UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

UTILISATION DE DISPOSITIFS À TRANSFERT DE CHARGE POUR LA DÉTECTION DE MUONS COSMIQUES DANS UN CONTEXTE DE TOMOGRAPHIE

LAURENCE OLIVIER MARION-OUELLET
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE ÉNERGÉTIQUE)
JUILLET 2016

© Laurence Olivier Marion-Ouellet, 2016.

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

UTILISATION DE DISPOSITIFS À TRANSFERT DE CHARGE POUR LA DÉTECTION DE MUONS COSMIQUES DANS UN CONTEXTE DE TOMOGRAPHIE

présenté par : MARION-OUELLET Laurence Olivier
en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées
a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. KOCLAS Jean, Ph. D., président
M. TEYSSEDOU Alberto, Ph. D., membre et directeur de recherche
M. MARLEAU Guy, Ph. D., membre et codirecteur de recherche
M. JONKMANS Guy, Ph. D., membre

DÉDICACE

À ma famille, mes amis, ma chère AnneLo et mon chat...

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier mes deux directeurs, MM. Alberto Teyssedou et Guy Marleau, qui m'ont fourni l'opportunité de faire cette maîtrise et de m'avoir aidé tout au long de celle-ci. Leurs conseils, avis et leur expérience m'ont grandement aidé à travers ces années.

Je remercie aussi M. Guy Jonkmans, qui aura fourni l'idée de départ de ce projet ainsi que des discussions qui m'ont permis de débuter ce projet du bon pied.

RÉSUMÉ

Face à la menace du terrorisme nucléaire, plusieurs pays se sont procurés des détecteurs de matériaux radioactifs pour protéger leurs frontières. Ces systèmes détectent habituellement des émissions de rayons gammas, beta ou alpha qui proviennent d'uranium, radium, césium ou autre matériel radioactif. Cependant, la source radioactive peut être dissimulée par une épaisseur de plomb et d'autres matériels absorbants ces rayonnements. Avec une quantité suffisante de blindage, un individu désirant faire de la contrebande de matériel nucléaire peut traverser les frontières sans alerter les autorités.

Pour faire face à ce risque, plusieurs laboratoires à travers le monde travaillent sur une technologie de tomographie par muons qui pourrait être utilisée pour identifier des sources nucléaires blindées. Celle-ci se base sur l'analyse de la déviation d'un muon cosmique traversant un cargo d'intérêt. Cette déviation étant fonction du nombre Z des atomes traversés (le nombre de protons dans le noyau), il est en principe possible de déterminer le contenu du cargo. Pour calculer cette déviation angulaire, il faut d'abord mesurer la position des muons sur quatre plans horizontaux (deux pré-cargo, deux après). Cette tâche est traditionnellement dévolue à des détecteurs comme des chambres à fils ou des scintillateurs mais pourrait aussi être remplie par des détecteurs CCDs (*Chargle-Coupled Devices* ou dispositifs à transfert de charge). Cet ouvrage se penche spécifiquement sur l'utilisation de CCDs pour la tomographie par muons.

Ce mémoire a pour but de déterminer la faisabilité d'utiliser un détecteur de muons à base de CCDs commerciales. Pour répondre à cette question, des simulations numériques ont été réalisées en utilisant le logiciel Geant4. Ces travaux nous permettent d'obtenir le dépôt d'énergie théorique de muons de diverses énergies cinétiques dans une plaque de silicium représentant une puce de CCD. Ces résultats sont ensuite comparés à la théorie préalablement exposée pour vérifier leur validité. L'énergie des muons varie de 50 MeV à 1 TeV et les épaisseurs étudiées sont de 300 et 775 μm. Les résultats indiquent qu'un muon de 4 GeV (énergie la plus probable pour des muons d'origines cosmiques) devrait déposer environ 106 et 281 keV en moyenne pour des épaisseurs de 300 et 775 μm, ce qui se traduit par 28 000 et 76 000 paires électron-trou comme signal pour les deux épaisseurs étudiées. Tous les résultats obtenus concordent avec la théorie connue des dépôts d'énergie dans les semi-conducteurs minces.

Un côté pratique a aussi été abordé, en utilisant une caméra astronomique DMK51 AU02.AS pour capter une série d'images, la puce cachée de la lumière et orientée vers le ciel. Les pixels

présentant une très grande intensité sont considérés comme étant la conséquence du passage d'un muon. Le taux attendu de détection selon la taille du détecteur était de 0,372 muons par minute mais les résultats étaient de 0,1578 muons par minute pour des prises de données à l'intérieur de Polytechnique et 0,1615 à l'extérieur. La présence de béton (environ deux mètres) au dessus de la caméra n'affecte donc que très peu le flux détectable. Le ratio de 40% entre le flux obtenu et celui prévu est expliqué par la taille réduite de la zone sensible d'un pixel lorsque comparée à la taille totale. Des composantes telles que les électrodes et du silicium d'un autre dopage prennent une certaine surface dans le pixel faisant en sorte que celui-ci, aux yeux du muon, est beaucoup plus petit. Un plus petit pixel entraîne donc un plus petit flux. De plus, la possibilité que le dépôt d'énergie soit simplement trop petit pour être distingué du bruit dans certains cas est aussi envisagée dans la section résultats et des solutions sont suggérées pour remédier à ce problème dans la conclusion.

ABSTRACT

Faced with the threat of nuclear terrorism, many countries have purchased radioactive material detectors to protect their borders. These systems usually detect gamma, beta or alpha ray emissions coming from uranium, radium, cesium or other radioactive material. However, the radioactive source can be concealed by thick lead shielding and radiation absorbing material. With enough shielding, an individual wishing to smuggle illicit nuclear material could cross borders without alerting the authorities.

To address this risk, several laboratories worldwide are working on muon tomography technology. This technique aims to detect shielded nuclear material by measuring the deflection of a cosmic muon after crossing the cargo of interest. Since this deviation is a function of the Z number of atoms (the number of protons inside the nucleus), it is possible to determine the contents of the cargo. To calculate the angular deviation, we must first measure the position of the muon on four succeding horizontal planes (two pre-cargo, two after). This task is traditionally assigned to wire chambers or scintillators detectors but could also be fulfilled by CCD detectors (*Chargle-Coupled Devices*). This work specifically addresses the use of CCDs for muon tomography.

This thesis' objective is to determine the feasibility of using a commercial CCD based muon detector. To answer this question, numerical simulations have been performed using the software Geant4. This work allows us to obtain the theoretical energy deposition of muons of various kinetic energies into a silicon wafer representing a CCD chip. These results are then compared to numerical values derived from the theory presented in the literature to verify their validity. The muons' energy is varied from 50 MeV to 1 TeV and silicium thicknesses of 300 and 775 μm are studied. The results obtained indicate that a muon of 4 GeV (most probable cosmic muon energy) should deposit 106 and 281 keV for an average thickness of 300 and 775 μm respectively, which translates to 28 000 and 76 000 electron-hole pairs as signal for the two thicknesses. All the results obtained through Geant4 are consistent with the known theory of energy deposits in thin semiconductor materials.

A practical experimentation was also considered, using an astronomical camera DMK51 AU02.AS to capture a series of images hidden from light with the camera turned towards the sky. The pixels presenting a high intensity are considered to be the consequence of the passage of a muon. The expected rate of detection according to the size of the detector was 0.372 muons per minute but the results were 0.1578 muons per minute for data taken inside Polytechnique and 0.1615 for images taken outside. Therefore, the presence of about two

meters of concrete above the camera does not significantly affect the detectable muon flux. However, the ratio of 40 % between expected signal and the observations is explained by the small size of the sensitive area of a pixel when compared to its total size. Components such as electrodes and differently doped silicon occupy a certain area in the pixel causing it, in the eyes of the muon, to be much smaller. A smaller pixel will ensure a smaller expected muon flux. Also, the possibility that the energy deposition is simply too small in some cases to be detected is also studied in the results section and solutions to resolve this problem are presented in the conclusion.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE iii

REMERCIEMENTS iv

RÉSUMÉ v

ABSTRACT vii

TABLE DES MATIÈRES ix

LISTE DES TABLEAUX xi

LISTE DES FIGURES xii

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS xiv

CHAPITRE 1 INTRODUCTION 1
- 1.1 Problématique de détection de matériaux nucléaires 1
- 1.2 Tomographie par muons 1
- 1.3 Objectifs de recherche 4
- 1.4 Plan du mémoire 5

CHAPITRE 2 NOTIONS THÉORIQUES 6
- 2.1 Processus de création des muons 6
  - 2.1.1 Bombardement de la Terre par des protons cosmiques 6
  - 2.1.2 Réactions des rayons cosmiques avec l'atmosphère 8
  - 2.1.3 Caractéristiques du flux de muons 9
- 2.2 Énergie perdue par un muon lors du passage dans un matériel 11
  - 2.2.1 Énergie attendue selon les équations de Bethe et Landau 12
  - 2.2.2 Les équations de Landau 14
- 2.3 Déviation des muons lors du passage dans la matière 15
  - 2.3.1 Diffusion multiple de Coulomb 16
  - 2.3.2 Applications pour la tomographie par muons 17

CHAPITRE 3 LES DÉTECTEURS DE MUONS ET LEUR PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT 20

3.1 Détecteurs de muons déjà existants 20
3.1.1 Détecteurs à scintillation 20
3.1.2 Chambres à fils 23
3.2 Détecteurs CCDs 24
3.2.1 Processus de fonctionnement d'une CCD 24
3.2.2 Contraintes associées à la détection de muons par des couches minces de silicium 30

CHAPITRE 4 LE LOGICIEL GEANT4 33
4.1 La méthode de Monte-Carlo 33
4.2 Gestion des particules dans le logiciel Geant4 35
4.3 Processus physiques simulés 35
4.4 Construction de la géométrie 38

CHAPITRE 5 PRÉSENTATIONS DES RÉSULTATS ET ANALYSE 41
5.1 Présentation des résultats des simulations Geant4 41
5.1.1 Dépôts d'énergie de muons dans 775 μm de silicium 41
5.1.2 Dépôts d'énergie de muons dans une couche de silicium de 300 μm . . 44
5.2 Présentation des résultats des acquisitions en utilisant une CCD 49
5.2.1 Choix des paramètres de mesure et analyse du bruit 50
5.2.2 Présentation des clichés CCDs et résultats 54

CHAPITRE 6 CONCLUSION 58
6.1 Efficacité des CCDs comme détecteurs de muon pour la tomographie 58
6.2 Limitations de la technologie proposée 60
6.3 Améliorations futures 61

RÉFÉRENCES 63

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1 Propriétés physiques des $\pi^{\pm}$ et $K^{\pm}$ 8
Tableau 2.2 Longueur de radiation X_0 pour quelques matériaux 17
Tableau 5.1 Tableau décrivant les informations relatives à la caméra 50
Tableau 5.2 Tableau décrivant les résultats des prises de cliché 56

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 Schéma représentant un système de tomographie par muons 3
Figure 2.1 Flux des rayons cosmiques primaires à la limite de l'atmosphère en fonction de leur énergie 7
Figure 2.2 Collision d'un rayon cosmique primaire avec une molécule dans l'atmosphère 8
Figure 2.3 Spectre d'énergie des muons au niveau de la mer 11
Figure 2.4 Quantité de muons collectés en fonction de l'angle du détecteur . . . 12
Figure 2.5 Pouvoir d'arrêt des muons positifs sur une cible de cuivre 13
Figure 2.6 Courbes de Landau pour une particule ionisée traversant différentes épaisseur de Si 16
Figure 2.7 Schéma représentant l'algorithme POCA projeté en 2D 18
Figure 3.1 Diagramme de bande pour un cristal pur et activé 21
Figure 3.2 Diagramme de Jablonski des énergies de fluorescence 22
Figure 3.3 Schéma d'un photomultiplicateur 23
Figure 3.4 Schéma d'une chambre à fil 24
Figure 3.5 Schéma illustrant le processus de transfert de charge dans une CCD . 26
Figure 3.6 Les différents types d'architecture de CCD permettant la lecture . . . 27
Figure 3.7 Schéma illustrant la technologie *Super HAD* 29
Figure 3.8 Courbes de Bethe-Bloch, avec et sans la perte restreinte d'énergie . . 32
Figure 4.1 Comparaison des résultats de Geant4 aux courbes de Bethe-Bloch . . 38
Figure 5.1 Comparaison de l'énergie déposée moyenne des simulations et selon la théorie de Bethe-Bloch pour 775 μm de Si 42
Figure 5.2 Décompte des dépôts d'énergie pour des muons de 4 GeV sur 775 μm de Si 44
Figure 5.3 Comparaison de l'énergie déposée moyenne par les muons pour diverses épaisseurs 45
Figure 5.4 Comparaison de l'énergie déposée moyenne pour muons et électrons . 46
Figure 5.5 Décompte des dépôts d'énergie pour des muons de 4 GeV sur 300 μm de Si 47
Figure 5.6 Graphique représentant les dépôts d'énergie moyens pour des photons sur 300 μm de silicium 48
Figure 5.7 Section efficace de photons sur Si pour différents processus 49
Figure 5.8 Photographie du système d'acquisition 51

Figure 5.9 Distribution typique de bruit dans une CCD 54
Figure 5.10 Clichés typiques démontrant la présence d'un muon 55

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

A	Somme du nombre de protons et neutrons dans un noyau
ATLAS	*A Toroidal LHC ApparatuS*
CAT-Scan	*Computerized Axial Tomography Scan*
CCD	*Charge-Coupled Device*
CERN	Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire
CMOS	*Complimentary Metal Oxide Semi-conductors*
CMS	*Compact Muon Solenoid*
CRIPT	*Cosmic Ray Inspection and Passive Tomography*
GCR	*Galactic Cosmic Ray*
Geant4	*Geometry ANd Tracking* 4
LHC	*Large Hadron Collider*
POCA	*Point Of Closest Approach*
SNM	*Special Nuclear Material*
Super HAD	*Super Hole Accumulation Diode*
Z	Nombre de protons dans un atome

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

1.1 Problématique de détection de matériaux nucléaires

Le risque d'une attaque terroriste soulève la terreur chez bien des gens. Combiner cette attaque terroriste à la peur du nucléaire et de la radiation relève d'un terrible scénario catastrophe. Pour faire face à un tel risque, beaucoup de postes frontaliers sont équipés de détecteurs de radiation. Cette couche de sécurité est cependant contournable. En recouvrant le matériel nucléaire de contrebande d'une quantité de blindage suffisante, les rayonnements émis peuvent être contenus. Heureusement pour notre sécurité, les contrebandiers ne prennent pas toujours de telles précautions lors du transport illicite de matériel nucléaire et se font parfois capturer à la frontière.

Ainsi, plusieurs incidents de contrebande illicite de matériel nucléaire spécial (SNM) ont étés répertoriés à travers les années. Certains d'entre eux impliquent des quantités impressionnantes : en mars 1996, 82 kg d'uranium faiblement enrichi ont été saisis en Roumanie (CIA, 2007). En décembre 1994, la police tchèque a mis la main sur 2,7 kg d'uranium hautement enrichi (88%) (Schmid, 2012). Ces évènements ne représentent qu'une petite partie de la longue liste des saisies ou pertes de SNM. La grande majorité de ce type d'incidents se produisent dans des pays de l'ex-URSS, mais des éléments radioactifs comme le césium sont utilisés dans des cliniques médicales partout à travers le monde et peuvent se retrouver dans les mains de groupes mal intentionnés (Kiffer, 2001).

Ces incidents ont donc mené certains états à tenter de se protéger contre la menace de terrorisme nucléaire. Cependant, tel que mentionné précédemment, les détecteurs de radiation ne sont pas complètement efficaces. En dissimulant la source (plutonium, césium ou uranium) dans une quantité suffisante de plomb, il serait possible de passer la frontière sans qu'elle soit détectée. Conscients de ce risque, plusieurs nations ont développé un nouveau type de technologie : la tomographie par muons.

1.2 Tomographie par muons

La tomographie est une technique d'imagerie très utilisée dans le domaine médical visant à imager le volume d'un objet à partir d'une série de mesures depuis l'extérieur de cet objet. Une utilisation très répandue de ce principe est le *CAT-Scan* ou *Computerized Axial Tomography Scan*. Cette technologie consiste à prendre des images d'un volume à l'aide d'une source rayons-X. Puisque différents types de tissus biologiques ne présentent pas la même

absorption des rayons-X, il est possible d'obtenir des images contrastées en transmission permettant de différencier entre une tumeur et des tissus sains. Des images sont ainsi prises à partir de différents angles entourant le volume, ce qui permet de construire une image en trois dimensions une fois les données passées à travers des algorithmes numériques. Une telle technologie permet donc de découvrir la présence ou non d'une tumeur ainsi que sa forme et son volume (Nordqvist, 2016).

Dans le contexte de tomographie par muons, le principe de base reste bien sûr le même, c'est à dire imager un volume à partir de prises de mesures à l'extérieur. Pour mesurer la zone d'intérêt, deux systèmes de détection sont placés au dessus de l'objet et deux autre en dessous. Quand un muon (une particule élémentaire présentant les mêmes caractéristiques qu'un électron mais plus massive) traverse les deux étages de détection supérieurs, ceci permet de mesurer sa trajectoire d'arrivée. Le muon poursuit ensuite son trajet, traversant le volume d'intérêt. Cette particule, étant chargée, subit alors une déviation angulaire qui est fonction de l'épaisseur traversée, de l'énergie cinétique et du nombre de protons du matériel rencontré. La particule quitte ensuite la zone d'intérêt pour atteindre la zone de détection inférieure qui nous fournit des informations sur sa trajectoire de sortie.

Encore une fois, à l'aide d'un grand nombre de muons, il est possible de recréer une image décrivant la zone étudiée, mettant en contraste les matériaux possédant un nombre Z élevé qui se retrouvent dans le volume. Une telle technologie permet donc de découvrir la présence de matériel comme de l'uranium (Z=92), du plutonium (Z=94) ou du plomb (Z=82) qui camouflerait des sources radioactives. Il est important de noter que dans cette technologie, les muons ne sont pas créés par une source artificielle comme dans le cas des rayons-X du CAT-Scan. Les muons étant plutôt le produit d'événements cosmiques en haute atmosphère, ils peuvent posséder de très grandes énergies cinétiques (1-10 GeV en moyenne) permettant de traverser de grandes quantités de matériel, une caractéristiques importante lorsque l'on veut imager des cargaisons pouvant contenir beaucoup de métal ou autres matériels qui autrement resteraient opaques à d'autres techniques d'imagerie (rayons-X, détection de radiation, etc).

En mesurant la trajectoire du muon avant et après son passage dans la zone cargo, l'angle de déviation peut être aisément calculé. Une fois celui-ci obtenu, la relation de Molière peut être utilisée pour relier cette valeur à la nature du matériel traversé. Une analyse statistique est aussi combinée puisque plusieurs possibilités d'interactions peuvent mener à un changement de trajectoire. Uniquement à travers un grand nombre d'acquisition devient-il possible de peindre un portrait fiable de l'intérieur du cargo.

Plusieurs prototypes de tomographie par muons existent à travers le monde, chacun utilisant la configuration standard visible à la figure 1.1. Le point majeur différenciant ces modèles est

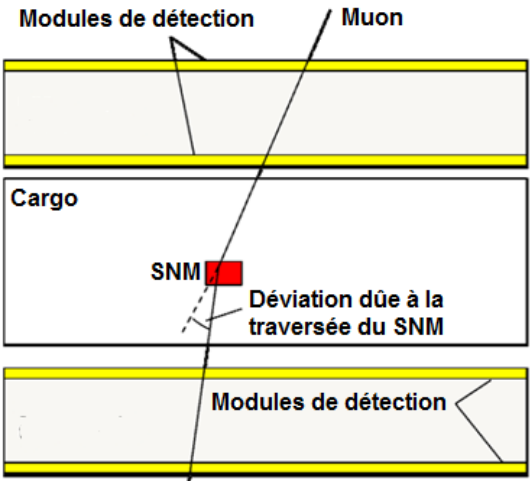

Figure 1.1 Schéma représentant un système de tomographie par muons.

le type de détecteur de muon. Chaque étage de détection nécessite deux mesures de position afin d'obtenir une trajectoire. La précision de cette mesure est importante, elle entraîne une meilleure précision du calcul de l'angle de déviation et permet donc des temps de mesure et d'analyse plus courts. En effet, plus les données sont fiables, plus l'analyse qui s'ensuit le sera aussi. Il est clair que pour un système de tomographie par muons qui vise à analyser un grand nombre de cargo par jour, le temps d'analyse doit être réduit au maximum.

L'objectif de ce travail consiste à effectuer une étude de faisabilité sur l'utilisation d'une classe de détecteur inédite dans le domaine de la détection de muons, c'est-à-dire les dispositifs à transfert de charges, mieux connus sous le nom de CCD. Celles-ci sont la base de toutes les caméras digitales ayant envahies le marché depuis la fin des années 90. Elles sont sensibles au passage des photons mais aussi des particules chargées comme des muons. La très petite dimension de leurs pixels (de l'ordre du micromètre) permet ainsi une grande amélioration dans la mesure de la position d'un muon. En passant à travers un des pixels de la caméra, un muon y dépose de l'énergie qui entraîne sa détection. L'erreur sur cette lecture serait en première approximation plus ou moins la moitié de la taille d'un pixel. Considérant qu'un pixel en moyenne ne mesure que quelques micromètres, tout au plus quelques dizaines, les autres modèles de détecteur ne peuvent simplement pas compétitionner sur ce point.

En effet, il ne suffit que de regarder le système de tomographie par muon localisé à Chalk River, le CRIPT (Cosmic Ray Inspection and Passive Tomography) (Anghel, 2012), qui possède une très grande incertitude sur la mesure de la position des muons. Ce prototype canadien possède une incertitude de mesure de 2-3 mm mais une efficacité de détection supérieure à 99,5%. La technologie utilisée est celles des scintillateurs, du plastique émettant

de la lumière lors du passage d'un muon.

Un autre modèle, disponible à Los Alamos et bientôt prêt pour un lancement commercial par la compagnie Decision Sciences, utilise des chambres à dérive pour détecter les muons. Les précisions de ce type d'instrument sont de 200 μm pour des grandes chambres à dérive telles que nécessaires pour les besoins de la tomographie par muons.

La possibilité de détection de muons par des CCDs est déjà bien connue, mais peu exploitée. Les scientifiques travaillant avec des CCDs ultra-sensibles peuvent confirmer que le bruit provenant de muons peut affecter grandement certaines mesures délicates. Ainsi, on tente généralement et par différents moyens de minimiser les signaux provenant de l'interaction des muons avec la CCD. Habituellement, il suffit simplement de redémarrer la prise de mesure. Un seul travail s'est réellement intéressé en détail aux interactions CCDs-muons (Groom, 2004), mais utilisait une caméra ultra-sensible faite sur mesure pour maximiser tout signal reçu et cet ouvrage avait plutôt pour but final d'indiquer des pistes de solution pour minimiser le signal des muons. Ce travail, à l'inverse, a intérêt à maximiser le signal d'un muon sur une CCD dans le but d'étudier la possibilité d'utiliser des CCDs commerciales pour permettre la détection des muons. Ces travaux se baseront sur une base expérimentale mais aussi théorique par l'utilisation de simulations.

1.3 Objectifs de recherche

Pour démontrer la fiabilité de l'utilisation de CCDs comme détecteurs de muons, la perte d'énergie des muons dans ce type de senseur est étudiée. Des simulations Geant4 sont effectuées afin d'analyser la quantité d'énergie déposée par le passage de muons possédant différentes énergies. Deux épaisseurs de CCDs sont aussi simulées. L'ordre de grandeur de l'énergie déposée nous donne l'opportunité de vérifier théoriquement si une CCD standard permet la détection de muons.

À la lumière de ces prévisions théoriques, une CCD prend des clichés à travers une grande période de temps afin d'offrir un témoignage direct de l'efficacité d'une CCD comme détecteur. Le nombre de muon détectés à travers le temps est comparé aux valeurs prédites par le flux normal qui devrait traverser la caméra.

