

Implémentation de la répartition de charge et du
mode TOT pour la simulation d'un détecteur
Timepix à pixels

par

Frédéric Dallaire

mémoire présenté au département de physique
en vue de l'obtention du grade de maître ès sciences (M.Sc.)

FACULTÉ DES ARTS ET SCIENCES
UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

Montréal, Québec, Canada, 29 mars 2012

Composition du jury

Le 16 juillet 2012, le jury a accepté le mémoire de M. Frédéric Dallaire dans sa version finale.

Prof. René Doyon

Département de physique

Président-rapporteur

Prof. Claude Leroy

Département de physique

Directeur de recherche

Prof. François Schiettekatte

Département de physique

pour vous,

Sommaire

Les détecteurs à pixels Medipix ont été développés par la collaboration Medipix et permettent de faire de l'imagerie en temps réel. Leur surface active de près de 2 cm^2 est divisée en 65536 pixels de $55 \times 55 \mu\text{m}^2$ chacun. Seize de ces détecteurs, les Medipix2, sont installés dans l'expérience ATLAS au CERN afin de mesurer en temps réel les champs de radiation produits par les collisions de hadrons au LHC. Ils seront prochainement remplacés par des Timepix, la plus récente version de ces détecteurs, qui permettent de mesurer directement l'énergie déposée dans chaque pixel en mode *time-over-threshold* (TOT) lors du passage d'une particule dans le semi-conducteur.

En vue d'améliorer l'analyse des données recueillies avec ces détecteurs Timepix dans ATLAS, un projet de simulation Geant4 a été amorcé par John Idárraga à l'Université de Montréal. Dans le cadre de l'expérience ATLAS, cette simulation pourra être utilisée conjointement avec Athena, le programme d'analyse d'ATLAS, et la simulation complète du détecteur ATLAS.

Sous l'effet de leur propre répulsion, les porteurs de charge créés dans le semi-conducteur sont diffusés vers les pixels adjacents causant un dépôt d'énergie dans plusieurs pixels sous l'effet du partage de charges. Un modèle effectif de cette diffusion latérale a été développé pour reproduire ce phénomène sans résoudre d'équation différentielle de transport de charge. Ce modèle, ainsi que le mode TOT du Timepix, qui permet de mesurer l'énergie déposée dans le détecteur, ont été inclus dans la simulation afin de reproduire adéquatement les traces laissées par les particules dans le semi-conducteur. On a d'abord étalonné le détecteur pixel par pixel à l'aide d'une source de ^{241}Am et de ^{133}Ba . Ensuite, on a validé la simulation à l'aide de mesures d'interactions de protons et de particules α produits au générateur Tandem van de

Graaff du Laboratoire René-J.-A.-Lévesque de l'Université de Montréal.

Mots clés : Timepix, détecteurs à pixels, diffusion des porteurs de charge, TOT, *time-over-threshold*, simulation Geant4

Abstract

The pixelated Medipix detectors have been developed by the Medipix Collaboration to perform real-time imaging. The semiconducting chip is divided into 65536 pixels of $55 \times 55 \mu\text{m}^2$ for a total active area of nearly 2 cm^2 . Because of their sensitivity to all kinds of particles, sixteen Medipix2 detectors (ATLAS-MPX) have been placed in the ATLAS detector and its cavern to measure for the radiation produced by the head-on proton collisions produced at the LHC. At the next ATLAS upgrade, the ATLAS-MPX network will be extended to include the Timepix detectors, the latest version that allows one to measure the total energy deposited in the semiconductor.

To improve data analysis, a Geant4 simulation project of a Timepix detector was initiated by John Idárraga at the Université de Montréal. In the framework of the ATLAS experiment, this simulation could be used with Athena, the ATLAS analysis software, and the full ATLAS simulation.

Due to their repulsivity, the charge carriers created by an incoming particle in the pixelated detector are spread over the surrounding pixels causing a charge sharing effect. An effective model has been developed to reproduce this effect without resolving the charge drift's differential equation. This model and the *time-over-threshold* mode of the Timepix have been included in the simulation to reproduce the tracks left by the striking particles. First, one had to individually calibrate each pixel of the device with ^{241}Am and ^{133}Ba sources. The simulation's validation has been performed with low energy protons and α particles delivered by the van de Graaff Tandem at the Laboratoire René-J.-A.-Lévesque of the Université de Montréal.

Keywords : Timepix, pixelated detectors, charge sharing, TOT, *time-over-threshold*, Geant4 simulation

Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier mon directeur de thèse Claude Leroy pour m'avoir accepté dans son groupe de recherche et m'avoir fait confiance pour mener à terme ce projet. Sans son support ce projet n'aurait pas été envisageable.

Je tiens à remercier spécialement John Idárraga pour l'immense contribution à ce projet. Merci pour tes connaissances, ton expertise, ton soutien, les pintes, les discussions. J'espère qu'on aura la chance de travailler ensemble à nouveau.

Je souhaite également remercier Jihène Bouchami pour son aide et ses conseils. Merci à tous mes amis physiciens du *bunker* pour votre support et m'avoir donné envie de continuer. Par ordre alphabétique, pour ne pas faire de jaloux, merci à Alex, Fabrice, Marie-Cécile, Merlin, Olivia et Sujeewa. Merci à Cécile, notre Française préférée, pour ton aide avec les *manips* et de m'avoir enduré durant deux étés. Merci aussi à Andrea de m'avoir montré les rouages du détecteur à mes débuts et pour les bons moments à Genève et à Vancouver.

Merci à Xavier Llopart d'avoir répondu à toutes mes questions qui touchaient de près ou de loin l'électronique et ce à plus d'une reprise. Merci à Louis Godbout et Xavier Perraton pour les faisceaux et de régler systématiquement tous les problèmes qui surgissent. Merci à Chen, notre *sysadmin*, de m'avertir lorsque j'utilise toute la mémoire vive mais surtout pour son efficacité.

Finalement, je tiens particulièrement à remercier mes parents et mes amis. Merci d'être toujours là, de m'encourager et me permettre de décrocher de la physique. Sans vous je ne me serais jamais rendu aussi loin, merci!

Contributions

Mes contributions à ce projet de maîtrise se sont situées autant au niveau de l'acquisition de données que de l'analyse de celles-ci. En effet, j'ai effectué la partie expérimentale de l'étalonnage pixel par pixel du détecteur Timepix à l'aide des sources de ^{241}Am et de ^{133}Ba . J'ai également écrit les différents algorithmes d'analyse nécessaires à l'étalonnage des 65536 pixels du détecteur. Il serait malhonnête de ne pas mentionner que j'ai effectué l'étalonnage du Timepix avec Cécile Teyssier.

Pour la partie simulation, mes contributions majeures au projet *mpxG4* sont l'implémentation du modèle de diffusion latérale des porteurs de charge ainsi que l'ajout du mode *time-over-threshold* afin de reproduire adéquatement le comportement de tout détecteur Medipix et plus particulièrement celui d'un détecteur Timepix. J'ai donc participé entièrement à la mise en oeuvre de ces deux composantes. Pour ajouter ces éléments essentiels, j'ai dû modifier certaines classes de la simulation déjà implémentées par John Idárraga, notamment au niveau de la numérisation.

Ensuite, j'ai effectué l'acquisition des données de protons et de particules α avec l'accélérateur tandem Van de Graaff. Je me suis également chargé d'écrire tous les algorithmes nécessaires à l'analyse des données en plus de produire toutes les figures présentées dans le chapitre 6.

Table des matières

Sommaire	iv
Abstract	vi
Remerciements	vii
Contributions	viii
Table des matières	ix
Liste des figures	xii
Liste des tableaux	xv
Sigles	xvi
Notations	xviii
Introduction	1
1 Semi-conducteurs et détecteurs pixelisés	3
1.1 Caractéristiques des semi-conducteurs	3

<i>Table des matières</i>	x
1.2 Mobilité des porteurs	5
1.3 Jonction $p-n$	6
1.4 Diffusion latérale des porteurs de charge	8
1.5 Les détecteurs à pixels Medipix et Timepix	10
2 Expérience ATLAS au CERN	13
2.1 Expérience ATLAS	13
2.2 Détecteur ATLAS	14
2.3 Les détecteurs Medipix et ATLAS	16
3 Interactions entre les particules et la matière	18
3.1 Particules chargées	18
3.2 Photons	24
3.3 Neutrons	27
3.4 Reconnaissance des particules	29
4 Étalonnage du Timepix en mode TOT	36
4.1 Méthode expérimentale	36
4.2 Analyse des spectres	39
4.3 Résultats	41
5 Simulation Geant4 d'un détecteur pixelisé	45
5.1 Plateforme de simulation Geant4	45
5.2 Géométrie du détecteur	46
5.3 Fonctionnement de $mpxG4$	46

<i>Table des matières</i>	xi
6 Données expérimentales et simulations Monte Carlo	50
6.1 Protons et particules alpha	50
6.2 Vérifications de la simulation	52
Conclusion	65
Bibliographie	67

Liste des figures

1.1	Structure de bande du Si	4
1.2	Zone de désertion d'une jonction $p-n$	8
1.3	Circuit amplificateur du Medipix	12
1.4	Circuit analogique détaillé	12
2.1	Détecteur ATLAS	15
2.2	Positions des détecteur Medipix2 dans la caverne d'ATLAS	17
3.1	Courbes de Bragg	20
3.2	Portée des particules lourdes dans le silicium	21
3.3	Pouvoir d'arrêt pour les particules chargées	24
3.4	Interactions principales pour les photons	25
3.5	Processus électromagnétiques dans le Si	27
3.6	Image rayons-X des convertisseurs sur les ATLAS-MPX	30
3.7	Différents amas de pixels utilisés par MAF <i>alda</i>	31
3.8	MIPs parallèles à la surface du détecteur	32
3.9	Simulation de la répartition de l'énergie entre les pixels	33

3.10	Section efficace du lithium	34
4.1	Images des sources radioactives	38
4.2	Spectre du ^{241}Am pour un pixel	39
4.3	Spectre du ^{133}Ba pour un pixel	40
4.4	Dépendance en énergie du TOT	41
4.5	Distribution des pics pour le baryum	41
4.6	Pixels non étalonnés individuellement	42
4.7	Répartition du nombre d'événements sur la surface du détecteur	42
4.8	Distribution du nombre d'événements par pixel pour l'américium	43
4.9	Distribution du nombre d'événements par pixel pour le baryum	43
4.10	Distributions des paramètres de l'étalonnage	44
5.1	Représentation de la géométrie du détecteur dans Geant4	47
5.2	Représentation des pas dans Geant4	48
5.3	Distribution du paramètre a	49
6.1	Taille des amas pour des protons à 0° avec un seuil de 7.67 keV	54
6.2	Taille des amas pour des particules α à 0° avec un seuil de 7.67 keV	54
6.3	Taille des amas pour des protons à 0° avec un seuil de 12.1 keV	55
6.4	Taille des amas pour des particules α à 0° avec un seuil de 12.1 keV	55
6.5	Taille des amas pour des protons à 70° avec un seuil de 7.67 keV	56
6.6	Taille des amas pour des particules α à 70° avec un seuil de 7.67 keV	57
6.7	Charge totale des amas pour des protons à 0° avec un seuil de 7.67 keV	58

6.8	Charge totale des amas pour des particules α à 0° avec un seuil de 7.67 keV	59
6.9	Charge totale des amas pour des protons à 0° avec un seuil de 12.1 keV	59
6.10	Charge totale des amas pour des protons à 70° avec un seuil de 7.67 keV	60
6.11	Charge totale des amas pour des protons à 70° avec un seuil de 12.1 keV	60
6.12	Charge totale des amas pour des particules α à 70° avec un seuil de 7.67 keV	61
6.13	Pixel central des amas pour des particules α à 0° avec un seuil de 7.67 keV	63
6.14	Pixel central des amas pour des protons à 0° avec un seuil de 7.67 keV	63
6.15	Pixel central des amas pour des protons à 70° avec un seuil de 7.67 keV	64

Liste des tableaux

1.1	Largeur de la bande interdite	5
1.2	Mobilité des porteurs	5
4.1	Spectre de la source de ^{133}Ba	37
4.2	Spectre de la source de ^{241}Am	37

Sigles

ALFA	Absolute Luminosity For ATLAS
ATLAS	A Toroidal LHC Apparatus
ATLAS-MPX	Détecteurs Medipix2 installés dans ATLAS
ALICE	A Large Ion Collider Experiment
CERN	Organisation européenne pour la recherche nucléaire
CMS	Compact Muon Solenoid
CSA	Charge Sensitive Amplifier
EMEC	Electromagnetic End-Cap
FCal	Forward Calorimeter
Geant4	GEometry ANd Tracking (version 4)
HEC	Hadronic End-cap Calorimeter
IEAP	Institute of Experimental and Applied Physics
LEP	Large Electron-Positron collider
LHC	Large Hadron Collider
LHCb	Large Hadron Collider beauty
LHCf	Large Hadron Collider forward
LUCID	LUMinosity measurement using Cerenkov Integrating Detector
MAF <i>alda</i>	Medipix Analysis Framework
MoEDAL	Monopole and Exotics Detector At the LHC
MPX	Medipix

MIP	Minimum Ionizing Particle
SCT	SemiConductor Tracker
SRIM	Stopping and Range of Ions in Matter
TOT	Time-over-Threshold
TOTEM	TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement
TPX	Timepix
TRT	Transition Radiation Tracker
USB	Universal Serial Bus
ZDC	Zero-Degree Calorimeter

Notations

Al	Aluminium
²⁴¹ Am	Américium 241
¹³³ Ba	Baryum 133
Ci	Curie
eV	Électron Volt ($1.602 \cdot 10^{-19}$) joule
GeV	Gigaélectron Volt
IKrum	Courant de Krummenacher
IPreamp	Courant du préamplificateur
keV	kiloélectron Volt
⁶ LiF	Fluorure de Lithium
μ Ci	microCurie
mCi	milliCurie
meV	milliélectron Volt
MeV	Mégaélectron Volt
Mg	Magnésium
PE	Polyéthylène
Si	Silicium
T	Tesla
TOT	Valeur sans unité associée au Timepix en mode TOT
TeV	Téraélectron Volt

Introduction

Afin de réaliser de l'imagerie médicale en temps réel, la collaboration Medipix[1] a développé une série de détecteurs pixelisés. Les détecteurs de la famille Medipix sont sensibles aux photons, aux particules chargées légères et lourdes ainsi qu'aux neutrons. En raison de cette polyvalence, les scientifiques de l'Université de Montréal et de l'IEAP à Prague ont installé seize détecteurs Medipix2 dans la caverne d'ATLAS. L'objectif est de mesurer le champ de radiation produit lors des collisions de hadrons du LHC, en particulier de quantifier le champ neutronique généré. De plus récentes études montrent que ce réseau de détecteur fournit également de bonnes mesures de la luminosité. Lors de la prochaine mise en arrêt pour apporter des améliorations aux différentes expériences présentes au LHC, les Medipix2 seront remplacés par des Timepix.

Le traitement des données prises pendant les collisions est assuré par la plateforme logicielle Athena. Une simulation complète du détecteur ATLAS[2] a été réalisée afin d'étudier la réponse du détecteur aux diverses radiations générées par les collisions hadroniques du LHC. Le logiciel de simulation est basé sur la plateforme Geant4[3] et contient toute la géométrie du détecteur, à l'exception des détecteurs Medipix2. C'est donc avec l'objectif d'une utilisation conjointe avec Athena qu'un projet de simulation Geant4 des détecteurs de type Medipix a été amorcé à l'Université de Montréal par John Idárraga. Ce mémoire portera principalement sur l'implémentation d'un détecteur Timepix.

Un survol des principales caractéristiques des semi-conducteurs ainsi que celles plus spécifiques au Timepix est présenté au chapitre 1. Un bref survol de l'expérience ATLAS est présenté au chapitre 2 afin de préciser l'utilisation du Timepix dans ce contexte. Ces détecteurs étant sensibles à tout type de rayonnement, les interactions

entre les particules et la matière sont présentées au chapitre 3 ainsi que l'identification des traces par les algorithmes de MAF *alda*.

Afin d'inclure le mode *time-over-threshold* dans la simulation, il a fallu étalonner un par un les 65536 pixels d'un détecteur Timepix. Le chapitre 4 décrit la méthode ainsi que les résultats de cet étalonnage. Les caractéristiques de la simulation *mpxG4* sont données au chapitre 5. Finalement, la validation de la simulation à l'aide de données expérimentales est présentée au chapitre 6.

Chapitre 1

Semi-conducteurs et détecteurs pixelisés

En raison de leurs propriétés isolantes et conductrices, les semi-conducteurs sont très intéressants pour la détection de particules puisqu'il faut les exciter pour les rendre conducteurs. Les matériaux les plus couramment utilisés sont le silicium (Si), le germanium (Ge), l'arséniure de gallium (GaAs) et le tellure de cadmium (CdTe). Le chapitre suivant présente les principales caractéristiques des semi-conducteurs ainsi que leur utilisation dans les détecteurs pixelisés.

1.1 Caractéristiques des semi-conducteurs

La caractéristique principale des semi-conducteurs est la présence d'une bande d'énergie interdite, appelée *gap*, qui sépare la bande de valence de la bande de conduction. Dans un semi-conducteur intrinsèque, au zéro absolu, la bande de valence est remplie et la bande de conduction est vide. Par ailleurs, la conductivité est nulle, car même les porteurs de charge associés à des dopants sont piégés. L'augmentation de la température permet d'exciter des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction si l'énergie est supérieure à l'énergie de *gap* E_g . Lorsqu'un électron quitte la bande de valence, il laisse un trou derrière lui et autant les trous que les électrons participent à la conductivité du semi-conducteur.

Les porteurs de charges négatifs, électrons, et les porteurs de charge positifs, trous, présents en l'absence de *dopage*¹ sont appelés porteurs intrinsèques. La concentration en porteurs intrinsèques est principalement gouvernée par le facteur $E_g/k_B T$, où k_B est la constante de Boltzmann et T la température en Kelvin. On verra plus loin comment la concentration en porteurs de charge est liée à la conductivité, mais plus ce rapport est grand, plus la concentration en porteurs et la conductivité sont faibles.

Il est également possible de créer des paires électron-trou par absorption optique. Ainsi, on peut classer les semi-conducteurs en deux catégories, ceux à transition directe et indirecte. Dans le cas d'une transition directe, le cristal absorbe un photon et il y a création d'une paire électron-trou. Dans le cas d'une transition indirecte, l'absorption du photon est combiné à l'absorption d'un phonon puisque les extrema des bandes de valence et de conduction ne sont pas alignés. La transition indirecte du silicium est visible sur la Figure 1.1.

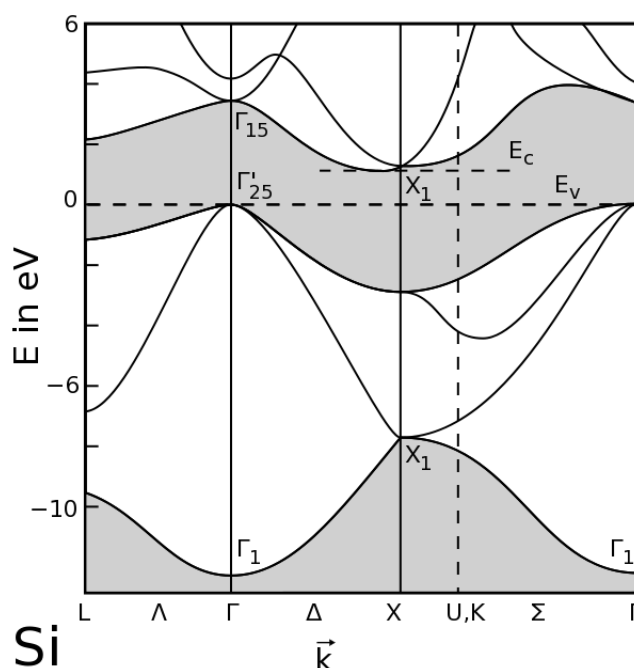


Fig. 1.1 – Structure de bande du silicium calculée par Chelikowsky et Cohen[4]. La transition indirecte du silicium est bien visible puisque le minimum de la bande de conduction n'est pas aligné avec le maximum de la bande de valence.

¹On dit d'un semi-conducteur qu'il est dopé lorsque des impuretés sont ajoutées dans son réseau cristallin.

Cristal	Transition	E_g [eV]	
		0 K	300 K
Si	indirecte	1.17	1.11
Ge	indirecte	0.744	0.67
GaAs	directe	1.52	1.43
CdTe	directe	1.607	1.44

Tableau 1.1 – Largeur de la bande interdite pour les principaux semi-conducteurs utilisés.

