures supérieures à  $-5^{\circ}\text{C}$  et ses caractéristiques peuvent alors changer. Afin de pouvoir comparer les détecteurs entre eux, après chaque irradiation on chauffe les détecteurs à une température de  $80^{\circ}\text{C}$  durant 4 minutes. Ce choix de température et de temps de chauffage est un compromis entre 1) une température suffisamment élevée pour simuler de façon réaliste les conditions d'utilisation des détecteurs au LHC (Des périodes d'irradiation entrecoupées de périodes de recuit) et 2) une température suffisamment basse pour n'exciter que les processus de recuit impliqués à la température ambiante de la pièce. Les détecteurs sont ensuite conservés à une température d'environ  $-5^{\circ}\text{C}$ . Il est possible d'obtenir le temps de chauffage équivalent pour une autre température en utilisant les équations 2.1 et 2.2. Le temps de chauffage équivalent à 4 minutes à  $80^{\circ}\text{C}$  pour une température de  $20^{\circ}\text{C}$  est de 21.49 jours. Les différences entre les temps de manipulation ( $\Delta t < 1\text{h}$ ) requis pour les diverses expériences suivant l'irradiation sont bel et bien négligeables par rapport aux 21.49 jours équivalents au chauffage de 4 minutes à  $80^{\circ}\text{C}$ . La comparaison des propriétés électriques des détecteurs est donc possible dans ces conditions [15].

$$t_{T_a} = \Theta(T_a, T_c) t_{T_c} \quad (\text{Éq. 2.1})$$

$$\Theta(T_a, T_c) = \exp\left[\frac{E_a}{k_B}\left(\frac{1}{T_a} - \frac{1}{T_c}\right)\right] \quad (\text{Éq. 2.2})$$

Ici,  $\Theta(T_a, T_c)$  est le facteur d'échelle,  $T_a$  est la température ambiante,  $T_c$  est la température de chauffage soit 80°C,  $t_{T_a}$  est le temps à température ambiante,  $t_{T_c}$  est le temps de chauffage à 80°C et  $E_a=1.33$  eV est l'énergie d'activation.

### 2.2.1 Protons de 10 MeV

L'irradiation réalisée au Tandem de l'Université de Montréal s'est déroulée à la température de la pièce. Le faisceau incident était perpendiculaire à nos détecteurs. Ceux-ci étaient collés par paires (SP, SP-oxy) à un porte-échantillon situé au centre de la chambre d'irradiation et mis à la terre. La colle d'argent utilisée était d'une très grande pureté et a été enlevée après l'irradiation en utilisant de l'éthanol et de l'alcool isopropyle. Le porte-échantillon utilisé est illustré à la figure 2.2. Ce dernier a été conçu afin de s'assurer que chaque paire de détecteurs (SP, SP-oxy) reçoive la même fluence d'irradiation. Ceci permet une observation directe, pour chaque fluence, de l'effet de l'oxygène dans les détecteurs. Pour s'assurer que l'intensité du faisceau de proton soit constante sur la surface de chacune des paires de détecteurs, un collimateur rectangulaire d'aire  $1.00 \times 2.03 \text{ cm}^2$  positionné devant les détecteurs perpendiculairement au faisceau a été utilisé.

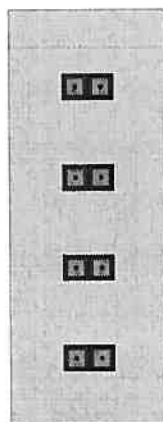


FIG 2.2 - Illustration du positionnement des détecteurs sur le porte-échantillon. Cette disposition des détecteurs (SP, SP-oxy) et l'utilisation d'un collimateur d'aire  $1.00 \times 2.03 \text{ cm}^2$  assuraient une homogénéité du faisceau sur chacune des paires de détecteurs exposés.

Dans cette configuration, il n'était pas possible d'utiliser la cage de Faraday afin d'évaluer le flux de particules sur les détecteurs et donc la fluence. Par conséquent un autre moyen fut employé afin de déterminer la fluence. Le BPM (Beam Profile Monitor), situé au-dessus de la chambre d'irradiation juste à côté de la cage de Faraday, a été utilisé. Avant et après chaque irradiation, la réponse du BPM a été étalonnée pour plusieurs valeurs de courant du faisceau. En considérant les variations dans ces étalonnages, la fluence a été évaluée avec une précision de 7% [16]. En utilisant cette technique, des détecteurs ont été exposés à des fluences entre  $1 \times 10^{11}$  et  $2 \times 10^{14}$  protons/cm<sup>2</sup>. L'intensité du faisceau était de 5 nA pour les fluences inférieures à  $7 \times 10^{12}$  protons/cm<sup>2</sup> et de 21 nA pour les fluences supérieures à cette valeur. Toutes les irradiations ont été réalisées en un temps supérieur à une minute et inférieur à quatre heures. La limite supérieure a été imposée afin d'éviter le phénomène de recuit intervenant lors d'irradiations de longue durée. D'un autre côté, la limite inférieure a été fixée afin d'assurer un balayage uniforme de l'ensemble de la surface des échantillons.

## **2.3 Évolution des caractéristiques des détecteurs avec la fluence d'irradiation**

Afin de pouvoir modéliser l'efficacité de collection de charge (voir chapitre 4), il faut d'abord paramétrer la variation des propriétés électriques des détecteurs en fonction de la fluence d'irradiation. La section 2.3.1 présentera la paramétrisation de la concentration effective de dopants et du courant de fuite volumique provenant d'une étude effectuée en 2001 avec les mêmes détecteurs [17]. La section 2.3.2 illustrera des résultats récents sur les mesures de temps de vie des porteurs de charge.

### **2.3.1 Concentration effective de dopants et Courant de fuite volumique**

On paramètre la concentration effective de dopants à partir de l'équation 1.36. On trouve dans le tableau 2-II la liste des paramètres obtenus à partir d'un ajustement de l'équation 1.36. Le graphique de cette paramétrisation est présenté à la figure 2.3.

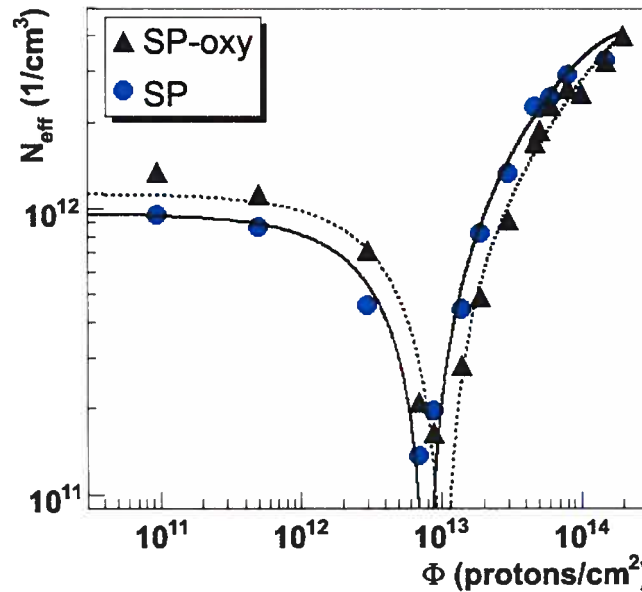


FIG. 2.3 - Concentration effective de dopants ( $|N_{eff}|$ ) des détecteurs CIS standard (SP) et oxygénés (SP-oxy) après irradiation avec des protons de 10 MeV.

Détecteur	$N_{eff}(\Phi=0)$ ( $10^{11}$ 1/cm <sup>3</sup> )	$c$ ( $10^{-14}$ cm <sup>2</sup> )	$N_{A,sat}$ ( $10^{11}$ 1/cm <sup>3</sup> )	$c_c$ ( $10^{-14}$ cm <sup>2</sup> )
SP (ci05)	$9.6 \pm 0.3$	$9.5 \pm 0.8$	$43.8 \pm 7.4$	$1.4 \pm 0.3$
SP-oxy (ci11)	$11.3 \pm 0.4$	$10.0 \pm 0.6$	$50.1 \pm 2.9$	$0.80 \pm 0.07$

TAB. 2.II - Résultats de la paramétrisation de  $N_{eff}$  en fonction de la fluence ( $\Phi$ ) selon l'équation 1.36 pour des détecteurs CiS standard (SP) et oxygénés (SP-oxy) irradiés avec des protons de 10 MeV.

On peut remarquer, à la figure 2.3, que la fluence d'inversion ( $\Phi_{inv}$ ) est légèrement plus élevée dans le cas des détecteurs SP-oxy que dans le cas des SP. Pour ce qui est du courant de fuite, on a vu au chapitre 1 qu'il varie de façon linéaire avec la fluence selon l'équation 1.40. La figure 2.4 confirme la validité de cette paramétrisation linéaire. Les constantes ( $\alpha$ ) de courant de fuite induit par irradiation ainsi obtenue sont notées au tableau 2.III. Puisque la constante  $\alpha$  est plus grande pour les détecteurs SP que pour les détecteurs SP-oxy, il est possible d'affirmer que le courant de fuite augmente moins rapidement pour un détecteur ayant subi une oxygénation. Une diminution du paramètre  $\alpha$  et un déplacement de la fluence d'inversion vers de plus grandes valeurs, confirment

l'hypothèse d'un effet bénéfique de l'introduction d'oxygène dans les échantillons. Un détecteur ayant subi une oxygénation est donc plus résistant aux radiations.

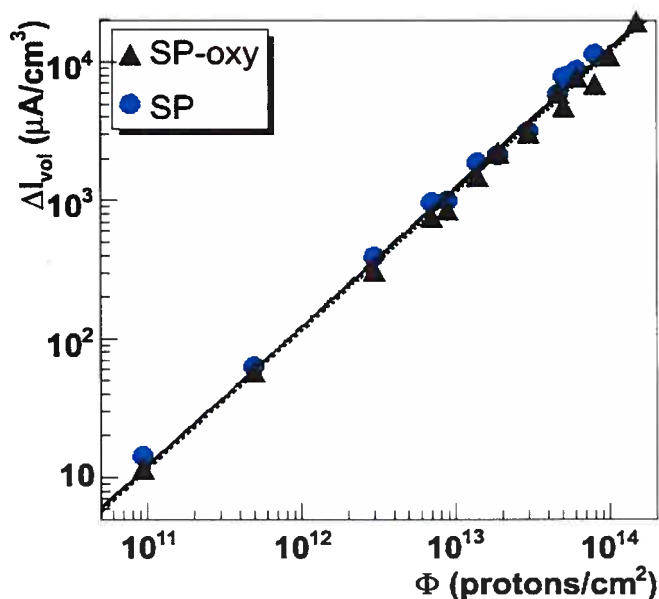


FIG. 2.4 - Courant de fuite volumique des détecteurs CiS standard (SP) et oxygénés (SP-oxy) après irradiation avec des protons de 10 MeV.

Détecteurs	$\alpha$ ( $10^{-17}$ A/cm)
SP (Ci05)	$12.1 \pm 0.2$
SP-oxy (Ci11)	$11.4 \pm 0.2$

TAB. 2.III - Résultats de la paramétrisation du courant de fuite volumique selon l'équation 1.40 pour des détecteurs CiS standard (SP) et oxygénés (SP-oxy) irradiés avec des protons de 10 MeV.

### 2.3.2 Temps de vie effectifs des porteurs de charge

Les temps de vie des porteurs de charge dans les détecteurs au silicium n'ont pas été étudiés aussi exhaustivement par le passé que la concentration effective ou le courant de fuite volumique. Les méthodes de «reverse recovery», «photoconductance decay» et «photoluminescence decay» sont au nombre des techniques permettant de déterminer les temps de vie [18]. Nous avons plutôt utilisé la méthode TCT (Transient Current Technique) [19]. Cette technique est basée sur l'étude du courant mesuré à l'anode du



détecteur suite au passage d'une particule ionisante. Il faut utiliser des particules ayant de courtes longueurs de pénétration dans le silicium. De cette façon, un des porteurs est instantanément collecté et ne contribue pas au signal. L'autre porteur traverse entièrement le détecteur. Il est collecté à l'électrode opposée et contribue au signal observé. L'analyse permettant d'extraire les temps de vie est basée sur la description phénoménologique qui suit. Considérons le courant induit par la dérive d'un porteur qui traverse entièrement le détecteur. Selon le théorème de Ramo [20]:

$$\frac{dQ}{Q} = \frac{dx}{x} \quad (\text{Éq. 2.3})$$

$$\begin{aligned} \frac{dQ}{q N(t)_{e,t}} &= \frac{v(t)_{e,t} dt}{W} \\ \frac{dQ}{dt} &= \frac{q N(t)_{e,t} v(t)_{e,t}}{W} \\ I(t)_{e,t} &= \frac{q N(t)_{e,t} v(t)_{e,t}}{W} \end{aligned} \quad (\text{Éq. 2.4})$$

Où  $I(t)_{e,t}$  est le courant induit par le porteur (électron, trou),  $N(t)_{e,t}$  est le nombre de porteurs et  $v(t)_{e,t}$  est la vitesse de dérive du porteur. On suppose que le nombre de porteurs diminue à cause du piégeage selon l'expression suivante :

$$N(t)_{e,t} = N(t_0)_{e,t} \exp\left(\frac{-(t-t_0)}{\tau_{e,t}}\right) \quad (\text{Éq. 2.5})$$

Ici  $\tau_{e,t}$  est le temps de vie du porteur (ce que l'on cherche à déterminer).  $N(t_0)_{e,t}$  est le nombre de porteurs créés au moment où l'énergie est déposée dans le détecteur. Ceci correspond également au nombre de porteurs en l'absence de piège, nombre qui est constant en fonction du temps. En combinant les équations 2.4 et 2.5, il est possible d'obtenir une expression reliant le courant en présence de pièges au courant en l'absence de pièges.

$$I(t)_{c\ e,t} = I(t)_{e,t} \exp\left(\frac{t - t_0}{\tau_{e,t}}\right) \quad (\text{Éq. 2.6})$$

où  $I(t)_{c\ e,t}$  est le courant corrigé (en l'absence de pièges) et  $I(t)_{e,t}$  est le courant mesuré. Il a été expliqué que la charge collectée (l'intégrale du courant) est constante au-delà de la tension de désertion totale pour un détecteur non irradié. La charge collectée étant définie comme l'intégrale du courant on peut calculer la charge corrigée ( $Q_{c\ e,t}$ ) en intégrant l'équation 2.6.

$$Q_{c\ e,t} = \int_{t_0}^{+\infty} I(t)_{e,t} \exp\left(\frac{t - t_0}{\tau_{e,t}}\right) \cdot dt \quad (\text{Éq. 2.7})$$

Puisque que le courant corrigé ( $I(t)_{c\ e,t}$ ) est défini comme le courant en l'absence de piège, son intégrale ( $Q_{c\ e,t}$ ), comme pour un détecteur non irradiée, doit être constante pour toute tension supérieure à la tension de désertion totale. Afin de déterminer expérimentalement les temps de vie, une mesure du courant ( $I(t)_{e,t}$ ) doit d'abord être faite pour plusieurs valeurs de la tension appliquée et ce pour des tensions supérieures à la tension de désertion totale. Il faut ensuite trouver la valeur de  $\tau_{e,t}$  pour laquelle la charge corrigée ( $Q_{c\ e,t}$ ) est constante en fonction de la tension. En utilisant cette technique, les temps de vie des porteurs de charge ont été déterminés pour chaque fluence. Finalement, la validité de la paramétrisation donnée à l'équation 1.2 a été vérifiée et les valeurs des constantes de dommage des temps de vie effectifs  $\beta_e$  et  $\beta_i$  [5] ont été déterminées.