Avec dans une main les résultats sur l'énergie attendue dans la CCD et dans l'autre les résultats obtenus par une caméra en fonctionnement, il devient aisé de juger de la faisabilité d'un détecteur de muon de ce type. Une grande quantité d'énergie déposée dans les simulations et un taux de muon comparable au flux naturel signifie sans aucun doute qu'une CCD commerciale permet une détection fiable.

Si les simulations indiquent un très faible signal mais que la caméra détecte tout de même, cela indique un modèle tout à fait inadéquat. Même chose si les simulations promettent un fort signal et que la CCD ne détecte rien. Si les simulations ne donnent pas d'énergie et la caméra ne donnent aucun signal, il reste peu d'espoir pour ce type de détecteur.

Finalement, il est important de comprendre les limites de ce projet. Ce mémoire se veut être une ouverture vers l'utilisation possible de CCDs commerciales pour la détection de muons. Un seul modèle de caméra commerciale est testé, et le choix de celle-ci ne peut être totalement optimisé dû aux secrets de fabrication du modèle disponible à l'achat.

1.4 Plan du mémoire

Ce mémoire, suite à l'introduction, débute par une revue des notions de théorie nécessaires à la bonne compréhension du projet, disponible au chapitre 2. Les informations pertinentes quant à la source des muons et leurs mécanismes de perte d'énergie dans la matière sont étudiées. Au chapitre 3, différents appareillages de détection de muons sont aussi survolés et évalués dans un chapitre qui porte aussi sur les CCDs elles-mêmes. Leur design et leur mode de fonctionnement est expliqué en détail afin de permettre une bonne compréhension des limites de ces différents appareils.

Une dernière section est dédiée à la théorie dans le chapitre 4. Le logiciel Geant4 et la méthode de Monte-Carlo sont le sujet d'une courte analyse avant de se diriger vers les résultats produits par leur simulation lors du chapitre 5. Les simulations font varier l'épaisseur de matériel traversé mais aussi l'énergie et le type de particules utilisées. Les résultats sont comparés entre eux mais aussi avec les attentes de la théorie pour finalement servir à prédire le succès ou non des mesures expérimentales.

Toujours au chapitre 5, les résultats des mesures CCD sont ensuite présentés pour différents lieux de mesure. Les paramètres d'acquisition, les temps de mesure et la comparaison au flux attendus se retrouvent tous dans cette section. Finalement, une courte conclusion termine le mémoire. Elle se concentre sur l'efficacité d'un détecteur de muons, les points du projet à améliorer pour le futur mais présente aussi un regard global sur le possible grand déploiement d'un telle technologie en la comparant avec les autres existantes.

CHAPITRE 2 NOTIONS THÉORIQUES

Les connaissances théoriques pertinentes au projet se retrouvent dans cette section. Celle-ci débute avec une explication sur la provenance des rayons cosmiques, afin de mieux comprendre cette source de muons, ainsi que leurs caractéristiques. Ensuite, les mécanismes de dépôt d'énergie dans les solides sont étudiés.

2.1 Processus de création des muons

Bien qu'ils soient appelés par certains rayons cosmiques, les muons ne proviennent pas directement d'objets astronomiques et distants. Ils sont créés en haute atmosphère, suite à des interactions entre des protons de haute énergie et des molécules d'air. Nous nous concentrons d'abord sur les rayons cosmiques primaires, des protons. Ces baryons possèdent une masse de 938,27 MeV et une charge de +1. Ensuite, nous décrivons les réactions menant à la formation des muons. Finalement, nous terminons sur une étude des muons eux-mêmes.

2.1.1 Bombardement de la Terre par des protons cosmiques

La Terre est constamment bombardée par des rayons cosmiques, composés d'environ 90% de protons, 9% d'éléments plus lourds (He, Li, Be) et 1% d'électrons (Chaisson and McMillan, 1999). La majorité de ces particules proviennent de l'extérieur du système solaire et sont appelés rayons cosmiques d'origine galactique (GCRs).

Les GCRs sont habituellement générés dans notre propre galaxie. Ils viennent d'étoiles lointaines, de trous noirs ou de supernovas, expulsant plusieurs éléments à grande énergie. Ces éléments, habituellement constitués d'hydrogène mais pouvant aussi être plus lourds comme du carbone, oxygène ou azote, s'ionisent et se fragmentent (dans le cas des atomes plus lourds). Cette fragmentation et ionisation sont dues à des collisions avec le gaz interstellaire, qui bien que très peu dense et donc offrant une faible probabilité d'interaction, s'étend sur des milliers d'années lumière entre la source et la Terre (Clay and Dawson, 1998).

Une seconde source de protons est bien sûr l'étoile la plus proche, le Soleil. Les particules solaires ainsi lancées vers la Terre sont concentrées dans des énergies en deça des GeV, principalement. La composante constante de cette source est connue sous le nom de vent solaire, responsable de l'éjection d'un million de tonnes d'ions et d'électrons par seconde. Ces particules sont cependant déviées par le champs magnétique de la Terre. Les éruptions solaires quant à elles apparaissent de manière probabiliste (Christian, 2013), suivant le cycle

solaire qui dure en moyenne 11 ans. Une éruption solaire est souvent suivie d'une éjection importante de masse, qui se rendra ensuite à la Terre comme une grande quantité de rayons cosmiques en un très court laps de temps.

Deux autres sources existent mais sont plus faibles en intensité : les rayons cosmiques dits anormaux et les rayons cosmiques extra-galactiques. Les rayons cosmiques anormaux sont des ions du vent solaire «rebondissant» à l'héliopause, la frontière entre le système solaire et les gaz interstellaires. Les rayons cosmiques extra-galactiques sont quant à eux les plus énergétiques mais les plus rares et leur nature ou leur source exacte restent inconnues mais des pulsars et des supernovas expulsant des ions semblent être les sources les plus probables de ces particules (Blasi, 2014).

La figure 2.1 indique les flux respectifs de particules en fonction de leur énergie et des catégories présentées ci-haut. Il est important de noter que les rayons cosmiques anormaux n'y sont pas représentés, leur plus faible flux étant dissimulé sous celui plus grand venant des autres sources.

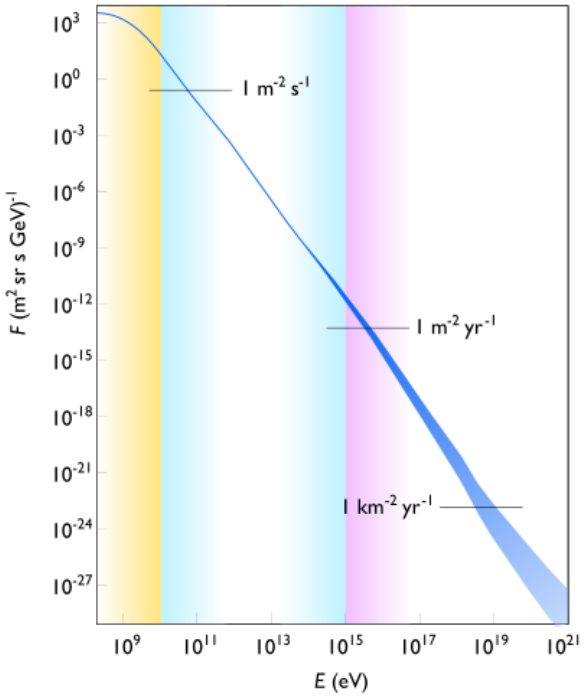

Figure 2.1 Flux des rayons cosmiques primaires à la limite de l'atmosphère en fonction de leur énergie. La zone jaune représente les rayons cosmiques provenant principalement du soleil en plus des galactiques, de faibles énergies. La zone bleue d'énergies intermédiaires représente les GCRs et la zone mauve les rayons cosmiques extra-galactiques. L'erreur dans cette zone est due au faible nombre d'évènements de très grande énergie (Lafebre, 2007)

.

2.1.2 Réactions des rayons cosmiques avec l'atmosphère

Ces rayons cosmiques dits «primaires» arrivent presque directement à la Terre. Cependant, l'atmosphère terrestre offre un milieu bien différent du quasi-vide interstellaire et offre de très fortes chances d'interactions. Les protons et autres particules primaires vont donc réagir avec les molécules d'air pour fournir des pions en grande quantité (80%) mais aussi des kaons et baryons (Sundaresan, 2001). Ces particules et leurs propriétés sont répertoriées au tableau 2.1. Étant une paire particule/anti-particule, les π^+ et les π^- seront créés en quantités égales en première approximation. Ces particules se désintègrent ensuite presque immédiatement, formant une «douche électromagnétique» contenant des muons, tel qu'illustré dans le schéma de la figure 2.2. Les temps de vie sont si courts que la réaction sera jugée comme étant instantanée, achevant le processus de création des muons.

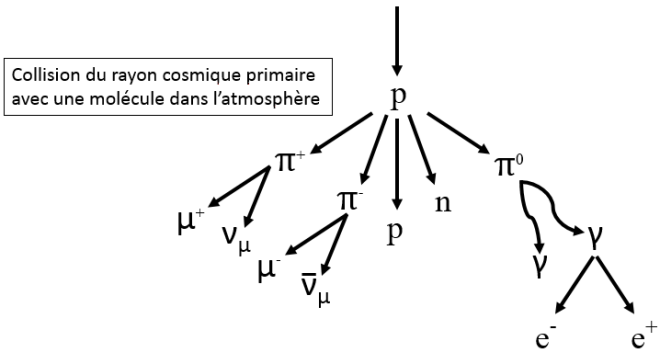

Figure 2.2 Collision d'un rayon cosmique primaire avec une molécule dans l'atmosphère, menant à la création de multiples particules. Les rayons gammas qui y sont créés peuvent ensuite mener à des création de paires e^-/e^+, qui par *bremsstrahlung* ou rayonnement de freinage, mènent à la production d'autres rayons gamma. Cette chaîne de production de paire à rayons gamma se poursuit jusqu'à ce que les rayons gammas n'aient plus l'énergie suffisante pour créer de nouvelles particules.

Les pions chargés vont se désintégrer selon les réactions présentées aux équations 2.1 et 2.2. Ces réactions procèdent via la force faible par production d'un boson W intermédiaire. Les pions ayant une demi-vie de 26 ns, cette réaction se produit très rapidement.

Tableau 2.1 Propriétés physiques des $\pi^\pm$ et $K^\pm$

	Type	Masse	Charge	Temps de vie
$\pi^\pm$	Méson	139,57	± 1	26,03 ns
$K^\pm$	Méson	493,7	± 1	12,38 ns

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{2.1}$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \tag{2.2}$$

Les muons ainsi créés dans l'atmosphère sont les particules d'intérêt de cet ouvrage. Ils possèdent une charge ± 1 et une masse de 105,66 MeV, soit 207 fois la masse d'un électron. Leur demi-vie de 2,197 μs serait au premier abord trop courte pour leur permettre d'arriver au niveau du sol en grande quantité, mais le phénomène de dilatation du temps permet cet évènement. L'équation 2.3 permet de bien comprendre le phénomène où γ représente le facteur de Lorentz. En y insérant $v = 0{,}99968c$, soit la vitesse d'un muon de 4 GeV d'énergie cinétique, on obtient un facteur de Lorentz de 39,5. Ce qui amène le temps de vie impropre à 86,8 μs, temps suffisant pour que le muon arrive au sol.

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{2.3}$$

2.1.3 Caractéristiques du flux de muons

Tel que vu lors de l'introduction, la tomographie par muon analyse l'angle d'entrée et de sortie de chaque muon passant à travers un détecteur. Il est donc important d'avoir le plus d'informations possible sur le flux muonique à l'entrée du détecteur afin de bien concevoir un appareil fonctionnel.

Tout d'abord, les muons ne sont pas les seules particules chargées à arriver au niveau de la mer. Il faut comprendre qu'ils représentent environ 70% du rayonnement secondaire (Nagamine, 2003), le reste étant composé d'environ 30% d'électrons. En effet, après avoir traversé $\sim$100 km d'atmosphère, la plupart des rayons cosmiques primaires ont interagi fortement et ont été arrêtés après avoir perdu leur énergie en création de particules et en collisions. Les muons aussi sont susceptibles à de tels arrêts par deux mécanismes : la désintégration et la capture muonique. Les muons possèdent une demi-vie très courte et sont donc instables, se désintégrant selon les réactions données par :

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \tag{2.4}$$

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \tag{2.5}$$

Tel que vu dans la section précédente, la plupart des muons énergétiques réussissent tout de même à atteindre le sol. Un second processus, la capture muonique, est responsable de

l'asymétrie entre la quantité de muons (négatifs) et d'antimuons (positifs). Certains muons peuvent effectivement entrer en collision avec un atome et prendre la place d'un électron, formant un atome muonique. Cette capture de μ^- est la source d'une inégalité entre le nombre de muons et anti-muons. Les anti-muons sont en effet présents en plus grande quantité, soit 1,3 fois plus nombreux (Hume, 1973). Cependant, on peut aussi noter que le rapport de muons/anti-muons change légèrement avec les énergies des particules pour des énergies au-delà de 100 GeV dû à des interactions hadroniques avec les noyaux positifs des atomes. À toute fin pratique le terme muon et anti-muon sera utilisé de manière non-distinctive puisqu'ils présentent les mêmes propriétés physiques lors d'interactions avec la matière, à un signe près. Certes, le phénomène de capture muonique (remplacement d'un e^- par un μ^- dans un atome) est présent uniquement pour les muons, mais le phénomène présente une section efficace négligeable comparée aux mécanismes de perte d'énergie.

Le spectre énergétique des muons lors de leur arrivée au niveau de la mer, visible à la figure 2.3, est nul à des énergies inférieures à 100 keV. Ce phénomène est dû à la faible demi-vie déjà mentionnée des muons. Un maximum se crée donc dans la région de 0,2 à 1,0 GeV. Dans un contexte de tomographie où les muons auront à traverser d'importantes quantités de matériel, les muons de plus faibles énergies sont arrêtés et les muons de 1-10 GeV sont prédominants (Anghel, 2012). Il est important de se rappeler que la figure 2.3 ne répertorie les muons qu'à incidence perpendiculaire à la surface. Les muons possédant une trajectoire avec un angle plus grand traversent une plus grande distance et quantité d'air avant d'atteindre le sol, ce qui élimine préférentiellement les muons possédant les plus basses énergies. Effectivement, traverser une plus grande quantité d'air se traduit non seulement par une plus grande probabilité d'arrêt complet pour un muon due aux pertes d'énergies ou une désintégration due au temps de transport plus grand lorsqu'on le compare à un muon possédant une trajectoire perpendiculaire (Cecchini, 2012). En intégrant donc les muons sur tous les angles, on peut arriver à une moyenne énergétique de 4 GeV pour les muons (Hyperphysics, 2015).

Évidemment, les muons ne viennent pas uniquement en un faisceau parfait à 0° d'incidence par rapport à l'azimuth. Une distribution en $\cos^2(\theta)$ régit le flux des muons en fonction de l'angle (UNLP, 2014). Cette relation offre un très bon accord aux résultats expérimentaux, comme on peut le voir à la figure 2.4.

Une disparité apparaît cependant pour de très grands angles, puisque les muons sont tout de même capables de passer à travers notre atmosphère à un angle proche de l'horizontal. Une particule volant au raz de l'horizon peut être créée par un rayon cosmique primaire arrivant vers la Terre avec un tel angle. Celui-ci entraîne ensuite la création d'un pion puis d'un muon avec un angle incident semblable. Sans aucun doute, un muon avec un angle frôlant la

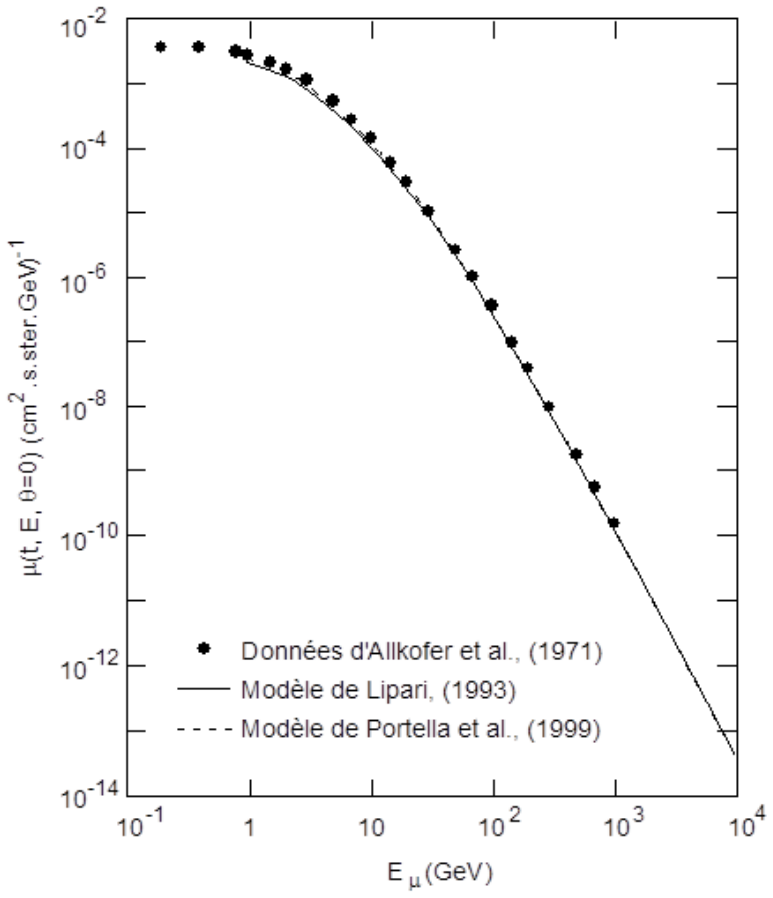

Figure 2.3 Spectre d'énergie des muons au niveau de la mer arrivant avec incidence perpendiculaire à la surface. Les points en très basse intensité sont absents puisque les muons se désintègrent très rapidement à cette énergie. Le flux diminue aussi avec des énergies plus élevées. L'énergie du muon étant fonction de l'énergie de la particule mère, une raréfaction de flux cosmique primaire à haute énergie se traduit par un flux plus faible de muons à hautes énergies (Portella, 1999).

surface de la Terre devra parcourir une beaucoup plus grande distance à travers l'air ce qui diminue donc ses chances de ne pas s'être désintégré à l'arrivée. Plusieurs particules passent tout de même dû au fait qu'elles possèdent une plus haute énergie ou par pure chance, la désintégration étant un phénomène stochastique.

2.2 Énergie perdue par un muon lors du passage dans un matériel

Lorsqu'un muon ou toute autre particule chargée passe à travers un matériel, une partie de l'énergie cinétique est déposée dans le matériel traversé. On parle de pouvoir d'arrêt pour qualifier le ralentissement entraîné par un milieu sur une particule chargée, qui est défini

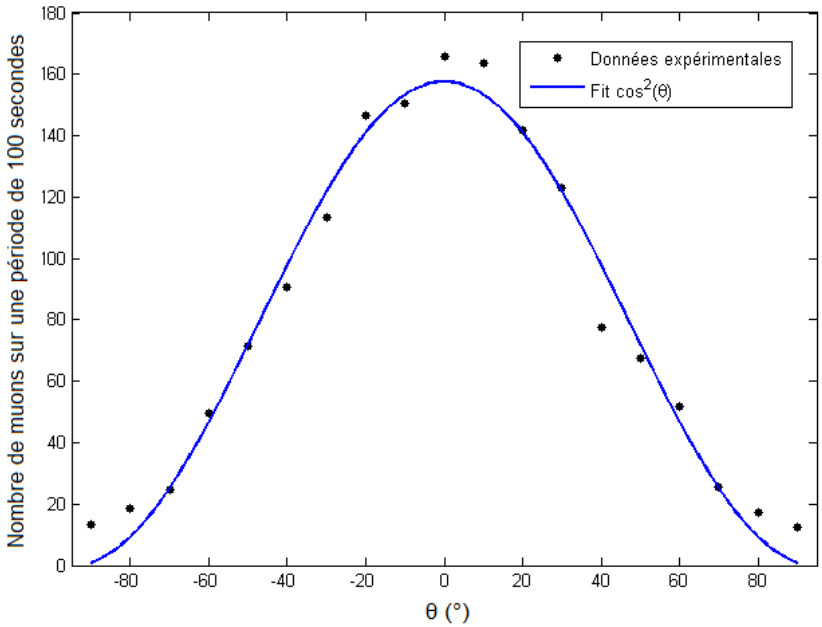

Figure 2.4 Quantité de muons collectés en fonction de l'angle du détecteur (Kuo, 2010).

par la quantité d'énergie perdue par unité de distance. Plusieurs phénomènes distincts sont à la source de cette perte d'énergie et un plus grand intérêt sera porté sur les mécanismes pertinents aux muons.

2.2.1 Énergie attendue selon les équations de Bethe et Landau

Le pouvoir d'arrêt, qui représente la capacité d'un matériel à ralentir une particule, est décrit par la quantité d'énergie perdue par une particule par unité de longueur de matériau traversé. Il dépend de la particule, de son énergie cinétique et bien sûr du matériau traversé. Le pouvoir d'arrêt ne fait cependant que décrire la perte d'énergie *moyenne* par unité de longueur et non la quantité exacte qui sera déposée à chaque interaction.

Dans le régime énergétique d'intérêt (1-10 GeV), c'est principalement le pouvoir d'arrêt électronique qui est responsable des pertes d'énergie du muon. À la suite de collisions inélastiques, celui-ci va simultanément exciter les électrons du matériau et subir une modification de sa trajectoire. Cette modification de trajectoire d'une particule relativiste entraîne aussi un second mécanisme : le *bremsstrahlung*. Appelé aussi rayonnement de freinage, ce phénomène se caractérise par l'émission de rayons gammas lors de l'interaction de Coulomb entre le noyau du matériau pénétré et le muon (Weerakkody, 2015). En effet, selon les équations de Maxwell, tout changement de direction de particule chargée s'accompagne d'une émission de

rayonnement. Puisque ces rayons gamma sont très pénétrants et interagissent peu avec la matière, leur contribution au dépôt énergétique sera presque nulle.

Un moyen d'estimer rapidement les pertes énergétiques totales d'une particule chargée passant à travers un matériau est d'utiliser les formules qui décrivent le pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie de la particule. Les différents régimes sont présentés à la figure 2.5 pour un muon positif sur du cuivre. Ces valeurs de pouvoir d'arrêt proviennent d'équations théoriques et représentent la perte d'énergie moyenne.

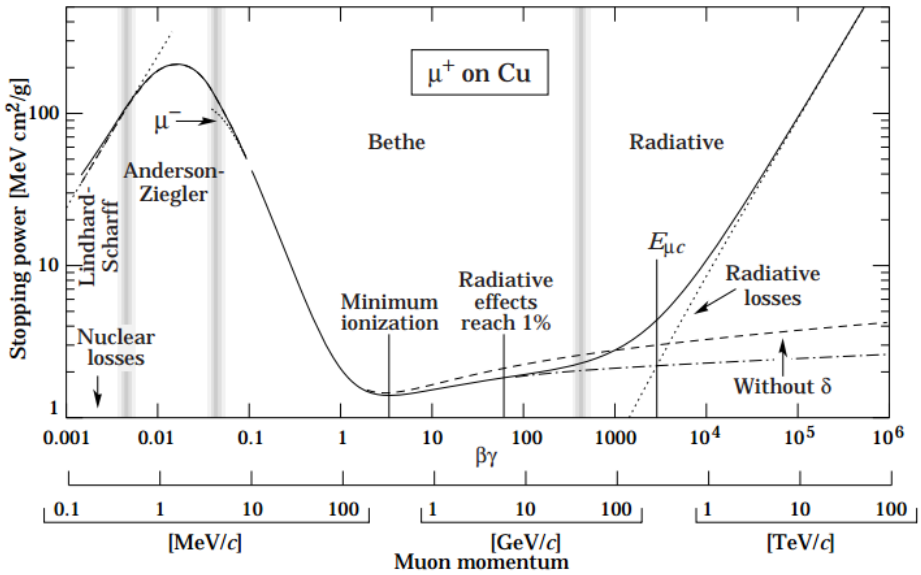

Figure 2.5 Pouvoir d'arrêt des muons positifs sur une cible de cuivre. La courbe solide indique le pouvoir d'arrêt total. Les dégradés de gris verticaux indiquent la séparation des régimes. Il est important de noter que ce graphique ne représente pas le pouvoir d'arrêt traditionnel en unité d'énergie par longueur. Pour arriver à cette valeur, il suffit de multiplier par la densité de la cible (Bichsel, 2010).