1.2 Mobilité des porteurs

Il est possible de générer un courant électrique dans le semi-conducteur en appliquant un potentiel externe et générer ainsi un champ électrique sous lequel les porteurs de charge dérivent avec une vitesse v . Les électrons se déplacent vers l'anode alors que les trous se déplacent vers la cathode. On définit la mobilité des porteurs² comme la vitesse d'entraînement par unité de champ électrique

$$\mu_{e,t} = |v|/E, \quad (1.1)$$

où la mobilité est définie positive autant pour les trous que pour les électrons. Puisque la vitesse de déplacement d'une charge q est donnée par

$$v = \frac{q\tau E}{m}, \quad (1.2)$$

on peut exprimer la mobilité telle que

$$\mu_{e,t} = \frac{q\tau_{e,t}}{m_{e,t}}, \quad (1.3)$$

où τ et m sont respectivement le temps de collision et la masse des porteurs et E est le champ électrique. Le tableau ci-dessous présente la mobilité des porteurs pour différents semi-conducteurs à température ambiante.

Cristal	Électrons	Trous
Si	1350	480
Ge	3600	1800
GaAs	8000	300

Tableau 1.2 – Mobilité des porteurs à 300 K, en $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ [5].

²Les indices e et t définissent une variable associée à un électron et à un trou.

La conductivité d'un semi-conducteur, qui caractérise son aptitude à laisser passer un courant, est

$$\sigma = nq\mu_e + pq\mu_t, \quad (1.4)$$

où n et p sont les concentrations d'électrons et de trous[6]. À partir de la conductivité, on définit deux autres quantités : la résistivité ρ qui est l'inverse de la conductivité et représente la résistance du matériau à un courant électrique ainsi que la densité de courant

$$J = \sigma E. \quad (1.5)$$

1.3 Jonction p - n

Lorsque la concentration en trous est égale à la concentration en électrons, on parle d'un semi-conducteur intrinsèque. Il est cependant possible de doper le semi-conducteur en ajoutant des impuretés dans son réseau cristallin. On sait que le silicium est un atome tétravalent, c'est-à-dire qu'il peut faire quatre liaisons covalentes avec ses plus proches voisins. Si on ajoute des impuretés pentavalentes dans le réseau, il y a aura un surplus en électrons et on parle alors d'un semi-conducteur de type n . De la même façon, si on introduit des impuretés trivalentes, il y aura un surplus en trous et on dit que le matériau est de type p .

Les matériaux de type p sont appelés des donneurs et les matériaux de type n sont appelés des accepteurs, car ces derniers laissent des trous dans la bande de valence lorsqu'ils complètent leurs liaisons covalentes avec les électrons de cette bande. Que le semi-conducteur soit intrinsèque ou dopé, le produit des concentrations en porteurs de charge est une constante[5]

$$np = 4 \left(\frac{k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^3 (m_e m_t)^{3/2} \exp(-E_g/k_B T). \quad (1.6)$$

On appelle jonction p - n un monocristal dont les extrémités ne présentent pas le même type de dopage. Il suffit d'exposer une extrémité d'un cristal de type p à une implantation de dopant de type n , une partie du cristal voit donc sa concentration

en porteurs s'inverser. La jonction se forme dans le semi-conducteur à l'endroit où les concentrations se renversent et l'épaisseur de cette zone d'interface peut être inférieure à $1 \mu\text{m}$.

1.3.1 Zone de désertion

Une fois la jonction créée, les porteurs de charge vont se déplacer : les trous vont migrer vers le côté de type p et les électrons vers l'extrémité de type n . La zone de désertion est la région appauvrie en porteurs de charges mobiles en raison de leur diffusion, cette zone contient des ions immobiles. Ces ions vont créer un champ électrique s'opposant à la diffusion des porteurs de charge.

La largeur de cette région dépend des concentrations en donneurs et en accepteurs N_D et N_A telle que

$$w = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_0}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}}, \quad (1.7)$$

où ε est la constante diélectrique du milieu et V_0 est le potentiel de contact d'environ 0.6 V . Il est possible d'augmenter la largeur de la zone de désertion en appliquant une tension extérieure V_e , généralement beaucoup plus grande que la tension V_0 , de sorte que l'équation précédente devient

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon (V_0 + V_e)}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}}. \quad (1.8)$$

Cette zone peut s'étendre sur toute l'épaisseur physique de la jonction, si $V = V_{fd}$, le voltage de désertion total, ainsi le courant collecté suite au passage d'une particule proviendra nécessairement des charges créées par celle-ci. Dans le cas des détecteurs au silicium, il est plus courant d'utiliser l'approximation

$$w \simeq \sqrt{\frac{2\varepsilon (V_0 + V_e)}{q N_{\text{eff}}}}, \quad (1.9)$$

où $N_{\text{eff}} = |N_A - N_D|$ est la concentration effective de donneurs. La figure ci-dessous montre la zone de désertion dans le cas d'une jonction non-polarisée et polarisée.

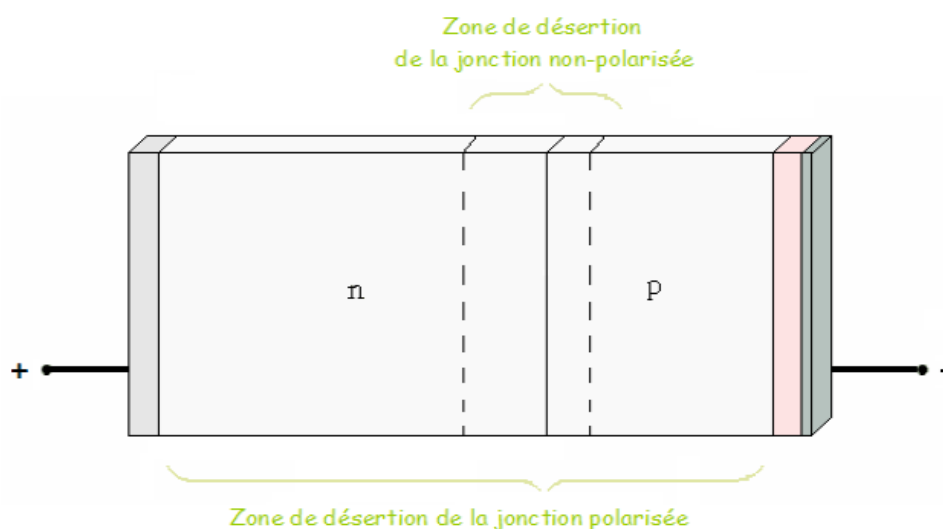


Fig. 1.2 – Zone de désertion dans le cas d'une jonction polarisée et non-polarisée.

1.4 Diffusion latérale des porteurs de charge

En plus de diffuser vers les électrodes, les porteurs de charge vont également diffuser parallèlement à celles-ci. Lorsqu'une particule incidente dépose son énergie en créant des paires électron-trou, le très grand nombre de porteurs de charge créés va former des amas. Les charges à l'intérieur de ces amas vont se repousser mutuellement, les amas de trous et d'électrons étant séparés grâce au champ électrique externe.

1.4.1 Temps de collection

Les porteurs de charge vont mettre un certain temps pour parvenir à l'électrode. Le temps de dérive est simplement le temps que met un électron ou un trou pour atteindre l'électrode sous l'effet du champ électrique. L'équation ci-dessous représente le temps de dérive pour un trou[6]

$$t_{\text{dérive}} = -\frac{d^2}{2\mu_t V_{\text{fd}}} \ln \left(\frac{V - V_{\text{fd}}}{V - V_{\text{fd}} + 2V_{\text{fd}} \left(1 - \frac{z}{d}\right)} \right), \quad (1.10)$$

où d est l'épaisseur du semi-conducteur, μ_t est la mobilité des trous, V est le voltage externe appliqué, V_{fd} est le voltage pour désertir complètement la jonction et z est

la position à laquelle les porteurs de charge ont été créés. On utilise la mobilité des trous pour les détecteurs Timepix puisque ce sont les trous qui migrent vers la cathode sous l'effet du champ électrique appliqué. En raison de la diffusion latérale, le temps de collection n'est pas seulement dû au temps de dérive, il faut également tenir compte du temps de plasma. Le temps de plasma est un délai causé par la grande concentration en porteurs de charge qui écrante le champ électrique externe. Le temps de plasma dépend néanmoins du champ électrique moyen $\xi = V/d$, tel que proposé par Bouchami *et al.*

$$t_{\text{plasma}} = k\xi^\alpha \quad (1.11)$$

où $k = 5.3 \cdot 10^5 m/m_p$, m/m_p étant le rapport entre la masse de la particule incidente et la masse d'un proton, et avec

$$\alpha = a \frac{E_{\text{dep}}}{q^2 R} + b \sqrt{\frac{E_{\text{dep}}}{q^2 R}} + c, \quad (1.12)$$

où $a = 0.0035 \text{ cm/MeV}$, $b = -0.114 \text{ cm}^{1/2}\text{MeV}^{-1/2}$, $c = 1.94$, [7] E_{dep} est l'énergie totale déposée dans le détecteur et R est la portée de la particule dans le détecteur telle que $0 \leq R \leq d$. Il faut également tenir compte d'un temps de délai introduit par cette diffusion latérale

$$t_{\text{délai}} = A \sqrt{\frac{E_{\text{dep}}}{R}} + B, \quad (1.13)$$

où $A = 3.6 \text{ ns} \cdot \text{cm}^{1/2}\text{MeV}^{-1/2}$ et $B = 90.5 \text{ ns}$ [7]. Bien que ces temps interfèrent entre eux, ils sont dûs à des phénomènes différents et ne sont pas successifs. Le temps de collection total donc est la somme quadratique de ces trois temps, soit [7]

$$t_{\text{coll}} = \sqrt{t_{\text{dérive}}^2 + t_{\text{plasma}}^2 + t_{\text{délai}}^2}. \quad (1.14)$$

1.4.2 Distribution de la charge

Le temps de collection sert à définir la forme de la distribution de l'énergie dans le pixel d'arrivée et les pixels voisins. La distribution de l'énergie est gaussienne telle

que

$$E_{\text{dist}} = \frac{E(z)}{\sqrt{2\pi D_a t_{\text{coll}}}} \exp\left(\frac{-r^2}{4D_a t_{\text{coll}}}\right), \quad (1.15)$$

où D_a est le coefficient de diffusion ambipolaire, r est la distance au centre de la gaussienne et $E(z)$ et t_{coll} sont l'énergie déposée et le temps de collection à la profondeur z dans le détecteur. Le coefficient de diffusion ambipolaire est donné par[8]

$$D_a = 2k_B T \left(\frac{\mu_t \mu_e}{\mu_t + \mu_e} \right) \quad (1.16)$$

Afin de calculer l'énergie déposée dans un pixel, il suffit d'intégrer cette équation sur la surface du pixel. L'énergie collectée par un pixel est donc

$$E_{\text{coll}} = \frac{E(z)}{4} \operatorname{erf}\left(\frac{x - x_0}{\sqrt{4D_a t(z)}}\right) \Bigg|_{x_{\min}}^{x_{\max}} \operatorname{erf}\left(\frac{y - y_0}{\sqrt{4D_a t(z)}}\right) \Bigg|_{y_{\min}}^{y_{\max}}, \quad (1.17)$$

où x_0 et y_0 sont les coordonnées où l'énergie a été déposée[7] et erf est la fonction d'erreur.

1.5 Les détecteurs à pixels Medipix et Timepix

Les détecteurs de la famille Medipix, tels que le Medipix (MPX) et le Timepix (TPX) sont des détecteurs hybrides pixelisés produits par la collaboration Medipix[1]. Il s'agit de détecteurs à seuil et ils sont constitués de deux couches. La couche supérieure est la couche active et est habituellement une jonction $p^+ - n - n^+$ de silicium de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur³ et la couche inférieure contient l'électronique de lecture. L'électronique est reliée à la cathode par *bump-bonding*, ce processus permet d'obtenir une aire active de 256×256 pixels et la taille d'un pixel est de $55 \times 55 \mu\text{m}^2$. Chaque pixel possède son propre circuit amplificateur composé d'un préamplificateur, d'un comparateur et d'un compteur. Le détecteur est relié à un ordinateur par un câble USB et on utilise le logiciel *Pixelman*[9] pour contrôler le détecteur, c'est-à-dire l'acquisition de données et la modification des paramètres opérationnels du détecteur.

³Des détecteurs avec des couches de GaAs et de CdTe sont également produits, mais ils sont encore en développement.

La connexion entre le détecteur et l'ordinateur se fait par l'entremise d'un boîtier USB appelé Medipix2-USB ou sa version plus récente, le FITPix.

1.5.1 Circuit amplificateur

Une particule incidente crée des paires électron-trou qui se déplacent sous l'effet du champ électrique. Les charges sont collectées par la cathode et le signal est amplifié. Le signal de sortie est comparé au seuil ; si le signal est au-dessus du seuil le compteur s'incrémente de 1, sinon il compte 0. Pour chaque acquisition de données effectuée sur un temps t , le détecteur produit une matrice contenant l'état de tous les pixels du détecteur. Les pixels adjacents, dont la valeur est différente de 0, forment des amas. Ces amas correspondent aux traces laissées par le passage d'une particule. Le préamplificateur est du type CSA et est configuré pour réduire les courants de fuite. Il n'y a pas que la charge du détecteur qui est envoyée vers le préamplificateur mais également des courants tels que IK_{rum} et IP_{reamp} . Ainsi, le gain du préamplificateur n'est pas seulement affecté par le *feedback* mais aussi par ces deux courants. Le courant IK_{rum} permet de varier le temps de descente vers zéro du signal de sortie, alors que le courant IP_{reamp} modifie le temps de montée du signal.

1.5.2 Horloge interne

Le détecteur Timepix[11] est une amélioration du Medipix2. Il fonctionne en mode compteur 0 ou 1 mais également en mode Timepix et en mode *TOT* (*Time-over-Threshold*). Le mode Timepix permet de mesurer le temps d'arrivée de la particule, le mode *TOT* permet de mesurer l'énergie déposée dans le détecteur. En mode *TOT*, une horloge compte le temps pendant lequel le signal est supérieur au seuil. La valeur obtenue est simplement le temps au-dessus du seuil multiplié par la fréquence de l'horloge et il est possible d'associer les différentes valeurs de *TOT* à des énergies en étalonnant le détecteur. La fréquence de l'horloge peut être ajustée à 10, 20, 40 ou 80 MHz pour les boîtiers Medipix2-USB. Pour les nouveaux boîtiers de type FITPix, la fréquence de l'horloge interne est de 96 MHz, ce qui permet d'ajuster l'horloge à 9.6, 24, 48 ou 96 MHz.

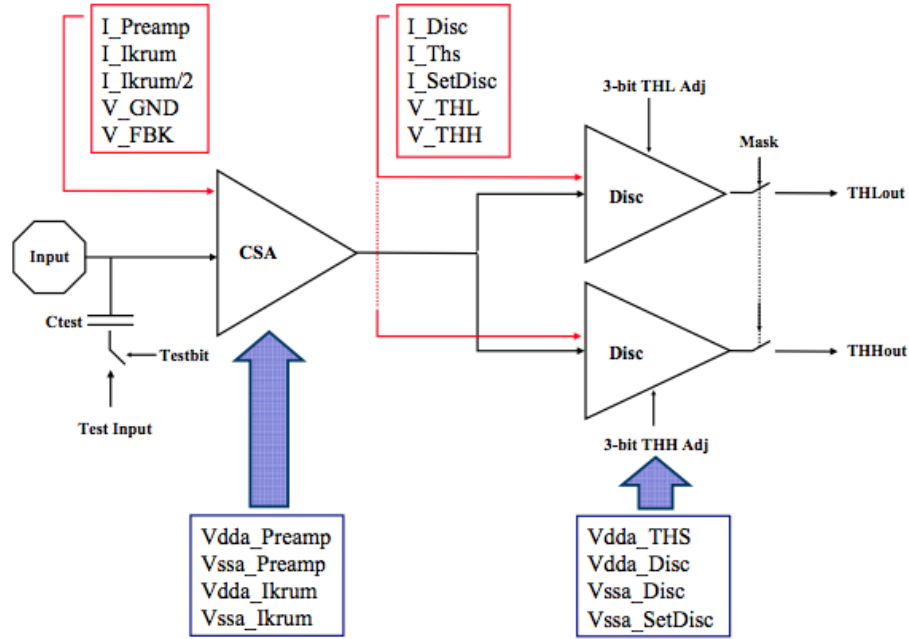


Fig. 1.3 – Schéma de la partie analogique du circuit amplificateur d'un détecteur Medipix2[10]. Les valeurs en rouge sont les paramètres qui peuvent être modifiés à partir du logiciel d'acquisition de données.

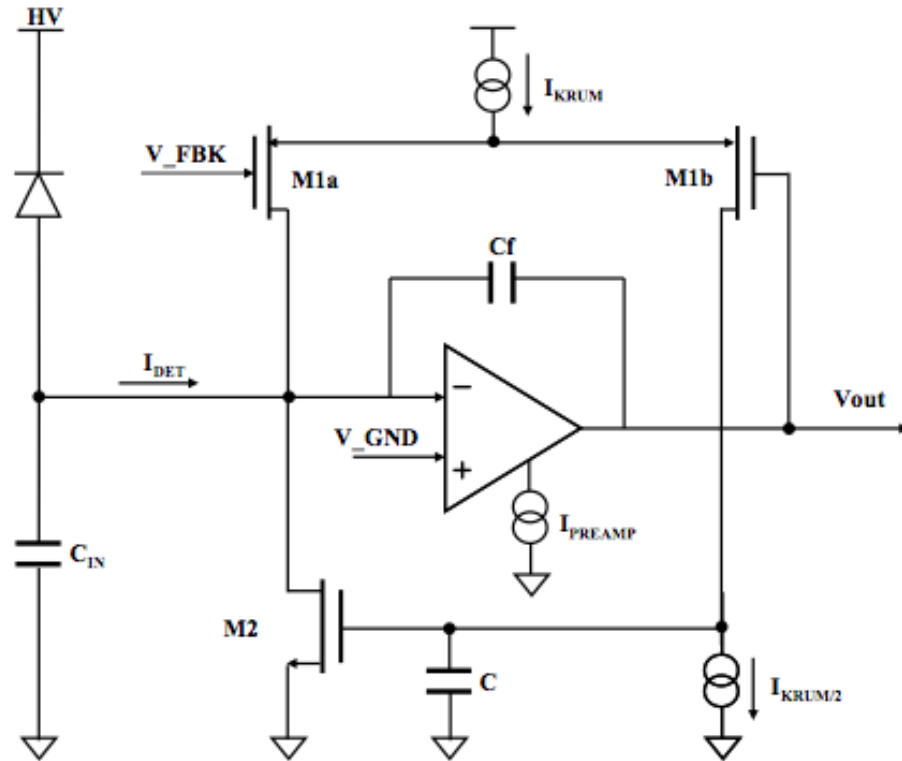


Fig. 1.4 – Détails électroniques de la partie analogique du circuit d'amplification[10].

Chapitre 2

Expérience ATLAS au CERN

Le but de ce chapitre est simplement de faire un bref survol de l'expérience ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) au CERN afin de préciser l'utilisation des détecteurs de type Medipix dans le contexte de cette expérience. Des détecteurs Medipix2 ont été installés dans l'enceinte du détecteur ATLAS afin d'étudier les champs de radiations, en particulier des neutrons, produits par les collisions frontales proton-proton et ion-ion du LHC (*Large Hadron Collider*). Le réseau des détecteurs Medipix2 sera éventuellement complété par des détecteurs Timepix.

2.1 Expérience ATLAS

Le LHC est un accélérateur de particules construit près de Genève sur la frontière franco-suisse. Aménagé dans l'ancien tunnel du LEP au CERN, le LHC a été conçu pour produire des collisions proton-proton à une énergie de 14 TeV ainsi que des collisions d'ions de plomb à 1148 TeV dans le centre de masse. En opération depuis l'automne 2008, il génère depuis le printemps 2010 des collisions frontales de protons accélérés à 3.5 TeV. L'énergie dans le centre de masse sera augmenté à 8 TeV durant l'année 2012. Le LHC est un anneau d'environ 27 km de circonférence construit à plus de 100 m de profondeur. Sept expériences sont installées sur la trajectoire des protons, soient ATLAS, CMS, LHCb, ALICE, TOTEM, LHCf et MoEDAL, mais celle qui nous intéresse ici est l'expérience ATLAS.