Cette expérience a été réalisée pour deux types de particules incidentes. Dans le premier cas, il s'agissait de photons provenant d'un laser de longueur d'onde de 660 nm. Ces photons ont une longueur de pénétration très courte (3  $\mu\text{m}$ ) dans le silicium. Dans le second cas, des particules alpha provenant d'une source  $^{241}\text{Am}$  située à une distance de 1.15 cm du détecteur ont été utilisées. L'expérience se déroulait dans l'air à pression atmosphérique et par conséquent les particules alpha incidentes sur le détecteur avaient une énergie d'environ 4.4 MeV. La longueur de pénétration (« range ») dans le silicium de telles particules est d'approximativement 17  $\mu\text{m}$ . Les résultats de ces deux expériences ont été combinés et un ajustement basé sur l'équation 1.39 a été fait. Les résultats des paramétrisations obtenues sont résumés dans le tableau 2.IV.

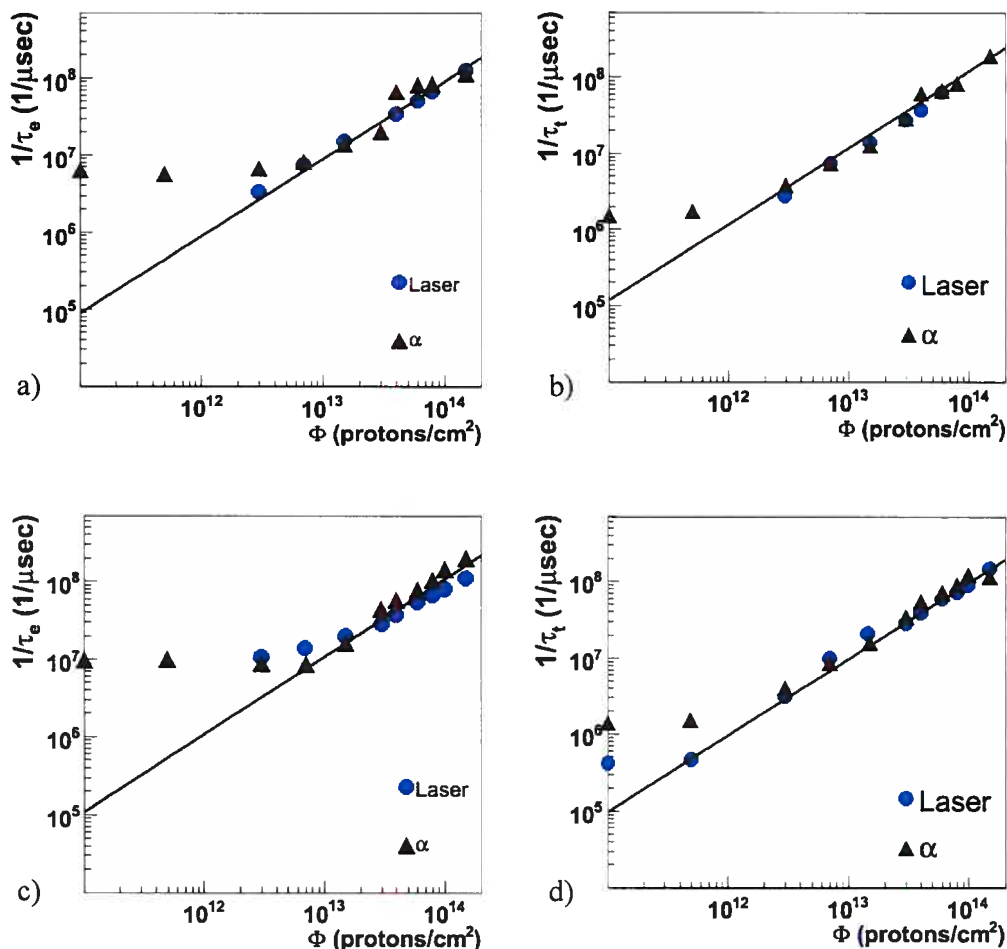


FIG. 2.5 - Inverse du temps de vie : a) des électrons dans les détecteurs CiS standard (SP) b) des trous dans les détecteurs CiS standard (SP), c) des électrons dans les détecteurs CiS oxygénés (SP-oxy) d) des trous dans les détecteurs CiS oxygénés (SP-oxy) après irradiation avec des protons de 10 MeV. Les mesures ont été réalisées avec deux types de particules incidentes, soit des particules  $\alpha$  provenant de  $^{241}\text{Am}$  et des photons de longueur d'onde 660nm. La courbe d'ajustement (ligne pleine) est obtenue en considérant les données pour lesquelles  $\Phi \geq 3 \times 10^{12}$  protons/cm<sup>2</sup> (voir texte).

Détecteur	$\beta_e$ ( $10^{-6}$ cm <sup>2</sup> /sec)	$\beta_t$ ( $10^{-6}$ cm <sup>2</sup> /sec)
SP (ci05)	0.878±0.004	1.075±0.003
SP-oxy (ci11)	1.226±0.007	0.0902±0.005

TAB. 2.IV - Résultats de la paramétrisation du temps de vie effectif des porteurs de charge selon l'équation 1.39 pour des détecteurs CiS standard (SP) et oxygénés (SP-oxy) irradiés avec des protons de 10 MeV.

Il est important de noter que la méthode utilisée dans cette étude a deux inconvénients. Premièrement, la méthode expérimentale requiert plusieurs points expérimentaux au-delà de la tension de désertion totale. Or, pour de très grandes fluences, le courant de fuite est tellement élevé qu'il n'est pas toujours possible d'atteindre la tension de désertion totale. Deuxièmement, il est impossible de mesurer un temps de vie supérieur au temps requis pour que l'électron ou le trou traverse le détecteur. Par conséquent, les temps de vie effectifs mesurés à de basses fluences sont constants et ne correspondent pas au temps de vie réels des porteurs. On peut observer ce phénomène à la figure 2.5. C'est pour cette raison que les ajustements ont été effectués en considérant seulement les fluences au-delà de  $3 \times 10^{12}$  protons/cm<sup>2</sup>.

## **Chapitre 3 : Montage pour la mesure de la collection de charge $\beta$**

Ce chapitre traitera des caractéristiques du montage pour la mesure de la collection de charge  $\beta$  construit par le groupe ATLAS/Montréal. Les caractéristiques matérielles (« Hard-ware ») du montage seront d'abord décrites. Une description de la procédure d'étalonnage du montage sera donnée, l'analyse détaillée et les résultats seront ensuite présentés. Finalement, les contraintes expérimentales imposées au montage, plus particulièrement celles venant des préamplificateurs utilisés, seront discutées.

### **3.1 Les caractéristiques générales du montage**

En général, les montages de collection de charge  $\beta$  utilisent un scintillateur comme élément du système de déclenchement, cependant le montage présenté ici utilise plutôt un détecteur au silicium à barrière de surface. Le système d'acquisition de chacun des détecteurs, le détecteur que l'on désire caractériser et le détecteur utilisé dans le système de déclenchement, comprend un préamplificateur et une carte d'acquisition reliée à un ordinateur qui compile les données. Chacun des détecteurs est alimenté par une alimentation à haute tension (0V-1000V). La figure 3.1 illustre schématiquement les diverses composantes du montage et leur disposition.

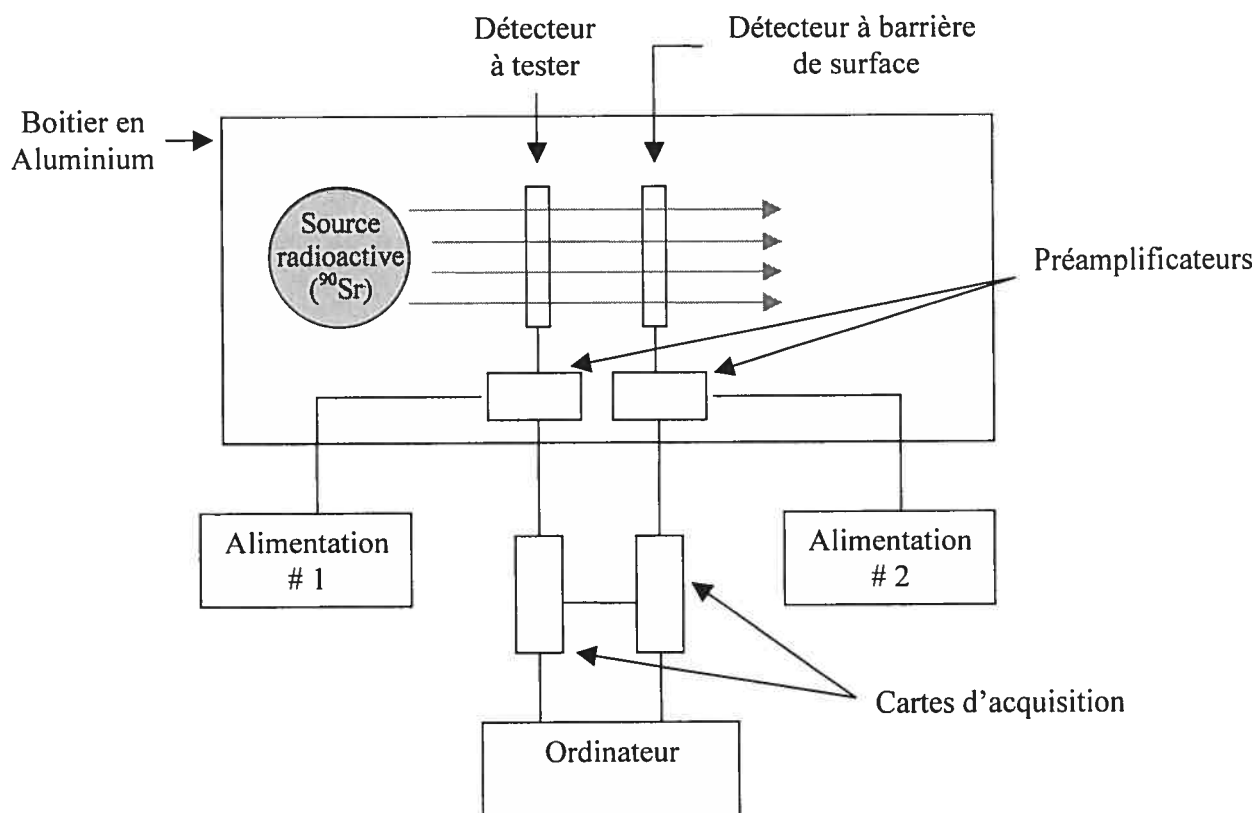


FIG. 3.1 - Schéma du montage de collection de charge  $\beta$  réalisé par le groupe ATLAS/Montréal

Les particules  $\beta$  utilisées dans l'expérience sont des particules au minimum d'ionisation provenant d'une source radioactive de  $^{90}\text{Sr}$ . Le strontium-90 a une demi-vie de 28.79 années et se désintègre à 100% selon la réaction qui suit:



L'électron provenant de cette réaction a une énergie maximale de 546.0 keV et une énergie moyenne 196.4 keV. En général on dit qu'un électron est au minimum d'ionisation s'il a une énergie supérieure à 1 MeV. Aucun électron provenant de cette désintégration n'est donc une « mip ». Cependant, le produit de la désintégration du  $^{90}\text{Sr}$ , le  $^{90}\text{Y}$ , est également instable et a une demi-vie de 64 heures. Il se désintègre à 99.99 % selon l'équation 3.2.



Dans ce cas, l'électron a une énergie maximum de 2280.1 keV et une énergie moyenne de 935.2 keV. Le spectre énergétique de la désintégration de l'Yttrium-90 est illustré à la figure 3.2.

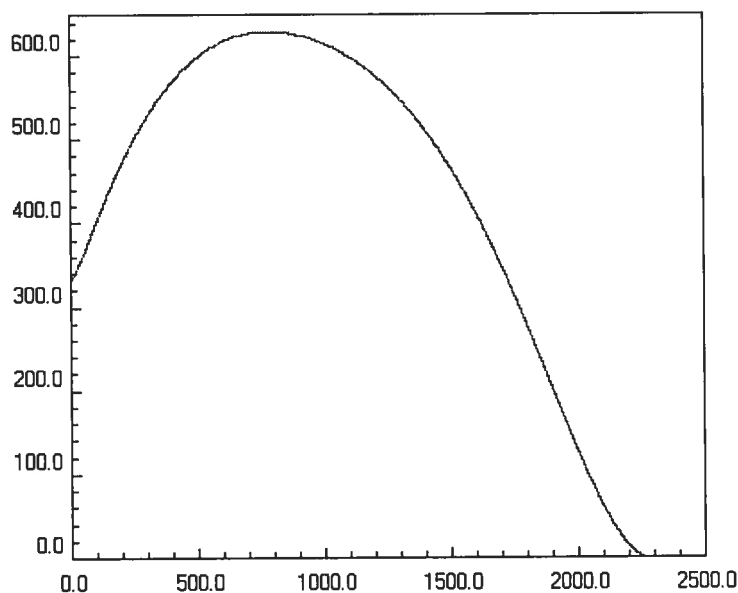


FIG. 3.2 - Spectre énergétique de l'électron dans la désintégration  $\beta$  de l' $^{90}\text{Y}$ . La valeur maximum du spectre d'énergie est de 2.280 keV et sa valeur moyenne de 935.2 keV.

