

CENTRO ATÓMICO BARILOCHE

GRUPE PARTICULES ET CHAMPS

ÉTUDE DE LA RÉPONSE BASSE ÉNERGIE DE SENSEURS DE SILICIUM

ESTELLE VINCENT

RESPONSABLE: DR XAVIER BERTOU

CONFIDENTIALITÉ: NON

Stage de onze semaines réalisé dans le cadre de la maîtrise

Physique et Nanosciences

Phelma – Grenoble INP

Juillet 2018

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier toute l'équipe des groupes particules et collisions atomiques du Centre Atomique Bariloche ainsi que tout le personnel administratif. Je remercie tout particulièrement le professeur Mariano Cantero, vice-directeur scientifique de l'Institut Balseiro, pour m'avoir accueillie dans son établissement. Je remercie également César Cassina pour m'avoir permise de résider dans les logements étudiants à titre gracieux. Je remercie le professeur Sergio Suárez ainsi que Gimena, César et Pablo pour avoir rendu possible les mesures avec l'accélérateur. Enfin, je remercie chaleureusement mon maître de stage, le professeur Xavier Bertou, ainsi que le professeur Miguel Sofo Haro qui a également participé à la supervision du projet, pour leur accueil, leur aide, leur sympathie et leur disponibilité.

ABSTRACT

L'utilisation de capteurs CCD pour la détection de matière noire est très prometteuse puisque, par leur résolution élevée et leur faible bruit, ces détecteurs pourraient permettre d'explorer de nouvelles régions de paramètres. Au Centre Atomique Bariloche, une équipe travaille sur la caractérisation complète d'un CCD et vise plusieurs objectifs. Le premier est de réduire au maximum le bruit en améliorant le setup déjà en place. Le second est d'arriver à déterminer le «quenching factor» : ce facteur nous renseigne sur la part d'énergie de collision qui est collectée par ionisation et la part qui est perdue dans le cristal. Le rapport présente différentes calibrations et mesures de bruit utilisant les distributions d'énergie de muons des rayons cosmiques, ainsi que de protons et d'ions de silicium dont l'énergie est contrôlée par un accélérateur de particules TANDEM. L'amélioration de certaines parties du setup a permis de réduire le bruit électronique haute et basse fréquence et de passer de 6 à 5 électrons de bruit par image. Le calcul du "quenching factor" n'a pas pu être atteint mais d'importantes campagnes de mesures effectuées devraient permettre aux prochaines équipes de déterminer les constantes de calibration nécessaires pour aboutir à ce résultat.

Mots-clés: CCD, matière noire, bruit, quenching factor, calibration

CCD sensors are promising candidates for dark matter detection. Because of their high resolution and low noise, those detectors will allow the exploration of new regions of parameters. At the Bariloche Atomic Center, a team is working on a complete characterization of the device and aims different goals. The first is to reduce the noise by improving the setup. The second is to calculate the "quenching factor", that gives us information on the part of the collision energy that goes to ionization and the part that is lost in the crystal. The report presents different calibrations and noise measurements using the fits of muons from cosmic rays, together with protons and silicon ions with an energy controlled by a TANDEM accelerator. The modification of some parts of the setup reduced the high and low frequency electronic noise and reduced the global noise of the images from 6 down to 5 electrons. The quenching factor calculation wasn't reached, but an important measurement campaign will probably allow the next teams to determinate the calibration constants necessary to aim this goal.

Keywords: CCD, dark matter, noise, quenching factor, calibration

LISTE DES FIGURES

2.1	Structure caractéristique d'un pixel	9
2.2	Signatures caractéristiques de particules sur le CCD	10
2.3	Un muon, un photon gamma et un proton vus sous DamicViewer	11
2.4	Chambre du CCD ouverte	13
2.5	Chambre du CCD installée sur l'accélérateur TANDEM	13
2.6	Schéma des zones de l'image	13
2.7	Distribution de l'énergie perdue par les muons par unité de distance	14
2.8	Évolution du bruit en électrons en fonction du temps d'intégration	14
3.1	Energie d'ionisation en fonction de l'énergie cinétique des muons	16
3.2	Plaque de cuivre installée devant le capteur	18
3.3	Bruit de 14 images à D0	18
3.4	Fit des muons à C0	19
3.5	Évolution du bruit en électrons en fonction du temps d'intégration	20
3.6	Distribution du bruit dans un overscan	21
3.7	Bruit de 28 images prises à A0	21
3.8	Profil des muons sélectionnés à l'aide de la méthode 1	21
3.9	Profil des muons sélectionnés à l'aide de la méthode 2	21
3.10	Distribution d'énergie pour un faisceau de 401 keV à 83	24
3.11	Distribution d'énergie pour un faisceau de 401 keV à C0	24

LISTE DES TABLEAUX

3.1	Écriture simplifiée des temps d'intégration	17
3.2	Données du silicium à 140K	17
3.3	Gains aux différents temps d'intégration	19
3.4	Pics d'énergie des protons	23

SOMMAIRE

PARTIE 1 - INTRODUCTION	7
PARTIE 2 - ÉTAT DE L'ART	8
2.1 Fondements théoriques	8
2.1.1 Fonctionnement d'un capteur CCD	8
2.1.2 Propriétés des particules	9
2.1.3 Quenching factor	11
2.1.4 Accélérateur TANDEM Van de Graaff	11
2.2 Revue systématique	12
2.2.1 Setup expérimental	12
2.2.2 Sources de bruit	13
2.2.3 Premiers résultats	14
PARTIE 3 - CALIBRATION DU DÉTECTEUR	15
3.1 Calibration par analyse des muons cosmiques	15
3.1.1 Méthode expérimentale	15
3.1.2 Constante de conversion	17
3.1.3 Résultats	17
3.1.3.1 Mesures du 28/05/2018	18
3.1.3.2 Mesures du 04/07/2018 et 05/07/2018	20
3.2 Calibration avec des protons et ions de silicium	22

3.2.1	Méthode expérimentale	22
3.2.2	Résultats	23
3.2.2.1	Mesures du 07/06/2018	23
3.2.2.2	Mesures du 24/07/2018 au 27/07/2018	24
PARTIE 4 - CONCLUSION		25
GLOSSAIRE		26
BIBLIOGRAPHIE		27

PARTIE 1 - INTRODUCTION

La nature de la matière noire et la masse du neutrino font parties des plus grandes problématiques scientifiques du 21^e siècle. Depuis les années 1930, de nombreuses théories à ces sujets ont vu le jour et de plus en plus d'expériences cherchent à en vérifier la validité. Parmi les technologies employées, les capteurs CCD constituent de très bons dispositifs d'observation sur certaines gammes énergétiques puisqu'ils possèdent des résolutions élevées et un bruit particulièrement bas. Ainsi, l'expérience DAMIC (Dark Matter In CCDs) installée à SNOLAB au Canada utilise des capteurs CCD avec comme objectif d'enregistrer la trace de WIMPs. Ces particules lourdes et faiblement interactives sont des candidates potentielles à la matière noire. À Rio de Janeiro au Brésil, l'expérience CONNIE vise quant à elle l'observation de la diffusion cohérente entre les neutrinos et les noyaux.

Lorsqu'une particule entre en collision avec un capteur CDD, une partie de l'énergie de l'interaction peut être mesurée par ionisation. Certaines particules comme les muons ou les protons perdent toute leur énergie par ionisation. Mais pour d'autres particules plus lourdes, comme ce serait le cas pour les WIMPs, un phénomène de vibration phonique peut s'ajouter à celui d'ionisation et dissiper une part de l'énergie. La difficulté est dans ce dernier cas d'identifier la proportion d'énergie mesurée par ionisation et la proportion d'énergie perdue par vibration du cristal. Pour cela, on introduira la notion de "quenching factor".