À très faible énergie (0,001$\leq \beta\gamma \leq$ 0,004), une particule se situe dans la zone de Lindhard-Scharff. Cette zone correspond aux particules non-relativistes et à ce niveau on peut voir qu'au fur et à mesure que l'énergie de la particule augmente l'énergie déposée suit cette hausse. En effet, les électrons de la cible ont une vélocité comparable à celle de la particule incidente, permettant des interactions autour de la particule ainsi qu'en amont. Ces interactions sont donc décrites comme si la particule rencontrait un gas d'électrons libres. Ce comportement est facilement expliqué d'après l'équation 2.6 (Schiavi, 2003). $I(v,\rho)$ représente la fonction d'interaction d'arrêt, z est la charge de la particule incidente et ρ la masse volumique du matériel traversé. Cette équation provient de calculs sur la distance d'arrêt des particules originellement développés par Fermi (Ziegler, 2010).

$$\frac{-dE}{dX} = \int I(v,\rho) z^2 \rho \frac{dV}{dx} \tag{2.6}$$

Pour 0,004 $\leq \beta\gamma \leq$ 0,04 , il n'y a pas de théorie satisfaisante (Nakamura, 2010). Le traitement utilisé suit habituellement les résultats expérimentaux recueillis par Andersen et Ziegler (Andersen, 1977). La difficulté à bien décrire le comportement de cette zone réside dans le fait qu'elle est en fait un régime de transition entre Lindhard-Scharff et Bethe-Bloch, qui traite les particules relativistes.

Le prochain régime, 0,04 $\leq \beta\gamma \leq$ 1000 correspond à la formule de Bethe-Bloch. Elle décrit la perte d'énergie par unité de distance pour une particule à vitesse relativiste traversant un matériel.

$$\frac{-dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \tag{2.7}$$

K représente un ensemble de constantes physiques équivalent à 0,307075 MeV g^{-1}cm^2, z et Z la charge de la particule et des noyaux présents dans le matériel (qui correspond au nombre d'électrons gravitant autour du noyau), respectivement. T_{max} est l'énergie maximale transférée en une seule collision calculée à partir de

$$T_{max} = \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/m_\mu + (m_e/m_\mu)^2} \tag{2.8}$$

I est l'énergie moyenne d'excitation et $\delta(\beta\gamma)$ est un terme de correction de densité (Stern-Heimer, 1984). L'énergie perdue lors de ce régime est celle qui nous intéresse le plus. Elle est transmise au matériau sous forme d'excitation et d'ionisation ce qui permet à la CCD de récolter cette énergie.

La dernière zone, au-delà de $\beta\gamma = 1000$, est dominée par les pertes radiatives. À ce stade, le muon perd principalement son énergie en émettant des rayons gammas par *bremsstrahlung*. Cette énergie se retrouve ensuite perdue puisque la section efficace des gammas sur silicium est très faible. Ainsi, malgré le fait que l'énergie perdue augmente, l'énergie absorbée par ionisation quant à elle devrait rester quasiment stable.

2.2.2 Les équations de Landau

La section ci-dessus décrit l'énergie moyenne qui sera perdue à travers une épaisseur de matériel. Les équations de Landau, quant à elles, prédisent la probabilité qu'une quantité d'énergie précise soit déposée. Un exemple d'une telle distribution normalisée est disponible

à la figure 2.6. Si les courbes du graphique montraient une véritable distribution (avec une intégrale de 1), on verrait que les pics deviennent plus bas et plus larges avec accroissement de l'épaisseur. Dans ce cas et comme il est l'habitude dans des publications scientifiques, c'est l'amplitude qui y est normalisée. Il est important de noter que l'abscisse est en keV par μm, afin de bien visualiser ce phénomène.

La distribution de Landau est une courbe d'allure asymétrique, avec une queue se prolongeant théoriquement jusqu'à l'infini (Landau, 1944). La plupart des particules ne font que passer à travers le matériel en y laissant derrière la quantité la plus probable d'énergie telle que décrit par Bethe-Bloch. Cependant, dans des cas plus rares, la quantité d'énergie déposée sera plusieurs fois supérieures à la valeur la plus probable.

En augmentant la quantité de matériel à traverser, on augmente les probabilités d'interaction et donc la moyenne d'énergie déposée se déplace vers des plus grandes valeurs. Cependant, faire des prévisions devient plus difficile : avec plus d'opportunités de collisions, une plus grande marge d'erreur sur le nombre de collisions l'accompagne. Cette marge d'erreur se traduit par un élargissement du pic, et donc un aplatissement puisque l'on doit conserver une intégrale étant égale à 1 lorsque l'on parle de distribution.

La formule régissant ce comportement est donnée par l'équation 2.9. On peut y retrouver $\langle \Delta/x \rangle$ représentant la perte d'énergie moyenne ainsi que ξ, une constante qui est fonction du matériel. C'est une version simplifiée présentant le résultat des équations de Landau, mais qui convient très bien pour le niveau de précision requis pour nos simulations (Marucho, 2006).

$$f(\Delta/x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta/x - \langle \Delta/x \rangle}{\xi} + e^{-\left(\frac{\Delta/x - \langle \Delta/x \rangle}{\xi}\right)}\right)\right] \tag{2.9}$$

2.3 Déviation des muons lors du passage dans la matière

Lorsqu'un muon traverse la matière, il ne fait pas qu'y perdre une certaine quantité d'énergie, il subit aussi une déviation de sa trajectoire. Cette déviation est fonction de l'énergie du muon, la densité du matériel ainsi que du nombre de protons Z de celui-ci. En connaissant ces informations, il est possible de prévoir la déviation moyenne d'un muon pour une épaisseur donnée, et vice-versa. Cette section se concentrera sur les équations mathématiques décrivant ce phénomène ainsi que leur application pour la tomographie par muons.

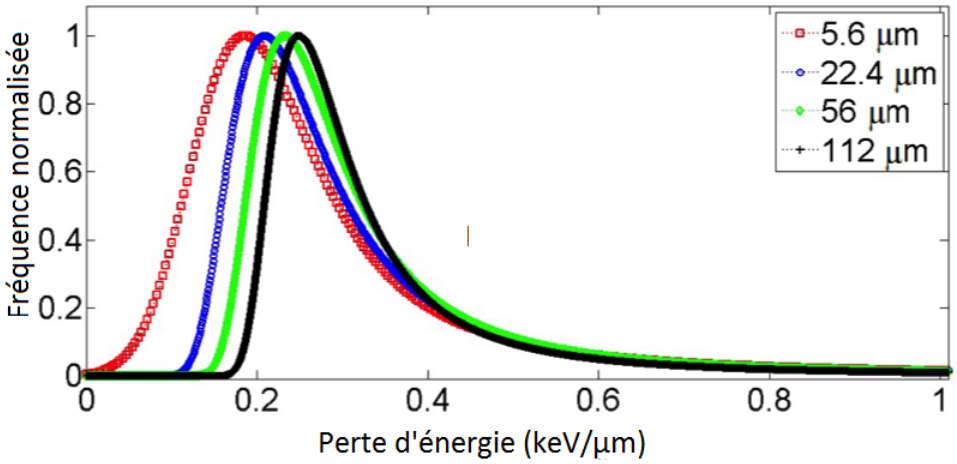

Figure 2.6 Courbes de Landau pour une particule ionisée traversant différentes épaisseur de Si. Chaque courbe est normalisée par rapport à son maximum (Cartiglia, 2013) ©*SISSA Medialab Srl. Reproduced by permission of IOP Publishing. All rights reserved.*

2.3.1 Diffusion multiple de Coulomb

Lors du passage d'un muon à proximité d'un atome, la force de Coulomb dévie le muon d'un certain angle. La section efficace d'un tel phénomène (section efficace de Rutherford) est donnée par l'équation suivante (Zuccon, 2014) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{z^2 Z^2 e^2}{4} \left(\frac{mc}{\beta p}\right) \frac{1}{\sin^4 \theta/2} \tag{2.10}$$

La déviation provoquée par un seul atome est très petite mais se produit à répétition en passant à travers des milliers d'atomes. Ce processus est stochastique et suit donc la loi des grands nombres. Ainsi, il devient possible de tracer l'allure générale de la distribution angulaire spatiale des muons comme suit :

$$\frac{dN}{d\theta_x} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\theta_0}} e^{-\theta_x^2/2\theta_0^2} \tag{2.11}$$

Dans cette dernière équation, θ_0 est le facteur décrivant la largeur de la distribution. Elle peut être décrite par la relation de Molière, c'est-à-dire :

$$\theta_0 = \frac{13{,}6}{\beta cp} z \sqrt{x/X_0}\,[1 + 0{,}038 \ln(x/X_0)] \tag{2.12}$$

où X_0 représente la longueur de radiation et x la longueur de matériel traversé. La longueur de radiation est une caractéristique du matériel et peut être calculée par (Meroli, 2012) :

$$X_0 = \frac{716{,}4A}{Z\left(Z+1\right)\ln\left(287/\sqrt{Z}\right)} \quad gcm^{-2} \tag{2.13}$$

Ce paramètre décrit aussi la distance à parcourir pour un électron de haute énergie avant qu'il ne lui reste que 1/e de son énergie de départ. Des exemples des longueurs de radiation de différents matériaux sont présentés au tableau 2.2 (Groom, 2014). On voit aisément que grâce à cette propriété, il est aisé de différencier le fer de l'uranium ou du plomb puisque leur longueur de radiation sont très différentes. Il est aussi possible de voir que la longueur de radiation pour le silicium est elle-même très grande. Ainsi, la présence d'un détecteur CCD de quelques centaines de micromètres ne devrait donc pas causer une grande déviation sur les muons qui le traversent.

2.3.2 Applications pour la tomographie par muons

Les relations physiques de la section précédente décrivent des phénomènes stochastiques. Ainsi, il est impossible de connaître la composition d'un matériel à l'aide d'un seul muon. Il est nécessaire de procéder à un échantillonage important si on désire obtenir sa composition avec certitude. De plus, la situation se complexifie lorsque le muon traverse plusieurs matériaux différents possédant des géométries variables.

Afin de séparer ce problème complexe en composantes plus simples l'algorithme *POCA*, *Point Of Closest Approach*, a été développé. Celui-ci fonctionne selon les étapes suivantes. Tout d'abord, la zone à étudier est divisée en une multitude de voxels. Chaque voxel est traité comme étant une zone composée d'un matériau unique. Toujours selon ce modèle, on suppose que la déviation du muon ne se produit que dans un seul voxel.

Ce voxel est celui où les deux trajectoires du muons (entrée et sortie) se rapprochent le plus. Effectivement, alors qu'en deux dimensions deux droites non-parallèles ont un point

Tableau 2.2 Longueur de radiation X_0 pour quelques matériaux

Matériau	Longueur de radiation
Eau	36,1 cm
Béton	11,5 cm
Silicium	9,3 cm
Fer	1,78 cm
Plomb	0,56 cm
Uranium	0,32 cm

de rencontre, lors du passage en trois dimensions il faut se contenter d'un point étant à la distance la plus petite entre les deux droites. Le voxel où se situe ce point renferme plusieurs informations : l'angle de déviation ainsi que la longueur du parcours muonique à travers le voxel. Le processus décrit ici est présenté à la figure 2.7, en 2D pour fins de simplification.

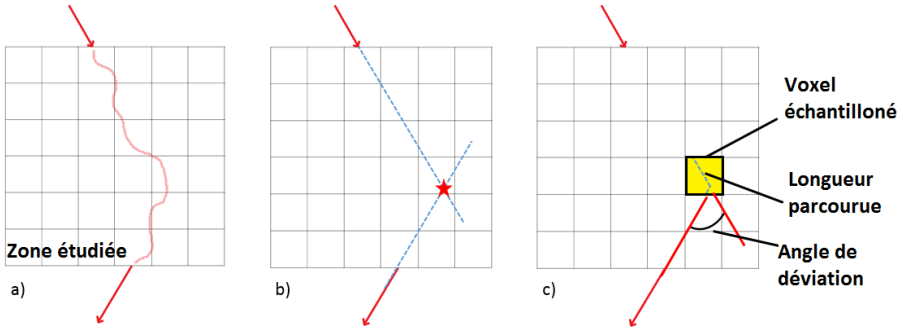

Figure 2.7 Schéma représentant l'algorithme POCA projeté en 2D, pour fins de simplification a) Le parcours réel du muon à travers la zone étudiée est présentée. b) La détermination du voxel où se produit la déviation c) À ce voxel, il est possible de calculer la longueur parcourue par le muon et son angle de déviation. Les résultats pour l'ensemble des muons sont ensuite compilés par un algorithme qui pose la composition des voxels en maximisant les chances que leur matériel soit la cause de tels résultats.

Puisque la relation de Molière utilise aussi l'énergie de la particule, il est utile de récupérer cette information en inversant le processus : insérer un matériau d'une épaisseur et nature connues et mesurer la déviation du muon. Ainsi, certains prototypes de tomographie par muons ont habituellement un troisième étage de détection, placé sous une plaque de fer d'environ 10 cm. D'autres modèles utilisent simplement une approximation que tous les muons ont une énergie cinétique de 3 GeV d'énergie (Schultz, 2004). L'analyse se fait en commençant par déterminer l'énergie initiale du muon à l'aide de la déviation crée par le 10 cm de fer entre le deuxième et troisième étage de détection. En connaissant maintenant l'énergie du muon et la déviation entre le premier et deuxième étage, identifier le matériau inconnu devient possible.

En accumulant ainsi plusieurs points il devient possible d'attribuer à chaque voxel assez de données pour en déterminer la composition. Pour passer de ces données à une identification du matériel traversé, un algorithme considère la fonction de probabilité de déviation de muons pour différents matériaux et la compare avec les résultats de chaque voxel (Jonkmans, 2013). Le matériau minimisant cet écart est celui qui compose le voxel analysé.

Une fois la cueillette de données terminée, l'opérateur du système ou un programme automatisé peut reconstruire l'intérieur de la zone étudiée. Si plusieurs voxels côte à côte indiquent

la présence d'un matériel nucléaire comme du plutonium ou de l'uranium, une alerte peut être lancée. Si uniquement du plomb semble être présent, une fouille plus approfondie devient appropriée.

CHAPITRE 3 LES DÉTECTEURS DE MUONS ET LEUR PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Ce chapitre se concentre sur les détecteurs de muons déjà répandus à travers l'industrie mais aussi sur les CCDs. Le premier groupe se divise en deux catégories : les détecteurs à scintillation et les chambres à fils. Chaque type de détecteur sera analysé du point de vue des phénomènes physiques régissant son fonctionnement. Une discussion plus poussée est ensuite portée concernant les CCDs. Leur objectif principal étant la détection de lumière, quelques différences vont s'appliquer lorsque l'on désire en faire des détecteurs de muons.

3.1 Détecteurs de muons déjà existants

Tous les détecteurs de muons exploitent la capacité de ces particules à exciter la matière lors de leur passage à travers celle-ci, que ce soit en créant un signal électrique ou lumineux. Auparavant, la détection de particules ionisantes se faisait par l'observation d'un signal lumineux lors du passage d'une particule ionisante à travers un détecteur. Les chercheurs se contentaient de compter la fréquence de scintillement. Maintenant, des techniques plus objectives permettant une acquisition automatique de l'information ont été mises au point. Deux types de technologies seront décrites dans cette section : les scintillateurs et les chambres à fils.

3.1.1 Détecteurs à scintillation

Les détecteurs à scintillation opèrent sur le principe suivant : une particule ionisante traverse un matériau dit scintillant, qui transfert l'énergie perdue par la particule en lumière. La lumière, si besoin est, se retrouve collectée par un photomultiplicateur afin de la transformer en signal électrique. Les détecteurs à scintillation se divisent habituellement en deux catégories : les détecteurs par cristal inorganique et les détecteurs organiques. Les mécanismes physiques derrière chaque catégorie ne sont cependant pas les mêmes, ce qui se traduit par des forces et faiblesses bien différentes.

Un scintillateur inorganique doit être un cristal comme du NaI afin de posséder des bandes électroniques adéquates. À la suite d'un évènement d'ionisation, un électron quitte la bande de valence pour se retrouver dans la bande de conduction alors qu'un trou suit le chemin inverse. Dans cet état d'énergie, l'électron est libre de se déplacer et une émission de lumière se produit lorsqu'il a désexcitation et recombinaison. Cependant, une telle recombinaison est

un processus peu efficace et très lent dans le cas des cristaux purs, pouvant prendre jusqu'à quelques minutes pour certaines transitions hautement interdites (Derenzo, 2003). La faible quantité de photons, couplée au fait qu'ils possèdent une trop courte longueur d'onde pour être dans le visible, rend l'utilisation d'un tel détecteur difficile.

Pour pallier ces inconvénients, des petites quantités d'impuretés appelées activateurs sont ajoutées au cristal. Dans le cas d'un cristal de NaI, c'est du thallium qui est ajouté afin de modifier la structure de bande du matériau. Lorsque les électrons dans la bande de valence rencontre une telle impureté, ils y deviennent piégés (Byun, 2014). À cet état, l'électron peut ensuite se désexciter avec une longueur d'onde visible dans un processus rapide (10^{-12}-10^{-11} s) tel que schématisé à la figure 3.1. De plus, dû aux désexcitations successives, la longueur d'onde d'émission finale n'est que très légèrement absorbée par le cristal permettant donc à celle-ci de le quitter et d'être mesurée par un détecteur externe.

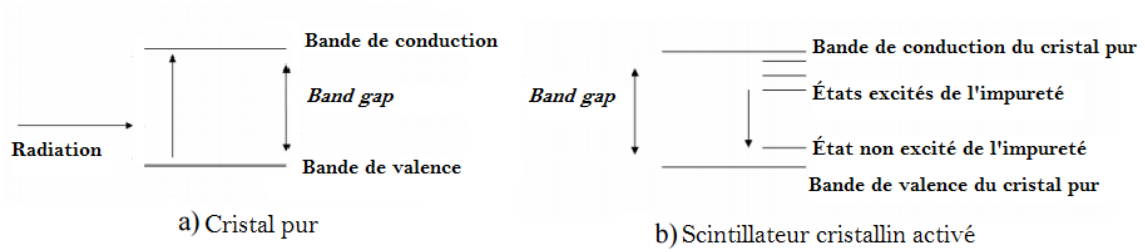

Figure 3.1 Diagramme de bandes pour un cristal pur et un cristal activé. Les niveaux d'énergie sont dépendants de la structure cristalline du matériau. a) L'excitation (qu'elle vienne d'un photon ou d'une particule chargée) amène l'électron à un niveau d'énergie excité. L'électron descend ensuite au plus bas niveau de la bande de conduction par un processus non-radiatif. L'électron se désexcite enfin en émettant un photon. Ce photon peut cependant être réabsorbé par le matériau puisque la longueur d'onde d'émission est égale à la longueur d'onde d'absorption. b) L'électron est dans ce cas piégé dans un puits de potentiel à une énergie plus basse que dans le cas a). Ainsi, le photon émis pourra voyager plus librement avec moins de risque de capture. La désexcitation se fait de plus sur les orbitales du thallium, ce qui rend l'émission plus rapide (Byun, 2014).

Les scintillateurs organiques sont fabriqués en utilisant un matériau fluorescent, que ce soit un cristal, un plastique ou un liquide. Ils fonctionnent à partir d'un mécanisme différent de celui décrit pour les scintillateurs inorganiques. C'est la fluorescence du matériau dans ce cas-ci qui est responsable de l'émission de lumière. Ainsi, puisque celle-ci est une propriété moléculaire, elle peut se produire à n'importe quel état de la matière : solide, liquide ou gazeux. Pour les détecteurs, l'état solide est le plus souvent favorisé. On se retrouve donc avec des détecteurs constitués de plastiques fluorescents ou de cristaux organiques tels que l'anthracène.

Le principe de fluorescence est le suivant : lorsque qu'une particule chargée traverse la molécule, celle-ci devient excitée dans un état de singulet pour ensuite se désexciter vers l'état triplet par mécanisme non-radiatif. Ce triplet émet ensuite un photon qui peut finalement être détecté tel que montré à la figure 3.2. Le tout peut se produire en un temps rapide (10^{-10}s) et l'émission se produit à une énergie plus basse que celle absorbée, assurant une transparence du matériau à de telles longueurs d'onde (Goerlach, 2003).

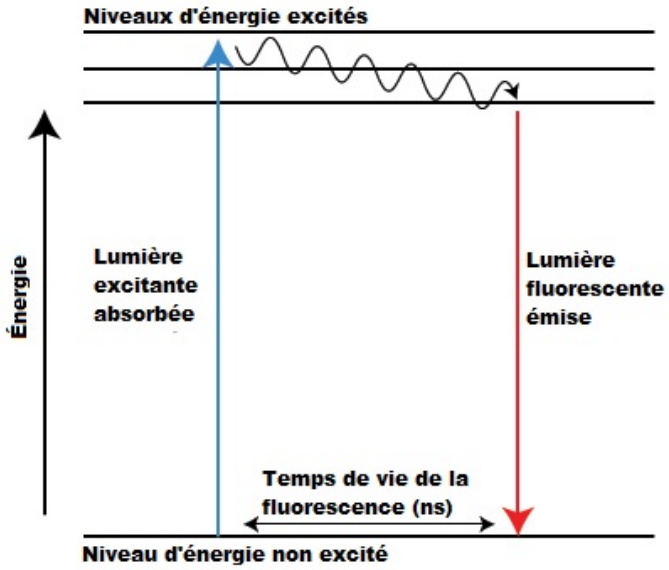

Figure 3.2 Diagramme de Jablonski des énergies d'une molécule possédant des propriétés de fluorescence. Il est à noter que cette structure énergétique dépend uniquement d'une molécule, alors qu'un diagramme de bande représente l'énergie de toute la structure cristalline (ThermoFisher Scientific, 2015).

La lumière provenant de scintillateurs est habituellement très faible et ne peut être vue à l'oeil nu. Pour cette raison et pour compiler rapidement et automatiquement un grand nombre de données, cette lumière doit être convertie vers un signal numérique. Pour ce faire, des photomultiplicateurs sont utilisés. Un photomultiplicateur est à la base un dispositif permettant la détection d'une très faible quantité de photons, à l'aide de l'effet photoélectrique. Il est constitué d'une ampoule de verre sous vide avec à l'entrée une photocathode. À la suite de l'absorption de photons incidents, des électrons sont arrachés par effet photoélectrique. La quantité d'électrons est cependant très faible (10^{-14} Ampères) et le signal doit donc être amplifié (Valentin, 1995). Des électrodes, appelées dynodes, sont ensuite placées à intervalles réguliers. Les électrons arrachés à la photocathode sont ensuite attirés à la première dynode, celle-ci possédant une différence de potentiel élevée par rapport à la photocathode. Les électrons impactent donc la surface à grande vitesse, ce qui arrache une plus grande quan-

tité d'électrons qui seront accélérés vers la prochaine dynode. Le cycle se poursuit ainsi sur une douzaine de dynodes jusqu'à obtention d'un courant acceptable pour la lecture. Celui-ci est ensuite mesuré à l'aide d'une électronique appropriée. La figure 3.3 montre un schéma affichant les différentes parties d'un photomultiplicateur typique.

