



**Université catholique de Louvain**  
Faculté des Sciences  
Département de Physique

---

**Les senseurs de CMS**  
**Etude de leur résistance aux flux intenses de**  
**neutrons rapides**

---

**Samia Assouak**  
Promoteur: Professeur Ghislain Grégoire

Dissertation présentée en vue de l'obtention  
du titre de Docteur en Sciences

---

Juillet 2006



*A la mémoire de mes parents*



## *Remerciements*

*Je tiens, tout d'abord, à remercier mon promoteur le Professeur Ghislain Grégoire, pour m'avoir permis d'intégrer son équipe des hautes énergies et de m'avoir fait confiance durant toutes ces années de travail.*

*Je voudrais exprimer, tout particulièrement, ma gratitude à Eric Forton, avec qui j'ai travaillé tout au long de cette période de tests des senseurs ainsi que leur irradiation au Cyclotron.*

*Dans le cadre de ce travail, beaucoup de développements électroniques ont eu lieu lors de la mise en œuvre du dispositif de test. Il n'aurait pu voir le jour sans l'aide précieuse de Bernard de Callataj qui y a prêté main forte malgré nos exigences quelques fois contraignantes. Qu'il trouve parmi ces lignes toute ma reconnaissance.*

*Merci aux Professeurs René Priels, Youssef El Masri, Thierry Delbar, Vincent Lemaître, Krzysztof Piotrkowski et les Docteurs Didier Contardo et Pascal Vanlaer d'avoir accepté de faire partie de mon jury et de lire soigneusement ma thèse. Merci pour tous les commentaires judicieux que vous m'avez apportés.*

*Pour avoir relu mon texte et bien plus que ça, Damien Bertrand et Muriel Vander Donckx reçoivent toute ma sympathie.*

*Mes remerciements vont également à tous mes amis dont le soutien me fut précieux. Je ne citerai pas de noms par peur d'en oublier certains. Ils se reconnaîtront sûrement !*

*Je ne saurais clore ces remerciements sans témoigner toute ma reconnaissance à mes frères et sœurs qui ont toujours été présents pour moi malgré les deux mille kilomètres qui nous séparent ! Je pense très fort à mes chers parents qui nous ont quittés plus vite qu'on ne le pensait. Ce travail c'est à eux que je le dédie !*



## TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIÈRES	7
INTRODUCTION GÉNÉRALE	11
Chapitre 1 : L'EXPÉRIENCE CMS DANS LE LHC ET SES ENJEUX	15
<b>1-1 Le Modèle Standard</b>	<b>15</b>
<b>1-2 La recherche du Boson de Higgs</b>	<b>17</b>
<b>1-3 Le LHC</b>	<b>18</b>
1-3-1 Les expériences du LHC	19
1-3-2 La physique au LHC	19
1-3-3 L'environnement LHC	20
<b>1-4 L'expérience CMS</b>	<b>23</b>
1-4-1 Le trajectographe de CMS	25
Chapitre 2 : LES DETECTEURS SILICIUM A MICROPISTES	27
<b>2-1 Introduction</b>	<b>27</b>
<b>2-2 Le capteur à micro-pistes de CMS</b>	<b>28</b>
2-2-1 Principe de fonctionnement d'un détecteur à jonction	35
2-2-2 Effets des rayonnements sur les capteurs	38
2-2-3 Le courant de fuite	43
2-2-4 Concentration effective du dopant et tension de déplétion	46
2-2-5 L'efficacité de collection de charges	50
2-2-6 La capacité entre les pistes	51
<b>2-4 Contrôle de qualité et qualification des capteurs</b>	<b>56</b>
<b>2-5 Cahier de charges et critères de qualité</b>	<b>57</b>
2-4-1 Mesures globales	58
2-4-2 Mesures des paramètres de pistes	59
2-4-3 Mesures des paramètres inter-pistes	60
Chapitre 3 : FAISCEAU DE NEUTRONS RAPIDES ET DISPOSITIF D'IRRADIATION	63
<b>3-1 Introduction</b>	<b>63</b>
<b>3-2 Faisceau de Neutrons</b>	<b>63</b>
3-2-1 Distribution en énergie du faisceau	64
3-2-2 Profil du faisceau	65
3-2-3 Rayon de l'ouverture du faisceau	67

3-2-4 La contamination du faisceau	68
3-2-5 Temps d'irradiation	68
<b>3-3 Dispositif d'irradiation</b>	<b>70</b>
3-3-1 Contrôle logiciel du dispositif installé en zone d'irradiation	71
3-3-2 Système de refroidissement	71
3-3-3 Les supports d'irradiation	73
3-3-4 La polarisation des senseurs sous irradiation	75
<b>3-4 Calcul de la fluence réelle pour chaque senseur</b>	<b>75</b>
<b>3-5 Première irradiation</b>	<b>79</b>
3-5-1 Motivation et Dispositif Expérimental	79
3-5-2 Résultats et commentaires	80
3-5-3 Contrôle du courant de fuite lors des irradiations	81
<b>3-6 Résultats Typiques des irradiations de routine</b>	<b>81</b>
<b>3-7 Conclusion</b>	<b>83</b>
Chapitre 4 : DISPOSITIF DE TESTS	85
<b>4-1 Introduction</b>	<b>85</b>
<b>4-2 Dispositif expérimental</b>	<b>85</b>
4-2-1 Appareillage	86
4-2-2 Automatisation des tests	88
4-2-3 Contrôle de la température et de l'humidité	90
<b>4-3 Tests effectués</b>	<b>92</b>
4-3-1 Les mesures globales	92
4-3-2 Les mesures individuelles sur les pistes	94
Chapitre 5 : RESULTATS DES TESTS ET ANALYSE	101
<b>5-1 Mesures globales</b>	<b>101</b>
5-1-1 Le courant de fuite $I_{leak}$	101
5-1-2 La tension de déplétion $V_{dep}$	105
<b>5-2 Mesures individuelles des pistes</b>	<b>109</b>
5-2-1 Le courant de fuite de la piste $I_{strip}$	109
5-2-2 Le courant diélectrique $I_{diel}$	111
<b>5-3 Les mesures inter-pistes</b>	<b>117</b>
5-3-1 La résistance inter-pistes $R_{int}$	117

5-3-2 La capacité inter-pistes $C_{int}$	118
<b>5-4 Etude approfondie de la capacité inter-pistes</b>	<b>120</b>
5-4-1 Evolution de la capacité inter-pistes en fonction de la tension de polarisation $V_{bias}$	120
5-4-2 Etude de la capacité inter-pistes sur les pistes individuelles	123
5-4-3 Conclusion	124
<b>5-5 Etude des tensions de déplétion du senseur en fonction de la fluence</b>	<b>125</b>
5-5-1 Les senseurs de 500 $\mu\text{m}$ d'épaisseur	125
5-5-2 Les senseurs de 320 $\mu\text{m}$ d'épaisseur	127
<b>5-6 Etude du recuit des senseurs</b>	<b>129</b>
5-6-1 La tension de déplétion	129
5-6-2 Le paramètre $\alpha$	131
<b>5-7 Conclusion</b>	<b>134</b>
Chapitre 6 : L'EFFICIENCE DE COLLECTION DE CHARGE	137
<b>6-1 Supports théoriques</b>	<b>137</b>
<b>6-2 La technique TCT</b>	<b>140</b>
<b>6-3 Le dispositif expérimental</b>	<b>140</b>
<b>6-4 Résultats</b>	<b>141</b>
<b>6-5 Conclusion et Perspectives</b>	<b>146</b>
CONCLUSION GÉNÉRALE	149
<b>ANNEXE 1</b>	<b>152</b>
<b>L'orientation cristalline du Silicium</b>	<b>152</b>
<b>Abréviations, Acronymes</b>	<b>156</b>
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	159



## INTRODUCTION GÉNÉRALE

---

Le silicium est de nos jours, un matériau très utilisé en microélectronique. Doté d'une très bonne résolution spatiale et en énergie, il a été depuis près de 40 ans un très bon détecteur de l'énergie des particules chargées et plus récemment, de la position de leur point de passage. Actuellement, le silicium est largement utilisé (en micro-pistes ou en pixels) dans les grands collisionneurs de particules chargées à très hautes énergies, destinés à explorer les mystères de la matière. Le détecteur au silicium sera utilisé dans les expériences du futur collisionneur de hadrons au LHC. Celui-ci est spécifiquement adapté pour la découverte du boson de Higgs.

Le boson de Higgs est une particule élémentaire théoriquement prédite par le Modèle Standard, qui serait à l'origine des masses des bosons et fermions. La prédiction de l'existence d'une telle particule ne peut se passer de son observation expérimentale ; il reste dès lors le maillon manquant au Modèle Standard.

La recherche du boson de Higgs, plus couramment appelé le Higgs, a longtemps passionné les physiciens expérimentateurs des hautes énergies. L'expérience requiert l'accélération à de très hautes énergies des particules (de l'ordre du TeV et plus), mises en jeu, et exige des faisceaux de très haute luminosité pour compenser les très faibles sections efficaces prédites pour la formation d'un Higgs: le taux global d'événements serait ainsi très important. La détection et le traitement des données deviennent très difficiles et nécessitent des équipements électronique et informatique colossaux. C'est le cas de plusieurs grands accélérateurs tels que le TEVATRON aux Etats Unis, HERA en Allemagne ou encore le LEP au CERN à Genève.

Le LEP (**L**arge **E**lectron-**P**ositron collider) est le premier grand collisionneur de particules du CERN, construit à cet effet. Les résultats de plusieurs années d'expériences avec celui-ci n'ont toutefois permis de déterminer que des limites inférieures de la masse du Higgs ; le LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider) sera construit pour relever le défi d'atteindre des masses de l'ordre du TeV. Sur base d'une luminosité totale de  $3 \cdot 10^4 \text{ pb}^{-1}$ , un Higgs d'une masse comprise entre 95 GeV et 1 TeV devrait être détecté via sa désintégration en deux bosons  $\gamma\gamma$  ou  $WW$ .

Autour du LHC, se construisent quatre grandes expériences. Elles sont baptisées respectivement: ATLAS (**A** **T**oroïdal **L**HC **A**pparatu**S**), CMS (**C**ompact **M**uon **S**olenoid), ALICE (**A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment) et LHC-b pour l'étude de la physique du quark b.

Le détecteur central de CMS, sera complètement construit avec des détecteurs au silicium, qui fonctionneront dans un environnement de très haute luminosité pour une durée minimale de 10 ans : il s'agira de composants de types pixels au centre (vertex) et des micro-pistes pour les couches périphériques. Les réactions qui nous intéressent créent également un environnement radiatif très hostile pour les détecteurs silicium et leur électronique de lecture. Parmi les particules présentes au LHC se retrouvent notamment des neutrons très énergétiques ( $> 100$  MeV) provenant des calorimètres massifs et des particules fortement ionisantes produites par les interactions p-p. Toutes ces radiations provoquent des dégâts irréversibles dans les équipements. Les deux contraintes majeures auxquelles l'on doit faire face sont d'une part la génération d'un courant de fuite très important et d'autre part l'inversion de type du dopant n $\rightarrow$ p dans le volume du senseur résultant en une augmentation de la tension de déplétion. Il est donc impératif que ces derniers résistent aux flux intenses des rayonnements pour la durée de leur fonctionnement et puissent garder un minimum de performances requis. C'est pourquoi ces détecteurs doivent répondre à des critères très sévères élaborés par la communauté de CMS. La vérification de plusieurs paramètres, qui seront discutés plus loin, doit se faire tout au long de leur production dans différents laboratoires de la collaboration.

Notre travail s'inscrit dans le cadre du contrôle de qualité des senseurs au silicium prévus pour CMS. En particulier, nous les testons après exposition à des flux intenses de neutrons rapides. La fluence totale accumulée (flux intégré sur la durée d'irradiation) doit être équivalente à au moins 10 ans d'opération du LHC.

A cet effet, nous avons monté un dispositif de mesures électriques à Louvain-la-Neuve pour pouvoir effectuer tous les tests de qualité avant et après irradiation des détecteurs et évaluer ainsi la dégradation de leurs performances. A terme nous pouvons donc assurer la qualification de la production et les performances futures sur base de critères de sélection déjà prédéfinis. Il est à noter qu'il existe deux centres d'irradiation: Karlsruhe en Allemagne pour les protons et Louvain-la-Neuve pour les neutrons. Ils sont reconnus comme laboratoires de référence pour la qualification des détecteurs.

Le dispositif d'irradiation ainsi que la construction d'un faisceau de neutrons intenses auprès du Cyclotron de Louvain-la-Neuve ont été mis en œuvre déjà pour le test des MSGCs. On y a donc apporté quelques modifications pour l'adapter aux exigences particulières des détecteurs au silicium de CMS.

Dans le premier chapitre, nous présenterons brièvement le LHC, ainsi que les objectifs physiques poursuivis. Nous y consacrerons une grande partie à l'expérience CMS et à ses motivations.

La description du détecteur silicium, son fonctionnement ainsi que les effets dévastateurs des radiations dans le silicium seront exposés dans le second chapitre.

La production du faisceau de neutrons et la description du dispositif d'irradiation installé feront l'objet du troisième chapitre.

Le quatrième chapitre sera consacré au dispositif de test réalisé à Louvain-la-Neuve. Les différentes mesures y effectuées seront développées.

Les résultats des tests ainsi que leur analyse seront discutés dans le cinquième chapitre.

Enfin, le dernier chapitre sera dédié à l'étude de l'efficacité de la collection de charge dans les senseurs silicium de CMS par le biais de la technique TCT (**T**ransient **C**urrent **T**echnique).

Une conclusion générale résumera les résultats de cette thèse, nos contributions ainsi que nos perspectives.



# Chapitre 1 : L'EXPÉRIENCE CMS DANS LE LHC ET SES ENJEUX

---

## 1-1 LE MODÈLE STANDARD

Dans l'état actuel de nos connaissances, la matière ordinaire est constituée de fermions dont le comportement est décrit par la mécanique quantique avec un spin demi-entier. Ils suivent la statistique de Fermi-Dirac, d'où leur nom. N'ayant pas de structure composite apparente à ce jour, ces particules sont qualifiées d'élémentaires. Elles se regroupent en trois familles formées chacune de deux quarks et deux leptons, présentées dans le Tableau 1.1<sup>[1]</sup>. Une différence importante entre les leptons et les quarks provient du fait que les premiers peuvent exister en tant que particules libres, ce qui n'est pas le cas des seconds. L'association de quarks forme cependant des hadrons, les plus connus étant le proton et le neutron.

À chacune des particules, peut être associée une antiparticule de nombres quantiques identiques mais de charge électrique opposée. Pour des raisons qui ne sont pas encore bien comprises, il se fait que dans l'Univers la matière prédomine sur l'antimatière.

Les fermions interagissent par l'échange d'autres particules qui suivent la statistique de Bose-Einstein: les bosons, décrits par la mécanique quantique avec un spin entier. Il existe quatre interactions fondamentales, chacune véhiculée par un ou plusieurs bosons.

La force gravitationnelle dont le boson intermédiaire est le graviton (jamais observé) est négligeable à l'échelle microscopique. Elle n'est donc pas incluse dans les modèles théoriques décrivant les interactions à haute énergie.

La force électromagnétique à laquelle est associé le photon, agit entre les particules chargées. Elle est décrite par l'électrodynamique quantique (QED<sup>7</sup>).

---

<sup>7</sup> Quantum ElectroDynamics

**Tableau 1-1: L'ensemble des douze fermions connus qui composent la matière. Les masses ont été reprises de la réf.<sup>[2]</sup>.**

FAM.	QUARKS			LEPTONS		
	nom	charge	masse	nom	charge	masse
1	u	+2/3	1.5 à 4 MeV	Électron (e)	-1	0.511 MeV
	d	-1/3	4 à 8 MeV	Neutrino e ( $\nu_e$ )	0	< 3 eV
2	c	+2/3	1.15 à 1.35 GeV	Muon ( $\mu$ )	-1	105 MeV
	s	-1/3	80 à 130 MeV	Neutrino $\mu$ ( $\nu_\mu$ )	0	< 0.19 MeV
3	t	+2/3	174.3 $\pm$ 5.1 GeV	Tau ( $\tau$ )	-1	1.77 GeV
	b	-1/3	4.1 à 4.4 GeV	Neutrino $\tau$ ( $\nu_\tau$ )	0	< 18.2 MeV

Les interactions faibles se font par échange d'un boson intermédiaire massif chargé ( $W^\pm$ ) ou neutre ( $Z^0$ ). Les bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$  ont été expérimentalement découverts auprès de l'accélérateur SPS au CERN en 1983. La théorie électrofaible, unifie les forces électromagnétique et faible.

L'interaction forte agit par l'intermédiaire de huit gluons. Elle assure la cohésion des noyaux et agit sur des quarks qui portent une «charge» de couleur. Comme les leptons sont des objets non colorés, ils ne sont pas sensibles à cette force. Ces interactions sont décrites par la chromodynamique quantique (QCD<sup>8</sup>).

Toutes ces théories semblent décrire de manière satisfaisante les particules et leurs interactions. Toutes les observations expérimentales sont en bon accord avec les prédictions théoriques. Cependant, l'origine de la masse et la brisure de la symétrie dans l'interaction électrofaible, sont des questions clés de la physique des particules restées en suspens jusqu'à présent. Pour s'affranchir de cette difficulté, l'on a introduit un complément purement théorique, appelé le mécanisme de Higgs<sup>[3]</sup>. Il permet d'ajouter un boson intermédiaire massif qui serait échangé lors de ce processus. Il a l'avantage de générer les masses des bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$  ainsi que celles des fermions<sup>[4]</sup>.

L'ensemble formé par la théorie électrofaible, le mécanisme de Higgs et la théorie QCD constitue le Modèle Standard.

---

<sup>8</sup> Quantum ChromoDynamics

**Tableau 1.2: Les différents bosons associés aux différentes forces.**

FORCE	BOSONS			PARTICULES SENSIBLES
	nom	charge	masse	
Gravité	graviton	0	0	toutes
Faible	$W^+$	+1	80,2 GeV	fermions
	$W^-$	-1	80,2 GeV	
	$Z^0$	0	91,2 GeV	
électromagnétique	photon	0	0	Particules chargées
forte	8 gluons	0	0	quarks

## 1-2 LA RECHERCHE DU BOSON DE HIGGS

Tout a commencé dans les années soixante, peu après la découverte des quarks, quand P. W. Higgs <sup>[5]</sup> a introduit pour la première fois, un boson supplémentaire de spin zéro, nommé « boson de Higgs », pour expliquer l'origine de la masse. Cette particule subatomique constitue le champ de Higgs, avec lequel les particules interagissent pour devenir massives. Sa masse reste une inconnue fondamentale. Elle est néanmoins restreinte entre deux limites. La limite inférieure est fixée expérimentalement au LEP à 114.4 GeV/c<sup>2</sup> avec un niveau de confiance de 95%<sup>[6]</sup>.

En effet, au cours des deux dernières décennies, maintes expériences importantes ont vu le jour. En dépit des nombreuses précisions et découvertes qu'elles ont pu apporter au Modèle Standard, elles ont malheureusement montré leurs limites quant à la découverte du Higgs. Le boson de Higgs n'a donc pas encore été observé car s'il existe, il est trop lourd pour être produit aux énergies disponibles auprès des accélérateurs existants à ce jour. C'est aussi une particule très instable et,

une fois produite, elle se désintègre rapidement en paires de fermion-antifermion ou de bosons.

Au niveau du LEP<sup>[5]</sup> (**L**arge **E**lectron-**P**ositron collider), au CERN à Genève, où l'on a atteint des énergies *centre de masse* entre 189 et 209 GeV, les données ont conduit jusqu'ici à une limite inférieure de la masse du boson de Higgs déjà citée plus haut.

La recherche du Higgs est actuellement menée auprès du TEVATRON<sup>[7]</sup> aux Etats Unis, un collisionneur proton-antiproton, à des énergies *centre de masse* de 2 TeV et une luminosité intégrée de 355 pb<sup>-1</sup>. Ces recherches ont déjà conduit à l'observation du quark top t.

Le LHC est une alternative très prometteuse. Cet accélérateur de nouvelle génération mettra en œuvre des collisions proton-proton à une énergie *centre de masse* de 14 TeV. Théoriquement, à ces énergies, on pourrait couvrir toute la gamme de la masse prévue pour le boson de Higgs.

Outre la découverte du boson de Higgs, on attend au LHC des signatures de nouvelles physiques et l'étude de phénomènes rares à l'échelle du TeV, tels que la super-symétrie.

## 1-3 LE LHC

Le projet LHC a été approuvé par le CERN en 1994, et est actuellement en cours d'installation dans le tunnel du LEP de 27,5 km de circonférence. Il devrait entrer en fonction en 2007.

Au LHC, des protons seront accélérés à une énergie de 7 TeV encore jamais atteinte. Les deux faisceaux de protons circuleront en sens inverse dans deux tubes à vide. La luminosité maximale prévue est de 10<sup>34</sup> cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>. Les particules seront accélérées par paquets de 10<sup>11</sup> protons. La largeur des paquets est de 15 μm. Les collisions se produiront à une fréquence de 40 MHz, soit toutes les 25 nanosecondes.

Les détecteurs utilisés auprès des accélérateurs existants ne répondent pas aux nouvelles exigences de précision et de rapidité imposées par la fréquence trop élevée des collisions et le nombre important des particules à traiter par collision. De même, les particules secondaires indésirables ont pour effet d'endommager les détecteurs. Le développement de nouveaux détecteurs plus précis et résistants à l'environnement radiatif du LHC a été dès lors indispensable.

### 1-3-1 Les expériences du LHC

Afin d'atteindre les buts indiqués ci-dessus, il a été décidé de construire quatre grandes expériences autour du LHC: CMS<sup>[8]</sup>, ATLAS<sup>[9]</sup>, ALICE<sup>[10]</sup> et LHCb<sup>[11]</sup>.

CMS et ATLAS sont les deux détecteurs majeurs polyvalents, destinés à la mise en évidence du boson de Higgs et de la super-symétrie par l'étude des interactions p-p. Les deux expériences sont complémentaires dans le sens où CMS prévoit une meilleure précision pour l'observation des traces des muons, alors que ATLAS attend une meilleure précision pour les mesures des électrons, des photons et des jets. La troisième expérience, baptisée LHC-b, est conçue pour étudier la physique du quark b, produit en grande quantité à ces énergies. Enfin, ALICE est dédiée à l'étude de l'état extrême de la matière, que constitue le «plasma quark-gluon», obtenu en accélérant des ions lourds (tels que le plomb) à des énergies *centre de masse* de 1312 TeV. La luminosité dans ce cas atteindra  $10^{27} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Comme ce travail s'inscrit dans le cadre des développements liés à CMS, seule cette expérience sera décrite plus en détail dans la suite.

### 1-3-2 La physique au LHC

La recherche du boson de Higgs dans un domaine de masse s'étendant jusqu'à 1 TeV n'est pas l'unique recherche qui puisse être menée auprès du LHC dans le mode collisionneur proton-proton. L'accès à ce nouveau domaine d'énergie au-delà du TeV va notamment permettre de tester une extension possible du modèle standard: le Modèle Standard Super-Symétrique Minimal (MSSM)<sup>[12]</sup>. Dans ce dernier modèle, à chaque particule connue est associée une particule super-symétrique, avec un spin qui diffère de 1/2. La recherche de ces nouvelles particules constitue donc une nouvelle voie qui pourrait être exploitée au LHC.

D'autre part, l'importante production des quarks b et t au LHC va permettre de mener une étude plus précise de ces deux quarks les plus massifs de la troisième famille des fermions. Elle conduira certainement à une meilleure précision sur la mesure de leur masse et leurs modes de désintégration.

La figure 1-1 présente les sections efficaces de différents processus se produisant dans les collisions proton-proton. Elle montre que les quarks b sont produits en majorité alors qu'un boson de Higgs est produit dans une collision sur  $10^{11}$  en moyenne, dans le cas où sa masse serait de 500 GeV.

Les ions lourds peuvent aussi être accélérés dans le LHC et leurs collisions ouvrent un autre domaine de la physique: la recherche du plasma de quarks et de gluons (QGP), état de la matière où les quarks ne sont plus confinés dans les hadrons. Bien qu'il y ait un détecteur spécialement prévu pour l'étude des ions

lourds (ALICE), le détecteur CMS permettra aussi de rechercher des signatures de la formation de QGP dans les collisions d'ions lourds<sup>[13]</sup>.

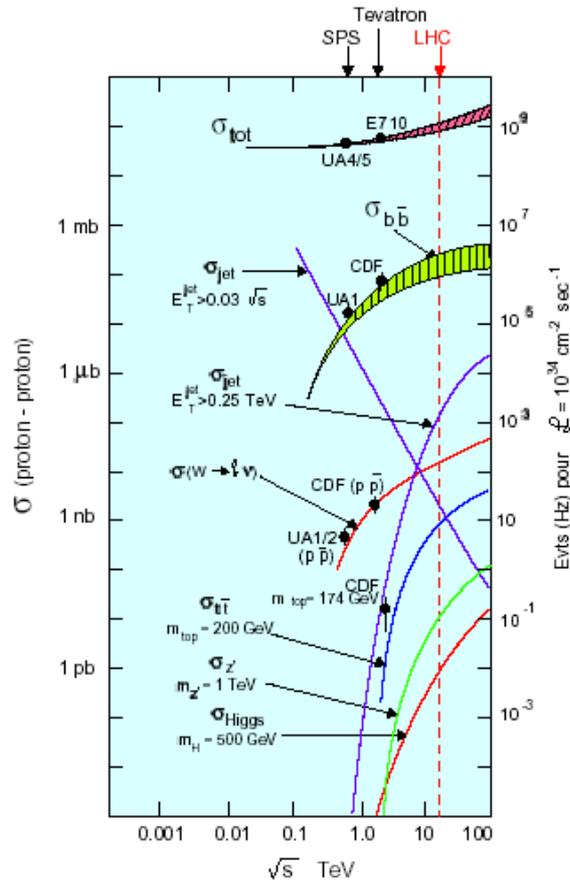


Figure 1-1: Sections efficaces de différents processus se produisant dans les collisions proton-proton<sup>[13]</sup>.

### 1-3-3 L'environnement LHC

Quelques  $10^9$  interactions inélastiques p-p par seconde sont attendues au LHC, à la luminosité nominale  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Cela génère un environnement radiatif extrêmement hostile.

Les sources principales de ce rayonnement sont les flux de particules primaires, provenant du vertex d'interaction (particules chargées) et les neutrons réfléchis (albédo<sup>9</sup>) issus du calorimètre électromagnétique. Ces neutrons sont produits par des réactions nucléaires d'évaporation sur les cristaux du calorimètre. La nature du matériau ( $\text{PbWO}_4$ ) fait que l'albédo est très élevé avec une large proportion de neutrons au-delà de la limite de 100 keV<sup>[14]</sup>.

Le détecteur CMS sera exposé à une luminosité intégrée de 500 fb<sup>-1</sup> au cours des dix ans d'opération du LHC. La partie interne du détecteur central sera soumise essentiellement aux flux de particules primaires composés majoritairement de hadrons chargés. Des simulations ont montré que ce flux est essentiellement indépendant de l'angle par rapport à la direction z représentant la ligne du faisceau, et décroît en  $1/r^2$  dans une direction radiale. La figure 1.2 illustre les distributions de la dose et de la fluence en fonction de la position z pour différents rayons r, aussi bien pour les neutrons que pour les hadrons chargés. Selon leur position dans le trajectographe de CMS (Section 1-4-1), les senseurs subiront des flux de particules plus ou moins différents. Les senseurs qui se trouvent plus vers l'intérieur seront soumis à plus de radiations (Figure 1-3). La fluence totale (maximale) est estimée à  $1.6 \cdot 10^{14}$  neutrons équivalents à 1 MeV/cm<sup>2</sup>. Dans les tableaux 1-3 et 1-4 sont résumées les fluences totales estimées pour différentes positions des senseurs dans le trajectographe de CMS<sup>[15]</sup>.

Au cours d'une phase initiale de 3 ans, le LHC ne fonctionnera pas à la luminosité totale susmentionnée. Il opérera à seulement 10 % de la luminosité nominale lors de la première année (phase I); 33 % pendant la deuxième année (phase II) et 67 % au cours de la troisième année (phase III).

Cet environnement très hostile nécessite des détecteurs très robustes, avec une électronique compacte et qui doit survivre au flux intense de radiations environnantes.

---

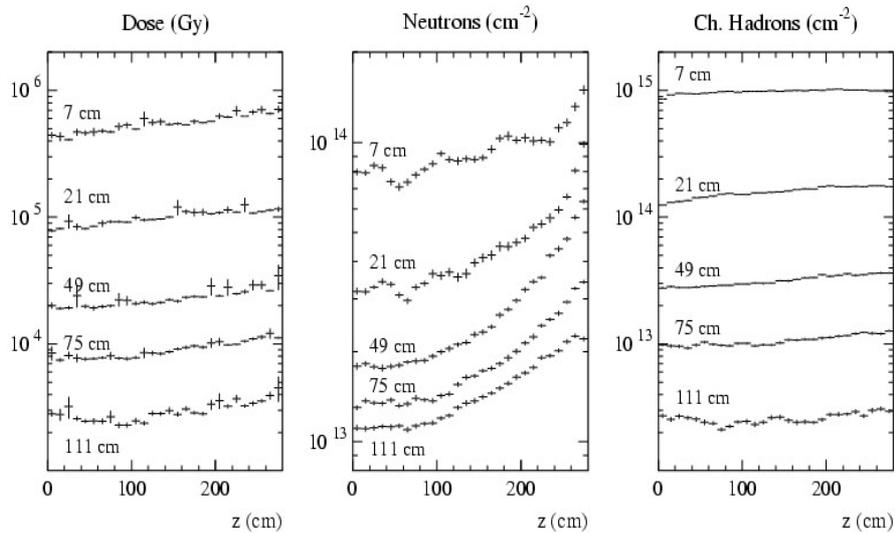
<sup>9</sup> Albédo: pouvoir réflecteur, originellement défini pour la lumière

**Tableau 1-3 : Fluence totale en fonction du rayon dans le trajectographe de CMS.**

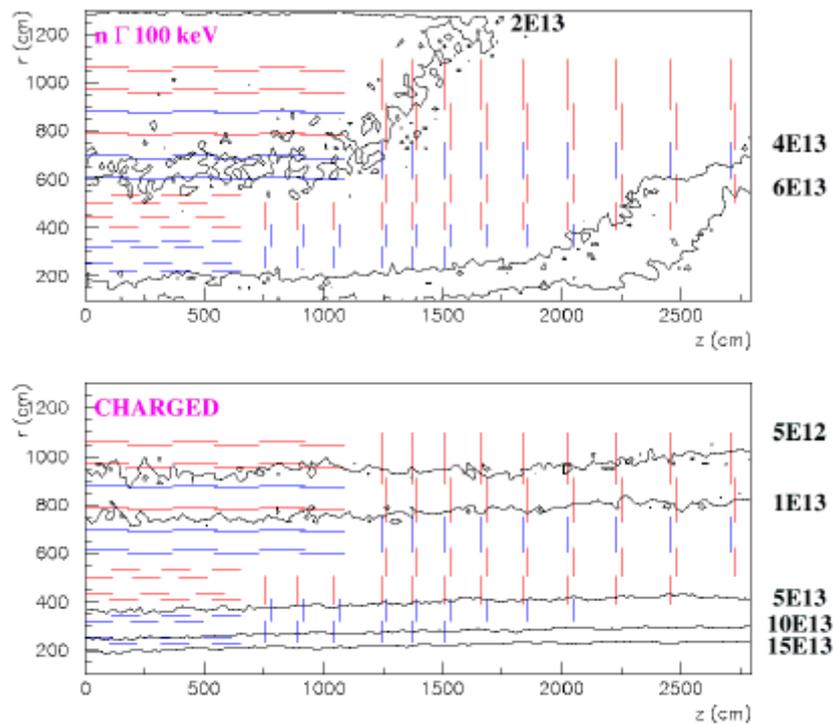
Rayon (cm)	22	32	41	49	58
Fluence ( $10^{13}$ 1 MeV n eq./cm <sup>2</sup> )	$15.7 \pm 0.1$	$8.88 \pm 0.09$	$6.22 \pm 0.05$	$4.67 \pm 0.04$	$3.54 \pm 0.04$
Rayon (cm)	75	85	95	105	115
Fluence ( $10^{13}$ 1 MeV n eq./cm <sup>2</sup> )	$2.9 \pm 0.1$	$2.58 \pm 0.05$	$2.36 \pm 0.05$	$2.2 \pm 0.06$	$2.09 \pm 0.06$

**Tableau 1-4 : Fluence totale en fonction de la position z pour un rayon de 75 cm.**

Z (cm)	117	141	177	210	255
Fluence ( $10^{13}$ 1 MeV n eq./cm <sup>2</sup> )	$2.8 \pm 0.1$	$3.6 \pm 0.2$	$3.7 \pm 0.4$	$3.9 \pm 0.2$	$4.9 \pm 0.2$



**Figure 1-2: Distribution des doses et fluences en fonction de la position par rapport à l'axe du faisceau (z) pour différents rayons allant de l'intérieur du trajectographe jusqu'aux parties les plus extérieures<sup>[14]</sup>.**



**Figure 1-3: Lignes de fluences intégrées des neutrons et des particules chargées dans le trajectographe de CMS, exprimées en particules.  $\text{cm}^{-2}$ , après dix années d'opération au LHC.**

## 1-4 L'EXPÉRIENCE CMS

La collaboration CMS est constituée de plus de 2000 scientifiques représentant plus de 30 pays différents.

La conception du détecteur de CMS est fondée sur quatre principes cruciaux: (1) une très bonne identification des muons ( $\mu^\pm$ ) avec la mesure de leur quantité de mouvement; (2) une mesure aussi précise que possible des énergies des photons ( $\gamma$ ) et des électrons ( $e^-$ ); (3) un détecteur central de traces pour reconstruire la trajectoire des particules chargées et une mesure précise des quantités de mouvement pour parvenir à (1) et (2); (4) enfin, un détecteur robuste avec un coût optimisé en terme de rapport qualité-prix.

La figure 1-4 reprend les différents composants de CMS<sup>[14][16]</sup>. Plus précisément, il sera constitué de:

1. un aimant supraconducteur solénoïdal de 13 m de long et d'un diamètre interne de 5,9 m. C'est le plus grand solénoïde supraconducteur jamais construit. La compacité du détecteur impose le choix d'un champ magnétique uniforme très intense de 4 Tesla. Il permettra d'identifier le signe de la charge des particules et de mesurer leur impulsion par la mesure du rayon de courbure des trajectoires. C'est l'élément principal de CMS en terme de taille, de poids et de rigidité de la structure. Il constitue également, un bon support pour les autres composants du détecteur;

2. un détecteur central ou *trajectographe (Tracker)* permettant la reconstruction, de façon aussi précise que possible, de la trace des particules chargées. Seuls les électrons ou positrons et les hadrons chargés y laissent un signal. L'efficacité de reconstruction doit être supérieure à 95% pour une trace isolée et à 90 % pour une trace dans un jet. La résolution sur le paramètre d'impact sera de 20  $\mu\text{m}$  dans le plan transverse et de 100  $\mu\text{m}$  dans la direction z. Les constituants de ce trajectographe sont décrits plus loin.

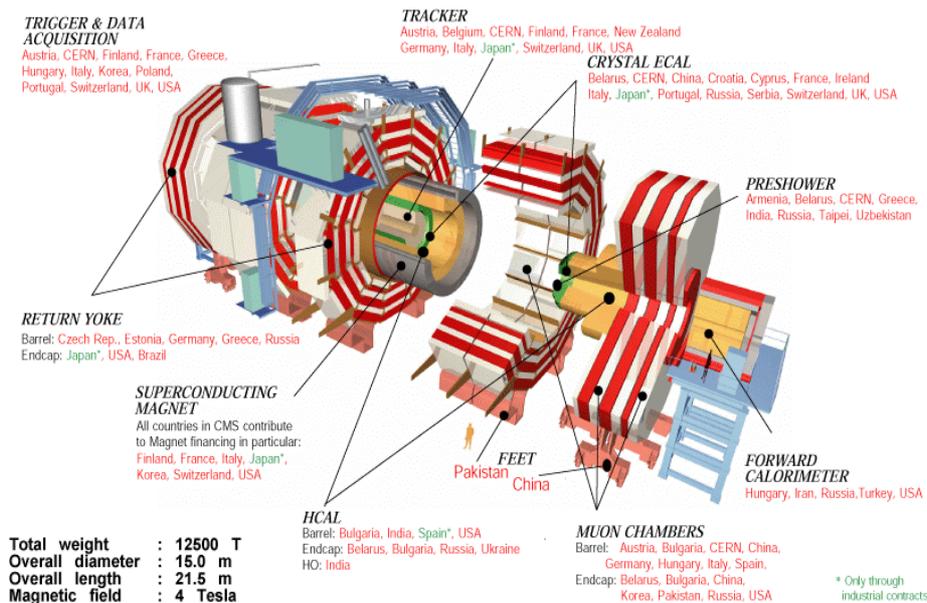


Figure 1-4: Vue de détail de CMS: ses différents composants et caractéristiques.

3. un calorimètre électromagnétique: il permet de mesurer l'énergie des électrons et des photons. Il est constitué de cristaux scintillants inorganiques de tungstate de

plomb (80 000 blocs de  $\text{PbWO}_4$ ). Ces cristaux offrent une excellente performance en terme de résolution en énergie. Pour identifier un boson de Higgs se désintégrant en deux photons, il est nécessaire que cette résolution soit suffisante pour distinguer le signal du bruit de fond. De par leur nombre atomique moyen élevé et leur très haute densité, ils constituent de bons absorbeurs de photons et d'électrons qui y déposent toute leur énergie.

4. un calorimètre hadronique pour mesurer l'énergie des hadrons: il est constitué de plastiques scintillants intercalés entre des plaques de cuivre pour être sensibles à tous les hadrons. Il doit permettre l'identification et la mesure de la direction et de l'énergie des jets de particules.

5. les chambres à muons: elles constituent les couches les plus externes de CMS. Elles se répartissent dans quatre ensembles concentriques. Ces ensembles sont composés de chambres à dérive dans la partie centrale et de chambres à pistes cathodiques et de chambres à plaques parallèles à l'avant du détecteur. Les muons sont les seules particules à y laisser un signal.

Notons encore que les neutrons ne laissent pas de signal dans les détecteurs mais peuvent induire un signal indirect par activation des matériaux ou interactions secondaires. Enfin, seuls les neutrinos pourront traverser tout le détecteur sans interagir.

### 1-4-1 Le trajectographe de CMS

C'est le plus grand détecteur, totalement en silicium jamais réalisé en physique des hautes énergies. Le but principal du trajectographe est de déterminer la trajectoire des particules chargées avec une efficacité meilleure que 95% dans toute la gamme de pseudo-rapidité<sup>10</sup>  $|\eta| < 2.6$ . Il jouera un rôle très important dans toutes les recherches auprès de CMS. Le trajectographe est un détecteur très complexe. Les détecteurs à micro-pistes et à pixels ont été qualifiés après avoir fait l'objet de nombreuses études dans le cadre de plusieurs collaborations, notamment au CERN, travaillant sur la résistance des matériaux aux dégâts radiatifs (RD19<sup>[17]</sup>, RD48<sup>[18]</sup>). Les détecteurs à micro-pistes, appelés dans la suite "senseurs", constituent plus de 95% du trajectographe. Ils y couvriront une surface d'environ 208 m<sup>2</sup>.

Comme le montre la figure 1-5, le trajectographe est constitué d'un tube central (Barrel) formé de 9 couches concentriques. Ce tube est fermé par deux "bouchons"

---

<sup>10</sup> la pseudo-rapidité  $\eta = \ln \frac{\theta}{2}$  où  $\theta$  est l'angle entre le vecteur de l'impulsion de la particule et l'axe du faisceau, elle relie l'impulsion transverse des particules par rapport à l'axe du faisceau et la distribution angulaire de ces particules par rapport à ce même axe.

TEC (Tracker EndCap), chacun composé de 9 disques. Chaque disque est constitué de 16 pétales. Chaque pétale couvre donc un angle de  $\pi/8$ .

Quatre couches internes au tube (TIB) sont assemblées en coquille. Elles sont fermées de chaque côté par trois disques TID (Tracker Inner Disks). La partie externe du tube est composée de 6 couches TOB (Tracker Outer Barrel).

Tout à fait à l'intérieur du trajectographe, sont installés les détecteurs à pixels qui permettent de garantir une grande précision dans la détection des vertex primaires et secondaires. Ils couvrent une surface de  $0,5 \text{ m}^2$ .

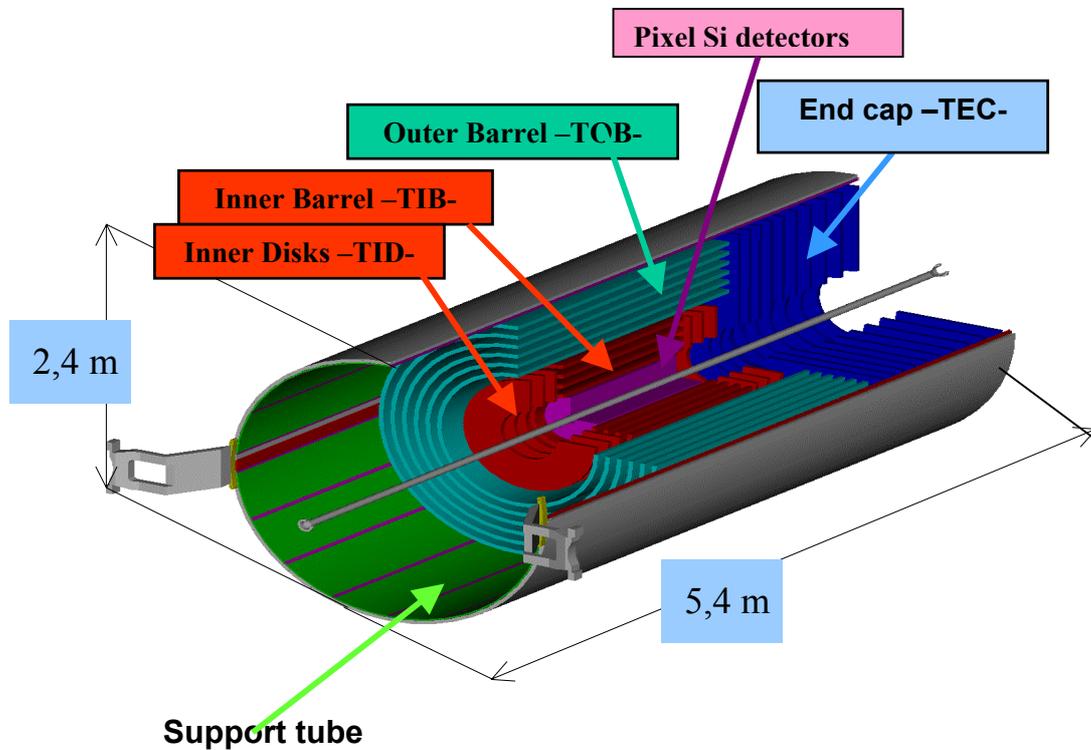


Figure 1-5: Disposition des différentes parties du trajectographe de CMS complètement en Silicium.

## Chapitre 2 : LES DETECTEURS SILICIUM A MICROPISTES

---

### 2-1 INTRODUCTION

L'objectif principal du trajectographe de CMS est de reproduire la trace des particules chargées avec la plus grande précision pour obtenir leur nature, leur direction et mesurer leur quantité de mouvement. A la luminosité élevée de l'accélérateur LHC, plusieurs centaines de particules seront produites toutes les 25 nanosecondes au point de collision. Leur identification nécessite donc une réponse rapide et une granularité très fine des détecteurs. D'autre part, tous les éléments au voisinage du point d'interaction doivent survivre à des rayonnements très intenses, dus aux particules secondaires, et maintenir un fonctionnement stable tout au long des dix années d'opération du LHC. En particulier, dans la région la plus exposée, la fluence atteint  $1,6 \cdot 10^{14}$  neutrons/cm<sup>2</sup> équivalente à des neutrons de 1 MeV. Cela implique des dégâts radiatifs dans les détecteurs utilisés.

Face à ces exigences, le choix s'est porté sur des éléments de détection en silicium pour former l'intégralité du trajectographe<sup>[19]</sup>. Ce dernier sera constitué de 24.244 détecteurs au silicium à micro-pistes, couvrant une surface de près de 206 m<sup>2</sup>. Deux épaisseurs seront utilisées :  $500 \pm 10$  µm pour la partie extérieure moins exposée aux radiations et  $320 \pm 10$  µm pour la partie intérieure plus proche du point d'interaction. Les senseurs qui seront placés dans la partie extérieure du trajectographe ont une surface plus grande et donc des pistes plus longues. Le bruit dû à la capacité inter-pistes sera plus important (cfr. Section 2-2-6). Afin de maintenir le même rapport signal-bruit S/N que pour la partie interne du détecteur (320 µm d'épaisseur), il est nécessaire de prendre une épaisseur plus importante pour produire un signal plus grand.