Le setup étudié au Centre Atomique Bariloche (CAB) est basé sur un CCD de silicium pouvant être installé sur un accélérateur de particules TANDEM. Une équipe travaille actuellement sur une série de calibrations visant à déterminer les propriétés du setup, notamment en terme de bruit. Un des objectifs majeurs serait de parvenir à calculer le quenching factor du silicium dans le silicium.

Ce document est découpé en deux grandes sections. La première dresse l'état de l'art et revient sur quelques notions nécessaires à la compréhension du problème. La seconde présente les méthodes expérimentales et les résultats de calibrations effectuées à partir de muons cosmiques et de faisceaux de protons et d'ions de silicium.

PARTIE 2 - ÉTAT DE L'ART

Avant de passer à l'étude du CCD, il est intéressant d'aborder quelques éléments techniques; ces derniers seront présentés brièvement dans la première sous-partie. La deuxième fera l'état des résultats obtenus par le passé sur le setup étudié au CAB.

2.1 Fondements théoriques

2.1.1 Fonctionnement d'un capteur CCD

Les dispositifs CCD présentent de grandes résolutions spatiales et permettent, s'ils sont utilisés dans des environnements à faible bruit, de détecter des interactions dont l'énergie déposée est inférieure au keV. Leur principe de fonctionnement est développé ci-dessous.

Lorsqu'une particule entre en collision avec le capteur, des paires électrons-trous sont générées dans le matériau par effet photoélectrique. Leurs charges sont piégées dans des puits de potentiel appelés pixels. La structure des pixels est représentée sur la figure 2.1 : deux capacités, une en silice et une en silicium dopé p reposent sur un substrat de silicium de type n ; au dessus, trois phases de tension sont appliquées sur une structure de portes en silicium polycristallin. En appliquant une tension sur la structure MOS (métal-oxyde-semiconducteur) ainsi réalisée, il devient possible de piéger des charges dans la capacité en silicium dopé p. Chaque pixel est séparé de ses voisins par un canal vertical appelé canal d'arrêt et constitué essentiellement d'ions de bore.

La lecture de la charge des pixels s'effectue à l'aide d'une petite capacité reliée à un amplificateur MOSFET. Par modification des tensions appliquées sur les phases des pixels, il est possible de jouer sur les puits de potentiel afin de contrôler le déplacement des charges jusqu'à la tête de lecture. Le signal en sortie de l'amplificateur sera proportionnel à la charge et traité par un système électronique ADC. Les sensibilités caractéristiques des CCD utilisés en physique des particules sont de l'ordre de 2 à 4 $\mu\text{V}/\text{électron}$.

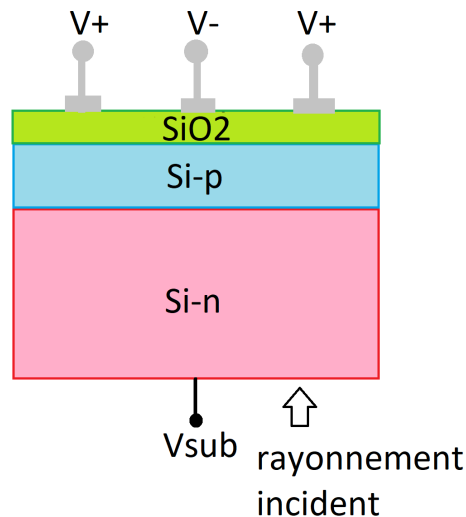


Figure 2.1: Structure caractéristique d'un pixel

Certaines caractéristiques du CCD limitent la détection et sont à prendre en compte. Premièrement, le facteur d'efficacité quantique (QE) représente la capacité du CCD à intercepter les photons incidents et générer des paquets de charges correspondants. Il se traduit comme la fraction du nombre de photons générant des paquets de charges sur le nombre de photons incidents et est proportionnel à l'énergie de ces derniers. Deuxièmement, il faut tenir compte de l'efficacité avec laquelle sont collectées les charges générées. En effet, lorsque ces dernières vont se déplacer vers le système de lecture, certaines peuvent être perdues par diffusion; ce deuxième paramètre dépend donc entre autre de la taille du CCD. À cela s'ajoute l'efficacité de transfert de charges d'un pixel à l'autre qui est de l'ordre de 99,9999 %. Troisièmement, la capacité d'accueil des puits de potentiel n'est pas illimitée. En générale, elle est de l'ordre de 10^5 - 10^6 électrons. Il n'est donc pas impossible de rencontrer des problèmes de pixels saturés. Pour finir, le senseur de silicium possède un bruit thermique puisque des paires électrons-trous sont générées spontanément dans le matériau à cause de l'agitation thermique. Il en résulte un courant parasite appelé «dark current». Pour réduire l'impact de ce phénomène physique, il va être nécessaire de travailler à basse température.

2.1.2 Propriétés des particules

Parmi les principales particules composant les rayons cosmiques on retrouve les muons, les électrons et les photons de haute énergie gamma. Des particules alpha ainsi que des rayons X provenant de la radiocativité ambiante viennent s'ajouter au faisceau cosmique. Les muons sont des particules élémentaires négatives de la famille des fermions. Leurs propriétés physiques sont comparables à celles des électrons mais leur masse est bien supérieure. De ce fait, les muons font partie des particules les plus énergétiques qui entreront en collision avec le CCD.

Grâce à cette propriété, les muons parviennent à parcourir une grande distance dans le CCD, voir à le traverser. Ils produisent alors une longue trace rectiligne sur l'image. L'énergie des muons cosmiques est de l'ordre du GeV. Les électrons sont également des fermions. Ils possèdent la plus faible masse parmi toutes les particules chargées. De ce fait, ils ne parviennent en général pas à traverser le CCD. Les électrons vont donc «mourir» dans le capteur et laisser un pic de Bragg. Ce pic représente une forte perte d'énergie des radiations ionisantes juste avant que la particule ne s'arrête. Il apparaît sur le CCD comme un point très énergétique à la fin de la trace tortueuse de l'électron, due à ses interactions avec la matière. Les photons des rayons X et gamma se distinguent très clairement des deux particules précédentes puisqu'ils apparaissent sur les images comme de minuscules points énergétiques. En effet, lors de leur collision avec le CCD, seul un électron est déplacé par effet photoélectrique. La diffusion résultante est uniforme, c'est pourquoi on obtient de petites tâches circulaires régulières. Les particules alpha sont émises par des noyaux instables lourds. Elles sont composées de deux protons et deux neutrons, ce qui en font des particules de masse importante. Du fait de leur charge positive, les particules alpha sont capables d'arracher des électrons aux atomes les entourant. Ainsi, elles perdent toute leur énergie en arrachant un grand nombre d'électrons à la matière: c'est ce qu'on appelle l'ionisation. La trace en résultant est un gros point de très grande énergie, précédé d'une sorte de traînée. La figure 2.2 est extraite d'une image du CCD vue sous le logiciel DS9. Il est possible d'y observer plusieurs particules d'origine diverse.