Une bonne fraction des électrons produits dans cette désintégration sont au minimum d'ionisation. On doit sélectionner les « mips » afin que seulement celles-ci soient considérées dans l'étude de collection de charge. À cette fin, on positionne le détecteur à barrière de surface, notre déclencheur, derrière le détecteur que l'on désire tester. En effet, seulement les particules au minimum d'ionisation ou celles qui y sont presque pourront traverser l'air et les 300  $\mu\text{m}$  de silicium séparant le déclencheur de la source radioactive. Par conséquent, une coïncidence entre le détecteur à barrière de surface et le détecteur que l'on désire étudier assure non seulement une diminution du bruit mais également une sélection spécifique des particules au minimum d'ionisation.

### 3.3.1 Les préamplificateurs

Les préamplificateurs utilisés dans cette étude ont été conçus par Le Groupe Technologique de l'Université de Montréal. Ce sont des préamplificateurs de charge qui servent également d'intermédiaire pour appliquer la tension sur les détecteurs. Les préamplificateurs comprennent deux circuits principaux, un circuit d'alimentation et un circuit d'amplification. Le circuit d'alimentation du détecteur a une résistance interne ( $R$ ) de  $1\text{ M}\Omega$  afin d'éviter une importante chute de tension due au courant de fuite (voir équation 1.31). La figure 3.3 illustre un signal typique à la sortie d'un préamplificateur suite au passage d'une particule  $\beta$  dans le détecteur.

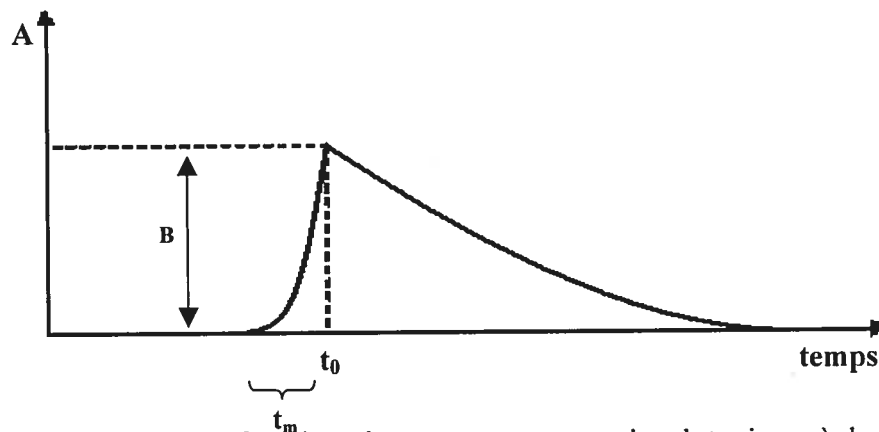


FIG 3.3 - Amplitude en fonction du temps pour un signal typique à la sortie d'un préamplificateur suite au passage d'une particule  $\beta$  dans le détecteur.

On définit  $A$  l'amplitude du signal,  $B$  l'amplitude maximum du signal,  $t_m$  ( $\approx 3\mu\text{sec}$ ) le temps de montée et  $t_0$  le temps où le signal commence à décroître. Pour un temps supérieur à  $t_0$ , le signal peut être décrit par l'équation suivante :

$$A(t) = B \cdot \exp\left[-(t - t_0)/\tau\right] \quad (\text{Éq. 3.3})$$

Ici,  $\tau$  est la constante de temps du circuit et sa valeur est de  $1\mu\text{sec}$ .



### 3.1.2 Les cartes d'acquisition

Comme les préamplificateurs les cartes d'acquisition (MCA-14) ont été adaptées par Le Groupe Technologique de l'Université de Montréal. Ces cartes provenaient initialement d'un prototype de cartes d'acquisition pour le projet TIGRESS à TRIUMF. La carte d'acquisition du déclencheur et celle du détecteur étudié sont essentiellement identiques. Elles comprennent un filtre qui rejette les fréquences qui ne peuvent correspondre au passage d'un électron dans le détecteur, un amplificateur et un ADC. La seule distinction entre les deux cartes est l'ajout d'une coïncidence sur la carte d'acquisition du détecteur étudié. La figure 3.4 montre un schéma des cartes d'acquisition et de la coïncidence entre les deux.

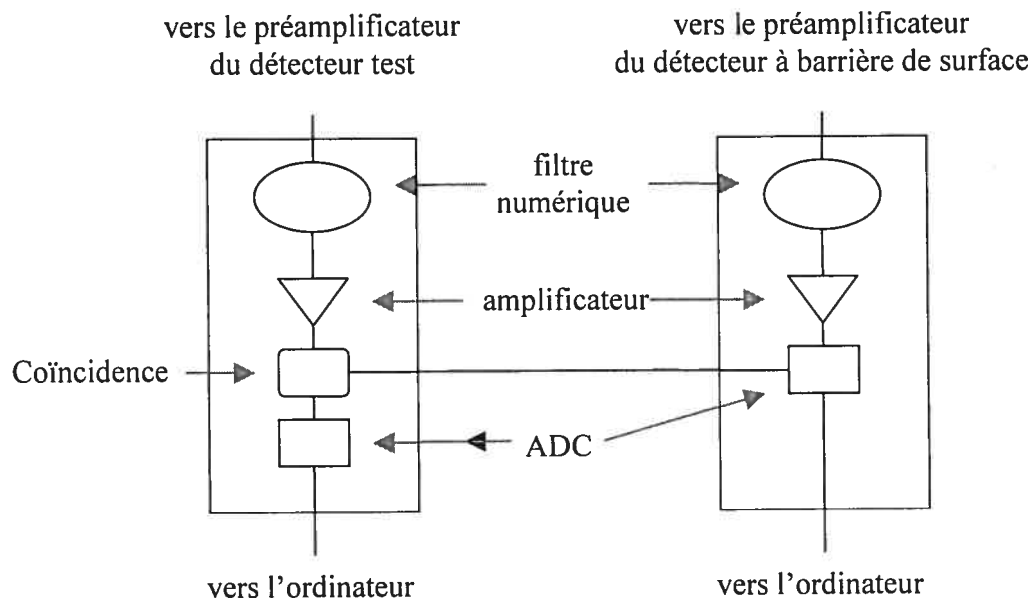


FIG. 3.4 - Schéma des cartes d'acquisitions utilisées dans le montage de collection de charge  $\beta$  réalisé par le groupe ATLAS/Montréal.

La carte d'acquisition du détecteur barrière envoie un signal de déclenchement à la carte d'acquisition du détecteur testé lorsqu'elle reçoit un signal correspondant à un électron au minimum d'ionisation. La coïncidence localisée sur la carte d'acquisition du détecteur

testé rejette tous les événements qui ne sont pas accompagnés d'un signal de déclenchement. L'acquisition des données par l'ordinateur se fait à l'aide d'un programme d'exécution utilisant l'interface MIDAS [21]. À l'aide de ce programme on peut visualiser l'histogramme de la distribution de charge et changer les paramètres d'amplification et d'analyse du signal qu'utilisent les cartes d'acquisitions. Les trois paramètres les plus importants sont l'atténuation, le temps ( $\tau_{mf}$ ) de mise en forme et le seuil. Le seuil est l'amplitude minimale du signal produit par les préamplificateurs pour laquelle les cartes d'acquisition acceptent un événement. De son côté, le temps de mise en forme, est le temps sur lequel sont effectuées les diverses intégrales requises, au cours de l'analyse des signaux. Finalement, l'atténuation est simplement un facteur par lequel on divise l'amplitude des signaux. Une atténuation supérieure à 1 a pour effet de diminuer l'étendue (en nombre de canaux) de la distribution de charge. Par conséquent l'atténuation influence directement la relation entre charge et canal et donc les résultats de l'étalonnage du montage.

## 3.2 Le bruit

La caractérisation du bruit provenant de l'ensemble des composantes électroniques (détecteurs inclus) s'avère très importante dans la description de la distribution de charge observée lors des mesures de collection de charge. À la sortie de la chaîne d'acquisition, le bruit se manifeste par des fluctuations des signaux autour de leur valeur moyenne. Ces fluctuations étant purement aléatoires, leur valeur moyenne dans le temps est nulle. En réalité, le bruit électronique introduit une contribution de type gaussienne de valeur moyenne nulle dans la distribution de charge. On nomme cette contribution l'impulsion de base et elle peut être décrite par l'équation 3.4.

$$f(q) = A_1 \cdot \exp\left(-q^2/2\sigma^2\right) \quad (\text{Éq. 3.4})$$

Ici,  $f(q)$  est la distribution gaussienne,  $A_1$  est son amplitude,  $\sigma$  est sa largeur et  $q$  est la charge électrique. On peut définir la largeur de la distribution de charge associée au bruit ( $\sigma$ ) en fonction de ses diverses contributions selon l'équation qui suit :

$$\sigma^2 = \sqrt{\sigma_P^2 + \sigma_S^2} \quad (\text{Éq. 3.5})$$

Où  $\sigma_P$  est la largeur induite par le bruit parallèle alors que  $\sigma_S$  est la largeur associée au bruit de série. Le bruit parallèle provient essentiellement du courant de fuite alors que le bruit de série comprend le bruit thermique dans l'ensemble du système d'acquisition ainsi que le bruit induit par la capacitance du détecteur. La largeur associée au courant de fuite ( $\sigma_P$ ) est reliée au nombre de charges introduites par ce courant durant le temps de mise en forme ( $\tau_{mf}$ ) utilisés par le système d'acquisition. L'équation 3.6 décrit bien la variation de la largeur associée à ce bruit en fonction du courant de fuite et du temps de mise en forme.

$$\sigma_P = \sqrt{q I_f \tau_{mf}} \quad (\text{Éq. 3.6})$$

La largeur  $\sigma_P$  augmente avec le courant de fuite et le temps de mise en forme. Il est par conséquent possible de diminuer cette largeur en diminuant le temps de mise en forme. Bien entendu, le temps de mise en forme doit toujours être supérieur au temps de collection des charges dans le système d'acquisition afin de ne pas perdre une fraction de la charge déposée dans le détecteur par les particules  $\beta$ . De son côté, l'autre contribution à la largeur de l'impulsion de base  $\sigma_S$  est beaucoup plus difficile à caractériser. Il est cependant possible de diminuer l'effet du bruit de série en augmentant le temps de mise en forme [22]. L'équation 3.7 décrit la variation du bruit de série en fonction du temps de mise en forme.

$$\sigma_S \propto 1/\sqrt{\tau_{mf}} \quad (\text{Éq. 3.7})$$

Dans les détecteurs non irradiés le courant de fuite est essentiellement négligeable (quelques nA par  $\text{cm}^2$ ) et donc le bruit est dominé par le bruit de série (Éq. 3.7). Au contraire, pour les détecteurs irradiés le courant de fuite est élevé et c'est le bruit parallèle (Éq. 3.6) qui domine l'impulsion de base. Il s'ensuit, qu'un temps de mise en forme élevé

diminue l'effet du bruit lors de l'étude d'un détecteur non irradié alors qu'un court temps de mise en forme est optimal pour l'étude d'un détecteur irradié. Deux temps de mise en forme différents ont donc été utilisés dans cette étude, soit : 500 nsec pour les détecteurs non irradiés et 200 nsec pour les détecteurs irradiés.

Il est à noter que les filtres appliqués sur les signaux par les cartes d'acquisitions (MCA-14) afin de minimiser le bruit ont pour effet de déplacer le zéro de notre échelle de charge. En fait, le zéro de l'échelle se situe au canal  $\sigma/2$ , plutôt qu'au canal  $q=0$ , lorsque la largeur de la distribution de charge associée au bruit a une largeur de  $\sigma$ . Les étalonnages présentés à la section 3.3 ont été effectués en remplaçant le détecteur par une capacitance de 0.387 pF. La largeur associée au bruit ( $\sigma$ ) était donc constante. Il faudra ajouter ce déplacement du zéro de l'échelle de charge à l'étalonnage afin de déterminer la charge déposée dans le détecteur correctement.

### 3.3 Étalonage du montage

Le montage pour la mesure de la collection de charge utilisé dans cette expérience ne donne pas, à priori, une mesure de la charge déposée dans le détecteur mais plutôt un histogramme représentant la distribution de charge. L'abscisse de cet histogramme est composée de canaux qui prennent des valeurs entières. Un canal est une mesure de la charge électrique dans une unité arbitraire. Afin de déterminer la charge correspondant à un canal, il faut réaliser un étalonnage de l'ensemble du montage. Pour cela, une charge connue est injectée à l'entrée de la chaîne d'acquisition, c'est-à-dire à l'entrée du préamplificateur utilisé. Pour ce faire, on applique une tension ( $V$ ) aux bornes d'une capacitance ( $C$ ).

$$Q = C \cdot V \quad (\text{Éq. 3.8})$$

Une tension est appliquée au détecteur sous la forme d'une impulsion périodique. Des impulsions carrées de courtes durées sont utilisées afin d'éviter une saturation dans les préamplificateurs. La figure 3.5 illustre ces impulsions.

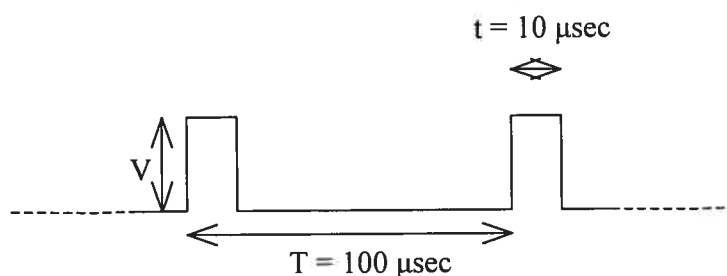


FIG 3.5 - Amplitude en fonction du temps de l'impulsion utilisé dans l'étalonnage du montage de collection de charge  $\beta$ .

La figure 3.6 illustre la réponse de la chaîne d'acquisition pour une impulsion d'une amplitude de 10 mV, une capacitance d'injection de 0.387 pF, un temps de mise en forme de 200 nsec et une atténuation du signal d'un facteur 10. On y observe une distribution gaussienne. La largeur de la distribution est causée par deux phénomènes. Premièrement, le générateur ayant une précision limitée, l'amplitude des impulsions varie légèrement d'une impulsion à l'autre. Deuxièmement, l'ensemble de la chaîne de montage contribue également à élargir la distribution. En variant l'amplitude des impulsions, on fait varier la charge injectée et donc la valeur moyenne de la distribution. L'étude de la variation de la valeur moyenne de la distribution en fonction de la charge injectée nous permet d'étalonner l'échelle de charge utilisée.