Un des objectifs principaux de l'expérience ATLAS est la quête du boson de Higgs, la pièce manquante au Modèle Standard ainsi que d'explorer la physique au-delà du Modèle Standard. Le Modèle Standard est le modèle qui décrit les interactions entre les particules subatomiques à travers la force électromagnétique, l'interaction faible et forte. Le mécanisme de Higgs, selon ce modèle, serait responsable de la brisure de symétrie électrofaible et conférerait une masse aux bosons W et Z. Si le boson de Higgs existe, l'expérience ATLAS va le détecter. S'il n'existe pas, il sera possible de vérifier d'autres modèles de brisure de la symétrie électrofaible tel que la technicouleur. L'asymétrie entre la matière et l'antimatière, notamment par la violation CP, fait également partie des recherches importantes menées par ATLAS. Il faut aussi mentionner que l'expérience ATLAS s'intéresse grandement à la matière sombre par la recherche de particules non-baryoniques telles que les particules supersymétriques.

2.2 Détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS est une structure cylindrique d'une longueur de 44 m, un diamètre de 25 m et un poids de 7000 tonnes. Il est divisé en quatre couches principales disposées à la manière de poupées russes autour du point d'interaction. Il y a d'abord le détecteur interne ayant pour but de détecter les particules issus des collisions ainsi que de reconstruire leur trajectoire. Il est constitué de trois couches de détecteurs au silicium pixelisés (Pixels), suivis de quatre couches de microbandes de silicium (SCT). À un rayon plus grand, il y a les TRT (*Transition Radiation Tracker*), des couches de longs tubes remplis d'un gaz à base de xénon[12].

On retrouve ensuite les différents calorimètres qui mesurent l'énergie déposée par les particules. Le système des calorimètres dans son ensemble peut être divisé en deux barils concentriques, d'abord le calorimètre à argon liquide et le calorimètre à tuiles (*TileCal*). Le calorimètre à argon liquide est composé d'un baril (*barrel*) et deux bouchons (*end-cap*) et deux calorimètres *vers l'avant* (*forward*). Le baril central et le EMEC, situé dans les bouchons juste après le baril, constituent le calorimètre électromagnétique. Après le EMEC (*Electromagnetic End-Cap*), il y a le HEC (*Hadronic End-cap Calorimeter*) et le FCal (*Forward Calorimeter*) qui composent le calorimètre hadronique à argon liquide. Le milieu actif du calorimètre à tuiles est un

scintillateur. Il joue également le rôle de calorimètre hadronique[12].

Finalement, il y a le spectromètre à muons qui vise à mesurer l'impulsion des muons ayant traversé toutes les couches précédentes. Le spectromètre à muons est un dispositif très large, il s'étend de 4.5 m à 11 m sur le rayon, disposé autour de huit électro-aimants supraconducteurs refroidis à l'hélium liquide générant un champ magnétique toroïdal d'environ 8 T. Un autre électro-aimant, cette fois en forme de solénoïde, est installé entre le détecteur interne et le système de calorimètre. Cet électro-aimant génère un champ magnétique de 2 T autour du détecteur interne. Les deux aimants sont nécessaires pour courber la trajectoire des particules et mesurer leur impulsion précisément. Les différentes parties du détecteur ATLAS sont représentées schématiquement sur la figure 2.1.

Aux extrémités du détecteur, soit dans la région très vers l'avant, sont installés trois plus petits détecteurs. Les détecteurs LUCID et ALFA mesurent la luminosité produite par les collisions. Le détecteur ZDC quand à lui se charge de mesurer la centralité (*centrality*) des collisions d'ions lourds.

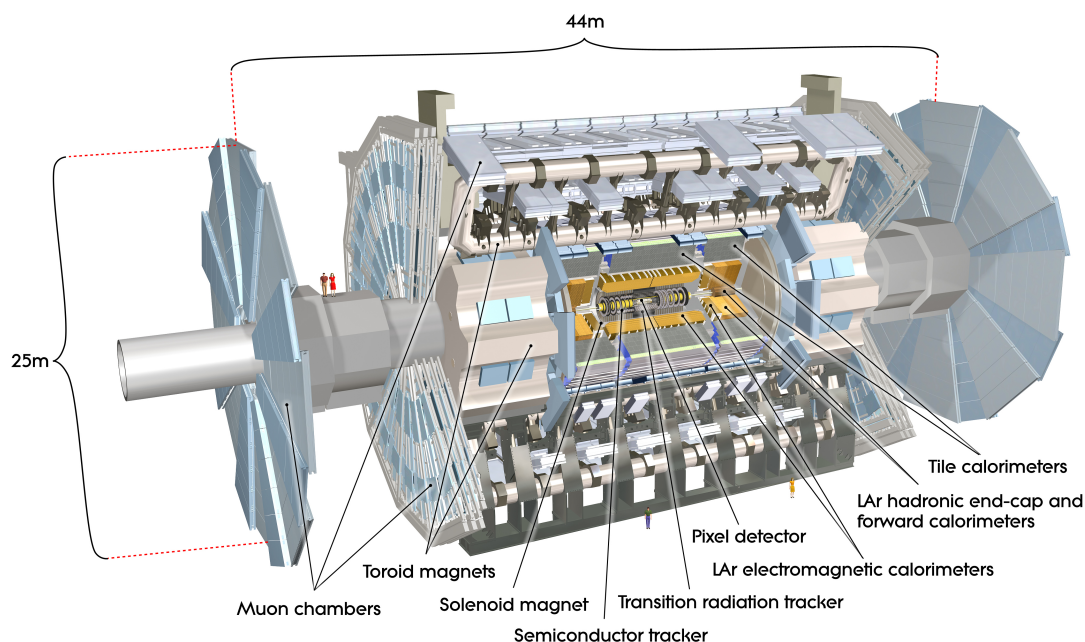


Fig. 2.1 – Schéma des composantes principales du détecteur ATLAS[13].

2.3 Les détecteurs Medipix et ATLAS

Seize détecteurs Medipix2 ont été installés dans le détecteur ATLAS et dans sa caverne, l'enceinte de béton où il est construit. La figure 2.2 montre les endroits où les détecteurs Medipix2 ont été installés. L'idée principale est de mesurer les champs de radiation par lesquels le détecteur ATLAS est aveugle, en particulier les neutrons. Les détecteurs situés dans la région très *vers l'avant* du détecteur peuvent également contribuer aux mesures de la luminosité. Durant les périodes sans faisceaux, ils peuvent également faire des mesures de l'activation des matériaux irradiés par le rayonnement.

Le traitement des données issues des collisions produites par le LHC est assuré par le logiciel Athena, une plateforme logicielle orientée-objet écrite en PYTHON et en C++. Athena permet la reconstruction de tous les événements. Une simulation complète du détecteur ATLAS[2], basé sur la plateforme Geant4, a été réalisée afin d'étudier la réponse du détecteur aux divers processus physiques générés par les collisions. À l'aide du logiciel de simulation d'ATLAS, il est possible de générer des événements Monte Carlo qui sont ensuite comparés aux données expérimentales. La comparaison des données expérimentales avec les simulations est absolument essentielle afin de découvrir de nouvelles particules ou de la nouvelle physique. Les données expérimentales et simulées sont traitées en utilisant Athena. C'est dans l'objectif d'intégrer ce logiciel, ou du moins être utilisé conjointement avec celui-ci, que la simulation des détecteurs de type Medipix a été développée. Il serait alors possible de générer des événements Monte Carlo afin de produire le champ de radiation de fond attendu et comparer les données expérimentales avec les simulations. Cette méthode permettrait d'améliorer les analyses actuelles.

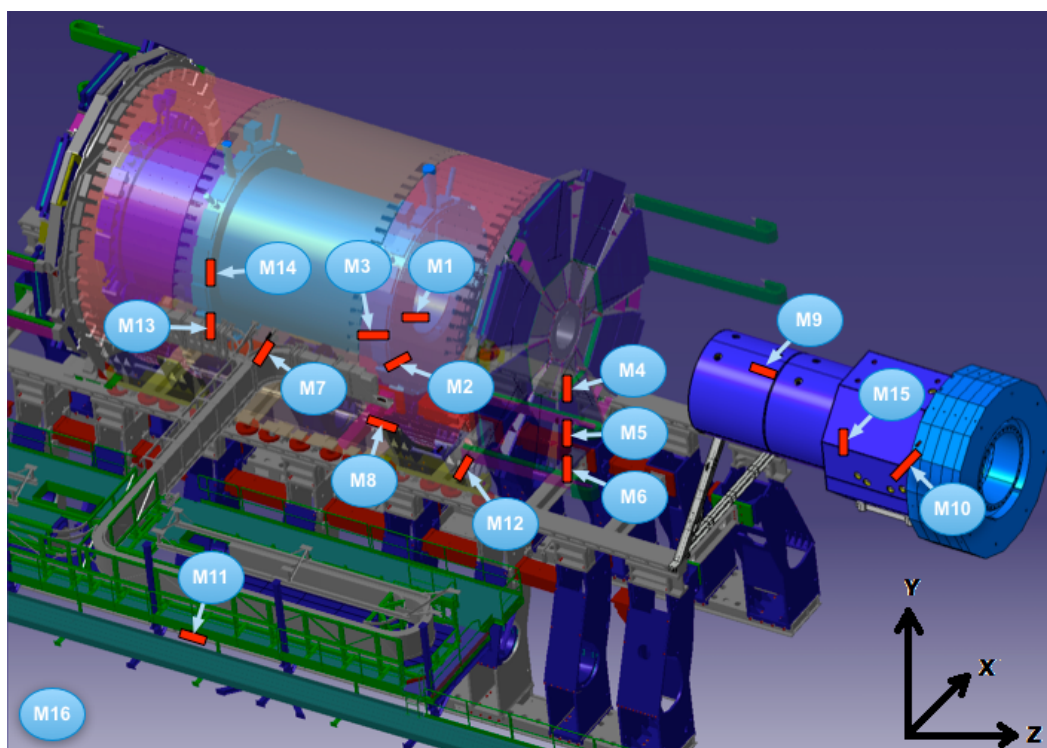


Fig. 2.2 – Positions des détecteurs Medipix2 dans ATLAS et sa caverne[14].

Chapitre 3

Interactions entre les particules et la matière

Les détecteurs Timepix sont très polyvalents, ils peuvent détecter les particules chargées, les photons ainsi que les neutrons, l'ajout de convertisseurs au-dessus de la couche de silicium permet d'augmenter l'efficacité de détection de ces derniers. Ce chapitre décrit les interactions de ces différentes particules avec la matière et comment il est possible de différencier les traces laissées par celles-ci dans le détecteur.

3.1 Particules chargées

Les particules chargées perdent leur énergie cinétique par collisions élastiques, par excitation et par radiation en traversant la matière. Le taux de perte d'énergie sur une certaine distance s'écrit

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{col}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{élec}}, \quad (3.1)$$

où $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{col}}$ est le taux de perte d'énergie par collision, $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}}$ est le taux de perte d'énergie par radiation et $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{élec}}$ est le taux de perte d'énergie par excitation. Lors de collisions avec les électrons atomiques, les particules vont ioniser ou seulement exciter un électron vers une couche supérieure. Les électrons expulsés lors de l'ionisation

pourront à leur tour ioniser le milieu, on parle alors de rayons δ .

3.1.1 Particules lourdes

L'équation de Bethe-Bloch décrit le taux moyen de perte d'énergie par unité de longueur si la masse de la particule incidente est beaucoup plus grande que la masse de l'électron atomique et que l'on néglige le mouvement de cet électron. L'équation de Bethe-Bloch, qui ne s'applique donc qu'aux particules lourdes et rapides, est donnée par[15]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{elec}} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{U}{2} \right], \quad (3.2)$$

où m_e est la masse au repos de l'électron, n est la densité électronique du matériau traversé, v et z sont la vitesse et le nombre de charge de la particule incidente, e est la charge élémentaire, γ est le facteur de Lorentz, β est la vitesse en unité de c , I est l'énergie d'excitation moyenne du matériau, δ est une correction due aux effets de densité et U est un terme relié aux électrons des couches inférieures du matériau qui ne participent pas au processus et a une dépendance en Z^{-1} . La quantité $-dE/dx$ est ce qu'on appelle le pouvoir d'arrêt d'un absorbeur, le signe négatif vient du fait que la particule perd de l'énergie. En raison de la dépendance en z^2 de l'équation (3.2), pour une vitesse donnée, le taux de perte d'énergie sera plus grand pour une particule alpha que pour un proton. Il en va de même pour le matériau absorbant en raison du terme n de l'équation de Bethe-Bloch qui dépend, entre autre, de la densité du matériau et du nombre atomique. Plus le matériau est dense et plus le nombre atomique est grand, plus le taux de perte d'énergie est grand.

Le long de son parcours dans la matière, l'énergie de la particule décroît, sa vitesse diminue, et le terme dE/dx augmente en raison de $1/v^2$. Cette particularité permet aux particules lourdes chargées de déposer leur énergie de façon très localisée. La courbe de Bragg décrit le dépôt d'énergie en fonction de la distance parcourue dans la matière. Sur la figure ci-dessous, on peut voir la forme très piquée de la courbe de Bragg juste avant l'arrêt de la particule.

Il est possible de calculer la portée d'une particule dans un matériau à partir de

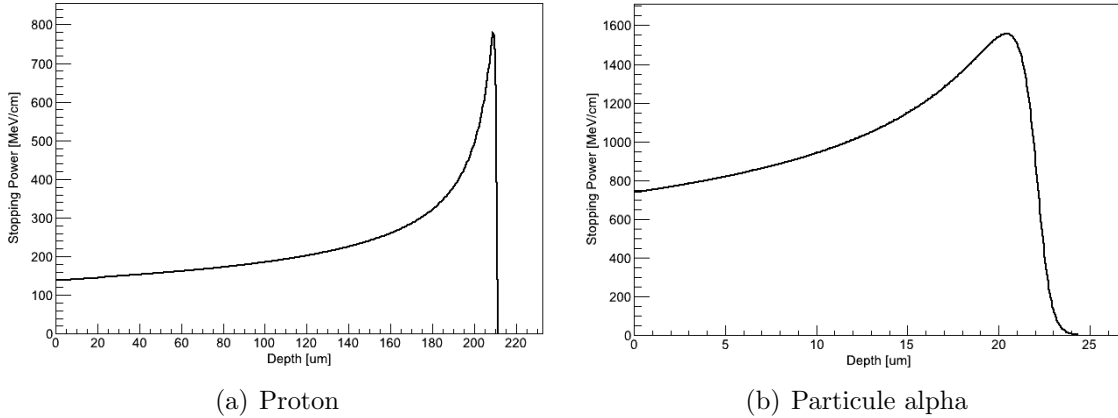


Fig. 3.1 – Perte d'énergie dans le silicium en fonction de la distance parcourue pour (a) des protons et (b) des particules alpha de 5 MeV[3].

l'équation de Bethe-Bloch, soit en intégrant l'inverse du pouvoir d'arrêt

$$R(E_0) = \int_{E_0}^0 \frac{1}{-dE/dx} dE. \quad (3.3)$$

Dans l'approximation à basse énergie, jusqu'à environ 1 GeV pour le proton, on peut utiliser

$$R(E_0) = aE^b, \quad (3.4)$$

où R et E_0 sont la portée et l'énergie de la particule incidente, a et b sont des paramètres déterminés à partir d'un ajustement de la courbe aux données expérimentales. Pour connaître l'énergie de la particule à une profondeur x , il suffit d'inverser l'équation précédente

$$E(x) = a^{-1/b} (R - x)^{-1/b}. \quad (3.5)$$

3.1.2 Particules légères

Pour les particules légères, telles que les électrons ou les positrons, il faut modifier l'équation de Bethe-Bloch puisque leur masse est la même que celle de l'électron atomique. De plus, la perte par radiation est beaucoup plus grande que pour les

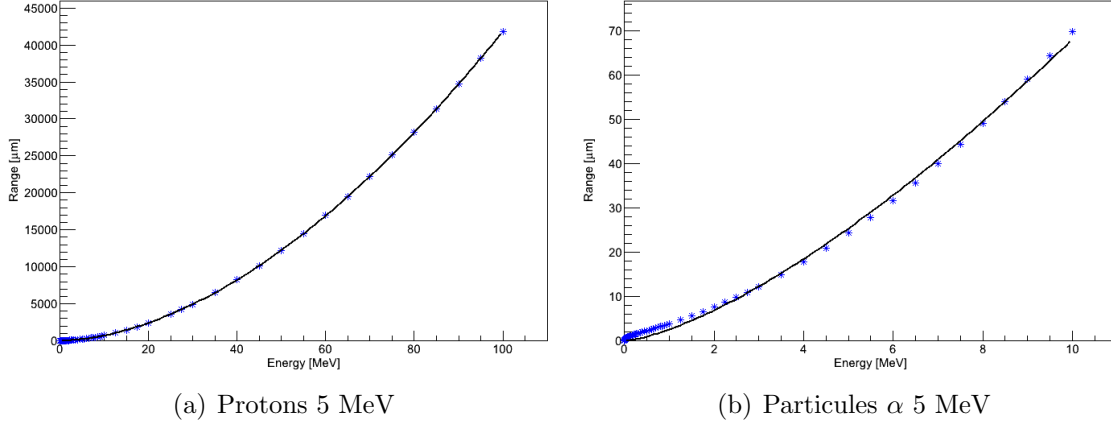


Fig. 3.2 – Portée des protons (a) et des particules α (b) en fonction de l'énergie dans le Si. Pour les protons, $a = 11.97$ et $b = 1.772$, alors que $a = 2.56$ et $b = 1.424$ pour les particules α [3].

particules lourdes. Il faut alors tenir compte de la radiation de freinage appelée *Bremsstrahlung*. L'énergie perdue par collision est donnée par[15]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{col}}^{\pm} = 0.1535 \frac{\rho Z}{A\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\tau^2 (\tau + 2)}{2(I^2/m_e c^2)} \right) + F(\tau)^{\pm} - \delta - U \right], \quad (3.6)$$

où m_e est la masse d'un électron (positron), ρ , Z et A sont respectivement la densité, le nombre et la masse atomique du matériau, I est l'énergie d'excitation moyenne du matériau et δ et U ont la même définition que dans l'éq. (3.2). L'énergie de l'électron ou du positron en unité de $m_e c^2$ est donnée par τ , soit

$$\tau = \frac{E}{m_e c^2}, \quad (3.7)$$

de sorte que la vitesse β s'écrit maintenant

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{\sqrt{\tau(\tau + 2)}}{\tau + 1}, \quad (3.8)$$

car $\gamma = \tau + 1$. Les fonctions $F(\tau)^{\pm}$ sont pour les positrons

$$F(\tau)^+ = 2 \ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left[23 + \frac{14}{\tau + 2} + \frac{10}{(\tau + 2)^2} + \frac{4}{(\tau + 2)^3} \right] \quad (3.9)$$

et pour les électrons

$$F(\tau)^- = 1 - \beta^2 + \frac{(\tau^2/8) - 2(2\tau + 1) \ln 2}{(\tau + 1)^2} . \quad (3.10)$$

L'énergie perdue par radiation est due principalement au phénomène appelé *Bremsstrahlung*, soit par émission de photon. Toutefois, il n'existe pas de formule simple pour ce processus, la perte d'énergie par *Bremsstrahlung* est donnée par[15]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} = \int_0^{\nu_0} h\nu\Phi(E_0, \nu) d(h\nu) , \quad (3.11)$$

où $\Phi(E_0, \nu)$ est la probabilité différentielle de radiation telle que donnée par

$$\Phi(E_0, \nu) = 4\alpha \frac{\rho N_A}{A} Z^2 r_e^2 S(\eta, Z, E, E_0) \frac{d(h\nu)}{h\nu} \quad (3.12)$$

avec

$$S(\eta, Z, E, E_0) = \left[1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^2\right] \left[\frac{\varphi_1(\eta)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z - f(Z)\right] - \frac{2}{3} \frac{E}{E_0} \left[\frac{\varphi_2(\eta)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z - f(Z)\right] , \quad (3.13)$$

où $\alpha = 1/137$ est la constante de structure fine, N_A est le nombre d'Avogadro, ρ et A sont la densité et la masse atomique. Les fonctions $\varphi_1(\eta)$ et $\varphi_2(\eta)$ sont des fonctions d'écran, $f(Z)$ est une correction coulombienne et η le paramètre d'écran donnée par

$$\eta = 100 \frac{m_e c^2 h\nu}{E_0 E Z^{1/3}} . \quad (3.14)$$

L'énergie d'un photon émis est donnée par la différence entre l'énergie initiale et finale, soit

$$h\nu = E_0 - E . \quad (3.15)$$

En raison de leur faible masse, en comparaison des particules lourdes chargées, la trajectoire des électrons et des positrons est fortement déviée par les atomes du matériau. L'atténuation de l'intensité I de ceux-ci varie exponentiellement avec la

distance parcourue dans la matériau, telle que

$$I(x) = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho x}, \quad (3.16)$$

où I_0 est l'intensité initiale, $\frac{\mu}{\rho}$ est le coefficient d'atténuation et ρ la densité du matériau. Les pertes par radiation sont plus importantes pour des électrons de haute énergie dans des matériaux à nombre atomique élevé en raison de la dépendance en E et Z^2 de l'équation précédente. Bien que la perte par radiation est beaucoup plus importante dans le cas des électrons, en comparaison aux particules lourdes, la perte d'énergie est surtout dominée par les collisions. Le rapport entre les processus de perte d'énergie est approximativement[16]

$$\frac{(dE/dx)_{\text{rad}}}{(dE/dx)_{\text{col}}} \simeq \frac{EZ}{700}. \quad (3.17)$$

La portée des électrons (positrons) dans la matière est

$$R_{\text{max}} \rho = 0.412 E_{\text{max}}^s \quad (3.18)$$

pour une énergie inférieure à 2.5 MeV avec

$$s = 1.265 - 0.0954 \ln E_{\text{max}} \quad (3.19)$$

et

$$R_{\text{max}} \rho = 0.530 E_{\text{max}} - 0.106 \quad (3.20)$$

pour une énergie supérieure à 2.5 MeV[15].