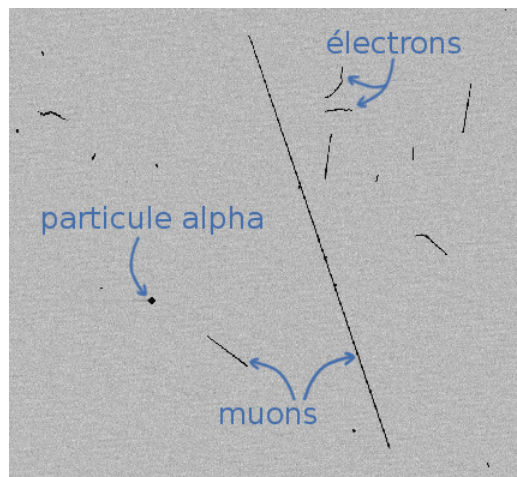


Figure 2.2: Signatures caractéristiques de particules sur le CCD

Outre les particules des rayons cosmiques et de la radioactivité naturelle, d'autres sources peuvent être envisagées pour la calibration du détecteur. Parmi celles-ci, les protons. Sans surprise, ces derniers agissent de la même manière que les particules alpha, à la seule différence que leur masse est quatre fois plus petite. Une autre source particulière à envisager pour un CCD en silicium sont les ions de silicium. Ces derniers sont intéressants à étudier puisqu'ils ne perdent qu'une partie de leur énergie par ionisation, puisque l'autre sera dissipée dans le cristal sous forme de phonons. En effet, comme les ions de silicium sont de masse équivalente

à celle des atomes composants capteur, une collision énergétique avec ces derniers entraînera un déplacement important du réseau du substrat. Une partie de l'énergie des ions incidents sera absorbée de cette manière et ne pourra pas être collectée par le dispositif de lecture mis en place.

La figure 2.3 présente la trace de trois particules différentes vues sous DamicViewer, un logiciel de visualisation des événements développé par l'équipe du projet DAMIC.

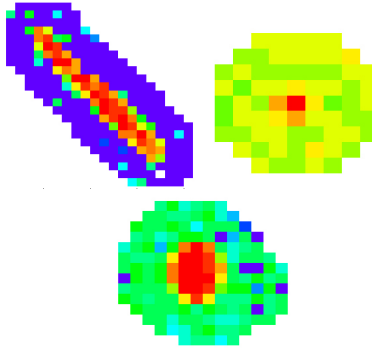


Figure 2.3: Un muon, un photon gamma et un proton vus sous DamicViewer

2.1.3 Quenching factor

Les constantes de calibration sont issues du rapport entre l'énergie d'ionisation (ie de création d'une paire électron-trou) et la valeur la plus probable de la distribution des particules considérées. Leur unité est en keV/ADC. Elles renseignent sur la part d'énergie pouvant être mesurée par ionisation lorsqu'une particule entre en collision avec le CCD. Dans la sous-partie précédente on a vu que pour certaines particules comme les muons ou les protons, toute l'énergie des reculs nucléaires peut être collectée par ionisation. On a vu également que dans le cas de certaines autres particules comme les ions de silicium ou potentiellement les WIMPs, seule une partie du signal peut être récupérée puisqu'une autre sera dissipée dans le substrat sous forme de phonons. De cette manière, pour un temps d'intégration donné, toutes les constantes de calibration des particules qui n'interagissent avec le CCD que par ionisation seront égales. Si on compare cette constante avec celle d'une particule entraînant la création de phonons, il sera possible de mettre en évidence une différence. Le rapport de ces deux grandeurs est appelé quenching factor et fait l'objet de cette étude.

2.1.4 Accélérateur TANDEM Van de Graaff

L'accélérateur Tandem Van de Graaff est un accélérateur d'ions électrostatique : il utilise une très haute tension (plusieurs millions de volts) pour accélérer des ions négatifs fournis par un injecteur. Ce dernier est composé d'une source qui produit soit des ions négatifs légers si

elle utilise des gaz atomiques ou moléculaires, soit des ions lourds par pulvérisation cathodique solide. Les anions sont acheminés vers l'accélérateur dans un tube par application d'une tension relativement faible par rapport à la tension maximale d'accélération.

Les anions entrant dans le dispositif d'accélération vont être accélérés une première fois avant de rencontrer le "stripper"(éplucheur). Cette fine feuille de métal va arracher plusieurs électrons aux anions, à tel point que ces derniers vont devenir des cations. Ils seront alors accélérés une deuxième fois jusqu'en sortie de l'accélérateur.

Ce processus de transformation d'anions en cations n'est pas difficile à mettre en place puisqu'il est facile d'arracher des électrons à des ions énergétiques. Il permet d'utiliser deux fois le même potentiel électrique statique pour accélérer les ions.

Les cations accélérés sont ensuite dirigés vers un électroaimant permettant de séparer les ions souhaités du faisceau résiduel.

Au CAB, la tension maximale d'accélération est de 1,7 MV. Les deux méthodes d'injection sont implémentées et un sélecteur permet de choisir entre les deux. L'électroaimant possède sept sorties permettant l'installation de plusieurs expériences en parallèle.

2.2 Revue systématique

2.2.1 Setup expérimental

L'expérience utilise un CCD de résolution 8 mégapixels dont chaque pixel mesure $15 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m}$. Le substrat est une plaque de silicium de très grande qualité dopé n, exposée à une tension de polarisation de 45 V.

Le CCD est placé à l'intérieur d'une chambre dans laquelle règne un vide de l'ordre de quelques millitorrs. Outre le fait d'isoler le capteur des poussières et autres débris, faire le vide permet d'abaisser la température du système plus facilement. Le refroidissement est assuré par un contact entre le substrat et un doigt en cuivre plongé dans de l'azote liquide. La température de prise de mesure doit être en dessous de 140K pour éviter l'apparition d'un courant parasite dû à l'agitation thermique (dark current). Bien que cette température de travail paraisse basse à première vue, dans le domaine de la physique des particules il est courant de travailler à des températures beaucoup plus faibles, nécessitant la mise en place de systèmes de refroidissement plus complexes. Cela donne un avantage considérable à cette technique de détection. Les figures 2.4 et 2.5 montrent quelques images du CCD et de sa chambre.

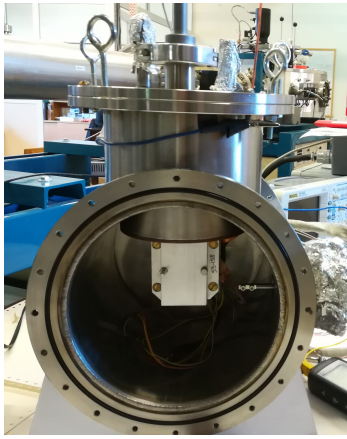


Figure 2.4: Chambre du CCD ouverte

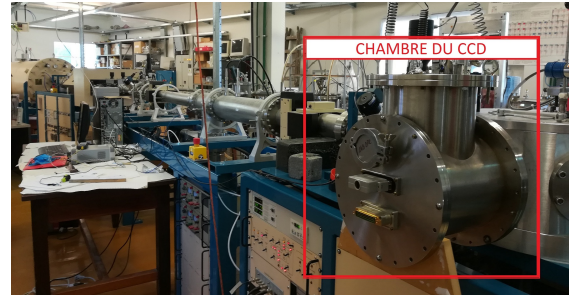


Figure 2.5: Chambre du CCD installée sur l'accélérateur TANDEM

2.2.2 Sources de bruit

Les sources de bruits au niveau du CCD sont de deux types. Premièrement, il existe un bruit électronique créé au niveau des amplificateurs. En effet, ces derniers génèrent du bruit basse fréquence, plus particulièrement des lignes de pixels non nuls. Un premier traitement permet de les soustraire. Pour cela, on lit 200 colonnes supplémentaires au-delà de l'image exposée (région qu'on appellera "overscan") puis on moyenne chaque ligne de cette région que l'on soustrait à l'image exposée. Il existe également un bruit haute fréquence corrélé entre les différents amplificateurs. On va alors appliquer un deuxième traitement qui consiste à créer une reconstitution de l'image exposée mais avec un autre amplificateur, puis à déterminer le meilleur coefficient de corrélation entre les deux régions et enfin d'effectuer la soustraction correspondante. Grâce à ces deux opérations il est possible de réduire le bruit d'une soixantaine à une dizaine d'électrons pour une exposition de chaque pixel à $25 \mu\text{s}$. La figure 2.6 schématise les différentes parties d'une image prise avec le CCD.