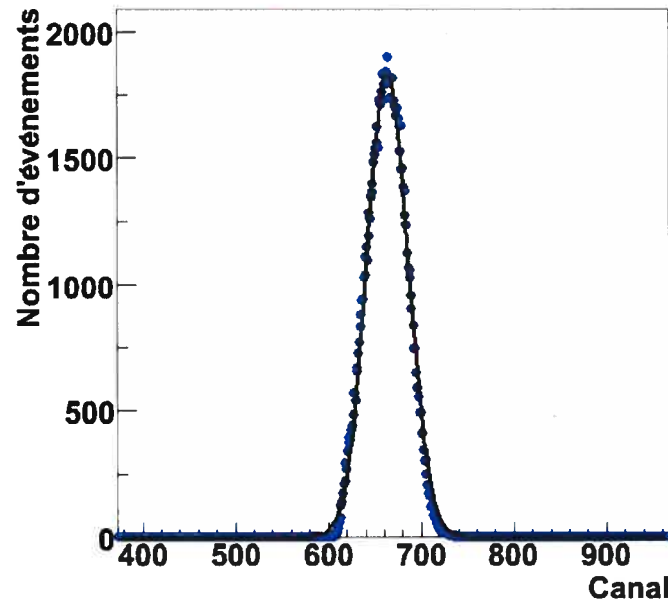


FIG 3.6 - Distribution gaussienne de charge (en canal) obtenue suite à l'application d'une impulsion de 10 mV aux bornes d'une capacitance de 0.387 pF. Le temps de mise en forme était de 200 nsec et une atténuation du signal d'un facteur 44.

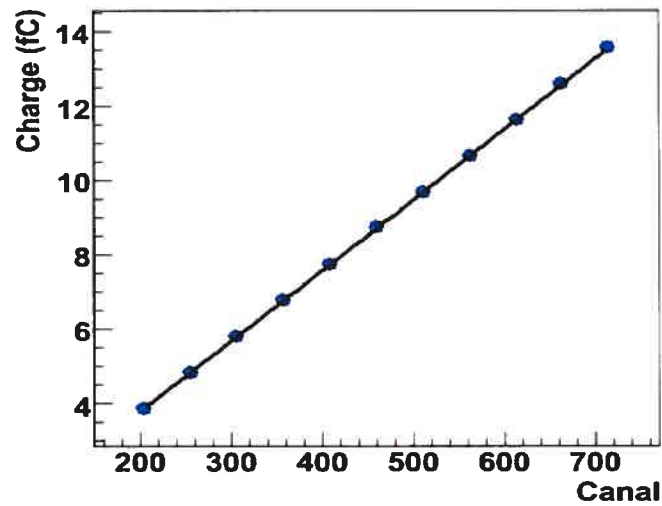


FIG 3.7 - Résultats expérimentaux et leur ajustement selon l'équation 3.9 de l'étalonnage du montage de collection de charge  $\beta$  pour un temps de mise en forme de 500 nsec et une atténuation du signal d'un facteur 10.

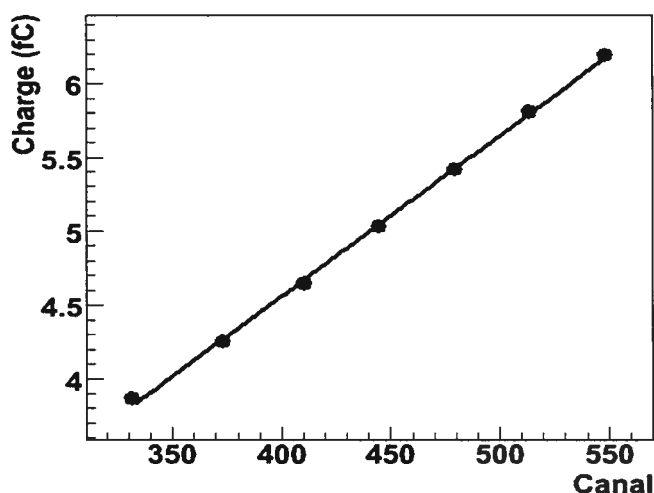


FIG 3.8 - Résultats expérimentaux et leur ajustement selon l'équation 3.9 de l'étalonnage du montage de collection de charge  $\beta$  pour un temps de mise en forme de 200 nsec et une atténuation du signal d'un facteur 44.

$$Q = m \cdot canal + b \quad (\text{Éq. 3.9})$$

Calibration	Temps de mise en forme (nsec)	Atténuation	m (fC/canal)	b (fC)
#1 (FIG. 3.7)	500	10	0.01892±0.00007	0.0000±0.0004
#2 (FIG. 3.8)	200	44	0.0110±0.0002	0.18±0.08

TAB. 3.I - Résultats des ajustements linéaires de la figure 3.7 et 3.8 selon l'équation 3.9. Ces ajustements ont été réalisés afin d'étalonner la mesure de la charge dans le montage de collection de charge  $\beta$ .

Deux étalonnages ont été réalisés, chaque étalonnage correspond à des paramètres d'exécutions différents (temps de mise en forme et atténuation du signal). Comme il a été mentionné à la section 3.2, pour un détecteur non irradié, il est possible de diminuer l'effet du bruit en augmentant le temps de mise en forme. Au contraire, dans le cas d'un détecteur irradié, le bruit augmente avec le temps de mise en forme. Par conséquent, afin d'obtenir des résultats optimaux, deux étalonnages distincts furent utilisés. L'étalonnage #1 fut utilisé pour les détecteurs non irradiés alors que l'étalonnage #2 fut utilisé pour les détecteurs irradiés. Les points expérimentaux de la figure 3.7 et 3.8 illustre la linéarité de la relation entre canaux et charges (Éq. 3.9). Les résultats des ajustements linéaires sont présentés au tableau 3.I.

### 3.4 Analyse des données

Dans une étude de collection de charge, on veut déterminer la charge collectée aux bornes d'un détecteur en fonction du potentiel appliqué sur ce dernier. Cependant, peu importe le type de particules incidentes, la charge déposée dans le détecteur n'a pas une valeur unique, elle est régie par une distribution de probabilité. Pour cette raison, on détermine plutôt la valeur la plus probable de la distribution de charge en fonction du potentiel. On peut décrire la distribution de la charge déposée dans une couche mince à partir de la distribution de Vavilov [23]. Dans le cas limite d'une particule perdant la totalité de son énergie cinétique dans le détecteur ( $\alpha$  par exemple), la distribution de Vavilov tend vers une distribution symétrique de type gaussienne. Dans ce cas spécifique, la charge moyenne collectée est égale à la charge le plus probable collectée ( $\Delta_{\text{moy}} = \Delta_{\text{pp}}$ ). Dans l'autre cas limite, c'est-à-dire lorsque l'énergie déposée dans le détecteur est négligeable en comparaison de l'énergie cinétique de la particule incidente, la distribution de Vavilov tend vers la distribution de Landau (Éq. 3.10). La distribution de Landau (L) est fortement asymétrique et sa valeur moyenne est supérieure à sa valeur la plus probable ( $\Delta_{\text{moy}} > \Delta_{\text{pp}}$ ).

$$L(A_2, \Delta_{\text{pp}}, \Gamma, q) = A_2 \cdot \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \exp(\lambda \cdot s + s \cdot \ln(s)) \cdot ds \quad (\text{Éq. 3.10})$$

Ici,  $A_2$  est l'amplitude de la distribution de Landau (L),  $\Delta_{\text{pp}}$  est sa valeur la plus probable et  $\Gamma$  caractérise sa largeur. La partie de droite de l'équation 3.10 est simplement la définition mathématique habituelle de la distribution de Landau. Or, les particules  $\beta$  utilisées dans cette expérience sont des particules au minimum d'ionisation (mip) et l'énergie qu'elles déposent ( $\approx 80$  keV) dans un détecteur au silicium de  $300 \mu\text{m}$  d'épaisseur est petite par comparaison à leur énergie cinétique. La distribution de Landau est donc une très bonne approximation de la distribution de charge induite par de telles particules. Afin de caractériser la distribution de charge expérimentale il faut effectuer la l'addition de la distribution de Landau avec la distribution gaussienne décrivant le bruit. Dans la totalité des cas étudiés dans la présente étude, la distribution induite par le bruit et celle induite par le passage d'une particule  $\beta$  sont suffisamment séparées l'une de l'autre. Cela permet d'obtenir la distribution de charge globale ( $F(q)$ ). On obtient alors l'équation 3.11.



$$F(q) = A_1 \cdot \exp\left(-q^2/2\sigma^2\right) + L(A_2, \Delta_{pp}, \Gamma, q) \quad (\text{Éq. 3.11})$$

Il est possible de déterminer la valeur de la charge collectée la plus probable ( $\Delta_{pp}$ ) en faisant un ajustement de l'équation 3.11 à la distribution de charge obtenue expérimentalement. Il est à noter que la distribution de Landau a été calculée à partir de la routine g110 Denlan de la librairie CERNLIB [24] à l'aide du programme ROOT [25] développé par le CERN. La figure 3.9 illustre les distributions de charge et leur ajustement pour un détecteur CiS SP non irradié [10,6] et ce pour différentes tensions appliquées.

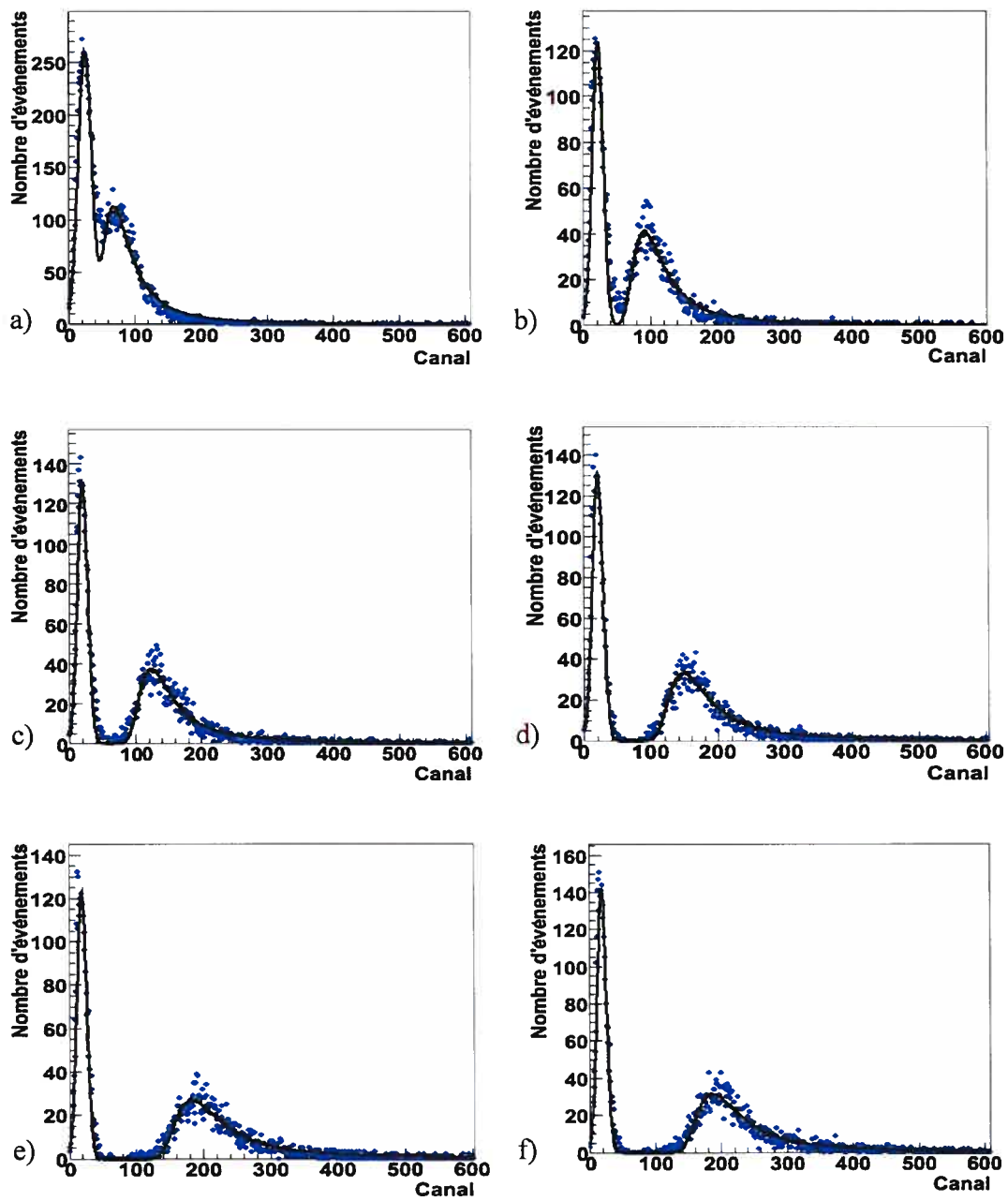


FIG 3.9 - Distribution de charge (en canal) obtenue avec un détecteur CiS standard non irradié ayant une tension de désertion totale de 51 V, suite au passage d'une particule  $\beta$  au minimum d'ionisation pour une tension appliquée de : a) 5V, b) 10V, c) 20V, d) 30V, e) 50V et f) 90V. Les ajustements ont été faits selon l'équation 3.11. Le premier pic de type gaussien est associé au bruit alors que le second est associé au passage d'une particule au minimum d'ionisation.

Afin d'obtenir la charge collectée, il faut utiliser les résultats de l'étalonnage (Éq. 3.9) et considérer le déplacement du zéro de notre échelle de charge (section 3.2). L'équation 3.12 donne la charge collectée en fonction du canal le plus probable correspondant.

$$Q = m \cdot (\Delta_{pp} - \sigma) + b \quad (\text{Éq. 3.12})$$

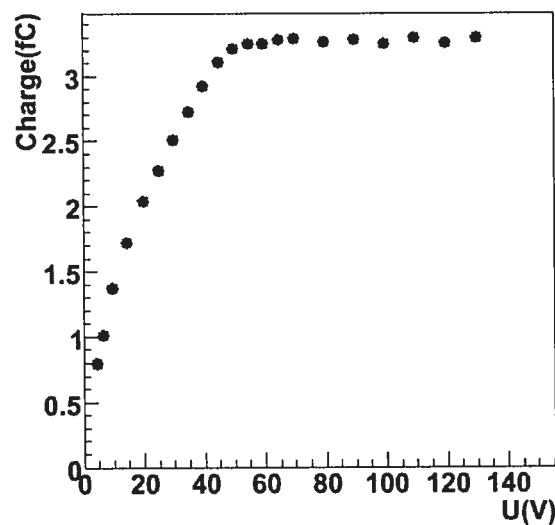


FIG 3.10 - Charge collectée en fonction de la tension appliquée (en volts) pour un détecteur CiS standard ayant une tension de désertion totale de 51 V.