3.1.3 Particules au minimum d'ionisation (MIPs)

À haute énergie, plus l'énergie d'une particule augmente, plus le taux de perte d'énergie par unité de longueur associé diminue. On appelle MIPs les particules relativistes dont l'énergie cinétique est de beaucoup supérieure à son énergie de masse. Les MIPs ont pour caractéristique une perte d'énergie qui est sensiblement constante au-delà d'une certaine limite. Pour les électrons, ils sont considérés comme

MIPs lorsque leur énergie cinétique atteint quelques MeV, alors que les particules plus massives comme les protons ou le deutérium deviennent MIPs à quelques GeV d'énergie cinétique. Dans un détecteur au silicium de $300 \mu\text{m}$, une MIP dépose environ 80 keV [15]. La figure ci-dessous montre la variation de la perte d'énergie en fonction de l'énergie de différentes particules.

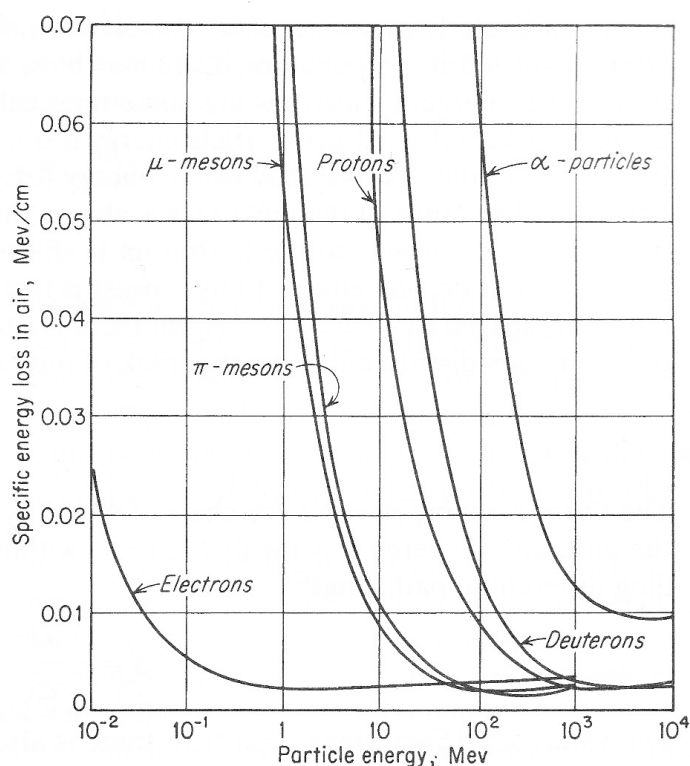


Fig. 3.3 – Variation du taux de perte linéaire de perte d'énergie pour différentes particules chargées[16].

3.2 Photons

Les processus par lesquels les photons peuvent déposer leur énergie sont nombreux, mais seuls l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires dominent largement pour les domaines d'énergie rencontrés dans ATLAS par les détecteurs de type Medipix. Toutes ces interactions conduisent à l'absorption complète des photons ou à leur diffusion. Lequel de ces trois processus est dominant dépend du nombre atomique Z de l'absorbeur et de l'énergie du photon incident. La figure (3.4) montre que pour le silicium, l'effet photoélectrique domine pour

$E_\gamma < 60$ keV, la diffusion Compton pour 60 keV $< E_\gamma < 15$ MeV et la création de paires pour $E_\gamma > 15$ MeV[17].

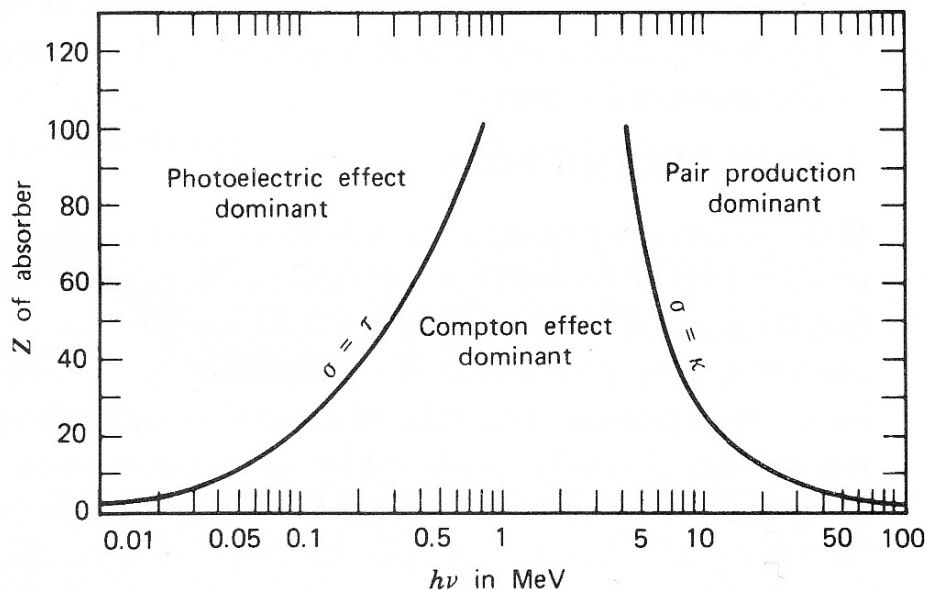


Fig. 3.4 – Les interactions principales des photons dans la matière en fonction de leur énergie et le nombre atomique du matériau qu'ils traversent. Les lignes $\sigma = \tau$ et $\sigma = \kappa$ indiquent approximativement des probabilités égales d'interaction[16].

3.2.1 Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique se produit exclusivement entre un photon et un électron atomique. Le photon est absorbé et un photoélectron est émis avec l'énergie

$$E_{e^-} = h\nu - E_k \quad (3.21)$$

où $h\nu$ est l'énergie du photon et E_k l'énergie de liaison de l'électron à la couche k . L'effet photoélectrique est le processus dominant à basse énergie pour les matériaux à nombre atomique élevé. La section efficace est donnée par

$$\tau \sim \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}}, \quad (3.22)$$

où n prend une valeur entre 4 et 5. Il est plus probable que le photon expulse un électron sur la dernière couche, mais il peut également pénétrer le nuage électronique

et expulser un électron sur une couche inférieure. Un électron présent sur une couche supérieure peut alors combler le trou sur la couche inférieure en émettant un rayon-X caractéristique

$$h\nu = E_n - E_{n-1}, \quad (3.23)$$

où E_n et E_{n-1} sont les énergies de liaison de deux couches successives. Le rayon-X émis peut à son tour expulser un électron présent sur une couche supérieure, il s'agit de l'effet Auger. Un électron de la couche $2p$ est expulsé par l'interaction électromagnétique lors de la transition d'un électron de la couche $2s$ vers la couche $1s$. L'électron de la couche $1s$ avait été émis par effet photoélectrique, laissant un trou derrière lui.

3.2.2 Diffusion Compton

La diffusion Compton se produit lorsque le photon n'est pas absorbé complètement, mais diffusé à un angle θ par un électron atomique. Ce processus implique des électrons libres, mais les électrons liés dans la matière sont considérés comme libres lorsque l'énergie du photon est beaucoup plus grande que l'énergie de liaison de l'électron. L'énergie du photon diffusé est

$$h\nu' = \frac{m_e h\nu}{m_e + h\nu(1 - \cos \theta)}, \quad (3.24)$$

où m_e est la masse de l'électron, soit $0.511 \text{ MeV}/c^2$. Par conservation de l'énergie, l'énergie de recul de l'électron est simplement

$$E_{e^-} = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{h\nu(1 - \cos \theta)}{m_e + h\nu(1 - \cos \theta)}. \quad (3.25)$$

La section efficace de la diffusion Compton dépend de l'énergie du photon incident et du nombre atomique selon

$$\sigma \sim \frac{Z}{E_\gamma}. \quad (3.26)$$

3.2.3 Création de paires

La création de paires est possible lorsque l'énergie du photon correspond au moins à deux fois la masse de l'électron, soit 1.022 MeV. Bien qu'énergétiquement possible, on a vu que pour le silicium ce processus devient dominant à partir d'environ 15 MeV seulement. La section efficace de ce processus est

$$\kappa \sim Z^2 \log E_\gamma . \quad (3.27)$$

La création de paires doit se produire en présence d'un noyau ou d'un autre photon afin de conserver l'énergie et la quantité de mouvement, un photon seul dans le vide ne pourra créer de paires électron-positron même si son énergie est le double de la masse de l'électron. La figure 3.5 représente ces trois processus qui peuvent intervenir dans un matériau tel que le Si.

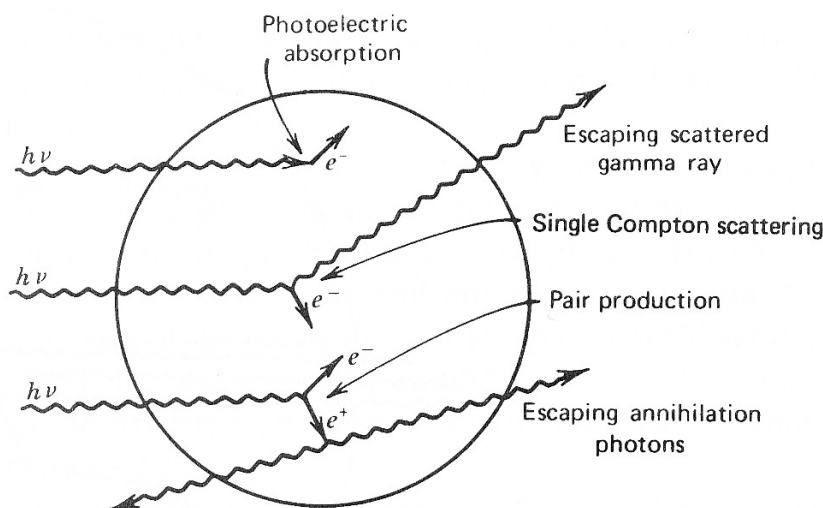


Fig. 3.5 – Représentation des trois principaux processus d'interaction électromagnétique des photons dans la matière[16]. À basse énergie, on a l'effet photoélectrique et la diffusion Compton. À plus haute énergie, on a la création de paires.

3.3 Neutrons

Les neutrons peuvent traverser plus facilement la matière puisqu'ils ne sont pas affectés par la force de Coulomb, contrairement aux particules chargées. Ils vont

interagir avec la matière via des interactions fortes avec les noyaux atomiques. Les neutrons incidents seront diffusés par collisions élastiques ou produiront des particules secondaires par interactions nucléaires. Les collisions élastiques vont également donner des particules chargées en raison du recul. Dans la majorité des cas, les particules secondaires sont des particules lourdes chargées qui sont détectables directement. Afin d'augmenter leur efficacité de détection de neutrons, les détecteurs Medipix2 dans ATLAS sont recouverts par des couches de convertisseurs, soient des couches de ${}^6\text{LiF}$ et de polyéthylène.

Ils est important de noter que la probabilité d'interaction d'un neutron avec un noyau atomique dépend fortement de l'énergie du neutron. On va donc diviser les neutrons en deux catégories, les neutrons lents et les neutrons rapides.

3.3.1 Neutrons lents

Les neutrons lents ont généralement une énergie en deçà de l'eV, bien qu'il n'existe pas de valeur précise pour l'énergie des neutrons lents. Parmi les neutrons lents, il y a les neutrons thermiques qui ont une énergie de 25 meV, soit l'énergie correspondant à la température ambiante. Les neutrons peuvent subir une collision élastique, mais l'énergie transférée au noyau est très faible. Il est donc nécessaire d'utiliser les réactions nucléaires induites par les neutrons lents pour augmenter leur efficacité de détection.

Une couche de ${}^6\text{LiF}$ a été déposée sur une partie de la surface des détecteurs ATLAS-MPX afin de convertir les neutrons lents. La réaction nucléaire engendrée par le neutron sur le ${}^6\text{LiF}$ est



La section efficace de cette réaction est de 940 barns[18] pour des neutrons thermiques. La valeur-Q de la réaction est 4.78 MeV, les particules α et de tritium sont émises avec une énergie cinétique de 2.73 MeV et 2.05 MeV. Étant donné la faible énergie des neutrons incidents, il est juste d'affirmer que les particules seront émises en direction opposée. De plus, puisque la portée des particules α dans le convertisseur de ${}^6\text{LiF}$ est beaucoup plus petite que celle du tritium, $\sim 6 \mu\text{m}$ pour les α et $\sim 33 \mu\text{m}$

pour le tritium[19], seul ce dernier sera détecté dans le silicium.

3.3.2 Neutrons rapides

Les neutrons dont l'énergie cinétique est au-delà de 100 keV sont appelés neutrons rapides. Les probabilités de réactions nucléaires diminuent grandement lorsque l'énergie des neutrons augmente. Toutefois, les collisions élastiques ont une plus grande importance puisque l'énergie transférée est plus grande.

Dans le référentiel du laboratoire, l'énergie de recul du noyau est

$$E_A = E_n \frac{4A}{(A+1)^2} \cos^2 \theta, \quad (3.29)$$

où E_n est l'énergie du neutron incident, A est le nombre de masse du noyau et θ est l'angle de diffusion. Le transfert d'énergie est maximal pour une diffusion à $\theta = 0$, on peut exprimer le rapport entre les énergies du noyau de recul et du neutron tel que

$$\frac{E_A}{E_n} = \frac{4A}{(A+1)^2}. \quad (3.30)$$

On voit que les matériaux à base d'atomes légers, tels que l'hydrogène, le deutérium ou l'hélium, seront largement favorisés pour la détection de neutrons. On utilise donc le polyéthylène (CH_2) comme matériau de conversion pour les neutrons rapides. La figure 3.6 montre les convertisseurs collés sur les détecteurs ATLAS-MPX.

3.4 Reconnaissance des particules

Lorsque ces particules interagissent avec un détecteur Medipix, elles laissent différentes traces que l'on nomme aussi amas de pixels et qui sont formées par plusieurs pixels adjacents allumés. La taille et la forme de ces amas dépendent fortement du type de particule incidente, l'énergie déposée dans le détecteur, l'angle d'incidence et du voltage appliqué. Il est très important de savoir identifier une particule en fonction de la trace laissée dans le détecteur, principalement lorsque celui-ci est exposé

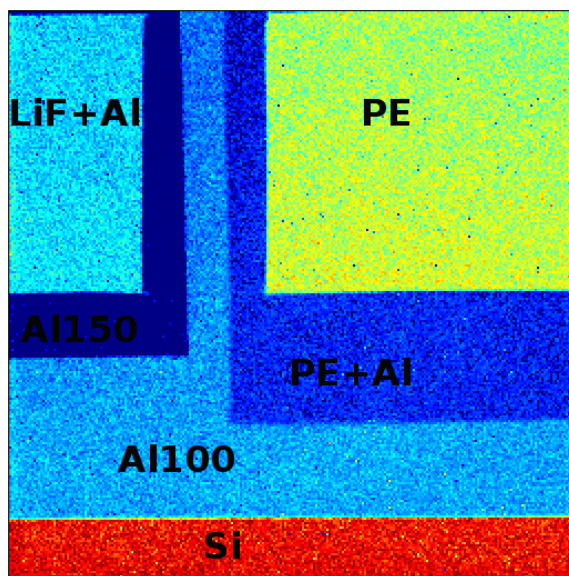


Fig. 3.6 – Image rayons-X des convertisseurs appliqués sur les Medipix2 installés dans l'enceinte du détecteur ATLAS. Les couches de 100 μm et de 150 μm d'aluminium servent à bloquer les protons de basse énergie et atténuer les électrons et les photons. On voit bien les couche de LiF et de PE ainsi que la région Si, qui sert de référence, sur laquelle aucune couche n'a été déposée.

à un champ mixte de radiation.

3.4.1 Medipix Analysis Framework (MAF*alda*)

L'analyse des données se fait à partir des algorithmes du logiciel MAF*alda*¹[20]. MAF*alda* est un cadre d'applications² basé sur la plateforme ROOT[21], une bibliothèque logicielle orientée-objet écrite en C++, développée par le CERN. MAF*alda* a été conçu dans le but d'être extensible, c'est-à-dire de permettre d'y rattacher facilement de nouveaux algorithmes en fonction du type d'analyse souhaité.

Tout d'abord, les données prises avec un détecteur de type Medipix doivent être converties dans un format `.root` pour être compatibles avec MAF*alda*. Le fichier d'entrée contient l'information associée à chaque image prise avec le détecteur et à chaque image est associée une matrice de 256 par 256 correspondant à la surface pixelisée du détecteur. Les deux algorithmes principaux de MAF*alda* sont *BlobsFinder* et *PRBasicSpecies*. Le premier se charge d'identifier les pixels allumés et de les

¹Medipix Analysis Framework

²Proposition de l'Office québécois de la langue française pour le terme *framework*.

regrouper en *blob* ; on appelle *blob* un amas de pixels adjacents dont les valeurs sont non nulles. Les différents types d’amas décrits plus bas sont représentés sur la figure 3.7. L’information générée par *BlobsFinder* est ensuite récupérée par *PRBasicSpecies* qui va classer les *blobs* en différentes catégories.

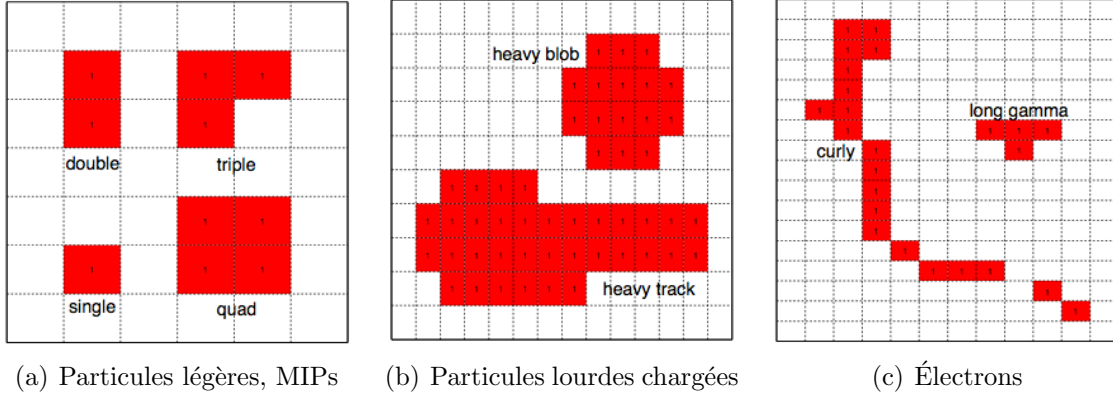


Fig. 3.7 – Différentes formes d’amas et leur classification par MAF *alda*[20].

Les *Simple* et *Double* sont généralement des traces laissées par des électrons de faible énergie ou les électrons secondaires créés par un photon. Les *Triple* et *Quad* sont le plus souvent associés à des particules lourdes chargées de basse énergie, moins de 2 MeV, d’incidence perpendiculaire à la surface du détecteur. Les MIPs qui arrivent également perpendiculairement vont également laisser ce genre de traces dans le détecteur puisque leur dépôt d’énergie est minimal. Par contre, une MIP qui atteint le détecteur avec $\theta > 0$, où θ est l’angle par rapport à la normale du détecteur, va laisser une trace de plus en plus longue en augmentant la valeur de θ comme on peut le voir sur la figure 3.8.