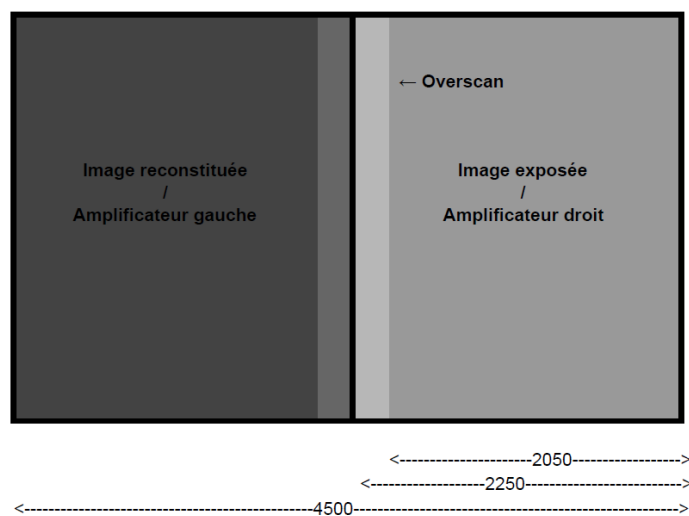


Figure 2.6: Schéma des zones de l'image

Au bruit de nature électronique s'ajoute un bruit physique. En effet, lors de l'exposition, des charges supplémentaires dues à l'agitation thermique du silicium vont être mesurées. L'influence de ces charges parasites peut être réduite en abaissant la température. Il n'est néanmoins pas nécessaire de descendre en dessous de 140 K puisqu'à cette température le bruit électronique est déjà largement dominant.

2.2.3 Premiers résultats

Un travail de calibration avec des muons cosmiques a déjà été réalisé auparavant. En traçant la distribution d'énergie de 1606 muons et en l'interpolant avec une fonction de Landau (voir figure 2.7), les différents gains et constantes de calibration du système ont pu être déterminés.

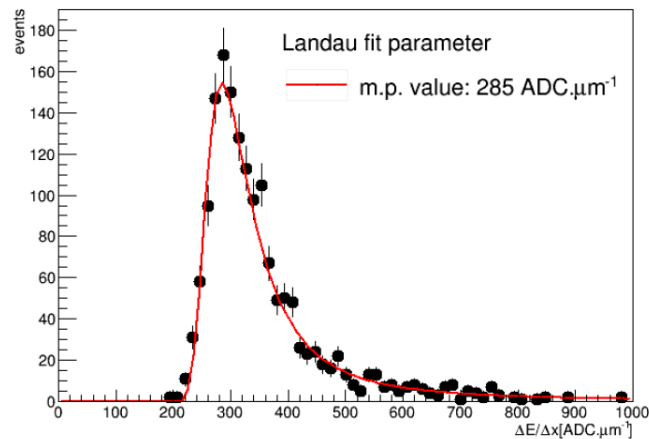


Figure 2.7: Distribution de l'énergie perdue par les muons par unité de distance

Après calibration, une deuxième série de mesures a mis en évidence la dépendance du bruit en électron en fonction du temps d'intégration. En effet, pour des temps d'intégration bas, le bruit haute fréquence est élevé. Lorsqu'on va augmenter le temps d'intégration, ce dernier va diminuer mais le bruit basse fréquence va à son tour augmenter. Le bruit le plus faible était alors obtenu pour un temps d'intégration de 25 μs (se référer à la figure 2.8).

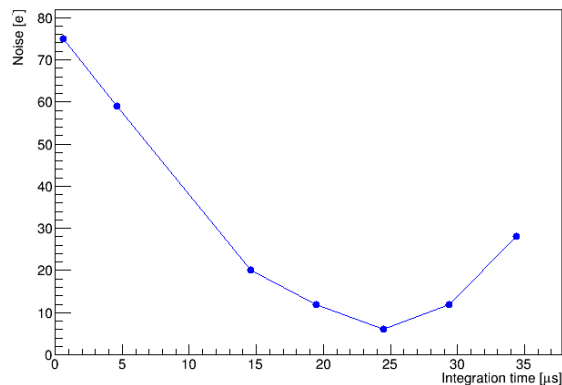


Figure 2.8: Évolution du bruit en électrons en fonction du temps d'intégration

PARTIE 3 - CALIBRATION DU DÉTECTEUR

Cette troisième partie présente les méthodes expérimentales et les résultats de plusieurs calibrations. La première utilise des muons cosmiques et vise d'une part à répéter les expériences effectuées deux ans auparavant afin de vérifier que le comportement du système n'ait pas évolué, et d'autre part à tester de nouvelles améliorations du setup. Un deuxième type de calibration sera mis en place, utilisant cette fois des protons et ions de silicium. Ces mesures devraient permettre d'obtenir le quenching factor du silicium dans le silicium.

3.1 Calibration par analyse des muons cosmiques

3.1.1 Méthode expérimentale

Si on considère un détecteur de particules épais, la distribution d'énergie des muons est donnée par une gaussienne. La moyenne de la distribution et sa valeur la plus probable sont ainsi identiques. Dans ce cas, le minimum d'ionisation des atomes du substrat est fonction de leur numéro atomique. On peut alors facilement remonter à l'énergie de création d'une paire électron-trou. Cette dernière évolue en fonction de l'énergie cinétique des muons et est donnée pour le silicium par l'équation de Bethe-Bloch.

Si on observe maintenant la distribution d'énergie des muons donnée par notre CCD, on voit bien qu'elle ne s'interpole pas par une gaussienne mais par une fonction de Landau. Cette différence de comportement est due à la faible épaisseur du substrat. L'équation de Bethe-Bloch n'est alors plus valable et il faut se référer à d'autres courbes faisant intervenir la trace des muons. En observant plusieurs images, on a relevée que cette dernière était en moyenne de l'ordre de $500 \mu\text{m}$. Les muons cosmiques possède une énergie de l'ordre du GeV. En se référant à la figure 3.1, on obtient une énergie d'ionisation de $1,2 \text{ MeV}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{cm}^2$. La densité volumique du silicium étant de $2,329 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, on obtient une énergie de création de paire électron-trou de $0,28 \text{ keV}/\mu\text{m}$.