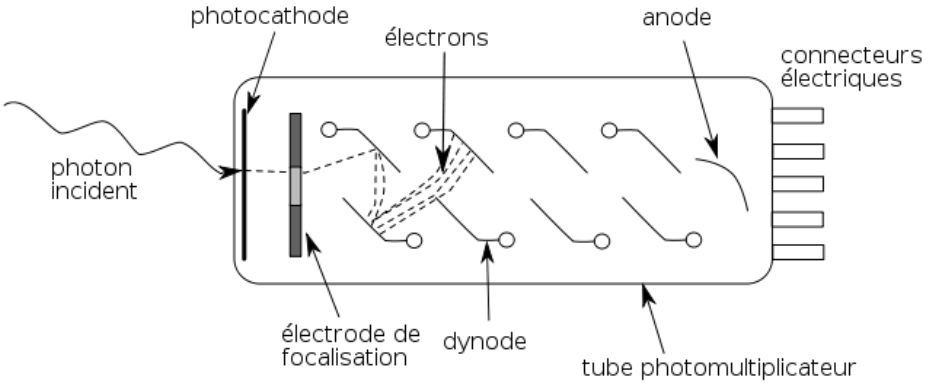

Figure 3.3 Schéma d'un photomultiplicateur. La photocathode et les dynodes sont à des différences de potentiel choisies pour accélérer les électrons vers la prochaine électrode. Les charges sont ensuite collectées à l'anode (Després, 2010).

3.1.2 Chambres à fils

La chambre multifils proportionnelle a été créé vers la fin des années soixante par Georges Charpak, afin d'obtenir une fréquence d'acquisition beaucoup plus grande que la technologie auparavant utilisée de chambre à bulle. Une chambre à fils typique est faite de deux plans utilisés comme cathodes et séparés par une couche de gaz noble traversée par des fils, servant comme anodes. Un tel système est montré à la figure 3.4

Lorsqu'une particule chargée traverse le système, elle ionise le gas sur son passage, séparant les électrons de leur atome. Les électrons sont attirés vers l'anode et génèrent donc un courant qui est lisible (Nobel Media, 2014). D'autres étapes peuvent ensuite être appliquées afin de raffiner les données acquises. Puisqu'il est hautement improbable que le parcours d'une particule passe exactement par un fil, il est donc trop grossier de faire cette approximation lorsqu'on lit un courant dans un fil. En réalité, une particule passera presque toujours entre deux fils. En comparant l'intensité du courant entre deux anodes, il est possible de savoir si le passage se fait plus proche d'une ou de l'autre, par proportionnalité entre intensité du courant et proximité de la particule. Une autre possibilité utilisée de nos jours est encore plus précise : comparer le temps exact d'acquisition d'un courant entre deux fils adjacents.

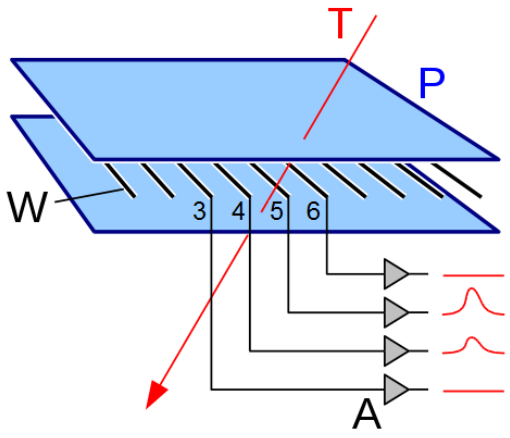

Figure 3.4 Schéma d'une chambre à fil. Les fils, W, sont des anodes reliées à des amplificateurs, A, permettant la lecture du courant. Les plaques, P, sont des cathodes. À titre d'exemple, on peut voir le trajet d'une particule, T, qui crée un courant dans les fils 4 et 5 (Schmid, 2005a).

Une telle technologie permet une précision d'une fraction d'un millimètre dans les modèles les plus hauts de gamme.

3.2 Détecteurs CCDs

3.2.1 Processus de fonctionnement d'une CCD

Les CCDs sont un type de capteur optique très répandus qui sont principalement utilisés dans des appareils photo ou vidéo. Inventés en 1969 par Boyle et Smith (Boyle and Smith, 1970), ils fonctionnent sur une conception de base assez simple : un substrat de semi-conducteur dopé recouvert d'une couche isolante sur laquelle est déposée une série d'électrodes. Ce design est relativement peu dispendieux et facile à fabriquer. Il suffit de déposer une couche de SiO_2 sur un substrat de silicium dopé puis d'y apposer des électrodes typiquement en métal, le tout fait dans un environnement avec très peu d'impuretés, c'est-à-dire dans une salle blanche. Les électrodes sont disposées en une matrice rectangle ou carrée, afin de créer l'électronique d'acquisition des pixels.

Dans cette section, le principe de fonctionnement normal d'une CCD sera expliqué. Un tel dispositif fonctionne à la base par la détection de photons, pour ensuite en faire une charge électrique puis un signal numérique. Bien sûr, pour passer à une application de détection de muons, certains compromis devront être faits. Plusieurs paramètres, ayant pour but de prendre une bonne image, doivent être ajustés pour optimiser la CCD vers une détection de muons.

Interactions des photons avec les semi-conducteurs

Le premier usage d'une caméra CCD est de collecter de la lumière. Alors que le concept de la couche isolante et des électrodes permet un stockage et ultimement une lecture des charges minoritaires, c'est le semi-conducteur lui-même qui génère des paires électron-trou sous l'effet de la lumière. Le silicum possède en effet un *gap* de 1,11 eV entre sa bande de valence et de conduction, lorsqu'il est à température de la pièce. Cette valeur peut être légèrement modifiée par l'ajout d'impuretés dans un processus appelé dopage. Le dopage de type p a pour but de créer une majorité de trous afin de stabiliser en température les propriétés des porteurs de charge, les électrons. Un dopage de type n a le résultat inverse, en créant une majorité d'électrons. Dans ce cas, les porteurs de charge deviennent donc les trous. Le processus de dopage change aussi légèrement la valeur du *gap*, l'augmentant ou le réduisant en fonction du dopant utilisé.

Pour passer d'une information (lumière, quantité de photons, etc) à une autre (quantité d'électrons), le substrat de silicium est illuminé. Les photons atteignent la surface et ceux d'entre eux possédant une énergie supérieure à $\sim 1,11$ eV sont absorbés par un électron. L'électron qui précédemment était dans la bande de valence est excité vers la bande de conduction, dû à l'effet photo-voltaïque. Par symétrie, un trou se retrouve aussi dans la bande de valence. Ce sont les électrons dans la bande de conduction qui sont considérés comme les porteurs de charge dans la CCD et qui transportent l'information. En effet, une plus grande illumination à un pixel particulier se traduit par un plus grand nombre d'électrons et donc un signal digital plus intense qu'un pixel avec une plus petite illumination.

Transfert des électrons par changement de potentiel électrique

Une fois que l'électron est excité vers la bande de conduction, des actions doivent être prises pour éviter une recombinaison avec le trou vacant. C'est pourquoi une différence de potentiel est appliquée à l'électrode, attirant les charges sans les absorber, le parcours étant bloqué par une couche isolante. Ces charges doivent ensuite être déplacées pour passer de la charge déposée vers un signal digital. Le principe de fonctionnement, représenté à la figure 3.5, permet un taux de transfert élevé des charges en alternant les différences de potentiel sur les électrodes.

Alors que les étapes décrites ci-haut permettent de transférer les charges de pixel en pixel, il faut aussi pouvoir transférer une image au complet. Pour effectuer la lecture de la CCD, plusieurs architectures peuvent être utilisées. La structure plein cadre, le transfert de trame ou le transfert interligne sont de tels systèmes et sont illustrés à la figure 3.6. Ces méthodes sont

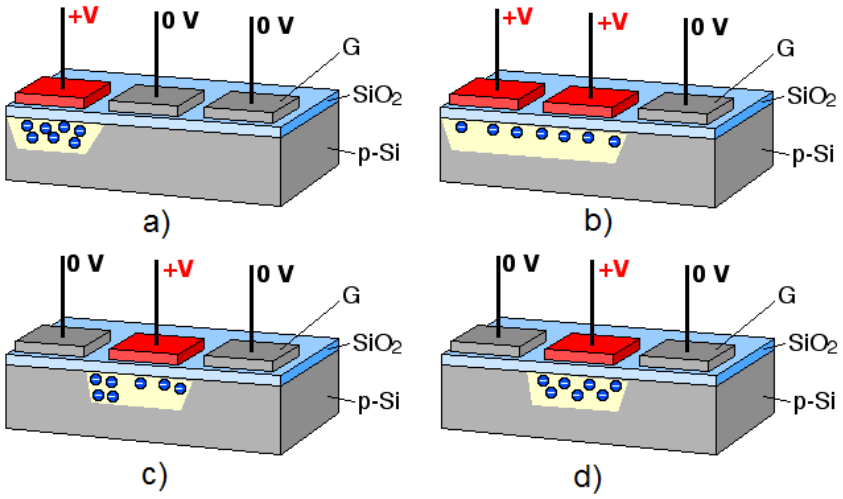

Figure 3.5 Schéma illustrant le processus de transfert de charge dans une CCD. Les billes bleues représentent des électrons (porteurs de charge dans un semi-conducteur dopé p) a) La charge collectée est stockée à l'aide d'une différence de potentiel. b) L'électrode adjacent est mis sous tension, permettant aux charges un libre transfert. c) La tension de l'électrode initiale est progressivement baissée, faisant en sorte que les charges sont collectées de plus en plus à la deuxième position. d) Toutes les charges sont désormais stockées à la deuxième électrode une fois la tension seulement activée à ce point (Schmid, 2005b).

souvent combinées à un obturateur mécanique afin que les pixels ne reçoivent pas de lumière supplémentaire alors que l'information est en déplacement sur la CCD. Dans une utilisation de détection des muons, un obturateur mécanique est tout simplement inutile, puisque celui-ci n'a aucune chance de bloquer les muons. Même chose pour un masque qui cache certaines sections de la CCD de la lumière. Malgré ce fait, le transfert interligne peut sembler une meilleure solution, avec une vitesse de lecture souvent plus rapide. Une telle configuration présente cependant le défaut suivant : les zones masquées ne sont pas considérées comme des zones de lecture, et diminuent ainsi la surface effective. Face à ces défauts, il semble que le meilleur choix, dans une optique de détection de muons, soit une architecture de style plein cadre avec un temps d'horloge très rapide, afin de diminuer les chances qu'un muon passe au moment du transfert. Un muon qui traverserait à ce moment serait reporté comme étant à une position inexacte.

L'électronique d'amplification et de lecture

Une fois le signal arrivé au registre série, celui-ci peut ensuite être amplifié par des méthodes de multiplication d'électrons. En usant une très forte différence de potentiel entre deux zones

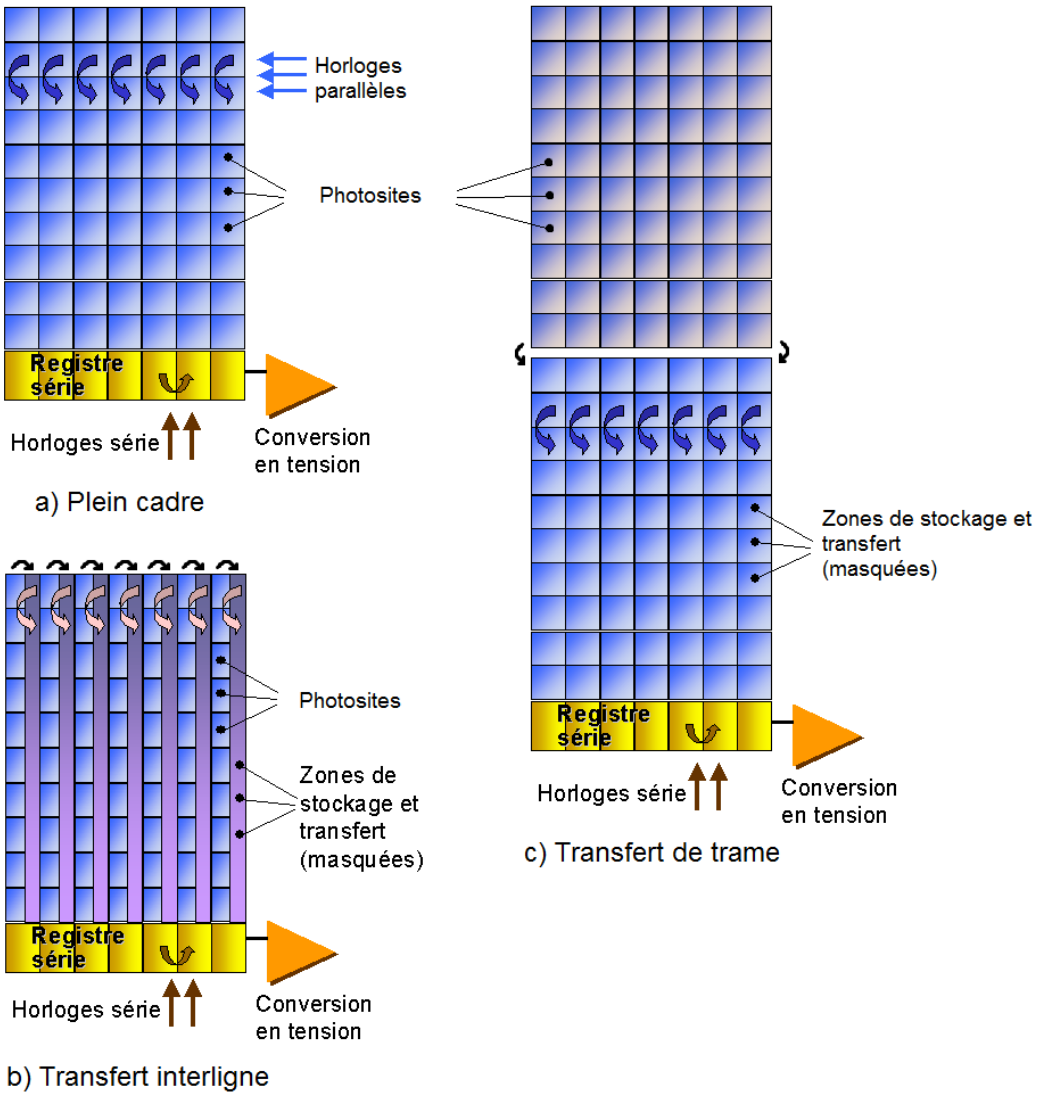

Figure 3.6 Les différents types d'architecture de CCD permettant la lecture. a) Plein cadre. L'architecture la plus simple où toute la surface est photosensible. Il s'agit d'un transfert ligne après ligne au rythme dicté par l'horloge vers le registre série pour une lecture subséquente. b) Transfert interligne. Les photosites recueillent la lumière avant d'envoyer le signal vers un pixel masqué. Le transfert avec les changements de potentiel se fait ensuite dans cette zone, alors que le photosite peut, pendant ce temps, collecter une autre image. c) Transfert de trame. Même principe général que le transfert interligne. L'image est cependant transférée vers une zone identique mais masquée, avant d'être lue par le registre série (Schmid, 2005b).

de stockage, l'énergie gagnée par un électron lors de ce passage permet à celui-ci d'en exciter d'autres sur son passage. On peut ainsi passer d'un signal trop faible pour être lu à une quantité d'électron suffisante mais à un prix. Effectivement, ce processus de multiplication d'électron n'est pas toujours très précis, entraînant un flou sur la quantité exacte de charge qui étaient présentes au départ. Pour les applications visées par ce travail ceci n'est cependant pas un problème puisque c'est la présence ou non de muons qui est recherchée et non le nombre d'électrons exact créé par le passage d'une particule chargée.

Après que le signal soit amplifié, il est désormais possible de lire l'information à l'aide du registre série. Les charges de chaque pixel sont transférées au rythme d'une horloge, de la même manière que pour les colonnes de la CCD, mais la lecture se fait à l'horizontale, tel qu'illustré dans la figure 3.6. Les pixels sont transférés un par un à l'appareillage électronique qui permettra de passer à une valeur digitale.

Pour ce faire, le nombre de charges est mesuré en fonction du voltage récolté. Typiquement, chaque charge produit une différence de potentiel de 5-10μV (McFee, 2005). Un série d'électronique à base de transistors se charge ensuite d'amplifier le bas voltage résultant, d'éliminer certaines composantes de bruit, de digitaliser les valeurs reçues et finalement d'envoyer l'image dans un format de données compréhensible pour un ordinateur.

Technologie *Super HAD* ©

Certaines compagnies désirent minimiser la dimension des pixels pour obtenir une petite taille de senseurs tout en possédant une haute résolution. Cependant, la miniaturisation entraîne aussi quelques problèmes. La sensibilité s'en retrouve souvent affectée puisqu'un petit pixel reçoit moins de lumière. De plus, certaines composantes d'un pixel comme les électrodes et les portes de transfert ne sont pas des zones sensibles pour l'acquisition. Si le pixel est très grand alors la surface relative occupée par ces zones est assez faible. En diminuant la taille du pixel la zone sensible devient très petite puisque l'électronique de transfert et les électrodes ne peuvent pas être réduites proportionnellement. Un indice indiquant que les conséquences de la miniaturisation sont bien réelles est l'établissement de la technologie *Super HAD* ©[1] ou *Hole Accumulation Diode*. Celle-ci consiste à placer des micro-lentilles par dessus les pixels de la CCD afin de concentrer la lumière vers la zone sensible. Le fabriquant peut ainsi déclarer que ses pixels sont d'une taille de 4,4 μm alors que la zone sensible réelle est beaucoup plus petite. La lumière qui auparavant aurait été perdue sur des zones non photo-sensibles est maintenant redirigée, tel qu'illustré à la figure 3.7.

1. Marque de commerce de Sony, Japon

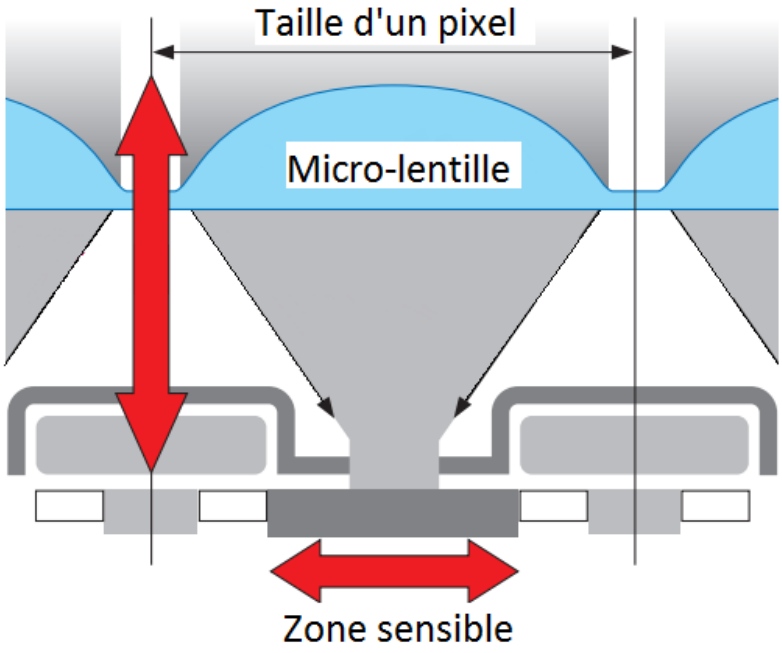

Figure 3.7 Schéma illustrant la technologie *Super HAD* de *Sony*. La zone sensible est beaucoup plus petite que la taille du pixel. Dans un contexte de détection de lumière, ceci n'est cependant pas un problème puisque la lentille dévie les photons vers le senseur.

Il est clair que dans le cadre de détection de muons, cette amélioration de sensibilité au niveau optique est en fait inutile. La taille de la zone sensible demeure plus petite que la taille du pixel. Dans une telle situation, un muon pourrait passer à travers la zone non-sensible d'un pixel et ne pas être détecté du tout. Il est difficile de connaître exactement le rapport entre la taille de la zone sensible et la dimension physique du pixel, puisque ces informations sont propres à chaque fabriquant et ceux-ci gardent leurs détails secrets. Cependant, en première approximation, nous pourrions envisager que le taux d'efficacité de détection est proportionnel à ce rapport. Cette approximation suppose bien sûr que tous les muons passant par la zone sensible créent un signal lisible et que l'énergie déposée à côté soit dispersée par des recombinaisons dans le matériau. Ainsi, en comparant le taux de muons créant un signal et le taux de muons attendus selon le flux, une estimation grossière de la taille de la zone sensible peut être obtenue.

Cette contrainte des CCDs *Sony* doit être prise en compte puisque la caméra utilisée par nos recherches, le modèle DMK 51AU02.AS, utilise une puce produite par ce fabriquant. D'autres contraintes doivent aussi être prises en compte, mais plutôt que du côté expérimental, c'est dans les simulations que celles-ci s'appliquent.

3.2.2 Contraintes associées à la détection de muons par des couches minces de silicium

Le chapitre précédent a traité principalement sur les pertes d'énergie d'une particule à travers la matière, tandis que les derniers paragraphes décrivaient des types de détecteurs, la physique derrière leur fonctionnement et leur principe d'utilisation. Pour les CCDs, la détection se fait par l'absorption d'un photon. Lorsque le processus de détection se fait par le passage d'un muon, le tout se complexifie. Encore plus lorsque le muon traverse une couche de silicium de taille inférieure à un millimètre. C'est dans ce contexte que cette section a pour objectif de décrire les différences qui s'appliquent aux CCDs lors des pertes d'énergie et de création de paires électron-trou.

Dépôt d'énergie dans les couches minces de silicium

Les fonctions dites de *straggling* décrivent les distributions stochastiques des pertes d'énergies. Du point de vue physique, elles sont les fluctuations statistiques du parcours, et donc du dépôt d'énergie subséquent, des particules.

Pour déterminer le signal en fonction du nombre de paires électron-trou dans une CCD, il faut tout d'abord déterminer la quantité d'énergie perdue par la particule lors de son passage dans la matière, déterminer la proportion de cette énergie qui est déposée dans le matériel puis traduire cette valeur d'énergie en nombre de paires.

Alors que simplement utiliser les fonctions de Bethe-Bloch décrivant les pertes d'énergie moyennes lors du passage dans un matériel est suffisant pour des épaisseurs supérieures à trois millimètre, certaines déviations surviennent lorsque l'on considère les épaisseurs typiques des détecteurs CCD (200-800 μm). En effet, la valeur donnée par les équations de Bethe-Bloch correspond au dépôt d'énergie moyen. Cependant, la valeur moyenne comprend des événements très rares avec de très grands dépôts d'énergie, selon la distribution de Landau. La perte d'énergie la plus probable, Δ/x_p, peut être calculée à partir des travaux de Landau et se retrouve souvent plus faible (72-78% pour des épaisseurs de 300-700 μm) que la perte moyenne prévue par le pouvoir d'arrêt à de grandes énergies de particule (Nakamura, 2010).

En général, même l'équation de Landau n'est pas assez complète pour représenter les pertes d'énergie dans des matériaux très minces ; à cet égard, Bichsel (Bichsel, 1988) s'est intéressé à ce sujet. Un des résultats les plus importants de son travail, très utile pour ce mémoire, est la variation du dépôt d'énergie le plus probable en fonction de l'épaisseur donnée par :

$$\Delta/x_p = t\,(190 + 16,3 \ln t) \tag{3.1}$$

où t représente l'épaisseur de silicium en μm et le résultat Δ/x_p est donné en eV. Il est important de noter que cette équation est valide avec une erreur inférieure à 1,2% pour des épaisseurs de 110 à 3000 μm et pour des valeurs de $\beta\gamma$ supérieures à 100 (environ 10 GeV pour les muons). On peut voir que le comportement de l'équation 3.1 est quasi-linéaire pour les épaisseurs étudiées. La largeur à mi-hauteur de la distribution de Landau suit aussi un comportement quasi-linéaire en fonction de l'épaisseur :

$$w = 71,3t\left(1 + 39,4/t^{0,8}\right) \tag{3.2}$$

La validité de cette équation tient pour des épaisseurs entre 260 et 2650 μm et pour des valeurs de $\beta\gamma > 100$. L'erreur absolue quant à elle est inférieure à 1%. À l'aide de ces équations, il est facile de comparer les résultats produits à partir du logiciel Geant4 aux prévisions de Bichsel.