L'efficacité de collection de charge est généralement utilisée à des fins de comparaison entre différentes fluences d'irradiation. Pour obtenir l'efficacité de collection de charge on divise la charge collectée mesurée par la charge créée par ionisation (3.5 fC dans 300  $\mu\text{m}$  de silicium). On considère les détecteurs non irradiés comme étant des détecteurs idéaux. Afin d'obtenir l'efficacité de collection de charge (ECC) pour un détecteur quelconque, irradié ou non, il suffit de diviser la charge collectée par la valeur moyenne de la charge collectée au-delà de la tension de désertion totale dans un détecteur non irradié. La figure 3.10 illustre la variation de la charge collectée ( $Q(V)$ ) en fonction de la tension appliquée alors que la figure 3.11 illustre plutôt l'efficacité de collection de charge (ECC).

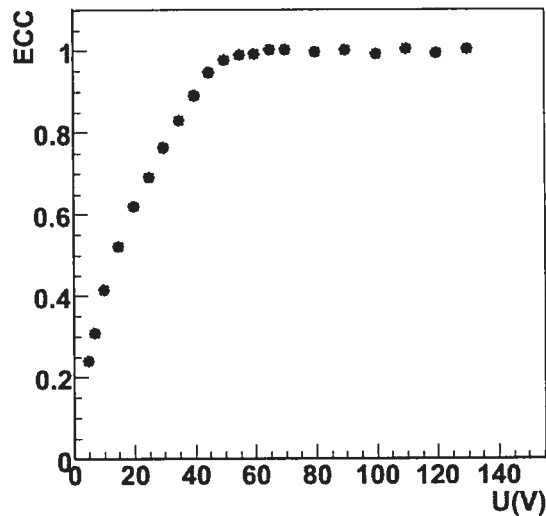


FIG 3.11 - Efficacité de collection de charge en fonction de la tension appliquée pour un détecteur CsI standard ayant une tension de désertion totale de 51 V.

Les résultats de mesures de collection de charge pour l'ensemble des détecteurs utilisés dans notre étude seront présentés dans le prochain chapitre avec les résultats du modèle de Hecht.

### 3.5 Contraintes expérimentales

À priori, la principale limitation dans un tel montage expérimental est reliée au courant de fuite. En effet, le courant de fuite augmentant très rapidement avec la fluence, il est parfois impossible d'obtenir des tensions suffisamment élevées pour assurer la désertion totale pour des détecteurs ayant été soumis à de grande fluence d'irradiation. Ce problème a été expliqué en détails à la section 1.4.4 du chapitre 1. Un problème particulier est cependant survenu durant la construction du montage. En effet, les préamplificateurs disponibles ne soutenaient pas un courant de fuite supérieur à  $50 \mu\text{A}$ . Au-delà de cette valeur du courant de fuite, le signal saturait et le bruit associé aux préamplificateurs augmentait drastiquement. Par conséquent,  $3 \times 10^{13}$  protons/cm<sup>2</sup> est la plus grande fluence pour laquelle des détecteurs ont pu être utilisés pour des mesures de collection de charge.

## Chapitre 4 : Modèle de collection de charge et résultats

Ce chapitre traitera d'un modèle de collection de charge  $\beta$  basé sur l'équation de Hecht. L'équation de Hecht sera dérivée puis le modèle de Hecht et ses variables seront explicités. Le phénomène de jonction-double sera décrit et le champ électrique qui en résulte sera dérivé. Les résultats du modèle seront ensuite comparés avec les résultats expérimentaux obtenus avec le montage de collection de charge  $\beta$ . Finalement, le chapitre se terminera par une discussion des résultats.

### 4.1 Dérivation de l'équation de Hecht

Il est possible de déterminer une expression pour l'efficacité de collection de charge en prenant pour point de départ le théorème de Ramo [20] écrit sous la forme suivante :

$$\frac{dQ}{Q} = -\frac{dx}{\Lambda} \quad (\text{Éq. 4.1})$$

où  $\Lambda$  est le libre parcours moyen des porteurs de charge et  $Q$  la charge libre de ces porteurs à la position  $x$ . On définit le point  $x_0$  de création des paires électron-trous et  $Q_0$  la charge totale déposée dans le détecteur. Les trous se déplaçant vers l'avant du détecteur ( $x=0$ ) et les électrons vers l'arrière ( $x=W$ ,  $W$  est l'épaisseur du détecteur), l'intégration de l'équation 4.1 sur le parcours respectif de chacun des porteurs de charge conduit aux expressions 4.2 et 4.3 qui décrivent la charge libre associée aux électrons et aux trous, respectivement  $Q_e$  et  $Q_t$ .

$$\int_{-Q_0}^{Q_e} \frac{dQ}{Q} = - \int_{x_0}^x \frac{dx}{\Lambda_e}$$

$$\vdots$$

$$Q_e = - Q_0 e^{- (x - x_0)/\Lambda_e} \quad (\text{Éq.4.2})$$

$$\int_{Q_0}^{Q_t} \frac{dQ}{Q} = - \int_x^{x_0} \frac{dx}{\Lambda_t}$$

$$\vdots$$

$$Q_t = - Q_0 e^{- (x - x_0)/\Lambda_t} \quad (\text{Éq. 4.3})$$

Ici,  $\Lambda_e$  et  $\Lambda_t$  sont respectivement le libre parcours moyen des électrons et des trous (ils seront définis à la section 4.2). Ayant déterminé la contribution à la charge libre de chacun des porteurs en un point donné, il est possible d'évaluer la charge piégée dans un espace infinitésimal en fonction de la position. Cela se traduit par :

$$d Q_e (x) = - \frac{Q_0}{\Lambda_e} e^{- (x - x_0)/\Lambda_e} \quad (\text{Éq. 4.4})$$

$$d Q_t (x) = + \frac{Q_0}{\Lambda_t} e^{(x - x_0)/\Lambda_t} \quad (\text{Éq. 4.5})$$

La charge étant directement proportionnelle à la capacitance ( $Q=CV$ ), il est possible de déterminer la variation de la charge produite à l'anode par le piégeage si on connaît la variation de la charge en un point donné  $x$  [26]. En définissant  $C_A(x)$  la capacitance entre deux plaques métalliques l'une positionnée au point  $x$  et l'autre à l'anode ainsi que  $C_T(x)$  la somme de  $C_A(x)$  et de  $C_C(x)$  la capacitance entre une plaque située en  $x$  et une autre à la cathode (voir figure 4.1), on obtient :

$$dQ_{A,e}(x) = \frac{C_A(x)}{C_T(x)} dQ_e(x) = -\frac{x}{W} \frac{Q_0}{\Lambda_e} e^{-(x-x_0)/\Lambda_e} \quad (\text{Éq. 4.6})$$

$$dQ_{A,t}(x) = \frac{C_A(x)}{C_T(x)} dQ_t(x) = +\frac{x}{W} \frac{Q_0}{\Lambda_t} e^{(x-x_0)/\Lambda_t} \quad (\text{Éq. 4.7})$$

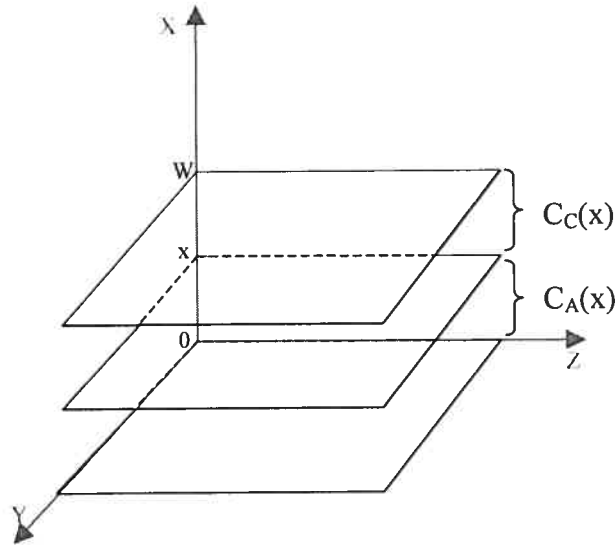


FIG. 4.1 - Schéma des plaques fictives utilisées afin de déterminer la variation de charge produite à l'anode ( $x=0$ ) par le piègeage de charge à une position  $x$  du détecteur.

La charge totale collectée à l'anode est la somme de la charge libre à l'anode, c'est-à-dire de l'équation 4.2 évaluée à  $x=W$ , et des intégrales respectives des équations 4.6 et 4.7.

$$Q_A(x_0) = -\frac{Q_0}{W \Lambda_e} \int_{x_0}^W x e^{-(x-x_0)/\Lambda_e} dx + \frac{Q_0}{W \Lambda_t} \int_0^{x_0} x e^{(x-x_0)/\Lambda_t} dx - Q_0 e^{-(x-x_0)/\Lambda_e}$$

$$\vdots$$

$$Q_A(x_0) = -Q_0 \left[ \frac{\Lambda_e}{W} \left( 1 - e^{-(x-x_0)/\Lambda_e} \right) + \frac{\Lambda_t}{W} \left( 1 - e^{-x_0/\Lambda_t} \right) \right] \quad (\text{Éq. 4.8})$$

L'expression ci-dessus est nommée équation de Hecht et fut publiée pour la première fois en 1932 [27] (pour décrire l'efficacité de collection de charge dans les chambres à

ionisation). Finalement, puisque l'efficacité de collection de charge (ECC) est définie comme le rapport de la charge collectée sur la charge déposée dans le détecteur ( $ECC=Q_A/(-Q_0)$ ), elle prend la forme suivante :

$$ECC(x_0) = \frac{\Lambda_e}{W} \left(1 - e^{-(x-x_0)/\Lambda_e}\right) + \frac{\Lambda_i}{W} \left(1 - e^{-x_0/\Lambda_i}\right) \quad (\text{Éq. 4.9})$$

L'équation 4.9 décrit l'efficacité de collection de charge dans un détecteur semi-conducteur lorsqu'une particule dépose de l'énergie localement à la position  $x_0$ . En réalité, le dépôt d'énergie d'une particule s'étend sur une section du détecteur et non en un point fixe. C'est dans cette optique, que le modèle développé dans le présent chapitre a été élaboré.

## 4.2 Un modèle de Hecht

L'objectif du présent modèle est de décrire convenablement la variation de l'efficacité de collection de charge en fonction de la tension appliquée aux bornes du détecteur pour des détecteurs ayant été exposés à diverses quantités de radiation. Il a déjà été expliqué à la section précédente que l'équation de Hecht décrit l'efficacité de collection de charge pour un dépôt d'énergie situé en un point précis. Une méthode simple permettant de généraliser la solution pour un dépôt d'énergie spatialement étendu est d'utiliser la moyenne de l'équation de Hecht sur les diverses positions possibles du dépôt d'énergie.

$$ECC = \frac{1}{W} \int_0^W ECC(x_0) \cdot P(x_0) \cdot dx_0 \quad (\text{Éq. 4.10})$$

Ici, la quantité  $ECC(x_0)$  est définie par l'équation 4.9 et  $P(x_0)$  est une distribution de probabilité. La distribution de probabilité  $P(x_0)$  dépend de la manière dont les porteurs de charge sont créés et plus particulièrement de la distribution spatiale du dépôt d'énergie. La première hypothèse nécessaire à la détermination de cette distribution est la suivante : La



valeur de la distribution de probabilité en un point est directement proportionnelle au dépôt d'énergie en ce point. Cette hypothèse devant être valide sur l'ensemble du détecteur, on peut conclure que :

$$P(x_0) = \kappa \cdot S(x_0) \quad (\text{Éq. 4.11})$$

Où  $\kappa$  est une constante de proportionnalité et  $S(x_0)$  est le dépôt d'énergie en un point donné  $x_0$ . Ensuite, comme toute distribution de probabilité,  $P(x_0)$  doit être normalisée à l'unité. C'est-à-dire, que son intégrale sur l'ensemble du détecteur est d'une unité.

$$\int_0^W P(x_0) \cdot dx_0 = \kappa \int_0^W S(x_0) \cdot dx_0 = 1 \quad (\text{Éq. 4.12})$$

L'équation 4.12 permet de déterminer la valeur de la constante de proportionnalité  $\kappa$  :

$$\kappa = \frac{1}{\int_0^W S(x_0) \cdot dx_0} \quad (\text{Éq. 4.13})$$

Finalement, en substituant l'équation 4.13 dans l'équation 4.11 on obtient une expression générale qui décrit  $P(x_0)$ .

$$P(x_0) = \frac{S(x_0)}{\int_0^W S(x_0) \cdot dx_0} \quad (\text{Éq. 4.14})$$

En résumé, la distribution de probabilité en un point donné est le rapport du dépôt d'énergie en ce point sur l'énergie totale déposée dans l'ensemble du détecteur. Il est possible de distinguer deux cas particuliers. Premièrement, dans le cas où la radiation incidente est composée de particules au minimum d'ionisation (*mip*), par exemple les particules  $\beta$  utilisées dans cette étude. Le dépôt d'énergie est alors constant sur tout le détecteur et il est possible de simplifier l'expression 4.14.

$$P(x_0) = \frac{1}{W} \quad (\text{Éq. 4.15})$$

Un deuxième cas est celui de particules incidentes complètement arrêtées dans le détecteur ( $\alpha$  par exemple). Dans ce cas-ci, l'intégrale du dépôt d'énergie sur le détecteur est égale à l'énergie cinétique ( $E_c$ ) de la particule incidente.

$$P(x_0) = \frac{S(x_0)}{E_c} \quad (\text{Éq. 4.16})$$

Le dépôt d'énergie  $S(x_0)$  peut être déterminé par l'intégration de l'équation de Bethe-Bloch [28]. Dans le cas de particules massives telles que les particules alpha, cette équation prend la forme suivante :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n Z z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} \left[ 2 \cdot \ln \left( \frac{2 m_e c^2}{I} \right) - 2 \cdot \beta^2 - \delta - U \right] \quad (\text{Éq. 4.17})$$

où  $n$  est la densité électronique du silicium,  $Z$  est le numéro atomique de la particule incidente,  $z$  est le numéro atomique du silicium et  $I$  est le potentiel d'excitation moyen dans le silicium ( $\beta=v/c$  ou  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide). Les termes  $\delta$  et  $U$  sont respectivement les termes de correction dues aux effets de densité et aux effets de couches électroniques [28].