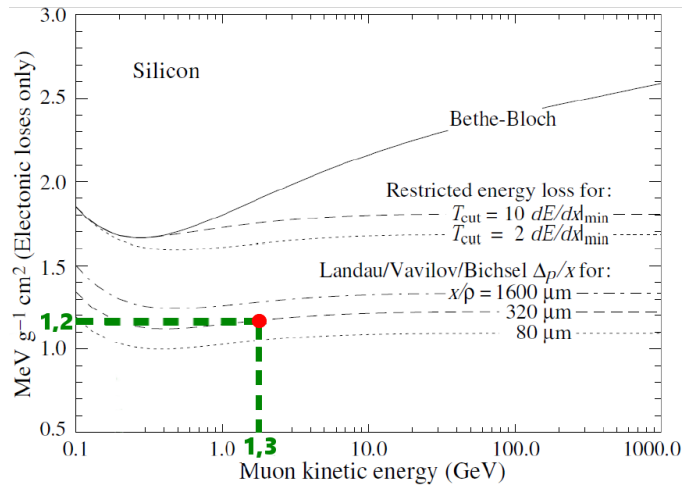


Figure 3.1: Energie d'ionisation en fonction de l'énergie cinétique des muons

Les images obtenues lors des mesures sont traitées de manière à en réduire le bruit (cf partie 2.2.2). Une fois les traitements appliqués, il va falloir isoler les traces de toutes les particules qui sont entrées en collision avec le CCD. L'outil qui sera alors utilisé est ROOT, logiciel bien connu de la physique des particules. ROOT est un programme d'analyse de données qui a été développé en C+ au CERN dans les années 90. Il permet notamment de lire des feuilles de données et de créer des histogrammes ou des graphiques à partir de ces dernières.

Parmi toutes les traces isolées, on cherchera à ne garder que celles des muons. Rappelons que les traces caractéristiques des muons se distinguent de celles des autres particules par leur taille importante et leur forme rectiligne. Pour les sélectionner, deux techniques différentes développées par les équipes précédentes ont été appliquées en parallèle. La première consiste à appliquer directement des conditions de sélection sur ROOT. De cette manière il est possible d'appliquer des restrictions sur le nombre de pixels de l'événement, son rapport longueur/largeur ou encore son énergie. Cette méthode permet de garder un grand nombre d'événements mais avec un taux d'erreur assez élevé. La deuxième technique développée est d'effectuer une régression linéaire de chaque événement, et ainsi d'en déduire sa probabilité d'être un muon. En fonction des seuils que l'on choisit pour la probabilité, la longueur minimale et le χ^2 , cette méthode peut permettre d'augmenter significativement la précision de la sélection. Ainsi avec des valeurs seuils élevées la sélection obtenue sera plus petite mais quasiment sans erreurs. Dans la pratique, les deux méthodes donnent des résultats très proches. Pour des prises d'images à des fins de vérification (généralement 3-4 images) les deux méthodes peuvent être utilisées, puisqu'on va chercher à avoir la plus grande sélection possible quitte à avoir un taux d'erreur élevé. En revanche, pour une campagne de mesures importante (dépassant la quinzaine d'images), la deuxième méthode reste à privilégier puisqu'elle peut permettre d'arriver à un résultat plus précis.

Une fois la sélection effectuée, on va chercher à tracer sa distribution d'énergie et l'interpoler par une fonction bien connue (Gauss, Landau, ...). Dans le cas des muons et du CCD utilisé au CAB, on obtiendra le profil d'une fonction de Landau.

La valeur la plus probable de la distribution, autrement dit le maximum de la fonction de Landau, apporte deux informations essentielles. Divisée par la constante calculée dans la sous-partie suivante, elle permet d'obtenir le gain au temps d'intégration considéré. Ce dernier est nécessaire pour passer du bruit en ADC au bruit en électrons. Par ailleurs, la constante de calibration du système est issue du rapport entre l'énergie de création d'une paire électron-trou et la valeur la plus probable de la distribution.

Pour simplifier les écritures, les temps d'intégration seront exprimés sous leur forme hexadécimale. Le tableau 3.1 en donne les équivalences.

Tableau 3.1: Écriture simplifiée des temps d'intégration

Temps d'intégration	Equivalence en μs
83	0,61
90	4,64
A0	9,60
B0	14,56
C0	19,52
D0	24,48
E0	29,44
F0	34,40

3.1.2 Constante de conversion

Pour obtenir le gain en ADC/e^- , il faut diviser la valeur moyenne mesurée en $\text{ADC}/\mu\text{m}$ par une constante. Cette dernière est obtenue à l'aide de données du silicium présentées dans le tableau 3.2. La constante ainsi calculée est $86.5 e^-/\mu\text{m}$.

Tableau 3.2: Données du silicium à 140K

Paramètre	Valeur	Unité
Puissance d'arrêt des muons	1.4	$\text{eV}\cdot\text{cm}^2/\text{gr}$
Densité du silicium	2.33	gr/cm^3
Énergie de production d'une paire e/h	3.77	eV/e^-

3.1.3 Résultats

Plusieurs séries de mesures du bruit cosmique ont été effectuées dans le but de tester différents changements du setup et caractériser le système de manière la plus complète possible. Parmi celles-ci, deux campagnes ont été retenues pour être présentées ci-dessous.

3.1.3.1 Mesures du 28/05/2018

La série d'images du 28/05/2018 a été prise dans le but d'effectuer un point complet sur le comportement du CCD suite à deux modifications du setup. La première est l'introduction d'une plaque de cuivre visible sur la photographie figure 3.2. Celle-ci vient se placer devant le CCD et a pour but de réduire le temps d'exposition du capteur. En effet, grâce aux fentes situées sur les côtés, les cellules sont exposées seulement lors du temps de lecture de la ligne et non plus lors du temps total de lecture de l'image. Cela va permettre d'éviter la saturation du capteur lorsque celui-ci sera bombardé par l'accélérateur de particules TANDEM. La deuxième modification du setup concerne l'alimentation du substrat. Celle-ci était précédemment assurée par une alimentation de laboratoire réglable qui produisait une tension continue de 39,9 V. Ce dispositif a été remplacé par une simple pile délivrant une tension continue de 45 V.

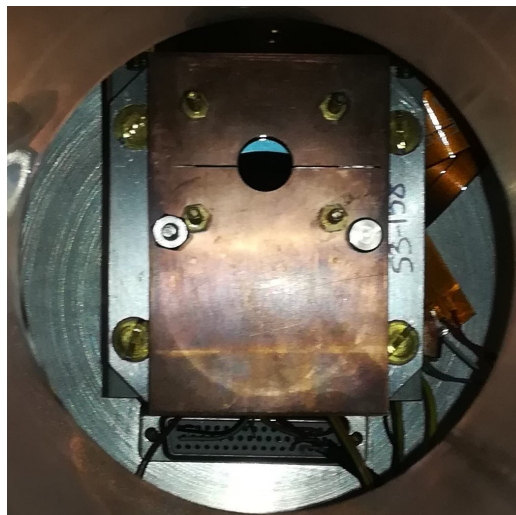


Figure 3.2: Plaque de cuivre installée devant le capteur

Une première série de mesure a permis d'observer les variations du bruit entre différentes images prises à la suite et dans les mêmes conditions. Le diagramme de la figure 3.3 présente les résultats de cette mesure au temps d'intégration D0 ; on observera que le bruit est globalement constant et s'établit autour de 23 ADC.

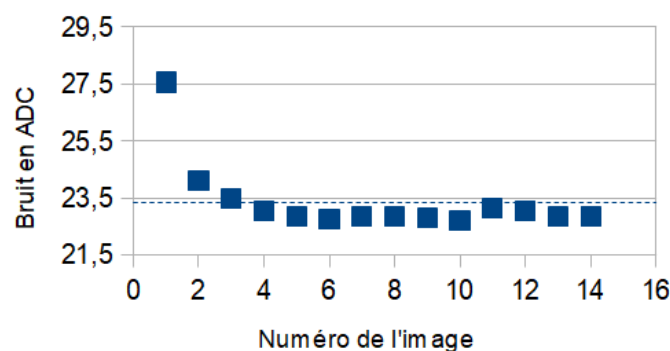


Figure 3.3: Bruit de 14 images à D0

Cette même expérience a été reproduite pour d'autres temps d'intégration et il en ressort que la première image est toujours plus bruitée que les suivantes ; le bruit décroît et se stabilise au bout de 3-4 images. Il s'établit autour d'une valeur constante mais présente de petites variations. Il arrive qu'au cours des séries certaines images soient plus bruitées que les autres à cause de perturbations passagères de l'électronique.