Les amas de type *Heavy blobs* et *Heavy tracks* sont essentiellement les traces laissées par le passage de particules lourdes chargées. Les protons émis par l’interaction nucléaire d’un neutron vont également produire ce type d’amas. Il est possible de visualiser le pic de Bragg sur les images puisque les *Heavy tracks* représentent une particule avec $\theta > 0$. La figure 3.9 montre le pic de Bragg obtenu en considérant la diffusion latérale des porteurs de charge décrite au chapitre 1.

Le trajet des électrons dans le détecteur est très sinueux puisqu’ils ont la même masse que les électrons atomiques avec lesquels ils interagissent. Les collisions avec les noyaux atomiques, qui sont également possibles, vont elles aussi dévier fortement

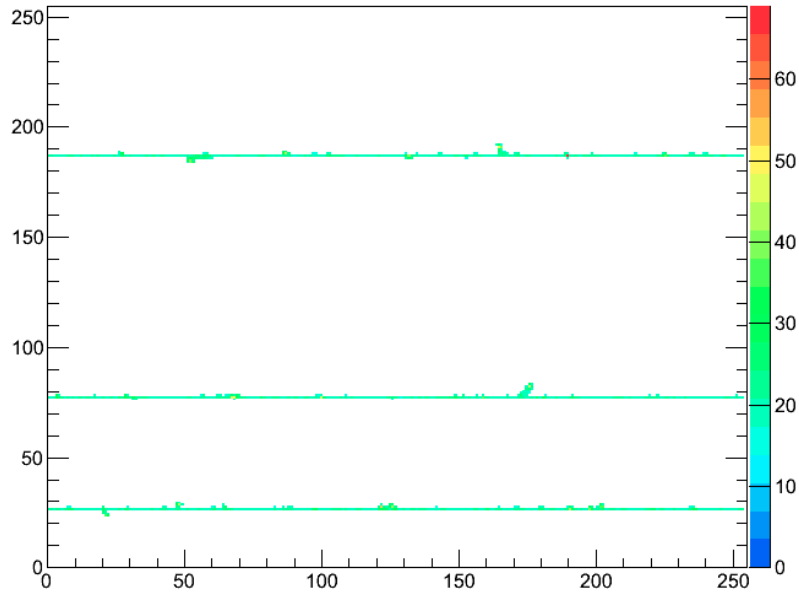


Fig. 3.8 – Simulation de protons de 20 GeV traversant la totalité du détecteur Timepix.

l'électron de sa trajectoire. Ainsi, les *Curly* seront majoritairement des électrons avec une énergie suffisamment élevée pour avoir une longue trajectoire et allumer plusieurs pixels. Toutefois, si leur énergie est petite, ils risquent de n'allumer que quelques pixels et produire des *Double*, *Triple* ou *Quad*. Une autre trace souvent associée aux électrons sont les *Long gamma*, mais il pourrait également s'agir de photons.

3.4.2 Erreurs dans l'identification

Il est facile de voir que l'identification des particules d'après les traces laissées n'est pas toujours exacte. Évidemment, lorsque le détecteur est exposé à un seul type de rayonnement il n'y a aucun problème. Il en va tout autrement pour un champ mixte de particules et plus particulièrement lorsque ce champ n'est pas quantifié. Dans le cas d'un rayonnement provenant d'une source radioactive, les taux d'émissions sont connus pour chaque particule émise avec une énergie donnée. Malgré cela, il n'est pas évident de reconstruire l'activité de la source avec la plus grande exactitude. De plus, même si l'activité est reconstruite globalement, il demeure néanmoins une incertitude pour certaines traces. Si en plus, le rayonnement n'est pas connu avec précision, comme celui produit par les collisions proton-proton dans la caverne d'ATLAS, il sera encore plus difficile d'identifier adéquatement une particule en fonction de sa

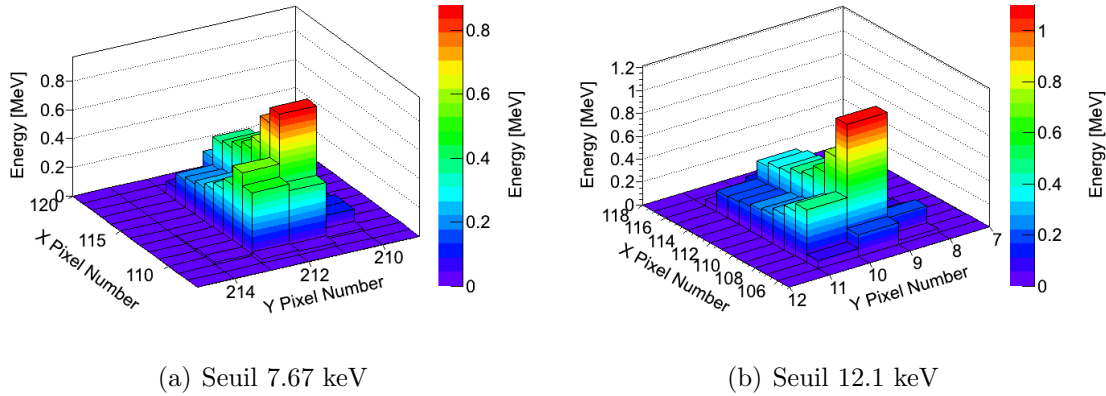


Fig. 3.9 – Simulation de la répartition de l'énergie entre les pixels par un proton de 8 MeV avec un angle de 70° par rapport à la normale.

trace dans le silicium.

Les particules les plus difficiles à différencier sont les photons et les électrons de basse énergie (< 100 keV) puisqu'ils produisent les mêmes traces. En effet, ces particules sont généralement associées aux amas de type *Single*, *Double*, *Triple* et *Long gamma*. En reconstruisant l'activité d'une source, il sera possible d'approcher les bons rapports de photons et d'électrons, mais l'incertitude restera plus grande que si la source émet des alphas et des photons seulement puisque les traces sont alors très différentes.

Le chevauchement d'amas est une cause fréquente d'erreurs dans la classification des traces. Si deux photons arrivent dans deux pixels voisins, la trace sera identifiée comme un *Double* par *MAFalda* puisqu'il n'y a aucun moyen de savoir s'il s'agit de deux particules différentes ou d'une seule. Il est donc préférable de choisir un temps d'acquisition le plus court possible pour éviter que des traces ne se chevauchent, particulièrement lorsque le flux de particules est élevé. Si la trace laissée par un électron chevauche la trace laissée par un proton, elle ne sera comptée ni comme un *Curly*, ni comme un *Heavy blob*. Même s'il est possible d'identifier la partie associée à chacune des particules, il se peut qu'un même pixel appartienne aux deux traces. En mode *medipix*, de tels pixels auraient une valeur de 2. Par contre, en mode *time-over-threshold*, il n'y aurait aucun moyen de savoir quelle fraction de la valeur de *TOT* correspond à la charge déposée par l'électron ou par le proton.

La distinction entre neutrons rapides et neutrons lents n'est pas absolue non plus.

Lorsque le rayonnement incident contient des neutrons lents et rapides, des neutrons rapides pourront être comptés comme des neutrons lents. En effet, on voit sur la figure 3.10 que la section efficace d'interaction des neutrons avec le ${}^6\text{LiF}$ diminue lorsque l'énergie des neutrons augmente à l'exception d'une résonance à environ 250 keV. Bien que la section efficace soit de deux ordres de grandeurs plus petite que celle pour les neutrons thermiques, elle n'est pas négligeable. Ainsi, des neutrons rapides peuvent être détectés dans le convertisseur de ${}^6\text{LiF}$ et puisque celui-ci a été installé pour détecter les neutrons lents, des neutrons rapides seront comptabilisés comme des neutrons lents. Les neutrons rapides peuvent également passer à travers le LiF et interagir directement avec le silicium, on pense notamment aux deux réactions suivantes



ayant un seuil de 2.75 MeV et 4 MeV respectivement.

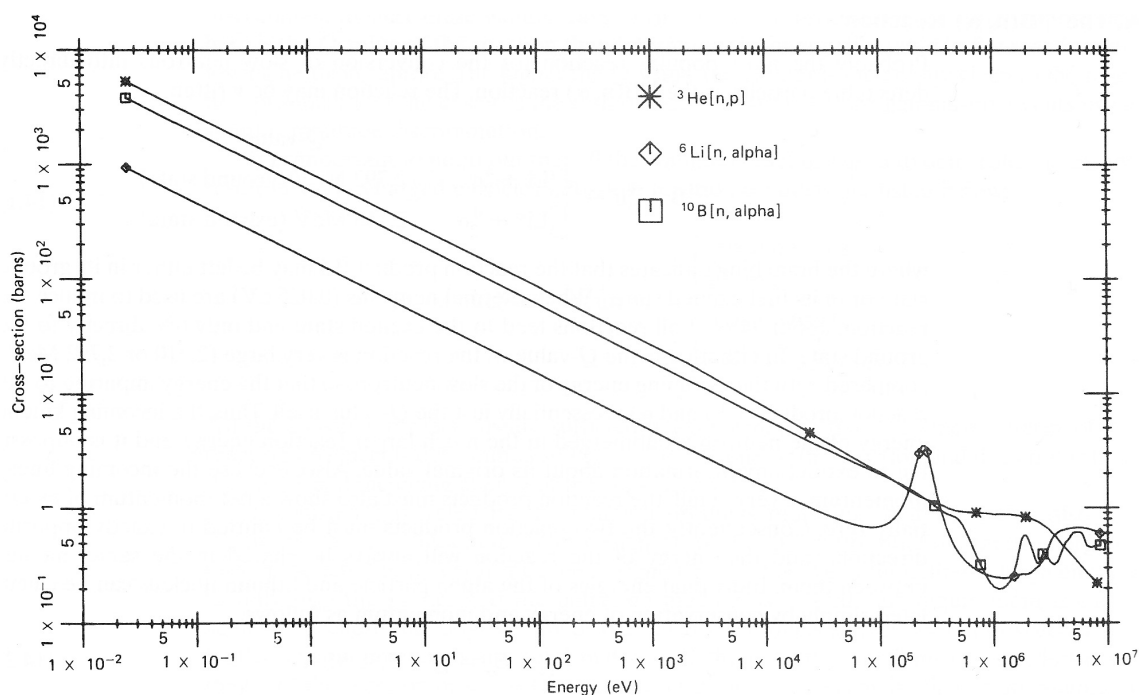


Fig. 3.10 – Sections efficaces pour le lithium, le tritium et le bore en fonction de l'énergie des neutrons. Ces trois matériaux sont utilisés pour la détection de neutrons, mais seul le lithium possède cette résonance à haute énergie. À noter que le bore est souvent ajouté au béton pour empêcher les neutrons de traverser les murs d'un complexe nucléaire[16].

On verra dans le dernier chapitre que des protons de différentes énergies vont

laisser des traces de mêmes tailles dans le détecteur. Ceci est dû au fait qu'un proton de 9 MeV dépose environ 3 MeV dans $300\mu\text{m}$ de silicium. Pour ce genre d'événement, il est impossible de déterminer l'énergie cinétique de la particule incidente en mode *medipix*. Par contre, il sera possible de les identifier plus adéquatement en mode *time-over-threshold* en regardant la répartition de la charge entre les pixels. Un proton de 3 MeV est arrêté par $100\mu\text{m}$ de silicium, alors que le proton de 9 MeV va déposer son énergie sur les $300\mu\text{m}$ et traverser le détecteur. La différence entre les deux distributions est due à la loi de Bragg de déposition d'énergie.

Chapitre 4

Étalonnage du Timepix en mode TOT

Une particule qui atteint le détecteur va créer des charges et par le fait même générer un signal dans un ou plusieurs pixels. Pour chaque pixel, le signal amplifié est comparé à une valeur seuil. Le mode TOT du Timepix permet de mesurer le temps pendant lequel le signal est supérieur à ce seuil. L'information donnée par le détecteur Timepix en mode TOT est une valeur sans unité, dite de TOT . Le temps pendant lequel le signal était supérieur au seuil est simplement la valeur de TOT divisée par la fréquence de l'horloge. Par contre, il serait beaucoup plus pertinent de connaître l'énergie déposée dans le silicium et pour se faire, il faut procéder à un étalonnage en TOT du détecteur. Cet étalonnage permettra de faire correspondre des énergies à des valeurs de TOT ou de temps.

4.1 Méthode expérimentale

Puisque chaque pixel possède son propre circuit d'amplification, il y aura des variations dans la réponse de l'électronique pour chaque pixel. Il est donc important d'étalonner les pixels individuellement. On peut ensuite mesurer la variation des différents paramètres parmi tous les pixels étalonnés. Pour cette raison, seuls les amas de type *Single* seront considérés, car des *blobs* avec plus d'un pixel allumé

feront intervenir plusieurs circuits amplificateurs.

Afin de produire le plus de *Single* possible, il est préférable d'utiliser des sources radioactives émettant des photons ou des électrons de basse énergie. Les sources qui ont été utilisées sont une source de ^{133}Ba et une de ^{241}Am avec une activité de $53.41 \mu\text{Ci}$ et de 94.1 mCi respectivement¹. La source de ^{133}Ba émet des électrons et des photons avec un spectre d'énergie s'étalant jusqu'à environ 384 keV . Les électrons et les photons émis qui nous intéressent plus particulièrement sont présentés dans le tableau 4.1.

Électrons		Photons	
Énergie (keV)	Intensité (%)	Énergie (keV)	Intensité (%)
25.5	13.0	30.625	31.2
43.6296	3.96	30.973	57.2
45.0133	47.1	34.92	5.41
...	...	34.987	10.44

Tableau 4.1 – Énergies et intensités des électrons et des rayons-X d'une source de ^{133}Ba qui sont utilisés pour l'étalonnage.

En plus d'émettre des électrons et des photons, la source de ^{241}Am émet également des particules alpha. Les particules alpha ont une énergie pouvant atteindre au maximum 5.544 MeV et 5 cm d'air sont suffisants pour les bloquer. L'expérience avec la source de ^{241}Am a été réalisée dans l'air afin de bloquer les particules alpha ainsi que les électrons. Seuls les photons nous intéressent pour l'étalonnage du détecteur, le tableau 4.2 donne les principales énergies utilisées.

Photons	
Énergie (keV)	Intensité (%)
13.9	14.3
26.3446	2.27
59.5409	35.9

Tableau 4.2 – Énergies et intensités des rayons-X d'une source de ^{241}Am qui sont utilisés pour l'étalonnage.

Puisque les électrons perdent de l'énergie dans l'air, les données avec la source de ^{133}Ba ont été prises dans le vide. La source, ponctuelle, était placée à quelques millimètre du silicium en raison de la faible activité de la source. L'expérience avec

¹Ces activités ont été calculées à l'été 2011.

la source de ^{241}Am a été réalisée dans l'air puisque seuls les photons nous intéressent et leur perte d'énergie dans l'air est négligeable. En raison de la forte activité de la source, celle-ci était placée à environ 7 cm du détecteur afin de réduire le flux incident et aussi parce que la source n'est pas ponctuelle mais plutôt en forme d'anneau. La membrane métallique qui recouvre la source bloque toutes les particules alpha ainsi que les électrons de basse énergie. Les électrons émis par la source de ^{133}Ba vont également perdre de l'énergie en traversant la pellicule métallique qui recouvre la source.



(a) ^{133}Ba , activité de $53.41 \mu\text{Ci}$

(b) ^{241}Am , activité de 94.1 mCi

Fig. 4.1 – Images des sources de baryum et d'américium avec inscrites leur activité initiale. L'activité initiale de la source a) était de $593 \mu\text{Ci}$ et de 0.1 Ci pour la source b). Les activités ont été calculées avec la formule $A = A_0/2^n$, où n est le nombre de demi-temps de vie écoulés et A_0 l'activité initiale et A l'activité actuelle.

Pour chaque prise de données, le seuil était fixé à 5.36 keV , le voltage appliqué sur le semi-conducteur à 100 V et le $IKrum$ à 3 , ce qui correspond à un courant de 471 pA . Afin d'obtenir une grande statistique, on a fait 1000 répétitions d'une acquisition de 1000 frames . On a fixé un temps d'acquisition qui permettait d'obtenir au minimum 1000 Single par $frames$, ainsi chaque pixel aura une statistique suffisante. Compte tenu des différentes activités des sources et de leur distance du détecteur, les temps d'acquisition pour le baryum et l'américium étaient de 18 ms et de 12 ms respectivement.

4.2 Analyse des spectres

Une fois les données converties en format utilisable par *MAFalda*, on exécute celui-ci avec l’algorithme *LowTOTCalib* spécialement écrit pour l’étalonnage à basse énergie. Cet algorithme classe tous les événements de type *Single* selon le pixel dans lequel l’événement s’est produit. On dispose alors d’une liste de toutes les valeurs *TOT* qui ont été déposées dans chaque pixel.

On trace ensuite un histogramme de la distribution du *TOT* pour un pixel afin de déterminer les pics associés au baryum et à l’américium. D’abord, on identifie tous les maxima, principal et secondaires, sur lesquels on ajuste une fonction gaussienne. Ensuite, un algorithme s’occupe de trier les données et de ne garder que les pics compris entre certaines valeurs. Ces valeurs ont été définies en regardant l’allure générale des spectres. Les pixels situés sur le pourtour du détecteur sont exclus puisque les événements dans ces pixels ne sont pas nécessairement des *Single* en raison des pixels manquants. Les pixels qui ne comptent pas seulement deux pics pour le baryum et trois pics pour l’américium sont également rejetés. Les figures 4.2 et 4.3 montrent la distribution des valeurs de *TOT* dans un pixel pour la source de ^{241}Am et de ^{133}Ba respectivement.

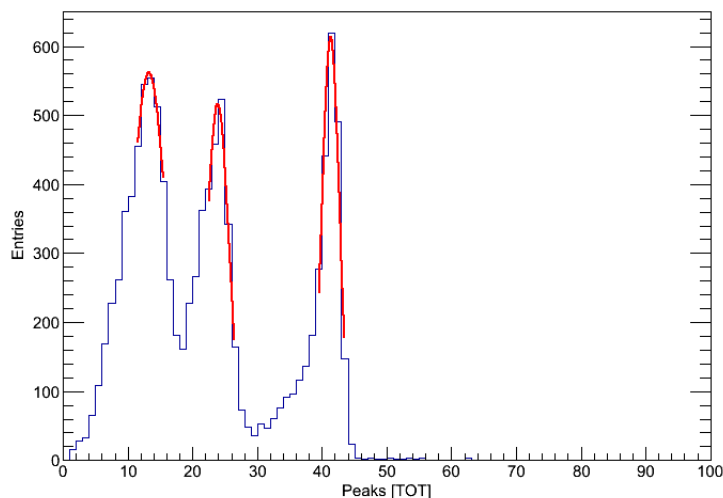


Fig. 4.2 – Spectre obtenu avec la source de ^{241}Am , les trois pics attendus sont bien visibles. Les courbes en rouge correspondent aux ajustements gaussiens aux données.

À chacune des 5 valeurs de *TOT* obtenues, on doit lui associer une énergie. Pour les pics associés au ^{241}Am , les valeurs retenues sont celles du tableau 4.2. Pour le ^{133}Ba , puisqu’il est impossible de savoir lequel des rayons-X du tableau 4.1 a interagi

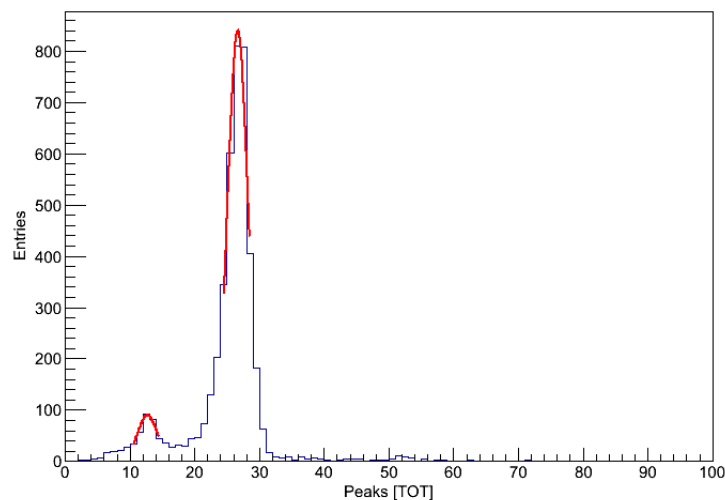


Fig. 4.3 – Spectre obtenu avec la source de ^{133}Ba , seulement deux pics sont visibles. Les courbes en rouge correspondent aux ajustements gaussiens aux données.

avec le détecteur, on a pris une moyenne de leur énergie soit 31.476 keV. L'énergie correspondant au deuxième pic du baryum est d'environ 13.2 keV et a été obtenue en faisant un balayage en seuil. En augmentant le seuil, le nombre de pixels allumés va diminuer. Puisque la pente associée au nombre N de *Single* en fonction de l'énergie n'est pas constante, on verra apparaître un maximum en prenant la dérivée de N par rapport à l'énergie. Ce maximum correspond à l'énergie déposée par la particule dans le pixel. Dans un graphique du *TOT* en fonction de l'énergie, on peut ajuster les points avec une fonction du type

$$f(E) = aE + b - \frac{c}{E - t}, \quad (4.1)$$

où $f(E)$ est la valeur de *TOT* pour une énergie donnée[22] telle que représentée sur la figure 4.4. Les paramètres a et b décrivent la région linéaire de la fonction, le paramètre t est lié au seuil et le paramètre c affecte la courbure. On obtient ces paramètres à partir des deux pics de la source de ^{133}Ba et des trois pics de la source de ^{241}Am dont la distribution est présentée sur la figure 4.5.