Afin de résoudre l'équation 4.9, il faut expliciter les libres parcours moyens  $\Lambda_e$  et  $\Lambda_h$ . Ces deux paramètres représentent simplement la moyenne de la distance parcourue par chacun des porteurs avant que ceux-ci soient piégés dans un défaut de la structure cristalline. Cette moyenne est faite sur l'ensemble de tous les points possibles de création des paires électron-trous. En considérant les trajectoires respectives des électrons et des trous et en définissant la distance parcourue par un porteur comme le produit de sa vitesse de dérive ( $v_{d,e,t}$ ) et de son temps de vie effectif ( $\tau_{e,t}$ ) on obtient les expressions suivantes :

$$\Lambda_e(x_0) = \frac{1}{W - x_0} \int_{x_0}^W \mathcal{V}_{d_e}(x) \tau_e dx \quad (\text{Éq. 4.18})$$

$$\Lambda_i(x_0) = -\frac{1}{x_0} \int_{x_0}^0 \mathcal{V}_{d_i}(x) \tau_i dx \quad (\text{Éq. 4.19})$$

Les vitesses de dérive ont déjà été définies au chapitre 1 (voir équation 1.12). Les valeurs des temps de vie effectifs ( $\tau_e, \tau_i$ ) et des mobilités ( $\mu_{0e}, \mu_{0i}$ ) utilisées dans le modèle sont celles précédemment données aux premier et deuxième chapitres. Il est à noter que le champ électrique utilisé dans ce modèle n'est pas identique à celui précédemment dérivé à la section 1.3.1 du chapitre 1.

Premièrement, à partir de la fluence d'inversion, le champ électrique dans le détecteur est quelque peu différent puisque la concentration effective de dopant change de signe. De plus, plusieurs études montrent la nécessité d'une zone de concentration effective de dopants demeurant négative à l'avant du détecteur [8,29,30,31]. Il y a alors création d'une jonction supplémentaire pour une fluence d'irradiation supérieure à la fluence d'inversion ( $\Phi_{inv}$ ), on dit qu'il y a une jonction-double. La formation de la jonction-double serait causée par la diffusion des défauts. Un modèle simplifié [32] décrit la formation d'une zone ne subissant pas d'inversion de type à l'avant du détecteur. Ce modèle considère que la diffusion d'une lacune, d'un complexe di-lacune ou d'un interstitiel à travers l'électrode avant du détecteur résulte en la disparition de ce défaut. La diffusion tend à amener la concentration effective de dopants vers l'état d'équilibre, c'est-à-dire vers la concentration effective initiale ( $N_{eff}(\Phi=0)$ ). Il y a donc la formation d'une région à l'avant du détecteur où la concentration effective de dopants sera essentiellement égale à la concentration avant irradiation. Bien entendu, l'ampleur de la diffusion dépend de la température et du temps et donc de la largeur ( $x_j$ ) de cette région également. Le temps de chauffage des détecteurs est donc un facteur important pour déterminer la largeur de cette région. De plus, une réfrigération des détecteurs ( $T \approx -5^\circ\text{C}$ ) entre les mesures expérimentales, comme celle effectuée dans cette étude, permet d'inhiber le processus de diffusion et donc tout changement supplémentaire à la concentration effective. Dans le

cadre de notre étude, nous avons fixé la largeur la région de concentration effective initiale à  $14 \mu\text{m}$ . Cette valeur est compatible avec les références [8,32] pour un temps de chauffage des détecteurs de 4 minutes à  $80^\circ\text{C}$ . L'approximation d'une jonction-double abrupte a été utilisée et les densités de charge correspondantes sont illustrées aux figures 4.2 et 4.3.

#### 4.2.1 Le champ électrique avant la fluence d'inversion

Avant la fluence d'inversion ( $\Phi_{\text{inv}}$ ), la concentration effective de dopants dans le détecteur à la structure  $\text{p}^+\text{-n-n}^+$ . Cependant, la région  $\text{n}^+$  étant de faible épaisseur ( $\approx 1 \mu\text{m}$ ) et de même type (n) que la région adjacente, on peut la négliger et considéré une jonction ayant la structure suivante :  $\text{p}^+\text{-n-n}$ . La figure 4.2 illustre la concentration effective de dopants correspondante.

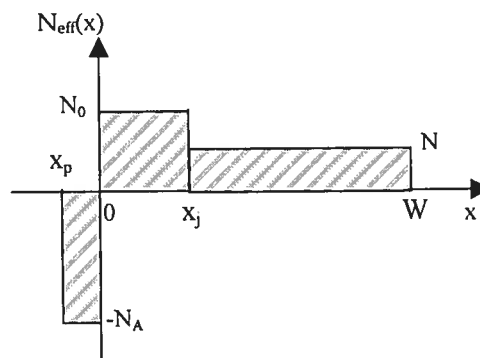


FIG. 4.2 - Illustration de la concentration effective de dopants pour une fluence d'irradiation inférieure à la fluence d'inversion (jonction  $\text{p}^+\text{-n-n}$ ).

Afin de déterminer le champ électrique dans le détecteur il nous faut caractériser la région désertée du détecteur. Puisque que le détecteur comprend deux régions de type n il faut définir deux régions désertées de largeurs respectives  $x_1$  et  $x_2$ . En utilisant l'approximation de la zone de désertion abrupte, on obtient la distribution de charge décrite par l'équation 4.20 et illustrée à la figure 4.3.

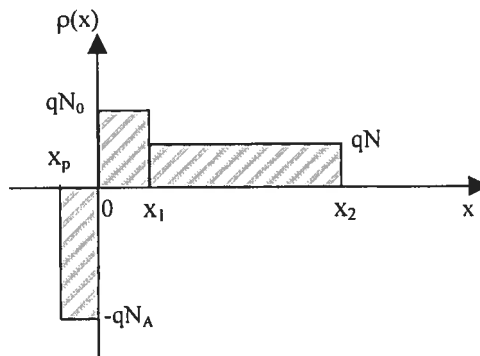


FIG. 4.3 - Illustration de la densité de charge pour une fluence d'irradiation inférieure à la fluence d'inversion (jonction  $p^+ - n - n'$ ).

$$\rho(x) = \begin{cases} -q N_a & -x_p \leq x < 0 \\ q N_0 & 0 \leq x \leq x_1 \\ q N & x_1 < x \leq x_2 \end{cases} \quad (\text{Éq. 4.20})$$

Il est maintenant possible de déterminer le champ électrostatique résultant en utilisant l'une des équations de Maxwell.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(x) = \frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (\text{Éq. 4.21})$$

L'intégration unidimensionnelle de cette équation combinée avec les bonnes conditions aux frontières conduira au champ électrique. Puisque la densité de charge est nulle à l'extérieur des zones désertées, le champ électrique doit également y être nul. Il s'ensuit que  $E(-x_p) = E(x_2) = 0$ , cela conduit au résultat suivant :

$$E(x) = \begin{cases} \frac{-q N_a}{\epsilon} (x + x_p) & -x_p \leq x < 0 \\ \frac{q N}{\epsilon} (x_1 - x_2) + \frac{q N_0}{\epsilon} (x - x_1) & 0 \leq x \leq x_1 \\ \frac{q N}{\epsilon} (x - x_2) & x_1 < x \leq x_2 \end{cases} \quad (\text{Éq. 4.22})$$

La largeur de chacune des zones désertées ( $x_1, x_2$ ) est obtenue de la même manière que pour la jonction  $p^+-n$  (voir section 1.3.2 du chapitre 1). Les équations 4.23 et 4.24 décrivent les largeurs des zones désertées.

$$x_1 = x_j \sqrt{\frac{V + V_0}{V_{dt}}} \quad (\text{Éq. 4.23})$$

$$x_2 = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN}(V + V_0) + \left(1 - \frac{N_0}{N}\right)x_1^2} \quad (\text{Éq. 4.24})$$

En inversant l'équation 4.24 et en substituant  $x_1$  par l'équation 4.23, on obtient la concentration effective  $N$  afin d'obtenir la relation la reliant à la tension de désertion totale.

$$N = \frac{2\varepsilon V_{dt}/q - N_0 x_j^2}{W^2 - x_j^2} \quad (\text{Éq. 4.25})$$

#### 4.2.2 Le champ électrique après la fluence d'inversion

Après la fluence d'inversion ( $\Phi_{inv}$ ), la concentration effective de dopants dans le détecteur a la structure  $p^+-n-p-n^+$ . La figure 4.4 illustre la concentration effective de dopants correspondante.

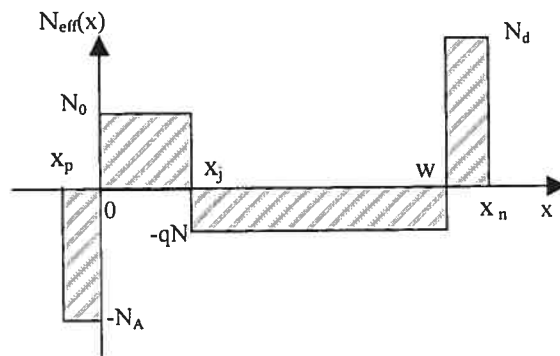


FIG. 4.4 - Illustration de la concentration effective de dopants pour une fluence d'irradiation supérieure à la fluence d'inversion (jonction  $p^+-n-p-n^+$ ).

Puisque le détecteur comprend deux jonctions  $p-n$  distinctes, il faut définir deux régions désertées de largeurs respectives  $x_1$  et  $w-x_2$ . En utilisant l'approximation de la zone de

désertion abrupte, on obtient la distribution de charge décrite par l'équation 4.26 et illustrée à la figure 4.5.

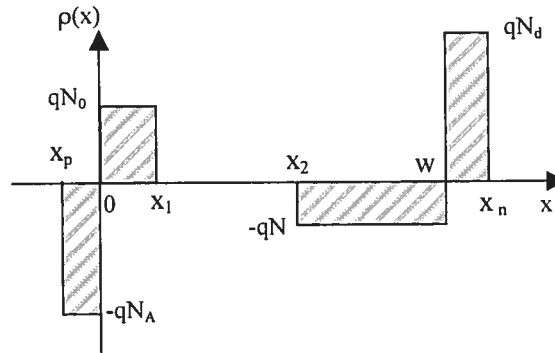


FIG. 4.5 - Illustration de la densité de charge pour une fluence d'irradiation supérieure à la fluence d'inverse (jonction  $p^+-n-p-n^+$ ).

$$\rho(x) = \begin{cases} -q N_a & -x_p \leq x < 0 \\ q N_0 & 0 \leq x \leq x_1 \\ 0 & x_1 < x \leq x_2 \\ -q N & x_2 < x \leq W \\ q N_d & W < x \leq x_n \end{cases} \quad (\text{Éq. 4.26})$$

Il est maintenant possible de déterminer le champ électrostatique résultant en utilisant l'équation 4.21. L'intégration unidimensionnelle de cette équation combinée aux bonnes conditions aux frontières conduira au champ électrique. Puisque la densité de charge est nulle à l'extérieur des zones désertées, le champ électrique doit également y être nul. Il s'ensuit que  $E(-x_p) = E(x_1) = E(x_2) = E(x_n) = 0$ , cela conduit au résultat suivant :

$$E(x) = \begin{cases} \frac{-q N_a}{\varepsilon} (x + x_p) & -x_p \leq x < 0 \\ \frac{q N_0}{\varepsilon} (x - x_1) & 0 \leq x \leq x_1 \\ 0 & x_1 < x \leq x_2 \\ \frac{-q N}{\varepsilon} (x - x_2) & x_2 < x \leq W \\ \frac{q N_d}{\varepsilon} (x - x_n) & W < x \leq x_n \end{cases} \quad (\text{Éq. 4.27})$$

La largeur de chacune des zones désertées ( $x_1, W-x_2$ ) est obtenue de la même manière que pour la jonction p<sup>+</sup>-n (voir section 1.3.2 du chapitre 1). Les équations 4.28 et 4.29 décrivent les largeurs des zones désertées.

$$x_1 = x_j \sqrt{\frac{V + V_0}{V_{dt}}} \quad (\text{Éq. 4.28})$$

$$x_2 = W - \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN} (V + V_0) + \left(1 - \frac{N_0}{N}\right) x_1^2} \quad (\text{Éq. 4.29})$$

En inversant l'équation 4.29 et en substituant  $x_1$  par l'équation 4.28, on obtient la concentration effective  $N$  afin d'obtenir sa relation à la tension de désertion totale.

$$N = \frac{2\varepsilon V_{dt}/q - N_0 x_j^2}{(W - x_j)^2} \quad (\text{Éq. 4.30})$$

Finalement, ayant défini l'ensemble des paramètres du modèle, la modélisation a été faite. Le programme ROOT [25], élaboré par le CERN, a été utilisé pour faire la modélisation.