La deuxième mesure effectuée est une prise d'images à C0, dans le but d'établir la distribution d'énergie des muons. Ce temps d'intégration a été choisi parce qu'il présente le plus faible bruit en électrons, en ce basant sur les résultats passés (cf partie 2.2.3). Le profil présenté figure 3.4 résulte de l'extraction d'environ 200 muons. Il est interpolé par une fonction de Landau.

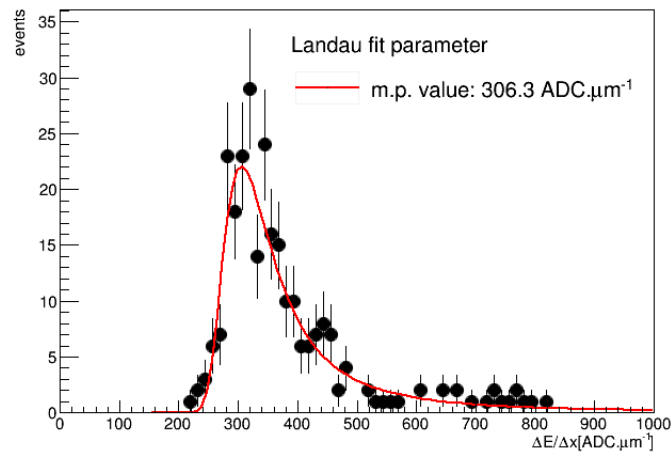


Figure 3.4: Fit des muons à C0

La valeur de distribution la plus probable donnée par la console est de 312,3 ADC/ μm (elle diffère légèrement de la valeur affichée sur le graphique). En la divisant par la constante calculée dans la sous-partie précédente, on obtient un gain de 3,61 ADC/ e^- . À partir du gain à C0, il est possible de remonter aux gains de tous les autres temps d'intégration à l'aide de la relation suivante: $G_{T2} = G_{T1} \times (T2/T1)$. Les gains sont calculés dans le tableau 3.3.

Tableau 3.3: Gains aux différents temps d'intégration

Temps d'intégration	Gain
83	0.11
90	0.86
A0	1.78
B0	2.69
C0	3.61
D0	4.53
E0	5.44
F0	6,36

Une troisième et dernière mesure visait à observer la dépendance du bruit en électrons avec le temps d'intégration. La figure 3.5 donne le bruit moyen en électron obtenu pour les

différents temps d'intégration. Si on compare ce diagramme avec celui obtenu par le passé (voir partie 2.2.3) on en arrive rapidement à la conclusion que le bruit du système a été diminué. Premièrement, le minimum était d'environ 6 électrons atteint à C0, alors qu'il est maintenant de 5,3 électrons pour B0. Deuxièmement, pour les temps d'intégration supérieurs à B0, le bruit se stabilise autour de 5,3-5,4 électrons, alors que par le passé il augmentait avec le temps d'intégration. Cela reflète un changement de comportement du système vis à vis du bruit basse fréquence, puisque ce dernier ne semble plus varier en fonction du temps d'intégration. Enfin, le bruit apparaît aussi plus faible pour les petits temps d'intégration (passant de 75 à 21 électrons pour un temps de 83). Il y a donc eu également une diminution importante du bruit haute fréquence.

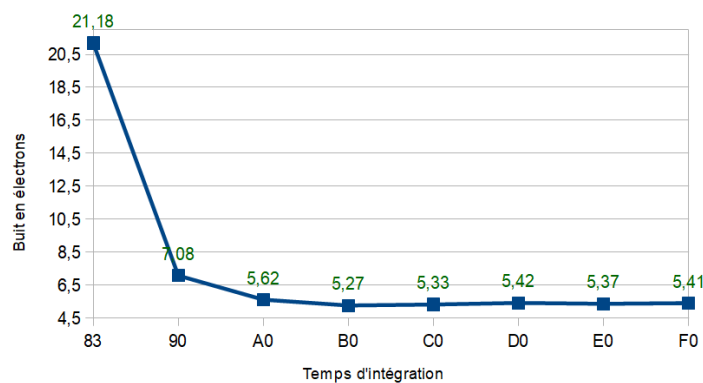


Figure 3.5: Évolution du bruit en électrons en fonction du temps d'intégration

Cette dernière mesure mène à la conclusion que le changement opéré sur l'alimentation du substrat a été bénéfique pour le système, puisqu'il a permis de réduire les bruits électroniques haute et basse fréquences. Ce résultat amène aussi à penser qu'une grande partie du bruit des images est dû à cette partie précise de l'électronique. Ceci peut constituer un axe d'amélioration pour le futur. Par ailleurs, l'insertion de la plaque de cuivre ne semble pas avoir perturbé le système.

3.1.3.2 Mesures du 04/07/2018 et 05/07/2018

Cette calibration a été réalisée hors de l'accélérateur avec le setup habituel (plaque de cuivre et pile pour alimenter le substrat) pour lequel on aura changé le câble d'acquisition. Le but de la mesure est de réaliser un fit avec un très grand nombre de muons pour obtenir des valeurs plus précises du gain et de la constante de calibration, tout en observant un potentiel effet du remplacement du câble sur ces valeurs. Pour cela, 45 images à A0 ont été prises, puisque ce temps d'intégration présente un bon compromis entre durée de prise d'image et bas bruit.

Dans un premier temps le bruit de 28 images a été analysé dans le but d'obtenir une bonne valeur moyenne du bruit en ADC. On avait préalablement veillé à retirer les trois premières images de chaque série. La figure 3.6 montre la distribution du bruit de l'overscan d'une image de la série. Son bruit est de 8,64 ADC. La figure 3.7 relève quant à elle les valeurs de bruit de chacune des images et en trace la valeur moyenne.

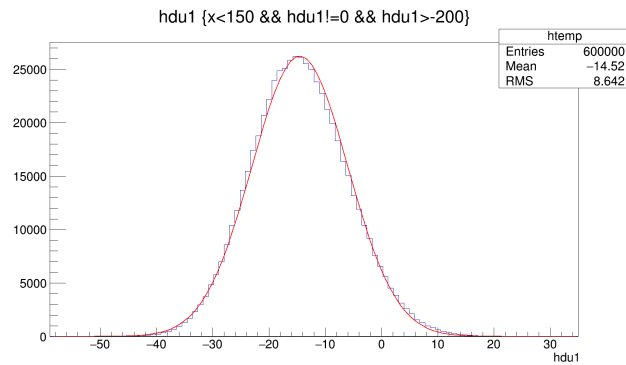


Figure 3.6: Distribution du bruit dans un overscan

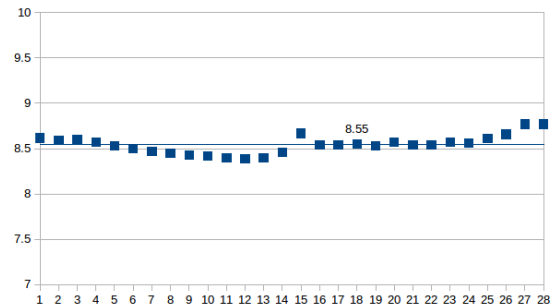


Figure 3.7: Bruit de 28 images prises à A0

Le bruit moyen des images s'établit autour de 8,55 ADC, ce qui est plus faible que ce qu'on avait pu mesurer auparavant pour ce même temps d'intégration (autour de 10,5 ADC).