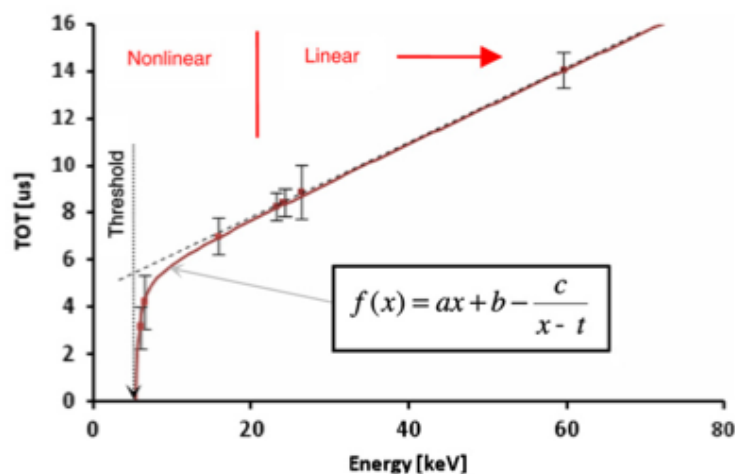


Fig. 4.4 – Dépendance en énergie du *TOT* obtenue à partir de l'étalonnage du détecteur TPX[22].

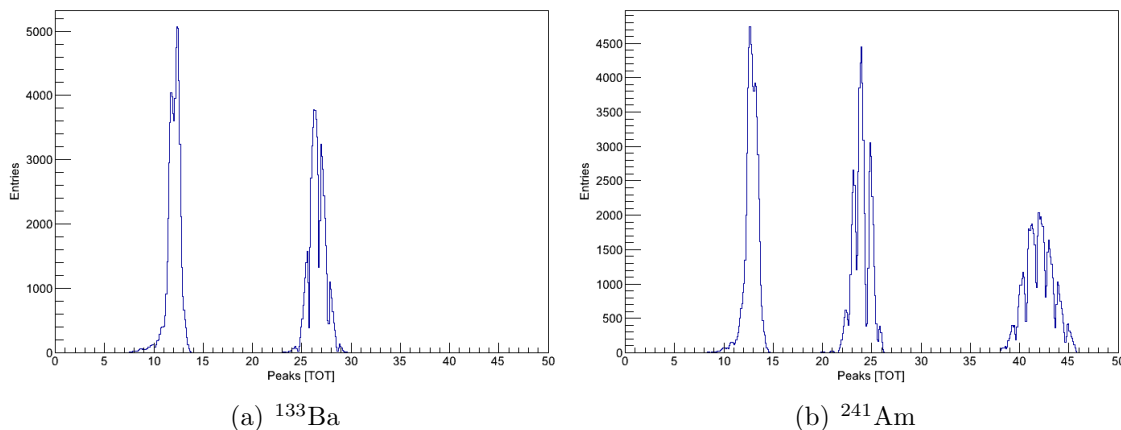


Fig. 4.5 – Distribution des maxima de tous les pixels pour les source de ^{133}Ba et de ^{241}Am .

4.3 Résultats

Malgré le rejet de plusieurs pixels, cette méthode permet d'étalonner individuellement 62698 pixels soit un peu plus de 95.5% de tous les pixels du Timepix. La figure 4.6 représente la surface du détecteur, les pixels en rouge sont ceux qui n'ont pas été étalonnes individuellement en raison des conditions énoncées plus haut, leurs paramètres sont donc ceux de l'étalonnage global. Les pixels sur la ligne à la droite du détecteur sont des pixels bruyants masqués lors de l'acquisition, leur valeur est toujours nulle. Outre cette ligne bruyante et les pixels sur le contour, la répartition est plutôt uniforme bien que les pixels vers le haut semblent répondre moins bien. Les

figures 4.8 et 4.9 montrent la distribution du nombre d'événements par pixel pour les sources de ^{241}Am et ^{133}Ba respectivement. La distribution est beaucoup plus uniforme pour l'américium puisque la source était plus éloignée du détecteur. La source de baryum étant placée à quelques millimètres du détecteur, les pixels centraux ont reçu plus d'événements comme le montre la figure 4.7(a).

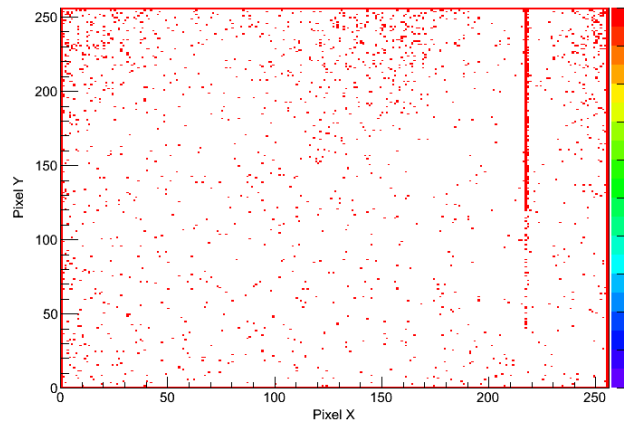


Fig. 4.6 – Répartition sur la surface du détecteur des pixels, en rouge, qui n'ont pas été étalonnés individuellement (voir texte).

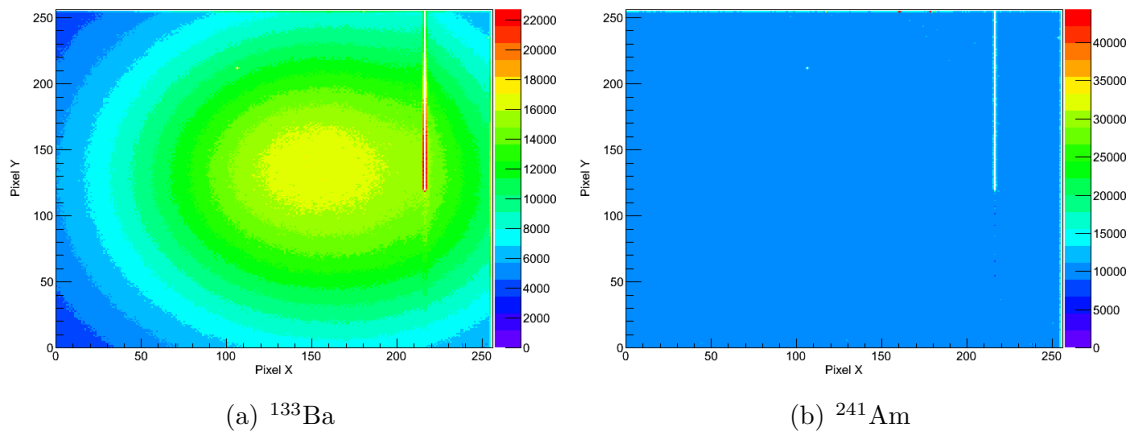


Fig. 4.7 – Répartition du nombre d'événements par pixel sur la surface du détecteur. L'uniformité sur la surface du détecteur pour l'américium est due à l'éloignement de la source, contrairement à la source de baryum qui était très proche. La ligne dans le coin supérieur droit est causée par des pixels bruyants.

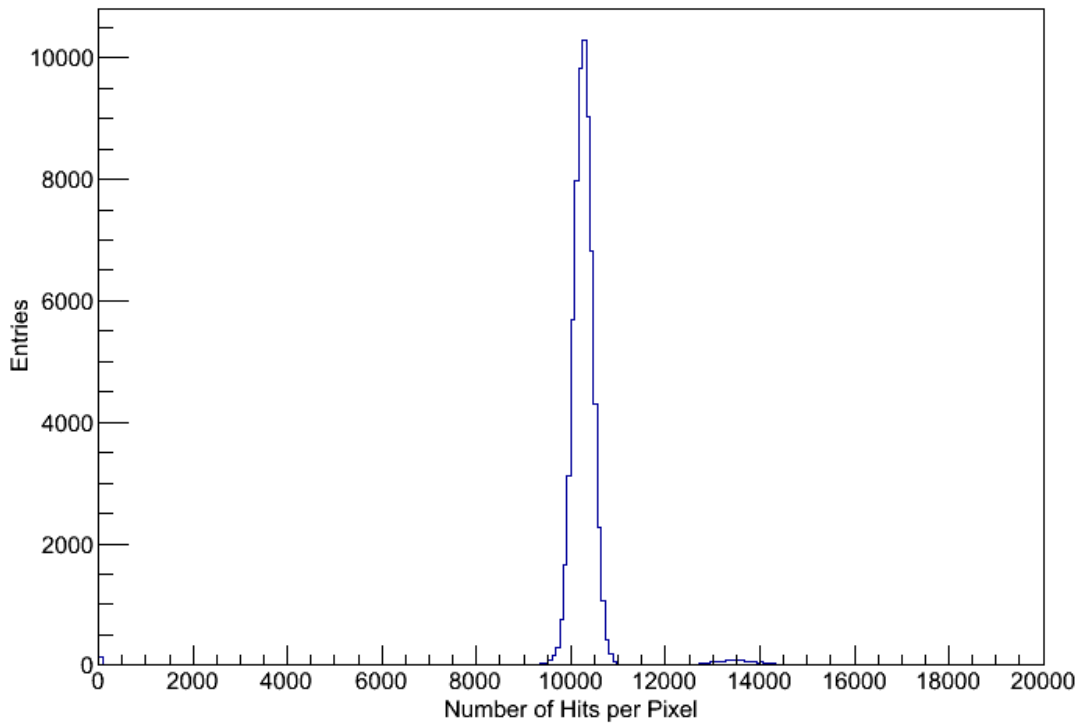


Fig. 4.8 – Distribution du nombre d'événements par pixel avec la source de ^{241}Am . Le nombre d'événements par pixel est très uniforme sur toute la surface du détecteur.

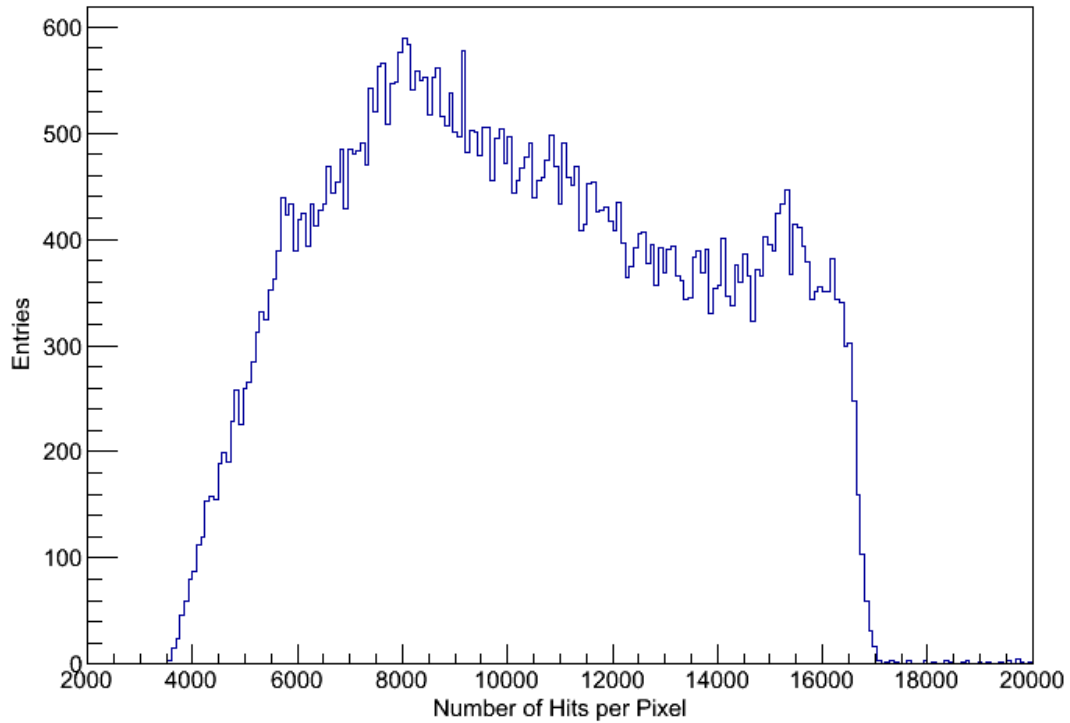


Fig. 4.9 – Distribution du nombre d'événements par pixel avec la source de ^{133}Ba . Le nombre d'événements par pixel est très dispersé, certains pixels ont reçu moins de 4000 événements alors que d'autres en ont reçu plus de 16000.

Les figures 4.10(a) à 4.10(d) représentent les distributions des 62698 pixels étalonnés individuellement. La valeur moyenne du paramètre a est (0.51 ± 0.02) keV⁻¹, b est (12.1 ± 5) , c est (24 ± 4) keV et t est (9.9 ± 0.4) keV. Ces valeurs moyennes ont été attribuées aux pixels qui n'ont pas été étalonnés individuellement.

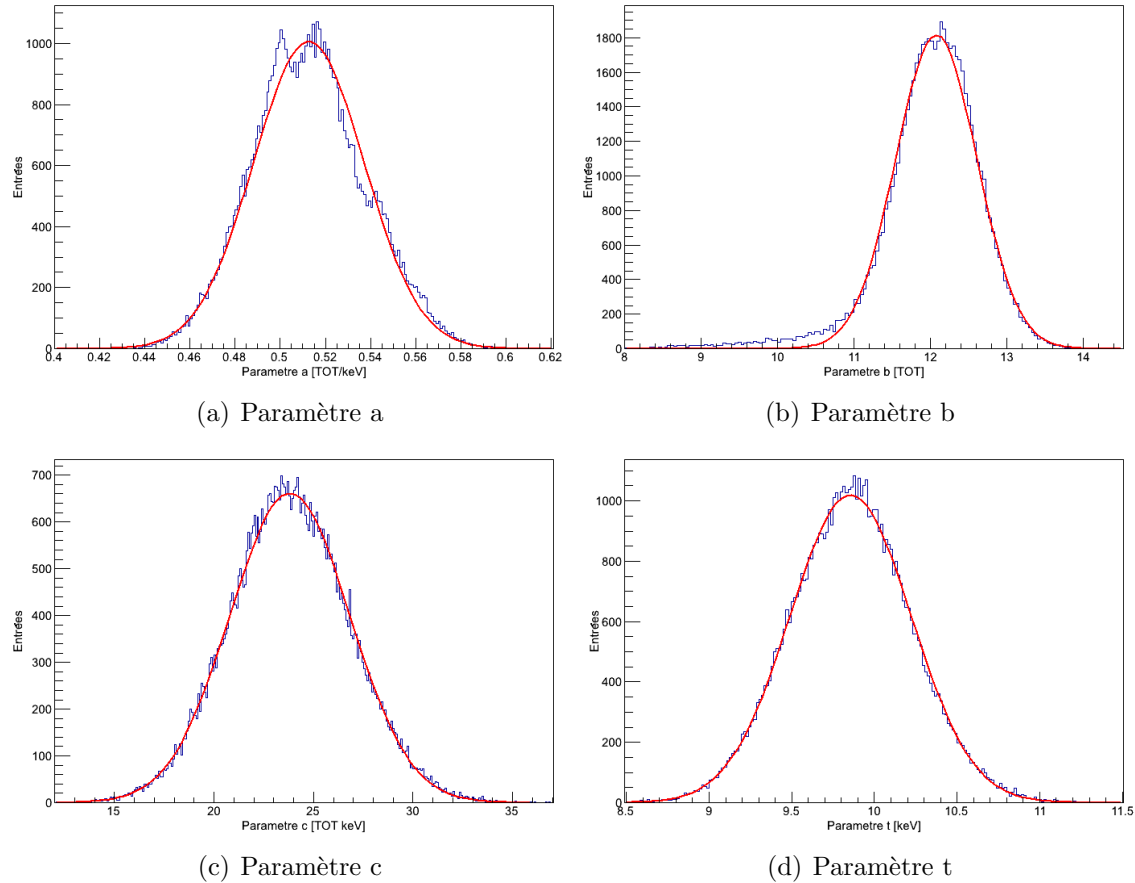


Fig. 4.10 – Distributions des paramètres a , b , c et t de l'étalonnage individuel de 62698 pixels en mode *Time-over-Threshold* avec un seuil de 5.36 keV. Les courbes en rouge représentent les ajustements gaussiens aux données afin d'établir les valeurs moyennes de chacun des paramètres.

Chapitre 5

Simulation Geant4 d'un détecteur pixelisé

De nos jours, rares sont les expériences en physique qui ne font pas appel à quelques simulations. Particulièrement dans les domaines où l'interaction de la radiation avec la matière entre en jeu. Les simulations de type Monte Carlo peuvent être utilisées pour comparer les données expérimentales avec les modèles théoriques. Dans le cas des détecteur de type MPX ou TPX, une simulation permettrait d'améliorer les analyses actuelles du groupe ATLAS-MPX en l'utilisant conjointement avec la simulation du détecteur ATLAS. Ce chapitre décrit les principales caractéristiques de *mpxG4*, la simulation d'un détecteur Timepix.

5.1 Plateforme de simulation Geant4

La plateforme de simulation Geant4 est une collection de bibliothèques contenant des éléments de physique, de géométrie et de reconstruction de traces (*tracking*). L'utilisateur a les pleins pouvoirs, c'est-à-dire qu'il génère lui-même ses géométries et inclut seulement la physique nécessaire à sa simulation. Cependant, il doit obligatoirement implémenter trois instances de classes qui sont automatiquement recherchées par `G4RunManager` lors de l'initialisation. Ces trois classes doivent être dérivées des classes virtuelles suivantes

`G4VUserDetectorConstruction`, `G4VUserPhysicsList` et
`G4VUserPrimaryGeneratorAction`.

La première classe contient l'essentiel de la géométrie du détecteur ainsi que les matériaux qui le compose. Les volumes physique y sont créés ainsi que les volumes de type *Sensitive Detector*. Seuls les volumes de ce type permettront de sauvegarder l'information générée par les particules durant leur parcours. La seconde classe supporte toute la physique de la simulation. L'utilisateur génère lui-même les particules et les processus physiques par lesquels elles doivent interagir. Il est donc possible de n'inclure que des processus électromagnétiques ou d'y ajouter des interactions nucléaires, etc. La troisième classe obligatoire est celle qui permet de générer les événements. Un événement dans Geant4 correspond à une particule envoyée avec la commande `BeamOn()`. Chaque appel de cette fonction constitue une séquence (*run*) et il est possible de produire plusieurs événements pour une même séquence ainsi que de lancer plusieurs séquences dans la simulation.

5.2 Géométrie du détecteur

La géométrie du détecteur construite avec Geant4 est illustrée sur la figure 5.1. La surface au contour vert représente le circuit imprimé au-dessus duquel est disposée la partie active du détecteur. Le carré jaune situé dans la partie supérieure représente le silicium de 300 μm d'épaisseur et de 1.4 cm de côté. Trois autres couches sont déposées sur le semi-conducteur. D'abord, il y a une couche de 1 μm de silicium qui constitue une des deux électrodes. Ensuite, il y a une couche de 48 nm d'aluminium ainsi qu'une couche de 8 nm d'alumine. L'épaisseur de ces deux dernières couches ont été déterminées par des mesures d'ellipsométrie effectuée à l'École Polytechnique de Montréal.