Dans la même optique, les résistivités respectives de 1,5-3,0 kΩ.cm et 3,5-7,5 kΩ.cm permettent de retarder le plus possible l'inversion du type du substrat pour les premiers, entraînant une augmentation de la tension de déplétion (cfr. Section 2-2), et par conséquent assurer un fonctionnement à la même tension de polarisation pour l'ensemble des détecteurs au long des dix ans. L'orientation du

cristal Si est de  $\langle 100 \rangle$  au lieu de  $\langle 111 \rangle$  communément utilisée; elle a été sélectionnée parce que les dégâts superficiels dus aux radiations sont moins importants, notamment les effets sur la capacité entre les pistes<sup>[20]</sup>. On doit cette différence au fait que le nombre d'atomes par  $\text{cm}^2$  sur le plan  $\langle 100 \rangle$  est plus petit que sur le plan  $\langle 111 \rangle$  (Annexe 1).

Dans la suite de ce chapitre, nous décrivons le détecteur à micro-pistes tel qu'il a été conçu par la collaboration CMS et donnerons le principe de son fonctionnement. En second lieu, nous nous intéresserons aux effets des rayonnements sur ces détecteurs au silicium de façon générale. Enfin, nous discuterons des différents tests de qualité y effectués ainsi que leur logistique pour s'assurer de leur qualité et leur faculté d'opération dans les conditions hostiles auxquelles ils seront exposés.

## 2-2 LE SENSEUR À MICRO-PISTES DE CMS

Le senseur à micro-pistes de CMS est un détecteur semi-conducteur est une jonction p-n de grande surface dont la face  $p^+$  est segmentée en plusieurs pistes à l'échelle «microscopique». Les pistes de type  $p^+$  sont dopées au bore, alors que le substrat n est dopé au phosphore. Chaque piste a une longueur H, une largeur w et est séparée de ses voisines d'une distance p (pas ou pitch) (Figure 2-1). Ces pistes sont raccordées individuellement à une électronique de lecture. La position de la piste "touchée" détermine avec précision une coordonnée de position de la particule incidente. Une couche superficielle uniforme de type  $n^+$  couvre la face n de la jonction et établit un contact ohmique avec la partie n. Les pistes  $p^+$  et la face  $n^+$  de ce détecteur sont métallisées avec une couche d'aluminium de  $1.5 \mu\text{m}$  d'épaisseur.

Pour maintenir toutes les pistes approximativement à la même tension de polarisation, lors de leur mise en œuvre, elles sont reliées par une résistance de polysilicium  $R_{\text{poly}}$  à un anneau commun  $p^+$  de polarisation (bias ring sur la figure 2-1).

Afin de réduire les courants de fuite et pour avoir des tensions de claquage au-delà de la tension de déplétion, un anneau de garde  $p^+$  est implanté en périphérie du senseur.

A travers les bords du senseur, des charges parasites extérieures peuvent s'introduire dans sa partie active, leur effet est quelques fois délétère. On y remédie, en entourant toutes les extrémités de la face supérieure du détecteur d'un implant  $n^+$  annulaire, comme le montre la figure 2-1. Cela empêche la charge d'espace de s'étendre jusqu'aux bords.

Le schéma électrique équivalent du senseur à micro-pistes est donné à la figure 2-2.

Chaque senseur du trajectographe de CMS est découpé à partir d'une galette circulaire de silicium (wafer) d'un diamètre de six pouces. Quatre demi-lunes, appelées ainsi pour leur forme géométrique, constituent les chutes de la découpe (Figure 2-3). Sur l'une de celles-ci (celle du bas dans la figure), le fabricant implante plusieurs dispositifs: un senseur en miniature avec les mêmes caractéristiques que le senseur central et plusieurs autres structures telles qu'une photodiode, des éléments MOS, etc.. Cette demi-lune, dite "structure de test", est utilisée dans les différentes opérations de qualification.

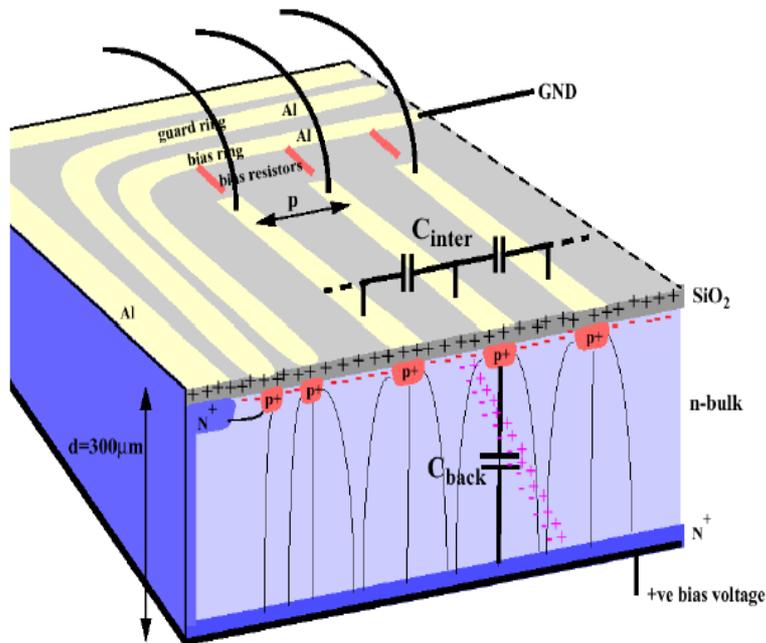


Figure 2-1: Schéma d'un senseur à micro-pistes avec tous ses composants électroniques<sup>[21]</sup>.

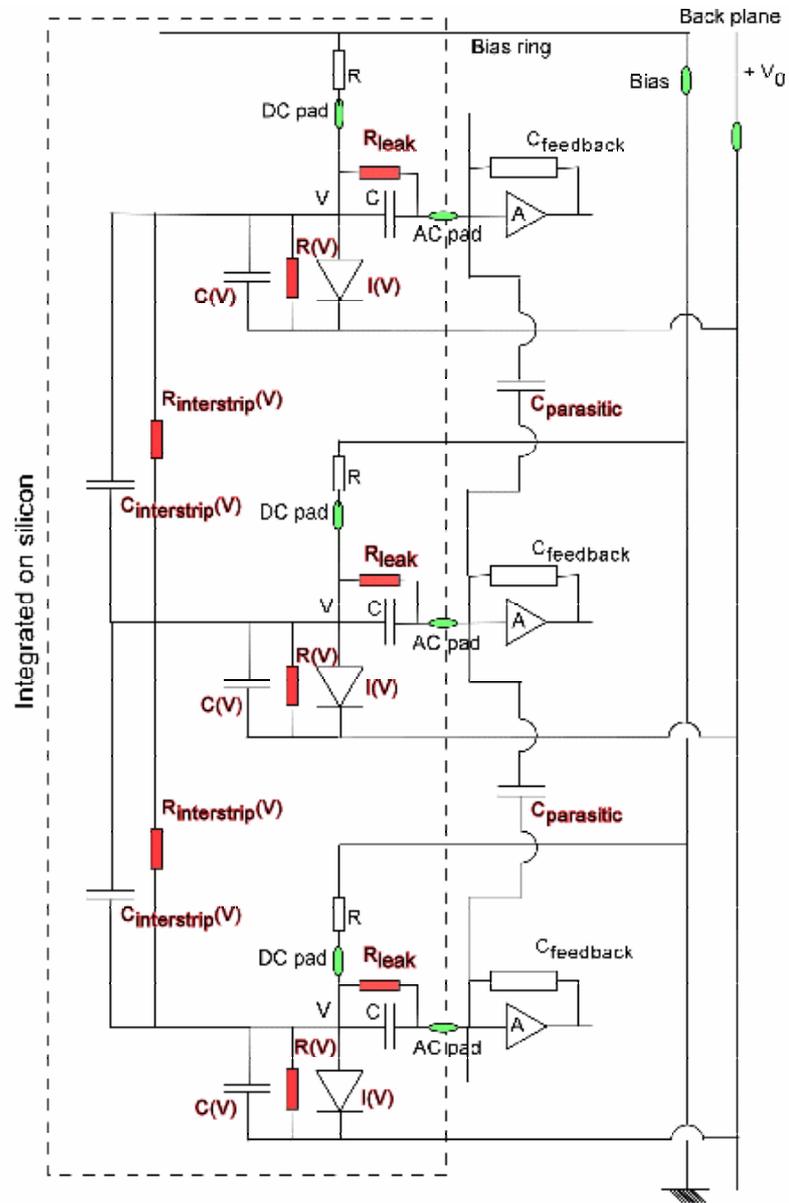


Figure 2-2 : Schéma électrique équivalent d'un senseur à micro-pistes.

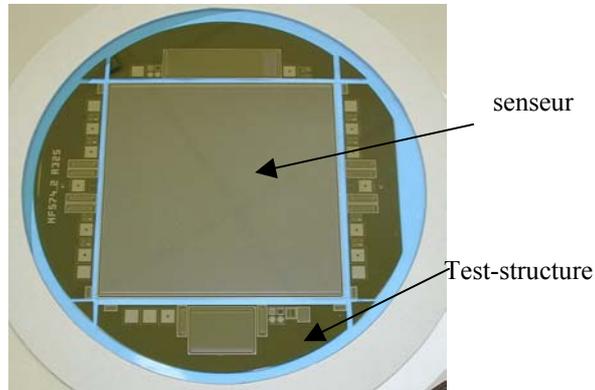


Figure 2-3: Wafer de silicium d'un diamètre de six pouces. Le senseur central est entouré des quatre demi-lunes.

L'électronique de lecture est assurée par un couplage capacitif. La capacité de couplage est intégrée au senseur en utilisant des couches diélectriques en oxyde  $\text{SiO}_2$  et en nitrure  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , très fines de quelques microns, déposées entre les pistes  $\text{p}^+$  et la couche d'aluminium. Cette capacité constitue avec la résistance de polarisation un filtre passe haut qui élimine la composante continue du courant de fuite. La figure 2-4 illustre deux possibilités de couplage, soit un couplage sur le plot AC, où la capacité est intégrée au substrat, soit un couplage sur le plot DC (absence de diélectrique). Cette deuxième possibilité n'est pas utilisée dans CMS.

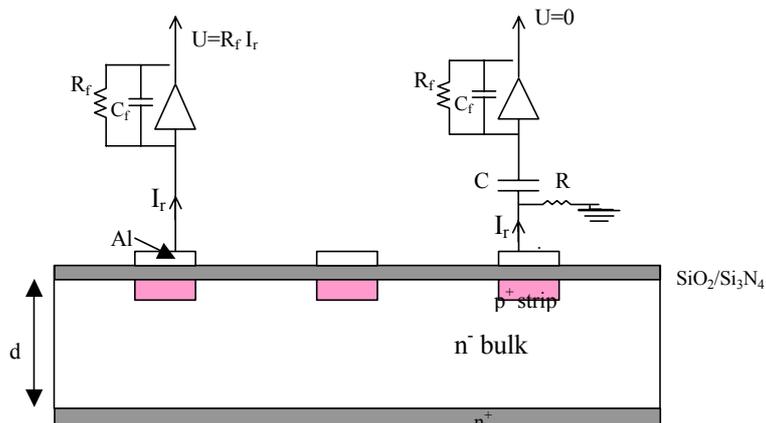


Figure 2-4: Comparaison entre les couplages sur les plots DC (gauche) et AC capacitif (droite).

Du côté p, les extrémités des pistes ont des plots métallisés qui permettent un contact électrique extérieur pour les mesures. Deux plots AC PADS et un plot DC sont disposés de part et d'autre de la piste. Ils facilitent également l'opération de "bonding" lors de leur montage sur les supports (figure 2-5).

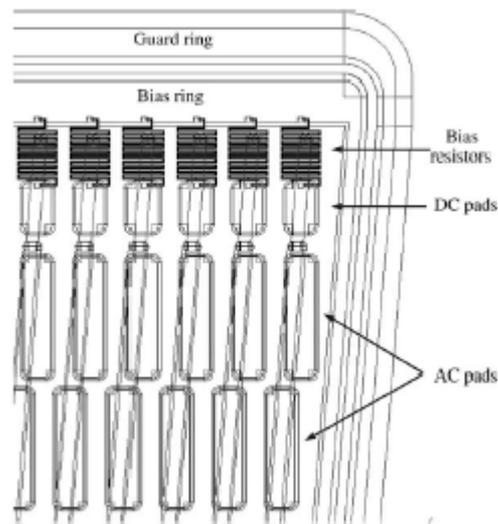


Figure 2-5: Vue d'un coin du senseur<sup>[22]</sup>.

Les sous-ensembles du trajectographe de CMS sont composés d'un senseur, fixé sur un support, associé à quatre ou six circuits électroniques hybrides de type APV (Analogue Pipeline Voltage) de pré-amplification et aux circuits de polarisation et de contrôle. Ces APVs contiennent 128 canaux qui servent à lire les détecteurs à micro-pistes. Chaque canal contient un amplificateur, 192 cellules et un circuit de déconvolution<sup>[23]</sup>. Ces sous-ensembles constituent les "modules" du trajectographe (Figure 2-6). L'électronique d'acquisition englobe au total, 75000 circuits APVs et 9 600 000 canaux de lecture.

Les senseurs ont une forme rectangulaire (Barrel) ou trapézoïdale (Endcap) (Figure 2-7) totalisant 14 géométries différentes, selon leur emplacement dans le trajectographe. Ils comportent 512 ou 768 pistes implantées (voir Tableaux ci-dessous), avec un pitch  $p$  variant entre 80 et 200  $\mu\text{m}$ . La largeur  $w$  de la piste varie quant à elle, entre 20 et 50  $\mu\text{m}$ . Une capacité de piste minimale a lieu pour la largeur de la piste la plus faible<sup>[25]</sup>. En fait le choix de  $w$  dépend de celui de  $p$ . La structure finale de la piste est un compromis entre la minimisation de la capacité

totale de la piste et la stabilité à haute tension (voir paragraphe 2-5). Le rapport  $w/p$  est une quantité clé, fixée pour la meilleure optimisation à une valeur constante de  $0,25^{[20]}$ .

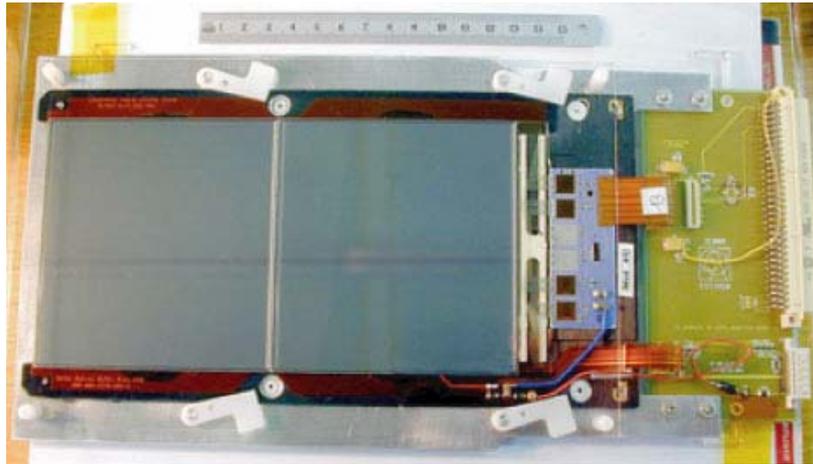


Figure 2-6: Prototype d'un module TOB (cfr. Section 1-4-1) avec son système de lecture<sup>[24]</sup>.

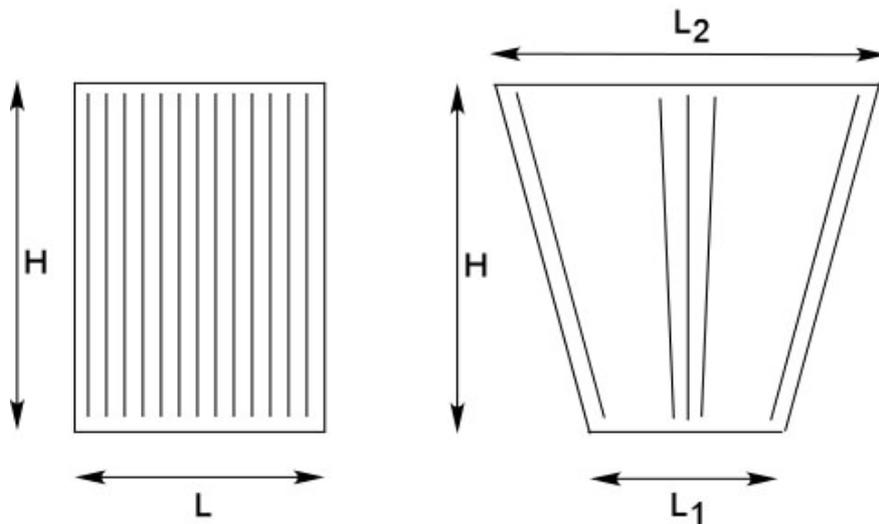


Figure 2-7: Différentes géométries des senseurs à micropistes.

**Tableau 2-1: Caractéristiques géométriques des Senseurs rectangulaires TIB (Tracker Inner Barrel) de 320µm d'épaisseur.**

Type	Largeur L (mm)	Longueur H (mm)	Pas p (µm)	Nombre de pistes	Nombre de senseurs
IB1	63.3	119.0	80	768	1536
IB2	63.3	119.0	120	512	1188

**Tableau 2-2: Caractéristiques géométriques des Senseurs trapézoïdaux TEC (Tracker EndCap) et TID (Tracker Inner Disk) d'épaisseur de 320 µm (W1 à W4) et de 500 µm (W5 à W7).**

Type	Largeur L1 (mm)	Largeur L2 (mm)	Longueur H (mm)	Pas p (µm)	Nombre de pistes	Nombre de senseurs
W1 TEC	64.6	87.9	87.2	81-112	768	288
W1 TID	63.6	93.8	112.9	80.5-119	768	288
W2	112.2	112.2	90.2	113-143	768	864
W3	64.9	83.0	112.7	123-158	512	880
W4	59.7	73.2	117.2	113-139	512	1008
W5A	98.9	112.3	84.0	126-142	768	1440
W5B	112.5	122.8	66.0	143-156	768	1440
W6A	86.1	97.4	99.0	163-185	512	1008
W6B	97.5	107.5	87.8	185-205	512	1008
W7A	74.0	82.9	109.8	140-156	512	1440
W7B	82.9	90.8	90.8	156-172	512	1440

**Tableau 2-3: Caractéristiques géométriques des Senseurs rectangulaires TOB (Tracker Outer Barrel) de 500µm d'épaisseur.**

Type	Largeur L (mm)	Longueur H (mm)	Pas p (µm)	Nombre de pistes	Nombre de senseurs
OB1	96.4	94.4	122	768	3360
OB2	96.4	94.4	183	512	7056

### 2-2-1 Principe de fonctionnement d'un détecteur à jonction

Lorsqu'un semi-conducteur de type p (avec un excès de trous) est mis en contact électrique avec un semi-conducteur de type n (avec un excès d'électrons), tous les deux initialement isolés, ils forment une diode ou une jonction p-n. Il apparaît, dans chaque semi-conducteur, un déplacement de charges vers l'interface jusqu'à atteindre l'équilibre électrique. On crée ainsi une région de déplétion d'épaisseur  $W$  dite intrinsèque, complètement vidée ou « déplétée » de ses porteurs de charges mobiles. Il s'établit une différence de potentiel  $V_{bi}$ , entre les deux zones, habitées par des ions de polarités opposées<sup>[26]</sup>.

La jonction p-n s'apparente à un condensateur plan dont le diélectrique serait la région de déplétion et les zones p et n constitueraient les armatures.

La capacité d'un condensateur plan est donnée par l'expression

$$C(V) = dQ / dV = \frac{\epsilon_{si}}{W} S, \quad (2-1)$$

où  $\epsilon_{si}$  est la permittivité du silicium,  $S$  la surface des armatures,  $W$  l'épaisseur du diélectrique ou de la région de déplétion,  $Q$  la charge totale du condensateur et  $V$  la différence de potentiel entre les armatures.

Si l'on désigne par  $N_{eff}$ , la concentration effective des porteurs de charges libres, l'épaisseur  $W$  de la région de déplétion est donnée par la relation<sup>[27]</sup>:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_{si}}{qN_{eff}} (V_{bi})}. \quad (2-2)$$

où  $q$  est la charge d'un porteur et  $V_{bi}$  la différence de potentiel qui s'établit au contact des deux semi-conducteurs n et p.

L'application d'une tension  $V$  en sens inverse aux bornes de la diode modifie l'épaisseur de la zone intrinsèque. La différence de potentiel  $V_{bi}$  devient  $V_{bi}-V$  et l'épaisseur  $W$  s'élargit au fur et à mesure que la tension augmente jusqu'à atteindre sa valeur maximale  $d$  qui est l'épaisseur physique de la jonction elle-même. La tension  $V$  telle que  $W = d$  est appelée tension de déplétion  $V_{dep}$ .  $V_{bi}$  étant négligeable devant  $V$ , la tension de déplétion est donnée suivant l'équation 2-3 par l'expression simplifiée:

$$V_{dep} = \frac{q|N_{eff}|d^2}{2\epsilon_{si}}. \quad (2-3)$$

La région intrinsèque, appelée zone de déplétion, est la partie effective de détection<sup>[26]</sup>. Elle est similaire à une chambre d'ionisation qui serait à l'état solide.

Le détecteur à semi-conducteur fonctionne donc en polarisation inverse à une tension supérieure ou égale à la tension de déplétion  $V_{dep}$ . Au passage d'une particule chargée dans la zone de déplétion des paires électrons-trous notées  $(e^-, h)$  y sont créées par ionisation (Figure 2-8). L'énergie moyenne requise pour créer une paire  $(e^-, h)$  dans le silicium est de 3,6 eV. Sous l'effet du champ électrique régnant dans la zone "déplétée", les électrons et les trous migrent respectivement vers l'anode (n) et la cathode (p). Il devient donc possible de détecter le passage d'une particule dans une telle structure en recueillant le signal électrique induit par le mouvement des porteurs de charges, sur l'une ou l'autre électrode correspondante. Si la particule s'arrête dans le détecteur, on peut mesurer son énergie. Si elle en perd seulement une partie en traversant tout le dispositif de part en part, on peut évaluer le dépôt d'énergie. Cependant, l'information recueillie concerne uniquement la perte d'énergie. La segmentation des électrodes, qui correspond à l'idée de base des détecteurs à micro-pistes, offre la possibilité d'obtenir, en plus de l'information sur l'énergie déposée par le passage d'une particule, une information quant à son point de passage. Cette deuxième situation est exploitée dans le cas particulier du trajectographe de CMS.

Dans le cas des détecteurs à micro-pistes, il faudra corriger la tension de déplétion par rapport à la géométrie des pistes vu que les équipotentielles sont déformées circulairement aux alentours des pistes et ne deviennent parallèles à la surface qu'à une profondeur de l'ordre du pas  $p$ . Cette correction est donc fonction des paramètres géométriques des pistes, à savoir la largeur  $w$  de la piste et le pas  $p$  séparant deux pistes voisines. La tension de déplétion pour un détecteur à micro-pistes augmente ainsi à:

$$V_{dep} = V_{dep0} \left[ 1 + 2 \frac{p}{d} f\left(\frac{w}{p}\right) \right], \quad (2-4)$$

avec  $V_{dep0}$  est la tension de déplétion pour une diode simple et  $f(w/p)$  une fonction universelle ( $f(x) = -0.00111 x^{-2} + 0.586 x^{-1} + 0.240 - 0.651 x + 0.355 x^2$ ) dont les détails sont donnés à la référence<sup>[28]</sup>. Pour une même largeur  $w$  de la piste, la tension de déplétion croît donc avec l'élargissement du pas  $p$ .

La précision sur la mesure de position dépend principalement de la distance entre les pistes et la méthode de lecture. Si la position  $x$  de traversée de la particule incidente est enregistrée comme étant le numéro de la piste, l'écart type sur la position est donné par<sup>[27]</sup>:

$$\langle \Delta x^2 \rangle = \frac{1}{p} \int_{-p/2}^{p/2} x^2 dx = \frac{p^2}{12}, \quad (2-5)$$

où  $p$  est la distance entre deux pistes. Cette précision peut être améliorée si la distance entre les pistes est suffisamment petite pour que le signal soit collecté sur plusieurs pistes. La coordonnée est trouvée en calculant le centre de gravité du signal.

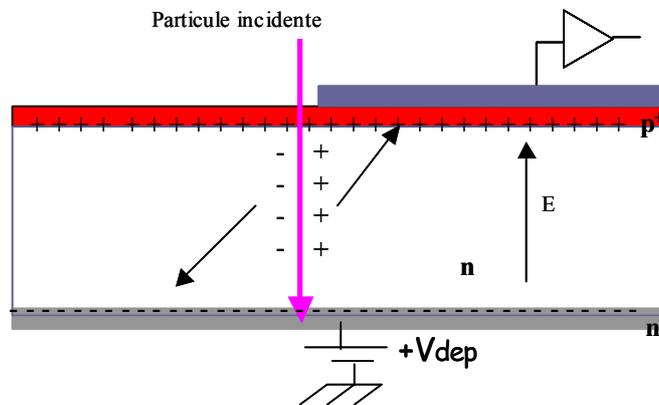


Figure 2-8: Principe de fonctionnement d'un détecteur à jonction semi-conductrice.

## 2-2-2 Effets des rayonnements sur les senseurs

Les dégâts radiatifs dans le silicium sont produits par l'interaction des particules incidentes<sup>11</sup> avec les atomes du milieu. Ces interactions peuvent être soit ionisantes, lorsque le rayonnement est constitué d'électrons, de rayons gamma ou de particules chargées de façon générale, soit non ionisantes dans le cas de collisions élastiques ou de réactions nucléaires induites avec les constituants du milieu. Ces interactions non ionisantes se présentent pour des particules suffisamment énergétiques comme les neutrons, les pions et les hadrons en général.

Les défauts induits peuvent se classer en deux catégories: défauts permanents c'est-à-dire irréversibles et défauts transitoires qui peuvent disparaître avec le temps par recuit spontané ou provoqué<sup>[29]</sup>. Les effets des radiations agissent sur le détecteur soit en surface, soit en épaisseur.

### 2-2-2-1 Effets de surface

Les effets superficiels sont dus à l'énergie déposée par ionisation par les radiations incidentes (électrons, protons, gamma, ...). Ces dernières produisent donc des paires ( $e^-$ ,  $t$ ) dans le  $SiO_2$ . Alors que les électrons s'échappent très vite vu leur grande mobilité, les trous dérivent vers l'interface Si-  $SiO_2$  et restent piégés. Il s'en suit la formation de niveaux "accepteurs" dans cette région d'interface. Le champ électrique de cette dernière est ainsi modifié. Cela affecte essentiellement les composants électroniques et entraîne un signal de bruit qui se superpose au signal utile en sortie. Le paramètre mesurable directement affecté est la capacité entre les pistes  $C_{int}$  (cfr. Section 2-2-6), qui augmente en présence des dégâts superficiels. Le rapport Signal/Bruit est également un paramètre clé de la détection. Le couplage capacitif entre les pistes dépend de la qualité du diélectrique et du rapport  $w/p$  entre la largeur  $w$  de la piste et la distance  $p$  entre les pistes, afin d'assurer une opération stable<sup>[14]</sup>. Les dégâts en surface dépendent fortement de l'énergie des particules. Ainsi, les particules très énergétiques ou très pénétrantes comme les neutrons produisent moins d'ionisation et donc moins de dégâts en surface que ceux de moindre énergie. L'impact de ces effets sur le fonctionnement du détecteur est clairement mentionné dans la section 2-2-6.

### 2-2-2-2 Les effets de volume ("Bulk Damage")

Les effets de volume sont produits lorsque les radiations incidentes perdent une fraction appréciable ou la totalité de leur énergie dans le silicium par des phénomènes non ionisants. Ces interactions sont décrites par l'hypothèse NIEL, acronyme de "Non Ionizing Energy Loss".

---

<sup>11</sup> Particules existantes dans l'environnement.

Tout commence lorsqu'un atome de Si est déplacé de son site primaire ("Primary Knock Atom" ou PKA) lors d'une collision élastique avec une particule incidente, pour donner naissance à une *paire de Frenkel* (I, V) (Figure 2-9). Cette paire est constituée de l'atome de recul ou interstitiel I ("Interstitial") et le site vacant, laissé par son départ, V ("Vacancy"). Ces collisions sont généralement produites soit par des hadrons (neutrons, protons, pions, ...) ou par des leptons suffisamment énergétiques. L'énergie moyenne pour créer une paire de Frenkel est de 25 eV <sup>[30]</sup>. A titre d'exemple, l'énergie minimale d'un neutron pour produire une paire de Frenkel dans le silicium est de 185 eV alors que pour un électron elle atteint 255 keV. L'atome de recul, ayant acquis une énergie suffisante, migre à travers le silicium mono-cristallin et perd de l'énergie à son tour, en déplaçant d'autres atomes de leur site, formant des "*points de défaut*" très complexes avec les atomes des impuretés déjà existantes<sup>[31]</sup>. Finalement, un agglomérat de défauts apparaît pour former un amas ou "*cluster*".

Des ionisations peuvent également avoir lieu mais ne causent aucun changement significatif dans le réseau de silicium, tandis que les clusters et les points de défauts créés tout au long du parcours, sont responsables des dégâts induits dans le détecteur. Ceux-ci se traduisent par la détérioration macroscopique de ses performances. Il faut noter qu'à certaines températures, les paires (I, V) sont très mobiles: une partie disparaît alors par recombinaison, sans laisser de traces de sa présence<sup>[29]</sup>. Les simulations ont montré que cette fraction correspond environ 60% de la totalité des paires de Frenkel produites. Ce taux peut atteindre entre 75 et 95% dans les régions désordonnées<sup>[32]</sup>.

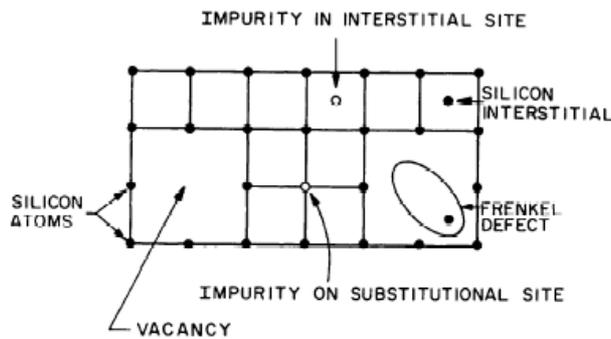


Figure 2-9: Paire de Frenkel et création de défauts<sup>[27]</sup>.

Concrètement ces dégâts (en particulier à la suite des réactions nucléaires) peuvent engendrer un changement dans la concentration du dopant et conduire, selon la dose reçue, à l'inversion de son type de conduction c'est-à-dire passer de n à p et vice versa. L'inversion de type dans le cas des détecteurs de CMS fait passer la jonction de p<sup>+</sup>-n à p-n<sup>+</sup>. La polarisation du senseur ne change pas de sens mais la déplétion elle, passe du côté p<sup>+</sup> au côté n<sup>+</sup> (Figure 2-10). Du fait la collection de charge s'effectue sur les pistes p<sup>+</sup>, il devient cependant indispensable d'avoir le substrat totalement vidé de ses porteurs de charges pour que la charge créée par le passage d'une particule puisse dériver vers la cathode p<sup>+</sup>.

À l'échelle macroscopique, les défauts induits dans le silicium se traduisent par une augmentation du courant de fuite et de la tension de déplétion comme on le verra plus loin (cfr. Sections 2-2-3 & 2-2-4).

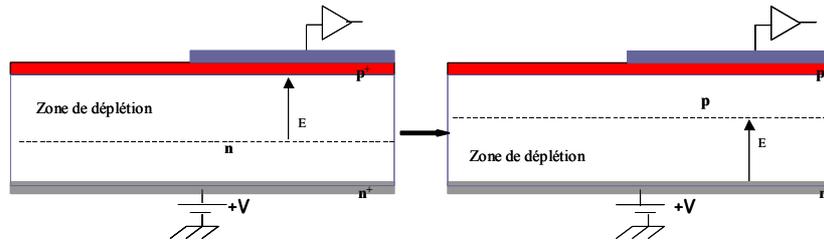


Figure 2-10: Le détecteur de CMS avant (à gauche) et après (à droite) l'inversion de type. La tension de polarisation V est inférieure à V<sub>dep</sub>.

### **L'hypothèse NIEL "Non Ionizing Energy Loss"**

La perte d'énergie par collisions non ionisantes est censée être à l'origine de tous les dégâts permanents induits dans les détecteurs soumis à d'intenses flux de particules. De ce fait, ces défauts dépendent exclusivement de NIEL.

La quantité de défauts produits dans le silicium est proportionnelle à la section efficace de déplacement D(E) de l'atome de Si (PKA)<sup>[33]</sup>. Cette quantité D(E) est caractéristique du modèle NIEL. D(E) est évalué en MeV mb, alors que la perte d'énergie non ionisante "NIEL" est exprimée en keVcm<sup>2</sup>/g.

$$D(E_{inc}) = \sum_v \sigma_v \int_{E_{seuil}}^{E_{R,max}} f_v(E_{inc}, E_R) P(E_R) dE_R, \quad (2-6)$$

où v est l'indice lié aux différentes interactions, σ<sub>v</sub> est la section efficace totale pour une interaction v donnée, E<sub>R</sub> est l'énergie de recul, f(E, E<sub>R</sub>) est la distribution de

l'énergie de recul,  $P(E_R)$  est la fonction de partition (partie de l'énergie de recul déposée dans le déplacement),  $E_{seuil}$  et  $E_{R, max}$  sont respectivement les énergies de recul minimale et maximale. L'énergie de recul  $E_R$  est exprimée en fonction de l'énergie de la particule incidente  $E_{inc}$  et des masses  $m_1$  et  $m_2$ , des particules incidente et cible respectivement, par l'expression:

$$E_R = 2E_{inc} \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} (1 - \cos(\theta)), \text{ où } \theta \text{ est l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse.}$$

$D(E)$  dépend du type et de l'énergie de la particule incidente ainsi que de la nature du milieu<sup>[34]</sup>. En général, la section efficace de déplacement est normalisée (pour n'importe quel type de radiation) à celle des dégâts produites par des neutrons de 1 MeV:  $D_n(1 \text{ MeV}) = 95 \text{ MeV mb}$ <sup>[35]</sup>. Par conséquent, l'influence de chaque particule, avec une énergie cinétique donnée, peut être représentée par son facteur de qualité  $\kappa$ .

Pour évaluer  $\kappa$  d'une particule incidente avec une distribution en énergie avec une section efficace de déplacement totale  $D$  pondérée par rapport à la fluence  $\phi(E)$ . En appliquant l'hypothèse NIEL,  $D$  est donnée par la relation<sup>[36]</sup>

$$D = \frac{\int_E D(E)\phi(E)dE}{\int_E \phi(E)dE}. \quad (2-7)$$

Des relations (2-6) et (2-7) on déduit le facteur de qualité

$$\kappa = \frac{\int_E D(E)\phi(E)dE}{D_n(1\text{MeV})\int_E \phi(E)dE} = \frac{D}{95\text{MeVmb}}, \quad (2-8)$$

où  $\phi(E)$  est la distribution en énergie de la fluence.

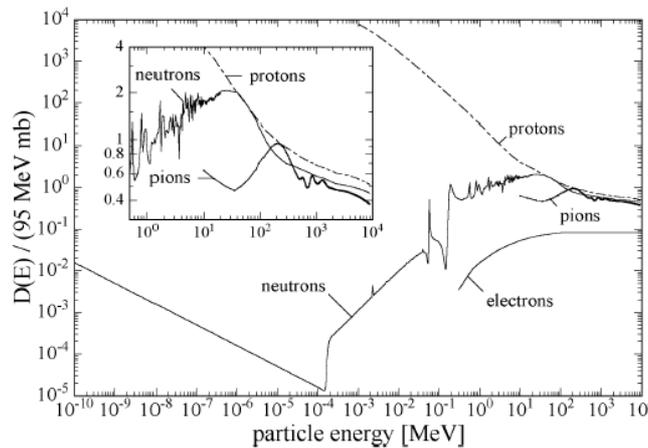
On a aussi introduit une fluence équivalente  $\phi_{eq}$  à des neutrons de 1 MeV donnée par

$$\phi_{eq} = \kappa\phi_{tot}, \quad (2-9)$$

$$\text{où } \phi_{tot} = \int_E \phi(E)dE.$$

Le facteur de qualité  $\kappa$  est spécifique du type de particules et dépend de la distribution en énergie.

La normalisation aux effets de neutrons de 1 MeV permet de comparer et d'additionner des fluences de différents types de radiations pour différentes énergies. Sur la Figure 2-11 est illustrée l'évolution de la fonction de déplacement, normalisée à la fonction de déplacement des neutrons de 1 MeV (95 MeVmb), pour différents types de particules en fonction de l'énergie, allant de quelque meV (pour les neutrons thermiques) à 10 GeV. Une discussion détaillée de ces fonctions est donnée dans les références<sup>[36] [34]</sup>. Cependant, quelques détails sont à mentionner. Comme nous l'avons déjà décrit plus tôt, l'énergie minimum d'un neutron pour produire un atome de recul à partir d'une collision élastique est d'environ 185 eV. Aux énergies plus faibles, la fonction de déplacement est inversement proportionnelle à la vitesse  $v$  ( $\propto 1/v$ ). Elle est complètement due à la section efficace de capture du neutron. Les rayons gamma émis conduisent au recul. Pour des énergies de l'ordre du MeV, le nombre de réactions nucléaires possibles augmente et fait croître la fonction de déplacement. A très haute énergie, le neutron devient très pénétrant, la fonction de déplacement diminue. La fonction de déplacement des protons est quant à elle dominée par l'interaction coulombienne aux basses énergies et par conséquent, beaucoup plus grande que celle des neutrons. A très haute énergie, dans la gamme des GeVs, les deux fonctions de déplacement ont presque des valeurs communes. Ici, l'interaction coulombienne devient négligeable et les réactions nucléaires sont pratiquement les mêmes pour les neutrons et les protons (voir le « zoom » de la Figure 2-11). Nous discuterons le facteur de qualité, utilisé dans ce travail dans le chapitre suivant.



**Figure 2-11: Evaluation des fonctions de déplacement pour les neutrons, protons, pions et électrons par la collaboration ROSE<sup>[37][38]</sup>.**

## **Evolution des défauts dans le temps**

Les défauts induits dans les détecteurs par des particules secondaires ne sont pas forcément immobiles et permanents. Ainsi, le recuit thermique affecte énormément leurs caractéristiques électriques et inéluctablement leurs performances. A certaines températures, les défauts deviennent mobiles et migrent à travers le réseau de silicium. Ils s'annihilent par recombinaison en rencontrant leurs contreparties  $[V+ (Si)_i \rightarrow (Si)_s]$ <sup>12</sup> ou forment d'autres défauts plus complexes avec les autres défauts et les impuretés pré-existantes [ex:  $V+V \rightarrow VV$ ]. Toutefois, le phénomène inverse peut aussi se produire: des défauts complexes (composés de plusieurs défauts) peuvent se dissocier si l'énergie de vibration du réseau est suffisante pour vaincre l'énergie de liaison<sup>[29]</sup>.

Selon la durée et la température du recuit, on s'attend à éliminer certains défauts et à améliorer par conséquent les performances du détecteur. Il est à noter que chaque détecteur est en recuit permanent à sa température d'opération.

L'évolution de ces défauts se poursuit à toute température mais avec des constantes de temps différentes. Elle est d'autant plus rapide que la température du capteur est élevée. Cette caractéristique a l'avantage de pouvoir effectuer un recuit rapide en le maintenant temporairement à une température beaucoup plus élevée que celle de son opération. Le but est d'évaluer son stade final dans un environnement donné (fluence donnée).

### **2-2-3 Le courant de fuite**

Le courant inverse<sup>13</sup> d'un détecteur est lié à la génération de paires ( $e^-$ ,  $t$ ) suite à la présence de défauts correspondant à des niveaux d'énergie situés plus ou moins au milieu de la bande interdite. Il peut aussi provenir des courants de surface dus aux états formés dans l'interface Si-SiO<sub>2</sub>. L'importance relative de ces deux effets est liée à la structure de la diode et au type d'irradiation. Plusieurs travaux ont montré que ce courant normalisé au volume actif  $V$  du détecteur est directement proportionnel à la fluence équivalente  $\phi_{eq}(1MeV)$ <sup>[38]</sup>

$$\frac{\Delta I}{V} = \alpha \phi_{eq}, \quad (2-10)$$

où  $\Delta I$  est la différence des courants, mesurés à la déplétion totale, avant et après irradiation et le paramètre  $\alpha$  est le facteur de proportionnalité. Ce dernier présente l'avantage d'être indépendant du type de détecteur (processus de fabrication, type n

---

<sup>12</sup> (Si)<sub>i</sub> = Silicium interstitiel et (Si)<sub>s</sub> = Silicium sur site.

<sup>13</sup> Le courant d'une diode polarisée en sens inverse.

ou p, résistivité....) et de la nature de l'irradiation, comme on peut le constater sur la Figure 2-12.

Cependant, comme le courant de fuite dépend de la température selon l'expression de la densité de courant  $J$  (Equation 2-11), le paramètre  $\alpha$  en dépend également, c'est à dire qu'il dépend de l'histoire "thermique" du dispositif.

$$J = n_i q v \propto T^2 \exp\left(\frac{-E_g}{2k_B T}\right) \quad (2-11)$$

Où  $n_i$  est la densité intrinsèque des porteurs de charge,  $q$  leur charge et  $v$  leur vitesse de dérive,  $T$  est la température réelle de mesure,  $E_g$  est la largeur ("gap") de la bande interdite ( $E_g = 1.12$  eV) et  $k_B$  la constante de Boltzmann.

Sur la Figure 2-13 nous représentons le facteur  $\alpha$  en fonction du temps de recuit effectué à différentes températures.

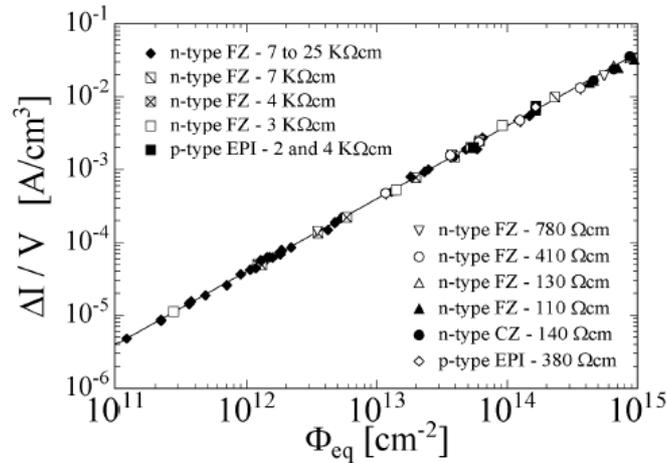


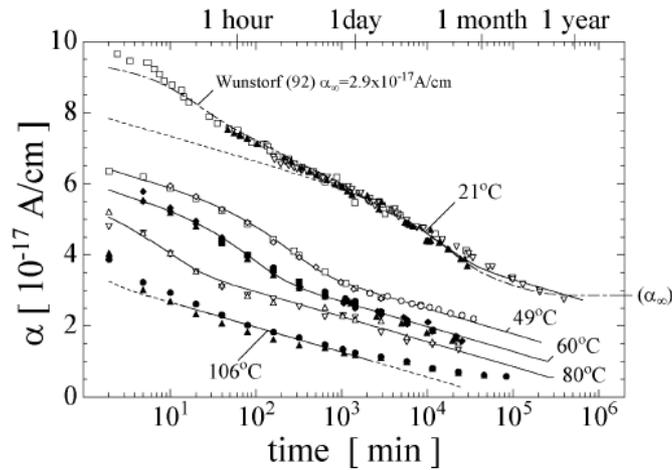
Figure 2-12: Courant de fuite en fonction de la fluence pour différents types de détecteurs  $\text{Si}^{371}$ .

Les valeurs de  $\alpha$  mesurées à une température donnée  $T$  sont normalisées à la température de mesure standard de  $20^\circ\text{C}$ . Pour normaliser à la température ambiante, nous utilisons les expressions (2-12) et (2-13)<sup>[39]</sup>.

$$I(T_R) = I(T) \cdot R(T) \quad (2-12)$$

$$R(T) = \left(\frac{T_R}{T}\right)^2 \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B} \left[\frac{1}{T_R} - \frac{1}{T}\right]\right) \quad (2-13)$$

avec  $T_R$  est la température de référence de 20°C.



**Figure 2-13: Variation du facteur  $\alpha$  en fonction du temps de recuit effectué à différentes températures <sup>[40]</sup>.**

Il a été montré que l'évolution du courant de fuite dans un environnement radiatif est due seulement à des défauts primaires (attribué généralement au défaut VV « divacancy » dominant parmi les défauts primaires)<sup>[40]</sup>. Cela explique d'une part que le paramètre  $\alpha$  est indépendant des propriétés du matériau, et d'autre part son recuit favorable. En effet, la concentration des défauts primaires se multiplie avec la fluence. Elle diminue toutefois, dans le temps à une température donnée en faveur de leur recombinaison, avec essentiellement les impuretés du cristal tels que l'oxygène ou le carbone, en des défauts plus complexes. La courbe du recuit peut être exprimée en une somme d'exponentielles où chacune décrira une possibilité de recombinaison de ces défauts.