Dans un second temps, la distribution d'énergie des muons des 45 images a été tracée en utilisant en parallèle les deux méthodes présentées précédemment. La figure 3.8 trace le profil de plus de 2000 événements retenus en utilisant la première méthode (conditions de sélection sur ROOT), alors que la figure 3.9 présente le profil de 514 événements sélectionnés par la deuxième méthode (régression linéaire) avec les seuils les plus restrictifs possibles.

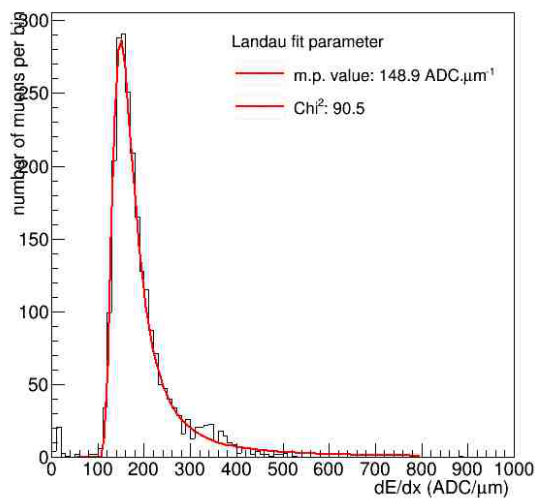


Figure 3.8: Profil des muons sélectionnés à l'aide de la méthode 1

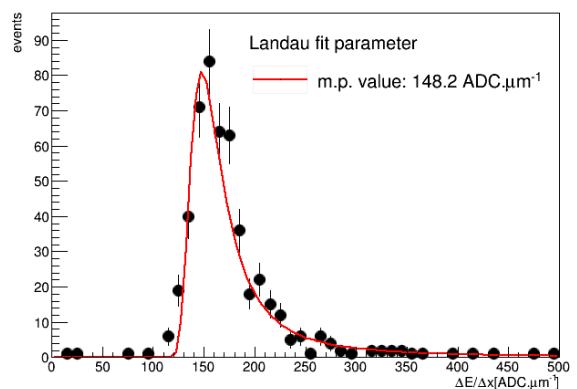


Figure 3.9: Profil des muons sélectionnés à l'aide de la méthode 2

Les valeurs obtenues par les deux méthodes sont très similaires et amènent à des gains de $1,71 \text{ ADC}/e^-$ et $1,72 \text{ ADC}/e^-$ respectivement, soit un bruit final de 5,0 électrons. Ce dernier est plus bas qu'attendu puisque les images après traitement présentaient un bruit plus faible qu'auparavant. On peut alors penser que le nouveau câble a contribué à réduire d'avantage le bruit. La différence de précision des résultats peut aussi jouer sur cet écart.

Le calcul de la constante de calibration donne $0,00188 \text{ keV}/\text{ADC}$ à A0.

3.2 Calibration avec des protons et ions de silicium

3.2.1 Méthode expérimentale

L'accélérateur TANDEM permet de bombarder le CCD avec des particules dont l'énergie est connue. La première source qui sera utilisée est une source de protons. Ce choix devrait permettre de vérifier si le système de détection est correctement calibré. Si c'est bien le cas, toute l'énergie des protons incidents devrait être collectée par ionisation du CCD. Pour donner un exemple, si on envoie des protons à une énergie de 400 keV, on devrait observer sur les images un pic autour de cette même énergie (voir un petit peu en dessous à cause des différentes pertes). L'idée est d'effectuer cette mesure pour différents jeux de paramètres (intensités du faisceau incident et temps d'intégration). Si ces résultats sont concluants, on pourra passer à la deuxième source: des ions de silicium. Ce choix devrait permettre de remonter au quenching factor: en effet, la collision entre des ions de silicium et des noyaux de silicium devraient produire des reculs nucléaires suffisamment importants pour faire vibrer le cristal. La part d'énergie collectée par ionisation du CCD devrait alors être inférieure à l'énergie du faisceau incident. À partir de l'énergie obtenue sur les images et de l'énergie initiale (à laquelle on aura retranché les pertes trouvées lors de la calibration avec les protons) il sera aisé de remonter au quenching factor du silicium dans le silicium.

La sélection des événements se fait sur la forme et le diamètre de l'impact. Ce dernier dépend de l'énergie du faisceau incident. La distribution d'énergie alors obtenue peut être extrapolée par une gaussienne dont on retiendra la valeur d'énergie la plus probable. Cette valeur sera utilisée pour le calcul de la constante de calibration.

Pour simplifier la lecture de la distribution d'énergie et vérifier rapidement que le pic obtenu correspond à sa valeur attendue, il est intéressant d'exprimer cette dernière en keV. Pour ce faire, il suffit de récupérer la valeur de l'énergie en ADC et lui appliquer la transformation suivante : $E_{keV} = E_{ADC} \times 3,77 / (\text{gain} \times 1000)$. Pour rappel, le gain s'exprime en ADC/e^- . Le facteur de 3,77 représente l'énergie de création d'une paire électron-trou en eV/e^- et le facteur 1000 permet de passer de eV à keV.

D'un point de vue du setup, la chambre du CCD est connectée à une chambre multi-sorties de l'accélérateur TANDEM. Le vide régnant dans cette nouvelle enceinte est bien meilleur que précédemment. Une fine feuille d'or permet de dévier le faisceau incident dans la direction du capteur.

3.2.2 Résultats

Le CCD est un capteur photosensible. Or, dans la chambre de l'accélérateur, une petite lumière reste allumée en permanence. Cette dernière est donc une nouvelle source de bruit non négligeable. Par ailleurs, étant donné la forme de la plaque de cuivre, l'influence de ce nouveau bruit n'est pas la même sur toute l'image. Au niveau du disque central, l'exposition au faisceau mais aussi à cette lumière parasite est plus grande qu'au niveau des fentes. L'overscan en est par définition non impacté. À cause de cette nouvelle inhomogénéité du bruit dans l'image, l'implémentation du calcul du coefficient de proportionnalité entre l'image exposée et l'image reconstituée par le deuxième amplificateur a dû être modifiée. Le nouveau calcul cherche à minimiser le bruit dans la région de l'overscan uniquement. Pour point de comparaison avec les mesures précédentes, le bruit de l'overscan est plus élevé d'un ou deux électrons, le bruit moyen de la région des fentes est plus élevé de quelques électrons, alors que le bruit de la région du disque peut dépasser la trentaine d'électrons supplémentaires. Lors du traitement des données, on se limitera à l'étude des impacts ayant eu lieu dans la région des fentes.

3.2.2.1 Mesures du 07/06/2018

Une première série de mesures avec un faisceau de protons a été réalisée le 07/06/2018. Suite à un problème technique au niveau de l'électronique (contact défaillant) la série de mesure n'a pas pu être poursuivie les jours suivants et seules quelques images ont pu être effectuées. Les mesures ont été faites pour des faisceaux d'énergie de 1 MeV, 401 keV et 201 keV et les résultats sont regroupés dans le tableau 3.4. Les figures 3.10 et 3.11 présentent les distributions obtenues à 401 keV pour 83 et C0.