5.3 Fonctionnement de *mpxG4*

À chaque processus physique le long de la trajectoire d'une particule, la simulation génère un élément de type `G4Step` qui contient l'information sur la position de la

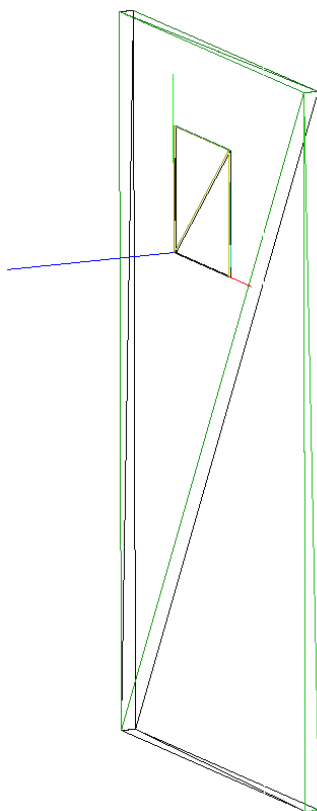


Fig. 5.1 – Visualisation de la géométrie du détecteur Timepix dans la simulation *mpxG4*.

particule, l'énergie déposée, le type d'interaction. On peut voir une représentation du parcours d'une particule sous forme de *step* sur la figure 5.2. Lorsque les particules interagissent dans la couche de silicium du détecteur, puisque celui-ci est de type `G4VSensitiveDetector`, les informations sur l'interaction sont sauvegardées dans un élément `G4THitsCollection`. Cet élément contient tout l'historique des interactions dans le silicium et sera primordial pour effectuer la distribution de l'énergie entre les pixels (voir éq. 1.17). La simulation répète le même mécanisme jusqu'à ce que la particule initiale ait déposé toute son énergie ou soit sortie des limites de la simulation, ainsi que pour les particules secondaires générées lors des interactions.

L'énergie déposée à chaque pas est sommée pour avoir l'énergie totale déposée par la particule, de même que la distance parcourue par la particule dans le silicium. Ces deux paramètres sont nécessaires pour calculer les temps de plasma et le temps de délai d'après les relations 1.12 et 1.13. L'algorithme pour le partage de charge, `MPXG4ChargeSharing`, est donc exécuté à la toute fin d'un événement. Pour chaque pas à l'intérieur du détecteur, le temps de collection est calculé à partir de la relation

1.14 et l'énergie déposée en ce point est distribuée parmi les pixels selon l'équation 1.15. Seul le temps de dérive est affecté par la profondeur dans la couche de silicium.

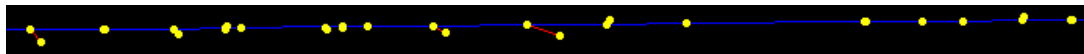


Fig. 5.2 – Chaque point en jaune représente un pas effectué par la particule dans le détecteur. Un pas est créé chaque fois qu'une particule subit une interaction sur sa trajectoire.

L'utilisation de *mpxG4* est relativement simple puisque les paramètres d'entrée sont contenus dans un fichier externe, ce qui permet de les changer sans avoir à recompiler la simulation. La position du détecteur et l'angle par rapport aux axes x , y et z de celui-ci doivent nécessairement être inclus dans ce fichier. L'énergie de seuil ainsi que les paramètres de l'équation 4.1 sont spécifiés dans ce fichier également. Ensuite, il faut déterminer quel type de particule est généré, dans quelle direction et avec quelle énergie. On peut également envoyer un champ mixte de particules afin de reproduire la radiation émise par une source radioactive ou les produits de collisions de particules. Certaines commandes peuvent être ajoutées pour activer la visualisation, mais cette fonction n'est pas utilisée lorsque l'on lance plusieurs séquences.

5.3.1 Numérisation

Afin de reproduire la réponse du détecteur, les données générées par la simulation sont numérisées dans un format propre à ce type de détecteur pixelisé. Les logiciels *Pixelman* et *MAFalda* produisent des images où les pixels allumés représentent les traces laissées par différentes particules. Le logiciel *mpxG4* se doit également de produire ce genre de fichier de sortie. Une fois que l'énergie a été distribuée entre les pixels pour tous les pas, l'énergie de chaque pas est sommée dans chacun des pixels. On obtient ainsi l'énergie totale déposée dans un pixel qui est ensuite comparée avec l'énergie du seuil.

En mode *medipix*, si l'énergie déposée dans le pixel est supérieure au seuil, le numériseur compte +1 dans ce pixel. En mode *time-over-threshold*, le numériseur attribue plutôt une valeur de *TOT* aux pixels. L'énergie de chaque pixel est convertie

en TOT à l'aide de la relation 4.1 en utilisant l'étalonnage pixel par pixel ou simplement l'étalonnage global pour tous les pixels. La plateforme ROOT étant compatible avec Geant4, le même algorithme utilisé pour convertir les données acquises avec *Pixelman* dans un format adéquat pour *MAF*alda est inclus dans la simulation. Les données simulées et les données réelles peuvent donc être analysées avec les mêmes algorithmes. Tous les événements générés dans une séquence seront contenus dans une même trame. Le nombre de séquences correspond au nombre de *frames* dans le fichier de sortie, ce qui permet d'éviter le chevauchement des traces si l'utilisateur souhaite simuler des milliers d'événements à la fois. De plus, *MAF*alda différencie les données simulées des données réelles en identifiant les trames provenant de *mpxG4*.

La simulation dans son état actuel, en mode *time-over-threshold*, n'est valide que pour un *IKrum* de 3 et un *IPreamp* de 240 puisque l'étalonnage a été effectué avec ces paramètres. Afin de simuler adéquatement la réponse du détecteur avec différents paramètres, il suffit d'effectuer un nouvel étalonnage et de remplacer les paramètres a , b , c et t par de nouveaux. Pour les résultats de simulations présentés dans le chapitre suivant, on a utilisé l'étalonnage global. Tous les pixels ont donc les mêmes paramètres a , b , c et t . La figure 5.3 ci-dessous montre la distribution du paramètre a sur la surface du détecteur. Elle est suffisamment uniforme pour justifier l'utilisation de l'étalonnage global.

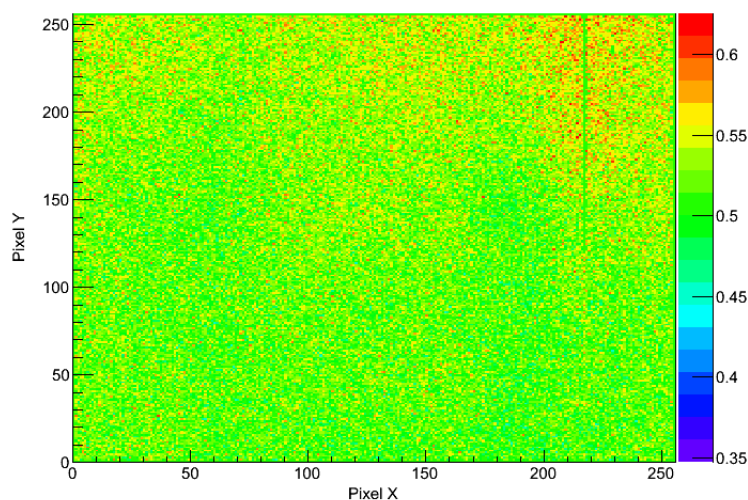


Fig. 5.3 – Distribution de la valeur du paramètre a sur la surface du détecteur.

Chapitre 6

Données expérimentales et simulations Monte Carlo

Afin de s'assurer du bon fonctionnement d'une simulation, il est primordial de comparer les résultats de la simulation avec des données expérimentales. Puisque l'Université de Montréal possède un accélérateur de particules, on a pu exposer un détecteur Timepix à des flux de protons et de particules α . Ce chapitre présente les différentes prises de données ainsi que les analyses effectuées dans le but de valider la simulation *mpxG4*.

6.1 Protons et particules alpha

Le phénomène de diffusion des porteurs de charge est essentiellement lié aux particules lourdes chargées puisque celles-ci créent une très grande quantité de charge dans une région localisée. Évidemment, les charges créées au passage d'un électron vont diffuser latéralement, mais, puisqu'elles sont créées en plus petit nombre, l'énergie déposée dans les pixels voisins ne sera que très rarement supérieure au seuil. Les électrons de basse énergie ont plutôt tendance à changer aléatoirement de direction dans le détecteur et ceux de haute énergie deviennent rapidement des MIPs et déposent un minimum d'énergie dans le détecteur. Pour ces raisons, la validation de la simulation avec les données expérimentales a été faite en utilisant des protons et

des particules α qui étaient facilement disponibles au laboratoire.

6.1.1 Tandem

Le Laboratoire René-J.-A.-Lévesque de l'Université de Montréal dispose d'un accélérateur van de Graaff Tandem. Dans un accélérateur Tandem, les ions sont accélérés à deux reprises. Ils sont d'abord chargés négativement pour être accélérés une première fois et, en leur arrachant les charges négatives, ils sont accélérés une seconde fois puisqu'ils deviennent chargés positivement. Cette technique permet d'accélérer des protons jusqu'à 11.4 MeV et des particules α jusqu'à 16 MeV.

Les ions ainsi accélérés sont déviés vers le détecteur Timepix à l'aide d'une feuille d'or. Les ions font donc des collisions élastiques avec les noyaux d'or, il s'agit de la diffusion de Rutherford. La surface du détecteur Timepix étant placée à 90° avec le faisceau, les ions vont bombarder la surface avec un angle presque nul par rapport à la normale. La diffusion des ions permet surtout de réduire le flux de particules afin de ne pas irradier excessivement le détecteur, le taux pouvant facilement atteindre $2 \cdot 10^{11}$ particules par seconde.

L'énergie a été balayée entre 1 et 10 MeV pour les protons et entre 1 et 16 MeV pour les particules α . Les seuils ont été fixés à 7.67, 12.1 et 13.32 keV et pour chaque seuil le détecteur a été positionné à 0 et 70° . Le Timepix était placé dans une chambre à vide d'environ 10^{-6} torr et le voltage appliqué sur le semi-conducteur était de 100 V. Afin d'avoir une bonne statistique, 5000 répétitions ont été prises pour les protons et 1500 pour les particules α en variant les temps d'acquisition entre 10 et 200 ms. Le boîtier USB qui a été utilisé est le dernier modèle FITPix développé à l'IEAP la fréquence de l'horloge a été réglée à 9.6 MHz. Le boîtier FITPix a été préféré au Medipix2-USB en raison de sa rapidité d'acquisition, environ 10 fois plus grande.

6.1.2 Simulation

Les mêmes paramètres ont été utilisés pour la simulation, soient les mêmes énergies, les mêmes seuils et les mêmes angles d'incidence. Seulement 10 événements par séquence ont été générés pour minimiser la superposition d'événements et on a

lancé 500 séquences pour les protons et 200 pour les particules α . Les événements sont générés aléatoirement dans un carré de 1.4 cm de largeur situé à 1 mm du détecteur ce qui assure une répartition uniforme des événements.

Tous les pixels sont identiques dans la simulation puisque l'on utilise l'étalonnage global, la distribution des événements sur le détecteur nous assure que les particules vont frapper le détecteur à différents endroits sur la surface de $55 \times 55 \mu\text{m}^2$ des pixels. La taille des amas et la répartition de l'énergie entre les différents pixels dépendent grandement du point d'impact de la particule dans le pixel. La taille d'un amas sera plus grande si la particule frappe le pixel dans un coin plutôt qu'en plein centre et une plus grande énergie va se déposer dans les trois pixels adjacents.

6.2 Vérifications de la simulation

Afin de valider le modèle de la diffusion latérale des porteurs de charges entre les données expérimentales et celles obtenues par les simulations Geant4, on a d'abord tracé la variation de la taille des amas en fonction de l'énergie de la particule incidente. Ensuite pour vérifier le mode *time-over-threshold* de la simulation, on a comparé la variation de la charge totale des amas, en unité *TOT*, en fonction de l'énergie incidente. Pour interpréter ces résultats, on a étudié la variation de la charge déposée dans le pixel central d'un amas pour les protons et les particules α .

6.2.1 Méthode d'analyse et calcul des erreurs

Pour chacune des sections ci-dessous la méthode d'analyse est essentiellement identique. Pour une énergie donnée, qui correspond à l'énergie du faisceau, on trace la distribution de la taille des amas (ou de la charge totale en unité *TOT*) en ne considérant que les traces pouvant représenter un proton ou une particule α . La valeur retenue pour cette énergie est simplement la moyenne de toutes les valeurs. La moyenne quadratique (*RMS*) représente l'erreur statistique sur les données et correspond aux barres d'erreurs pour chacun des points sur les graphiques, soit pour les figures 6.1 à 6.15.

6.2.2 Taille des amas

Les figures 6.1 et 6.2 représentent la taille des amas en fonction de l'énergie pour des protons et des particules α respectivement. Les particules ont une incidence perpendiculaire à la surface du détecteur et l'énergie de seuil a été fixée à 7.67 keV. On voit que la taille diminue au-delà de 6 MeV pour les protons alors qu'elle continue d'augmenter pour les particules α , ceci est dû au fait que les protons de plus de 6 MeV traversent les 300 μm de silicium et y déposent un peu moins de 3 MeV. Par contre, les particules α continuent d'être freinées complètement par le détecteur et la taille des traces laissées augmentent. L'accord entre l'expérience et les simulations est nettement meilleur pour les protons que pour les particules α . La quantité de charges créées en un point est beaucoup plus grande pour les particules α , puisqu'elles perdent leur énergie sur une plus courte distance. Le modèle de partage de charge semble être moins efficace pour les particules *alpha*. Le modèle de diffusions latérale des porteurs de charge est seulement un modèle effectif, c'est-à-dire qu'il a été établi expérimentalement et n'inclut pas les équations de transport des porteurs de charges. Néanmoins, simplement en regardant la taille des traces, il est possible de différencier les protons des particules α au-delà de 5 MeV.

Les figures 6.3 et 6.4 représentent également la taille des amas en fonction de l'énergie mais pour un seuil de 12.1 keV cette fois-ci. Les données obtenues par les simulations semblent être mieux en accord avec les données du Tandem pour les protons. Il manque toutefois de données pour les particules α , mais d'après le point à 5 MeV il est permis de croire que le comportement ressemblera beaucoup à la figure 6.2 prise à 7.67 keV. Puisque le courant de l'accélérateur était très faible pour les particules α , seules des données avec un seuil fixé à 7.67 keV ont été prises. Il avait été établi que le comportement des simulations et des données expérimentales ne dépendaient pas du seuil et qu'il ne s'agissait pas de faire une étude en fonction du seuil.

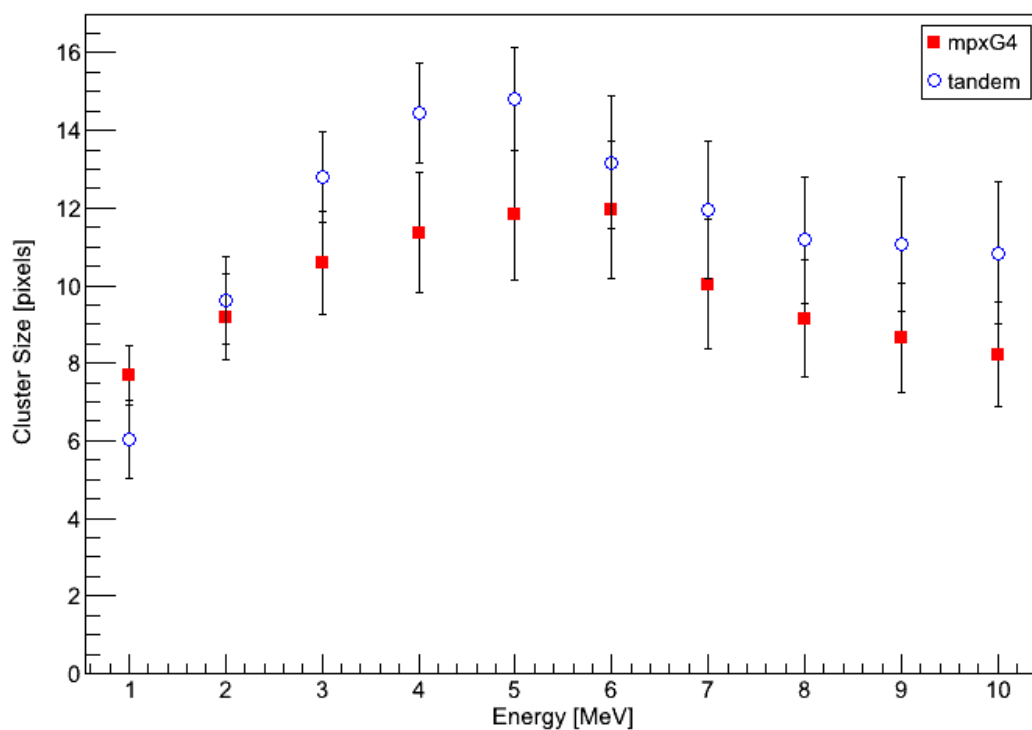


Fig. 6.1 – Taille des amas en fonction de l'énergie pour des protons à 0° avec un seuil de 7.67 keV.

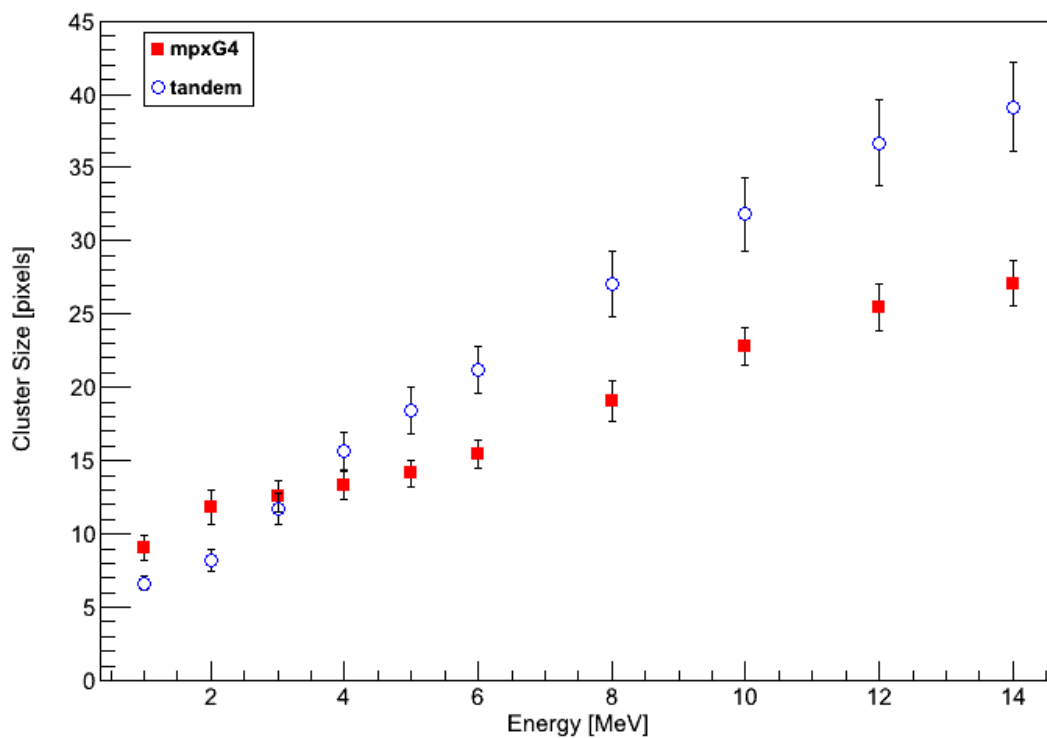


Fig. 6.2 – Taille des amas en fonction de l'énergie pour des particules α à 0° avec un seuil de 7.67 keV.

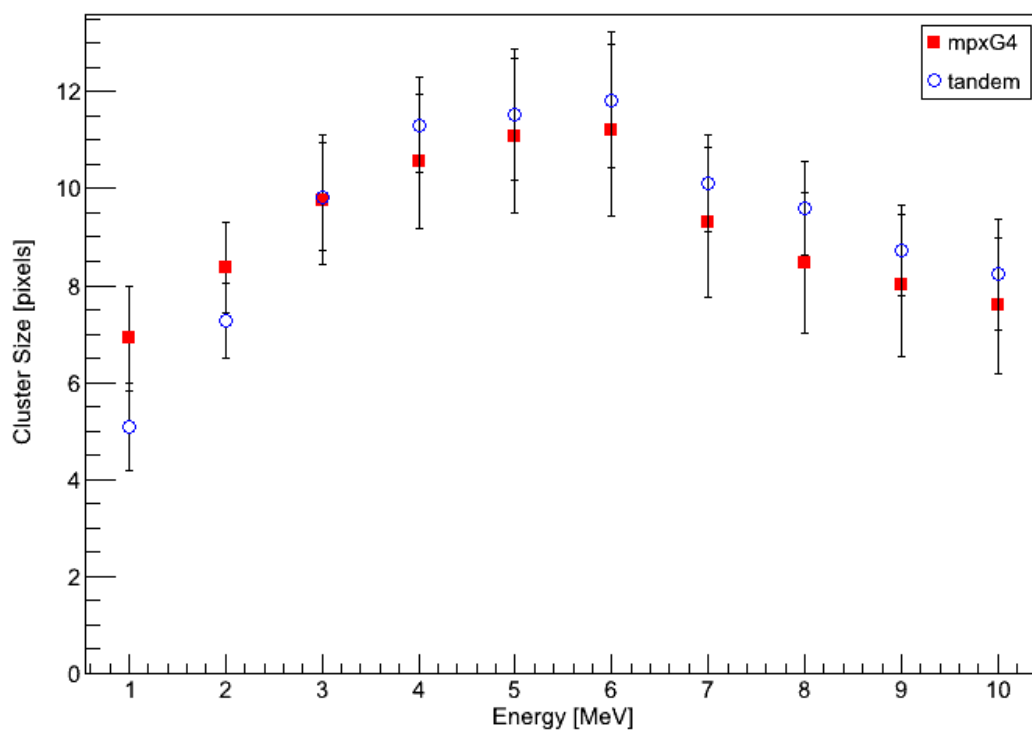


Fig. 6.3 – Taille des amas en fonction de l'énergie pour des protons à 0° avec un seuil de 12.1 keV.