## 2-2-4 Concentration effective du dopant et tension de déplétion

Le comportement de la tension de déplétion en fonction de la dose reçue dépend directement des changements apportés au dopant  $N_{\text{eff}}$  par la quantité de défauts induits, puisque  $V_{\text{dep}}$  et  $N_{\text{eff}}$  sont deux quantités proportionnelles (voir l'Equation 2-4).

A faible fluence, la concentration effective  $N_{\text{eff}}$  (de type n) décroît de façon exponentielle due à l'ablation partielles des impuretés donneurs (recombinaison des défauts mobiles avec les atomes de phosphore dopants).

A terme, la concentration des niveaux accepteurs augmente dans le substrat et quand le temps d'irradiation se prolonge, finit par inverser la conduction du matériau (Figure 2-14). La tension de déplétion augmente cependant linéairement avec la fluence:

$$N_{\text{eff}} \sim \beta\phi. \quad (2-14)$$

Pour une fluence donnée, la tension de déplétion évolue aussi avec le temps. Cette évolution est tributaire de la température à laquelle se trouve le détecteur.

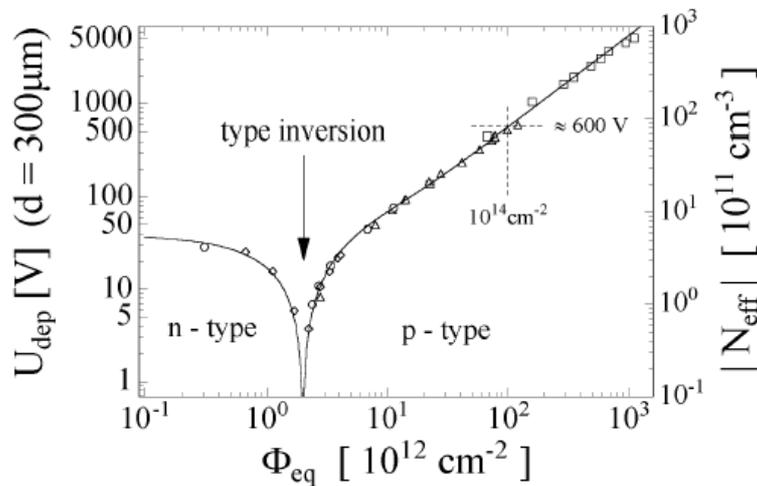


Figure 2-14: Evolution de la tension de déplétion et de la concentration effective en fonction de la fluence équivalente ( $U_{\text{dep}} = V_{\text{dep}}$ )<sup>[37]</sup>.

Un modèle semi-empirique a été développé à Hambourg pour rendre compte du changement de la concentration du dopant en fonction de la fluence équivalente et du temps de recuit. C'est une simulation basée sur un nombre important de données expérimentales. Le changement dans la concentration effective  $\Delta N_{eff}$ , induit par les irradiations, est calculé par rapport à sa valeur initiale avant irradiation:

$$\Delta N_{eff}(\phi_{eq}, t_a(T_a)) = N_{eff,0} - N_{eff}(\phi_{eq}, t_a(T_a)), \quad (2-15)$$

où  $t_a$  et  $T_a$  sont respectivement, le temps et la température de recuit.

La dépendance en temps est elle-même fonction de la température de recuit  $T_a$ .  $\Delta N_{eff}$  serait composé de trois termes distincts:

$$\Delta N_{eff}(\phi_{eq}, t_a(T_a)) = N_A(\phi_{eq}, t_a(T_a)) + N_C(\phi_{eq}) + N_Y(\phi_{eq}, t_a(T_a)), \quad (2-16)$$

où  $N_A$  est la composante du recuit à court terme;  $N_C$  représente les dégâts stables (permanents) et  $N_Y$  est dû au recuit à long terme.

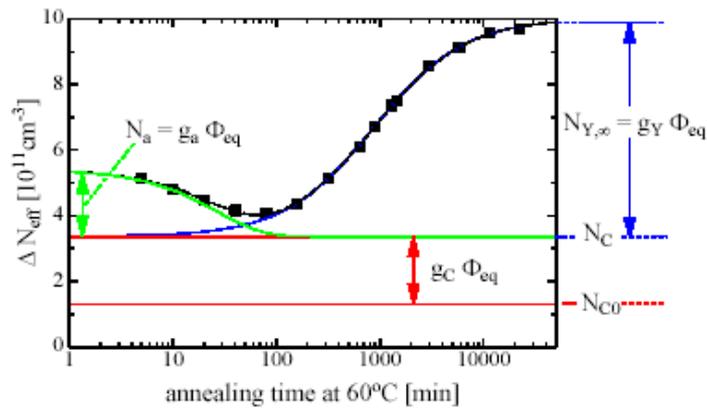


Figure 2-15: Variation de la concentration effective du dopant dans toutes ses composantes en fonction du temps à la température de  $60^\circ\text{C}$ . Le recuit à court terme est indiqué en vert ; les dégâts permanents en rouge et enfin, le recuit à long terme en bleu<sup>[41]</sup>.

#### 2-2-4-1 Le recuit à court terme $N_a$

Cette composante domine la partie décroissante de la tension de déplétion en fonction du temps de recuit, dans le cas des détecteurs ayant déjà subi l'inversion du type de conduction. Il est aussi appelé recuit favorable ("beneficial annealing"). Ce comportement serait attribué à des donneurs qui se "recombinaient" avec des états accepteurs. Il s'exprime analytiquement par une exponentielle décroissante:

$$N_a = g_a \phi_{eq} \exp\left(\frac{-t_a}{\tau_a}\right), \quad (2-17)$$

où  $g_a$  a une valeur moyenne de  $(1,81 \pm 0,14) \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$  [29] et  $\tau_a$  est une constante dépendante de la température selon la relation:

$$\frac{1}{\tau_a} = k_a = k_{0,a} \exp\left(-\frac{E_A}{k_B T_a}\right), \quad (2-18)$$

où  $k_a$  est le taux de disparition des défauts,  $k_0$  le facteur fréquence et  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $E_A$  est l'énergie d'activation pour la dissociation/migration. La valeur moyenne de  $\tau_a$  à 60°C est de  $24,1 \pm 2,3$  minutes, tandis qu'à 20°C elle s'élève à deux jours.

#### 2-2-4-2 Les dégâts stables $N_C$

$N_C$  représente la concentration des dégâts stables ou permanents. Ce terme dépend uniquement de la fluence et il est totalement indépendant du temps de recuit:

$$N_C = N_{C0} (1 - \exp(-c \phi_{eq})) + g_c \phi_{eq}. \quad (2-19)$$

Le premier terme correspond à la disparition progressive des donneurs avec une valeur finale  $N_{C0}$  où  $c$  est la constante de dissipation. Le second terme interprète la création de niveaux d'accepteurs stables proportionnellement à la fluence,  $g_c$  étant le facteur de proportionnalité.

Ces défauts sont incrustés de façon permanente et ne disparaissent pas avec le recuit. Il est à remarquer que les valeurs de  $N_{C0}$  et de  $g_c$  sont d'une importance capitale, puisque les dégâts stables constituent la principale source de détérioration

des détecteurs dans les conditions d'opération de CMS. En travaillant à une température relativement basse de  $-10^{\circ}\text{C}$ , les effets du recuit à long terme ne sont pas perceptibles au bout de 10 ans (voir paragraphe ci-dessous); en revanche les conditions du recuit favorable ou bénéfique (« beneficial annealing ») sont atteintes à la période de maintenance de deux semaines prévues annuellement pour l'expérience CMS.

### 2-2-4-3 Le recuit à long terme $N_Y$

Il est aussi appelé recuit inverse, parce qu'il a un effet totalement opposé à celui du recuit favorable. La création de niveaux accepteurs se poursuit dans le temps et la charge d'espace devient de plus en plus négative dans le cas des détecteurs ayant déjà subi l'inversion du type de la conduction. Dans ce cas la tension de déplétion augmente linéairement avec le temps de recuit. Le terme de recuit inverse est initialement nul à  $t = 0$  et atteint une valeur asymptotique  $N_{Y\infty}$  proportionnelle à la fluence après un temps infini. Sa description au premier ordre est donné par

$$N_Y(t_a) = N_{Y,\infty} (1 - \exp(-t_a / \tau_Y)), \quad (2-20)$$

avec  $N_{Y\infty} = g_Y \phi_{\text{eq}}$  et  $\tau_Y(T_a)$  la constante de temps dépendante de la température. A titre d'exemple,  $\tau_Y$  vaut 500 jours à la température ambiante ( $\sim 20^{\circ}\text{C}$ ) et 500 ans à  $T = -10^{\circ}\text{C}$ .

Pour les applications au LHC, un recuit de 1000 minutes à  $60^{\circ}\text{C}$  (voir Figure 2-13) est plus qu'équivalent à la période totale de maintenance à la température ambiante étalée sur les dix années d'opération. Cette période est en pratique largement inférieure à une année; elle est estimée à 150 jours.

Contrairement au courant de fuite, le recuit n'est pas seulement favorable à la tension de déplétion. Le recuit inverse est dû aux défauts complexes ce qui explique son apparition un peu tardive c'est-à-dire à la fin du recuit favorable où la concentration de ces défauts secondaires devient significative.

Le comportement de tension de déplétion sous irradiation pose clairement le problème de la limite de l'hypothèse NIEL. En effet, elle ne présente pas la même évolution pour tous types de matériaux et de particules. Néanmoins, le fait que les défauts réellement responsables du changement de  $N_{\text{eff}}$  ne soient pas connus, il est difficile de comprendre pourquoi un matériau est plus résistant que l'autre après irradiation. C'est d'ailleurs le cas du silicium enrichi en oxygène. Ce matériau présente une meilleure résistance aux radiations que le silicium standard et particulièrement aux hadrons chargés comme les protons ou les pions<sup>[42]</sup>. Des investigations plus poussées sont actuellement en cours, utilisant les techniques DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) et TSC (Thermally Stimulated Current),

afin de mieux comprendre les défauts microscopiques. Ces études font état de plusieurs types de matériaux et de processus de fabrication.

## 2-2-5 L'efficacité de collection de charges

Même si l'utilisation d'un détecteur à basse température revêt un grand intérêt pour réduire le courant inverse et retarder l'inversion du type du substrat, elle pourrait pourtant avoir un effet néfaste sur l'efficacité de collection de charge du dispositif. Les niveaux d'énergie créés dans la bande interdite par les irradiations agissent comme centres de piégeage pour les porteurs de charge. L'influence de ces derniers est plus importante à basse température. Ils modifient la distribution du champ électrique.

Dès lors, la totalité des charges libérées lors du passage d'une particule n'est pas complètement collectée pendant l'intervalle de temps  $\tau_{col}$ , caractéristique de la chaîne électronique: le signal ne "contient" donc pas toute l'information déposée par la particule, une partie restera capturée dans ces pièges, pendant une durée  $\tau_p > \tau_{col}$ .

Par définition, l'efficacité de collection de charge est le rapport de la charge collectée  $Q_{coll}$  à la charge effectivement créée  $Q_0$  :

$$\varepsilon = \frac{Q_{coll}}{Q_0} . \quad (2-21)$$

Des travaux antérieurs ont montré qu'outre le temps de piégeage  $\tau_p$ , la charge collectée est affectée en cas de déplétion partielle du détecteur c'est-à-dire quand l'épaisseur de la zone de déplétion  $W$  est inférieure à l'épaisseur totale de la jonction. La charge collectée dépend linéairement de la tension de déplétion  $V_{dep}$  exprimable en terme du carré de l'épaisseur  $W$  (Equations 2-1 à 2-4) <sup>[41]</sup> :

$$Q_{coll} \propto \left( \frac{W}{d} \right)^2 e^{-\frac{\tau_{col}}{\tau_p}} . \quad (2-22)$$

Plusieurs techniques ont été développées pour mesurer l'efficacité de collection de charges. Nous les décrirons dans le chapitre consacré à ces mesures. L'analyse en termes de champ électrique  $E$  et de la mobilité des porteurs de charges  $\mu$  y sera également détaillée.

## 2-2-6 La capacité entre les pistes

La capacité entre les pistes  $C_{\text{int}}$  joue un rôle dominant parmi les différentes sources du bruit électronique. Avant irradiation,  $C_{\text{int}}$  ne dépend pas de l'épaisseur du détecteur, ni de sa résistivité mais uniquement du rapport  $w/p$  entre la largeur de la piste  $w$  et le pitch  $p$ . Elle augmente toutefois avec la longueur  $H$  de la piste<sup>[43]</sup>. L'analyse d'un grand nombre de données a conduit à l'expression analytique de  $C_{\text{int}}$  par unité de longueur<sup>[44]</sup>:

$$C_{\text{int}} / H = \left( 0,8 + 1,8 \frac{w}{p} \right) pF / cm \quad 0,10 \leq \frac{w}{p} \leq 0,55 \quad (2-23)$$

Cette quantité est maintenue constante pour toutes les géométries des senseurs de CMS en fixant la valeur de  $w/p$  à 0,25.

Les constantes varient selon la valeur de la constante diélectrique de l'interface. Leurs valeurs dans la relation (2-22) correspondent à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>.

Après une irradiation intense, la concentration des charges positives libérées dans l'oxyde peut augmenter jusqu'à la saturation<sup>[14]</sup>. La concentration de charge à la saturation dans l'interface Si-SiO<sub>2</sub> est d'environ  $4 \cdot 10^{12}$  e/cm<sup>2</sup>. Cet effet, en modifiant la configuration des lignes du champ électrique entre les implants p<sup>+</sup>, fait croître la capacité inter-pistes  $C_{\text{int}}$ . Cela correspond à une faible résistivité entre les pistes. Les charges collectées sur une piste donnée s'écoulent par ce chemin (capacité inter-pistes) vers les pistes voisines (Figure 2-16) et l'information sur la position est altérée puisque le courant y induit est indépendant de la localisation de l'ionisation. Il s'agit d'une diaphonie « crosstalk ». Cette capacité est la source principale du bruit de fond à la température d'opération de CMS à -10°C; son augmentation influence donc directement le rapport signal/bruit S/N ("Signal/Noise")<sup>[45]</sup>. Néanmoins, on peut compenser quelque peu son influence et la rétablir à 80 % de sa valeur initiale en augmentant la tension de polarisation (Figure 2-17). La partie irréductible est strictement liée à l'augmentation de la capacité inter-pistes. En résumé la valeur finale de  $C_{\text{int}}$  (et du rapport S/N) dépend de la charge restée piégée dans le diélectrique en situation de sur-déplétion.

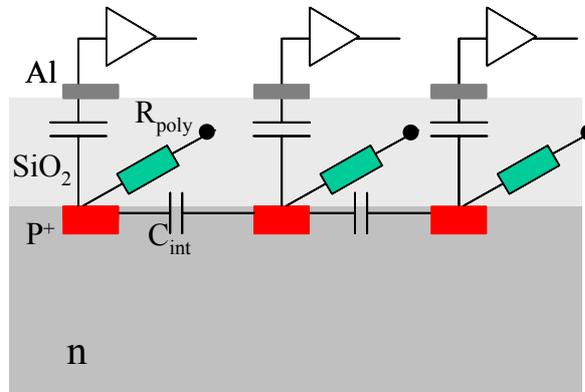


Figure 2-16 : Couplage capacitif entre les pistes.

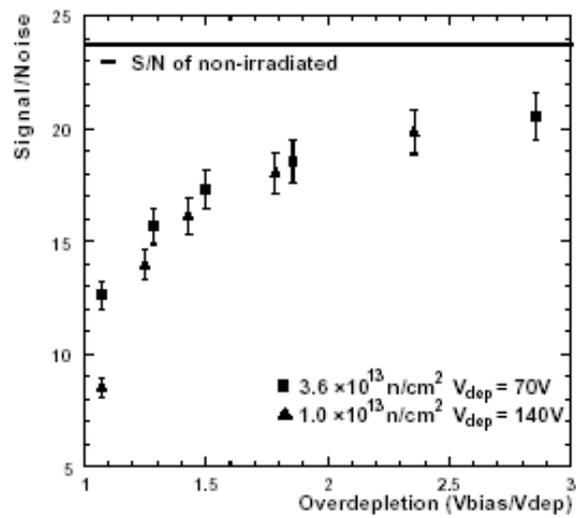


Figure 2-17 : Evolution du rapport Signal/Bruit (Signal/Noise) en fonction de la tension de polarisation à partir de la déplétion totale<sup>[14]</sup>.

## 2-3 RELATION ENTRE LE CHOIX DES SENSEURS DE CMS ET LES DÉGÂTS RADIATIFS

Après avoir présenté les caractéristiques des senseurs du trajectographe de CMS et discuté les dégâts radiatifs dans le silicium, il devient important de montrer le lien qui existe entre eux et le comportement attendu de ces détecteurs au LHC.

Dans les sections précédentes nous avons montré d'une part, que les taux d'irradiation varient en fonction de la position du détecteur dans le trajectographe et d'autre part, que les performances du substrat sont sujettes à des dégradations suite aux dégâts radiatifs. A la figure 2-18 est illustrée l'évolution de la tension de déplétion en fonction de la fluence pour deux résistivités différentes. Elle montre clairement que l'inversion du type se produit à plus faible fluence pour des substrats de haute résistivité et donc plus tôt. Utiliser des détecteurs de plus faible résistivité à l'intérieur du trajectographe permet de retarder l'inversion et de maîtriser l'augmentation de la tension de déplétion pour faire fonctionner tout le détecteur à la même polarisation inverse. Rappelons que les senseurs de la partie extérieure sont soumis à un taux d'irradiation en moyenne trois fois moins important que ceux de la partie intérieure. La figure 2-19 montre un scénario de l'évolution de la tension de polarisation des senseurs en cours d'opération au LHC, tenant compte des périodes de maintenances ( $\approx 15$  jours à température ambiante) et d'arrêt ( $\approx -10^\circ\text{C}$ ) de CMS, pour des résistivités de 1 et 4  $\text{k}\Omega\cdot\text{cm}$  respectivement. Elle illustre clairement que pour la même la fluence totale au bout de dix années d'opération un détecteur de faible résistivité est plus performant, l'inversion intervient beaucoup plus tard. De même l'évolution prédite du courant de fuite total  $I_{\text{leak}}$  est donnée à la figure 2-20. La question clé est de pouvoir polariser les détecteurs jusqu'à 500 V en maintenant une limite de courant inverse moindre que  $10 \mu\text{A}/\text{cm}^2$  à la fin des dix années d'opération du LHC.

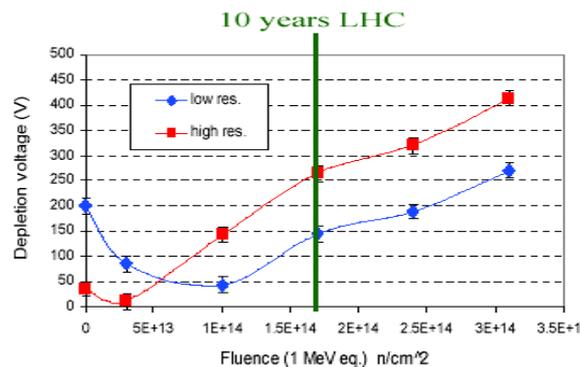


Figure 2-18 : Evolution de la tension de déplétion en fonction de la fluence pour deux détecteurs de faible et haute résistivité respectivement.

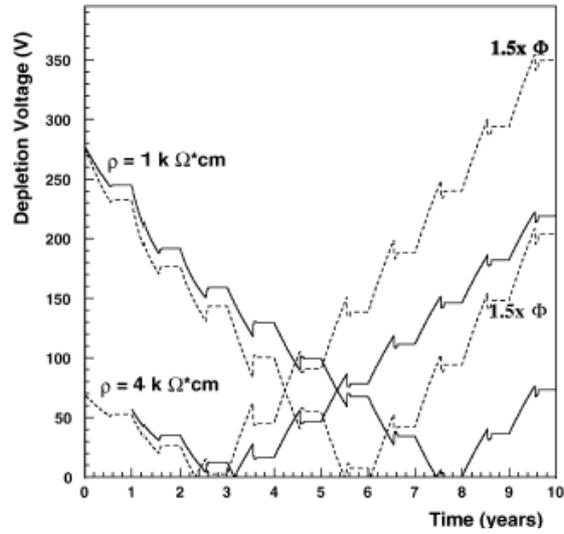


Figure 2-19 : Simulation de l'évolution de la tension de déplétion en fonction de la résistivité, de la fluence et du temps d'opération (recuit) au LHC. Les courbes en trait plein correspondent à une fluence totale  $\Phi$  ( $1.6 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ )<sup>[14]</sup>.

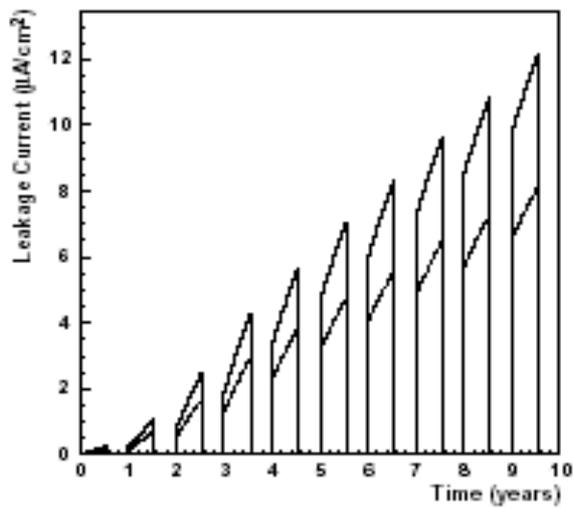


Figure 2-20 : Evolution du courant de fuite total par unité de surface en fonction du temps d'opération au LHC pour deux différentes fluences  $\Phi$  ( $1.6 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ ) et  $1.5 \Phi$ <sup>[14]</sup>.

Un autre paramètre qui a largement influencé le choix des détecteurs de CMS est la capacité inter-pistes qui constitue la contribution principale au bruit du signal. L'orientation du cristal revêt une importance majeure. Les recherches et développements<sup>[43][46]</sup> ont montré que les effets des radiations sont nettement plus prononcés dans le cas des senseurs avec une orientation  $\langle 111 \rangle$  que ceux avec un plan orienté  $\langle 100 \rangle$  (Figure 2-21). Les rapports signal/bruit (S/N) seront par conséquent plus grands pour ces derniers. Ces recherches ont conclu également que la capacité inter-pistes est indépendante de la résistivité du matériau.

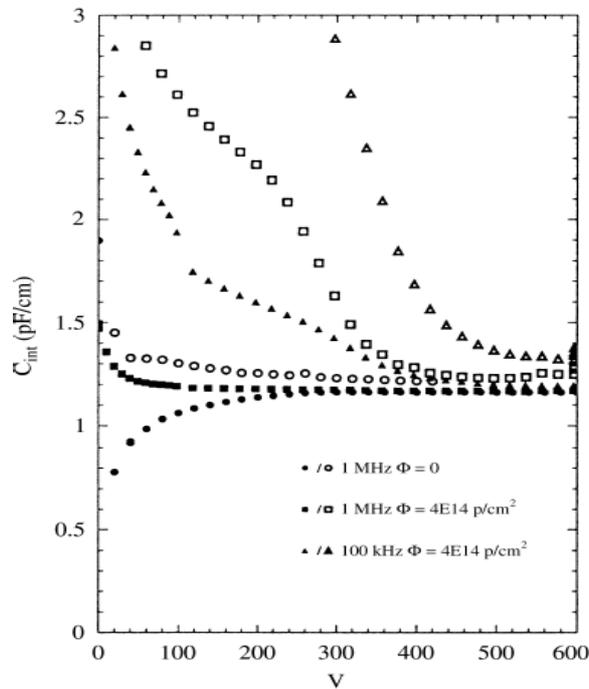


Figure 2-21: Evolution de la capacité inter-pistes par unité de longueur avant et après irradiation : les symboles pleins pour une orientation du cristal  $\langle 100 \rangle$  et les symboles vides pour une orientation  $\langle 111 \rangle$ <sup>[43]</sup>.

## 2-4 CONTRÔLE DE QUALITÉ ET QUALIFICATION DES SENSEURS

Les senseurs dont nous disposons sont fabriqués par deux firmes différentes: ST Microelectronics pour la partie externe du trajectographe (épaisseur de 500 $\mu$ m) et Hamamatsu Photonics K-K pour la partie interne (épaisseur de 320 $\mu$ m). Ils sont tous livrés au centre de distribution du CERN, après un premier contrôle en usine. Le CERN les répartit ensuite entre les centres de tests dans certains des laboratoires participants. Selon une logistique décrite dans la Figure 2-22, les senseurs subiront des contrôles de qualité particuliers à chaque centre de test. Ceux-ci se subdivisent en:

1. Centres **QTC (Quality Test Centers)**: ils sont responsables de l'inspection optique et de la caractérisation électrique de tous les substrats. On inspecte au microscope leur état superficiel pour déceler des défauts dus éventuellement à la manipulation manuelle, l'état des bords après la découpe du senseur... Ces défauts ont parfois un impact très subtil sur les performances initiales du senseur, notamment le courant de fuite. Les mesures électriques quant à elles sont directement comparées à celles déjà effectuées par les fabricants eux-mêmes. Les détecteurs ayant été qualifiés à ce stade seront distribués aux centres PQC et IQC et à ceux qui sont en charge de la construction des modules.

2. Centres **PQC (Process Qualification Centers)**: outre la stabilité temporelle des senseurs, ces centres sont chargés de vérifier le processus de fabrication en effectuant des tests sur des structures spécialement conçues à cet effet sur les structures de test standards. On obtient ainsi des données qu'on ne peut pas mesurer sur les senseurs eux-mêmes.

3. Centres d'irradiations **IQC (Irradiation Qualification Centers)**: ils sont responsables de l'évaluation de la résistance des senseurs et des structures de test dans des conditions de rayonnement aussi voisines que possible de celles rencontrées auprès du LHC. Des irradiations aux protons (Karlsruhe) et aux neutrons (Louvain-la-Neuve) sont réalisées à des fluences équivalentes à 10 années d'opération du LHC en appliquant un facteur de sécurité de 1,5.

A l'issue de ces processus et sur base des résultats des mesures, les senseurs sont soit définitivement qualifiés, soit rejetés sur base d'un cahier de charge établi par le CERN en concertation avec les fabricants.

Toutes les données relatives à ces différents tests sont insérées dans une base de données commune <sup>[47]</sup>.

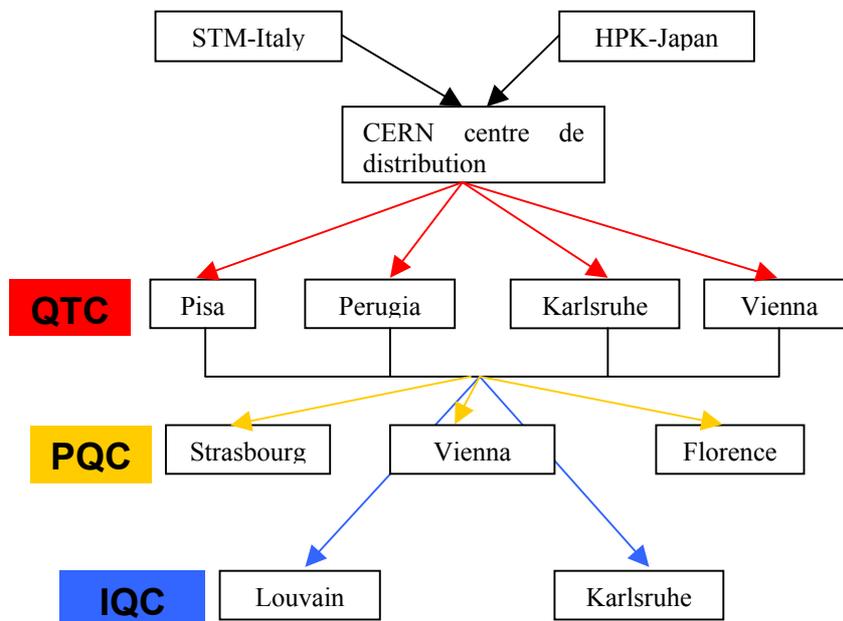


Figure 2-22: Schéma retraçant la logistique des tests des senseurs depuis leur sortie de l'usine.

## 2-5 CAHIER DE CHARGES ET CRITÈRES DE QUALITÉ

Chaque type de centre a ses protocoles de tests préétablis. Comme l'Université de Louvain est impliquée dans les tests d'irradiations, nous ne développerons ci-après que la partie relative aux IQC. Les parties relatives aux QTC et PQC sont détaillées dans la référence<sup>[22]</sup>.

Les senseurs et structures de test qui arrivent à Louvain-la-Neuve ont été qualifiés par un des centres QTC. Nous en recevons une fraction (1% des senseurs et 5% des test-structures) pour l'évaluation de la résistance aux irradiations par les neutrons.

En dépit de leur première qualification, nous effectuons d'abord des tests pré-irradiation, pour les exposer ensuite à un faisceau intense de neutrons. Les tests après irradiations reproduisent exactement les mesures préalables et s'effectuent rigoureusement dans les mêmes conditions (cfr. Chapitre 3). L'énumération de ces

mesures est donnée dans le tableau 2-4. Nous y trouvons aussi les critères et domaines de tolérance qui conduisent à la qualification des senseurs. La comparaison directe des résultats de mesure avant et après irradiation nous permet d'établir l'ampleur des effets macroscopiques des dégâts radiatifs.

### 2-4-1 Mesures globales

La tension de déplétion  $V_{dep}$  et le courant de fuite dans tout le détecteur  $I_{leak}$  sont deux paramètres décisifs. En effet, la tension de déplétion fixe la tension de polarisation du senseur en fonctionnement. Cette polarisation ne doit pas, en revanche, être voisine de la tension de claquage déterminée par le courant de fuite.

#### La tension de déplétion $V_{dep}$

La valeur de la tension de déplétion est obtenue de la mesure de la capacité totale du senseur (Figure 2-23) en fonction de la tension de polarisation inverse appliquée.

Des équations (2-1) et (2-2), nous obtenons:

$$C(V) = S \sqrt{\frac{\epsilon_{si} q N_{eff}}{2V}} \quad (2-24)$$

La capacité apparaît donc être inversement proportionnelle à la variable  $\sqrt{V}$  et atteint son minimum à la déplétion totale c'est-à-dire à  $V=V_{dep}$ . Au-delà de cette tension, la valeur de  $C$  reste constante. Dès lors, la mesure de  $C$  en fonction de  $V$  (caractéristique  $C(V)$ ) nous permet d'évaluer directement la tension de déplétion totale.

#### Le courant de fuite total $I_{leak}$

Une diode semi-conductrice polarisée en sens inverse ne devrait en principe pas laisser passer de courant électrique. Toutefois, la génération de porteurs de charges minoritaires et l'apparition d'un courant correspondant constitue un phénomène d'autant plus important que la température est élevée. La caractéristique  $I(V)$  permet d'évaluer le courant de fuite dans le détecteur et de déterminer la tension de claquage.

Avant de passer aux mesures des paramètres des pistes, il est à signaler qu'un senseur qui ne répond pas de façon satisfaisante à ces deux premiers tests est déjà rejeté.

## 2-4-2 Mesures des paramètres de pistes

### Résistance de polarisation $R_{poly}$

Pour assurer une polarisation approximativement égale sur toutes les pistes, les résistances  $R_{poly}$  doivent avoir la même valeur sur toutes les pistes. En outre, dans les conditions de l'expérience de CMS, cette valeur devrait être indépendante des dégâts radiatifs. Elle est mesurée entre l'anneau de polarisation, commun à toutes les pistes, et le plot DC "DC pad" relié à cette résistance  $R_{poly}$  comme le montre la figure 2-23 ci-dessous.

### Le courant diélectrique $I_{diel}$

L'un des objectifs de la couche diélectrique est de protéger le senseur des courant superficiels. Toutefois, des défauts de fabrication peuvent percer cette couche et mettre ses deux faces en contact électrique: on les qualifie de micro-trous ("pinholes"). La mesure du courant de fuite résiduel  $I_{diel}$  à travers l'isolant s'avère indispensable pour s'enquérir de l'état de l'isolant. Ce courant ne doit pas dépasser 1nA même après irradiation. On le mesure entre les plots AC et DC (Figure 2-23).

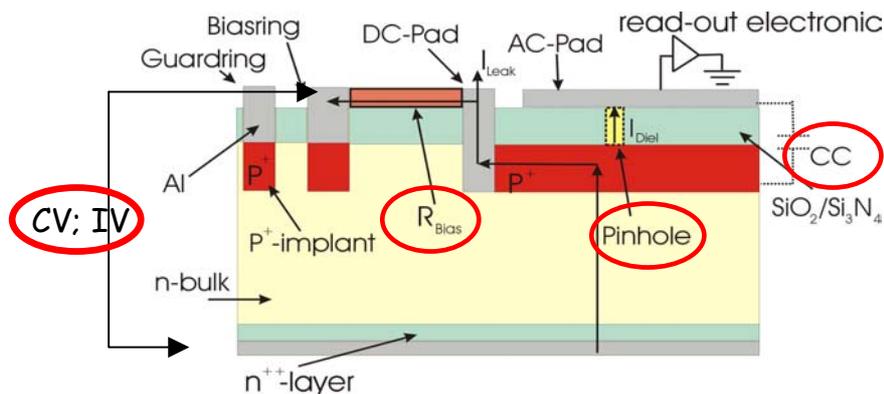


Figure 2-23: Vue du senseur le long d'une piste avec ses différents paramètres<sup>[48]</sup>.

### La capacité de couplage $C_{ac}$

La mesure de la capacité de couplage  $C_{ac}$  vers le préamplificateur fournit des informations sur l'homogénéité de la collection de charge. Elle se mesure entre les mêmes points que le courant  $I_{diel}$  et lui est directement corrélé.

### Le courant individuel de la piste $I_{strip}$

Le courant mesuré individuellement sur chaque piste renseigne sur le nombre de pistes qui présentent des fuites et qui de ce fait sont inefficaces pour la collection des charges. Ce courant est mesuré entre le plot DC et le backplane.

## **2-4-3 Mesures des paramètres inter-pistes**

L'isolation électrique des pistes les unes par rapport aux autres est vérifiée par la mesure des paramètres inter-pistes, à savoir la capacité  $C_{int}$  entre les pistes adjacentes et la résistance entre pistes voisines  $R_{int}$  (Figure 2-24). La connaissance de leur évolution en fonction de la tension de polarisation est cruciale pour déterminer leur stabilité à la déplétion totale.

### La capacité entre les pistes $C_{int}$

Elle est mesurée par rapport à la piste voisine entre les plots DC. Sa valeur après irradiation ne devrait pas beaucoup changer afin de conserver le meilleur rapport S/N possible.

### La résistance inter pistes $R_{int}$

Cette résistance doit être aussi grande que possible pour assurer une meilleure isolation des pistes et avoir ainsi une bonne résolution.

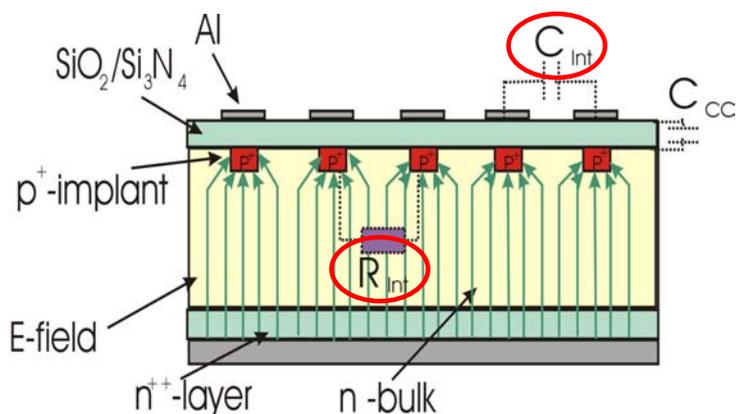


Figure 2-24: Coupe du senseur perpendiculairement aux pistes : paramètres inter-pistes<sup>[48]</sup>.

Une piste qui ne remplit pas tous les critères résumés au Tableau 2-4 est considérée comme défectueuse. Cependant, pour qu'un senseur soit qualifié, le nombre de pistes défectueuses ne devrait pas excéder 1% du nombre total.

Tableau 2-4: Ensemble des critères de qualification des senseurs après irradiation.

tests	Avant irradiation	Après irradiation
$V_{dep}$	$100 < V_{dep} < 250 \text{ V}$	$V_{dep} < 300 \text{ V}$
$I_{leak}$		$\alpha \sim 3-5 \times 10^{-17} \text{ A/cm}$ $V_{break} > 500 \text{ V}$
$R_{poly}$	$1.5 \pm 0.5 \text{ M}\Omega$	$1,5 \pm 0,5 \text{ M}\Omega$
$C_{ac}$	$1.2-1.3 \text{ pF/cm}/\mu\text{m}$	$1.2-1.3 \text{ pF/cm}/\mu\text{m}$
$I_{diel}$		$< 1 \text{ nA}$
$C_{int}$	$1.2 \text{ pF/cm}$	$1.2 \text{ pF/cm} + 10\%$
$R_{int}$	$> 1 \text{ G}\Omega$	$> 20 \text{ M}\Omega$



## Chapitre 3 : FAISCEAU DE NEUTRONS RAPIDES ET DISPOSITIF D'IRRADIATION

---

### 3-1 INTRODUCTION

Les senseurs au silicium ont été irradiés aux neutrons rapides de manière à atteindre une fluence équivalente à 10 ans d'opération du LHC. Pour ce faire, un faisceau de neutrons rapides a été spécifiquement développé à Louvain-la-Neuve<sup>[49]</sup>, ainsi qu'un dispositif d'irradiation dédié.

Après avoir présenté le faisceau de neutrons utilisé dans ce travail et donné ses caractéristiques, nous décrirons le dispositif d'irradiation développé spécialement pour les senseurs de CMS. Nous parlerons également de la dosimétrie utilisée dans le calcul de la fluence individuelle de chaque échantillon. Des résultats typiques sur la fluence d'une irradiation seront enfin présentés.

### 3-2 FAISCEAU DE NEUTRONS

Pour atteindre les fluences du LHC en un temps raisonnable, un faisceau intense de neutrons rapides a été développé en utilisant la réaction  ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$ . Le faisceau de deutons est accéléré par le cyclotron de Louvain-la-Neuve à une énergie de 50 MeV. La cible de béryllium a une épaisseur de 1 cm et un diamètre de 2 cm (Figure 3-1). L'intensité maximale du faisceau de deutons est de 10  $\mu\text{A}$ . Cette réaction atteint un taux de production de  $5.8 \cdot 10^{11}$  neutrons par stéradian et par microCoulomb incident sur la cible<sup>[50]</sup>.

Pour obtenir un maximum d'intensité, on a utilisé une configuration dite ouverte de la source de neutrons. La cible est encastrée dans un anneau en cuivre refroidi à l'eau. Le tout est placé dans un cube à vide en aluminium. L'ensemble anneau-cible est électriquement isolé pour mesurer le courant du faisceau de deutons. Les échantillons peuvent être disposés à une distance minimale de 2 cm de la cible.

Un collimateur en titane est placé juste avant la cible, à une distance de 4 cm. Il présente une ouverture de 2 cm de diamètre, ce qui délimite la surface d'irradiation de la cible avec le faisceau de deutons.

Un absorbeur spécial est placé à la sortie du faisceau de neutrons pour réduire sa contamination par d'autres particules non désirées (Section 3-2-4).

La distance effective optimisée entre la cible et nos échantillons est de 50 cm (Section 3-3-2).

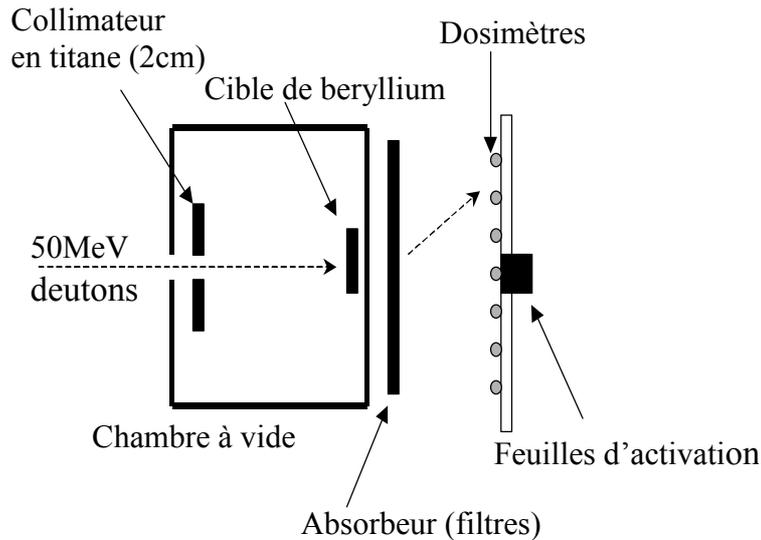


Figure 3-1: Schéma du dispositif de production de neutrons.

### 3-2-1 Distribution en énergie du faisceau

La distribution en énergie du faisceau de neutrons a été déterminée par la méthode d'activation. Cette méthode consiste en l'exploitation de réactions de capture, dont la section efficace est connue, et qui produisent des éléments radioactifs. Ces éléments peuvent être identifiés en mesurant leur activité résiduelle. Comme l'énergie des deutons incidents est de 50 MeV, il faut produire des éléments radioactifs avec des sections efficaces qui couvrent toute la gamme d'énergie allant de 0 à 50 MeV. La connaissance de la section efficace de capture et la mesure de l'activité induite permettent de déduire le nombre de particules incidentes. La Figure 3-2 illustre le résultat obtenu. Le flux total au-dessus de 3 MeV est obtenu en intégrant ce spectre en fonction de l'énergie. L'erreur estimée sur ce flux est de 20%. Ce flux normalisé au courant du faisceau primaire de deutons exprime le nombre de neutrons en fonction de la charge déposée par le faisceau sur la cible de production. Il atteint  $6.6 \cdot 10^{11} \text{ n. sr}^{-1} \cdot \mu\text{C}^{-1}$ .

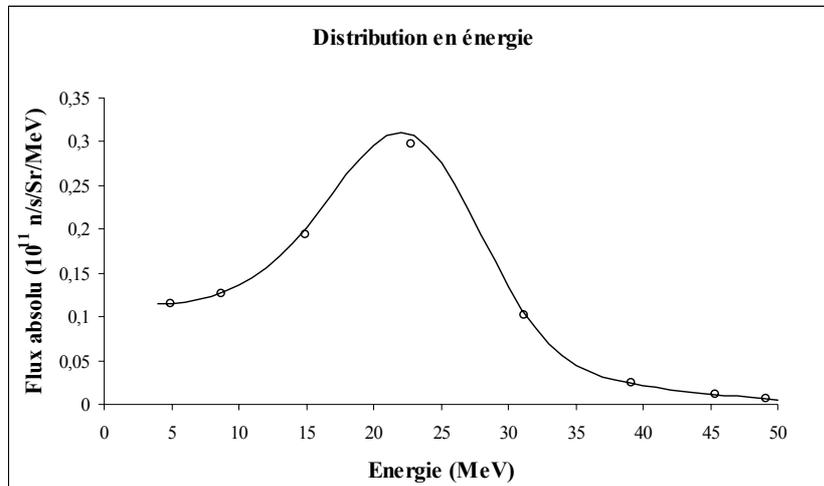


Figure 3-2: Distribution du flux de neutrons en fonction de l'énergie<sup>[49]</sup>.

### 3-2-2 Profil du faisceau

Connaître le profil du faisceau, c'est connaître sa distribution spatiale (son ouverture dans le plan transverse x-y à une distance donnée de la cible). Ce profil a été déterminé en utilisant deux méthodes différentes: la dosimétrie et les plaques photographiques.

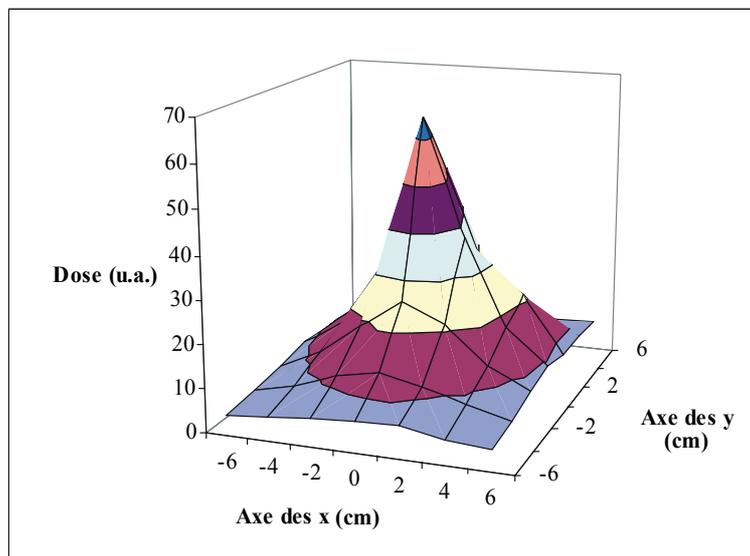
La première méthode consiste en l'utilisation de dosimètres thermo-luminescents TLD (ThermoLuminescent Dosimeter). Lorsque ceux-ci sont traversés par une particule ionisante, les électrons de la structure cristalline sont excités et occupent un état d'énergie métastable qu'on appelle généralement centre de couleur. La mesure de l'intensité lumineuse émise lors de la désexcitation des électrons donne une indication sur la dose reçue. Dans le cas des neutrons, l'ionisation a lieu de façon indirecte comme les gamma émis lors des réactions de capture de neutron par exemple.