Tableau 3.4: Pics d'énergie des protons

Énergie du faisceau incident	Temps d'intégration	Maximum de la distribution
1 MeV	C0	518 keV
401 keV	83	638 keV
401 keV	C0	384 keV
201 keV	83	225 keV
201 MeV	C0	137 keV

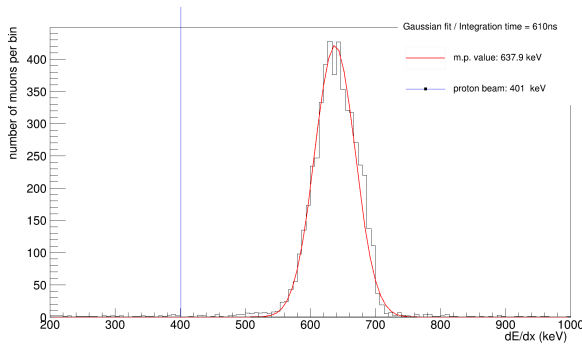


Figure 3.10: Distribution d'énergie pour un faisceau de 401 keV à 83

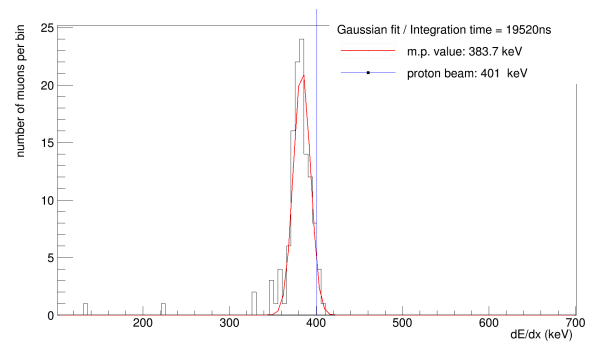


Figure 3.11: Distribution d'énergie pour un faisceau de 401 keV à C0

La seule distribution qui semble cohérente et celle à 401 keV pour C0 (et éventuellement celle à 201 keV pour C0), puisqu'on trouve un pic légèrement inférieur à la valeur du faisceau. Les autres résultats obtenus sont incohérents et plusieurs sources d'erreurs peuvent en être la cause. Parmi celles-ci, la question d'un possible décalage du zéro au niveau des valeurs des pixels a été étudiée, mais étant donné le faible nombre d'images collectées il est difficile d'en arriver à des conclusions. Ce premier échec a motivé la réalisation d'une nouvelle prise d'image, cette fois plus conséquente.

3.2.2.2 Mesures du 24/07/2018 au 27/07/2018

Une grande campagne de mesures avec l'accélérateur a été menée la dernière semaine de juillet 2018 (dernière semaine du stage). De nombreuses images avec le faisceau de proton mais aussi les ions de silicium ont pu être effectuées pour différents temps d'intégration et différentes valeurs d'énergie dans la plage 1MeV-100keV. Les images semblent très prometteuses aux premières analyses et devraient permettre à la prochaine équipe d'arriver à de nouveaux résultats.

PARTIE 4 - CONCLUSION

Le but de cette étude était de caractériser un capteur CCD qui sera par la suite installé sur plusieurs expériences de recherche de matière noire. Le premier objectif était d'optimiser le setup en terme de bruit et de déterminer les meilleurs paramètres d'utilisation. Pour cela, plusieurs modifications du setup ont été opérées et des études précises du gain et de l'évolution du bruit en fonction du temps d'intégration ont été menées. Les résultats montrent une nette réduction des bruits haute et basse fréquence par rapport au setup utilisé par l'équipe précédente. Le bruit le plus bas finalement obtenu est de 5 électrons pour un temps d'intégration de $9,6 \mu\text{s}$ et une tension du substrat de 45 V. Le second objectif était de parvenir à calculer différentes constantes de calibration permettant de déduire le quenching factor du silicium dans le silicium. Pour parvenir à ce résultat, il était nécessaire de comparer la constante de calibration de particules créant des vibrations phoniques lors des collisions avec celle de particules n'en induisant pas. Le choix s'est porté sur des protons pour le premier cas et des ions de silicium pour le deuxième. L'énergie des faisceaux incidents devait être connue, ce qui était rendu possible par l'utilisation de l'accélérateur TANDEM du CAB. Faute de temps, ce deuxième objectif n'a pas été atteint mais d'importantes prises de mesures ont été effectuées et devraient permettre aux prochaines équipes de déterminer le fameux facteur. Les études menées lors du stage ont permis de comprendre d'avantage le fonctionnement du CCD et ses caractéristiques. Il reste néanmoins du travail avant d'arriver à une caractérisation complète du système et des effets de pertes par recul nucléaire. Parvenir à ce résultat permettra une utilisation optimale des CCD pour la détection de matière noire, enjeu scientifique majeur de notre siècle. Ces derniers pourraient trouver également d'autres applications comme en neutrographie où ils sont utilisés depuis peu.

Personnellement, ce projet m'a permis de me familiariser avec les outils de recherche en physique des particules et de me confronter pour la première fois à la physique expérimentale. Le travail s'organisait principalement autour de prises d'images nécessitant le respect d'un certain protocole et du traitement des images effectuées à l'aide de codes en C et C+ qu'il a fallu adapter au CCD et à ses paramètres. Tout au long du projet j'ai eu la chance de pouvoir profiter du personnel qualifié et des installations du CAB, et notamment de l'accélérateur de particules TANDEM.

GLOSSAIRE

CAB – *Centro Atómico Bariloche*

CCD – *Registre à décalage électrostatique composé de pixels pouvant emmagasiner des charges ; une ou plusieurs têtes permettent la lecture de l'ensemble des pixels*

CMOS – *Circuit composé de plusieurs transistors ; à chacun des transistors est associé une tête de lecture*

DS9 – *Logiciel de visualisation des images permettant la réalisation de statistiques locales*

DamicViewer – *Logiciel spécialement développé pour l'expérience permettant de visualiser individuellement les événements d'une image et leur énergie*

Fit – *Interpolation d'un ensemble de points*

MOSFET – *Transistor à effet de champ à grille métal-oxyde*

Overscan – *Région de 200 colonnes lues au-delà de l'image exposée*

Pixel – *Puits de potentiel capable de piéger des charges*

Quenching factor – *Facteur renseignant sur la part d'énergie de collision collectée par ionisation et la part perdue par vibrations phoniques*

Setup – *Configuration d'un système ; dans notre cas, le setup regroupe les paramètres du CCD mais aussi de la chambre, des dispositifs électroniques et des alimentations*

WIMPs – *Particules massives interagissant faiblement ; potentielles candidates à la matière noire*

BIBLIOGRAPHIE

- [1] E. Tiouchichine, M. Sofo Haro, X. Bertou, H. Arnaldi, M. Gómez Berisso, J. Blostein, J. Tiffenberg, M. Pérez, S. Suárez, C. Fernández Moroni, "Setup and Calibration of a particle detector based on Charge Coupled Devices", 2017 Argentine Conference of Micro-Nanoelectronics Technology and Applications (CAMTA), Buenos Aires, Juillet 2017.

- [2] F. Paisan, X. Bertou, M. Gomez Berisso, M. Sofo Haro, "Calibración y caracterización de un CCD para medición de partículas y materia oscura", 100 Reunión Anual de la Asociación Física Argentina, Merlo, Mai 2015

- [3] M. Sofo Haro, G. Cancelo, G. F. Moroni, X. Bertou, J. Tiffenberg, E. Paolini, J. Estrada, "Measurement of the read-out noise of fully depleted thick ccds", 2016 Argentine Conference of Micro-Nanoelectronics Technology and Applications (CAMTA), Buenos Aires, Août 2016