Une autre méthode de calcul de perte d'énergie est suggérée par l'ouvrage de Nakamura (2010). Puisque le problème majeur des courbes Bethe-Bloch est de surestimer l'importance de l'énergie maximale déposée, il suffit d'appliquer une coupure sur la valeur maximale de transfert d'énergie en une seule collision, ce qui donne :

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{2m_ec^2\beta^2\gamma^2T_{cut}}{I^2} - \frac{\beta^2}{2}\left(1 + \frac{T_{cut}}{T_{max}}\right) - \frac{\delta}{2}\right] \tag{3.3}$$

En traçant cette courbe pour des valeurs de T_{cut} équivalentes à 2 et 10 fois la perte d'énergie minimale selon les équations de Bethe-Bloch, il est possible d'obtenir la figure 3.8. Il faut noter que la courbe classique de Bethe-Bloch pour le silicium y est aussi tracée pour visualiser la différence. On peut voir que sans l'influence des transferts d'énergie massifs, le pouvoir d'arrêt devient constant pour de plus hautes énergies.

Création de paires électron-trou par excitation de particules relativistes

Aucune théorie complète ne semble exister pour quantifier exactement la création de paires électron-trou par le passage de particules chargées (Bichsel, 1988). Cependant, un ouvrage majeur sur le sujet déclare qu'environ 3,7 eV est nécessaire pour créer une telle paire (ICRU, 1979). Ces calculs ne sont pas basés sur la théorie. Pour arriver à cette valeur, le nombre de paires créées a été mesuré par le passage d'électrons de haute énergie. Pour ensuite relier ce nombre de paires à une valeur d'énergie déposée, des calibrations ont été faites à l'aide de rayons X et gamma. En connaissant donc le ratio d'énergie déposée entre un électron et un photon il est possible de calculer la quantité d'énergie moyenne nécessaire pour créer une

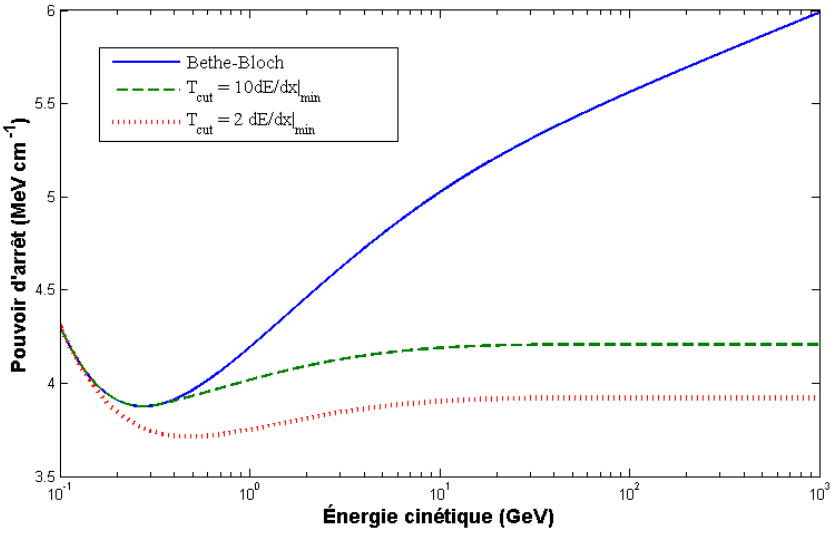

Figure 3.8 Courbes de Bethe-Bloch, avec et sans la perte restreinte d'énergie. Dans le graphique, T_{cut} a été fixé à 10 fois la valeur au point minimum pour la courbe en tiret et à 2 fois pour la courbe en points. $dE/dX|_{min}$ est 3,876 MeV cm^{-1}.

paire électron-trou.

CHAPITRE 4 LE LOGICIEL GEANT4

Le logiciel Geant4 est la plateforme la plus récente de la série *GEometry ANd Tracking*©, propriété de l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire (CERN). Il sert principalement aux simulations en physique des hautes énergies mais retrouve des applications dans plusieurs autres domaines. En effet, bon nombre de chercheurs l'utilisent afin de simuler des problèmes de physique médicale, d'astrophysique ou pour la physique des accélérateurs (Geant4, 2013; SLAC, 2015). Ce programme a été développé par le CERN et comme beaucoup de logiciels développés par des institutions publiques, le code est librement accessible. D'ailleurs, à partir de la version 8.1, celui-ci utilise une licence qui lui est propre (*Geant4 Software License*). La partie simulation de nos travaux de recherche utilisent la version 10.1 qui était la plus récente jusqu'à la publication de la version 10.2 en décembre 2015. Dans le contexte de ce mémoire, cette section se concentre principalement sur la méthode de Monte-Carlo qui est à la base des calculs de déposition d'énergie ainsi que sur l'utilisation du code Geant4.

Malgré son appellation de programme dans ce mémoire, il faut mentionner que Geant4 est plutôt un regroupement de fonctions et de librairies, ou *toolkit*, c'est-à-dire un ensemble d'outils de calcul. Les véritables programmes sont créés par l'utilisateur après compilation du code source que celui-ci a écrit. Lors de la rédaction du code, l'utilisateur peut choisir la géométrie, les processus physiques simulés et les librairies d'où ils proviennent, les particules simulées ainsi que la manière de gérer les traces des particules. Ces capabilités de Geant4 ainsi que les choix faits à travers nos travaux sont présentés dans cette section.

4.1 La méthode de Monte-Carlo

Décrite sous ce nom pour la première fois en 1947, la méthode de Monte-Carlo elle-même est plus ancienne. Les travaux de recherche de Von Neumann et de Ulam, durant la deuxième guerre mondiale, ont été basés sur de telles méthodes de calcul. Le genre de problèmes auxquels la méthode de Monte-Carlo répond se divisent habituellement en deux catégories, le calcul d'intégrales ainsi que la modélisation de phénomènes stochastiques. La deuxième catégorie sera utilisée pour ce travail. Elle consiste à créer une modélisation d'un problème complexe et en y simulant les résultats de multiples calculs stochastiques approximant des évènements réels.

La méthode de Monte-Carlo est souvent la seule méthode permettant d'effectuer des calculs

dans le domaine de physique des particules ou de la neutronique. Il est extrêmement difficile, voire impossible, d'obtenir une solution analytique à un problème possédant plusieurs embranchements. À cet égard, un exemple typique peut être décrit comme suit : estimer la quantité moyenne d'énergie déposée dans un matériau par une particule. Celle-ci, à l'entrée de la zone d'intérêt possède 20% de chance d'interagir avec un atome. Il faut ensuite ajouter le fait qu'une telle interaction se re-divise sous différents types d'interactions pouvant chacune posséder une distribution différente d'énergie qu'elles peuvent déposer, sans parler des particules secondaires. Déterminer la quantité d'énergie déposée moyenne dans une telle situation n'est pas aisée de manière analytique.

Plutôt que d'explorer tous les chemins possibles en même temps, nous suivons une seule séquence d'évènements à la fois, en répétant la simulation maintes et maintes fois, et les statistiques se chargeront de faire varier le parcours et donc le résultat final. Avec une quantité suffisante de points, on peut espérer que la moyenne finale des résultats converge vers un résultat reflétant la réalité (Lux, 1990).

En général, une particule peut être émise par une source, que celle-ci soit fixe ou ayant une position aléatoire. Cette particule voyage librement avant de subir une interaction avec le milieu. Différents types d'interactions peuvent se produire, les probabilités que celles-ci se réalisent dépendent de la particule, de son énergie et du milieu qu'elle traverse. Les différentes interactions sont habituellement : une création de une ou plusieurs particules, une perte d'énergie, une déviation ou simplement la disparition de la particule, si celle-ci n'a plus d'énergie, que son énergie soit en deça du seuil fixé ou qu'elle soit tout simplement absorbée. La particule peut aussi être éliminée si elle sort de la zone simulée. Ces phénomènes peuvent aussi être mélangés entre eux : une perte d'énergie et une déviation dans le cas d'une collision neutron-atome. Certaines particules à courtes demi-vies peuvent aussi être représentées avec une chance de se désintégrer durant un certain laps de temps. Dans une simulation Monte-Carlo typique, toutes les particule sont suivies de leur naissance jusqu'à leur disparition. Les quantités d'intérêt (énergie déposée, quantité de rayonnement créé, etc.) sont compilées à travers des répétitions de ces simulations tout le long de la vie des particules. À la fin, la moyenne est calculée afin d'estimer une valeur générale et une variance pour le processus simulé (Haghighat, 2014).

Cette méthode se distingue donc des résolutions dites classiques, qui se chargent de résoudre les équations mathématiques du système. On parle donc souvent de la méthode de Monte-Carlo comme un laboratoire expérimental numérique (Farge, 2007), assumant bien sûr que le modèle utilisé représente bien la réalité.

4.2 Gestion des particules dans le logiciel Geant4

Geant4 suit les particules par pas à mesure qu'elles se déplacent dans la matière ; il propose tout d'abord la distance à parcourir pour les phénomènes physiques simulés. Cette distance est fonction de la particule, du milieu et des phénomènes physiques simulés. Le phénomène ayant la distance d'interaction la plus courte est celui qui se produit en premier. La particule est transportée le long du parcours résultant. Afin de simuler les phénomènes physiques continus, ceux sont d'abord invoqués sur la longueur parcourue et c'est par la suite que les processus dits discrets interviennent. Si des particules secondaires sont créées au site de l'interaction, elles sont stockées en attendant que la vie de la particule primaire se termine.

Les informations de la particules sont alors mises à jour : énergie cinétique, position, direction et temps. Les distances caractéristiques des processus physiques sont aussi re-déterminées à nouveau. Si la particule sort du matériau, c'est la distance particule-frontière qui est sélectionnée comme distance pour les processus physiques à simuler.

Une fois l'énergie cinétique de la particule mise à jour, plusieurs vérifications sont requises avant de passer au prochain pas de simulation. Geant4 vérifie d'abord si la particule a une énergie cinétique nulle, auquel cas elle doit ête éliminé et des processus discrets de désintégration ou capture sont invoqués. Les dernières étapes restantes sont le transfert des particules qui changent de matériaux et la sauvegarde des informations pertinentes aux trajectoires et au dépôt d'énergie.

Toutes les informations de cette section sont tirées du guide pour développeurs d'applications du logiciel Geant4 (Collaboration, 2015a).

4.3 Processus physiques simulés

Afin de simuler les situations réelles de manière la plus fidèle possible, Geant4 utilise des listes de physiques plutôt qu'un seul modèle universel (Collaboration, 2015b). Avoir un seul modèle universel valide pour tous les processus et particules ainsi que toutes les énergies serait essentiellement impossible. Le logiciel possède donc une combinaison de multiples modèles et d'approches différentes pour régler les problèmes variés que les utilisateurs veulent résoudre. Lorsque l'utilisateur fait sa simulation, il choisit aussi les processus physiques qui seront simulés ainsi que le modèle qui sera responsable de ceux-ci. Il existe une multitude de liste de physiques et l'utilisateur peut en créer des nouvelles si nécessaire.

Les listes des processus physiques les plus courantes sont FTFP_BERT ou QGSP_BERT et sont spécialisées pour décrire les phénomènes de cascades hadroniques. Ces listes particulières

sont surtout utilisées dans les expériences du CERN pour des applications à très haute énergie. Elles servent à simuler les expériences ATLAS et CMS du LHC. Leur différenciations sont habituellement au niveau des processus hadroniques. Pour ceux-ci, FTFP_BERT utilise le modèle de Fritiof pour des hadrons avec énergie supérieure à 5 GeV ainsi que des cascades de style Bertini. QGSP quant à lui utilise le modèle des cordes Quark Gluon (*Quark Gluon String model*).

Ces distinctions n'ont pas d'impact pour les modélisations utilisées dans ce mémoire, puisque les particules simulées sont des muons et que les processus sont électromagnétiques. Un modèle spécifique, LoweMuElec, est spécialisé pour des applications de micro-électronique en silicium. Cependant, ce modèle ne fonctionne que pour des électrons et pour des énergies en deça de 50 keV.

Ainsi, pour simuler des muons avec des énergies dans l'ordre du GeV, le modèle sélectionné est le QBBC. La raison principale est qu'il utilise *G4EmStandardPhysics* qui sont les fonctions électromagnétiques standards. Il permet aussi de simuler les phénomènes de désintégrations des muons. Lui aussi contient des spécialisations particulières au niveau de la physique hadronique (mélange des cascades Bertini et binaires), mais cela a peu d'intérêt pour notre recherche. Cette liste de processus physiques était aussi utilisée dans un des fichiers exemples de Geant4 qui a été modifié afin de créer les simulations présentés dans ce mémoire. Les méthodes pour extraire l'énergie lors de chaque étape de simulation étaient déjà pré-codées dans l'exemple, permettant une acquisition de données aisée et rapide par l'utilisateur.

Dans le processus *G4EmStandardPhysics*, les pertes d'énergie par créations de particules secondaires (électrons δ, par exemple), sont simulées par des processus continus si les électrons créés possèdent une énergie cinétique sous 2,5 MeV (valeur par défaut). Au delà de cette énergie, la section efficace des atomes doit être calculée en utilisant :

$$\sigma\left(Z, E, T_{cut}\right) = \int_{T_{cut}}^{T_{max}} \frac{d\sigma\left(Z, E, T_{cut}\right)}{dT} dT \tag{4.1}$$

Dans ce calcul, σ représente la section efficace pour l'éjection d'une particule secondaire avec une énergie supérieure à T_{cut}. T_{max} représente le maximum d'énergie transférable à la particule secondaire. Pour nos simulations, nous avons choisis de poser le seuil d'énergie pour les simulations à $T_{cut} = 990$ eV, soit environ l'énergie nécessaire pour qu'un électron traverse 1 μm de silicium. Garder ce seuil très petit permet de simuler des électrons qui sortiraient de la couche de silicium après avoir été ionisés par le passage d'un muon. En quittant la CCD, ceux-ci amènent avec eux leur énergie cinétique qui se retrouverait sinon comptée dans les pertes continues du muon à travers le silicium.

Pour compter les pertes continues, les valeurs proviennent de tables appelées par Geant4 durant la phase d'initialisation. L'intervalle d'énergie pour ces pertes s'étend de 100 eV à 10 TeV, divisé en 77 catégories pour les électrons. Des fonctions splines sont utilisées pour l'interpolation. Pour les muons qui sont des particules plus lourdes, ces modèles restent valides pour des énergies beaucoup plus élevées, jusqu'à 1000 PeV.

Puisque Geant4 simule des phénomènes de pertes continues, la taille des pas doit être restreinte. Dans un cas extrême en prenant une taille de pas très grande, la perte d'énergie pourrait dépasser l'énergie cinétique initiale d'une particule. Une autre possibilité est que la section efficace varie dramatiquement en fonction de l'énergie de la particule. Puisque Geant4 n'utilise que la valeur de départ de section efficace lors d'un pas dans la simulation, celle-ci doit rester presque constante à travers chaque pas. Pour s'assurer que le pas est assez petit, Geant4 vérifie que la distance d'arrêt de la particule diminue de moins de 20% lors d'un pas. Cette technique fonctionne très bien pour les particules avec des énergies supérieures à 1 MeV, mais donne des pas beaucoup plus petits pour de plus faibles énergies. Puisque des pas très courts se traduisent par des calculs supplémentaires, cette condition doit être modifiée pour donner une limite inférieure dure et ainsi accélérer la procédure. Ce type de situation ne s'applique cependant pas à nos simulations, puisque les énergies simulées sont de l'ordre du GeV.

Pour calculer la valeur de la perte d'énergie moyenne, dE/dx, des tables sont utilisées si le dépôt d'énergie Δ est inférieur à la limite donnée par :

$$\Delta < \xi E \tag{4.2}$$

où ξ est le paramètre *linearLossLimit*, d'une valeur de 0,01 par défaut. E représente l'énergie cinétique de la particule. Si le dépôt est plus petit que cette valeur, alors

$$\Delta = \frac{dE}{dx}\Delta s \tag{4.3}$$

où Δs est la longueur de pas. Si la limite n'est pas respectée alors la perte moyenne d'énergie peut s'écrire comme suit :

$$\Delta = E - f_T\left(r_0 - \Delta s\right) \tag{4.4}$$

où $f_T(r)$ est l'inverse de la portée de la particule et r_0 la portée avant d'effectuer le pas. Bien sûr, les tables de Geant4 ne contiennent pas une infinité de tables avec les portées de toutes les particules alors des fonctions splines sont tracées entre les points de données disponibles

pour fins d'interpolation.

En combinant tous les concepts de cette section, il est possible d'obtenir les tables dE/dx de Geant4 et de tracer les courbes des tables brutes. Visible à la figure 4.1, on peut y voir que le comportement provenant de Geant4 se colle très bien aux courbes prévues par des manuels de référence (Nakamura, 2010). La petite différence peut être expliquée par les sources différentes pour le calcul du facteur de correction de densité. On voit aussi que les calculs avec pertes restreintes sont très cohérents entre eux. Dans ce cas-ci, la perte d'énergie maximale est posée comme étant dix fois la perte minimale (1,664 MeV/g cm^2). Ainsi, Geant4 permet une simulation conforme à nos attentes et nos connaissances en la matière de perte d'énergie de particules chargées.

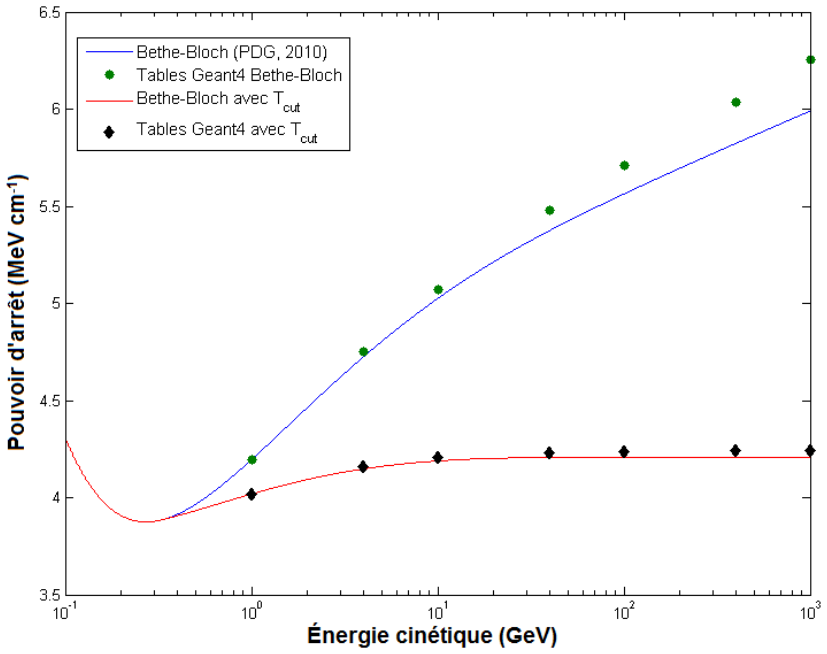

Figure 4.1 Comparaison des tables de Geant4 aux courbes Bethe-Bloch. La valeur de T_{cut} est placée à dix fois la perte minimum de 1,664 MeV/g cm^2.

4.4 Construction de la géométrie

Créer un simple objet dans le logiciel Geant4 nécessite plusieurs étapes. Le monde (*World*) doit tout d'abord être créé. Celui-ci constitue les frontières de la zone de simulation. Il contient un volume plus petit appelé environnement. L'environnement doit être rempli d'un matériau qui est sélectionné dans une librairie contenant divers éléments. À l'intérieur de cet

environnement on place deux choses : la source ainsi que la cible.

La source peut être un point, une surface ou même un volume. Dans le cas d'une surface ou d'un volume on peut choisir la fonction de densité déterminant la position de départ de la particule ou de la radiation. La trajectoire de cette dernière est aussi un paramètre que l'on doit fournir ou lui attribuer une fonction aléatoire. Bien sûr, les deux paramètres les plus importants : l'énergie et la nature de la particule, doivent être aussi sélectionnés.

La cible quant à elle possède deux couches lors de sa création. La première est un volume logique, qui lui donne forme, position et dimension. Ce volume logique devient ensuite un volume physique lorsque un matériau lui est attribué, encore provenant des bibliothèques.

Dans le cadre de notre problème, la situation à simuler est la suivante : un muon ou autre particule ayant une énergie précise arrive dans le volume de simulation où se situe une gaufre de silicium.

Le «monde» correspond en un prisme à base carrée de 1,2 m par 1,2 m dans le plan $x - y$ et d'une longueur de 2,4 m dans l'axe z. Celui-ci contient un environnement de 1 m par 1 m, d'une hauteur de 2 m et le matériau sélectionné est le vide. Le vide a été sélectionné afin de permettre aux particules de plus faible énergie de se rendre à la cible car l'air arrêtait complètement les muons ou les amenaient hors du «monde» sans rencontrer le silicium. Cependant, puisque Geant4 ne permet pas la présence d'un véritable vide, un gaz d'hydrogène d'extrêmement faible masse volumique, pression et température a été choisi afin de le simuler ($\rho = 10^{-25} g/cm^3, P = 10^{-19} Pa$ et $T = 0,1K$).

La source est réduite à sa plus simple expression : un point centré dans le prisme éjectant les particules sélectionnées pour l'étude dans une direction perpendiculaire au côté carré. Dans la trajectoire de ce faisceau est placée la cible. Centrée en $x - y$ elle est placée à 20 cm de la fin de l'enveloppe, c'est-à-dire que la cible est un petit rectangle mince composé de silicium simulant la zone sensible de la CCD. Ses dimensions reflètent celles d'un véritable senseur, c'est à dire 7040 μm en x, 5280 μm en y et une épaisseur de 775 μm en z. Cette épaisseur fut choisie puisqu'elle semble être la plus standard dans l'industrie (Addisson, 2013), mais une épaisseur de 300 μm a aussi été étudiée. Ces deux épaisseurs correspondent à des tailles de gaufre de silicium de 8 pouces et 2 pouces, respectivement.

Les dopants qui caractérisent habituellement de tels dispositifs semiconducteurs ont été ignorés dans la composition du volume. Cette omission n'est cependant pas très grave pour nos applications puisque les concentrations de dopage sont habituellement de $10^{13} - 10^{17}/cm^3$ (ZeghBroek, 1997). Dans un cristal de silicium possédant quant à lui 10^{22} atomes $/cm^3$ (Clementi, 1974), on se retrouve donc avec les dopants qui représentent un millième de pourcent,

rendant leurs contributions dans la simulation négligeables.

Les simulations ont été effectuées bien sûr avec des muons principalement, mais certains résultats ont aussi été faits avec des électrons et rayons gammas pour fins de comparaison. Les simulations consistent en une répétition de 10000 particules toutes ayant initialement la même énergie. Les énergies déposées sont enregistrées dans un fichier qui sera ensuite analysé pour en obtenir la moyenne et l'écart-type.

CHAPITRE 5 PRÉSENTATIONS DES RÉSULTATS ET ANALYSE

Dans ce chapitre qui représente le cœur de ce travail de recherche, les résultats obtenus en utilisant des simulations numériques sont premièrement présentés ainsi qu'analysés. La section simulation est aussi contrastée avec les attentes de la théorie pour finalement s'y coller après avoir disséqué les phénomènes physiques pris en compte dans le logiciel Geant4. Nous démontrons ainsi que nos simulations sont bien en accord avec la théorie et devraient garantir une très bonne lecture de muons lors de la section expérimentale puisque c'est ce dépôt d'énergie qui crée les paires électron-trou qui produisent un signal dans notre détecteur.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous analyserons les résultats de nos mesures CCDs. Un taux de lecture de muons plus faible que prévu est observé. Ainsi, les images captées à l'intérieur de l'édifice donnent une quantité de muons correspondant uniquement à 42% du taux attendu. Le taux mesuré était légèrement supérieur pour les séquences prises à l'extérieur. La différence entre la mesure et les prédictions est difficile à expliquer mais plusieurs pistes sont envisagées, la plus importante étant reliée à la taille de la zone sensible qui doit faire environ 40% de la taille d'un pixel. Il est aussi probable que l'épaisseur dite active de la CCD soit beaucoup plus petite que celle utilisée dans nos simulations. Plus de détails sont fournis dans la section appropriée.