### 4.2.3 Résultats de la modélisation de l'efficacité de collection de charge $\beta$

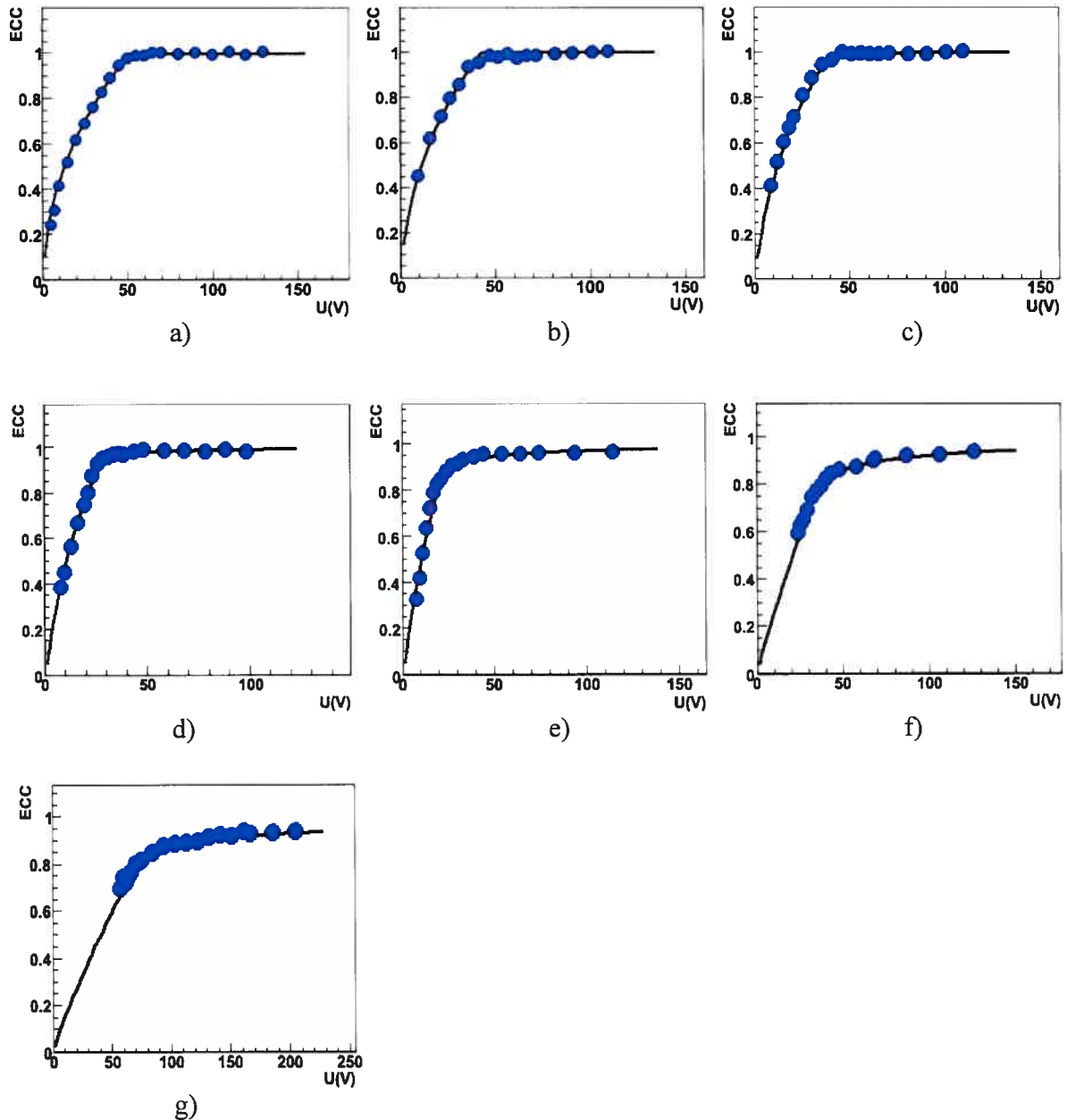


FIG. 4.6 - Efficacité de collection de charge (ECC)  $\beta$  en fonction de la tension appliquée pour les détecteurs CsI standard (SP) irradiés avec une fluence ( $\Phi$ ) de : a)  $0 \text{ protons/cm}^2$ , b)  $1 \times 10^{11} \text{ protons/cm}^2$ , b)  $5 \times 10^{11} \text{ protons/cm}^2$ , d)  $3 \times 10^{12} \text{ protons/cm}^2$ , e)  $7 \times 10^{12} \text{ protons/cm}^2$ , f)  $1.5 \times 10^{13} \text{ protons/cm}^2$ , g)  $3 \times 10^{13} \text{ protons/cm}^2$ .

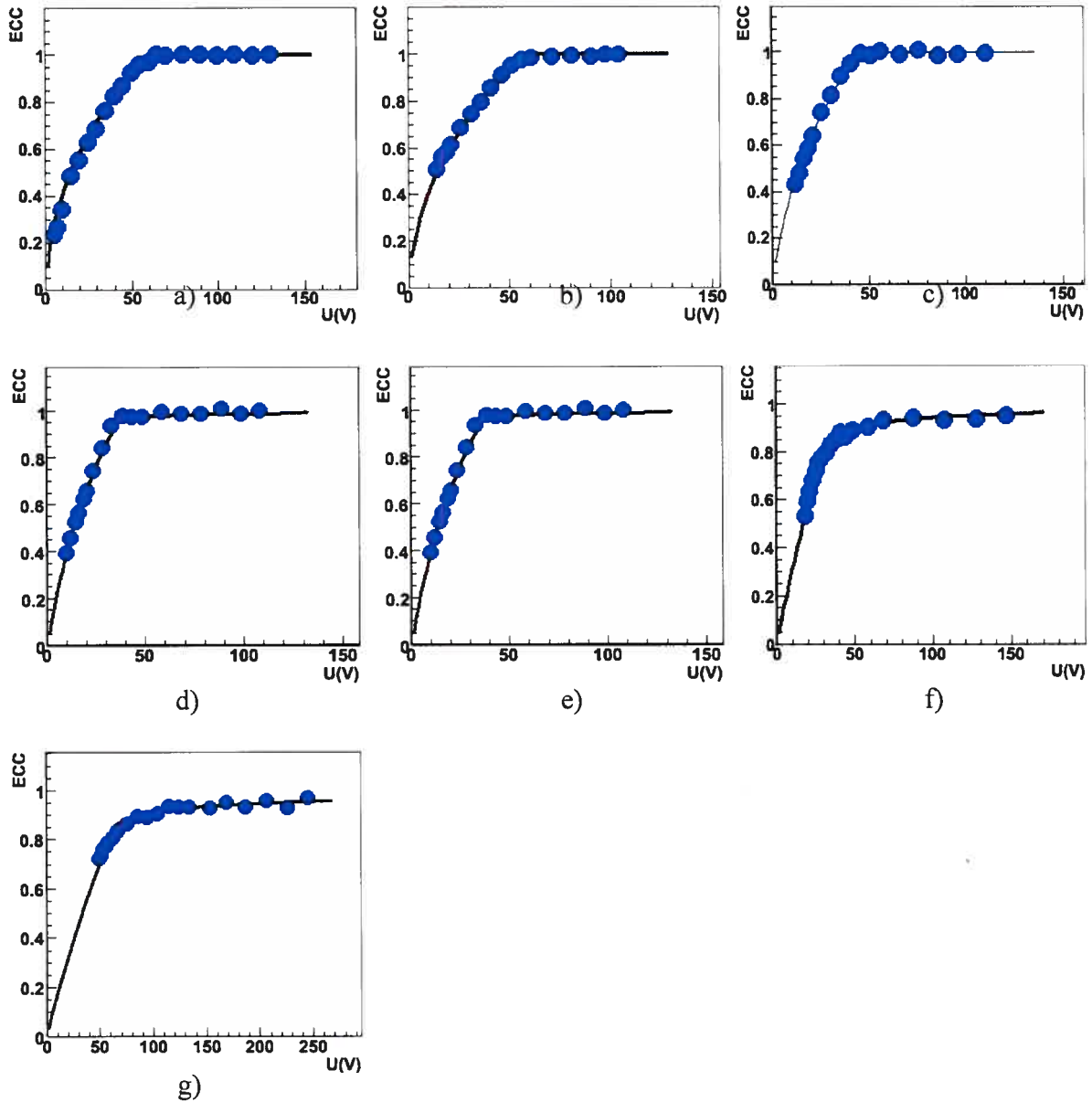


FIG. 4.7 - Efficacité de collection de charge (ECC)  $\beta$  en fonction de la tension appliquée pour les détecteurs CiS standard oxygénés (SP-oxy) irradiés avec une fluence ( $\Phi$ ) de : a) 0 protons/cm<sup>2</sup>, b)  $1 \times 10^{11}$  protons/cm<sup>2</sup>, b)  $5 \times 10^{11}$  protons/cm<sup>2</sup>, d)  $3 \times 10^{12}$  protons/cm<sup>2</sup>, e)  $7 \times 10^{12}$  protons/cm<sup>2</sup>, f)  $1.5 \times 10^{13}$  protons/cm<sup>2</sup>, g)  $3 \times 10^{13}$  protons/cm<sup>2</sup>.

$\Phi$ (protons /cm <sup>2</sup> )	$V_{dt}$ (V)	$\mu_e$ (cm <sup>2</sup> /V·s)	$\mu_i$ (cm <sup>2</sup> /V·s)	$v_e$ (cm/sec)	$v_i$ (cm/sec)	$\tau_e$ (nsec)	$\tau_i$ (nsec)	W ( $\mu$ m)
<b>CiS</b>								
0	51	1386	471	1.05x10 <sup>7</sup>	1.00x10 <sup>7</sup>	100000	100000	280
1x10 <sup>11</sup>	42	1386	471	1.05x10 <sup>7</sup>	1.00x10 <sup>7</sup>	8160	11380	284
5x10 <sup>11</sup>	40	1386	471	1.05x10 <sup>7</sup>	1.00x10 <sup>7</sup>	775	4800	287
3x10 <sup>12</sup>	29	1386	471	1.05x10 <sup>7</sup>	1.00x10 <sup>7</sup>	272	380	280
7x10 <sup>12</sup>	23	1386	471	1.05x10 <sup>7</sup>	1.00x10 <sup>7</sup>	137	123	291
1.5x10 <sup>13</sup>	36	1386	471	1.05x10 <sup>7</sup>	1.00x10 <sup>7</sup>	70	40	284
3x10 <sup>13</sup>	75	1386	471	1.05x10 <sup>7</sup>	1.00x10 <sup>7</sup>	40	27	280
<b>CiS-oxy</b>								
0	59	1386	471	1.05x10 <sup>7</sup>	1.00x10 <sup>7</sup>	100000	100000	274
1x10 <sup>11</sup>	57	1386	471	1.05x10 <sup>7</sup>	1.00x10 <sup>7</sup>	16000	24000	270
5x10 <sup>11</sup>	45	1386	471	1.05x10 <sup>7</sup>	1.00x10 <sup>7</sup>	600	4800	273
3x10 <sup>12</sup>	37	1386	471	1.05x10 <sup>7</sup>	1.00x10 <sup>7</sup>	200	400	280
7x10 <sup>12</sup>	24	1386	471	1.05x10 <sup>7</sup>	1.00x10 <sup>7</sup>	90	115	275
1.5x10 <sup>13</sup>	32	1386	471	1.05x10 <sup>7</sup>	1.00x10 <sup>7</sup>	60	62	270
3x10 <sup>13</sup>	65	1386	471	1.05x10 <sup>7</sup>	1.00x10 <sup>7</sup>	40	40	270

TAB. 4.I – Résultats du modèle de collection de charge  $\beta$  pour les détecteurs standard et oxygénés ayant été soumis à des fluences d'irradiations allant de 0 protons/cm<sup>2</sup> à 3x10<sup>13</sup> protons/cm<sup>2</sup>. Les paramètres variables sont : la tension de désertion totale ( $V_{dt}$ ), l'épaisseur du détecteur (W) et les temps de vie des électrons et des trous ( $\tau_e$ ,  $\tau_i$ ). Les paramètres fixes sont les mobilités ( $\mu_e$ ,  $\mu_i$ ) et les vitesses de saturation ( $v_e$ ,  $v_i$ ).

Il est à noter que les temps de vie des porteurs de charge ( $\tau_e$ ,  $\tau_i$ ) varient d'un détecteur à l'autre. Cependant, ils ont été déterminés expérimentalement et un ajustement basé sur l'équation 1.39 a été fait. Les résultats ont été résumés au tableau 2.IV. Ce sont les résultats de ces ajustements qui ont permis de déterminer les valeurs de  $\tau_e$  et  $\tau_i$  donnés au tableau 4.I. On peut voir au tableau 4.I que les valeurs des temps de vie pour une fluence d'irradiation nulle est de 0.1msec alors que selon l'équation 1.39 elle devrait être infinie. Cette limite supérieure de 0.1 msec a simplement été imposée pour des raisons de programmation. L'épaisseur des détecteurs a également été mesurée. Par conséquent, le seul paramètre à ajuster était la tension de désertion totale ( $V_{dt}$ ). La figure 4.8 illustre la sensibilité du modèle pour une modification de la tension de désertion totale ( $V_{dt}$ ) de 4V sur le détecteur CiS standard, soit une modification d'environ 8%. On constate que le modèle est assez sensible, ce qui nous permet de déterminer  $V_{dt}$  avec une bonne précision.

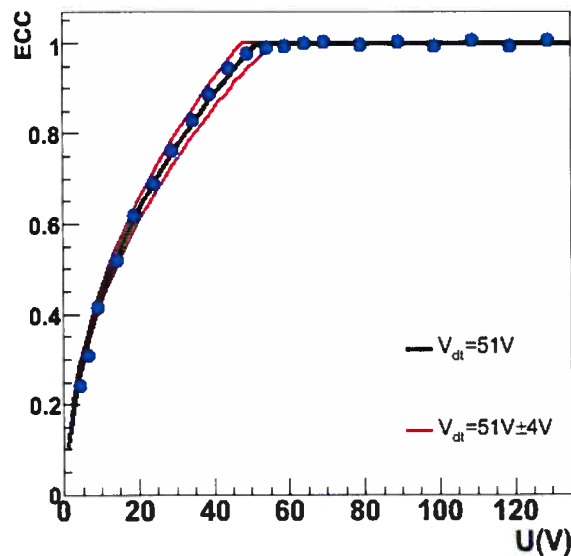


FIG. 4.8 – Sensibilité du modèle de collection de charge  $\beta$  suite à une modification d'environ 8% de la tension de désertion totale ( $V_{dt}$ ) du détecteur CiS standard non irradié.

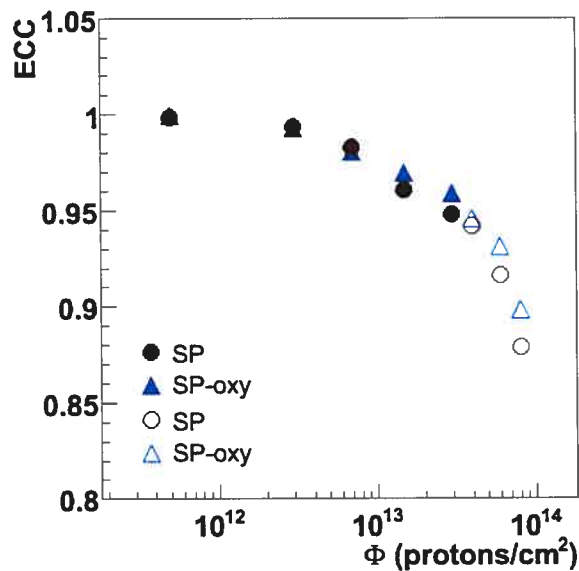


FIG. 4.9 - Efficacité de collection de charge (ECC) en fonction de la fluence d'irradiation en protons pour les détecteurs CiS standard (SP) et oxygénés (SP-oxy). Les points pleins ( $\Phi \leq 3 \times 10^{13}$  protons/cm<sup>2</sup>) représentent les résultats des modélisations ayant été validés expérimentalement alors que les points vides ( $\Phi > 3 \times 10^{13}$  protons/cm<sup>2</sup>) n'ont pu être vérifiés expérimentalement à cause des limitations du montage de collection de charge  $\beta$  utilisé. Les efficacités de collection de charge ont été extraites pour une tension égale au triple de la tension de désertion totale.