La deuxième méthode est densitométrique. Elle exploite des films photographiques, composés de grains de nitrate d'argent. Au passage d'une particule ionisante, les grains d'argent sont excités et le resteront « indéfiniment », ce qui atteste du passage des particules chargées. La mesure de la densité des grains sensibilisés sur ces films une fois développés permet de connaître les distributions spatiales de l'intensité du faisceau à diverses distances de la cible de production.

Les résultats issus de l'utilisation des TLD ont permis de déduire que les neutrons sont majoritairement observés sur l'axe du faisceau dans un rayon de 2 cm, comme le montre la Figure 3-3. La distribution représentée est obtenue pour une distance à

la cible de 9 cm. Il en découle qu'à une distance de 9 cm de la cible et pour un faisceau de deutons de 10  $\mu\text{A}$ , le flux maximum dans l'axe du faisceau est de  $7.3 \cdot 10^{10} \text{ n s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ . Cela signifie que l'on peut atteindre une fluence de  $1 \cdot 10^{14} \text{ n cm}^{-2}$  en 23 minutes.

Alors que l'utilisation des films photographiques aboutit à des résultats illustrés sur les Figures 3-4 et 3-5. Ils représentent la distribution spatiale du faisceau pour des distances de 39,5 et 77 cm par rapport à la cible. Le pic du faisceau est d'autant plus pointu que l'on se rapproche de la cible.



**Figure 3-3: Distribution spatiale de dose à 9 cm de la cible de production, obtenue avec des dosimètres TLD<sup>[49]</sup>.**

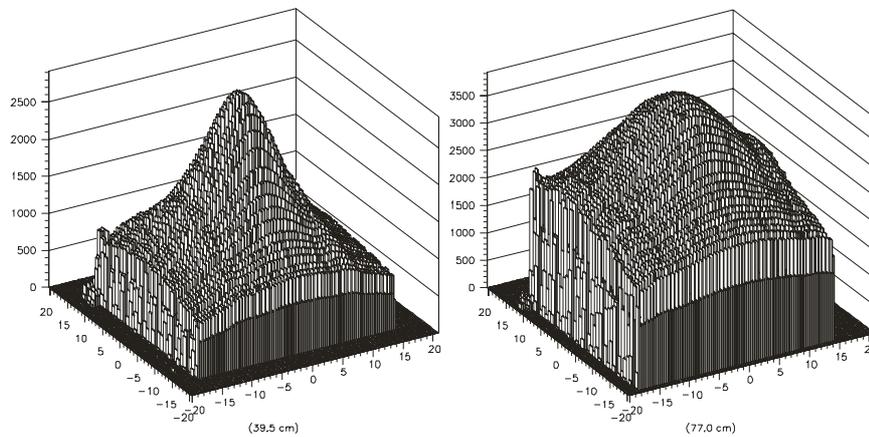


Figure 3-4: Profil du faisceau de neutron (distribution transverse) à une distance de 39.5 et 77.0 cm de la cible de production<sup>[49]</sup>.

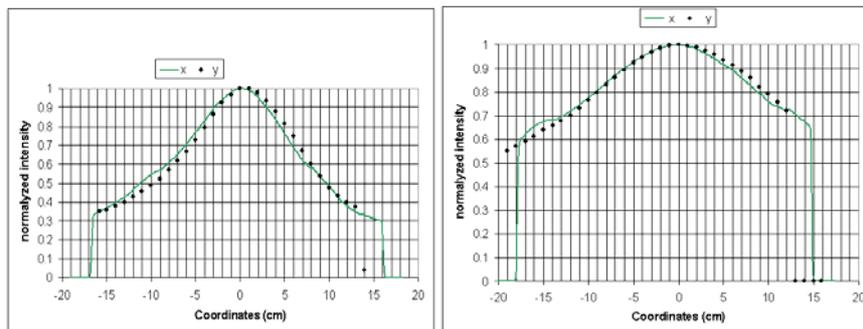


Figure 3-5: Profils du faisceau de neutron (axes x et y), mesurés par densitométrie, à une distance de 39.5 et 77.0 cm de la cible de production<sup>[49]</sup>.

### 3-2-3 Rayon de l'ouverture du faisceau

Le faisceau de neutrons a une ouverture de 2 cm à la sortie de la cible. Son diamètre augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la cible. Pour assurer l'uniformité de l'irradiation d'un échantillon donné, le choix de sa position par rapport à la cible est déterminant. Ainsi la Figure 3-6 illustre le rayon de l'ouverture du faisceau pour différentes distances  $D$  entre la cible et l'échantillon. Les mesures ont été prises pour trois différentes estimations de l'intensité du faisceau aux coupures qui sont 60, 70 et 80 % de l'intensité maximale.

Nous avons choisi de placer nos échantillons à une distance de 50 cm de la cible. A cette position, la tache du faisceau a un diamètre de 12 cm à 80% de l'intensité maximale. Ceci nous garantit une bonne uniformité vu que la dimension transverse des senseurs est de 10 cm environ.

### 3-2-4 La contamination du faisceau

Le faisceau de neutrons tel qu'il sort de la cible n'est pas pur. Des particules comme les protons, deutons, électrons, gamma... le contaminent. Elles proviennent des réactions diverses des deutons incidents ou des neutrons secondaires avec la cible. Les rapports gamma/ neutron et particules chargées/ neutron, ont été obtenus par simulations Monte-Carlo à l'aide du code GEANT 3<sup>[51]</sup>. Ces simulations ont également permis de concevoir le filtre le plus adéquat pour arrêter ces particules non désirées. Ce filtre placé à la sortie du faisceau de neutrons, à quelques millimètres après la cible, est composé de :

- une plaque de 10 mm de polyéthylène pour la thermalisation des neutrons épithermiques ( $E \leq 1$  MeV);
- une feuille de cadmium naturel de 1 mm d'épaisseur pour arrêter les neutrons thermiques (grande section efficace de capture);
- une feuille de plomb de 1 mm d'épaisseur pour arrêter les particules chargées présentes après le cadmium et atténuer l'intensité des gamma.

L'activation est mesurée au moyen d'un détecteur au germanium hyper pur Ge(HP).

Les Tableaux 3-1 et 3-2 résument l'essentiel des particules contenues dans le faisceau ainsi que leurs fractions correspondantes.

**Tableau 3-1: Contenu relatif du faisceau de neutrons en gamma et en particules chargées avant et après le filtre.**

Rapport	Avant le filtre	Après le filtre
Gamma/neutron	1.2 %	2.4 %
Particules chargées /neutron	0.08 %	0.03 %

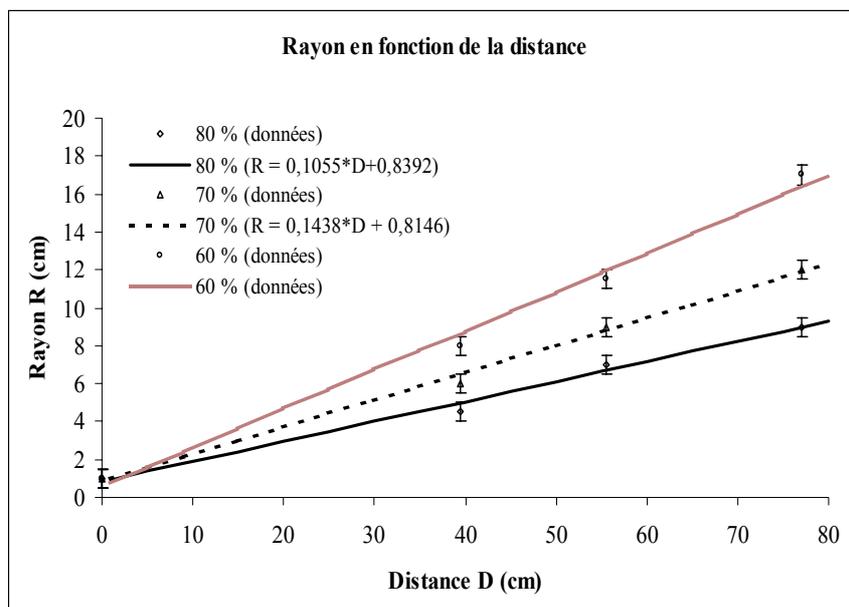
### 3-2-5 Temps d'irradiation

Une fois la distance D entre la cible et l'échantillon à irradier déterminée, il est possible d'estimer le temps d'irradiation pour une fluence donnée. On utilise, pour

cela, le résultat obtenu sur le flux absolu  $\phi$  (Section 3-2-1) et le courant faisceau mesuré. Si l'on suppose que l'intensité du faisceau de deutons primaire est de  $1 \mu\text{A}$  sur la cible de production, le temps nécessaire (en heures) pour atteindre une fluence réelle  $\Phi$  de  $10^{14} \text{ n/cm}^2$  en fonction de la distance à la cible est représenté sur la Figure 3-7.

**Tableau 3-2: Fraction des contaminants du faisceau de neutrons après le filtre.**

Type de particule	Fraction	Energie moyenne(MeV)	Energie maximum (MeV)
Neutron	1.0	20	50
Proton	$1.5 \cdot 10^{-4}$	12.61	25
Electron	$1.6 \cdot 10^{-4}$	1.57	6
Gamma	$2.4 \cdot 10^{-2}$	1.93	10



**Figure 3-6: Variation du rayon de l'ouverture du faisceau en fonction de la distance par rapport à la cible<sup>[49]</sup>.**

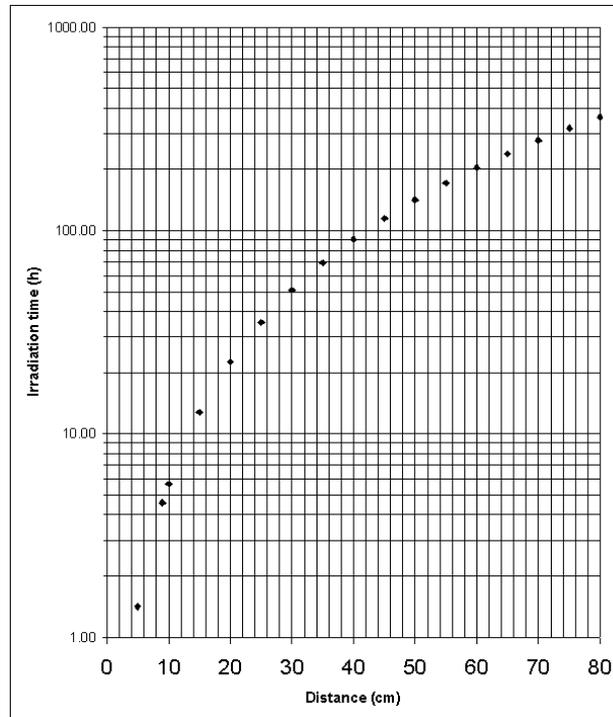


Figure 3-7: Temps d'irradiation pour une fluence réelle de  $10^{14}$  n/cm<sup>2</sup>, avec une intensité du faisceau de deutons de 1  $\mu$ A, en fonction de la distance à la cible<sup>149</sup>.

### 3-3 DISPOSITIF D'IRRADIATION

La Figure 3-8 illustre le dispositif opérationnel dans la zone d'irradiation de la voie T2 au Cyclotron de Louvain-la-Neuve. Les irradiations par un faisceau de particules neutres ont l'avantage de ne pas engendrer un courant d'ionisation trop important dans le senseur. Il est donc possible de le polariser et d'observer l'évolution de quelques paramètres tels que le courant de fuite durant toute la durée du test.

Par ailleurs, on enregistre l'évolution de la température et de l'intensité du faisceau primaire de deutons. Cela permet de vérifier en permanence que l'irradiation se fait dans des conditions stables et de contrôler la fluence afin d'atteindre avec le plus de précision possible la fluence désirée<sup>14</sup>.

<sup>14</sup>Pour rappel, le fonctionnement des senseurs au LHC durant 10 ans correspond environ à une fluence « 1 MeV-équivalent » intégrée de  $1.6 \cdot 10^{14}$  neutrons/cm<sup>2</sup>.

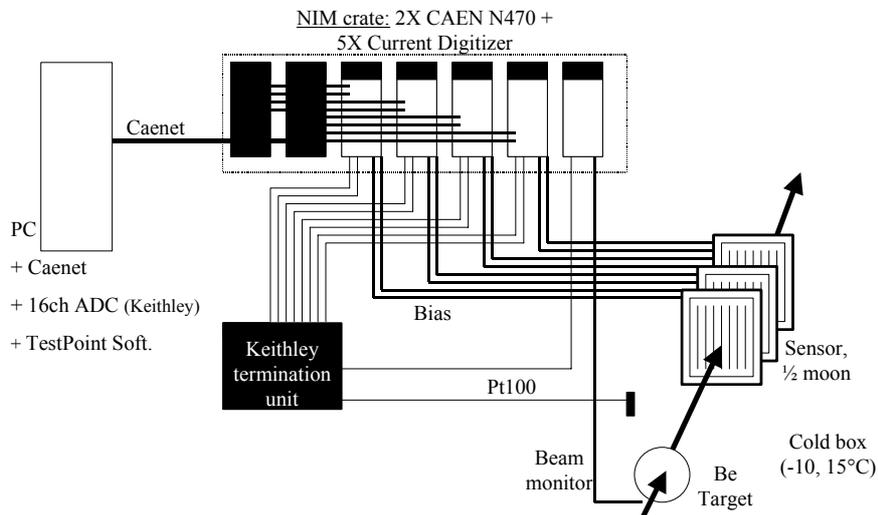


Figure 3-8: Schéma de l'électronique du dispositif d'irradiation au Cyclotron de Louvain-la-Neuve (voie T2).

### 3-3-1 Contrôle logiciel du dispositif installé en zone d'irradiation

La surveillance des paramètres susmentionnés est assurée par un programme écrit en langage du logiciel Test-Point. Il permet le contrôle complet des alimentations à haute tension pour la polarisation des senseurs (tension, limite de courant, « ramp up », « ramp down »...).

### 3-3-2 Système de refroidissement

L'usage de détecteurs au silicium se fait souvent à basse température, notamment pour limiter le bruit thermique des senseurs et les effets de recuit inverse sur la concentration effective du dopant (ce recuit a une influence négative sur la tension de déplétion du senseur).

Notre groupe a développé un système de refroidissement stabilisé en température tout en assurant une atmosphère sèche dans la boîte d'irradiation. Ainsi, les irradiations de senseurs à Louvain-la-Neuve s'opèrent dans des conditions se rapprochant le plus possible des conditions d'utilisation au LHC.

La Figure 3-9 montre le principe de fonctionnement de ce système de régulation. Son utilisation en irradiation a montré que l'on détient une autonomie moyenne de 60 h. Ces caractéristiques sont évidemment susceptibles de varier en fonction de la charge thermique et du volume à refroidir. Sur le Tableau 3-3, nous reportons les performances de la boîte froide.

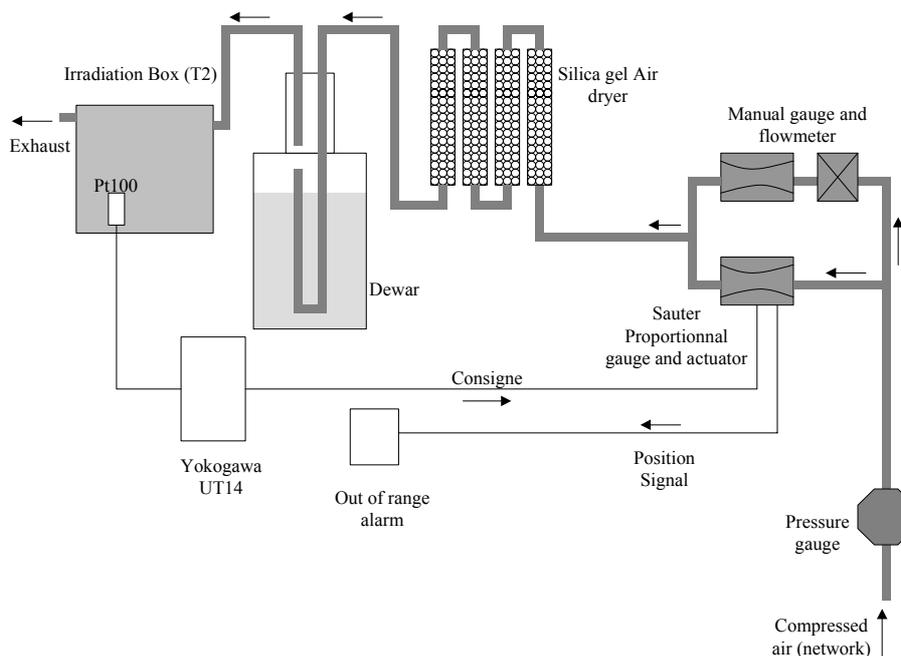


Figure 3-9: Principe de fonctionnement du système de refroidissement placé en T2.

Tableau 3-3: Caractéristiques ambiantes de la boîte d'irradiation

Gamme de Température accessible	De la température ambiante à $-40^{\circ}\text{C}$
Taux de refroidissement à partir de la température ambiante	$\sim 1.5^{\circ}\text{C}/\text{min.}$
Autonomie	$\sim 2.5$ jours
Humidité relative résiduelle	$< 4\%$
Température de saturation	$-40^{\circ}\text{C}$

La descente en température en zone d'irradiation T2 se fait en un temps raisonnable. Comme le montre la Figure 3-10, il faut plus ou moins un quart d'heure pour atteindre la température requise de  $-15^{\circ}\text{C}$  à partir de la température ambiante.

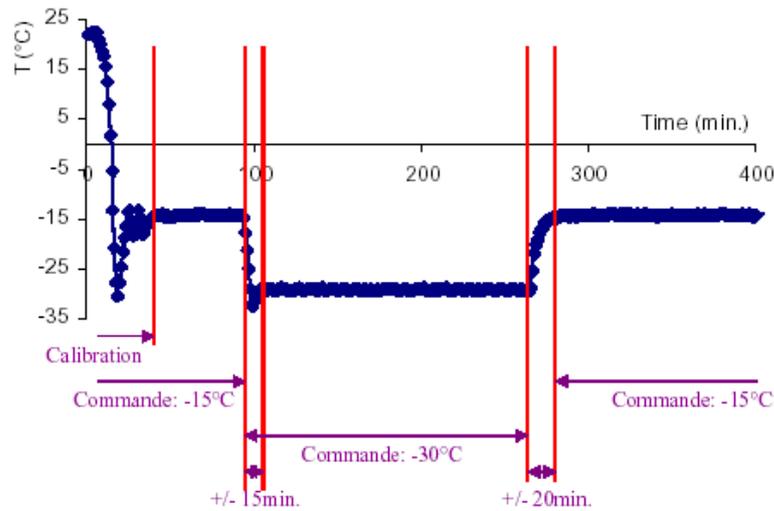
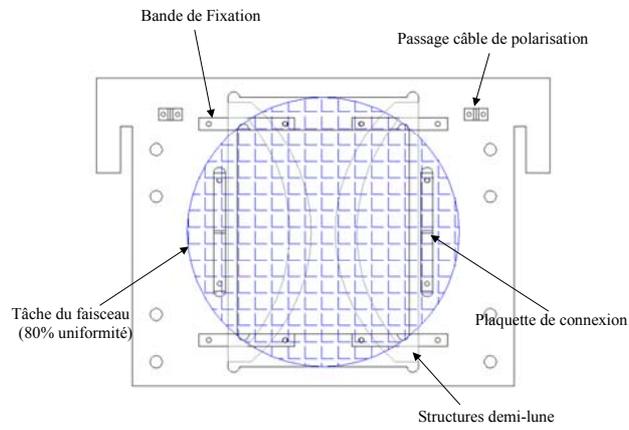


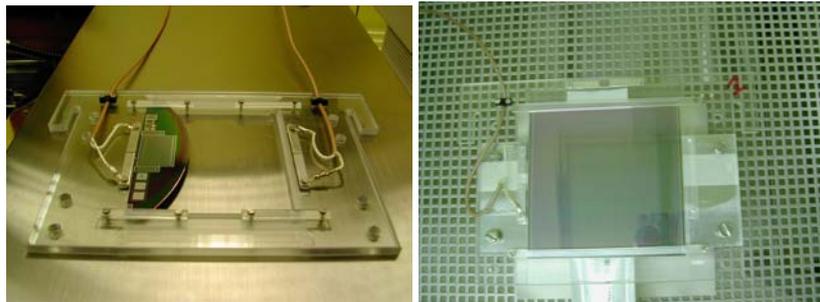
Figure 3-10: Contrôle de la température dans le temps en zone d'irradiation.

### 3-3-3 Les supports d'irradiation

La boîte d'irradiation comporte trois compartiments pour trois groupes de senseurs différents. Seulement deux de ces compartiments sont utilisés de manière régulière (le temps de faisceau alloué ne permet pas trois irradiations successives aux fluences requises). Les irradiations se font donc en deux étapes où deux fluences différentes sont atteintes. Les senseurs ou les structures de test sont disposés sur des supports comportant soit deux structures de test soit un seul senseur (Figures 3-11 et 3-12). Les supports sont empilés pour rentrer dans leur compartiment. Le nombre de couches est limité à cinq pour des raisons de commodité (Figure 3-13).



**Figure 3-11: Support d'irradiation des senseurs et structures de test et ses différentes caractéristiques.**



**Figure 3-12: Photographie de la disposition des structures de test (à gauche) et senseurs (à droite) sur les supports d'irradiation avec leurs câbles de polarisation.**



**Figure 3-13: Les supports d'irradiation empilés (à gauche) et la boîte froide d'irradiation (à droite).**

### 3-3-4 La polarisation des senseurs sous irradiation

La polarisation des senseurs en zone d'irradiation ne se fait pas à l'aide des aiguilles comme c'est le cas lors des tests de routine. En effet, la première irradiation avec polarisation via des aiguilles de contact a montré que ces contacts n'étaient pas fiables vu la sensibilité de ces aiguilles aux vibrations.

Nous avons donc construit des contacts électriques fiables par la technique de « bonding » (Figure 3-14). Les contacts électriques de très faible encombrement sont réalisés entre la couche métallisée du senseur (anneau de polarisation (p), « backplane » (n)) et les plaquettes de connexion en métal sur le support en plexiglas comme le montrent les Figures 3-11 et 3-12. Ces contacts sont poursuivis par de longs câbles jusqu'aux alimentations à l'extérieur de la zone d'irradiation. Les alimentations utilisées sont de type CAEN N470, de caractéristiques 1 kV/ 3 mA pour les structures de test et 2 kV/30 mA pour les senseurs. En cours d'irradiation, le courant de fuite, proportionnel au volume du détecteur, est 20 à 25 fois plus élevé pour les senseurs que pour les structures de test.



Figure 3-14: Vue de la machine à « Bonding » utilisée pour les contacts électriques.

## 3-4 CALCUL DE LA FLUENCE RÉELLE POUR CHAQUE SENSEUR

Durant l'irradiation des détecteurs de CMS, nous mesurons la fluence des neutrons par deux méthodes différentes: l'intégration dans le temps du courant du faisceau de deutons sur la cible pendant l'irradiation et au moyen des dosimètres alanine après irradiation.

### a) calcul de la fluence à partir du courant de deutons

Le calcul de la fluence, à partir du courant de deutons intégré dans le temps (charge déposée sur la cible) se fait à l'aide du flux mesuré précédemment (Section 3-2-1) et en calculant l'angle solide délimité par la distance à la cible de nos échantillons et l'ouverture du faisceau à cette position. La fluence faisceau  $\Phi_{\text{faisceau}}$  ( $\text{n}/\text{cm}^2$ ) s'obtient en multipliant le courant intégré ( $\mu\text{A.h}$ ) par le facteur  $1.429 \cdot 10^{12} \text{ n} \cdot \mu\text{C}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Ce facteur est calculé pour la distance de 50 cm, et donne une très bonne précision si l'on reproduit à chaque fois la position exacte de chaque couche de capteur ou structures de test.

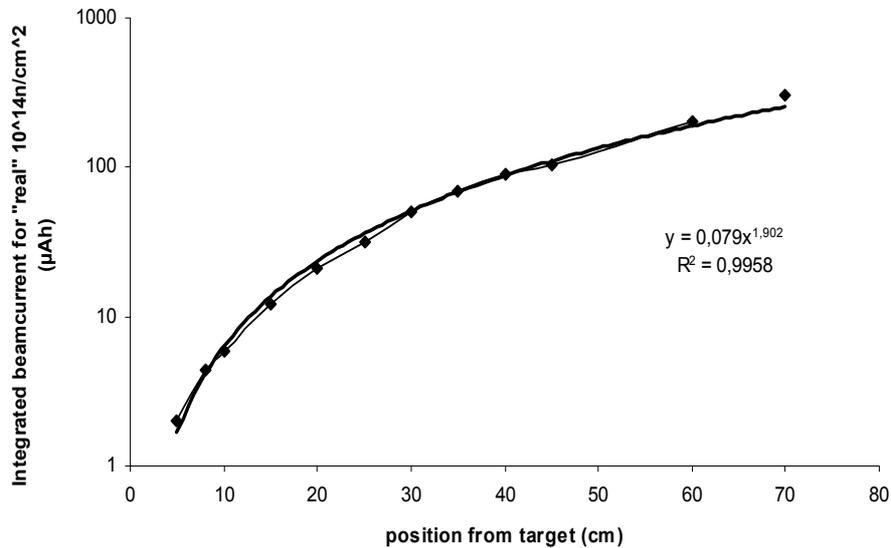


Figure 3-15: Courant intégré en fonction de la distance à la cible pour une fluence réelle de  $10^{14} \text{ n}/\text{cm}^2$ .

### b) Calcul de la fluence à partir de la dose (dosimètre alanine)

Même si la fluence subie par les capteurs irradiés est évaluée via l'intensité du faisceau primaire de deutons, nous réalisons systématiquement des mesures du dépôt de dose en utilisant des films ou dosimètres alanine. Chaque échantillon irradié est accompagné d'un dosimètre à l'alanine (Kodak BioMax). Les dosimètres sont lus au moyen d'un lecteur de dosimètre Alanine, appareil à résonance paramagnétique électronique EPR de marque Bruker E-Scan.

La fluence est calculée à partir de la dose reçue mesurée  $D$  en utilisant un facteur de conversion fluence-dose. Pour déterminer ce facteur, des dosimètres ont été placés sur la ligne du faisceau, à plus de 50 cm de la cible de production, pour assurer une irradiation uniforme aux neutrons. La fluence du faisceau a été déterminée en utilisant le profil du faisceau décrit plus haut. Le facteur de conversion obtenu est de  $4.51 \text{ fGy m}^2$ , avec une déviation standard de 9.8%, soit  $4.51 \pm 0.44 \text{ fGy.m}^2$ . Ce facteur est en bon accord avec la valeur existante dans la littérature<sup>[52]</sup> et qui est de  $4.61 \text{ fGy.m}^2$ .

La fluence alanine réelle est donc donnée, pour une dose  $D$  exprimée en kGy, par l'expression:

$$\Phi_{alanine} = \frac{D}{4,51 \cdot 10^{-14}} \quad (3-1)$$

#### c) Calcul de la fluence totale

Dans le cas de la première méthode, nous exploitons le graphe de la Figure 3-15 pour extraire la fluence à la position exacte de la couche de détecteur.

La fluence globale est donc calculée en faisant une moyenne pondérée sur les deux différentes mesures, de la manière suivante:

$$\Phi_{global} = \frac{\left( \frac{\Phi_{faisceau}}{(\Delta\Phi)_{faisceau}^2} + \frac{\Phi_{alanine}}{(\Delta\Phi)_{alanine}^2} \right)}{\left( \frac{1}{(\Delta\Phi)_{faisceau}^2} + \frac{1}{(\Delta\Phi)_{alanine}^2} \right)} \quad (3-2)$$

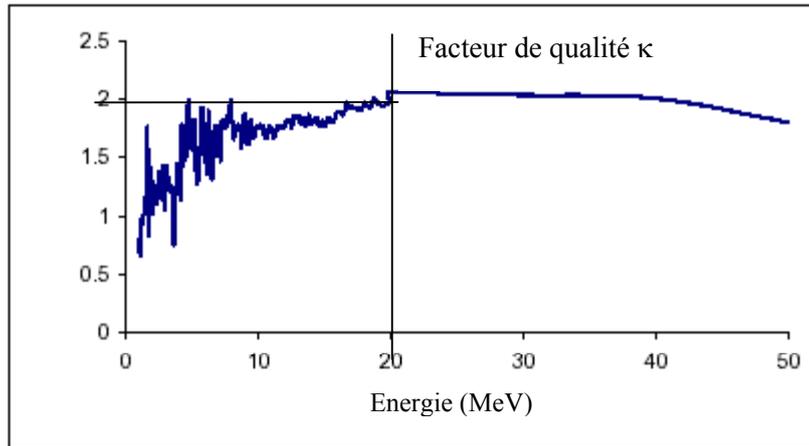
#### d) Calcul du facteur de qualité $\kappa$

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre précédent, il faut multiplier la fluence réelle par le facteur de qualité  $\kappa$  pour obtenir la fluence équivalente à des neutrons de 1 MeV. Le facteur utilisé dans notre travail a été tiré de la littérature<sup>[36]</sup> et est basé essentiellement sur la simulation des sections efficaces  $D(E)$ .

Sur la Figure 3-16, est représenté le facteur de qualité des neutrons en fonction de l'énergie des neutrons entre 0 et 50 MeV correspondant à la distribution du faisceau de neutrons que nous utilisons dans notre travail. Dans la mesure où l'énergie moyenne du faisceau de neutrons de Louvain-la-Neuve  $\bar{E}$  qui est de 20.4 MeV est au voisinage du sommet de la courbe  $\kappa(E)$ ,

$$\kappa = \overline{\kappa(E)} \approx 1.95.$$

Cela nous permet de choisir  $\kappa$  indépendamment de la distribution d'énergie du faisceau. Mais cette approximation n'est valable qu'à l'énergie du faisceau de neutrons de Louvain-la-Neuve ( $\approx 20$  MeV).



**Figure 3-16: Variation du facteur de qualité des neutrons en fonction de l'énergie<sup>[34]</sup>.**

La validité de ce facteur dépend évidemment de la vérification expérimentale de cette simulation. Jusqu'au début de ce travail, seuls trois points expérimentaux existaient, à des énergies de 1.5, 12 et 150 MeV (voir Figure 3-17). Des travaux récents sur la mesure de la section efficace de déplacement  $D(E)$  ont été réalisés à des énergies intermédiaires, à savoir 33, 46 et 60 MeV (Thèse de E. Forton UCL). Les résultats obtenus pour le facteur de qualité sont en un bon accord avec la simulation représentée sur la Figure 3-17.

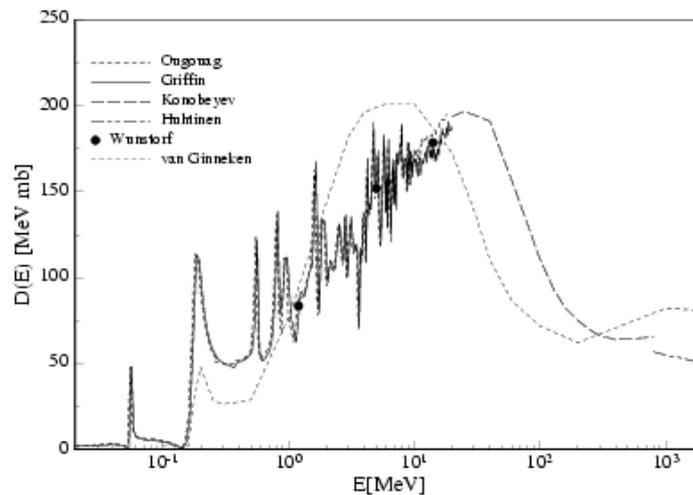


Figure 3-17: Section efficace NiEL pour les neutrons comparée à l'expérience <sup>[53]</sup>.

### 3-5 PREMIÈRE IRRADIATION

Nous avons irradié un premier senseur en avril 2001. La surface du senseur a été évaluée à 10 cm<sup>2</sup>, son épaisseur est de 300 μm.

#### 3-5-1 Motivation et Dispositif Expérimental

Cette irradiation fut utile pour tester les instruments acquis pour les mesures sur les senseurs avec la "probe station" en conditions « réelles ». Nous avons ainsi pu voir quels étaient les ordres de grandeur des courants mesurés et comment ils évoluaient avec la dose reçue. Elle nous a permis également de vérifier la fiabilité des contacts utilisés pour la polarisation des senseurs et la mesure du courant de fuite en ligne. Pour cela, un dispositif d'acquisition provisoire, représenté sur la Figure 3-18, a été mis en place. Le contrôle de la température dans la boîte froide était assuré par le système de réfrigération décrit plus haut. La polarisation du senseur et l'acquisition se faisaient de manière totalement indépendantes à l'aide des instruments Keithley et Fluke contrôlés par un ordinateur via un port GPIB (Programme LabView).

La constance de la température dans la boîte d'irradiation et l'évolution de la fluence en fonction du temps du faisceau, durant toute l'irradiation, ont été également contrôlées.

### 3-5-2 Résultats et commentaires

Sur la Figure 3-19, nous représentons l'évolution de la fluence au cours du temps, la Figure 3-20 quant à elle montre l'évolution de la température en fonction du temps de faisceau.

On constate que fluence augmente plus ou moins linéairement pendant toute la durée de l'irradiation (environ 600 minutes). Le plateau observé correspond à l'arrêt du faisceau. La température reste stable à  $-15^{\circ}\text{C}$  sur une durée de plus de 20 heures et témoigne de l'efficacité et de l'autonomie du système de refroidissement.

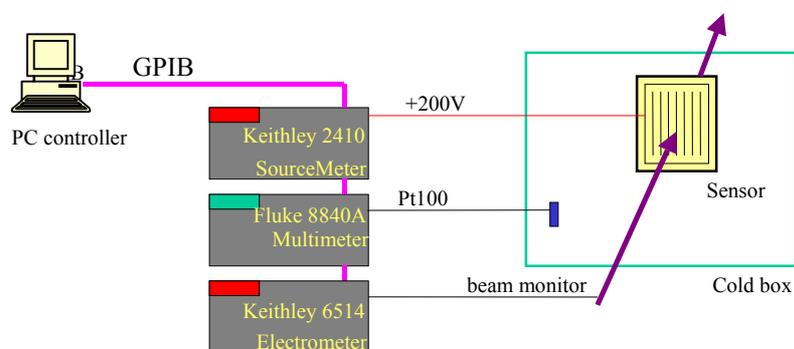


Figure 3-18: Dispositif d'acquisition utilisé lors de la première irradiation en 2001.

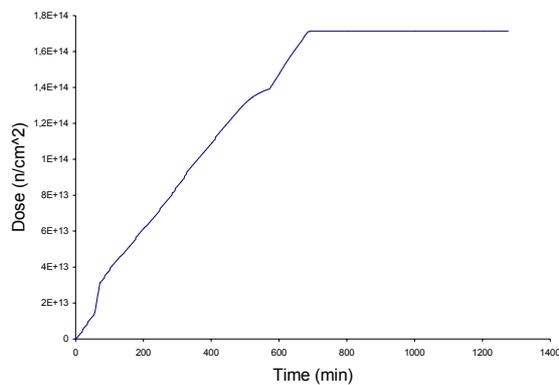


Figure 3-19: Evolution temporelle de la fluence lors de l'irradiation.

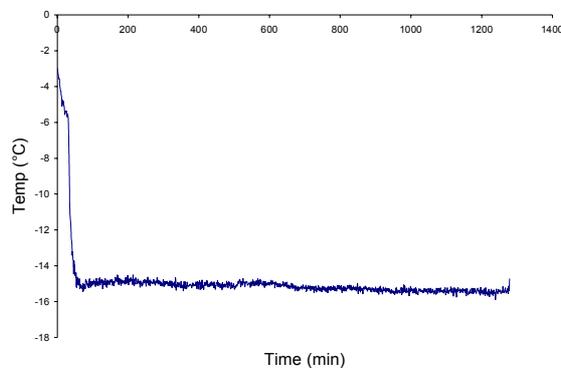


Figure 3-20: Evolution temporelle de la température lors de l'irradiation.

### 3-5-3 Contrôle du courant de fuite lors des irradiations

Le courant de fuite des senseurs est mesuré durant l'irradiation afin de suivre son évolution en fonction de la fluence.

La Figure 3-21 représente le courant de fuite d'un senseur irradié, mesuré en ligne en fonction de la fluence accumulée, lors de la première irradiation. Ce courant doit avoir une évolution linéaire si l'on se réfère à la section 2-2 du chapitre 2. Néanmoins, la saturation observée est due au fait que la tension de déplétion varie beaucoup lors de l'irradiation. La tension de polarisation appliquée était insuffisante pour obtenir une déplétion complète du senseur. Après inversion du type de substrat, la tension de déplétion augmente jusqu'à environ 600 V. Ainsi, il aurait fallu modifier la tension de polarisation en cours d'irradiation pour garder le senseur totalement déplété.

## 3-6 RÉSULTATS TYPIQUES DES IRRADIATIONS DE ROUTINE

Lors d'une irradiation donnée, deux ensembles de structures de test (senseurs) sont irradiés, généralement le premier à basse fluence et le second à une fluence plus élevée. La faible fluence est de  $0.8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  et concerne les senseurs de la partie externe du trajectographe, alors que les senseurs de la partie interne sont irradiés à une fluence de  $2.4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Le temps total d'irradiation est de 23 heures.

Dans les Tableaux 3-4 et 3-5 nous reportons les données d'une irradiation typique. Les fluences réelles globales sont calculées selon l'équation (3-2) et représentées en équivalent  $1 \text{ MeV n cm}^{-2}$ . L'erreur relative sur la fluence globale est en moyenne de 3.5%.

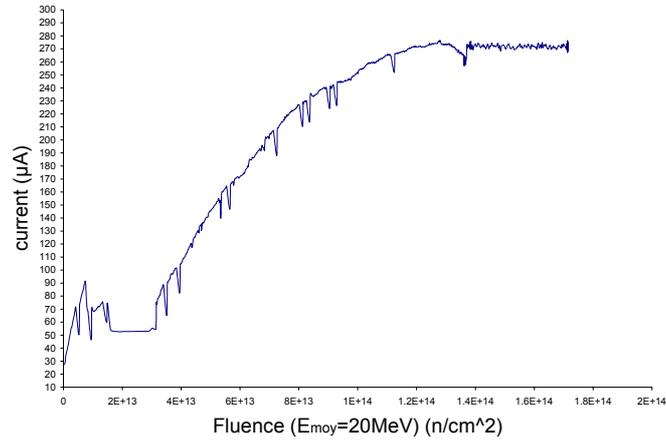


Figure 3-21: Variation du courant de fuite en fonction de la fluence.

Tableau 3-4: Compilation des mesures de la fluence (1MeV n/cm<sup>2</sup>) lors d'une irradiation à haute fluence.

Senseur identification	Fluence faisceau	Erreur	Fluence alanine	Erreur	Fluence globale	Erreur
30220131500714	2,68E+14	1,34E+13	2,24E+14	5,75E+12	2,43E+14	8,54E+12
30220731400604	2,68E+14	1,34E+13	2,70E+14	6,93E+12	2,69E+14	9,43E+12
30220630700428	2,56E+14	1,28E+13	2,39E+14	6,13E+12	2,47E+14	8,68E+12
30220132101425	2,56E+14	1,28E+13	2,86E+14	7,34E+12	2,70E+14	9,47E+12
30220232400706	2,46E+14	1,23E+13	2,42E+14	6,22E+12	2,44E+14	8,50E+12
30220231700811	2,46E+14	1,23E+13	2,92E+14	7,49E+12	2,64E+14	9,24E+12
30220230801004	2,36E+14	1,18E+13	2,37E+14	6,09E+12	2,37E+14	8,28E+12
30220230700834	2,36E+14	1,18E+13	2,84E+14	7,29E+12	2,55E+14	8,97E+12

Tableau 3-5: Compilation des mesures de la fluence (1MeV n/cm<sup>2</sup>) lors d'une irradiation à basse fluence.

Senseur identification	Fluence faisceau	Erreur	Fluence alanine	Erreur	Fluence globale	Erreur
30210323631916	9,89E+13	4,94E+12	1,13E+14	2,89E+12	1,05E+14	3,71E+12
30211422633517	9,89E+13	4,94E+12	1,15E+14	2,95E+12	1,06E+14	3,74E+12
30211124217904	9,48E+13	4,74E+12	1,22E+14	3,13E+12	1,05E+14	3,74E+12
30210431113116	9,48E+13	4,74E+12	1,21E+14	3,11E+12	1,05E+14	3,73E+12
30211422292822	9,09E+13	4,55E+12	1,23E+14	3,16E+12	1,02E+14	3,65E+12
30210423860215	9,09E+13	4,55E+12	1,16E+14	2,98E+12	1,00E+14	3,57E+12
30211224090710	8,73E+13	4,36E+12	1,15E+14	2,94E+12	9,73E+13	3,46E+12
30211322412101	8,73E+13	4,36E+12	1,18E+14	3,03E+12	9,81E+13	3,50E+12

### **3-7 CONCLUSION**

Dans ce chapitre, nous avons décrit la manière dont nous effectuons l'irradiation des senseurs CMS à la fluence typique du LHC. Nous avons également montré comment la valeur de cette fluence est vérifiée après irradiation pour chaque senseur. La première irradiation nous a permis de vérifier les conditions d'irradiation et de détecter les problèmes liés à la polarisation des senseurs et à la mesure du courant de fuite.



## Chapitre 4 : DISPOSITIF DE TESTS

---

### 4-1 INTRODUCTION

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

La première partie de ce chapitre est consacrée à la description du dispositif expérimental ainsi qu'au choix des instruments de mesure utilisés. Dans la seconde partie, nous parlerons du protocole de mesure et des subtilités propres à chaque type de test.

### 4-2 DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le dispositif expérimental développé vise essentiellement à réaliser des mesures électriques: mesures de capacités, de courant et de résistances. Ces mesures se font dans des conditions de température et d'humidité très proches de celles de CMS. Ces deux paramètres sont donc contrôlés. Sur la Figure 4-1, nous schématisons notre dispositif expérimental. Le choix des constituants de ce dispositif a été guidé d'une part, par la petitesse des grandeurs physiques à mesurer et d'autre part, par l'inter-calibration avec les autres centres de qualification.

## 4-2-1 Appareillage

### La sonde à micro-pointes

C'est l'élément principal du dispositif. Il s'agit d'une Probe Station Karl-Süss PA200<sup>[54]</sup> semi-automatique. Elle permet d'établir des contacts microscopiques sur l'échantillon à tester dans une enceinte fermée. Les contacts sont effectués par des aiguilles, réglables manuellement, reliées aux instruments de mesure. La localisation manuelle précise de ces contacts est facilitée par un microscope et une caméra vidéo qui renvoient une image agrandie de l'échantillon sur un écran moniteur. L'échantillon à tester est fixé sous vide sur une platine (chuck) thermostatisée mobile selon quatre axes (trois axes cartésiens et une rotation) et contrôlable à distance via une interface GPIB. Le disque (qui supporte le senseur) est muni d'une sonde de température. Tout est concentré dans une enceinte de faible volume permettant ainsi un refroidissement plus rapide sous atmosphère contrôlée. Un capteur d'humidité est également introduit dans le milieu. Pour contrôler les bonnes conditions d'opération, la température et l'humidité sont mesurées au début et à la fin du cycle de mesures pour chaque senseur.

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

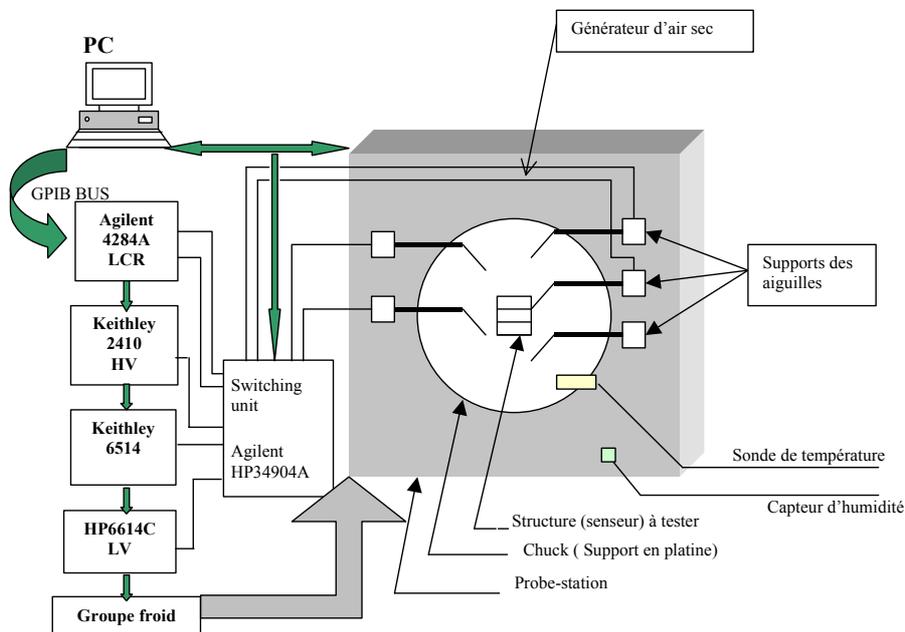


Figure 4-1: Schéma du dispositif expérimental des tests de senseurs et structures.