5.1 Présentation des résultats des simulations Geant4

Dans cette section, les résultats des simulations produites en utilisant le logiciel Geant4 sont présentés. Il faut noter que ceux-ci sont classifiés en fonction de l'épaisseur de la couche de Si 300 μm et 775 μm. Nous considérons ici les paramètres suivants : la nature des particules et leur énergie. D'abord, nous présentons les résultats obtenus pour chaque épaisseur dans sa propre section détaillant les particularités de celles-ci. Une fois les résultats de différentes épaisseurs comparés, nous nous concentrons sur les différences entre les interactions des muons, des électrons et des rayons gamma avec la matière.

5.1.1 Dépôts d'énergie de muons dans 775 μm de silicium

Ces essais numériques désirent répondre à la question cruciale qui consiste à déterminer la faisabilité théorique d'un détecteur de muons cosmiques à base de CCDs. Les tests présentés ici consistent en de multiples simulations d'une population de 10^4 particules possédant initialement la même énergie. Pour ces simulations, nous avons fait varier l'énergie cinétique de

0,02 GeV à 1 TeV. L'énergie déposée dans le silicium est calculée pour chaque muon avant de calculer la valeur de la moyenne puis de présenter les résultats en fonction de l'énergie cinétique. La limite inférieure de 0,02 GeV a été sélectionnée puisqu'en deça de cette énergie, c'est l'effet de la désintégration des muons qui est observé. Les résultats des simulations donnaient en effet des énergies déposées supérieures à l'énergie cinétique initiale du muon. En effet, l'énergie additionnelle de cette désintégration se retrouve partiellement déposée dans le silicium puisque la désintégration d'un muon produit plus 100 MeV d'énergie, qui se retrouve distribuée parmi ses particules filles. Celles-ci, en traversant la matière, déposent une partie de cette énergie.

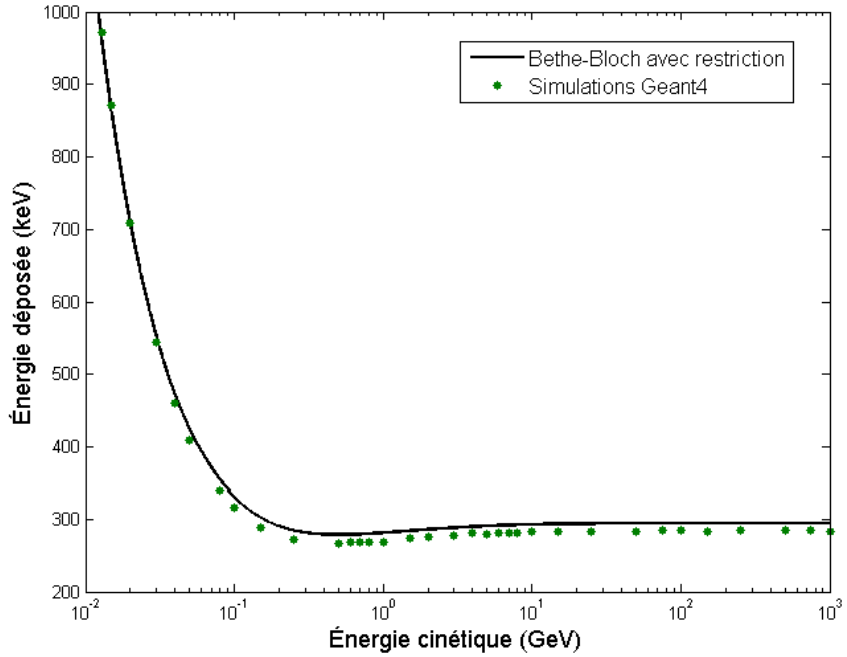

Figure 5.1 Comparaison de l'énergie déposée moyenne par les muons dans le silicium en fonction de leur énergie cinétique selon les simulations avec celle obtenue par calculs théoriques. L'épaisseur de silicium est de 775μm. Les prévisions proviennent des équations de Bethe-Bloch avec restriction $T_{cut} = dE/dx|_{min} = 1,664 MeV/gcm^2$.

La figure 5.1 montre une très bonne corrélation entre les prévisions et les résultats Geant4. Le dépôt d'énergie des simulations est légèrement plus bas que celui prévu par la théorie. Cet effet est normal et attendu puisque les tables de pouvoir d'arrêt disponibles dans le code Geant4 sont légèrement inférieures à celles résultant des équations utilisées dans ce mémoire lorsque la restriction sur le dépôt d'énergie est aussi bas (une seule fois la perte minimale). Le comportement général, cependant, suit très bien la théorie.

Pour la quantité d'énergie déposée, elle reste très stable. Entre 0,5 GeV et 1 TeV, le dépôt d'énergie varie entre 267 et 283 keV. En utilisant un rapport de 3,7 eV par paire électron-trou, environ 72 000 à 76 000 porteurs de charges seront ainsi créés par le passage d'un muon sur la CCD. À l'énergie la plus fréquente, c'est-à-dire 4 GeV, le dépôt est de 281 keV.

Avant de déclarer définitivement qu'un tel signal devrait être lisible et reconnaissable par une caméra CCD, il est judicieux de le comparer à la quantité de bruit électronique que l'on pourrait attendre. Pour fin de comparaison, un article ayant étudié la quantité de bruit thermique sera utile. Pour une CCD de type *back-illuminated* de la marque *SpectraVideo* avec des pixels larges de 24 μm, le bruit normal atteint 100 électrons par seconde pour la température pièce, mais jusqu'à plus de 300 électrons par seconde pour certains pixels, dû à la distribution statistique inhérente à ce phénomène (Widenhorn, 2002). Cependant, des *hot pixels* viennent aussi changer la donne. Des impuretés dans le cristal peuvent venir diminuer le *band gap* de 1,11 eV jusqu'à 0,9 eV amenant ainsi une quantité d'électrons 3,4 fois supérieure. Le total de 1200 électrons par seconde reste très en deça des attentes de plusieurs milliers de paires et ne devrait donc pas causer de problème de lecture. En augmentant les valeurs de gain sur la CCD jusqu'à ce que le bruit produise un signal visible mais très faible, le signal d'un passage muonique sera lui aussi détecté. Ces premiers résultats indiqueraient même qu'une saturation totale de l'intensité d'un pixel devrait être attendue.

Pour les énergies plus élevées, on arrive à une contradiction entre le pouvoir d'arrêt présenté dans la figure 2.5 et l'énergie déposée. Une fois passé le *MIP*, le point d'ionisation minimum, le pouvoir d'arrêt augmente. Or, l'énergie déposée quant à elle semble quasi constante selon les simulations et Bethe-Bloch restreint. La différence de comportement s'explique par la nature même des quantités comparées. Le mécanisme de perte d'énergie principal pour les hautes énergies (supérieures à 100 GeV) est l'émission de rayonnements. Le muon émet des rayons gamma en passant par le silicium, qui n'interagissent que très peu avec la matière. Alors que le muon perd de l'énergie cinétique par l'émission de rayons gamma, le rayonnement se perd dans l'environnement plutôt que d'être déposé dans la CCD qui de plus, possède une épaisseur très faible.

Afin de pousser l'analyse pluis loin et dresser une seconde comparaison entre les résultats produits par Geant4 et la théorie, l'article de Bichsel et les équations en provenant (3.1 et 3.2) doivent être utilisées. Pour faire cette dernière analyse il suffit de tracer un histogramme de l'énergie moyenne déposée pour la comparer à la distribution de Landau. Un tel graphique est donné à la figure 5.2. En comparant la perte d'énergie la plus probable dans 775 μm de silicium selon Bichsel (231 keV) et celle de nos simulations d'un muon de 4 GeV (231 keV), on voit que les simulation et la théorie sont en parfait accord avec une marge d'erreur de 1 keV

(la largeur de la colonne). La largeur à mi-hauteur quant à elle est de 71,6 keV par rapport aux attentes de 65,9 keV selon la théorie. Cette différence de 8,6% reste petite et est jugée acceptable. Finalement, la forme du dépôt d'énergie se conforme très bien à une distribution de Landau typique, tel qu'illustré par la courbe en noir.

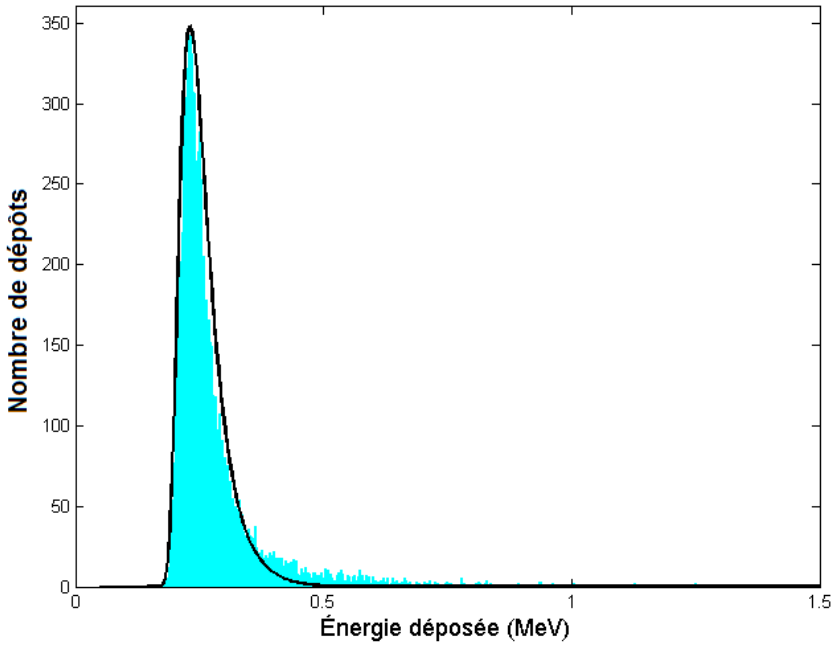

Figure 5.2 Décompte des dépôts d'énergie pour des muons de 4 GeV sur 775 μm de Si. Le maximum de cette distribution de 10000 dépôts provenant de Geant4 est de 231 keV pour une fréquence de 348. La moyenne se situe autour de 281 keV avec une largeur à mi hauteur de 71,6 keV. La courbe en noir provient de l'équation 2.9.

Encore une fois, les résultats de la simulation sont conformes à la théorie et il est possible de faire confiance aux simulations Monte-Carlo produites par le code Geant4. Ceci est prouvé par la forme générale de l'énergie moyenne déposée, les valeurs obtenues, la distribution statistique de ces dépôts ainsi qu'en les comparant aux attentes posées par l'article de Bichsel précédemment mentionné.

5.1.2 Dépôts d'énergie de muons dans une couche de silicium de 300 μm

Les CCDs fabriquées à plus petite échelle utilisent parfois des gaufres de plus petites largeurs et donc d'épaisseur moindre. Il est donc pertinent dans cette étude de s'intéresser aussi aux quantités d'énergie déposées pour des dispositifs de cette épaisseur. De plus, pour fins de comparaisons, d'autres types de simulations ont été aussi effectués. En plus des muons, des

électrons ainsi que des photons de haute énergie ont été utilisés. Les différences entre ces différentes particules seront aussi étudiées.

À la figure 5.3 on compare la courbe précédente de dépôt d'énergie (figure 5.1) aux résultats pour une couche de silicium de 300 μm d'épaisseur. Sans étonnement, deux phénomènes sont aisément visibles. L'énergie déposée est plus faible mais la forme générale de la courbe est semblable. D'abord, les quantités d'énergie déposées sont de 104 keV pour des muons de 4 GeV avec une variation de 101 à 106 keV pour des muons entre 0,5 et 10 GeV. L'énergie déposée est donc de 2,7 fois plus faible pour les hautes énergies dans une couche 2,58 fois plus mince. En se fiant à la relation de Bichsel (voir équation 3.1), le rapport d'énergie entre ces deux épaisseurs devrait être de 2,72, ce qui concorde bien avec les résultats. Le nombre de paires électron-trou quant à lui se chiffre à 28 000 pour une énergie cinétique de muon de 4 GeV.

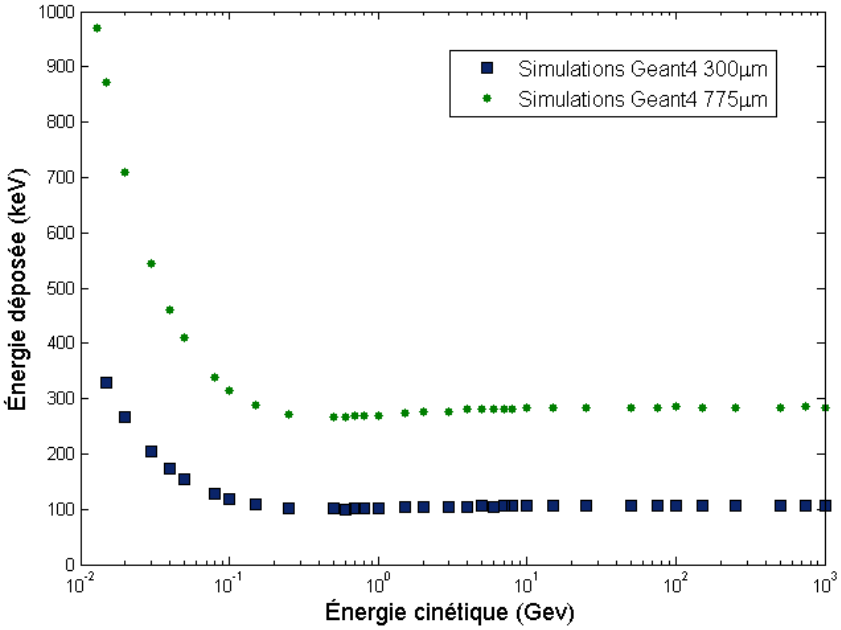

Figure 5.3 Énergie déposée moyenne de muons en fonction de leur énergie pour des cibles ayant 300 et 775 μm d'épaisseur.

La figure 5.4 permet au lecteur de comparer les différents dépôts d'énergie de deux types de particules selon une échelle $\beta\gamma$ en abscisse. Ce changement d'échelle enlève théoriquement la différence entre le comportement des électrons et des muons puisque ces deux leptons présentent les mêmes propriétés physiques au niveau de la charge.

Toujours à la même figure, on peut y voir qu'un électron avec $\beta\gamma = 200$, soit 100 MeV

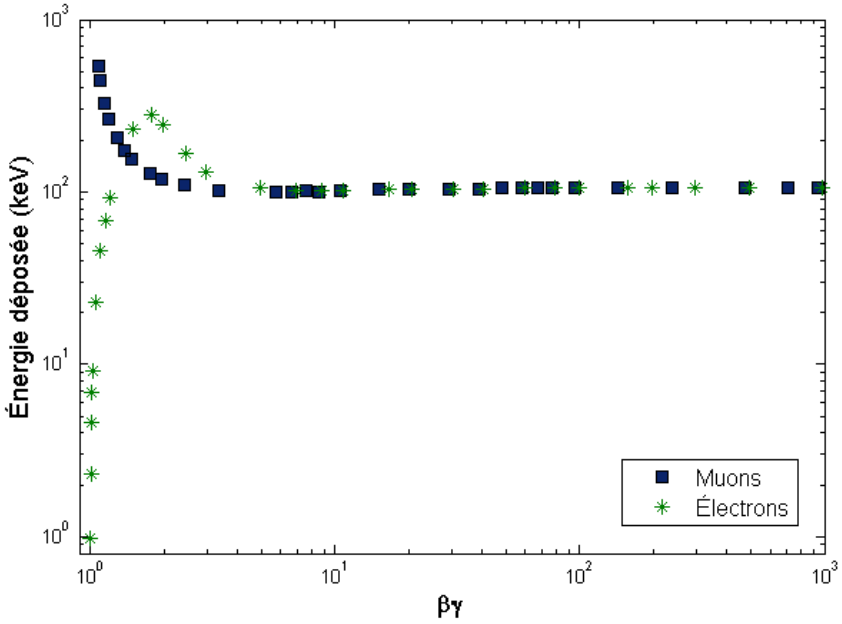

Figure 5.4 Énergie déposée moyenne par les muons et les électrons sur une couche de Si de 300 μm d'épaisseur.

d'énergie cinétique, laisse en moyenne un dépôt de 106 keV. Ce résultat montre une très forte correspondance entre les dépôts d'énergie des électrons et des muons de très faible énergie cinétique (1 keV). En effet, lorsque les muons se désintègrent dans le substrat de Si, ceux-ci déposent en moyenne 105 keV. Ainsi, même si ce régime énergétique n'est pas celui qui nous intéresse principalement, il est intéressant de voir que les résultats restent cohérents. Pour des dépôts d'énergie de particules avec $\beta\gamma$>5, les muons et électrons déposent la même quantité d'énergie, soit environ 105 keV tel que prévu par la théorie.

Cependant pour $1 < \beta\gamma < 4$, on voit une hausse et décroissance du dépôt d'énergie pour les électrons mais non pour les muons. Ceci est dû principalement au fait que pour les électrons de cette énergie l'épaisseur de silicium n'est pas infiniment petite. Les graphiques de pouvoir d'arrêt considèrent une épaisseur infinitésimale alors que nos simulations prennent les pertes d'énergies sur plusieurs centaines de micromètres. Ainsi, une telle épaisseur est suffisante pour arrêter des électrons en deça de 60 keV, ce qui ne peut être représenté par le pouvoir d'arrêt alors que les muons possèdent assez d'énergie pour qu'une perte de 60 keV ne les affecte pas. Les différences observées dans cette figure sont donc normales. Cette inégalité pourrait être levée en remplaçant l'épaisseur de silicium par une couche de quelques atomes seulement, ce qui permettrait aux électrons de la traverser pour les énergies simulées.

Il est aussi possible de vérifier la distribution des dépôts d'énergie pour une épaisseur de

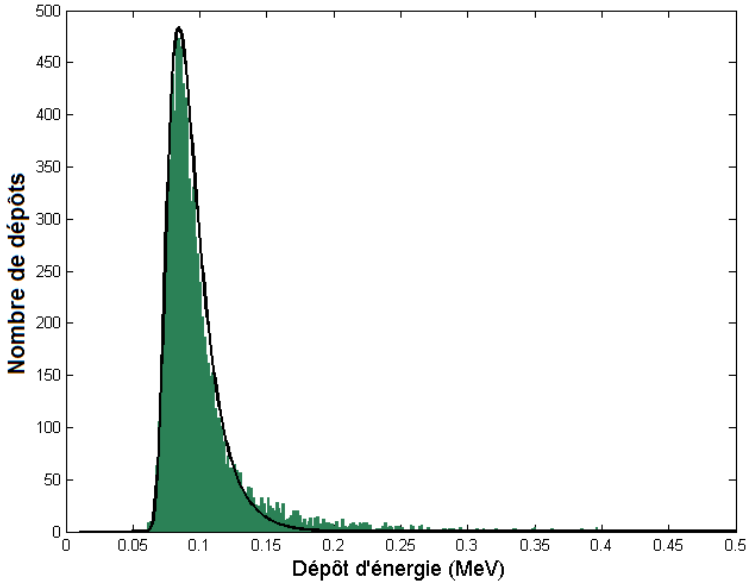

Figure 5.5 Décompte des dépôts d'énergie pour des muons de 4 GeV sur 300 μm de Si. Le maximum de cette distribution de 10000 dépôts implantés dans Geant4 est de 84 keV pour une fréquence de 473. La moyenne se situe autour de 104 keV avec une largeur à mi hauteur de 27,5 keV. La courbe en noir provient encore de l'équation 2.9.

300 μm. À la figure 5.5 on peut voir qu'une fois de plus la forme générale est respectée. Les équations de Bichsel (1988) prévoient un dépôt d'énergie le plus probable et une largeur à mi-hauteur, respectivement, de 85 keV et 30,2 keV. Ces prévisions concordent une fois de plus très bien aux résultats obtenus à partir de Geant4 qui sont de 84 keV pour le dépôt le plus probable et de 27,5 keV pour la largeur à mi-hauteur. La différence pour la largeur à mi-hauteur est de 9%, ce qui est relativement faible.

Si l'on regarde maintenant les résultats provenant des rayons-X et gammas à la figure 5.6, on constate une absorption presque totale de l'énergie pour 1 à 10 keV. Ces rayons-X déposent aisément leur énergie dans la plaque de Si. Passé 10 keV, on assiste à des phénomènes difficiles à expliquer. Un pic très large fait son apparition, centré à 500 keV. Tout d'abord, il est important de noter qu'à ces énergies la grande majorité des photons traversent sans interagir avec le silicium. Dans une simulation de 10 000 particules, on assiste à moins de 80 dépôts, ce qui augmente dramatiquement l'erreur statistique.

On peut comparer la position du pic aux phénomènes régissant les interactions d'un photon à cette énergie. En effet, si l'on examine la figure 5.7, on s'aperçoit qu'à une énergie de 0,5 MeV, seul le processus de diffusion incohérente semble présent. La diffusion incohérente d'un rayon-X correspond à l'effet Compton. Un rayon-X vient donc donner une partie de

son énergie à un électron qui lui peut aisément la déposer dans le matériel. Le pic diminue ensuite lorsque l'énergie donnée à l'électron lui permet d'être dans un régime énergétique qui diminue la quantité d'énergie déposée. La courbe de dépôt des rayons-X autour de cette énergie serait représentative de celle des électrons Compton créés par les photons.

Lorsque l'on analyse plus en profondeur les résultats provenant des dépôts d'énergie de rayons gammas, on voit que dans de très rares cas des événements à très haut dépôt d'énergie se produisent. Dans le cas de rayons gamma de 30 MeV, un seul événement a déposé à lui seul 7,7 MeV. Lors de tels phénomènes, les résultats étaient rejetés et ceux-ci n'affectent donc pas le graphique visible ici. Ce rejet a été appliqué puisque cet événement unique prend toute la place dans le calcul de la moyenne d'énergie. À ces énergies de rayon gamma, le nombre de dépôts sur 10 000 chute à moins de 20. Considérant que ce nombre est très petit, parler de moyenne de dépôt d'énergie n'est pas très représentatif. Une affirmation plus juste lorsqu'on discute des dépôts d'énergie des photons est de dire simplement que moins de 0,2% des photons laissent une énergie derrière eux.

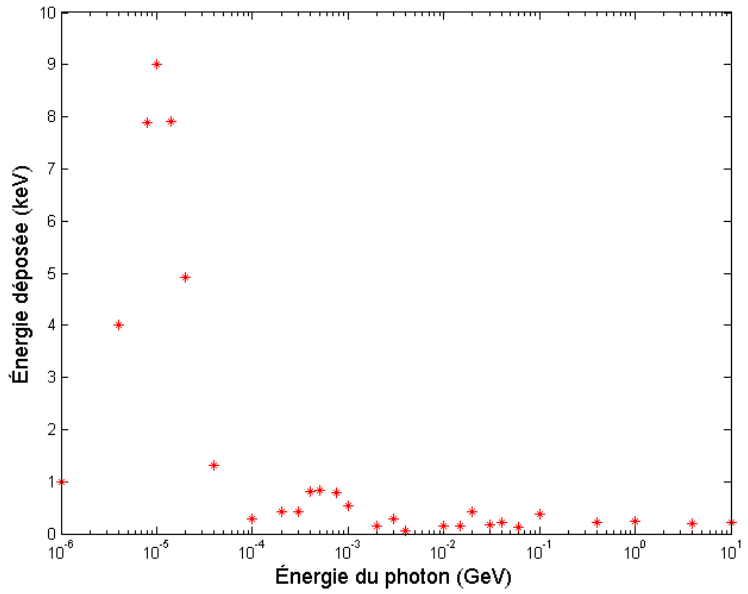

Figure 5.6 Énergie déposée moyenne de photons sur une plaque de Si de 300 μm en fonction de leur énergie.