### 4.3 Discussion

On peut remarquer aux figures 4.6 et 4.7 que le modèle de collection de charge reproduit très bien les résultats expérimentaux obtenus avec le montage de collection de charge  $\beta$  pour les détecteurs CiS standard (SP) et oxygénés (SP-oxy) et cela en ajustant qu'un seul paramètre, la tension de désertion totale ( $V_{dt}$ ). Les autres paramètres ( $W$ ,  $v_e$ ,  $v_t$ ,  $\tau_e$ ,  $\tau_t$ ,  $\mu_e$ ,  $\mu_t$ ) ont été fixés expérimentalement. Une diminution significative de l'efficacité de collection de charge en fonction de la fluence d'irradiation a été observée pour les deux types de détecteurs (SP, SP-oxy). L'efficacité de collection de charge qui est de 1.0 pour des détecteurs non irradiés passe à 0.95 pour les détecteurs standard (SP) et 0.96 pour les détecteurs oxygénés à une fluence d'irradiation de  $3 \times 10^{13}$  protons/cm<sup>2</sup>. Puisqu'il fut impossible de faire des mesures de collections de charge  $\beta$  pour des fluences d'irradiation supérieure à  $3 \times 10^{13}$  protons/cm<sup>2</sup>, aucune confirmation de la validité de notre modèle n'a pu être au-delà de cette fluence d'irradiation. Des extrapolations de l'efficacité de collection de charge au-delà de la tension de désertion totale ont cependant été faites. Ces extrapolations suggèrent une augmentation du taux de décroissance de l'efficacité de collection de charge pour des fluences d'irradiation supérieure à  $3 \times 10^{13}$  protons/cm<sup>2</sup>. En effet, la diminution de l'efficacité de collection a été évaluée à 12% pour une fluence d'irradiation de  $8 \times 10^{13}$  protons/cm<sup>2</sup>. Cette diminution n'est cependant pas suffisante pour affecter de manière significative capacité de détection. De plus, la différence d'efficacité de collection de charge entre les détecteurs standard (SP) et les détecteurs oxygénés (SP-oxy) qui est négligeable pour de faibles fluences devient significative pour de grandes fluences d'irradiation. Pour de grandes fluences d'irradiation, l'efficacité de collection de charge des détecteurs oxygénés (SP-oxy) est légèrement supérieure à celle des détecteurs standard (SP). Ce fait, combiné avec la diminution de la fluence d'inversion (fig. 2.3) et l'augmentation des paramètres  $\beta_e$  et  $\beta_t$  (TAB. 2-IV), confirme l'effet bénéfique de la présence d'importante concentration d'oxygène dans le silicium. Suite à ces résultats concluants obtenus en utilisant des particules  $\beta$ , le modèle a été adapté avec succès pour des particules  $\alpha$ . Les résultats seront publiés sous peu [5]. Pour ce qui est de tester plus en profondeur le modèle, il serait certainement souhaitable de modifier le montage de collection de charge  $\beta$  afin d'effectuer des mesures pour des fluences d'irradiation

supérieures à  $3 \times 10^{13}$  protons/cm<sup>2</sup>. Le montage peut être amélioré en utilisant d'autres préamplificateurs qui tiennent un courant de fuite plus élevé. Finalement, le modèle indique que l'on pourrait améliorer les détecteurs en utilisant des matériaux ayant de plus grandes mobilités et de plus grands temps de vie des porteurs de charge. Plus particulièrement, des matériaux résistant mieux aux irradiations. La collaboration RD50 [33] du CERN, dont le groupe ATLAS/Montréal fait partie, travaille présentement à l'étude de tels matériaux.

## Conclusion

L'effet des irradiations sur les détecteurs au silicium et en particulier sur l'efficacité de collection de charge  $\beta$  a été étudié. Un montage expérimental a été construit et des mesures de collection de charge  $\beta$  ont été faites pour diverses fluences d'irradiation ( $\Phi$ ) allant de 0 protons/cm<sup>2</sup> à  $3 \times 10^{13}$  protons/cm<sup>2</sup>. Des mesures des temps de vie des porteurs de charges, qui sont nécessaires à la modélisation, ont été faites en collaboration avec la Czech Technical University à Prague. De plus, afin de tenir compte des observations d'études précédentes une jonction-double a été intégrée au modèle. Un modèle de collection de charge, basé sur l'équation de Hecht, capable de reproduire les résultats expérimentaux a ensuite été conçu.

L'ensemble des mesures et des modélisations ont été faites avec des détecteurs Si standard (SP) et oxygénés (SP-oxy) irradiés avec des protons de 10 MeV. Ayant d'abord vérifié l'accord entre le modèle et les résultats expérimentaux, les efficacités de collection de charge ont ensuite été extraites pour une tension supérieure à la tension de désertion totale. Une décroissance significative de l'efficacité de collection de charge  $\beta$  en fonction de la fluence d'irradiation ( $\Phi$ ) a été observée. De plus, une extrapolation du modèle pour des fluences supérieure à  $3 \times 10^{13}$  protons/cm<sup>2</sup> suggère une diminution de plus en plus rapide de l'efficacité de collection de charge  $\beta$  pour des fluences proches de celles attendues au LHC. Cependant, les détecteurs au silicium utilisés dans l'expérience ATLAS ne seront pas opérés à la température ambiante mais plutôt à une température maximale de  $-6^\circ\text{C}$  [34]. À cette température le courant de fuite et le bruit qui lui est associé sont beaucoup moins importants (voir l'équation 1.29 et 1.30). Par conséquent, la diminution de l'efficacité de collection de charge sera en partie compensée par la

diminution du bruit. Le rapport signal sur bruit restera suffisamment élevé pour permettre une bonne capacité de détection.

En dernier lieu, une concentration importante en oxygène ( $\approx 5 \times 10^{17}$  atomes/cm<sup>3</sup>) a un effet bénéfique sur l'efficacité de collection de charge. En effet, pour de grandes fluences d'irradiation ( $\Phi > 1 \times 10^{13}$  protons/cm<sup>2</sup>) l'efficacité de collection de charge d'un détecteur oxygéné (SP-oxy) est légèrement supérieure à celle d'un détecteur standard (SP) ayant été exposé à la même fluence. Par exemple, pour une fluence de  $1.5 \times 10^{13}$  protons/cm<sup>2</sup> l'efficacité de collection de charge d'un détecteur oxygéné est de 1.5% supérieure à celle d'un détecteur standard (non-oxygéné). Une extrapolation faite à partir du modèle présenté au chapitre 4 prédit que cette différence passe à 2% dans le cas d'une fluence d'irradiation de  $8 \times 10^{13}$  protons/cm<sup>2</sup>. Puisque les mesures expérimentales de collection de charge n'ont pu être faites pour des fluences supérieures à  $3 \times 10^{13}$  protons/cm<sup>2</sup> cette affirmation devra cependant être confirmée ultérieurement. Finalement, il a été précédemment observé que l'effet bénéfique de l'oxygène était plus important pour les énergies impliquées au LHC (protons avec une énergie  $> 1$  GeV) par rapport à l'effet constaté pour l'énergie utilisée dans cette étude (protons de 10 MeV) [35]. Cet effet assurera donc le bon fonctionnement des détecteurs au silicium pour toute la durée de l'expérience ATLAS (durée  $\geq 10$  ans).



## Bibliographie

- [1] S.M. Sze, Semiconductor devices, Physics and Technology, AT&T Bell Laboratories, Murray Hill, New Jersey, 1965.
- [2] S.R. Shukla and M. N. Sen, Analytical expressions for the drift velocity of hot charge carriers in silicon, Solid-St. Electron (1992), P.35, 593-597.
- [3] D. Pitzl, N. Cartiglia, B. Hubbard, D. Hutchinson, J. Leslie, K. O'Shaughnessy, W. Rowe, H.F.-W. Sadrozinski, A. Seiden, E. Spencer, H.J. Ziock, P.Ferguson, K. Holzscheiter and W.F. Sommer, Type inversion in silicon detectors, Nucl. Instr. And Meth. A426 (2001), p. 98-104.
- [4] C. Lebel, Étude des dommages créés dans différents types de détecteurs au silicium irradiés avec des protons de basse énergie, Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, Décembre 2001, p. 53.
- [5] A. Charbonnier, S. Charron, A. Houdayer, C. Lebel, C. Leroy, V. Linhart, S. Pospíšil, Modified Hecht model qualifying radiation damage in standard and oxygenated silicon detectors from 10 MeV protons, Nucl. Instr. And Meth. A (accepté pour publication en 2007) .
- [6] M. Moll, E. Fretwurst, G. Lindström, Investigation on the improved radiation hardness of silicon detectors with high oxygen concentration, CERN Project RD48, Nucl. Instr. and Meth. A426 (2001), p.282-292.
- [7] G. Kramberger et al., Determination of effective trapping times for electrons and holes in irradiated silicon, Nucl. Inst. and Meth. A476 (2002), p.645-651.

- [8] C. Leroy et al., Study of charge transport in non-irradiated and irradiated silicon detectors, Nucl. Instr. and Meth. A426 (1999) p. 99-108.
- [9] T.J Brodbeck, A. Chilingarov, T. Sloan, E. Fretwurst, M. Kuhnke, G. Lindstroem, Carrier mobilities in irradiated silicon, Nucl. Inst. And Meth. A477 (2002), p.287-292.
- [10] CiS Institut für Mikrosensorik, Haarbergstraße 61, 99097 Erfurt, Allemagne.
- [11] Wacker Siltronic, Burghausen, Allemagne.
- [12] C. Lebel, Étude des dommages créés dans différents types de détecteurs au silicium irradiés avec des protons de base énergie, Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, Décembre 2001, p. 33.
- [13] A. Benninghoven, F. G. Rüdenauer, and H. W. Werner, Wiley, Secondary Ion Mass Spectrometry: Basic Concepts, Instrumental Aspects, Applications, and Trends, , New York, 1987, 1227 pages.
- [14] E. Fretwurst, H. Feick, M. Glaser, C. Gössling, E.H.M. Heijne, A. Hess, F. Lemeilleur, G. Lomdström, K.H. Mählmann, A. Rolf, T. Schulz, C. Soave. Reverse annealing of the effective impurity concentration and long term operational scenario for silicon detectors in future collider experiments, Nucl. Inst. and Meth. A432 (1994), p. 119-125.
- [15] C. Lebel, Étude des dommages créés dans différents types de détecteurs au silicium irradiés avec des protons de base énergie, Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, Décembre 2001, p. 25.

- [16] D. Bechevet, M. Glaser, A. Houdayer, C. Lebel, C. Leroy, M. Moll, P. Roy, Results of irradiation tests on standard planar silicon detectors with 7-10 MeV protons, Nucl. Inst. and Meth. A479 (2002), p. 487-497.
- [17] C. Lebel, Étude des dommages créés dans différents types de détecteurs au silicium irradiés avec des protons de basse énergie, Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, Décembre 2001, p. 51-55.
- [18] D.K. Schroder, Semiconductor material and device characterization (second edition), Wiley-Interscience, JOHN WILEY & SONS, INC., New York, 1998, 760 pages.
- [19] T.J. Brodbeck, A. Chilingarov, T. Sloan, E. Fretwurst, M. Kuhnke and G. Lindstroem, A new method of carrier trapping time measurement, Nucl. Inst. And Meth. A455 (2000), p.645-655.
- [20] S. Ramo, Currents induced by electron motion, Proc. IRE 27 (1939), p.584.
- [21] S. Ritt et al., Midas Data Acquisition, <http://midas.psi.ch/html/doc/index.html>, 2006.
- [22] C. Leroy, S. Bates, B. Dezillie, M. Glaser, F. Lemeilleur, I. Trigger, Study of charge collection and noise in non-irradiated and irradiated silicon detectors, Nucl. Instr. And Meth. A388 (1997), p. 289-296.
- [23] Vavilov, P.V., Ionization losses of high-energy heavy particles. Soviet Physics JETP 5(4) (1957), p. 749-751.
- [24] CERN, CERN Program Library, <http://cernlib.web.cern.ch>, 2006.
- [25] ROOT – An Object Oriented Data Analysis Framework, AINENP conference in Lausanne (1996).

- [26] Lingren, C.L. et Butler, J.F. (1998), IEEE, Trans. On Nucl. Sci. 45, p.1723.
- [27] K. Hecht, Z. Physik 77 (1932), p.235.
- [28] Claude Leroy et Pier-Giorgio Rancoita, Principles of Radiation Interaction in Matter and Radiation Interaction in Matter and Detection, World Scientific Publishing, Singapore, 716 pages, and references therein, p. 28-29.
- [29] P. Roy, Étude des caractéristiques électriques de détecteurs au silicium dans les conditions d'irradiation du LHC, Thèse de doctorat, Université de Montréal, Novembre 1999, p. 76-79
- [30] D. Menichelli, M. Bruzzi, Z. Li et V. Eremin, Modelling of observed double junction effect (1998).
- [31] L.J. Beatie, T.J. Brodbeck, A. Chilingarov, G. Hughes, S.A. McGarry, p.N. Ratoff, T. Sloan, The electric field in irradiated silicon detector, note INDET-NO-194 (1998).
- [32] G. Lutz, A simplistic model for reverse annealing in irradiated silicon, Nucl. Inst. and Meth. B95 (1995), p. 41-49.
- [33] Daniela Bortoletto, Recent results from RD50, Nucl. Inst. and Meth. A569 (2006), p. 69-72
- [34] ATLAS, Inner detector technical design report, Avril 1997, p.257
- [35] C. Lebel, Étude des dommages créés dans différents types de détecteurs au silicium irradiés avec des protons de base énergie, Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, Décembre 2001, p. 58-59.