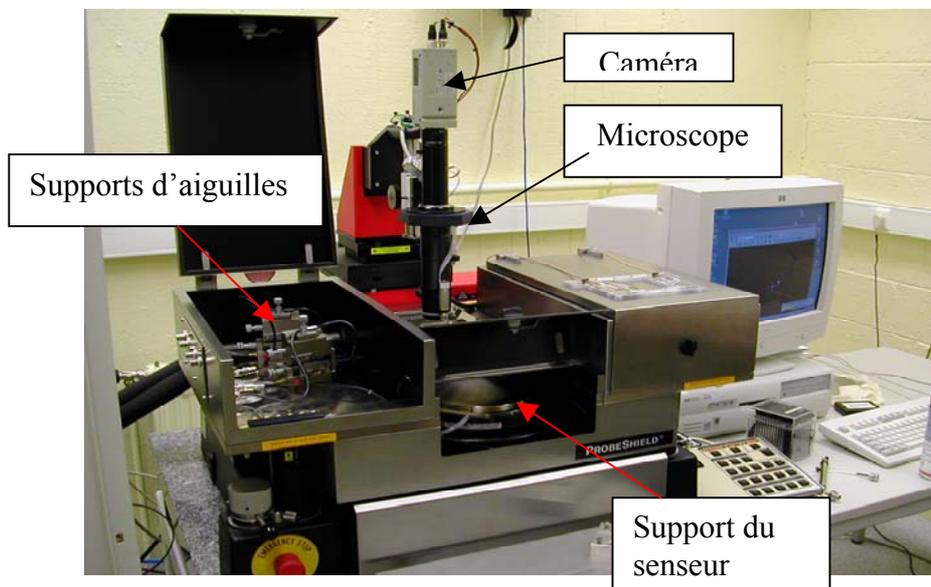


Figure 4-2: Vue d'ensemble de la sonde à micropointes avec toutes ses composantes.

#### L'alimentation haute tension

Cette alimentation est indispensable pour la polarisation des détecteurs. Il s'agit d'un appareil Keithley 2410<sup>[55]</sup> dont la fonction est double. Elle sert à la fois de multimètre et de source de tension-courant. Elle délivre une tension continue jusqu'à 1100 V. Cette tension maximale dépasse les besoins de nos essais. L'instrument est doté de deux entrées: une à l'avant et l'autre à l'arrière de l'appareil. Nous verrons plus loin l'intérêt que cela apporte lors de l'automatisation.

#### Un électromètre

Pour mesurer les faibles courants nous avons acquis un électromètre très sensible Keithley 6514<sup>[56]</sup>. Il mesure des courants aussi faibles que 100 aA<sup>15</sup> à 20 mA. La mesure précise d'un courant aux bornes d'une résistance de l'ordre du GΩ ou plus, nécessite en effet, une sensibilité en dessous du pA (cfr. Chapitre 5).

---

<sup>15</sup> aA= attoA =10<sup>-18</sup>A

### **L'impédancemètre ou Capacimètre (LCR)**

C'est un instrument Agilent HP 4284A<sup>[57]</sup> qui permet de mesurer des impédances. La fréquence de fonctionnement varie de 20Hz à 1MHz. Deux modes de mesures sont possibles: le mode série et le mode parallèle. Le choix du mode dépend exclusivement de la valeur de l'impédance à mesurer. En général le mode parallèle est recommandé pour les fortes impédances et le mode série pour les plus faibles valeurs. La fréquence d'oscillation est choisie, elle aussi, pour chaque type de mesure (cfr. Sections 4-3-1 et 4-3-2 ).

### **Alimentation basse tension**

L'alimentation basse tension est utilisée pour appliquer de faibles différences de potentiel dans les mesures des résistances et des faibles courants traversant un diélectrique (cfr. Section 4-3-2). C'est un instrument Agilent 6614C<sup>[58]</sup>. La tension maximale que l'on peut imposer est de 100 V.

### **L'unité de transfert de mesures (Switching Unit)**

Pour pouvoir passer d'une mesure à une autre de façon automatique, deux multiplexeurs et une matrice d'interconnexion sont à notre disposition dans un boîtier de transfert Agilent HP 34970A<sup>[59]</sup>. Cet appareil est muni à la fois de multimètres interne et externe. Le multiplexeur est un instrument à 20 voies qui présente l'avantage de relier simultanément plusieurs points de contact ou de transférer la mesure d'un même multimètre, d'une voie à une autre. La matrice d'interconnexion relie simultanément plusieurs instruments aux mêmes points de contact.

## **4-2-2 Automatisation des tests**

Pour atteindre une grande autonomie dans les mesures, nous nous sommes servis d'une matrice d'interconnexion à 4 lignes et 8 colonnes, avec 32 relais au total de façon à pouvoir relier en principe chaque ligne à n'importe quelle colonne. Les colonnes sont reliées aux instruments de mesure alors que les lignes sont rattachées aux points de contact. Tous les instruments de mesure sont contrôlables à distance via une interface de type GPIB. Comme le montre la Figure 4-3, quatre aiguilles y sont connectées. En plus de la matrice, deux relais externes sont utilisés. Le premier sert à la polarisation du détecteur et le connecte soit à la face avant, soit à la face arrière de la source de haute tension. Le deuxième relais externe permet de relier la source basse tension en série avec l'électromètre lors de la mesure de la résistance de polarisation.

Le contrôle des appareils de mesure a été réalisé au moyen de la version 6 du logiciel LabView (Figure 4-4). Tous les appareils sont lus et commandés via l'interface GPIB. Ce logiciel graphique a l'avantage de contrôler tous les instruments et les mesures dans un seul programme de type .VI (Virtual Instrument). Il affiche les résultats en temps réel et permet de calculer et d'analyser les données. Des routines individuelles ont été écrites pour chaque instrument et chaque type de test. Un test donné est lui-même constitué d'un ensemble de routines de commande des instruments qui y sont impliqués. Ils sont insérés par la suite dans un programme principal pour effectuer un test complet (l'ensemble des tests indiqués ci dessous).

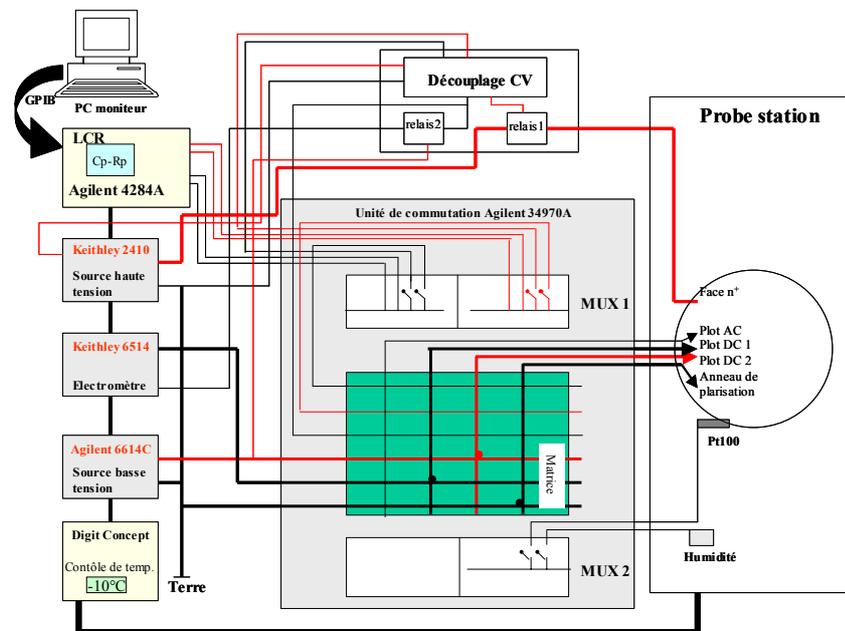


Figure 4- 3: Schéma de la matrice d'interconnexion entre les appareils de mesure et les points de mesures. Dans ce cas précis, nous représentons en traits gras la mesure de la résistance inter-pistes (voir schéma de la Figure 4-16). Les points gras correspondent aux relais fermés lors de cette mesure.

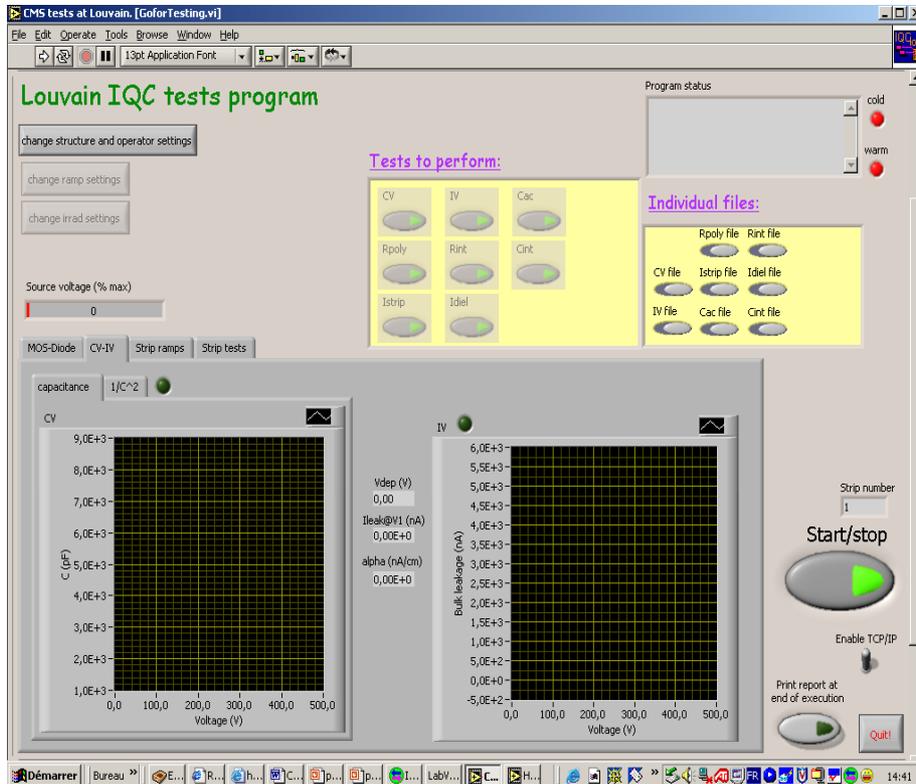


Figure 4-4: L'écran de commande du programme principal LabView utilisé pour le test global.

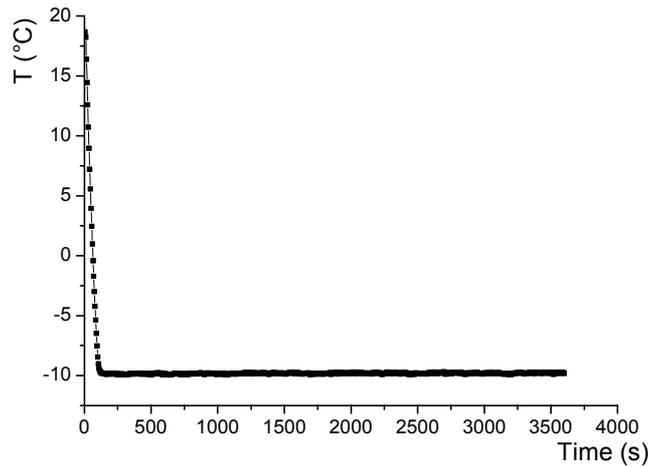
### 4-2-3 Contrôle de la température et de l'humidité

Afin de se rapprocher des conditions d'opération du trajectographe de CMS, les mesures se font à  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  avant et après irradiation. Pour ce faire, la platine de support des senseurs et structures de test est refroidie avec un système qui permet d'atteindre des températures de fonctionnement stables entre  $-55$  et  $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

La température est mesurée au moyen d'une sonde résistive Pt100\*, elle-même reliée au multimètre interne de la boîte de transfert Agilent HP 34970A, (en mode de fonctionnement RTD). Plus de détails sur la mesure de la température avec un Pt100 sont donnés dans la référence<sup>[60]</sup>. La Figure 4-5 représente la mesure de la

\* Résistance en platine dont la valeur dépend de la température et vaut exactement  $100\Omega$  à  $0^{\circ}\text{C}$ .

température au cours du test d'un senseur. Nous remarquons que la température atteint rapidement ( $\sim 2$  minutes) sa valeur de  $-10$  °C et reste stable.



**Figure 4-5: Variation de la température pendant le test complet d'un senseur**

Pour éviter la condensation de l'humidité sur les senseurs aux basses températures, de l'air sec est insufflé à l'intérieur de l'enceinte de mesure. Un capteur d'humidité Honeywell HIH-3610 <sup>[61]</sup> est inséré dans cet espace et indique l'humidité relative dans l'enceinte de la « probe station ».

A la Figure 4-6, nous avons représenté l'humidité relative mesurée à  $-10$ °C sur un temps équivalent à la durée d'un test complet. L'humidité relative se situe autour de 5.4 % avec des fluctuations de quelque 0.3 %. L'instrument utilisé est l'unité de transfert en mode multimètre interne. Des détails sur la mesure de l'humidité avec le capteur sont donnés en référence<sup>[61]</sup>.

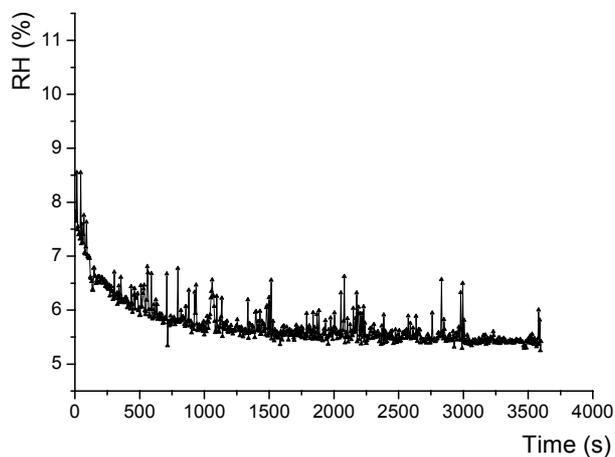


Figure 4-6: Variation de l'humidité relative pendant le test complet d'un senseur.

## 4-3 TESTS EFFECTUÉS

Les tests effectués se scindent en deux ensembles: les mesures en volume ou les mesures globales du senseur et les mesures des pistes individuelles et de leurs influences réciproques.

### 4-3-1 Les mesures globales

#### Mesure du courant de fuite global

Le courant de fuite global permet d'évaluer la tension de claquage de la jonction semi-conductrice: elle doit nettement dépasser la tension du fonctionnement du détecteur. Le courant de fuite est aussi une source de bruit dans le signal. Sa valeur est importante et le bruit correspondant doit être très faible par rapport au signal généré par les particules à détecter dans les conditions d'opération du senseur. La courbe courant-tension ou caractéristique  $I(V)$ , aux bornes de la jonction, est donc mesurée entre 0 et 500 V avant irradiation et jusqu'à 600 V au minimum après irradiation. Le schéma de mesure est représenté sur la Figure 4-7.

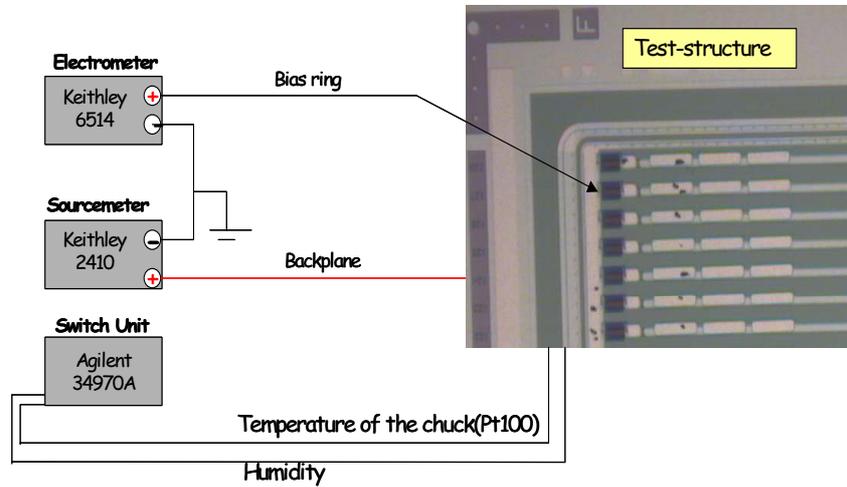


Figure 4-7: Schéma de mesure du courant de fuite global.

### Mesure de la capacité totale

La mesure de la capacité totale du senseur permet de déduire la tension de déplétion. Elle est mesurée entre l'anneau de polarisation ( $p^+$ ) et le backplane ( $n^+$ ) comme illustré à la Figure 4-8. L'impédancemètre LCR est utilisé en mode parallèle Cp-Rp avec une fréquence d'oscillation de 1kHz. Une caractéristique  $C(V)$  est ainsi obtenue.

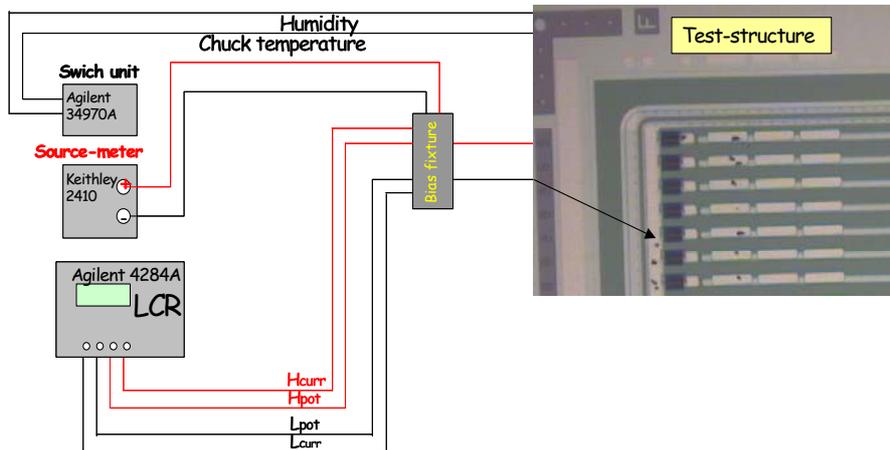


Figure 4-8: Schéma de mesure de la capacité totale.

Néanmoins, obtenir la courbe caractéristique  $C(V)$  n'est pas élémentaire. Le fait que le capacimètre et l'alimentation haute tension soient branchés aux mêmes bornes et partagent la même masse électrique, crée des problèmes de mesure. La haute tension appliquée par la source doit se superposer au signal oscillant délivré par le LCR. La Figure 4-9 montre que les câbles reliant les instruments au senseur passent par une boîte spéciale qui effectue le découplage des deux instruments selon le schéma indiqué à la Figure 4-10.

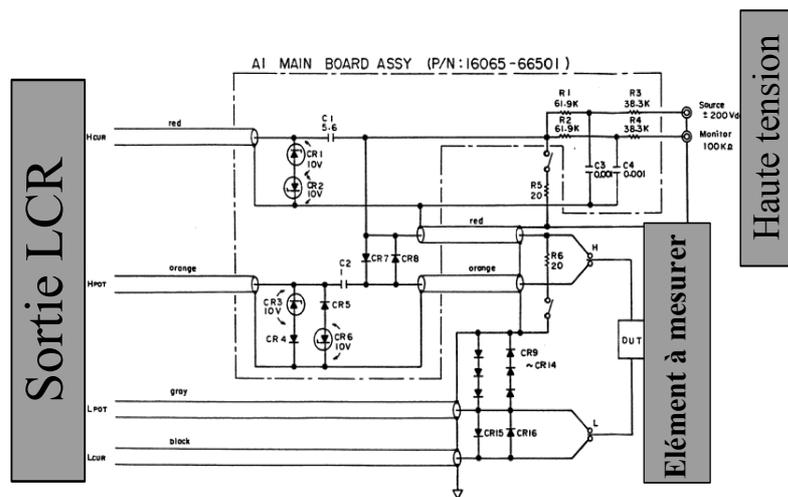


Figure 4- 9: Schéma du circuit de découplage du capacimètre et de la source de tension.

### 4-3-2 Les mesures individuelles sur les pistes

#### Capacité de couplage

La capacité de couplage entre une piste du senseur et le plot AC correspondant doit être grande pour éviter d'atténuer le signal. Cela signifie qu'on doit disposer d'un diélectrique peu épais entre l'implant  $p^+$  et la couche du métal Al. Une grande capacité est toutefois difficile à atteindre sans formation de microtrous ou « pinholes ». Ceci limite la valeur de la capacité de couplage entre 20 et 60 pF/cm.

Dans notre cas, la capacité de couplage est mesurée sur une seule piste en fonction de la tension de polarisation jusqu'à la tension de déplétion totale. Ensuite est effectué un balayage (« scan ») sur différentes pistes à une tension équivalente à plus ou moins une fois et demi la tension de déplétion soit 400 V. Le capacimètre fonctionne en mode parallèle  $C_p$ - $R_p$  à une fréquence de 100 Hz.

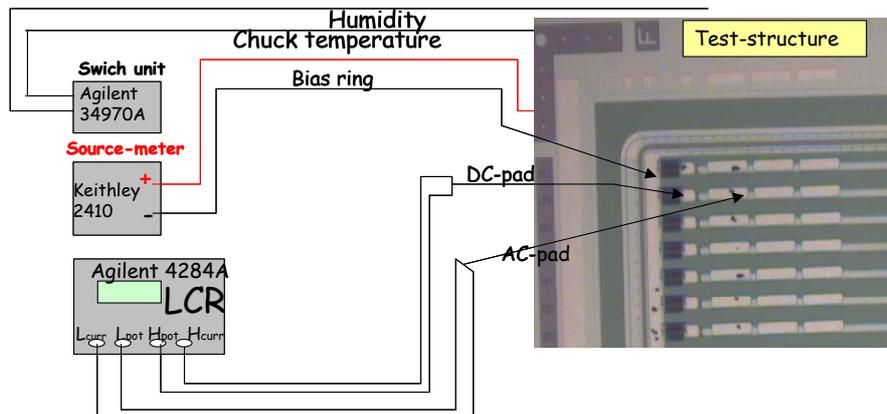


Figure 4-10: Schéma de mesure de la capacité de couplage

## Résistance de polarisation

La tension de polarisation du senseur est fournie à travers un ensemble de résistances en parallèle connectant les pistes p à l'anneau de polarisation. Le bruit thermique dû aux résistances de polarisation est proportionnel à

$$\sqrt{\frac{kT}{R}}$$

où  $k$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température du détecteur et  $R$  la résistance de polarisation. Cette dépendance impose une grande résistance de polarisation. Les variations de  $R$  autour de la valeur nominale conduisent à une polarisation différente d'une piste à l'autre et à un champ électrique non uniforme. Le schéma de mesure de la résistance de polarisation est représenté à la Figure 4-11. Cette résistance est mesurée entre l'anneau de polarisation et le plot DC. La mesure ne peut pas se faire directement avec un ohmmètre appliqué entre les extrémités de la résistance, à cause du courant de fuite du senseur. Encore moins peut-elle se faire après irradiation quand ce courant devient encore beaucoup plus important. En effet, le courant de mesure d'une résistance particulière s'ajoute au courant de fuite qui se partage entre toutes les pistes puisque toutes les résistances de polarisation ont un point de connexion commun (bias ring) (Figure 4-12). Pour éviter ce problème, nous effectuons la mesure en deux étapes: on mesure d'abord le courant de la piste  $I_{strip}$ , on applique ensuite une faible tension de 2 V aux bornes de la résistance (plot DC) et on mesure  $I_V$ . La différence entre les deux courants donne le courant dû seulement

à la basse tension  $V$ . La valeur de la résistance est donc déduite de l'expression suivante:

$$R_{poly} = \frac{V}{I_V - I_{strip}}$$

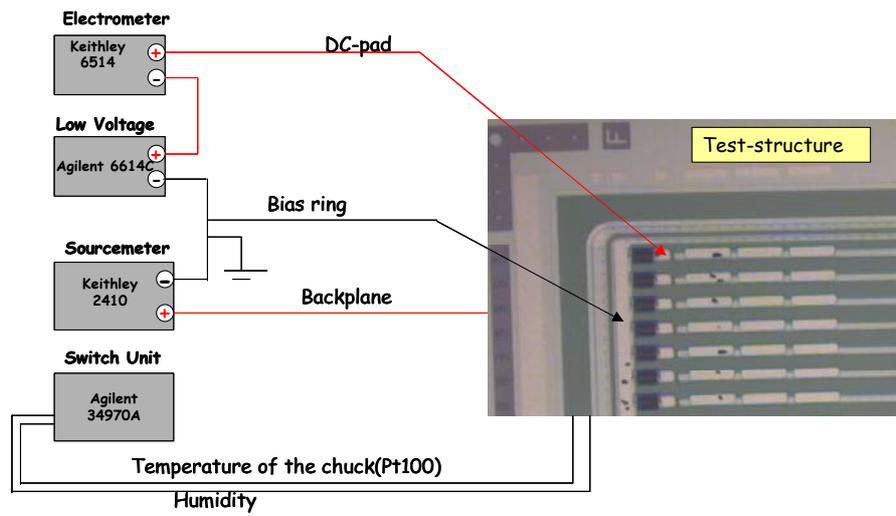


Figure 4-11: Schéma de mesure de la résistance de polarisation  $R_{poly}$

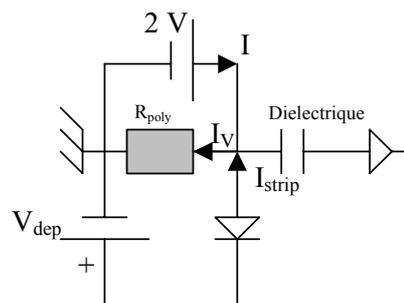


Figure 4-12 : Schéma électrique équivalent du circuit de mesure de la résistance de polarisation.

## Mesure du courant de fuite du diélectrique

Les microtrous ou « pinholes » correspondent à un faible contact ohmique (faible résistance) ou un court-circuit franc entre la couche d'aluminium et l'implant  $p^+$ . Les charges peuvent passer librement dans le préamplificateur et le saturer. Les pistes présentant ce défaut doivent être identifiées. La stratégie utilisée pour les mettre en évidence est d'appliquer une tension de 10 V aux bornes du diélectrique, entre les plots AC et DC et de mesurer simultanément le courant qui y circule. Le schéma de mesure est illustré à la Figure 4-13.

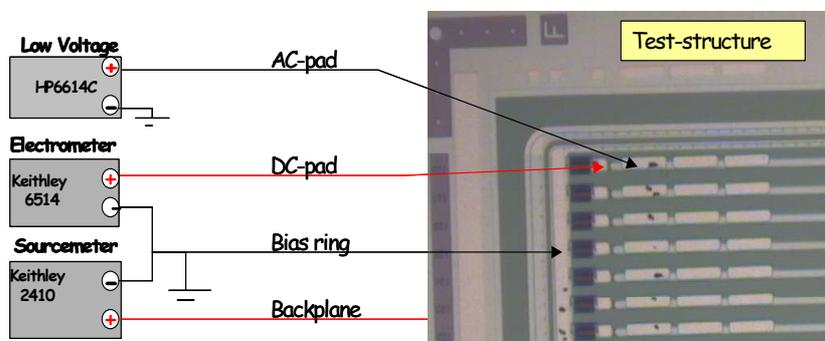


Figure 4-13: Schéma de mesure du courant de fuite du diélectrique.

## Mesure du courant individuel de la piste

Les pistes qui présentent un courant de fuite important peuvent perturber le système de lecture en sortie. Les raisons en sont multiples. Le courant individuel de la piste est mesuré sur le plot DC tout en maintenant la polarisation normale du capteur (Figure 4-14). Il permet de voir les pistes qui présentent un courant de fuite anormal, et de ce fait, seront considérées comme défectueuses. Le courant de fuite de la piste doit être proportionnel au courant de fuite total.

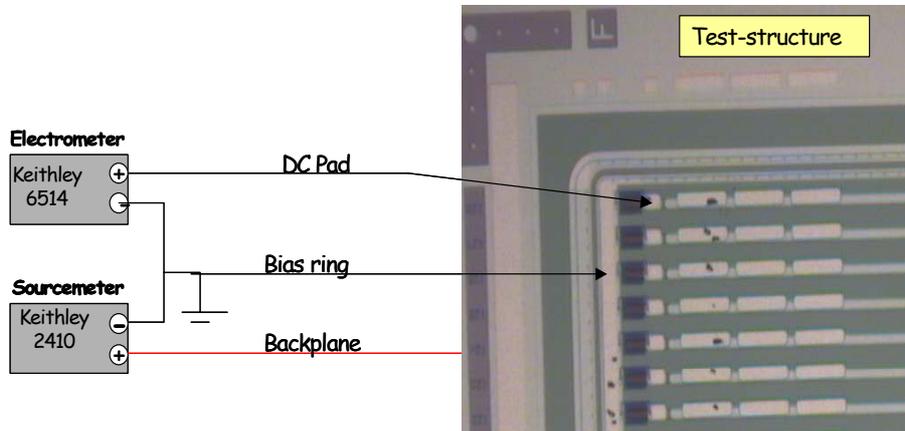


Figure 4-14: Schéma de mesure du courant de fuite de la piste.

## Résistance inter-pistes

La mesure de la résistance entre deux pistes s'effectue selon le schéma de la Figure 4-16. Une basse tension de 2V est appliquée aux plots DC de deux pistes voisines. Le courant est lu à l'aide de l'électromètre sur le deuxième plot DC. La résistance entre les pistes est normalement très grande et peut parfois ne pas être mesurée avec précision. Cependant une limite inférieure est toujours obtenue. Pour ce faire, une variation linéaire de la tension (rampe linéaire I(V)) entre 0.1 et 2 V (pour éviter de perturber la région de déplétion) par pas de 0.1 V est effectuée. Les résultats obtenus sont ajustés par une fonction linéaire. Si le courant mesuré suit effectivement une évolution linéaire, on peut extraire la valeur de la résistance; s' il suit une évolution aléatoire (le courant qui passe dans la résistance est plus faible que le bruit), on peut obtenir une limite inférieure tout au plus. Sur les Figures 4-15 a et b, sont illustrés les deux cas. La valeur de la résistance est donnée par la pente de l'ajustement linéaire:

$$R_{\text{int}} = \frac{\Delta V}{\Delta I_{\text{mes}}}$$

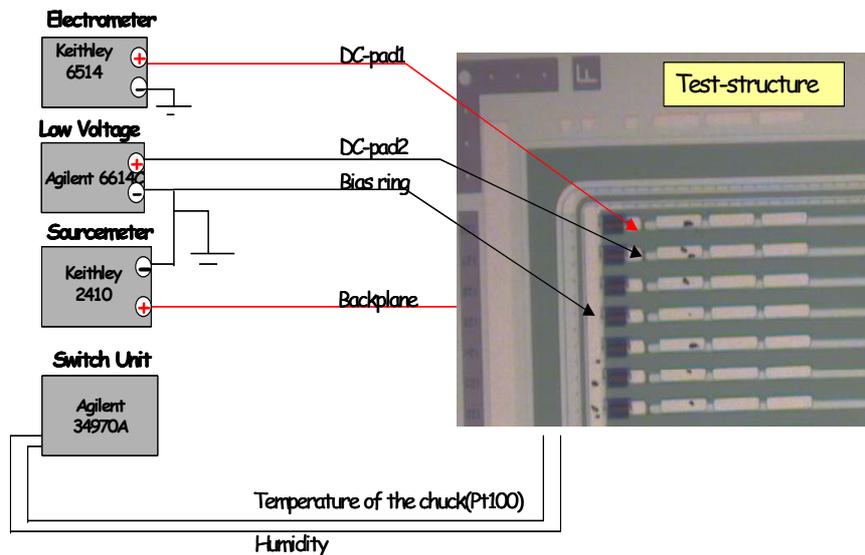
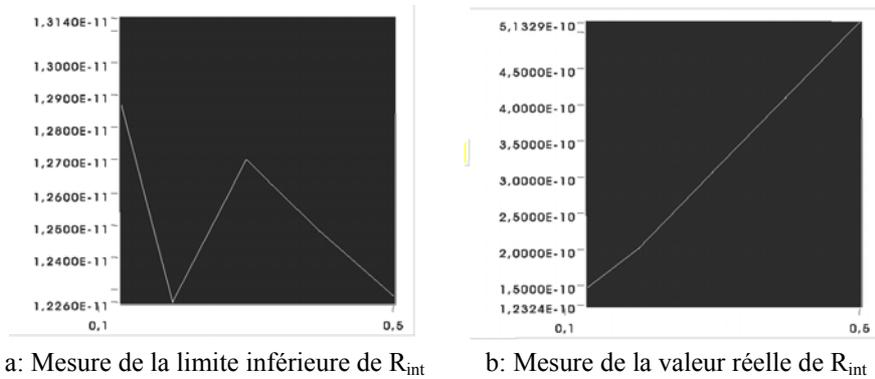


Figure 4-15: Schéma de mesure de la résistance inter-pistes

## Capacité inter-pistes

Comme signalé dans le Chapitre 2, la capacité entre les pistes  $C_{int}$  constitue la source principale du bruit dans le signal à la sortie du détecteur. La connaissance de sa valeur avant et après irradiation est capitale parce qu'elle contrôle la diaphonie entre les micropistes. Cette valeur ne doit pas varier après la déplétion totale du détecteur.

On mesure la capacité  $C_{int}$  entre les plots DC de deux pistes voisines, le détecteur étant toujours sous polarisation inverse (Figure 4-16).

Le capacimètre est utilisé en mode parallèle Cp-D à la fréquence de 1MHz.

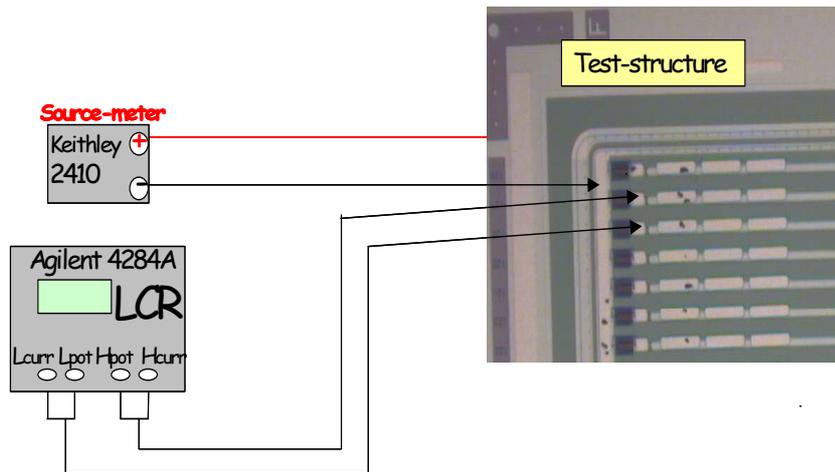


Figure 4-16: Schéma de mesure de la capacité inter-pistes

## Chapitre 5 : RESULTATS DES TESTS ET ANALYSE

---

Dans ce chapitre, nous présenterons l'ensemble des résultats obtenus lors des tests effectués sur les senseurs du trajectographe de CMS au moyen des dispositifs décrits au chapitre précédent. Nous donnerons, en premier lieu, une étude statistique des mesures de routine portant sur tous les paramètres. Nous enchaînerons avec deux études spéciales concernant certains paramètres, notamment la tension de déplétion et la capacité inter-pistes ayant présenté des différences par rapport aux prédictions. Une analyse plus approfondie sera consacrée à la capacité inter-pistes. L'évolution de la tension de déplétion en fonction de la fluence et en fonction du temps de recuit sera présentée.

Les résultats porteront essentiellement sur les mini-senseurs des structures de test. Le nombre de senseurs irradiés étant très faible par rapport à celui des structures de test, une étude statistique serait peu significative.

Compte tenu de l'ensemble des résultats émanant de nos irradiations aux neutrons, un scénario de vieillissement des senseurs au LHC sera également présenté.

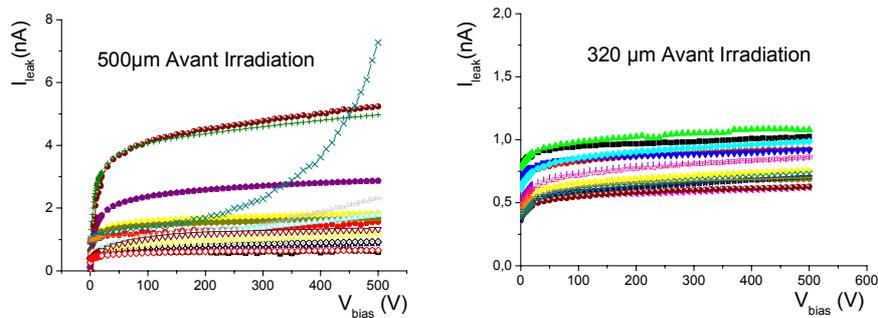
### 5-1 MESURES GLOBALES

#### 5-1-1 Le courant de fuite $I_{leak}$

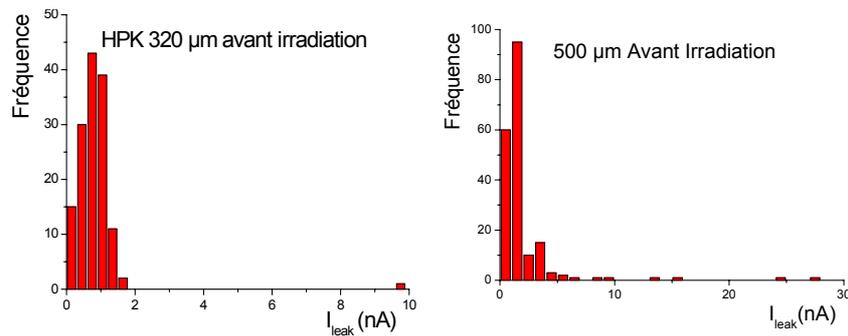
Le courant de fuite total provient de la génération des paires électron-trou dans le silicium en présence du champ électrique. Il est proportionnel à l'épaisseur de déplétion. Il devrait, par conséquent rester constant dès que la tension de déplétion totale  $V_{dep}$  est atteinte si l'on néglige les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

Sur la figure 5-1 est représentée l'évolution du courant de fuite, en fonction de la tension de polarisation inverse. Il s'agit de quelques structures de test de 500  $\mu\text{m}$  et 320  $\mu\text{m}$ , toutes géométries confondues. Pour les structures de test de 320  $\mu\text{m}$ , nous remarquons que  $I_{leak}$  (400 V) est inférieure à 2 nA avant irradiation pour la totalité des échantillons testés (Figure 5-2). Dans le cas des senseurs épais (500  $\mu\text{m}$ )  $I_{leak}$  est un peu plus grand mais il reste inférieur à 5 nA pour la majorité. Pour certaines structures, il atteint un peu plus de 20 nA (Figure 5-2). Ceci pourrait

résulter des dégâts mécaniques (griffes) existant déjà sur le senseur et qui seraient dues à des mauvaises manipulations.



**Figure 5-1: Evolution du courant de fuite en fonction de la tension de polarisation pour les structures de test STM de 500 µm (à gauche) et HPK de 300 µm (à droite) mesurées avant irradiation.**



**Figure 5-2 : Histogramme reproduisant les valeurs du courant de fuite à la déplétion totale (400V) pour toutes les structures de test HPK de 320 µm (à droite) et 500 µm (à gauche) d'épaisseur, mesurées avant irradiation**

Après irradiation, le courant de fuite  $I_{leak}$  devient beaucoup plus important. Sa valeur passe à quelques dizaines de  $\mu A$  (Figure 5-3). Elle est cependant tributaire de la fluence à laquelle a été exposé le senseur comme le montre la figure 5-4. Cette évolution doit être linéaire comme nous l'avons déjà signalé dans le chapitre 2 (Equation 2-10). La non linéarité de  $I_{leak}$ , en fonction de la fluence peut être due aux erreurs sur les fluences. Nous rappelons que les mini-senseurs des structures de test présentent tous le même volume pour une même épaisseur. Certains mini-senseurs de 500 µm d'épaisseur (Figure 5-4) irradiés à haute fluence manifestent un courant de fuite relativement faible. Cela est dû au fait que la température de mesure était trop faible ( $\sim -15^\circ C$ ).

Outre la valeur du courant de fuite  $I_{\text{leak}}$ , la tension de claquage est un paramètre crucial. Elle doit être très supérieure à la tension de déplétion. En effet, la réduction du bruit de fond dû à la capacité inter-pistes et l'amélioration de l'efficacité de collection de charge nécessitent souvent une polarisation au-delà de la tension de déplétion. Néanmoins, dans le cadre de ce travail, il ne s'agit pas de déterminer la valeur exacte de la tension de claquage mais de s'assurer qu'elle est supérieure à la tension de déplétion. Fort heureusement, pour la majorité des échantillons testés, nous n'avons pas observé de claquage avant une tension de 550 V. La courbe qui présente un claquage vers 250 V dans le cas des senseurs de 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur correspond à un senseur rejeté

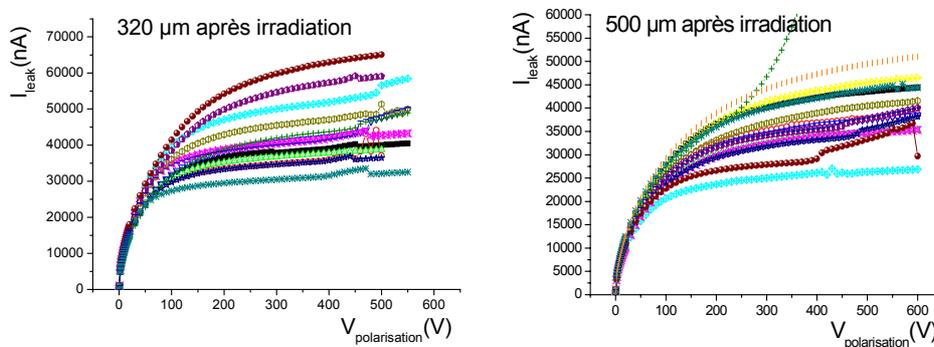
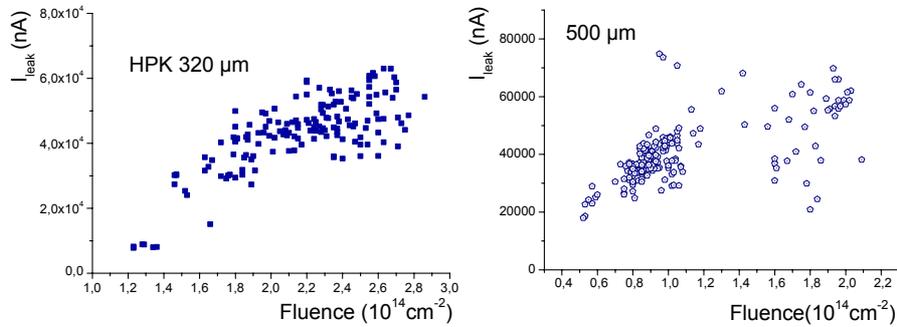


Figure 5-3 : Rampes du courant de fuite pour les structures de test de 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à droite) et de 320  $\mu\text{m}$  (à gauche).

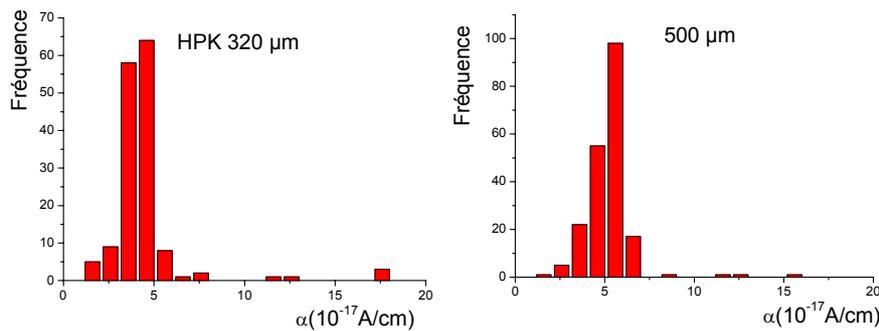
### 5-1-2 Le paramètre $\alpha$

Le paramètre  $\alpha$ , pour rappel, est la variation du courant de fuite normalisé à la fluence et est défini généralement à 20° C. Comme nos mesures ont été effectuées à -10°C, nous les avons converties à 20°C via l'expression (2-12).