Vers de plus hautes énergies du photon, le phénomène de création de paires devient responsable de la perte d'énergie comme on peut le voir à la figure 5.7. Au fur et à mesure que l'énergie du photon croît, la section efficace ne change presque pas mais l'énergie transmise aux paires produites croît certainement, créant la légère hausse d'énergie déposée observée à la figure 5.6 dans la région de 10 MeV.

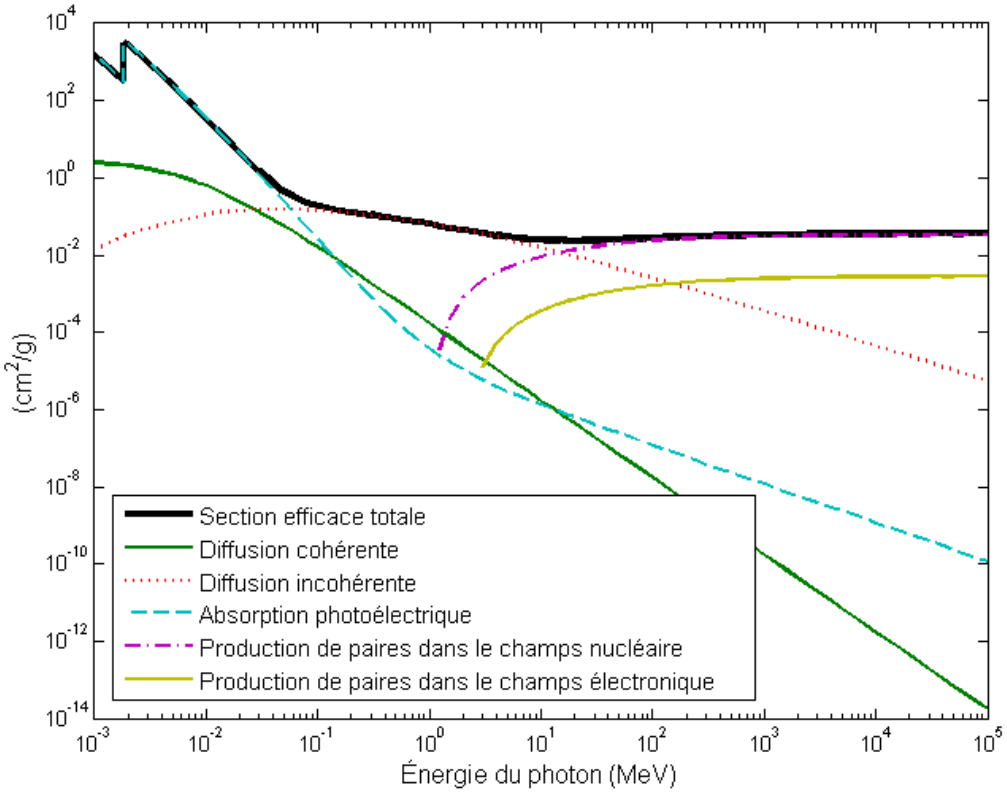

Figure 5.7 Section efficace de différents processus pour des photons de diverses énergies sur du Si (Berger, 1998).

À la lumière de tous ces résultats et de leur analyse, il semble que plusieurs conclusions peuvent être tirées. Les dépôts d'énergie offrent une bonne correspondance avec les courbes de Bethe-Bloch et la distribution statistique de Landau est respectée. De plus, les dépôts d'énergie suggèrent qu'il y aura un très fort signal dans la CCD. Cependant, il est extrêmement difficile de faire une comparaison directe entre le dépôt d'énergie et l'intensité d'un pixel. La lecture finale d'un pixel est fonction non seulement de la quantité de paires électron-trou, mais aussi de l'électronique de transfert, de lecture, d'amplification et des manipulations mathématiques utilisées pour le traitement final de l'image. Puisque ces paramètres ne sont pas fournis par le manufacturier, il est difficile de faire des prévisions crédibles.

5.2 Présentation des résultats des acquisitions en utilisant une CCD

Cette partie du texte se concentre sur la présentation des résultats de nos mesures avec la CCD obtenus à l'aide d'une caméra de modèle DMK 51AU02.AS. Celle-ci possède une

résolution de 1600x1200 avec des pixels de forme carré de 4,4 μm de largeur. Les mesures sont principalement classifiées en deux catégories : celles qui se sont déroulées à l'intérieur du bâtiment de Polytechnique et les autres prenant place à l'extérieur. Une telle classification permet de vérifier l'influence du béton surplombant le montage sur le flux des muons. Cette section présente d'abord des clichés de base, sans muons visibles afin de vérifier que le bruit possède bien la distribution auquel on s'attend. Une fois le bruit typique observé, le choix de *cut-off* sur le signal pour déterminer la présence ou non d'un muon est expliqué. Quelques clichés contenant différentes formes des rayonnements aperçus sont ensuite affichés. Le tout se conclue par l'analyse du flux de muons détectés comparativement aux valeurs données dans la littérature.

5.2.1 Choix des paramètres de mesure et analyse du bruit

Alors que la distribution des muons cosmiques en fonction de la position sur la Terre varie peu, celle-ci varie en altitude. Il est donc important de bien spécifier les lieux de prise de données. De plus, les paramètres utilisés lors de la prise d'image sont aussi d'une importance capitale. Ces sujets sont discutés dans les prochaines sections de ce mémoire.

Description de l'emplacement d'acquisition des données

Les mesures ont été prises à deux endroits bien distincts. Le premier est dans un bureau de Polytechnique au deuxième étage à une altitude de 125 mètres au dessus du niveau de la mer, à une latitude de 45,5041 et une longitude de -73,6136. Cette altitude est assez basse pour être approximée comme étant le niveau de la mer, pour fin de comparaison avec le flux muonique. Cependant, il est à noter que 5 étages (d'environ 40 cm d'épaisseur de béton chaque) se situent au dessus du détecteur. Puisque l'épaisseur exacte de béton est inconnue, il est difficile de juger de l'absorption qui sera produite même si celle-ci sera très faible puisqu'il faut 30 mètres pour arrêter un muon de 1 GeV. Tout de même, pour fin de

Tableau 5.1 Tableau décrivant les informations relatives à la caméra

Images par seconde	7,5
Gain	1023
Γ	50
Durée de la mesure	20 minutes
Résolution	1600x1200
Taille des pixels	4,4μm x 4,4μm
Surace totale	0,372 cm^2

comparaison, le deuxième lieu de mesure a été sélectionné à l'extérieur. Presque à la même position géographique, à une altitude de 122 mètres au dessus du niveau de la mer, ce qui est encore jugé comme étant une altitude égale à zéro. Une photographie, à la figure 5.8, permet de voir le système d'acquisition.

Figure 5.8 Photographie du système d'acquisition. La caméra, avec son protecteur de lentille toujours présent, est connectée à l'ordinateur par USB.

Paramètres d'utilisation de la CCD et bruits associés

Lors de la prise des images, le premier facteur influençant la quantité de lumière reçue est le temps d'exposition, qui varie typiquement entre un trentième de secondes et plusieurs secondes. Celui-ci contrôle deux sous-systèmes : le temps où l'obturateur reste ouvert (non pertinent pour le projet) et le délai où les photosites ne font que collecter de la lumière (ou du signal provenant de muons). Une fois ce délai passé, l'horloge commence le processus de transfert de ligne en ligne vers le registre série. Une très grande quantité d'images en peu de temps permet de diminuer grandement le risque d'obtenir deux traces de muon sur une même image, tel que discuté à la section 3.2.1. Un tel évènement rendrait l'analyse plus difficile dans un contexte de tomographie, ce qui est donc à éviter. Malheureusement, une telle utilisation comporte aussi un défaut ; si une trentaine d'images ont été prises dans une seconde, cela veut aussi dire qu'une trentaine de transfert d'image a été effectué. Comparativement à une

fréquence plus lente, les chances qu'un muon arrive pendant un transfert sont beaucoup plus grandes ce qui rend encore une fois l'analyse difficile, voire impossible. En effet, l'arrivée d'un muon pendant le processus de transfert de charge serait l'équivalent d'ajouter un muon post-mesure à une position fausse.

Une prise d'image plus lente comporte aussi des faiblesses. Un plus grand temps de collecte entraîne aussi une plus grande quantité de bruit électronique. Le bruit électronique représente les charges produites par des effets dû à la température. En effet, certains électrons parviennent à rejoindre la bande de conduction sans excitation externe, tirant l'énergie nécessaire de la température ambiante (Newberry, 1998). Le taux de charges qui passent au niveau supérieur est constant, et donc plus le temps passe, plus celles-ci s'accumulent dans le pixel, au risque de noyer un signal pertinent. Ce projet étant à une étape tout d'abord d'étude de faisabilité, un temps d'exposition faible sera priorisé pour permettre la détection des muons.

Le second paramètre qui nécessite un calibrage est le gain. Celui-ci règle l'amplification qui sera apportée aux charges avant d'être lues à la fin du registre série, tel que mentionné précédemment au chapitre 3. Un haut gain permettra de mettre très bien en évidence les muons qui auront laissé une trace derrière eux, mais augmentera aussi le bruit électronique, en plus de mettre en évidence les pixels imparfaits de la CCD. En effet, les pixels ne sont pas tous égaux. Certains présentent des défectuosités qui diminuent la valeur de l'énergie du band *gap*. Un plus petit *gap* se traduit par une composante de bruit thermique plus élevée. Ces pixels sont donc toujours très brillants dans un fond majoritairement noir, mais à des positions fixes. Le gain sera gardé à une valeur très élevée afin de bien voir le signal qui sera créé par un muon passant. Les pixels imparfaits, puisqu'ils sont «immobiles», sont faciles à éliminer à partir d'un post-traitement, si nécessaire.

Le dernier paramètre est d'ordre beaucoup plus mathématique que les autres, qui eux prennent racine dans le fonctionnement même de la caméra. Le paramètre gamma (Γ) quant à lui est une application mathématique affectant le contraste de l'image (McHugh, 2015). Ayant pour but de corriger la différence entre nos yeux qui ont une sensibilité non linéaire et un capteur/écran qui fonctionne ainsi, il est peu pertinent pour nos applications. C'est pour cette raison que le paramètre gamma est laissé à la plus faible valeur possible, afin de se débarrasser de sa variance.

Idéalement, l'application de ces paramètres mènera à deux résultats importants. Tout d'abord, une image avec un fond sombre (peu de temps d'exposition). Deuxièmement, cette image n'aura que quelques points très brillants, associés à des muons si possibles. Des pixels imparfaits avec une forte brillance pourraient aussi être présents. Leur intensité est cependant

dépendante des autres paramètres et ceux-ci seront ajustés pour que l'intensité du bruit ne devienne pas problématique. Un tel effet aura pour but de s'assurer qu'un muon traversant la CCD émette un signal qui sera très visible sur le fond sombre offert. Si un signal constant de cliché en cliché est découvert, ceci indiquera la présence de pixels imparfaits. Ceux-ci pourront donc être retirés avec aisance avant l'analyse numérique des clichés.

En bref, les paramètres préférentiels devraient donner des images peu bruitées, permettant de voir clairement le passage d'un muon. Les paramètres décrits plus hauts se retrouvent au tableau 5.1. Le facteur Γ est posé à 50 malgré les affirmations faites dans les paragraphes précédents. Il aurait certes été préférable de le poser à 1, éliminant son effet. Cependant, en posant Γ au minimum l'image devient tellement noire que la CCD a tendance à se déconnecter, arrêtant la mesure. En choisissant ce paramètre à 50, on règle la situation tout en gardant une intensité de bruit relativement faible dans les pixels.

Une distribution typique de ce bruit lors du fonctionnement de la caméra est montrée à la figure 5.9a, provenant du logiciel de la caméra. Sans surprise, on y voit principalement une énorme majorité de pixels avec une intensité extrêmement faible. L'histogramme permet de mieux comprendre la distribution du bruit généré par la caméra. De plus, il est possible d'y voir la fréquence où un pixel est illuminé à une intensité particulière. On peut ainsi voir que la grande majorité (80%) des pixels ne présentent qu'une intensité de 0 ou de 1. Plus de 99% se situent avec une intensité de 6 ou moins. La valeur maximum enregistrée dans cette image est une intensité de 121. Cette valeur est élevée, même comparée à d'autres images de ce type présentant souvent des maximums entre 50 et 75. Il est à noter que ces valeurs sont les plus bruitées qu'il est possible d'obtenir afin de présenter les pires conditions de mesure possibles. En effet, ces images de bruit proviennent de la CCD après quelques minutes de fonctionnement, la rendant ainsi plus chaude ce qui génère un bruit plus important. Il est possible d'obtenir des images plus noires en prenant une mesure immédiatement après branchement de la caméra, tel que montré à la figure 5.9b).

Malheureusement, débrancher la caméra et la laisser refroidir entre chaque mesure est peu pratique, sans compter que les mesures doivent rester très courtes. Simplement prendre une mesure de vingt minutes étant suffisant pour retrouver la quantité de bruit à haute température. Il aurait aussi été intéressant de connaître exactement la température de la caméra lors des images dites chaudes ou froides pour vérifier les hypothèses présentées ici, mais cette avenue était hautement impraticable et possiblement dommageable pour la CCD elle-même, nécessitant le contact entre un thermomètre et la fragile puce CCD.

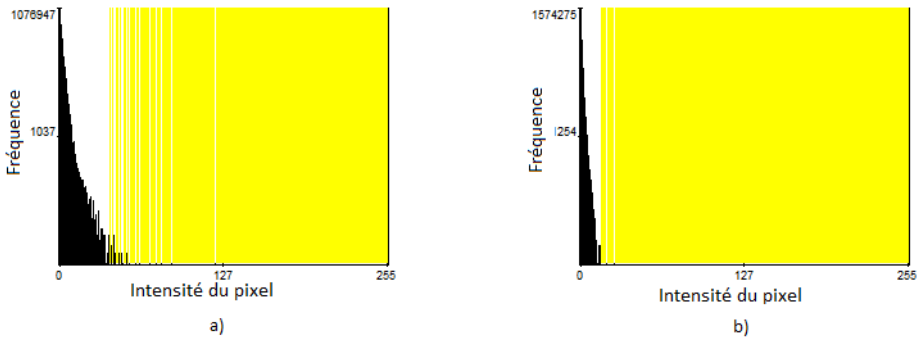

Figure 5.9 a) Distribution du bruit dans une CCD chaude. Cet histogramnme logarithmique représente le nombre de pixels possédant une intensité particulière. Environ 80% des pixels sont à une valeur de 0 ou de 1 sur un maximum de 255 d'intensité. 99% des pixels ont une intensité de 6 et moins. Virtuellement aucun pixel ne possède une intensité supérieure à 90 excepté un, avec une valeur de 121. b) Même type de cliché qu'en a) mais pour une CCD froide. Environ 96% des pixels sont à une valeur de 0 ou de 1 sur un maximum de 255 d'intensité. 99% des pixels ont une intensité de 2 et moins. Aucun pixel ne présente une intensité supérieure à 26. Les zones jaunes représentent des fréquences de 0.

5.2.2 Présentation des clichés CCDs et résultats

Puisque qu'il a été démontré précédemment que le bruit ne dépasse qu'en cas exceptionnel une intensité de 120, nous avons décidé de placer la valeur *cut-off* à 200. Tout pixel possédant une intensité supérieure à 200 sera jugé comme étant une conséquence du passage d'un muon sauf si ces pixels de haute intensité sont adjacents. Dans ce cas, un seul et même muon traverserait plusieurs pixels à la fois dû à l'angle de sa trajectoire. Le code *MatLab* utilisé pour détecter des muons sur les images indique à l'utilisateur quels clichés présentent de multiples pixels allumés. L'utilisateur peut ensuite inspecter ces images lui-même plus en détail pour enlever du compte les pixels allumés qui font partie d'une seule et même trace. Des images présentant plusieurs traces de muons sont présentes à la figure 5.10. La plupart de ces traces à multiples pixels sont simplement expliquées par l'angle d'arrivée du muon. Un muon voyageant perpendiculairement au sol n'allumera que le pixel qu'il traverse. En ajoutant un angle d'arrivée celui-ci peut passer à travers plusieurs pixels et les activer. Il faut noter que les séquences d'acquisition ont été gardées en courtes sessions de 20 minutes pour minimiser le risque de problème informatique qui survenait avec de plus longues mesures. D'autres facteurs limitants la prise de données sont la large taille des images (plus de 1 Mb) puisque celles-ci ne peuvent être compressées et la nécessité de la présence d'un utilisateur pour lancer, surveiller et analyser chaque séquence d'image.

Finalement, les résultats qui ont été compilés sont présentés au tableau 5.2. Il est important

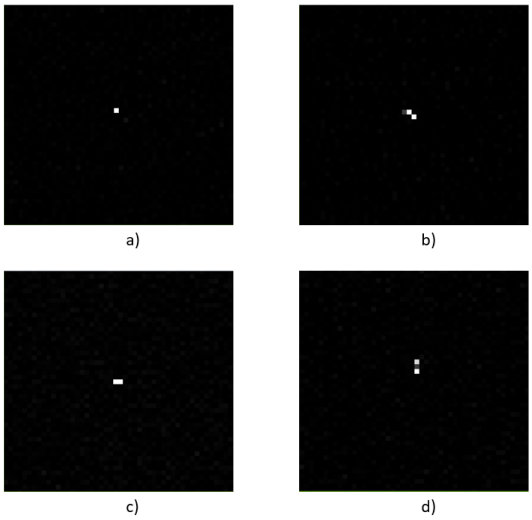

Figure 5.10 Il est possible de voir ici différentes traces de muons provenant de la CCD sur des sections de 40 pixels par 40 pixels centrées sur la trace. Du plus simple cas (en a), un seul pixel illuminé) aux traces plus étranges (b)). La forme en coin est causée par un muon passant diagonalement par rapport à la grille des pixels. c) et d) quant à eux représentent des muons possédant une direction plus alignée avec la grille. Bien sûr, les alignements ne sont pas parfaits et paraissent ainsi uniquement dû à l'importante taille des pixels par rapport à celle des muons.

de rappeler la surface totale de la CCD est de 0,372 cm^2. Avec une telle surface, on peut s'attendre à 0,372 muons par minute en comptant sur un flux de 1 muon par minute pour une surface de 1 cm^2, tout angles confondus (Kliewer, 2007). Les résultats des clichés pris à l'intérieur, de 0,1578 muons par minute, ne représentent donc que 42,4% de la quantité attendue. La théorie de l'absorption des muons par le béton a donc été testée en plaçant le détecteur à l'extérieur. À cet endroit, le taux mesuré de 0,1615 muons par minutes, soit 43,4%, est encore très faible par rapport aux attentes. Avec un échantillonage aux deux positions totalisant 15 heures pour un total de 143 muons au lieu de la quantité prévue de 335 (42,7%), il n'y a nul doute que des phénomènes imprévus sont à l'oeuvre. Il est important de noter aussi que la présence du béton n'affecte possiblement pas de manière significative les résultats. La différence est en effet très légère et est possiblement simplement due au faible échantillonage. Avec 42 muons à l'extérieur, l'erreur statistique ($1/\sqrt{N}$) est de 15% alors que la différence de flux mesuré entre les deux positions est de seulement 2%.

Pour expliquer la différence entre le flux mesuré et celui prévu, il suffit de se tourner vers le chapitre 3 de ce mémoire qui discute de la technologie *Super HAD*, faisant en sorte que la taille des pixels ne représente pas la taille de la zone sensible. Il est donc tout à fait plausible de supposer que la taille de la zone sensible prend tout simplement environ 42,7%

Tableau 5.2 Tableau décrivant les résultats des prises de cliché

	À l'intérieur	À l'extérieur	Total	Attendu
Nombre de mesures	32	13	45	-
Temps de mesure	10h40	4h20	15h	-
Nombres de muons mesurés	101	42	143	-
Muons par minute	0,1578	0,1615	0,1589	0,372

de l'aire du pixel, soit 2,875 μm de largeur. Cette hypothèse sera maintenue comme étant notre hypothèse la plus fiable. Cependant, en l'absence de confirmation sur cette taille, il est important d'envisager d'autres possibilités. Il serait possible que l'efficacité de détection de la CCD ne soit pas de 100% et que certains muons ne déposent pas assez d'énergie pour fournir un signal qui se démarque du bruit.

En effet, alors que les simulations prévoient un dépôt équivalent à des milliers de paires électron-trou qui seront ensuite amplifiées par un gain maximal, la CCD ne parvient pas à donner une intensité supérieure à 200 aux pixels traversés par un muon. Il est très probable que les muons non détectés sont présents mais simplement avec une intensité moindre, qui pourrait disparaître dans le bruit, ayant une intensité sous le seuil du 200. Cette explication sera retenue, mais il reste à savoir quelles sont les raisons derrière la faiblesse de ce signal.

Tout d'abord, il est possible qu'une des suppositions de départ soient fausses. Il était prévu que l'énergie soit distribuée de manière équivalente à travers les différentes paires électron-trou. Certes, il est possible que l'énergie soit distribuée à un très petit nombre d'électrons. Cependant, ceux-ci se retrouveraient avec une si grande quantité d'énergie qu'ils feraient leur propre trace dans la CCD. Lors de leur thermalisation, les électrons subiraient les mêmes mécanismes de perte d'énergie et donneraient tout de même un signal qui serait détecté. La supposition de départ sur la distribution de l'énergie sera donc conservée.

La deuxième théorie pouvant expliquer la différence concerne l'épaisseur. Alors que les simulations faisaient varier l'épaisseur entre 300 et 775 μm, il est possible que ces distance soient grandement exagérées par rapport à l'épaisseur dite *efficace*. En effet, alors que la puce électronique fait peut-être 300 μm d'épais, les phénomènes d'attraction d'électrons se produisent possiblement uniquement très près de sa surface (Richmond, 2015). La différence de potentiel appliquée pour amasser et contenir les charges n'a pas une portée infinie. Il serait possible de s'attendre à ce que les dimensions physiques du puits de potentiel d'un pixel soit optimisées pour être les plus petites possibles. Nul besoin de collecter plus loin qu'il ne faut. Surtout lorsqu'en utilisant la loi de Beer-Lambert, il est possible de calculer qu'environ 75% de la lumière a déjà interagi à une profondeur de 4,3 μm pour le rouge (1,7 eV) (Dash, 1955).

Dans le mauve (3,3 eV), l'absorption de 75% de la lumière se produit à 140 nm, dû à une beaucoup plus grande sensibilité du silicium dans cette région.

Ainsi, alors que les simulations prévoient des centaines de μm d'absorption, il serait donc possible que la longueur efficace soit uniquement de quelques micromètres. L'énergie déposée utilisable serait donc beaucoup plus petite que prévue, amenant ainsi un signal qui aurait dû saturer les pixels à un signal perdu dans le bruit. Le reste des paires électron-trou formées ne ferait que se recombiner dans les profondeurs de la CCD plutôt que de participer au signal.

Deux solutions existent à ce problème : augmenter le signal ou diminuer le bruit. Puisqu'il semble que l'épaisseur efficace soit la cause du faible signal, il suffit d'en obtenir une plus grande. À la lumière de ces connaissances, il serait donc intéressant de choisir une CCD possédant une différence de potentiel plus grande, ou du moins possédant un puits plus grand. Ainsi, un plus grand nombre de charges créées par le passage du muons seraient collectées. Cette solution quitte cependant un peu le cadre du projet, qui visait plutôt l'application de CCDs commerciales peu dispendieuses pour faire de la tomographie.

La deuxième solution découle directement de l'observation du bruit dans la CCD discuté ci-haut. Une CCD froide est moins bruitée. En connectant un doigt froid à la CCD, la température peut aisément diminuer à un niveau qui permettra de réduire le seuil de détection à une valeur beaucoup plus basse que celle utilisée en ce moment. Baisser la température entraîne une baisse de bruit et donc un pixel allumé par un muon à une intensité auparavant comparable au bruit deviendra aisément identifiable. Bien que plusieurs laboratoires d'optique utilisent un refroidissement à l'azote liquide, un tel système ne serait pas ici nécessaire. Maintenir une température à environ cinq degrés Celsius serait beaucoup plus simple et moins dispendieux. Une telle température serait parfaitement adéquate, si l'on se fie à la différence de signal reçu entre une CCD à température de la pièce et une fois réchauffée par son fonctionnement.

En se basant sur tous les résultats présentés dans ce chapitre, il est important de retenir les points suivants. Le code Geant4 permet une modélisation physique fidèle à la réalité et à la théorie. L'énergie déposée dans des substrats de silicium par des muons permet la création de milliers de paires électron-trou, ce qui devrait fournir un signal impossible à manquer. Cependant, après l'achat et l'utilisation d'une CCD de type DMK 51AU02.AS, il semble que cette modélisation soit inappropriée. Uniquement 40% des muons attendus ont enregistré un signal lisible sur la CCD.

CHAPITRE 6 CONCLUSION

Bien que les prévisions obtenues à partir du code Geant4 étaient très prometteuses avec la création prévue de plus de 70k paires électron-trou (ou 230 keV) dans 775 mum de silicium, l'utilisation de CCDs commerciales pour la détection de muons présente quelques difficultés. La taille sensible des pixels de la CCD semble en effet n'être que 43% de la taille totale. Ce projet n'était cependant qu'une première recherche dans ce domaine, qui pourrait éventuellement déboucher vers des développements prometteurs. Cette section se concentrera donc vers une revue du projet, une comparaison avec les technologies existantes et finalement les possibilités d'amélioration. Dans ces sections, des réflexions concernant les défis à relever pour l'établissement de cette technologie à grande échelle sont aussi présentées.

6.1 Efficacité des CCDs comme détecteurs de muon pour la tomographie

Tout d'abord, la détection de muons par CCDs semble être une technologie fiable. Avec la mise en place d'un barème strict et sévère pour discriminer entre le bruit et le passage d'un muon (intensité supérieure à 200 dans ce projet), le risque de faux positifs est très faible. Lors d'une application dans le monde réel, cette limite pourra être abaissée grandement, puisqu'un second filtre existe pour discriminer le bruit d'une particule, c'est-à-dire la détection par coïncidence. Puisque plusieurs étages de détection existent, seuls les signaux détectés simultanément seraient acceptés. Le problème majeur est plutôt les faux négatifs, les muons traversant la CCD mais ne laissant pas un signal accepté par le filtre mis en place.

Intrinsèquement, ceux-ci ne causent pas de problème, mais en contexte de tomographie aux frontières, le manque de 60% de muons lors de l'analyse de cargo ajoute un temps de scan supplémentaire. En effet, en comparant avec des scintillateurs, qui possèdent une efficacité de détection presque parfaite (99,5%), on se retrouve avec une analyse nécessitant 2,5 fois plus de temps si un nombre semblable de particules sont nécessaires. La technologie étudiée par ce mémoire, à son état actuel, ne se prête donc pas à une telle application. Ce problème pourrait être aisément réglé en changeant le type de détecteur utilisé. En passant à une technologie de type *back-illuminated CCD* ou *Stacked CMOS*, le facteur de remplissement de la zone sensible par rapport à la taille du pixel pourrait être augmenté, diminuant la quantité de faux négatifs. Il est important de noter cependant que bien qu'ils sont des détecteurs semi-conducteurs, les CMOS ou *Complimentary Metal Oxide Semi-conductors* fonctionnent différemment des CCDs. L'électronique de lecture est intégrée à chaque pixel individuellement sous la couche sensible. La taille d'un pixel est donc équivalente en première approximation à la taille de

la zone sensible puisque les autres composants se situent sous la surface qui nous intéresse. Finalement, une autre solution pour augmenter le rapport de taille serait de simplement se diriger vers des tailles de pixel plus grosses. L'erreur sur la lecture de position serait plus grande mais le rapport de remplissage serait plus grand si la taille des électrodes et autres composantes restent la même alors que la taille de la zone sensible croît.

Malgré le fait qu'elle perd 60% des muons avec ce modèle de puce particulier, la technologie CCD n'as pas que des faiblesses si on la compare avec les autres détecteurs de muons utilisés. Si le temps de mesure rend cette technologie plus faible pour analyser du cargo en grande quantité, sa résolution supérieure la rend plus intéressante pour des applications où le temps n'est pas un facteur critique. Les CCDs possèdent une résolution spatiale très élevée lors de la détection de muons (2,2 μm pour le modèle étudié). Comparé à des modèles de scintillateurs ($\Delta x = 1$cm) ou chambres à fils ($\Delta x = 500$ μm), les CCDs permettraient une analyse beaucoup plus fine de l'intérieur d'un fût de déchet radioactif avec beaucoup de blindage. Une telle application pourrait être très appréciée pour l'imagerie de déchets dits historiques, si vieux que leur contenu n'est pas documenté. Une telle application ne serait pas soumise aux mêmes contraintes rigides sur le temps de mesure.

Un autre paramètre à considérer est la résolution intrinsèque d'un tel détecteur. En utilisant l'équation 2.12 il est possible de calculer la déviation angulaire standard d'un muon passant à travers ce détecteur. Ainsi, pour une épaisseur de 775 μm, la déviation angulaire standard est de 2,22 mrad. Ce résultat est beaucoup plus bas que la déviation causée par d'autres types de détecteurs comme les chambres à fils, qui peuvent aller jusqu'à quelques centaines de milliradians dû à la grande densité du métal composant les électrodes ainsi qu'à leur nature même (typiquement le nombre Z d'un métal est plus élevé que le silicium).

Les CCDs sont aussi très robustes et ne demandent presque aucun entretien. Alors que déplacer une chambre à fil demandent un recalibrage très complexe et délicat, les CCDs pourraient être placées par une main d'oeuvre beaucoup moins spécialisées. Les scintillateurs bien que robustes et très aisés à transporter demandent des fibres optiques fragiles et très sensibles aux longueurs utilisées et à la qualité des connexions. L'électronique de lecture ultra-sensible (possibilité de détection de seulement huit photons) pourrait aussi être problématique pour un déploiement à grande échelle.

Les CCDs ne nécessiteraient que d'être posées puis d'ajuster les positions relatives des panneaux. L'électronique de lecture est contenue dans chaque puce. Il serait donc possible que la mise en place de cette technologie à grande échelle soit plus rapide et moins coûteuse au niveau déploiement.

6.2 Limitations de la technologie proposée

Cependant d'autres problèmes apparaissent lorsque l'on commence à imaginer un détecteur de muons par CCD à grande échelle. Le temps de lecture augmente avec la taille de la CCD, obligeant de garder des tailles de puces très faibles. Pour chaque puce, une section de surface doit être enlevée à la surface des pixels pour faire de la place à l'électronique de lecture. Un tel problème peut être réglé par 2 couches de CCDs se chevauchant, mais à un coût plus important. De plus, des défis technologiques très importants apparaissent pour quiconque tentera de synchroniser une grille de CCDs. En effet, couvrir une surface de plusieurs mètres carrés nécessitera sans doute plusieurs milliers de CCDs dont les horloges doivent fonctionner en parfaite harmonie. Un tel problème possède sans nul doute une solution envisageable par des experts dans le domaine. En effet, la synchronisation de prise d'image à grande échelle est semblable à la synchronisation d'affichage d'image à grande échelle. Ce problème étant un défi qui a été relevé avec succès par tous les écrans géants à travers le monde mais avec une résolution beaucoup plus faible.

Une autre problématique est celle des coûts. Pour couvrir une surface de 4 m^2 (comparable au projet CRIPT) avec des senseurs comme le DMK 51AU02.AS, 108000 CCDs sont nécessaires. À 1000$ chaque, le coût est de 108 millions de dollars pour un seul étage de détection. Considérant que 6 étages de détection sont nécessaires, le coût total devient 650 millions de dollars, pour un seul détecteur avec une surface de deux mètres par deux mètres. Ceci ne couvre que le coût de la surface de détection et non l'électronique de synchronisation, une interface permettant à un utilisateur d'utiliser la machine ou un système permettant le refroidissement des CCDs.

Certes, le coût de 1000$ pour une puce CCD utilisé ici dans cet exemple ne sera pas représentatif si la technologie est utilisée à grande échelle. Ce coût ne comprend pas que la CCD mais aussi le boîtier, le circuit imprimé permettant de contrôler l'électronique de lecture, le câble et le programme permettant d'interagir avec la caméra. De plus, des économies d'échelles seront réalisées si jamais une commande de 650 000 CCDs est faite. Assumant que des caméras disponibles à ce jour avec un prix de 20$ ont des caractéristiques utilisables pour la détection de muon, le coût total d'un détecteur chute à treize millions, un ordre de grandeur semblable au prix de 4 millions par détecteur avancé par un laboratoire américain (Morris, 2008). Les auteurs de cet article mentionnaient que ce prix était faible lorsque comparé aux pertes encourues par une attaque nucléaire. Si ce raisonnement est bon pour quatre millions de dollars, il doit en être pareil pour treize millions de dollars.

La technologie de tomographie par muons utilisant des détecteurs CCD n'est donc pas parfaite

en elle-même. Elle possède plusieurs problèmes aux niveaux économiques et technologiques. Dans un point de vue plus local, le travail réalisé dans ce mémoire semble ne rien relever qui empêcherait définitivement la technologie d'exister. En effet, la plupart des problèmes rencontrés semblent avoir une solution comme il est possible de voir dans la prochaine section.

6.3 Améliorations futures

En supposant que le projet serait à refaire mais cette fois-ci à la lumière des connaissances acquises par la première version, certaines sections profiteraient grandement d'améliorations. Tout d'abord, l'analyse faite par Geant4 s'est révélée inadéquate. Afin de modéliser correctement l'énergie qui serait déposée par le passage d'un muon, il est important de connaître intimement la zone à modéliser. Le choix et la caractérisation de la CCD devrait précéder la simulation Geant4. Sélectionner une CCD avec des paramètres transparents est nécessaire pour obtenir une vraie comparaison entre énergie déposée et intensité mesurée par un pixel. Une des pistes d'investigation pour créer un modèle plus raffiné serait d'étudier la zone physique occupée par le puits de potentiel. Simplement utiliser les pleines dimensions de la CCD est une approximation qui ne reflète pas les résultats obtenus. Obtenir les informations sur la puce du manufacturier doit être une priorité. Un partenariat avec un fabriquant local (Teledyne-Dalsa) est suggéré. Les informations reléguées par la compagnie sur l'électronique de lecture mais aussi les différences de potentiel et l'architecture de chaque pixel permettront une modélisation de la forme et de la dimension du puits de potentiel à l'aide d'un logiciel de simulation d'électronique de type COMSOL.

De plus, dans le but de garantir rapidement qu'une CCD détecte effectivement les muons, il est possible de simplement insérer la CCD dans un flux de muon artificiel tel que disponible dans des accélérateurs comme ceux du CERN ou du TRIUMF. La présence d'un signal de la CCD lors de l'insertion dans le flux serait une preuve définitive de la réponse de ces détecteurs au passage de muons.

Au niveau expérimental, obtenir une CCD avec un rapport de remplissage plus élevé est une priorité. Du moins, obtenir du fabriquant la taille de la zone sensible est nécessaire pour comparer avec le flux naturel de muons. Si après comparaison des muons sont toujours manquants, alors il semblerait que des muons ne créent pas un signal assez élevé pour se distinguer du bruit. Pour augmenter le signal, l'utilisation d'une CCD avec un puits de potentiel plus important serait encouragée. La possibilité de la refroidir sans l'endommager serait aussi une grande amélioration. Ces deux mesures permettraient d'augmenter le signal reçu et de diminuer le bruit, respectivement. Ces corrections permettront une lecture de muons plus fréquente, puisque le filtre discriminant, ici appliqué à une intensité de 200,

pourra être diminué grandement.

Finalement, au niveau pratique, la création d'un programme *LabView* pour contrôler la caméra améliorerait grandement la quantité de mesures faites par un opérateur. Ceci permettrait tout d'abord de remettre le facteur Γ à 0, une correction mathématique superflue pour nos mesures mais nécessaire pour amplifier le bruit et empêcher la fermeture de la caméra. Sans bruit important, la caméra se met rapidement en veille. Créer du bruit pour prendre des mesures est complètement contre-productif et l'élaboration d'un programme de contrôle maison serait d'une aide précieuse pour l'obtention de bonnes mesures. Ceci réglerait aussi le problème de mesures trop longues qui empêche la caméra de rouler pendant des heures. En effet, jusqu'à concurrence de manque d'espace disque, obtenir des mesures pendant des heures et des heures en continu permettrait aisément l'augmentation d'un facteur 100 du temps d'image acquis. Un programme maison pourrait même lire chaque image et l'effacer s'il n'y a pas de présence de muons, ce qui soulagerait le problème d'espace disque (quinze heures de données représentent plus d'un terabyte de données).

En effectuant ces corrections, les principales d'entre-elles étant le partenariat avec un manufacturier de CCD et la création d'un programme maison de contrôle de caméra et d'analyse d'image, ce projet pourrait aisément franchir la prochaine étape qui serait de publier et publiciser l'utilisation de CCDs comme détecteur de muons. La dernière étape, une fois le détecteur fonctionnel et possédant un taux de détection comparable à celui du flux qui l'atteint, serait de l'amener à Chalk River. En compagnie de l'équipe responsable du CRIPT, le projet serait assez mature pour simplement insérer le détecteur de muon CCD dans la zone de scan. Les mêmes muons passant à travers la zone CCD frapperaient aussi les scintillateurs utilisés par le CRIPT. Les flux mesurés pourraient donc être comparés sur des bases égales. Des comparaisons de calculs d'erreurs pourraient aussi être effectuées en plus de comparaisons de coût, une fois en compagnie de l'équipe à Chalk River. Puisque les systèmes de tomographie par muons sont des installations massives et coûteuses, il est très peu probable que Polytechnique Montréal crée sa propre machine et il est donc logique de se joindre à une équipe déjà existante si l'utilisation de CCDs pour la détection de muons a un avenir.

RÉFÉRENCES

Addisson, “About Wafers”, `http://www.addisonengineering.com/about-wafers.html`, 2013, [En ligne ; accédé le 25 octobre 2015].

H. Andersen, *Hydrogen : Stopping powers and ranges in all elements.* Pergamon Press, 1977.

V. Anghel, “Construction, commissioning and first data from the cript muon tomography project”, *IEEE Nuclear Science Symposion and Medical Imaging Conference Record*, 2012.

M. Berger, “Xcom : Photon cross sections database”, *NIST Standard Reference Database 8*, 1998.

H. Bichsel, “Straggling in thin silicon detectors”, *Reviews of Modern Physics*, vol. 60, no. 3, pp. 663–699, 1988.

——, “Passage of particles through matter, figure 27.1 : Mu+ on Cu”, vol. 14, no. 36, p. 4, 2010.

P. Blasi, “Origin of very high and ultra high energy cosmic rays”, *Comptes Rendus Physique*, vol. 15, no. 4, pp. 329–338, 2014.

W. Boyle et G. Smith, “Charge coupled semiconductor devices”, *Bell System Technical Journal*, vol. 49, no. 4, pp. 587–593, 1970.

S. H. Byun, *Radioisotopes and Radiation Methodology, Lecture Notes.* McMaster University, 2014.

N. Cartiglia, “Performance of ultra-fast silicon detectors”, *Journal of Instrumentation*, vol. 9, 2013. DOI : `10.1088/1748-0221/9/02/C02001`

S. Cecchini, “Atmospheric muons : experimental aspects”, *Geoscientific Instrumentation Methods and Data Systems*, vol. 1, pp. 185–196, 2012.

E. Chaisson et S. McMillan, *Astronomy Today, 3rd ed.* Prentice-Hall, 1999.

E. R. Christian, “Cosmicopia”, `http://helios.gsfc.nasa.gov/cosmic.html`, 2013, [En ligne ; accédé le 20 Mai 2015].

CIA, “Appendix a : Chronology of nuclear smuggling incidents”, "https://www.cia.gov/news-information/speeches-testimony/1996/go_appendixa_032796.html", 2007, [En ligne ; accédé le 8 mars 2016].

R. Clay et B. Dawson, *Cosmic Bullets : High Energy Particles in Astrophysics.* Addison-Wesley, 1998.

E. Clementi, “Silicon”, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 14, p. 177, 1974.

G. Collaboration, *Geant4 User’s Guide for Application Developers.* CERN, 2015.

——, *Physics Reference Manual.* CERN, 2015.

W. Dash, “Intrinsic optical absorption in single-crystal germanium and silicon at 77k and 300k”, *Phys. Rev.*, vol. 99, pp. 1151–1155, 1955.

S. Derenzo, “The quest for the ideal inorganic scintillator”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 505, pp. 111–117, 2003.

P. Després, “Photomultiplicateur”, https://fr.wikipedia.org/wiki/Photomultiplicateur#/media/File:Photomultiplicateur.svg, 2010, [En ligne ; accédé le 21 septembre 2015].

M. Farge, “Numerical experimentation : A third way to study nature”, *Frontiers of Computational Sciences*, vol. 1, pp. 15–30, 2007.

Geant4, “Applications”, http://www.geant4.org/geant4/applications/index.shtml, 2013, [En ligne ; accédé le 15 octobre 2015].

U. Goerlach, *Méthodes expérimentales en physique subatomiques, Notes de Cours*, Université de Strasbourg, 2003.

D. Groom, “Multiple scattering for particles in the matter”, Atomic and Nuclear Properties of Materials for more than 300 materials, 2014, [En ligne ; accédé le 22 mars 2016].

——, *Scientific Detectors for Astronomy.* Astrophysics and Space Science Library, 2004.

A. Haghighat, *Monte Carlo Methods for Particle Transport.* CRC Press, 2014.

C. Hume, “Interpretation of the charge ratio of cosmic ray muons”, *J. Phys. A*, vol. 6, no. 6, pp. 73–76, 1973.

Hyperphysics, “Atmospheric Muons”, http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/particles/muonatm.html, 2015, [En ligne ; accédé le 11 juin 2015].

ICRU, *Report No.31*. Bethesda, 1979.

G. Jonkmans, “Nuclear waste imaging and spent fuel verification by muon tomography”, *Annals of Nuclear Energy*, vol. 53, pp. 267–273, 2013.

D. Kiffer, “Les trafics de matières nucléaires”, *La revue internationale et stratégique*, no. 43, pp. 53–68, 2001.

S. Kliewer, “Muons”, http://cosmic.lbl.gov/SKliewer/Cosmic_Rays/Muons.htm, 2007, [En ligne ; accédé le 6 avril 2016].

Y. Kuo, *Determination of the Angular Distribution of Cosmic Rays at Sea Level*. Thèse de baccalauréat, Massachusetts Institute of Technology, 2010.

S. Lafebre, “File :Cosmic ray flux versus particle energy.svg”, https://en.wikipedia.org/wiki/File:Cosmic_ray_flux_versus_particle_energy.svg, 2007, [En ligne ; accédé le 6 mai 2016].

L. Landau, “On the energy loss of fast particles by ionization”, *Journal of Physics*, vol. VIII, no. 4, pp. 201–205, 1944.

I. Lux, *Monte Carlo Patricle Transport Methods : Neutron and Photon Calculations*. CRC Press, 1990.

M. Marucho, “The Landau distribution for charged particles traversing thin films”, *International Journal of Modern Physics C*, vol. 17, no. 10, pp. 1461–1476, 2006.

C. McFee, “An introduction to CCD operation”, http://www.mssl.ucl.ac.uk/www_detector/optheory/ccdoperation.html, 2005, [En ligne ; accédé le 12 août 2015].

S. McHugh, “Understanding gamma correction”, http://www.cambridgeincolour.com/tutorials/gamma-correction.htm, 2015, [En ligne ; accédé le 13 août 2015].

S. Meroli, “Multiple scattering for particles in the matter”, http://meroli.web.cern.ch/meroli/lecture_multiple_scattering.html, 2012, [En ligne ; accédé le 22 mars 2016].

C. Morris, “Tomographic imaging with cosmic ray muons”, *Science and Global Security*, vol. 16, pp. 37–53, 2008.

K. Nagamine, *Introductory Muon Science*. Cambridge University Press, 2003.

K. Nakamura, "The review of particle physics", vol. 14, no. 36, pp. 1–42, 2010.

M. Newberry, "Tech note : Pixel response effects on CCD camera gain calibration", `http://www.mirametrics.com/tech_note_ccdgain.htm`, 1998, [En ligne ; accédé le 13 août 2015].

Nobel Media, "Press Release : The 1992 Nobel Prize in Physics", `http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1992/press.html`, 2014, [En ligne ; accédé le 23 septembre 2015].

C. Nordqvist, "CT Scan (CAT Scan) : How Do They Work ?" `http://www.medicalnewstoday.com/articles/153201.php`, 2016, [En ligne ; accédé le 6 mai 2016].

H. Portella, "Muon spectra at sea level", *International Cosmic Ray Conference*, vol. 2, pp. 143–146, 1999.

M. Richmond, "Introduction to CCDs", `http://spiff.rit.edu/classes/phys445/lectures/ccd1/ccd1.html`, 2015, [En ligne ; accédé le 6 avril 2016].

A. Schiavi, "Study of laser produced plasmas by X-ray and proton radiography", Thèse de doctorat, Imperial College of Science, Technology and Medicine, 2003.

A. Schmid, "Illicit Radiological and Nuclear Trafficking, Smuggling and Security Incidents in the Black Sea Region since the Fall of the Iron Curtain – an Open Source Inventory", *Perspectives on Terrorism*, vol. 6, no. 2, pp. 117–157, 2012.

M. Schmid, "Principe du transfert de charge", `https://fr.wikipedia.org/wiki/Capteur_photographique`, 2005, [En ligne ; accédé le 29 juillet 2015].

——, "Wire Chamber schematics", `https://en.wikipedia.org/wiki/Wire_chamber#/media/File:Wire_chamber_schematic.svg`, 2005, [En ligne ; accédé le 29 septembre 2015].

L. Schultz, "Image reconstruction and material Z discrimination via cosmic ray muon radiography", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 519, pp. 687–694, 2004.

SLAC, "Geant4 at SLAC", `http://www-public.slac.stanford.edu/geant4/`, 2015, [En ligne ; accédé le 15 octobre 2015].

R. SternHeimer, “Density effect for the ionization loss of charged particles in various substances”, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 30, no. 2, pp. 261–271, 1984.

M. K. Sundaresan, *Handbook of Particle Physics*. CRC Press, 2001.

ThermoFisher Scientific, “Fluorescent Probes”, `https://www.thermofisher.com/ca/en/home/life-science/protein-biology/protein-biology-learning-center/protein-biology-resource-library/pierce-protein-methods/fluorescent-probes.html`, 2015, [En ligne ; accédé le 17 septembre 2015].

UNLP, “Muon Basics”, `http://www2.fisica.unlp.edu.ar/~veiga/experiments.html`, 2014, [En ligne ; accédé le 11 juin 2015].

L. Valentin, *Le monde subatomique*. Hermann, 1995.

Y. Weerakkody, “Bremsstrahlung”, `http://radiopaedia.org/articles/bremsstrahlung`, 2015, [En ligne ; accédé le 14 juillet 2015].

R. Widenhorn, “Temperature dependence of dark current in a CCD”, *Proceedings of SPIE*, vol. 4669, pp. 193–201, 2002.

B. V. ZeghBroek, *Principles of Semiconductor Devices*. University of Colorado at Boulder, 1997.

J. Ziegler, “SRIM - the stopping and range of ions in matter (2010)”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, vol. 268, no. 11-12, p. 1818–1823, 2010.

P. Zuccon, “Rutherford scattering”, `http://web.mit.edu/8.13/www/JLExperiments/JLExp15.pdf`, 2014, [En ligne ; accédé le 22 mars 2016].