**Figure 5-4 : Evolution du courant de fuite total, mesuré à 400 V, en fonction de la fluence. A droite les structures de test de 500 µm d'épaisseur et à gauche celles de 320 µm.**

Dans les mêmes conditions de recuit et de mesures, le paramètre  $\alpha$  est indépendant du type de détecteur et de sa géométrie. Nous avons donc calculé ce facteur pour tous les senseurs testés. Nous avons pris la valeur du courant de fuite mesurée à une tension de polarisation de 400 V correspondant à une déplétion totale. Sur la Figure 5-5, nous avons représenté ce facteur pour les structures de tests des deux épaisseurs différentes (320 µm et 500 µm). Le pic se situe entre 5 et 6  $10^{-17}$  A/cm pour les senseurs de 500 µm et entre 3 et 5  $10^{-17}$  A/cm pour les détecteurs de 320 µm d'épaisseur. Ces valeurs sont compatibles avec les critères de CMS qui prévoit une valeur de 3-5  $10^{-17}$  A/cm alors que la valeur communément admise pour  $\alpha$  dans la littérature<sup>[37]</sup> est de 4  $10^{-17}$  A/cm (Figure 5-6). Nos valeurs obtenues pour les détecteurs épais sont légèrement supérieures. Cette différence est due aux erreurs liées au calcul de la fluence et du volume exact du senseur.



**Figure 5-5: Histogramme des valeurs du paramètre  $\alpha$  à 20°C pour les structures de tests de 320 µm (à gauche) et de 500 µm (à droite).**

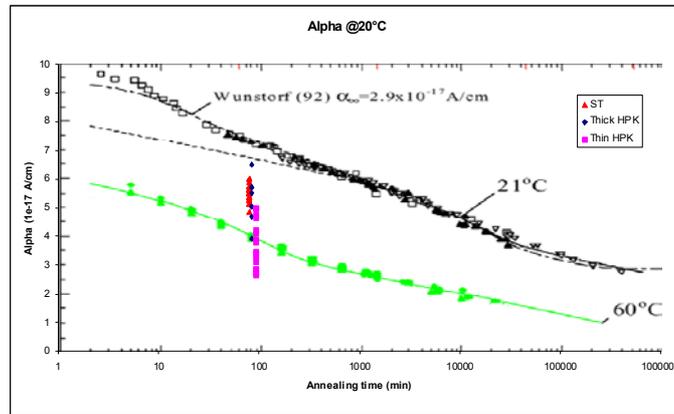
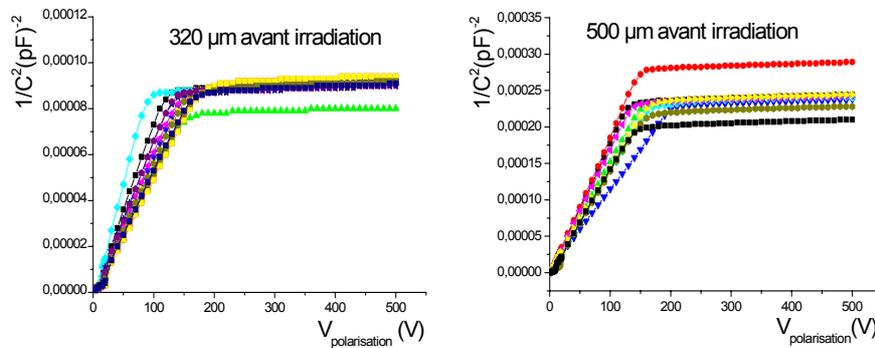


Figure 5-6 : Comparaison du paramètre  $\alpha$  avec la littérature<sup>[37]</sup>. Nos détecteurs ont été recuits 80 minutes à 60°C.

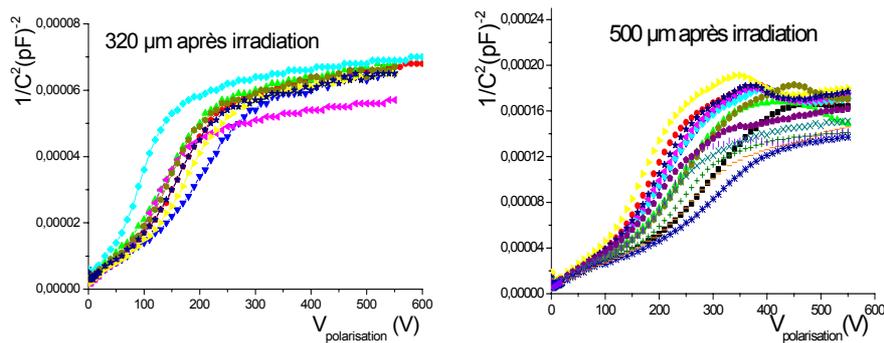
### 5-1-2 La tension de déplétion $V_{dep}$

La tension de déplétion est le premier paramètre mesuré dans le cadre des tests des senseurs du trajectographe de CMS. En effet, pour que la collection de charge soit maximale afin d'avoir le plus grand volume sensible, le senseur doit être intégralement «déplété». Comme déjà expliqué précédemment (Section 2-4-1), la tension de déplétion est directement déduite de la courbe  $C(V)$ , quand  $C$  devient constante. Pour plus de précision sur la valeur de  $V_{dep}$ , nous avons choisi de représenter l'inverse du carré de la capacité  $1/C^2$  directement proportionnel à la tension de polarisation  $V$ . La figure 5-7 illustre les caractéristiques  $1/C^2(V)$  avant irradiation pour les structures de test de 320 et 500  $\mu\text{m}$  respectivement, alors que la figure 5-8 représente les mêmes courbes après irradiation. La valeur de la tension de déplétion est obtenue dans ce cas, au point d'intersection des ajustements linéaires des deux parties de la courbe. Avant irradiation, nous estimons la précision à 5 V, ce qui constitue une valeur raisonnable. Après irradiation et à cause des défauts induits, un ajustement linéaire des deux parties de la courbe est moins évident. L'erreur est par conséquent plus grande et varie de 20 à 40 V selon le cas.

Dans l'ensemble, la tension de déplétion ne dépasse pas 300 V avant irradiation. Près de 96% des détecteurs de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur ont une tension de déplétion entre 100 et 250 V et nous observons une moyenne de 166 V avec une déviation standard de  $\pm 45$  V (Figure 5-9 à gauche). Dans le cas des détecteurs de 500  $\mu\text{m}$ , 94,5% des détecteurs ont une tension de déplétion entre 100 et 200 V, la moyenne étant de 161 V avec une déviation standard de  $\pm 31$  V (Figure 5-9 à droite).



**Figure 5-7 : Tension de déplétion avant irradiation pour les structures de test de 320 μm (à gauche) et de 500 μm (à droite).**

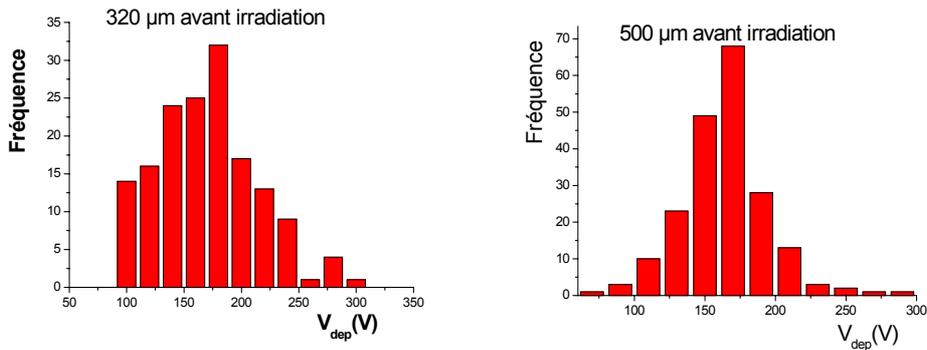


**Figure 5-8: Tension de déplétion après irradiation pour les structures de test de 320 μm (à gauche) et de 500 μm (à droite).**

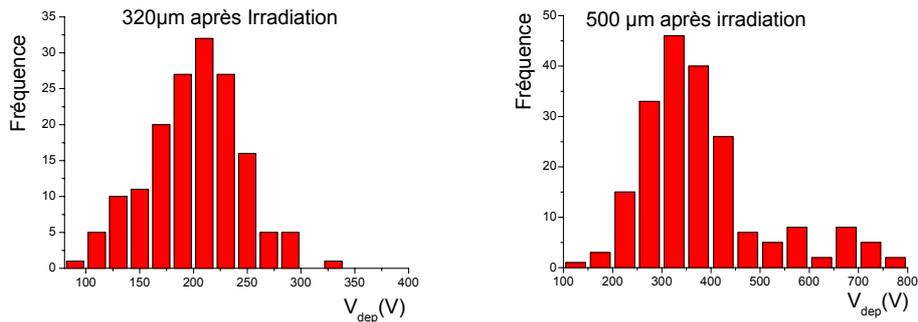
Après irradiation, les tensions de déplétion sont généralement plus élevées puisque la fluence se situe à des valeurs beaucoup plus élevées que celle correspondant de l'inversion du type (n→p). La valeur moyenne est de  $196 \pm 43 \text{ V}$  pour les senseurs de 320 μm et  $375 \pm 124 \text{ V}$  pour les détecteurs de 500 μm d'épaisseur (Figure 5-10). Les valeurs supérieures à 450 V ont été enregistrées pour des échantillons irradiés à une fluence supérieure à  $1.2 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ , soit beaucoup plus grande que la fluence prévue ( $0.8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ).

Il apparaît clairement que les structures de test de Hamamatsu (320 μm) présentent des tensions de déplétion inférieures à celles des détecteurs provenant de STM (500 μm) malgré les fluences plus grandes imposées aux détecteurs de 320 μm

d'épaisseur. Ces valeurs restent, pour leur majorité, dans les limites des critères de CMS.



**Figure 5-9: Histogramme des valeurs de la tension de déplétion avant irradiation pour toutes les structures de test de 320 μm (à gauche) et de 500 μm (à droite).**



**Figure 5-10: Histogramme des valeurs de la tension de déplétion après irradiation pour toutes les structures de test irradiées de 320 μm (à gauche) et de 500 μm (à droite).**

Finalement, nous avons calculé, pour chaque mini-senseur irradié et testé, la valeur de la tension de déplétion correspondante, prédite par le modèle de Hambourg. Les paramètres initiaux utilisés sont la valeur de la concentration effective  $N_{eff0}$ , obtenue à partir de la tension de déplétion mesurée avant irradiation (Equation 2-3), et les valeurs moyennes publiées pour les diodes de haute résistivité (2-25 kΩ.cm) indiqués dans le tableau 5-1<sup>[29]</sup>. Les résultats obtenus sont représentés en fonction de la fluence, sur la figure 5-11 en comparaison avec les valeurs mesurées. Pour les détecteurs de 320 μm d'épaisseur, nous avons constaté que le modèle surestime la tension de déplétion. Cette surestimation est d'autant plus accentuée que la fluence est grande. Quant aux structures de 500 μm d'épaisseur, les

valeurs prédites par le modèle sont compatibles avec les mesures aux erreurs expérimentales près.

Les valeurs de la tension de polarisation  $V_{dep}$  normalisées à la fluence sont représentées sur la figure 5-12. Les valeurs moyennes sont comparées dans le tableau 5-2. Il en ressort que dans le cas des senseurs épais les résultats théoriques sont en bon accord avec l'expérience quoique avec une dispersion plus grande. Le désaccord peut être lié aux erreurs relativement grandes des tensions de déplétion après irradiations extraites des caractéristiques  $C(V)$ .

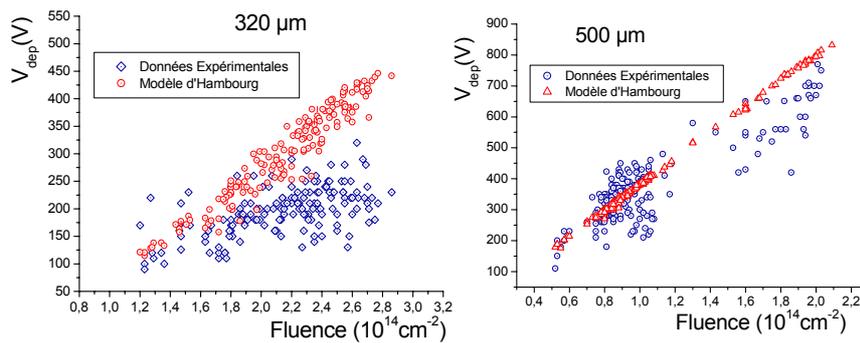
Les senseurs de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur présentent un écart assez important de près de 50% entre les mesures expérimentales et les valeurs prédites dans le cadre du modèle de Hambourg. Nous attribuons cette différence à une surestimation du taux d'enlèvement des donneurs  $r_c$ , lié aux dégâts stables, présent dans la littérature. Ce paramètre sera ajusté plus loin (Section 5-4).

**Tableau 5-1 : Valeurs moyennes des paramètres du modèle de Hambourg pris de la littérature<sup>[29]</sup>.**

$g_c$	$r_c$	$c$	$g_a$	$t_a$	$g_v$	$t_v$
$1.49 \cdot 10^{-2}/\text{cm}$	0.8	$10.9 \cdot 10^{-2}/N_{eff0}$	$1.43 \cdot 10^{-2}/\text{cm}$	24.1 min	$5.16 \cdot 10^{-2}/\text{cm}$	1060 min

**Tableau 5-2 : Comparaison des valeurs de la tension de déplétion normalisée à la fluence entre l'expérience et le modèle de Hambourg.**

Type de senseur	$V_{dep} / \text{fluence} (10^{-14} \text{ V.cm}^2)$	
	Expérience	Modèle de Hambourg
500 $\mu\text{m}$	$366 \pm 62$	$380 \pm 13$
320 $\mu\text{m}$	$93 \pm 19$	$136 \pm 19$



**Figure 5-11: Comparaison entre les mesures et les prédictions du modèle de Hambourg de la tension de déplétion en fonction de la fluence. Les structures de test de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur sont représentées à gauche alors celles de 500  $\mu\text{m}$  sont à droite.**

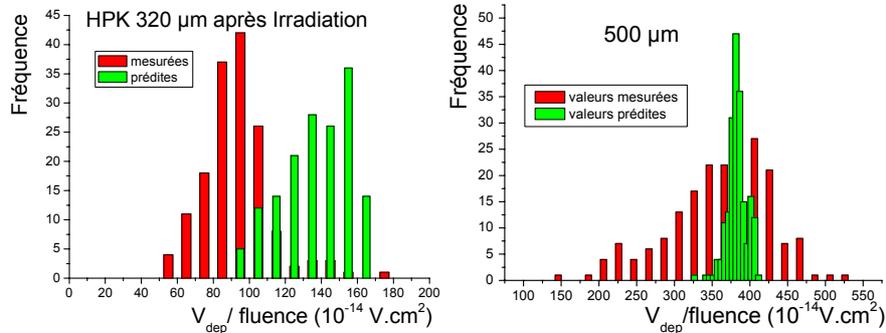


Figure 5-12: Histogramme des tensions de déplétion normalisées à la fluence pour les structures de test de 320 µm d'épaisseur (à gauche) et 500 µm d'épaisseur (à droite).

## 5-2 MESURES INDIVIDUELLES DES PISTES

Pour chaque paramètre de piste mesuré, nous avons effectué une variation en fonction de la tension de polarisation  $V_{pol}$ , sur une piste choisie au milieu du détecteur. Par ailleurs, dix autres pistes au minimum sont testées à  $V_{pol} = 400$  V.

### 5-2-1 Le courant de fuite de la piste $I_{strip}$

Ce courant de fuite individuel pour une piste doit être plus petit que le courant de fuite total du senseur, d'un facteur plus ou moins égal au nombre de pistes existantes sur le détecteur. Les résultats présentés sur la Figure 5-13 montrent que le courant de la piste est quasiment nul avant irradiation, pour les structures de test de 320 µm d'épaisseur. Comme pour le courant de fuite total  $I_{leak}$  (Section 5-1-1),  $I_{strip}$  devient plus élevé après irradiation. Les courants  $I_{leak}$  et  $I_{strip}$  restent compatibles avant et après irradiation. Le courant de fuite devient stable à partir de 100 V (Figure 5-15). Quelques pistes décrochent très vite en tension du fait qu'elles soient défectueuses mais leur nombre est très faible.

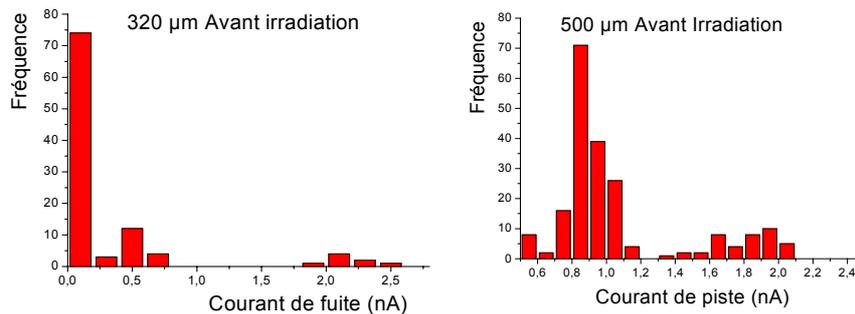
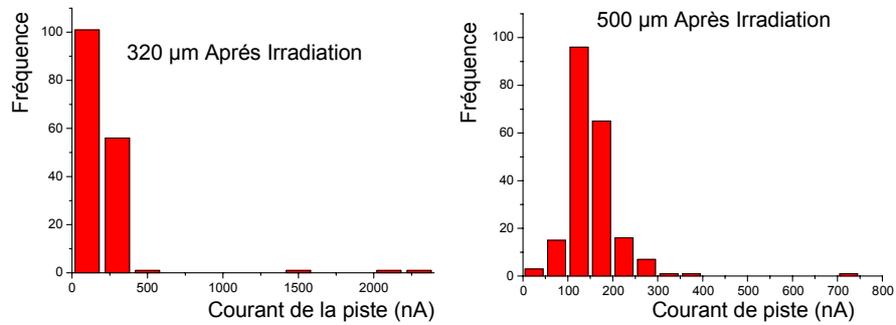
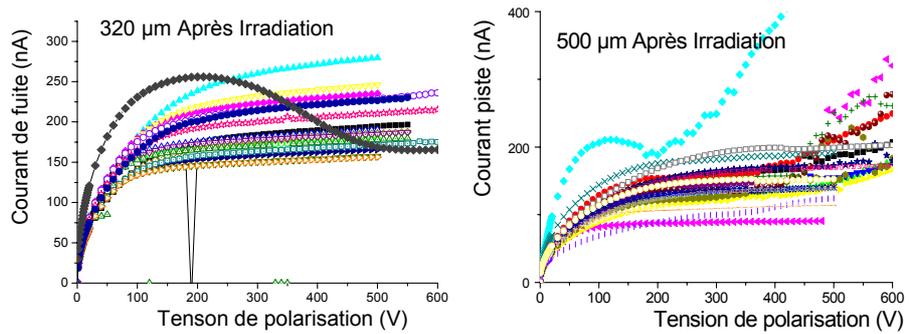


Figure 5-13 : Distribution du courant de fuite à 400 V d'une piste individuelle avant irradiation pour les structures de test de 320 µm d'épaisseur (à gauche) et 500 µm d'épaisseur (à droite).



**Figure 5-14 : Distribution du courant de fuite à 400 V d'une piste individuelle après irradiation pour les structures de test de 320 μm d'épaisseur (à gauche) et 500 μm d'épaisseur (à droite).**



**Figure 5-15 : Courant de fuite d'une piste individuelle, après irradiation, en fonction de la tension de polarisation pour les structures de test de 320 μm d'épaisseur (à gauche) et 500 μm d'épaisseur (à droite).**

Pour les senseurs de taille complète le courant de fuite est naturellement plus élevé. Il dépasse généralement 1 μA et dépend, par ailleurs, de la géométrie du senseur (Figure 5-16).

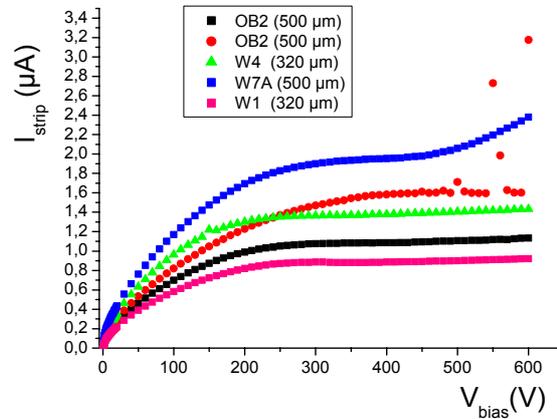


Figure 5-16: Courant individuel de pistes après irradiation sur des senseurs de différentes géométries.

### 5-2-2 Le courant diélectrique $I_{diel}$

La mesure du courant diélectrique nous permet de détecter les pistes avec une faible résistivité ohmique entre l'implant et la couche d'aluminium connecté à l'électronique de lecture. Ceci peut entraîner une saturation dans l'amplificateur. Il est donc primordial de s'assurer qu'il n'y a pas de courant qui traverse le diélectrique : pratiquement, celui-ci doit être inférieur à 1 nA avant et après irradiation (Figures 5-17 et 5-18).

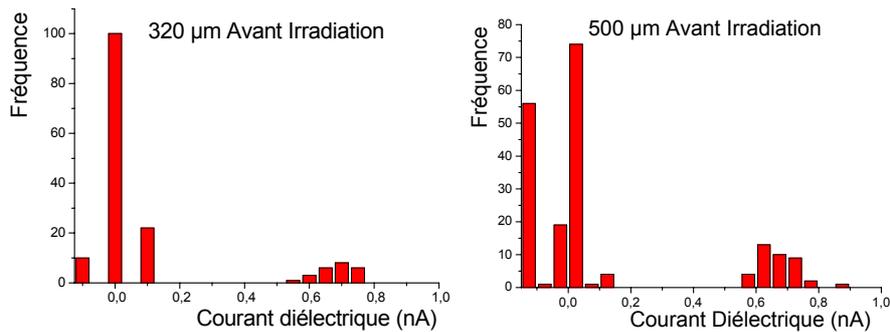
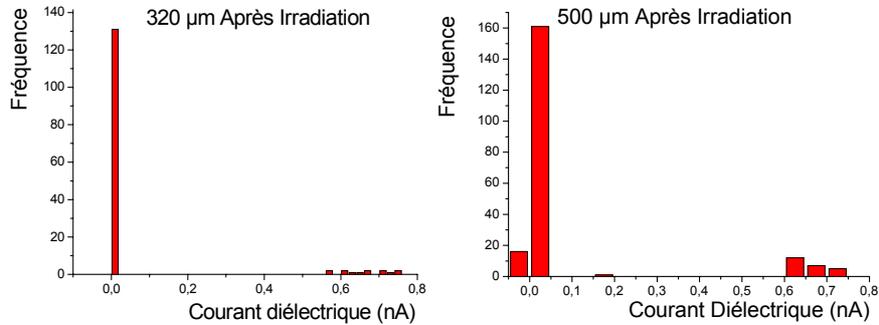


Figure 5-17 : Courant diélectrique moyen (mesuré sur toutes les pistes) avant irradiation pour les structures de test de 320 µm d'épaisseur (à gauche) et 500 µm d'épaisseur (à droite).

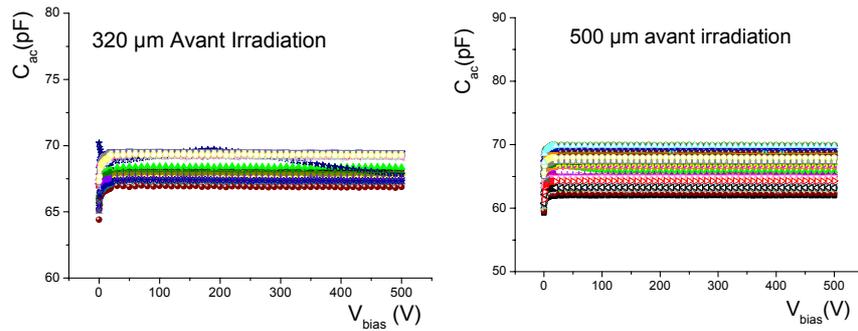


**Figure 5-18 : Courant diélectrique moyen (mesuré sur toutes les pistes) après irradiation pour les structures de test de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à gauche) et 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à droite).**

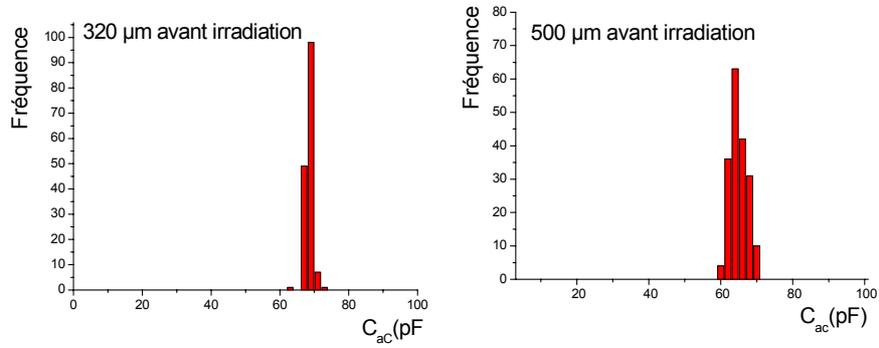
### 5-2-3 La capacité de couplage $C_{ac}$

Le signal induit par une particule traversant le détecteur est directement proportionnel à la capacité de couplage. Cette dernière devrait donc être élevée de préférence. Pour avoir une capacité de couplage grande, il faut une très fine couche de diélectrique mais celle-ci est limitée par la création des microtrous. La valeur spécifiée de 30pF/cm ( capacité de couplage normalisée à la longueur de la piste) s'est avérée nécessaire pour garantir une bonne fiabilité du détecteur.

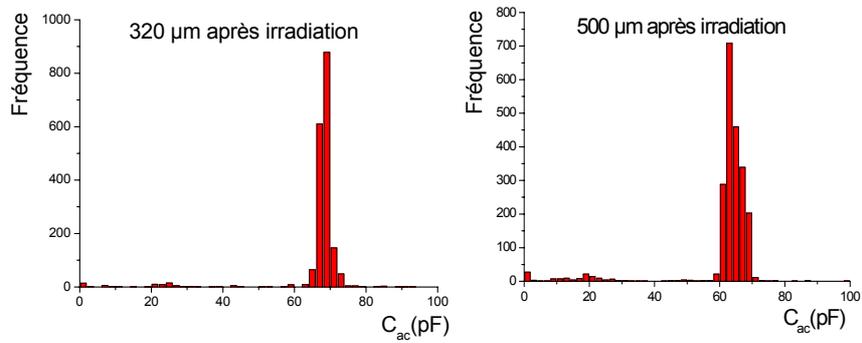
Sur les figures 5-19 et 5-22, nous remarquons que la capacité de couplage ne varie pas en fonction de la tension de polarisation, aussi bien avant qu'après irradiation. Le comportement instable de certaines courbes est dû à de mauvais contacts.



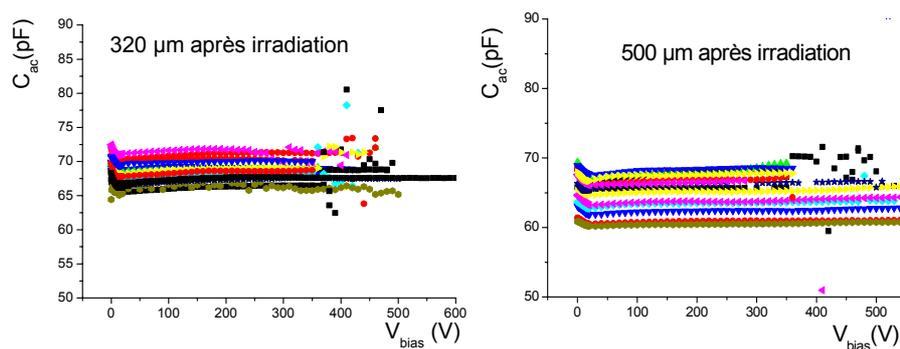
**Figure 5-19 : Capacité de couplage en fonction de la tension de polarisation avant irradiation pour les structures de test de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à gauche) et 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à droite).**



**Figure 5-20 : Capacité de couplage (moyenne sur toutes les pistes mesurées par mini-senseur) avant irradiation pour les structures de test de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à gauche) et 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à droite).**



**Figure 5-21: Capacité de couplage mesurée sur toutes les pistes après irradiation pour les structures de test de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à gauche) et 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à droite).**

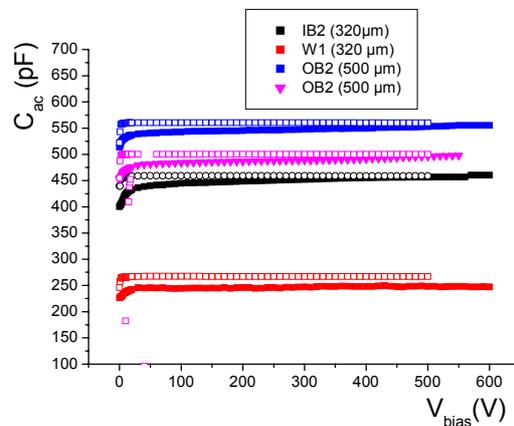


**Figure 5-22 : Capacité de couplage en fonction de la tension de polarisation après irradiation pour les structures de test de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à gauche) et 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à droite).**

Toutes les pistes présentent des valeurs comprises entre 60 et 70 pF (Figures 5-20 et 5-21).

Après irradiation, même si la capacité de couplage ne change pas beaucoup, elle diminue d'environ  $0.55 \text{ pF}/10^{14} \text{ cm}^{-2}$  pour les structures de  $500 \mu\text{m}$  et de  $0.03 \text{ pF}/10^{14} \text{ cm}^{-2}$  pour les détecteurs de  $320 \mu\text{m}$ .

Pour les senseurs de taille complète, nous avons mesuré des capacités de couplage plus grandes et proportionnelles à la longueur de la piste (Figure 5-23).



**Figure 5-23 : Capacité de couplage pour les senseurs de pleine taille, pour différentes géométries. Les points ouverts correspondent aux mesures avant irradiation et les pleins aux mesures après irradiation.**

#### 5-2-4 La résistance de polarisation $R_{poly}$

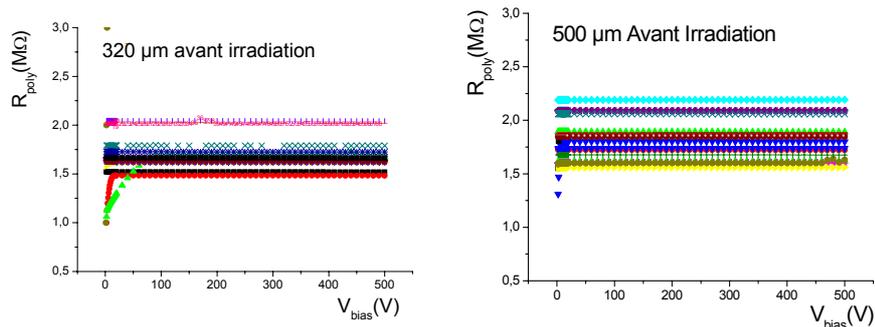
la résistance de polarisation est l'élément clé qui permettra de maintenir toutes les pistes à la même polarisation. Il important qu'elle soit constante sur toutes les pistes et garde une valeur fiable après avoir été exposée aux radiations.

Les figures 5-24 et 5-25 montrent l'absence de variation de la résistance de polarisation  $R_{poly}$  en fonction de la tension de polarisation  $V_{bias}$  avant et après irradiation.

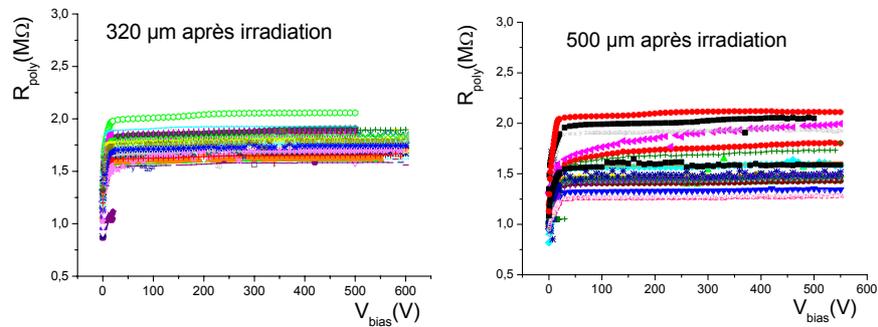
Les valeurs de  $R_{poly}$  mesurées sur les différentes pistes (Figures 5-26 et 5-27) à 400 V sont dans les limites des critères de CMS à savoir entre 1 et 2 M $\Omega$ . On observe que  $R_{poly}$  change très peu après irradiation. Comme illustré sur la figure 5-28, la variation  $\Delta R_{poly}$  présente un pic au voisinage de zéro. La valeur de  $R_{poly}$  augmente en moyenne de 0.004 M $\Omega$  pour les structures de test de Hamamatsu et de

0.03 M $\Omega$  pour les structures de tests de STM. Cependant les valeurs de  $R_{\text{poly}}$  inférieures à 1M $\Omega$  dans le cas des structures de test de 500 $\mu\text{m}$  d'épaisseur, correspondent aux quelques pistes défectueuses. Elles représentent par ailleurs, une fraction de moins de 1 % de la totalité des pistes testées.

Dans le cas des senseurs de taille complète, les mêmes effets ont été observés. La valeur de  $R_{\text{poly}}$  est du même ordre de grandeur.



**Figure 5-24 : Résistance de polarisation en fonction de la tension de polarisation  $V_{\text{bias}}$  pour les structures de test de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à gauche) et 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à droite).**



**Figure 5-25 : Résistance de polarisation en fonction de la tension de polarisation  $V_{\text{bias}}$  pour les structures de test de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à gauche) et 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à droite).**

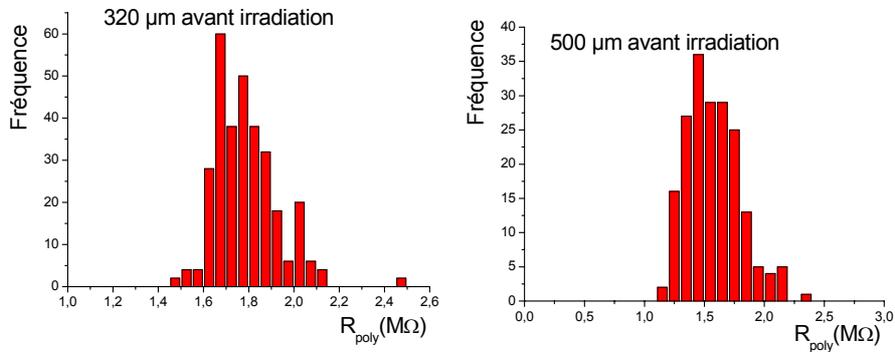


Figure 5-26 : Distribution des valeurs de  $R_{poly}$ , avant irradiation pour les structures de test de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à gauche) et 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à droite).

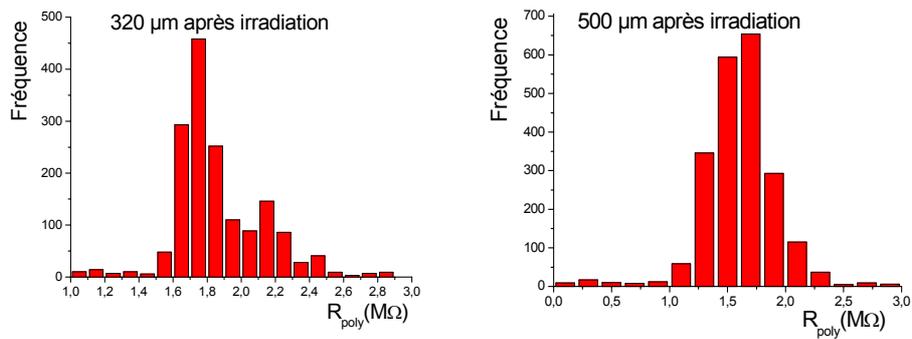


Figure 5-27 : Distribution des valeurs de  $R_{poly}$ , après irradiation pour les structures de test de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à gauche) et 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à droite).

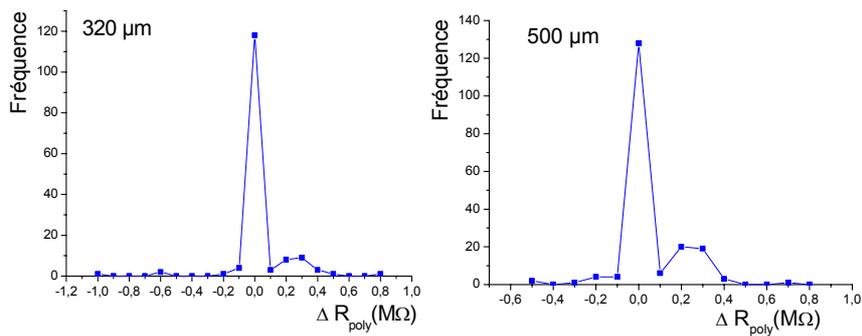


Figure 5-28 : Distribution de la variation de  $R_{poly}$  par rapport à sa valeur initiale pour les structures de test de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à gauche) et 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à droite).

## 5-3 LES MESURES INTER-PISTES

### 5-3-1 La résistance inter-pistes $R_{int}$

La résistance inter-pistes  $R_{int}$  est le paramètre que permet de vérifier l'isolation des pistes les une des autres. Une meilleure isolation est obtenue pour la plus grande valeur de  $R_{int}$ . En effet,  $R_{int}$  est très grande avant irradiation. Elle dépasse généralement les 10 G $\Omega$ . Il n'est donc pas toujours facile de mesurer sa valeur exacte (Chapitre 4). On mesure le plus souvent sa limite inférieure. Par ailleurs, son évolution en fonction de la tension de polarisation avant irradiation n'est généralement pas très significative.

Après irradiation, la valeur  $R_{int}$  décroît d'un ordre de grandeur et présente une forte variation avec la tension de polarisation comme indiqué à la figure 5-29.

La résistance  $R_{int}$  mesurée sur les différentes pistes à une tension fixe (400 V), présente une valeur de 200 M $\Omega$  pour les détecteurs de 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et supérieure à 500 M $\Omega$  dans le cas des senseurs de 320  $\mu\text{m}$  (Figure 5-30). Nous avons cependant mesuré quelques pistes (près de 14 %) avec des résistances  $R_{int}$  inférieures aux valeurs susmentionnées, mais toujours dans les spécifications de CMS ( $R_{int} > 20 \text{ M}\Omega$ ).

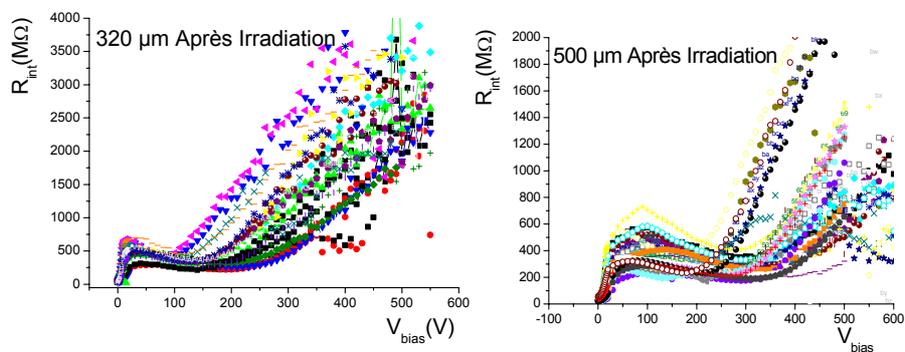
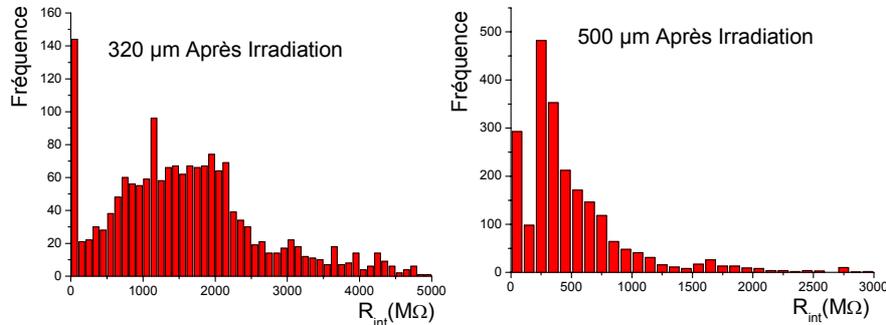


Figure 5-29 : Evolution de la résistance inter-pistes en fonction de la tension de polarisation  $V_{bias}$  pour les structures de test de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à gauche) et 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à droite).



**Figure 5-30 : Valeurs des résistances inter-pistes après irradiation, à  $V_{\text{bias}} = 400$  V, mesurées sur plusieurs pistes pour les structures de test de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à gauche) et 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (à droite).**

### 5-3-2 La capacité inter-pistes $C_{\text{int}}$

La capacité inter-pistes  $C_{\text{int}}$  est affectée par les effets de surface. Elle ne devrait pas changer beaucoup afin de ne pas influencer sur l'électronique de lecture (bruit dans le signal). Cependant,  $C_{\text{int}}$  dépend fortement de la tension de polarisation inverse, après irradiation. Sur la figure 5-31, est représentée l'évolution de  $C_{\text{int}}$  en fonction de la tension de polarisation  $V_{\text{bias}}$ . Dans le cas des structures de test HPK (320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur),  $C_{\text{int}}$  converge endéans 15 % de la valeur nominale ( $\sim 0.65$  pF), à la tension de déplétion (200-300 V). Les structures de test STM (500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur) maintiennent un écart d'environ 0.4 pF, soit 60% de la valeur initiale, au voisinage de la tension de déplétion (250-400 V). Sur les histogrammes de la figure 5-32, nous remarquons que la majorité des valeurs de  $C_{\text{int}}$  se retrouvent entre 0.8 et 1.1 pF pour les détecteurs de 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Pour les senseurs de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, les valeurs de  $C_{\text{int}}$  sont comprises entre 0.6 et 0.85 pF. Les valeurs supérieures à 0.85 pF correspondent aux détecteurs testés fin 2002. Ces valeurs excessives sont dues à une capacité parasite issue de la matrice de connexion. Ce problème a été résolu en début 2003.

La dépendance en dose de la capacité  $C_{\text{int}}$  est illustrée sur la figure 5-33. Les structures de test fines (320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur) varient en moyenne de 0.012 pF/kGy et les structures de test épaisses de 0.2 pF/kGy. Pour ces derniers, l'augmentation est donc considérable.

A priori, cette augmentation inattendue de la capacité  $C_{\text{int}}$  dans le cas des structures de test de 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur n'est pas corrélée avec les autres paramètres tels que la tension de déplétion, la géométrie et plus particulièrement la résistance inter-pistes. Sur toute l'année 2003, les résultats étaient reproductibles pour toute la production STM. Les statistiques étaient suffisamment bonnes pour s'alerter du problème. Avant de remettre en cause la production, des irradiations spéciales ont été réalisées afin de trouver l'origine du problème (Section 5-4).

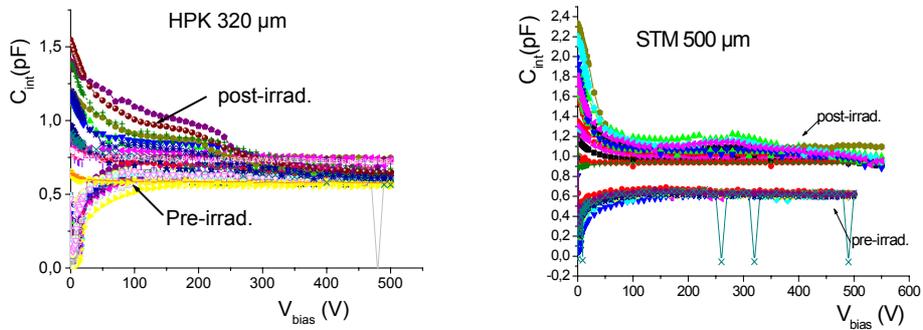


Figure 5-31 : Evolution de la capacité inter-pistes en fonction de la tension de polarisation pour les structures de test de 320 μm d'épaisseur (à gauche) et 500 μm d'épaisseur (à droite). Comparaison avant-après irradiation.

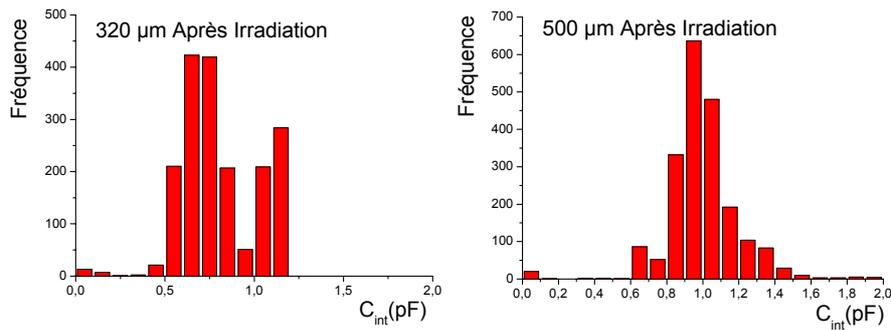


Figure 5-32 : Valeurs des capacités inter-pistes après irradiation, à  $V_{bias}=400$  V, mesurées sur plusieurs pistes pour les de structures de test de 320 μm d'épaisseur (à gauche) et 500 μm d'épaisseur (à droite).

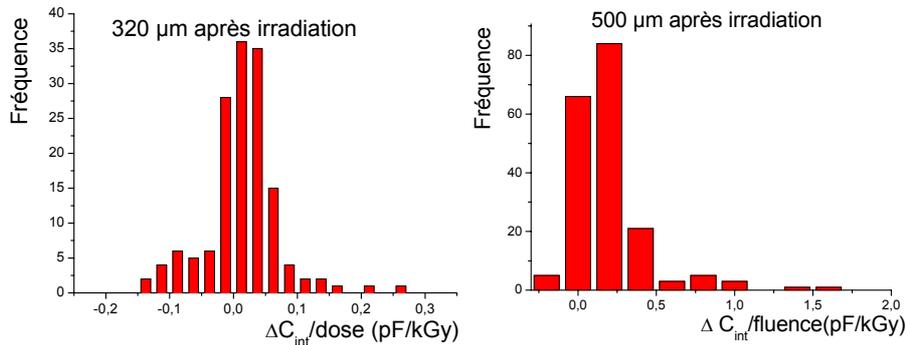


Figure 5-33 : Variation de la capacité  $C_{int}$  après irradiation normalisée à la dose reçue.

## 5-4 ETUDE APPROFONDIE DE LA CAPACITÉ INTER-PISTES

En concertation avec les laboratoires de Karlsruhe et de Strasbourg, nous avons effectué une étude plus approfondie de la capacité inter-pistes  $C_{int}$ . Un protocole spécial de mesure a été établi.

Nous avons irradié aux neutrons deux ensembles de détecteurs (composés de quatre senseurs et douze structures de test). Ce sont des détecteurs de 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, fabriqués par STM et Hamamatsu. Le but était de voir si le problème ne provenait pas d'un défaut de fabrication. Les fluences d'irradiation étaient en moyenne de  $0.8 \cdot 10^{14}$   $1 \text{ MeV n /cm}^2$ . Les détecteurs, une fois irradiés, ont tous été testés à Louvain-la-Neuve et ensuite à Karlsruhe afin de déceler les éventuels problèmes liés à une installation particulière. A Strasbourg, des mesures de la capacité en fonction de la tension de polarisation ont été effectuées en « *ramp-up* » et « *ramp-down* ».

### 5-4-1 Evolution de la capacité inter-pistes en fonction de la tension de polarisation $V_{bias}$

Pour mieux comprendre cette évolution, nous avons effectué pour chaque détecteur trois rampes jusqu'à 600 V et puis 1000 V. Le même comportement a été observé sur tous les échantillons. Pour les mini-senseurs (Figure 5-34) ou des senseurs (Figure 5-35), provenant de STM ou HPK, la capacité  $C_{int}$  décroît encore au-delà de la tension de déplétion. Les rampes jusqu'à 1000 V nous ont permis de voir la tension de saturation qui correspond à la valeur de la tension de polarisation à laquelle la capacité  $C_{int}$  retrouve sa valeur nominale. A 950 V, un écart de 10% seulement a été observé pour les structures de STM. Il est tout à fait négligeable pour celles de HPK.

En ce qui concerne les senseurs, 15 à 20 % d'écart ont été relevés sur les données de Karlsruhe. Nous ne possédons pas de mesures avant irradiation pour ces senseurs testés. Il n'y a donc pas de comparaison possible.

La variation de  $C_{int}$  en fonction de la tension de polarisation mesurée par rapport à 8 pistes 8 voisines (quatre pistes de chaque côté dont trois court-circuitées entre elles) a montré le même comportement. La saturation a lieu à la même tension de polarisation. Les écarts par rapport à la valeur nominale sont également identiques. Dès lors, le problème de cette augmentation de la capacité inter-pistes est visiblement indépendant de la façon de mesurer et est lié à l'épaisseur du senseur.

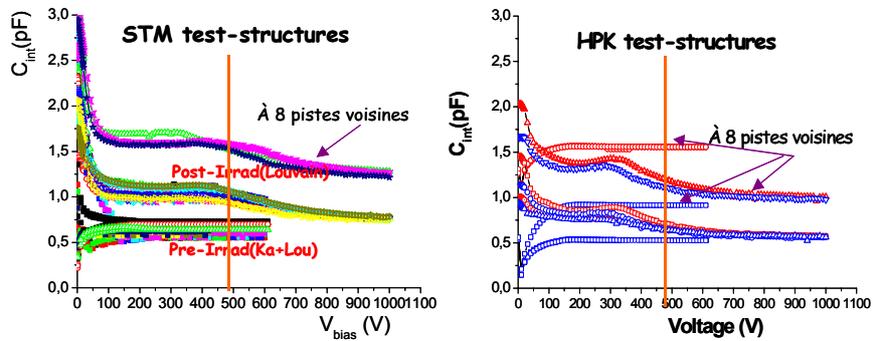


Figure 5-34: Evolution de la capacité inter-pistes des structures de test, en fonction de la tension de polarisation  $V_{bias}$ .  $C_{int}$  mesurée sur les plots DC.

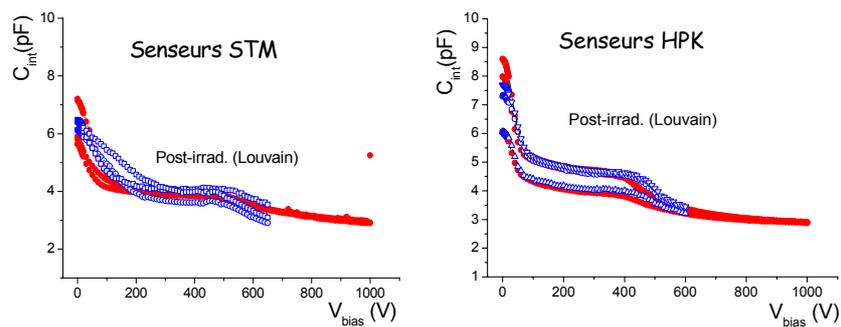
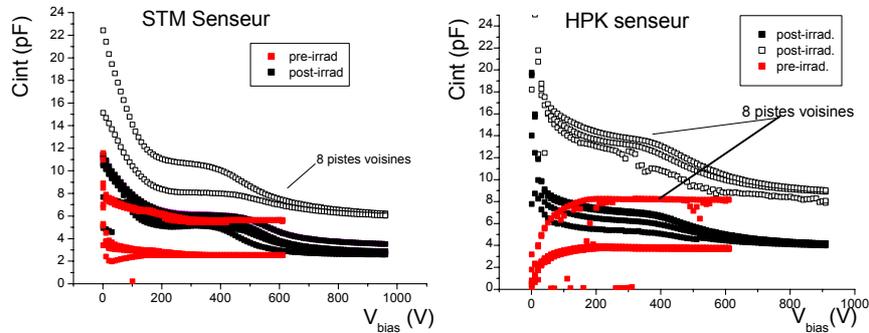


Figure: 5-35 : Evolution de la capacité inter-pistes, des senseurs, en fonction de la tension de polarisation  $V_{bias}$ .  $C_{int}$  mesurée sur les plots DC.

Pour plus de confirmation, nous avons comparé des mesures effectuées sur des plots DC (Figure 5-35) et celles effectuées sur les plots AC (Figure. 5-36). Les résultats obtenus conduisent aux mêmes conclusions c'est-à-dire la capacité  $C_{int}$  sature toujours à une tension beaucoup plus grande que la tension de déplétion.



**Figure 5-36 : Evolution de la capacité inter-pistes en fonction de la tension de polarisation  $V_{bias}$ .  $C_{int}$  mesurée sur les plots AC.**

Il devient donc intéressant de mesurer la tension de saturation définie comme étant la valeur de la tension de polarisation du début du second plateau de la courbe  $C_{int}(V)$ . cette tension de saturation a été mesurée et comparée à la tension de déplétion. Les valeurs obtenues sont résumées dans le tableau 5-3. La tension de saturation est en général de l'ordre de  $1.5 V_{dep}$  voire plus. Les variations dans les valeurs de la fluence (dernière colonne du Tableau 5-3) sont dues aux corrections par rapport à la position exacte de chaque senseur (voir Section 3-4).

**Tableau 5-3: Comparaison des tensions de saturation à la tension de déplétion.**

	Tension de saturation (V)	Saturation/ $V_{dep}$	Fluence ( $n/cm^2$ )
structures STM			
30210931805004	780	2,29	8,90E+13
30210931706114	742	1,81	8,56E+13
30211033013224	547	1,37	8,34E+13
30210332910906	590	1,51	7,69E+13
30210332910912	536	1,28	7,63E+13
30211233429720	541	1,82	7,39E+13
Senseurs STM			
30211034387515	611	1,27	9,10E+13
30211133216913	742	1,90	9,02E+13
structures HPK			
30221933500225	582	2,01	7,90E+13
30221933500314	621	1,83	7,88E+13
senseurs HPK			
30221933500302	626	1,46	9,04E+13
30221933500301	571	1,27	8,70E+13

### 5-4-2 Etude de la capacité inter-pistes sur les pistes individuelles

Nous avons étudié 50 pistes sur chaque senseur. Les capacités ont été mesurées non seulement par rapport à une piste voisine, mais aussi à 4 et 8 pistes voisines court-circuitées ensemble.

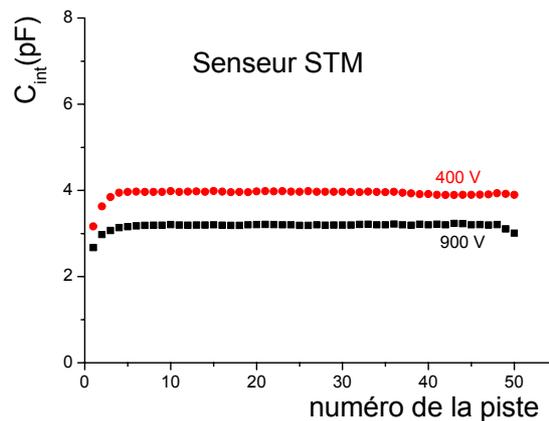
Les mesures ont été réalisées aussi bien sur les plots DC (comme dans les tests de routine) que sur les plots AC. Même si les valeurs sont différentes (voir Tableau 5-5), le comportement reste exactement le même.

**Tableau 5-4: Calibration Karlsruhe-Louvain. Les mesures sont effectuées sur les structures de test avant irradiation**

Type de mesure	Karlsruhe	Louvain	Déviaton
$C_{int}$ ( DC sur STM)	0.68 pF	0.60 pF	11.76 %
$C_{int}$ ( DC sur HPK)	0.53 pF	0.48 pF	9.43 %
$C_{int}$ ( AC sur STM)	0.72 pF	0.63 pF	12.5 %
$C_{int}$ ( AC sur HPK)	0.58 pF	0.46 pF	20.6 %

**Tableau 5-5: Comparaison des mesures sur les plots AC et DC de la capacité inter-pistes.**

AC-DC comparaison	Karlsruhe	Louvain
Structures de test STM	- 6.18 %	-1.70 %
Senseurs STM	-62.58 %	-36.13 %
Structures de test HPK	-9.76 %	2.35 %
Senseurs HPK	-65.34 %	-53.72 %



**Figure 5-37 : Capacité inter-pistes sur les différentes pistes et à deux tensions de polarisation. Les mesures effectuées à Louvain-la-Neuve n'ont pas de valeurs avant irradiation.**

Sur le senseur STM (Figure 5-37), les mesures ont été effectuées à 400 V et puis 900 V, sur 50 pistes différentes (à une piste voisine et seulement sur le plot DC) prises au hasard sur le senseur. Des mesures à 400, 600 et 900 V, sur les plots DC et AC sont présentées sur la figure 5-38 pour un senseur HPK. Pour les pistes numérotées de 51-100, 150-200, 250-300 et 450-500  $C_{int}$  à été mesurée sur le plot AC alors que les autres pistes  $C_{int}$  a été mesurée sur le plot DC.

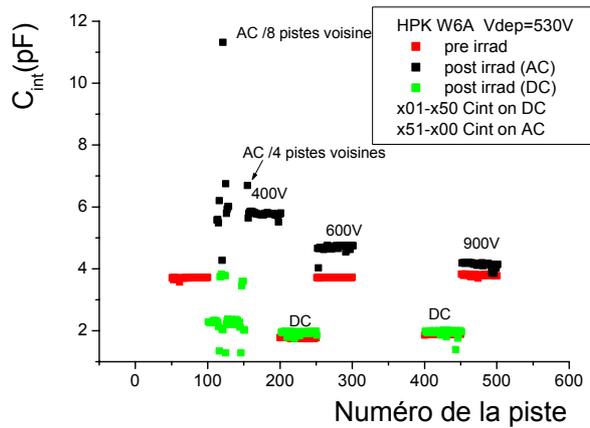


Figure 5-38 : Capacité inter-pistes sur les différentes pistes et à plusieurs tensions de polarisation. Les mesures ont été faites sur un senseur HPK.

### 5-4-3 Conclusion

Cette étude a montré qu'il n'y a pas de différence majeure entre les senseurs de 500  $\mu\text{m}$  venant de STM ou de Hamamatsu. La capacité  $C_{int}$  reste relativement grande aux alentours de la tension de déplétion. Elle atteint sa valeur nominale (mesurée avant irradiation) à une tension au-delà de 1.5  $V_{dep}$ . Ce problème s'est avéré être lié à l'épaisseur du détecteur et est indépendant du fabricant. Notons que les senseurs de 320  $\mu\text{m}$  ont toujours présenté des tensions de déplétion relativement petites (contrairement aux senseurs de 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Ce phénomène serait naturellement moins critique dans le premier cas.

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 2 ce paramètre intervient dans le bruit du signal. Le rapport S/N (signal/bruit) ne peut être mesuré que sur un module équipé de l'électronique de lecture. Des tests ont été faits à Karlsruhe sur trois modules TOB irradiés (senseur de 500  $\mu\text{m}$ ) dont un aux neutrons<sup>[62]</sup>. La fluence d'irradiation est de  $0.7 \cdot 10^{14}$  n (1MeV)/ $\text{cm}^2$ . La figure 5-39 illustre le rapport S/N avant et après irradiation pour différents temps de recuit à 60°C. Le SNR sature à une valeur de 21 après irradiation soit 60 % de sa valeur de 35 avant irradiation. La saturation commence à une tension de polarisation plus grande que la tension de

déplétion mesurée d'un facteur d'environ 1.4. Les modules de CMS au silicium à micro-pistes restent encore opérationnels même à haute fluence.

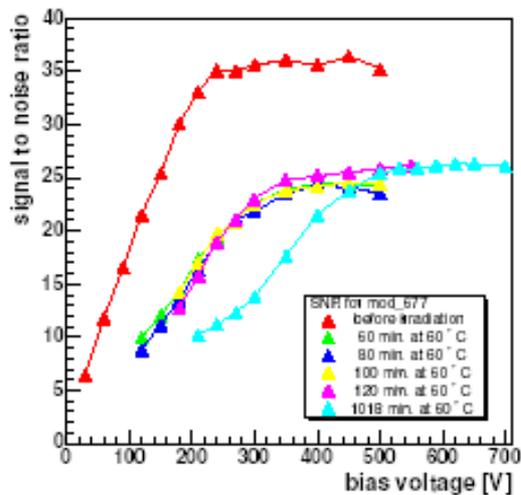


Figure 5-39: Rapport S/N en fonction de la tension de polarisation à différents temps de recuit à 60°C.

Cela ne devrait pas affecter les senseurs, sachant que nous avons étudié le scénario le plus pessimiste, à savoir une irradiation à plus d'une fois et demie la fluence totale prévue après 10 ans d'opération du LHC.

## 5-5 ETUDE DES TENSIONS DE DÉPLÉTION DU SENSEUR EN FONCTION DE LA FLUENCE

Les défauts induits par les radiations dans le senseur sont de plus en plus importants lorsque la fluence augmente. Cette augmentation n'est certainement pas sans influence sur les performances du détecteur. Deux problèmes majeurs sont liés à la tension de déplétion et au courant de fuite. Le modèle de Hambourg prévoit une augmentation de la tension de déplétion avec la fluence, pour les senseurs qui ont déjà atteint l'inversion du type de la jonction (Section 2-2-4). Nous avons mené une étude en fonction de la fluence pour vérifier cette prédiction.

### 5-5-1 Les senseurs de 500 µm d'épaisseur

Les détecteurs de 500 µm d'épaisseur présentés dans cette étude ont tous une tension de déplétion avant irradiation entre 130 et 170 V, soit une concentration

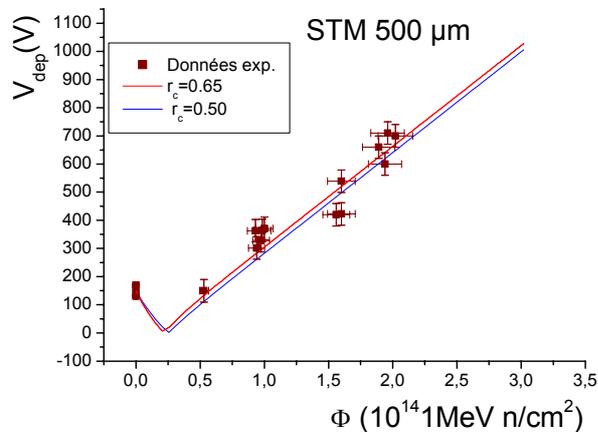
initiale du dopant de  $N_{\text{eff0}} = 0.6-0.8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  et une résistivité<sup>16</sup> de 5.4-7.2 k $\Omega$ .cm. Ils correspondent aux différentes géométries des senseurs.

Nous avons ajusté le modèle de Hambourg à nos tensions de déplétion mesurées à différentes fluences (Figure 5-40). En tenant compte des barres d'erreur, on constate un bon accord entre la courbe théorique et les points expérimentaux. Les paramètres de l'ajustement sont résumés dans le tableau 5-6. Certains d'entre eux ( $g_c$ ,  $c$ ,  $r_c$ ) présentent des valeurs légèrement différentes par rapport à celles habituellement reprises dans la littérature<sup>[28][63]</sup> (voir Tableau 5-1). Les paramètres liés au recuit inverse ( $g_Y$ ,  $t_Y$ ) ne sont pas ajustés puisque dans ce cas-ci où le recuit est de 80 minutes à 60°C, le terme de recuit inverse  $N_Y$  n'intervient quasiment pas ( $1-e^{-80/t_Y}$  devient de l'ordre de 0.06 dans l'équation 2-20 de la page 49).

Nous avons également tenu compte du facteur correction par rapport à la géométrie des pistes (Equation 2-4) l'ajustement. Ce facteur vaut 1.15 pour les senseurs de 500  $\mu\text{m}$ .

**Tableau 5-6: Paramètres de l'ajustement du modèle de Hambourg sur les mesures de la Figure 5-38.**

$g_c$	$r_c$	$c$	$g_a$	$t_a$	$g_Y$	$t_Y$
$1.43 \cdot 10^{-2}/\text{cm}$	0.65	$4.26 \cdot 10^{-2}/N_{\text{eff0}}$	$1.31 \cdot 10^{-2}/\text{cm}$	20.3 min	$5.16 \cdot 10^{-2}/\text{cm}$	1260 min



**Figure 5-40 : Evolution de la tension de déplétion en fonction de la fluence pour les structures de test de 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, considérant toutes les géométries.**

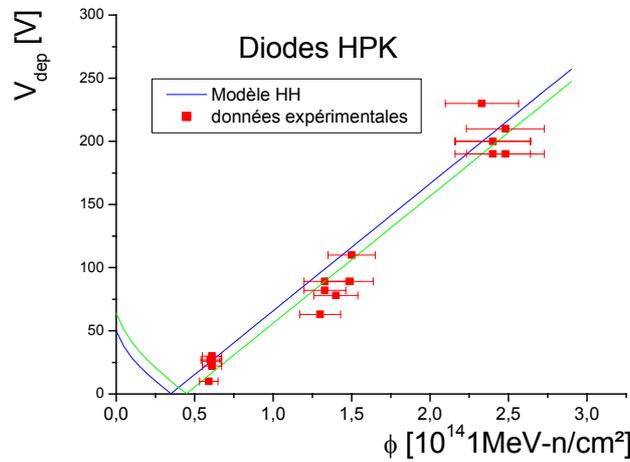
<sup>16</sup> La résistivité est donnée en fonction de la charge  $q$ , de la mobilité des électrons  $\mu_n$  et de  $N_{\text{eff}}$  par l'expression  $1/q \mu_n N_{\text{eff}}$ .

### 5-5-2 Les senseurs de 320 $\mu\text{m}$ d'épaisseur

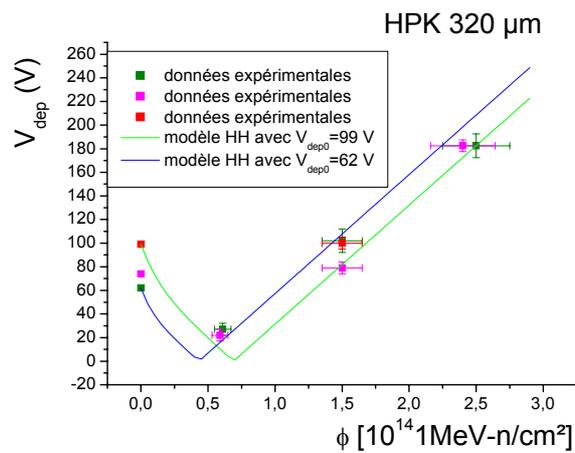
Pour les senseurs HPK de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, nous avons toujours observé des tensions de déplétion plus petites que celles prévues par le modèle de Hambourg. Cette caractéristique est plus frappante dans le cas de certaines géométries des senseurs. Il s'agit des senseurs W1-TID et W1. En effet, après une fluence de plus de  $2,65 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ,  $V_{\text{dep}}$  vaut seulement 200 V au lieu de 400 V. Cela se traduit a priori par une résistivité  $\rho$  plus importante que prévue par la collaboration CMS. Les renseignements pris auprès de Hamamatsu ont révélé que l'épaisseur de ces senseurs est de 290  $\mu\text{m}$  au lieu de 320  $\mu\text{m}$ . Nous avons donc réalisé une irradiation spéciale pour ces senseurs, à trois fluences différentes: 0.6, 1.5 et  $2.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Les irradiations ont eu lieu à Louvain-la-Neuve. Trois senseurs de trois géométries différentes (W1TID, IB1, W3) ont été utilisés. Les senseurs de taille complète ont été irradiés seulement à haute fluence. Pour les irradiations à basse fluence et à fluence intermédiaire, nous ne disposons que de mini-senseurs et de diodes (structures de test).

L'évolution de  $V_{\text{dep}}$  sur les mini-senseurs et les diodes est cependant linéaire avec la fluence après l'inversion du type de la jonction  $n \rightarrow p$ . En dépit de la correction de l'épaisseur, l'ajustement du modèle de Hambourg à ces données a conduit à une modification significative de deux paramètres liés au terme des dégâts stables par rapport à leurs valeurs dans la littérature. Les paramètres  $r_c$  et  $g_c$  présentent respectivement des valeurs de  $0.32 \pm 0.11$  et  $1.2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ . Ces deux paramètres ont été ajustés en utilisant les données expérimentales des diodes (Figure 5-41). Physiquement, la modification de cette valeur s'interprète par le fait que l'on a deux fois moins de donneurs enlevés que dans le cas des irradiations aux protons observé à Karlsruhe avec  $r_c = 0.65$ .

Le facteur de correction géométrique vaut 1.26 pour une épaisseur de 290  $\mu\text{m}$  et 1.24 pour une épaisseur de 320  $\mu\text{m}$ . Les résultats sont compatibles avec les senseurs et les mini-senseurs (Figure 5-42).



**Figure 5-41 : Evolution de la tension de déplétion en fonction de la fluence pour les diodes de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Les données couvrent toutes les géométries.**



**Figure 5-42 : Evolution de la tension de déplétion en fonction de la fluence pour les structures de test de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Les données couvrent toutes les géométries.**

Le facteur de linéarité  $\beta$  de la tension de déplétion en fonction de la fluence pour les deux types de senseurs calculé avec les nouveaux ajustements est donné dans le tableau 5-6. Ce facteur est en bon accord avec la valeur moyenne de  $V_{\text{dep}}/\text{fluence}$  calculée précédemment (Tableau 5-1).

**Tableau 5-7 : Facteur de linéarité de la tension de déplétion par rapport à la fluence.**

épaisseur du senseur ( $\mu\text{m}$ )	$\beta$ ( $10^{-14}$ V. $\text{cm}^2$ )
500	358.61
320	100.73

De l'ensemble des résultats obtenus ci-dessus, nous concluons que les senseurs de CMS évoluent en fluence tel que prévu par le modèle de Hambourg. Cependant, les paramètres ont été quelque peu changés par rapport aux valeurs communément utilisées dans la littérature pour le silicium standard et particulièrement dans le cas des senseurs de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Ces modifications restent bénéfiques en pratique puisque la tension de déplétion évolue moins vite en fluence que prévu. Il est difficile d'avoir une explication physique fiable de ce qui se passe à l'échelle microscopique car les défauts responsables ne sont pas bien maîtrisés à l'heure actuelle.

## 5-6 ETUDE DU RECUIT DES SENSEURS

Directement après une irradiation, les propriétés du détecteur évoluent dans le temps: cette évolution est fonction de la température à laquelle il se trouve. Expérimentalement, des changements ont été observés notamment sur la tension de déplétion  $V_{\text{dep}}$  et le courant de fuite  $I_{\text{leak}}$  (Chapitre 2). Nous avons ainsi étudié l'évolution des paramètres du détecteur en fonction du temps de recuit cumulé, la température du recuit étant de 60°C. Nous avons utilisé des structures de test de 500  $\mu\text{m}$  (OB1) et 320  $\mu\text{m}$  (IB1). Les mesures de  $V_{\text{dep}}$  ont été effectuées sur les mini-senseurs. Après chaque recuit, les détecteurs sont gardés au minimum 24 heures à la température ambiante (20°C). Cette durée, appelé temps de relaxation, permet d'éviter les effets bistables<sup>[64][65]</sup>. Les effets bistables sont dus à l'activation thermique qui peut faire augmenter la tension de déplétion et le courant de fuite juste après un recuit.

### 5-6-1 La tension de déplétion

Sur les Figures 5-43 et 5-44 sont représentées les évolutions de la tension de déplétion en fonction du temps de recuit pour des structures de test HPK de 320 et 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur.

Les mini-senseurs de 320  $\mu\text{m}$  ont été irradiés à des fluences équivalentes de 2.04 et 2.27  $10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$  respectivement. Le mini-senseur de 500  $\mu\text{m}$  a été irradié à une fluence de 1.04  $10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$ .

En plus de l'ajustement des deux paramètres  $r_c$  et  $g_c$  des défauts stables, dans le cas des senseurs de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (Section 5-4), le recuit inverse est à son tour ajusté. En effet, le paramètre  $g_y$  intervenant dans l'évolution du recuit inverse

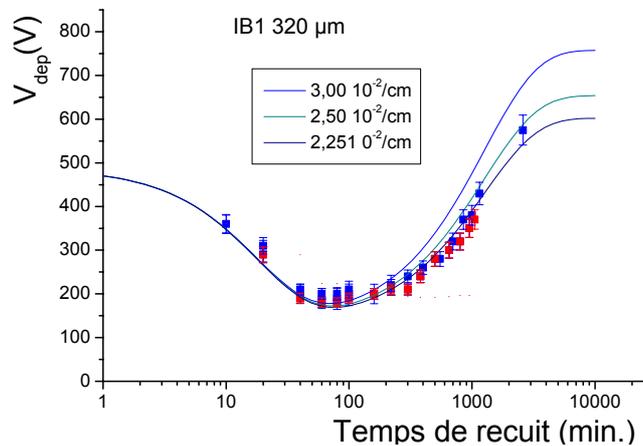
(Tableau 5-8) correspond à la moitié de celui prévu pour les diodes de même résistivité (2-5 k $\Omega$ .cm). Il est en revanche, très proche de celui des diodes de faible résistivité [28]. Sur la figure 5-43, nous remarquons que la courbe tracée avec  $g_y = 0.03 \text{ cm}^{-1}$  s'éloigne sensiblement des points expérimentaux sur la partie correspondant au recuit à long terme. Les paramètres de l'ajustement dans le cas de la structure de test de 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (Tableau 5-9) n'ont pas beaucoup changé par rapport à ceux utilisés dans la section précédente (Section 5-4). Nos résultats adhèrent bien avec la courbe théorique.

**Tableau 5-8 : Paramètres de l'ajustement avec le modèle de Hambourg pour les mini-senseurs de 320  $\mu\text{m}$**

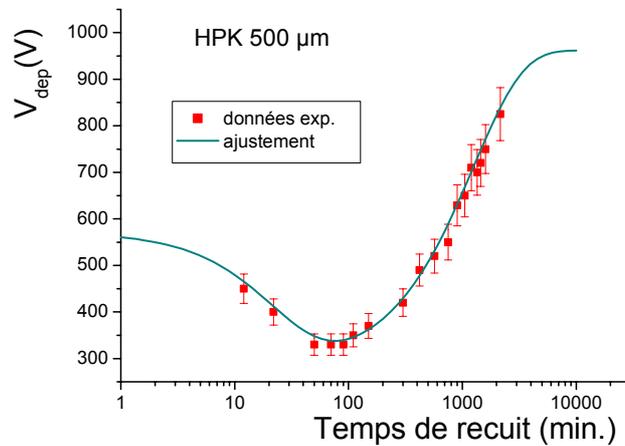
$g_c(\text{cm}^{-1})$	$r_c$	c	$g_a(\text{cm}^{-1})$	$t_a(\text{min})$	$g_y(\text{cm}^{-1})$	$t_y(\text{min})$
1.23 E-2	0.46 $\pm$ 0,05	10.9 $10^2/N_{\text{effo}}$	(1.70 $\pm$ 0.10) $10^{-2}$	19	(2.5 $\pm$ 0.2) $10^{-2}$	1260

**Tableau 5-9 : Paramètres de l'ajustement avec le modèle de Hambourg pour les mini-senseurs de 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur.**

$g_c(\text{cm}^{-1})$	$r_c$	c	$g_a(\text{cm}^{-1})$	$t_a(\text{min})$	$g_y(\text{cm}^{-1})$	$t_y(\text{min.})$
1.59 E-2	0.59	10.9 $10^{-2}/N_{\text{effo}}$	1.31 $10^{-2}/\text{cm}$	24.1	(3.10 $\pm$ 0.11) $10^{-2}$	1260



**Figure : 5-43 : Evolution de la tension de déplétion en fonction du temps de recuit pour des mini-senseurs IB1. Les points expérimentaux sont ajustés par le modèle de Hambourg.**



**Figure : 5-44 : Evolution de la tension de déplétion en fonction du temps de recuit pour le min senseur OB1. Les points expérimentaux sont ajustés par le modèle de Hambourg.**

Dix années d’opération au LHC à  $-10^{\circ}\text{C}$  correspondent à un recuit équivalent à environ 1000 minutes à  $60^{\circ}\text{C}$ , si l’on tient compte des facteurs d’accélération (Chapitre 2). La valeur de la tension de déplétion, à  $t=1000$  minutes est de 380 V pour les senseurs de  $320\ \mu\text{m}$  et de 600 V pour les senseurs de  $500\ \mu\text{m}$  d’épaisseur. Ces valeurs sont à la limite de la tension de 500 V prévue pour la polarisation des senseurs dans CMS, plus particulièrement, dans le cas des senseurs de  $500\ \mu\text{m}$ . Cependant, il faut noter que les senseurs sont irradiés à une fluence supérieure de plus de 50% à celle prévue au LHC ( $0.5\ 10^{14}$  pour les senseurs de  $500\ \mu\text{m}$  d’épaisseur et  $1.6\ 10^{14}$   $1\text{MeV n/cm}^2$  pour ceux de  $320\ \mu\text{m}$  d’épaisseur). Ces résultats envisagent donc un cas extrême.

### 5-6-2 Le paramètre $\alpha$

L’évolution du paramètre  $\alpha$  (calculé à  $20^{\circ}\text{C}$ ) en fonction du temps de recuit adhère bien aux travaux antérieurs. Le paramètre  $\alpha$  et le courant de fuite diminuent durant le recuit. Néanmoins, le mini-senseur de géométrie OB1 présente un paramètre  $\alpha$  plus grand que les mini-senseurs de type IB1 (Figure 5-45). Cette différence a été également observée pour tous les senseurs de  $500\ \mu\text{m}$  et  $320\ \mu\text{m}$  dans les tests de routine au recuit standard de 80 minutes à  $60^{\circ}\text{C}$ . Le courant de fuite des senseurs de CMS pourrait donc être bien maîtriser les années d’opération du LHC.

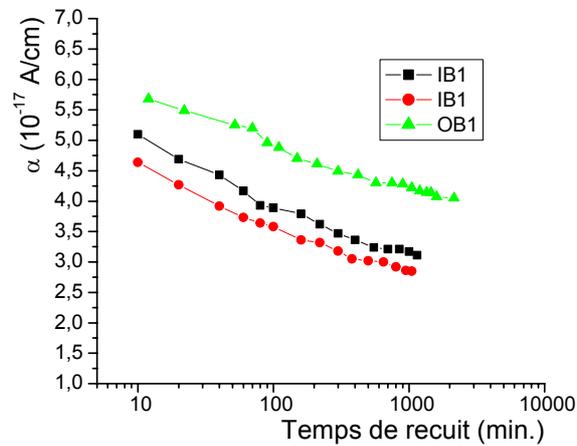


Figure 5-45: Evolution du paramètre  $\alpha$  en fonction du temps de recuit.

### 5-6-3 Les paramètres individuels des pistes

Les résultats sur les paramètres des pistes que nous allons présenter dans cette section sont tous obtenus à une tension de polarisation de 400 V.

Le courant individuel de la piste  $I_{\text{strip}}$  diminue avec le temps de recuit. Ceci est compatible avec le comportement du courant de fuite total (Figure 5-46).

La résistance de polarisation reste relativement stable (Figure 5-47). Les variations sont de l'ordre de 0.01 M $\Omega$ . Comme nous l'avons déjà vu dans les sections précédentes (Section 5-2-4), ce paramètre se stabilise très vite en fonction de la tension de polarisation.

La capacité inter-pistes manifeste un changement en fonction du temps de recuit cumulé. Elle diminue au début du recuit entre 0 et 200 minutes (Figure 5-48). Elle atteint la valeur nominale à quelques pourcentages près. Cette période correspond au recuit favorable. La tension de déplétion est à son minimum. Elle est inférieure à 400 V.

La capacité de couplage n'est pas affectée par le temps de recuit. Les variations sont de l'ordre de l'erreur de mesure pour tous les types de mini-senseurs testés (Figure 5-49).

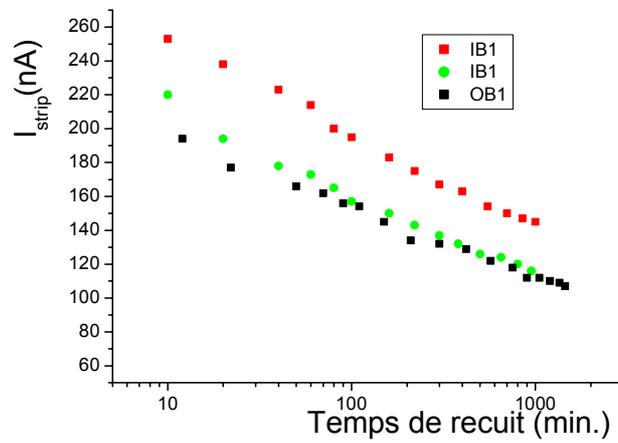


Figure 5-46 : Evolution du courant de la piste en fonction du temps de recuit.  $I_{strip}$  est mesuré à 400 V.

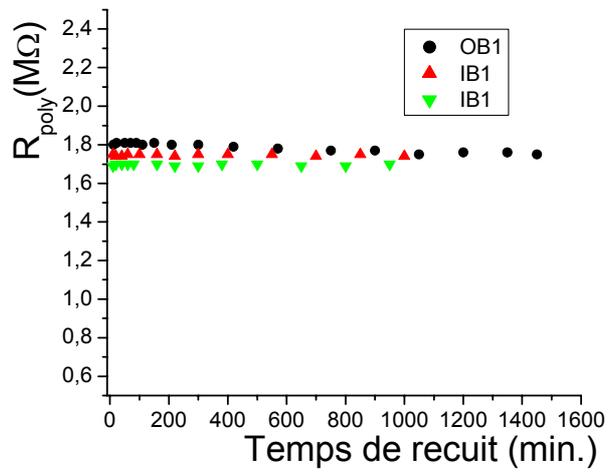


Figure 5-47: Evolution de la résistance de polarisation en fonction du temps de recuit.  $R_{poly}$  est mesurée à 400 V.

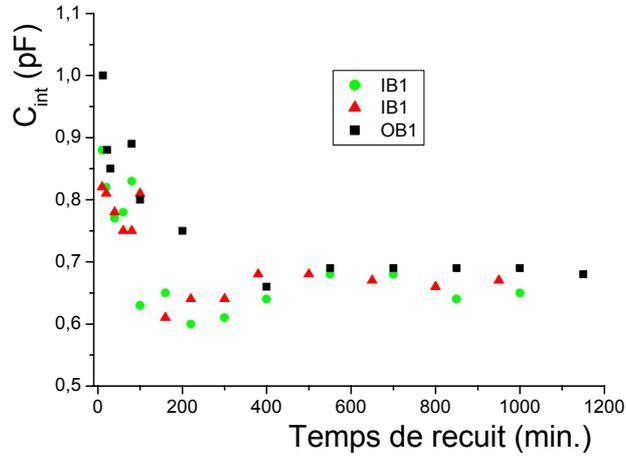


Figure 5-48: Capacité inter-pistes en fonction du temps de recuit.  $C_{int}$  est mesurée à 400V.

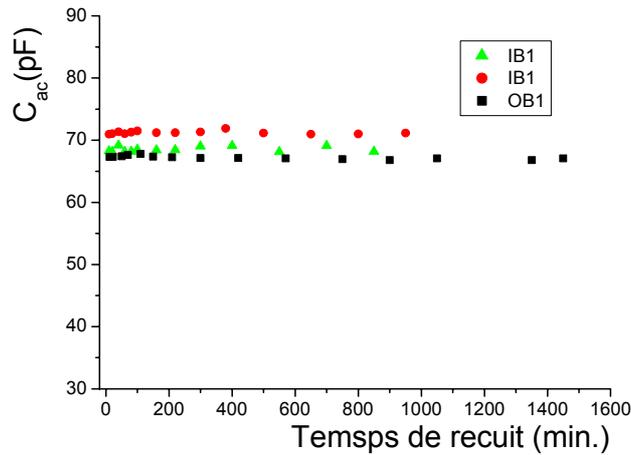


Figure 5-49 : Capacité de couplage en fonction du temps de recuit.  $C_{ac}$  est mesurée à 400 V.

## 5-7 CONCLUSION

Durant ces années de test des senseurs de CMS, plus de 31 irradiations ont été organisées, soit 750 heures de faisceau de neutrons. Près de 500 structures test et 28 senseurs ont été irradiés et testés. 4% seulement des ensembles reçus ont été rejetés, essentiellement à cause d'une tension de déplétion ou d'un courant de fuite trop

élevés. Ce sont tous des senseurs STM de 500  $\mu\text{m}$ . Vu les incertitudes sur les fluences attendues au LHC, nous avons appliqué un facteur 1.5 sur la fluence estimée lors de nos irradiations pour maintenir une large marge de sécurité.

Les résultats obtenus sur l'ensemble des structures de test irradiées ont révélé certains problèmes inattendus. La tension de déplétion est plus faible que prévu par le modèle de Hambourg notamment pour les senseurs de 320  $\mu\text{m}$  de la géométrie WITID. Même si cela est tout à fait bénéfique des études plus précises de son évolution en fonction de la fluence et du temps de recuit ont été menées. Les résultats confirment cette diminution, ce qui nous a conduit à réajuster quelques paramètres de ce modèle à nos mesures. Les paramètres des défauts stables et du recuit inverse ont été les plus concernés par cet ajustement qui a abouti d'une part à une réduction de dégâts permanents et d'autre part à un recuit à long terme nettement moins important. Les paramètres utilisés initialement sont en effet des valeurs moyennes compilées sur une large gamme de résistivités. Nos paramètres permettent de mieux situer la valeur de la tension de déplétion pour une fluence et un temps de recuit donnés pour les détecteurs de CMS dans leur domaine assez restreint de résistivité. Le fait d'irradier d'un coup à la fluence totale puis faire un recuit équivalent à 10 années de LHC pourrait être une source d'erreur puisqu' au LHC l'irradiation et le recuit se font par étapes.

En supposant que la fluence est uniformément répartie dans le temps, nous pouvons dire que l'inversion de type interviendra après quatre années d'opération. Compte tenu des résultats obtenus, la tension de déplétion n'excèdera pas les 400 V pour l'ensemble du trajectographe, à la fin des dix ans de fonctionnement aux fluences attendues auprès de ses différentes parties. Le courant de fuite à des valeurs tout à fait compatibles avec la littérature et la tension de claquage est supérieure à 500 V. la polarisation du trajectographe à une tension de 500 V comme prévu est adéquate.

Quant aux effets de surfaces, la capacité inter-pistes a manifesté une forte dépendance de la tension de polarisation après la déplétion totale pour les senseurs de 500  $\mu\text{m}$ . Les investigations ont démontré que le problème plus est lié à l'épaisseur du senseur. Cette hypothèse a été confirmée par des publications récentes<sup>[66]</sup>. L'influence de la capacité inter-pistes sur le rapport S/N a été étudiée à Karlsruhe sur des modules et s'est révélée catastrophique. Le rapport S/N reste en deçà des critères de CMS ( $S/N > 10$ ) et atteint sa valeur maximale autour de 1.4 la tension de déplétion totale.

Parmi les paramètres les plus importants figurent la résistance de polarisation et la capacité de couplage. Ces deux paramètres ne varient que très peu après irradiation et permettent ainsi de maintenir les mêmes performances que des détecteurs neufs en ce qui concerne la polarisation des pistes et la lecture individuelle du signal.



## Chapitre 6 : L'EFFICIENCE DE COLLECTION DE CHARGE

---

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

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

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

Dans cette optique, nous avons développé un dispositif expérimental qui reproduit les conditions d'opération de CMS et permet de mesurer l'efficacité de collection de charge CCE (pour « Charge Collection Efficiency »). Ce dispositif repose sur la technique TCT (Transient Current Technique).

Dans ce chapitre, le dispositif ainsi que la technique TCT seront décrits. Nous présenterons par la suite les premiers résultats obtenus.

### 6-1 SUPPORTS THÉORIQUES

Les charges créées lors du passage d'une particule ionisante sont réparties de façon homogène le long de sa trajectoire dans la matière. En l'absence de champ électrique  $E$ , les électrons et les trous se recombinent sans produire de signal. Dans les diodes p-n polarisées en sens inverse, la région de déplétion présente un champ électrique maximum. Les charges créées dérivent sous l'effet de ce champ électrique

et induisent un signal sur les électrodes de lecture. Le courant électrique équivalent produit par les électrons ou les trous dans la diode est donné par le théorème de Ramo selon l'expression<sup>[67]</sup>:

$$I(t)_{e,h} = eN_{e,h}(t) \frac{1}{d} v_{e,h}(t) \quad (6-1)$$

où  $e$  est la charge unité,  $N_{e,h}(t)$  est le nombre des électrons (trous) dérivants,  $v_{e,h}(t)$  leur vitesse de dérive et  $d$  l'épaisseur du détecteur.

Après une forte irradiation, des centres de piégeage sont uniformément distribués dans le volume du détecteur. Une fraction de la charge libérée lors du passage de la particule ionisante, dans la partie active du détecteur, pourrait être piégée pendant une durée supérieure au temps typique nécessaire pour la collection totale. Le nombre  $N_{e,h}(t)$  de porteurs de charge dérivants décroît avec le temps à cause de ce phénomène de piégeage selon l'expression :

$$N_{e,h}(t) = N_{e,h}(0) \exp\left(\frac{-t}{\tau_{eff,e,h}}\right) \quad (6-2)$$

$N_{e,h}(0)$  est le nombre des paires électron-trou créées et  $1/\tau_{eff}$  est le taux de piégeage. Son inverse  $\tau_{eff}$  est un temps de piégeage caractéristique ou temps de vie des porteurs de charge. Ce taux dépend de la concentration des défauts ou de centres de piégeage  $N_p$  dans le substrat, et par conséquent de la fluence, ainsi que de la section efficace de piégeage  $\sigma_p$  et de la vitesse thermique des porteurs de charges  $v_{th,e,h}$  par

$$\frac{1}{\tau_{eff,e,h}} = N_p \sigma_{p,e,h} v_{th,e,h} \quad (6-3)$$

Pour étudier l'efficacité de collection de charge plusieurs modèles et méthodes ont été utilisés. Le problème majeur réside dans la détermination du taux de piégeage des porteurs après que le détecteur ait subi une forte irradiation. En effet, après l'inversion du type de conduction du substrat, la jonction p-n est localisée au niveau du « backplane ». La région de déplétion grandit progressivement vers les pistes de lecture lorsque l'irradiation se poursuit. Pour un senseur partiellement déplété, seuls les porteurs de charge créés dans la région de déplétion contribuent au signal.

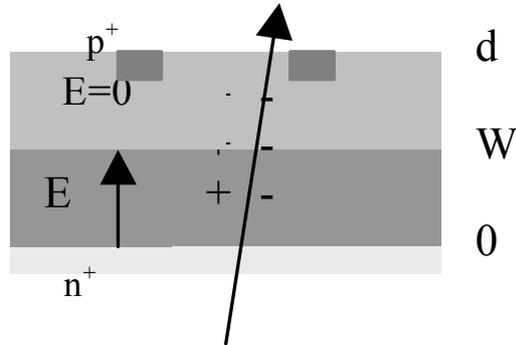


Figure 6-1 : Schéma d'un détecteur partiellement « déplété ».

Plusieurs travaux antérieurs<sup>[67][68]</sup> ont utilisé l'hypothèse suivante: le piégeage dépend de la vitesse de dérive des porteurs. De cette hypothèse, on peut déduire que pour une polarisation croissante au-delà de la tension de déplétion totale ( $V_{\text{bias}} > V_{\text{dep}}$ ), la fraction de charge collectée continue à croître. Ceci est possible car une forte tension de polarisation implique un champ électrique et une vitesse de dérive plus importants. La vitesse de dérive augmente jusqu'à sa valeur de saturation  $v_s$ . À ce stade, le piégeage reste constant et le signal atteint une valeur maximale (« plateau »). Le champ électrique est donné par l'expression suivante :

$$E(x) = \frac{dV}{dx} = E_0 \left( 1 - \frac{x}{d} \right) \quad (6-4)$$

$$\text{avec } E_0 = \frac{qN_{\text{eff}}d}{\epsilon_{\text{si}}}$$

$x$  correspond, sur la figure 6-1, à l'épaisseur non « déplétée » du détecteur.

La vitesse de dérive des porteurs de charges dans le silicium est donnée par l'expression analytique<sup>[69]</sup>:

$$v_{e,h}(x) = \mu_0 E(x) \left( \frac{1}{1 + \mu_0 E(x) / v_s} \right) \quad (6-5)$$

où  $\mu_0$  est la mobilité dans un faible champ électrique et  $v_s$  est la vitesse de saturation.

L'étude du phénomène de piégeage peut se faire en exploitant soit le temps de vie des porteurs de charge soit la longueur d'atténuation du signal.

La première méthode correspond aux équations 6-1 et 6-2. En augmentant la tension de polarisation, on réduit le temps de dérive des porteurs. La probabilité de piégeage devient petite. Quand la vitesse de saturation est atteinte, le temps de dérive atteint son minimum.

La deuxième méthode suggère que lors du passage d'une particule ionisante, une fraction seulement de la charge libérée à une position  $x_0$  atteint le point  $x_1$ , à cause du phénomène de piégeage. Cette fraction sera proportionnelle à  $\exp[-(x_1-x_0)/\lambda]$  où  $\lambda$  est la longueur d'atténuation du signal. Cette dernière dépend de la vitesse de dérive des porteurs. Aucune relation exacte entre  $\lambda$  et  $v_{e,h}$  n'est connue jusqu'à présent. Cependant, un développement de Taylor autour de  $v_{e,h}$  est le plus souvent utilisé:

$$\lambda = \lambda_0 + \lambda_1 \frac{v_{e,h}}{v_s} + \dots \quad (6-6)$$

Les deux méthodes sont équivalentes et conduisent aux mêmes résultats.

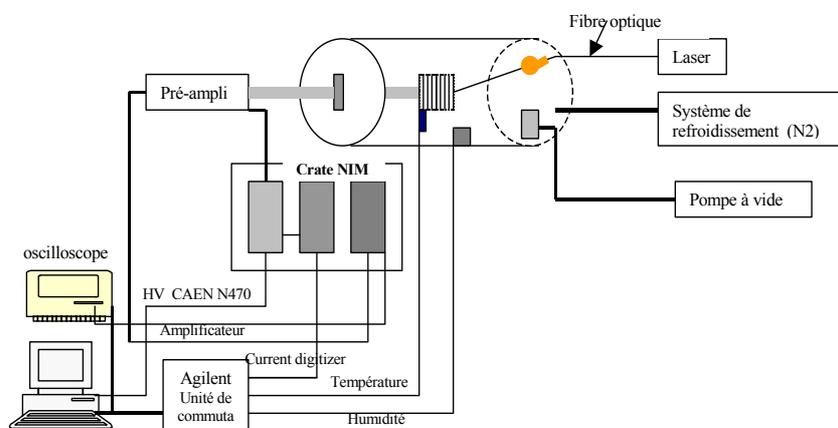
## 6-2 LA TECHNIQUE TCT

La technique TCT (Transient Current Technique) consiste à générer des paires ( $e^-$ ,  $h^+$ ) dans le silicium et de mesurer le courant induit sur les électrodes correspondantes. Cette technique est basée sur l'analyse de la forme du signal induit par le processus de dérive des porteurs de charges dans le champ électrique. Différentes sources sont utilisées pour produire ces paires électron-trou ( $e^-$ ,  $h^+$ ) telles que les sources  $\beta$ ,  $\alpha$ ,  $\gamma$  ou simplement un Laser adéquat généralement un laser qui délivre des impulsions de très courte durée. Les porteurs de charges sont formés quasiment à la surface de la face illuminée du détecteur. Collecter le signal sur la face opposée est plus intéressant car les porteurs de charge doivent traverser toute l'épaisseur du détecteur.

## 6-3 LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Un dispositif de mesure de collection de charge a été développé à Louvain-la-Neuve opérant dans un large domaine de température allant de la température ambiante à  $-120^\circ\text{C}$ . Il consiste en un cylindre équipé d'une pompe à vide, d'un support pour le détecteur et de sondes de température et d'humidité relative. Le vide utilisé est un vide primaire qui permet d'éviter l'humidité à basse température et l'utilisation éventuelle d'une source  $\alpha$  (car les  $\alpha$  sont très vite arrêtés dans l'air). Une diode laser injecte, à travers une fibre optique mobile le long du détecteur, des impulsions pico-secondes pour simuler les particules au minimum

d'ionisation traversant le détecteur. Le laser a une longueur d'onde de 677 nm. L'épaisseur de pénétration de ce rayonnement laser dans le silicium est alors de quelques microns ( $\sim 5 \mu\text{m}$ ). Le détecteur est sous polarisation inverse via une alimentation haute tension N470 CAEN. Le signal est amplifié par un amplificateur Philips à large bande passante (wideband amplifier 6954) et visualisé avec un oscilloscope TEKTRONIX TDS 724A. Tout le système d'acquisition est connecté à un ordinateur PC et contrôlé par un programme LabView. Le dispositif est représenté sur la figure 6-2.



**Figure 6-2 : Dispositif expérimental pour la mesure de la collection de charge à Louvain-la-Neuve.**

Le courant de fuite dans le senseur dû à la polarisation est continuellement sous contrôle afin d'éviter un éventuel claquage.

## 6-4 RÉSULTATS

Par définition, l'efficacité de collection de charge (CCE) est le rapport de la charge collectée  $q_{\text{col}}$  à la charge réellement créée dans le détecteur  $q_0$  (Chapitre 2, eq. 2-20). Notre laser n'est pas calibré en nombre de paires ( $e^-$ ,  $e^+$ ). Le dispositif ne nous permet donc pas de mesurer la quantité CCE mais juste la charge collectée. Toutefois, l'évaluation de la dégradation de l'efficacité est possible puisque :

$$\frac{\varepsilon_{avant-irrad}}{\varepsilon_{après-irrad}} = \frac{q_{collectée}(avant-irrad)}{q_{collectée}(après-irrad)}$$

Pour plusieurs valeurs de tension de polarisation, allant de 0 à 500 V, nous avons mesuré l'efficacité de collection de charge. La charge collectée est proportionnelle à l'intégrale du signal collecté sur tout le temps de collection.

Les données ont été prises sur les diodes et mini-senseurs des structures de test. Les échantillons ont été illuminés par le laser sur la face p<sup>+</sup> et le signal a été collecté sur la face n<sup>+</sup>.

L'amplitude du signal de collection de charge avant irradiation est d'autant plus grande que la tension de polarisation augmente (Figures 6-3 et 6-4) et atteint sa valeur maximale (le plateau) aux alentours de la tension de déplétion totale (Table 6-1). Les figures 6-5 et 6-6 illustrent la variation de la charge collectée en fonction de la tension de polarisation pour les détecteurs de 320 et 500 μm respectivement.

En effet, plus la région de déplétion est petite, plus la recombinaison des charges est importante. Le signal s'affine et augmente aussi avec la tension de polarisation. Le champ électrique est en effet plus important et le temps de dérive des porteurs de charge devient plus petit. Ceci est en bon accord avec les prédictions théoriques.

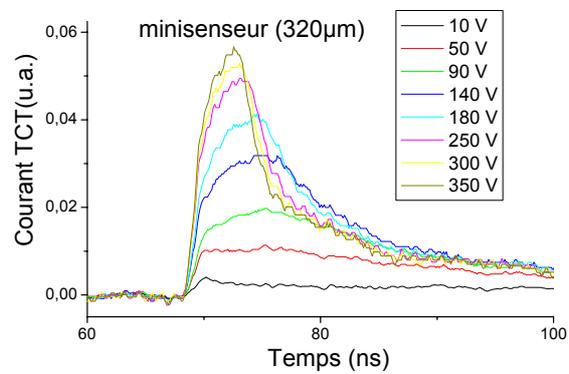
Les figures 6-7 et 6-8 représentent les signaux collectés après irradiation pour une diode et un mini-senseur à différentes tensions de polarisation. La charge maximale (Figures 6-9 et 6-10) est atteinte à une tension supérieure à la tension de déplétion mesurée avec la méthode classique CV. Ceci est prévisible à cause des défauts induits par l'irradiation.

Les résultats obtenus sur les mini-senseurs et les diodes issues de la même structure de test, sont très compatibles. Ceci est vrai aussi bien pour les structures irradiées que non irradiées.

Si l'on compare les résultats obtenus avant et après irradiation (table 6-2), nous remarquons que l'efficacité de collection de charge chute de 50% après une fluence équivalente de  $2.31 \cdot 10^{14}$  n (1MeV)/cm<sup>2</sup> qui correspond à une dizaine d'années d'opération du CMS. Ce résultat est en bon accord avec les travaux antérieurs<sup>[70]</sup>. Cette comparaison reste grossière puisque nous avons testé deux structures différentes mais avec les mêmes caractéristiques.

**Table 6-1: comparaison des tensions de déplétion déduites des caractéristiques C\_V et de la charge collectée (CC) en fonction de la tension de polarisation (pour une fluence équivalente à 10 années d'opération de CMS dans le cas des mini-senseurs/diodes irradiés).**

Structure	V <sub>dep</sub> (C_V)	V <sub>dep</sub> (CC)
Mini-senseur non irradié 320 μm	140 V	154 V
Mini-senseur non irradié 500 μm	150 V	144 V
Diode non irradiée 500 μm	100 V	50 V
Mini-senseur irradié 320 μm	330 V	> 400 V
Diode irradiée 320 μm	250 V	300 V



**Figure 6-3 : Signal collecté sur un détecteur non irradié de 320 μm pour différentes valeurs de la tension de polarisation.**

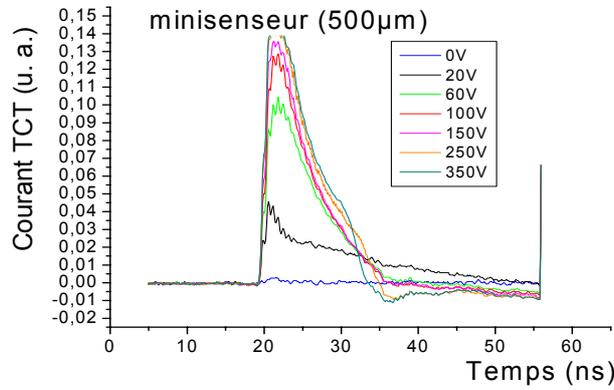


Figure 6-4 : Signal collecté sur un détecteur non irradié de 500 μm pour différentes valeurs de la tension de polarisation.

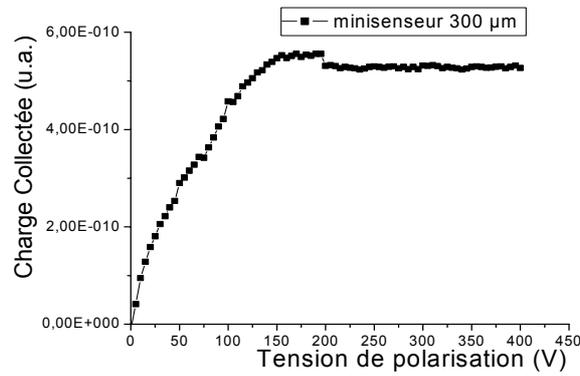


Figure 6-5 : Charge collectée en fonction de la tension de polarisation pour un mini-senseur non irradié de 320 μm.

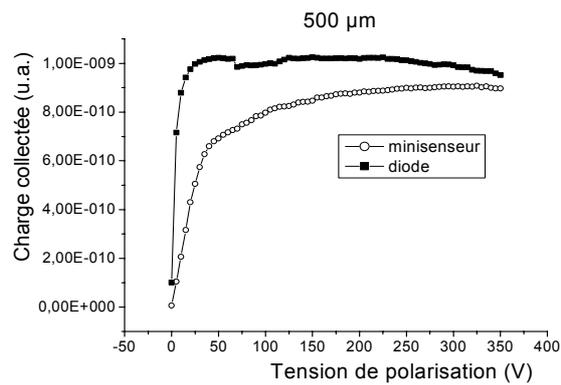


Figure 6-6 : Charge collectée en fonction de la tension de polarisation pour un mini-senseur et une diode non irradiés de 500 μm.

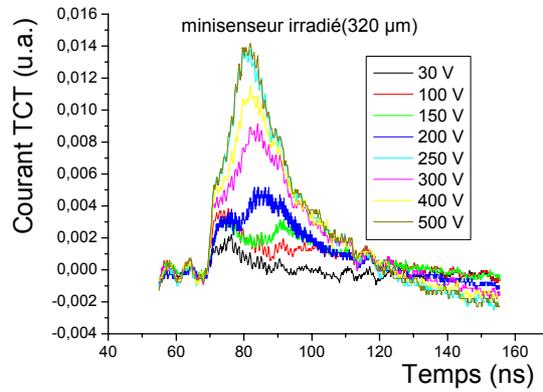


Figure 6-7 : Signal collecté sur un détecteur irradié de 320 μm pour différentes valeurs de la tension de polarisation.

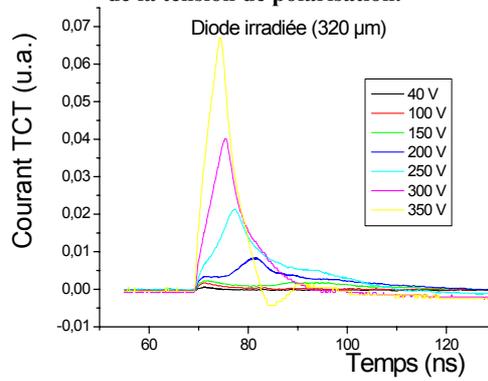


Figure 6-8 : Signal collecté sur un détecteur irradié de 320 μm pour différentes valeurs de la tension de polarisation.

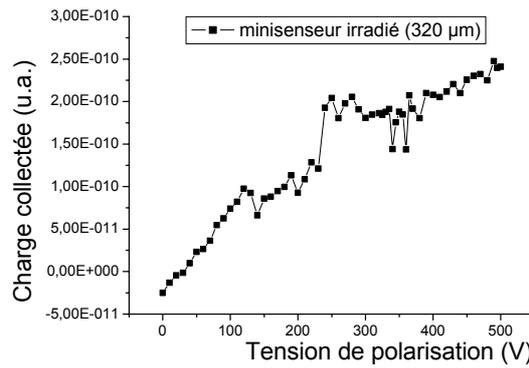


Figure 6-9 : Charge collectée en fonction de la tension de polarisation pour un mini-senseur irradié de 320 μm.

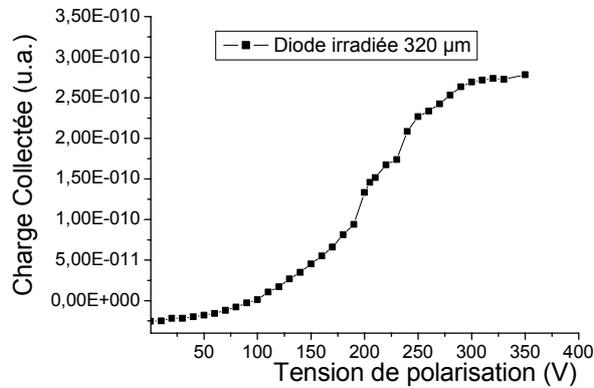


Figure 6-10 : Charge collectée en fonction de la tension de polarisation pour une diode irradiée de 320 μm.

Table 6-2: Charge maximale collectée sur les différentes structures utilisées.

Structure	Charge collectée max Avant irradiation (u.a.)	Charge collectée max après irradiation (u.a.)
Minisenseur 320 μm	$5.57 \cdot 10^{-10}$	$2.48 \cdot 10^{-10}$
Minisenseur 500 μm	$9.14 \cdot 10^{-10}$	--
Diode 320 μm	$5.6 \cdot 10^{-10}$	$2.80 \cdot 10^{-10}$
Diode 500 μm	$1.019 \cdot 10^{-9}$	--

## 6-5 CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Nous avons développé un dispositif de mesure de collection de charge en fonction de la tension de polarisation. Sur des structures de test de 320 et 500 μm, les résultats obtenus restent préliminaires vu que l'on ne dispose pas de données avant et après irradiation sur la même structure ni d'une statistique suffisante pour les confirmer. Néanmoins, ils restent encourageants.

L'illumination de nos détecteurs sur la face  $n^+$  n'est pas possible à cause de la couche d'aluminium qui couvre la totalité de la face. La collection du signal sur les pistes  $p^+$  n'a malheureusement pas été effectuée.

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

Cette étude sera d'autant plus intéressante si elle s'effectue à différentes températures (allant de la température ambiante aux températures cryogéniques). Cela pourrait conduire à la connaissance de la température critique à laquelle la collection de charge devient négligeable. Sachant que la basse température reste un atout pour réduire le bruit dans le signal et retarder le recuit inverse dans le cas des substrats ayant déjà subi l'inversion de type.

L'irradiation des détecteurs à plusieurs fluences, couplée à une étude en fonction du temps de recuit, permettra de suivre la dégradation de la collection de charge au fil des années d'opération de CMS. Une simulation du signal à la sortie du détecteur utilisant les modèles théoriques est envisageable.



## CONCLUSION GÉNÉRALE

---

Parmi les quatre grandes expériences auprès du futur LHC, l'expérience CMS est l'une de celles dont les résultats sont les plus attendus. Elle devrait identifier le boson de Higgs prédit par le modèle standard. La mesure de l'impulsion des particules chargées requiert un système de tracking performant et précis en position. Les conditions sévères de fonctionnement du LHC ont conduit à des travaux de recherche très poussés, et à la construction d'un trajectographe totalement en silicium avec comme pièces primaires des détecteurs à micro-pistes.

Le nombre très important de ces détecteurs a contraint la collaboration à évaluer leur qualité et la constance de leurs performances tout au long de leur production avant d'être montés sur le grand détecteur.

Ce travail présenté pour notre thèse s'est proposé de réaliser des tests de résistance des détecteurs au silicium à micro-pistes aux neutrons rapides. Pour ce faire, notre activité s'est subdivisée en quatre parties essentielles pour la concrétisation de cet objectif :

- La réalisation d'un dispositif de test ;
- L'irradiation des détecteurs avec un flux de neutrons intense ;
- Un échantillonnage significatif de détecteurs avant et après irradiation ;
- L'évaluation des dégâts macroscopiques et, par ailleurs, la comparaison aux prédictions théoriques.

La réalisation du dispositif expérimental pour les tests électriques a nécessité des investigations aussi bien sur les instruments de mesure à utiliser que sur la façon de mesurer les différents paramètres. En effet, la complexité de conception du détecteur à micro-pistes et la petitesse de certaines grandeurs demandaient souvent l'utilisation de techniques originales et rigoureuses.

L'inter-calibration de notre dispositif avec celui des autres laboratoires de la collaboration nous a permis d'améliorer certains tests notamment pour la mesure de la capacité et de la résistance inter-pistes. Elle a conduit également à une plus grande confiance dans les résultats obtenus.

Les irradiations aux neutrons ont eu lieu dans des conditions très similaires à celles de l'expérience de CMS. Nous avons pu atteindre des fluences une fois et demie plus grandes que celles prévues au sein du LHC en un temps raisonnable. Au total, plus de 50 irradiations aux neutrons ont été réalisées au cyclotron de Louvain-la-Neuve pour la majorité à deux fluences différentes. Près de 500 structures de test et 28 senseurs ont été testés avant et après irradiation, permettant une analyse statistique fiable.

Les dégâts occasionnés dans le volume du substrat ont entraîné une augmentation de la tension de déplétion et du courant de fuite dans le détecteur, et ce pour les deux épaisseurs utilisées. La fraction d'augmentation est plus importante dans le cas des senseurs de 500  $\mu\text{m}$ . Ces derniers ont une résistivité plus grande qui entraîne une inversion du type  $n \rightarrow p$  plus rapide.

Les tensions de déplétion mesurées et calculées par le modèle de Hambourg convergent relativement bien dans conditions du recuit standard pour les structures de tests de 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Néanmoins, l'utilisation de ce modèle pour l'étude de l'évolution de la tension de déplétion en fonction de la fluence et du temps de recuit nous a conduit à ajuster particulièrement les paramètres  $r_C$ , lié aux dégâts stables, et  $g_Y$  du recuit inverse par rapport à leurs valeurs moyenne dans la littérature et habituellement utilisées. Le paramètre  $g_Y$  s'est vu divisé par deux dans le cas des senseurs de 320  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Les défauts responsables du recuit inverse ne sont pas bien connus une interprétation physique détaillée n'est actuellement pas possible. Cette étude a montré que la tension de déplétion des détecteurs de CMS évolue moins vite que prévue à long terme ce qui est d'ailleurs, un point positif.

Les dégâts en surface sont par contre, limités aux paramètres inter-pistes. Nous avons effectivement observé une augmentation spectaculaire et, à la limite, inquiétante de la capacité inter-pistes dans le cas des détecteurs de 500  $\mu\text{m}$ . Cette augmentation s'est avérée liée à l'épaisseur des senseurs. Dépassant ainsi les limites imposées par la collaboration CMS, il convient de rappeler que la fluence d'irradiation utilisée contient, elle aussi, une marge de sécurité de 50%. Les mesures du rapport S/N sur des modules de 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur à Karlsruhe ont confirmé que ce dernier reste raisonnable même à très haute fluence.

La mesure de l'efficacité de collection de charge a été entamée. Les résultats obtenus restent préliminaires vu la faible statistique. Cependant, la charge collectée mesurée sur les quelques structures montre une évolution similaire à celle prévue dans la littérature.

La comparaison des mesures avant et après irradiation manifeste une détérioration de l'ordre de 50% de l'efficacité de collection de charge. Cette comparaison est imparfaite puisqu'il ne s'agit pas exactement des mêmes détecteurs. Une étude plus élaborée est prévue.

En conclusion de ce travail, les détecteurs de CMS testés au cours de nos campagnes de mesures ont été qualifiés et leurs performances sont garanties pour la durée de fonctionnement nominale de CMS. Cependant, il serait intéressant de mesurer le rapport S/N en fonction de la tension de polarisation après chaque période de maintenance afin de garantir un fonctionnement le plus optimiste.

Pour les futurs accélérateurs comme le Super-LHC (S-LHC), où la luminosité sera dix fois plus grande qu'au LHC ( $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) et où la fluence équivalente atteindra  $10^{16} \text{ n (1MeV)/cm}^{-2}$  au bout de cinq années d'opération, ces détecteurs ne seront plus appropriés à ce genre d'environnement. La première raison est la tension de déplétion qui devient démesurément plus grande (plus de 10 000 V). Il est donc indispensable de développer des matériaux plus résistants et plus tolérants aux radiations. C'est dans ce sens là que la collaboration RD50 a axé ses recherches. Le but de ces développements est de concevoir de nouveaux matériaux et de comprendre les défauts microscopiques induits par les radiations. A l'heure actuelle, le silicium enrichi en oxygène, le silicium épitaxial et Czochralski ouvrent de nouvelles perspectives: l'absence de l'effet de l'inversion de type du substrat permet de produire des détecteurs p-n plus tolérants et économiques. Toutefois, la tension de déplétion n'est pas seul le paramètre significatif de la qualité d'un détecteur. La collection de charge et le rapport S/N sont autant de paramètres, parmi d'autres, qu'il faudra prendre en compte pour enfin, tirer les meilleurs candidats pour le S-LHC. De ce fait, les défauts responsables du piégeage des porteurs de charge et les effets de surface mériteraient une meilleure prise en charge.

## ANNEXE 1

### L'orientation cristalline du Silicium

#### La maille conventionnelle du Silicium

La maille conventionnelle d'un réseau cristallin est la maille élémentaire constituant ce réseau et qui se reproduit périodiquement. Le silicium a une structure diamant, composée de deux mailles identiques de type cubique à faces centrées, de paramètre  $a$ , qui s'interpénètrent. Chacune est déplacée de l'autre de  $\frac{1}{4}a$  dans chaque direction. La maille conventionnelle contient 8 atomes de Si comme le montre la figure 1.

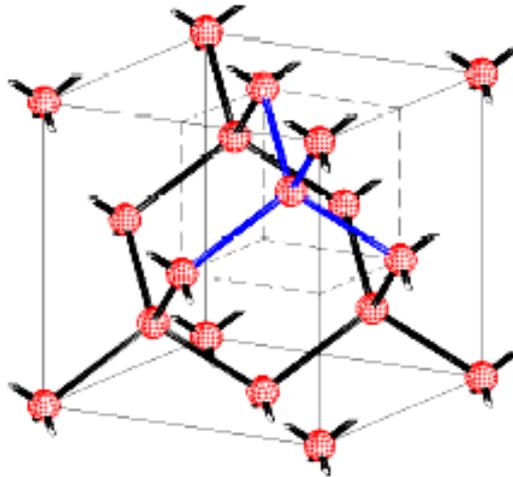
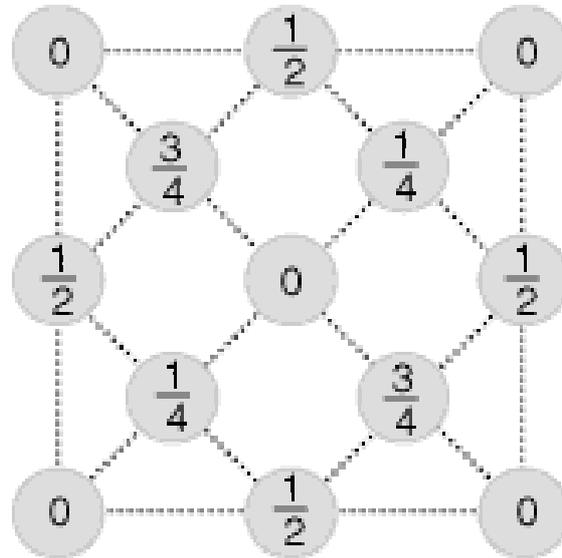


Figure 1: Structure Diamant du silicium.

La disposition des atomes dans le cube est représentée sur la figure 2.



**Figure 2 : Position des atomes d'une cellule diamant vue sur une face du cube. Les fractions dénotent à hauteur au-dessus de la base dans l'unité du paramètre de la maille.**

### L'orientation cristalline

L'orientation d'un cristal est définie par plan. Ce plan peut être parfaitement défini par trois points quelconques non alignés qui peuvent être l'intersection de ce plan avec les axes des coordonnées dans le repère (O, x, y, z) où l'origine O est prise sur un nœud du réseau. Du fait de l'invariance par translation, il y a une infinité de plans atomiques parallèles à un plan atomique donné.

En cristallographie, on utilise les indices de Miller (hkl)<sup>[71]</sup> pour définir les plans d'orientation d'un cristal. Ces indices définissent les points d'intersection du plan en question avec les axes x, y et z du repère. Il coupe l'axe des x en  $1/h$ , l'axe des y en  $1/k$  et l'axe des z en  $1/l$ ; si l'un des indices est nul, alors le plan est parallèle à l'axe, son intersection est rejetée à l'infini.

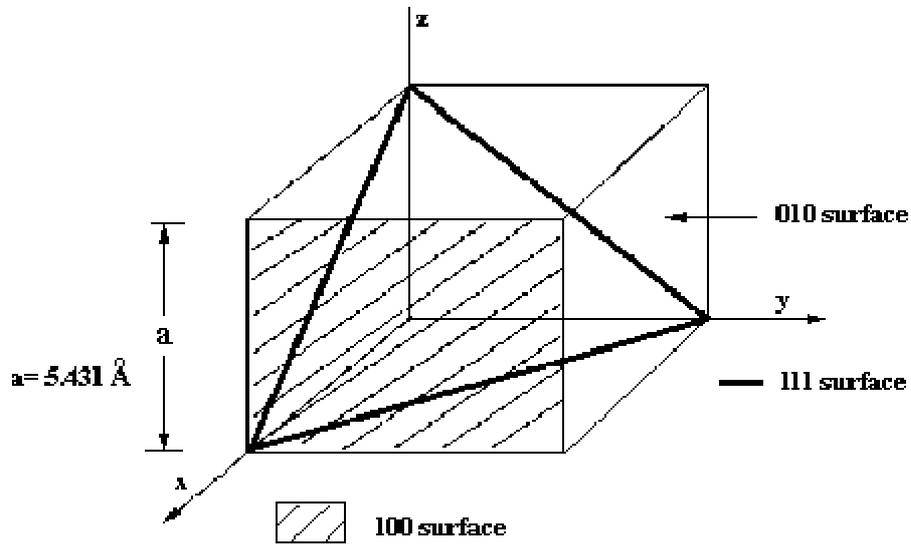


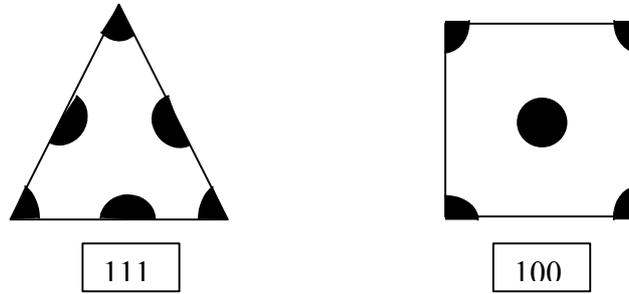
Figure 3: Plans d'orientation (100) et (111) pour une maille cubique.

### Influence du plan d'orientation sur les effets de surface

Les effets de surface sont liés au phénomène d'ionisation induite par les radiations incidentes sur les atomes se trouvant à la surface du semi-conducteur. Ces effets sont d'autant plus importants que la densité surfacique des atomes est grande (nombre d'atomes par  $\text{cm}^2$ ). C'est donc là qu'intervient le choix de l'orientation cristalline pour un détecteur opérant dans un milieu à rayonnements intenses.

Dans le cas d'un réseau cubique à faces centrées ( le silicium), nous avons représenté la répartition des atomes de Si sur les plans (100) et (111). Le plan (101) a les mêmes caractéristiques que le plan (100). Nous remarquons qu'il y a plus d'atomes par  $\text{cm}^2$  sur le plan (111) que sur le plan (100).

De ce fait, l'orientation (100) produirait moins de dégâts en surface que l'orientation (111). Cela a été prouvé expérimentalement en testant deux détecteurs similaires avec les mêmes caractéristiques mais deux orientations différentes.



**Figure 4: Répartition des atomes sur les plans (111) et (100) dans le cas d'un réseau cubique à faces centrées.**

## Abréviations, Acronymes

---

APV	Analogue Pipeline Voltage
$\alpha$	Variation du courant de fuite normalisé au volume du détecteur et à la fluence équivalente d'irradiation.
CMS	Compact Muon Solenoid
C	Capacité totale du senseur.
c	Constante de dissipation « Modèle de Hambourg »
C-V	Caractérise la variation de la capacité totale du détecteur C en fonction de la tension de polarisation V.
$C_{int}$	Capacité inter-pistes.
$C_{ac}$	Capacité de couplage.
d	Épaisseur totale du détecteur (épaisseur maximale de la zone de déplétion).
D(E)	Fonction de déplacement d'une particule à une énergie E
$N_{eff}$	Concentration effective du dopant dans le substrat.
DLTS	“Deep Level Transient Spectroscopy”. C'est une technique utilisée pour déterminer le type de défauts microscopiques induits dans le substrat. Elle est basée sur l'injection de porteurs de charge afin de combler tous les pièges. Le courant transitoire mesuré ultérieurement après un changement abrupt dans la tension de polarisation est analysé.
$\epsilon_{si}$	Permittivité diélectrique du silicium exprimée en Farads par unité de longueur (F/m).
$\Phi_{eq}$	C'est la fluence (le flux de particules intégré dans le temps) équivalente à des neutrons de 1 MeV exprimée en particules/cm <sup>2</sup> .
$g_a$	Taux de défauts qui disparaissent après le recuit bénéfique.
$g_C$	Taux d'introduction des dégâts stables.
$g_Y$	Taux d'introduction des défauts en recuit inverse.
GPIB	«General Purpose Interface Bus » c'est une carte qui permet de connecter un ordinateur aux différents instruments de mesures et permet le passage d'information entre eux.
H	Longueur de la piste.
HPK	"Hamamatsu Photonics K_K" une des deux compagnies de fabrication des senseurs à micro-pistes pour CMS.
$I_{diel}$	Le courant qui passe à travers le diélectrique SiO <sub>2</sub> .
$I_{leak}$	Le courant de fuite totale dans le détecteur.
$I_{strip}$	Le courant de fuite d'une piste individuelle.
I-V	Caractérise la variation du courant de fuite totale en fonction de la tension de polarisation.

IQC	Irradiation qualification Center centre de test aux radiations.
$J_{\text{leak}}$	Le courant du détecteur par unité de surface (densité de courant).
$\kappa$	Facteur de qualité (rapport entre la fluence réelle et la fluence équivalente à des neutrons de 1 MeV)
$k_B$	Constante de Boltzmann exprimée en Joules par degrés Kelvin.
LHC	Large Hadrons Collider.
LEP	Large Electron-Positron collider.
$N_a$	Changement de la concentration effective due au recuit bénéfique.
$N_A$	Concentration des porteurs de charge dans un semi-conducteur dopé p.
$N_C$	Changement de la concentration effective due aux défauts stables.
$N_D$	Concentration des porteurs de charge dans un semi-conducteur dopé n.
$N_Y$	Changement de la concentration effective due au recuit inverse.
NIEL	“Non Ionizing Energy Loss”. C’est l’énergie déposée, par des processus non ionisants, dans le semi-conducteur supposée être à l’origine des défauts dans permanent dans le matériau.
p	Distance entre deux pistes dans le senseur à micropistes
PKA	“Primary Knock Atom”.
PQC	“Process Qualification Center”
QTC	“Quality Test Center”
$r_C$	Fraction de donneurs supprimée après irradiation.
RD	Collaborations “Research and Developments”
$R_{\text{int}}$	Résistance entre les pistes
$R_{\text{poly}}$	Résistance de polarisation.
S/N	Rapport Signal/Bruit ou “Signal/Noise”.
STM	“ST Microelectronics” compagnie de fabrication des senseurs pour CMS.
$t_a$	Temps de recuit.
T	Température de mesure.
$T_a$	Température de recuit
$T_R$	Température de référence (température ambiante de 20°C).
$\tau_a$	La constante du temps pour le recuit bénéfique ou favorable.
$\tau_{\text{coll}}$	Temps de collection de charge.
$\tau_{\text{eff}}$	Temps effectif de piégeage des charges.
$\tau_Y$	Constante de temps dans le recuit inverse.
TCT	Transient Current Technique.
TEC	Tracker EndCap
TIB	Tracker inner Barrel.
TOB	Tracker Outer Barrel.

TSC	“Thermally Stimulated Current” cette technique permet, tout comme la technique DLTS, de comprendre les défauts induits dans le silicium à l’échelle microscopique. Son principe est de refroidir d’abord le senseur à basse température puis injecter des charges dans le substrat. Le matériau est chauffé, par la suite, par un pas de température régulier. Le courant de fuite est contrôlé durant toute cette procédure et est utilisé pour déterminer les concentrations des défauts.
$V_{pol}$	Tension de polarisation en inverse du détecteur
$V_{bi}$	différence de potentiel établie au contact de deux semi-conducteurs n et p.
w	Largeur de la piste dans le senseur à micro-pistes.
W	Epaisseur de la zone de déplétion.

## RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

---

- [1] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 13 (1967) 1264.
- [2] Particle Physics Booklet July 2004, Extracted from the Review of Particle Physics S. Eidelman et al., Physics Letters B 592, 1(2004)
- [3] F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321.
- [4] D.H. Perkins, Introduction to high Energy Physics, 4rd edition Addison Wesley (2000) page 271.
- [5] P. W. Higgs, Physical letters 12(1964)132.
- [6] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for the Higgs boson searches, Phys. Lett. B565 (2003) 61.
- [7] Report of the Tevatron Higgs Working group FERMILAB-Conf-00/279-T SCIPP 00/37 hep-ph/0010338 October 31, 2000.
- [8] CMS Collaboration CERN/LHCC94-45 (1994).
- [9] ATLAS Collaboration CERN/LHCC94-43 (1994).
- [10] ALICE Collaboration CERN/LHCC95-71 (1995).
- [11] LHCb Collaboration CERN/LHCC98-4 (1998).
- [12] H.E. Haber and G.L. Kane, Phys. Rep. C117 (1985) 75.
- [13] Thèse de Doctorat de Valérie Mack 1997 Université de Haute Alsace France.
- [14] TDR 98 CERN/LHCC 98-6 CMS TDR 5 15 April 1998.
- [15] “The tracker project technical design report addendum”, the CMS collaboration, CERN/LHCC 2000-016, 2000.
- [16] TP 94 CERN/LHCC 94-38 15 December 1994

- 
- [17] RD19 Collaboration at CERN [web.cern.ch](http://web.cern.ch).
- [18] RD 48 Collaboration <http://rd48.web.cern.ch/RD48/>
- [19] J. L. Agram et al. Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research A 517 (2004) 77-93.
- [20] S. Braibant et al. Nucl. Instr. and Methods in physics research A 485(2002) 343-361.
- [21] L. Feld, presentation of 15/01/1999 CERN ; RD for the CMS tracker.
- [22] M. Krammer Nucl. Instr. and Meth. in physics research A 531(2004)238-245.
- [23] M.J. French et al. Nucl. Instr. and Methods in physics research A 466 (2001) 359-365
- [25] R. Sonnenblick et al. Nucl. Instr. and Methods in physics research A 310 (1991) 189-191.
- [24] <http://cmsinfo.cern.ch/Welcome.html/CMSdetectorInfo/TrackingDetectors/page4.html>
- [26] G.F. Knoll, Radiation detectors and measurement, Johns Wiley & Son 1979.
- [27] G. Lutz Semiconductor radiation detectors; Springer 1999.
- [28] E. Barberis et al. Nucl. Instr. and Methods in physics research A 342 (1994) 90-95.
- [29] M. Moll PhD Thesis DESY Hamburg 1999.
- [30] V. A. J. Van Lint, T.M. Flanagan, R. E. Leadon, J. A. Naber, V. C. Rogers. Mechanisms of Radiation Effects in Electronic Materials, John Wiley & Son, 1980.
- [31] G. Lindström et al. Nucl. Instr. and Meth. In Physics Research A 426 (1999)1-15
- [32] Y. Shi et al. A numerical study of a cluster center formation in neutron-irradiated silicon. J. App. Phys., 67:1116, 1990.
- [33] G. Lindstrom Nucl. Instr. and Meth. In Physics Research A 512 (2003) 30-43.
- [34] M. Huhtinen et al. Nucl. Instr. and Meth. In Physics Research A 335(1993)580.

- 
- [35] ASTM E722-94 1994
- [36] A. Vasilescu, “The NIEL scaling hypothesis applied to neutron spectra of irradiation facilities and the ATLAS and CMS SCT - ROSE/TN/97-2 1997.
- [37] <http://rd48.web.cern.ch/RD48/>
- [38] M. Moll et al. Nucl. Instr. and Methods in physics research A 426 (1999) 87-93.
- [39] E-H. Nicollian and J.R. Brews. MOS: Physics and Thechnology, J. Wiley & Son, 1982.
- [40] M. Moll et al. Nucl. Instr. and Methods in physics research B 186 (2002) 100-110.
- [41] <http://rd50.web.cern.ch/rd50/db/doc/040721-IWORID-Moll-draft.pdf>.
- [42] G. Lindstrom et al. Nucl. Inst. and Meth. In Physics Research A 466 (2001) 308-326.
- [43] N. Demaria et al. Nucl. Inst. and Meth. In Physics Research A 447 (2000) 142-150.
- [44] D. Husson IEEE Trans. Nuc. Sci. vol. 41 (1994) 811-816.
- [45] S. My Nucl. Inst. and Meth. In Physics Research A 446 (2000) 229-234.
- [46] N. Bachetta et al. Nucl. Inst. and Meth. In Physics Research A 426 (1999) 16-23.
- [47] Specifications for Quality Control & Assurance of the CMS Silicon Detectors, Draft review 2.0 19/05/00 by the CMS Tracker Sensor Working Group.
- [48] A. Dierlamm, “Irradiation qualification of CMS silicon tracker components with protons” 4<sup>th</sup> international conference on radiation effects on Semiconductors Materials, detectors and Devices July 2002.
- [49] K. Bernier Thèse de Doctorat en Physique. Louvain-la-Neuve 2001 <http://cds.fynu.ucl.ac.be/>
- [50] J. P. Meulders et al. Phys. Med. Biol.20 (1975)235.  
J. P. Meulders et al., Nucl. Inst. & Meth. 216 (1975)81
- [51] GEANT 3.21, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1994)

- 
- [52] “A consistent set of neutron kerma coefficients from thermal to 150 MeV for biologically important materials”, M. B. Chadwick et al. Med. Phys. vol. 26 N°6 (974-991), 1999.
- [53] A. Vasilescu & G. Lindstrom “note on the fluence normalization based on the NIEL scaling Hypothesis” ROSE/TN/2000-02, 2000.
- [54] [http://radact.suss.com/main.php?rad\\_id=322](http://radact.suss.com/main.php?rad_id=322)
- [55] [http://www.keithley.com/storefront/ps\\_catalog%3Aproductallitemdetail?mn=2410&type=SourceMeter%20Instruments&subtype=SourceMeter%20Instruments](http://www.keithley.com/storefront/ps_catalog%3Aproductallitemdetail?mn=2410&type=SourceMeter%20Instruments&subtype=SourceMeter%20Instruments)
- [56] [http://www.keithley.com/storefront/ps\\_catalog%3Aproductallitemdetail?mn=6514&type=Low-Current/High-Resistance%20Products&subtype=Electrometers](http://www.keithley.com/storefront/ps_catalog%3Aproductallitemdetail?mn=6514&type=Low-Current/High-Resistance%20Products&subtype=Electrometers)
- [57] [http://we.home.agilent.com/cgi-bin/bvpub/agilent/Product/cp\\_Product.jsp?LANGUAGE\\_CODE=eng&COUNTRY\\_CODE=ZZ&NAV\\_ID=-11891.536880951.00](http://we.home.agilent.com/cgi-bin/bvpub/agilent/Product/cp_Product.jsp?LANGUAGE_CODE=eng&COUNTRY_CODE=ZZ&NAV_ID=-11891.536880951.00)
- [58] <http://www.tequipment.net/Agilent6614C.asp>
- [59] <http://cpliterature.product.agilent.com/litweb/pdf/5965-5290EN.pdf>
- [60] <http://www.picotech.com/applications/pt100.html>  
[http://www.esrf.fr/exp\\_facilities/ID18/pages/exp/data/sensors/pt100.html](http://www.esrf.fr/exp_facilities/ID18/pages/exp/data/sensors/pt100.html)
- [61] <http://www.fynu.ucl.ac.be/themes/he/cms/Manuals/Humidite/honeywell.pdf>
- [62] “Irradiation studies on CMS silicon microstrip detector modules” W. deBoer et al. CMS NOTE 2005/000 (à paraître).
- [63] M. Moll et al. Nucl. Instr. and Methods in physics research A 439 (2000) 282-292.
- [64] V. Cindro et al. Nucl. Inst. and Meth. A 450 (2000) 288-296
- [65] V. Cindro et al. Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A 476 (2002) 565-568
- [66] D. Passeri et al. Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A 476 (2002) 751-757
- [67] G. Kramberger et al. Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A 476 (2002) 645-651.
- [68] S. Marti et al. Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A 473 (2001) 128-135

---

[69] S.M. Sze Physics of semiconductors Devices 2<sup>nd</sup> Edition, Wiley Intersciences page 325.

[70] K.Borer et al. Nucl. Inst. and Meth. A 440 (2000) 5-16

[71] "Introduction to Solid State Physics" C. Kittel, J. Wiley & Son 3<sup>rd</sup> Edition 1968 page 21.