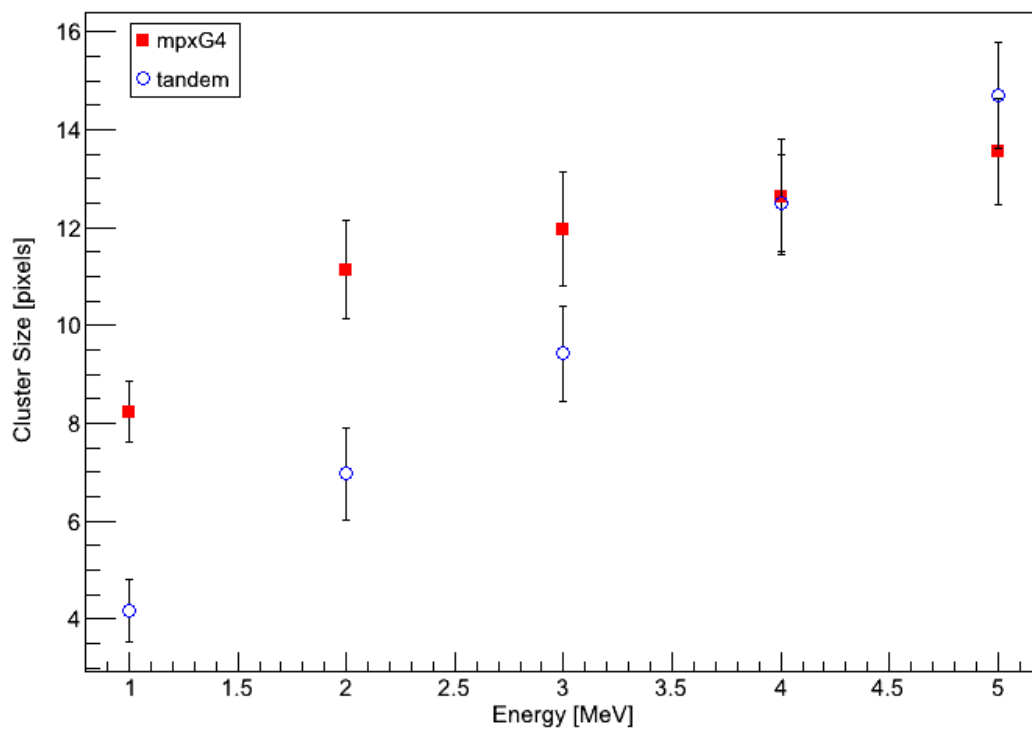


Fig. 6.4 – Taille des amas en fonction de l'énergie pour des particules α à 0° avec un seuil de 12.1 keV.

La figure 6.5 montre la taille des amas pour des protons dont l'angle d'incidence par rapport à la normale du détecteur est de 70° . Lorsque des particules lourdes frappent le détecteur perpendiculairement, elles ne sont pas déviées et ne traversent qu'un seul pixel. En revanche, lorsqu'elles frappent le détecteur avec un angle non nul, elles vont parcourir plusieurs pixels. Avec un angle d'incidence de 70° , les protons peuvent parcourir jusqu'à $877 \mu\text{m}$ de silicium. Les protons sont donc complètement freinés, ce qui explique que la taille des amas continue d'augmenter au-delà de 6 MeV, contrairement aux protons d'incidence perpendiculaire. On voit que la corrélation des données simulées avec les données expérimentales est très bonne, ce résultat s'explique par le fait que moins d'énergie est déposée dans un même pixel.

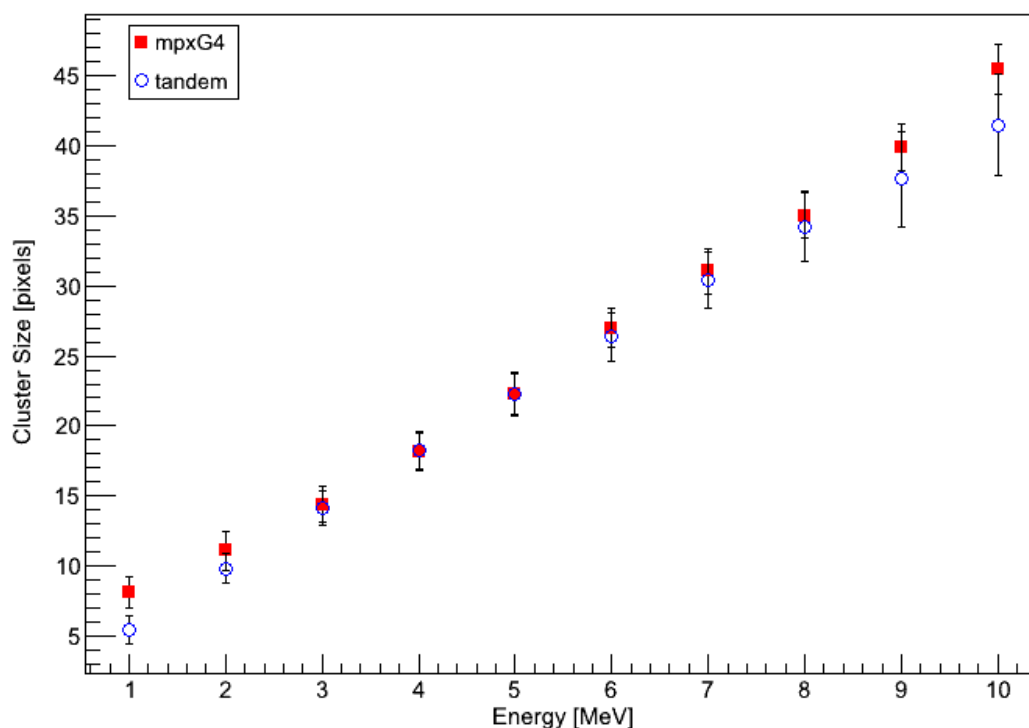


Fig. 6.5 – Taille des amas en fonction de l'énergie pour des protons à 70° avec un seuil de 7.67 keV.

Par contre, pour les particules α , les résultats sont pratiquement identiques à 70° qu'à 0° comme on peut le voir sur les figures 6.6 et 6.2. En effet, puisque la distance de parcours des particules α dans le silicium n'est pas très grande, elles ne vont pas traverser un grand nombre de pixels avant d'être freinées. Les particules α de 16 MeV ne vont parcourir que 3 ou 4 pixels, alors que des protons de 10 MeV peuvent traverser jusqu'à 13 pixels. Pour de faibles énergies, il n'y a pas de différences notables en fonction de l'angle d'incidence pour les α .

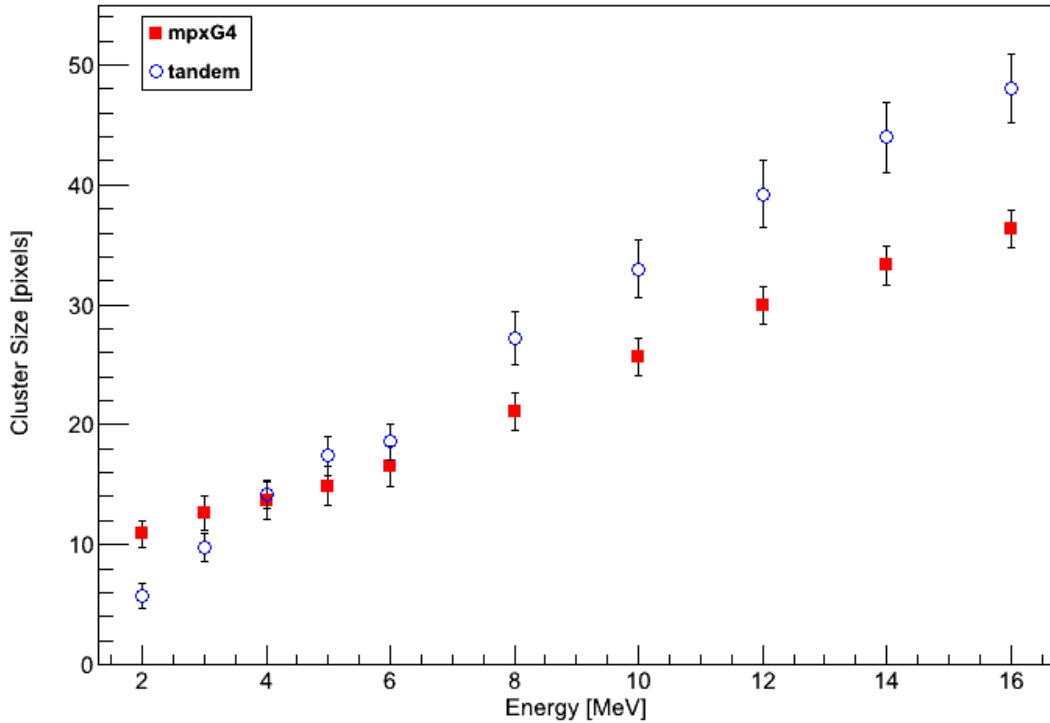


Fig. 6.6 – Taille des amas en fonction de l'énergie pour des particules α à 70° avec un seuil de 7.67 keV.

6.2.3 Charge totale

Les figures 6.7 et 6.8 représentent la charge totale, en unité de TOT , déposée par la particule en fonction de son énergie cinétique pour des protons et des particules α . L'angle d'incidence des particules est de 0° et le seuil est fixé à 7.67 keV. On voit que les charges déposées sont relativement en bon accord entre protons et particules α jusqu'à environ 6 MeV, ce qui est tout à fait normal puisqu'ils déposent la même quantité d'énergie. Tout comme la taille des amas, la charge déposée par les protons chute au-delà de 6 MeV puisqu'ils traversent le détecteur. Autant pour les protons que pour les particules α , la corrélation entre les simulations et les données expérimentales est très bonne. Par contre, pour un seuil de 12.1 keV, l'écart entre les données est un peu plus grand en deçà de 6 MeV.

Tout comme pour la taille des amas, la corrélation entre les données expérimentales et les simulations est très bonne pour la charge totale des amas pour un angle d'incidence de 70° . Les figures 6.10 et 6.11 sont les données pour les protons avec des seuils de 7.67 keV et 12.1 keV respectivement. Encore une fois, il semble y avoir

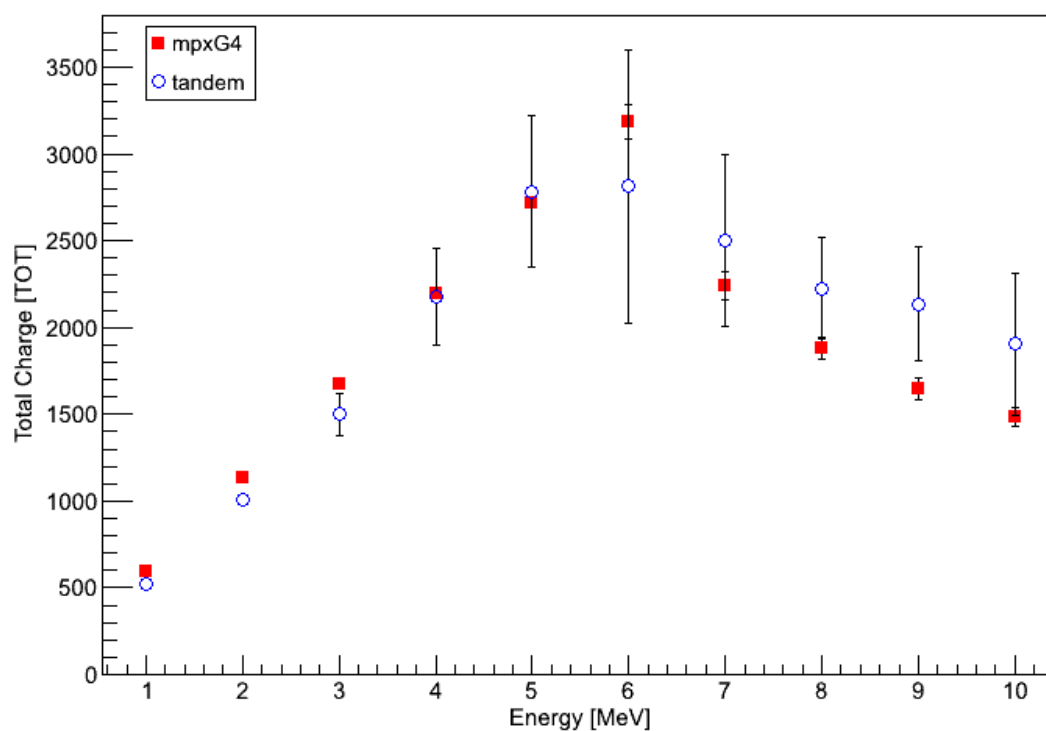


Fig. 6.7 – Charge totale des amas en fonction de l'énergie pour des protons à 0° avec un seuil de 7.67 keV.

un écart un peu plus grand entre données et simulations pour les données avec un plus haut seuil. L'accord entre les données est également très bon dans le cas des particules α , comme l'indique la figure 6.12.

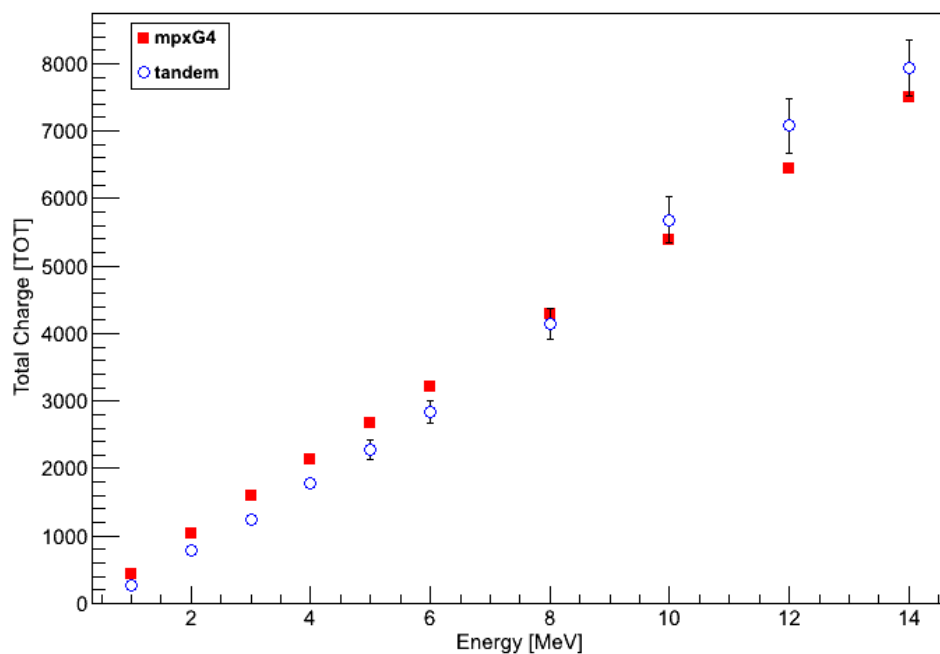


Fig. 6.8 – Charge totale des amas en fonction de l'énergie pour des particules α à 0° avec un seuil de 7.67 keV.

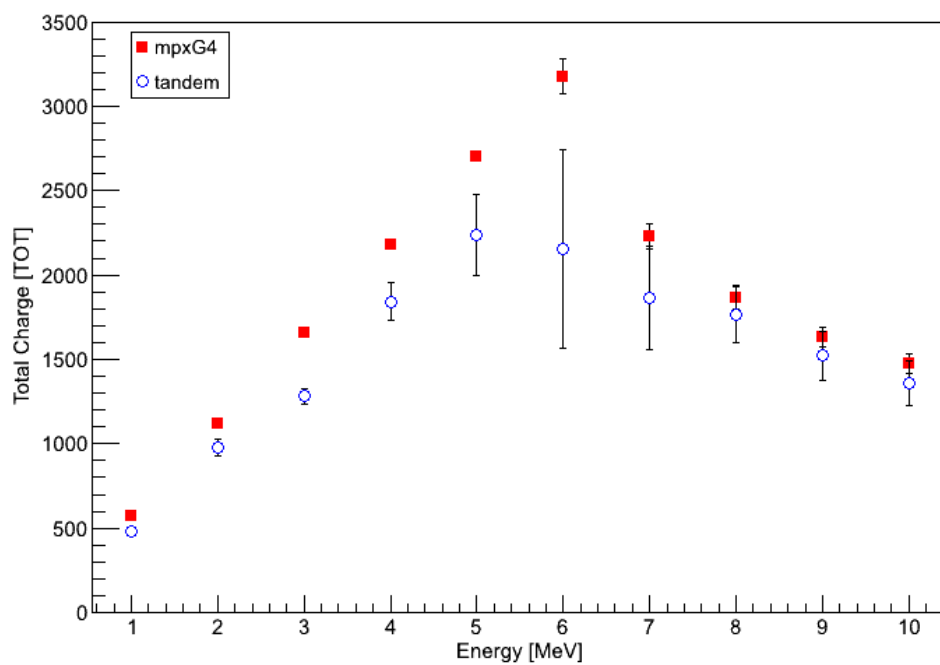


Fig. 6.9 – Charge totale des amas en fonction de l'énergie pour des protons à 0° avec un seuil de 12.1 keV.

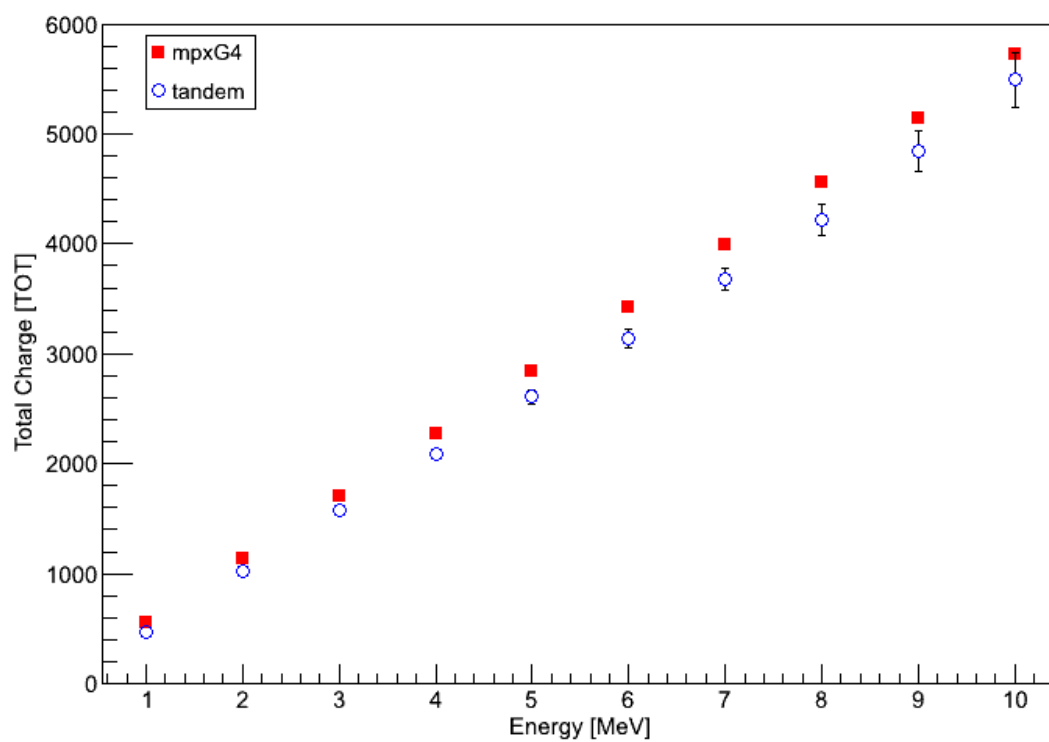


Fig. 6.10 – Charge totale des amas en fonction de l'énergie pour des protons à 70° avec un seuil de 7.67 keV.

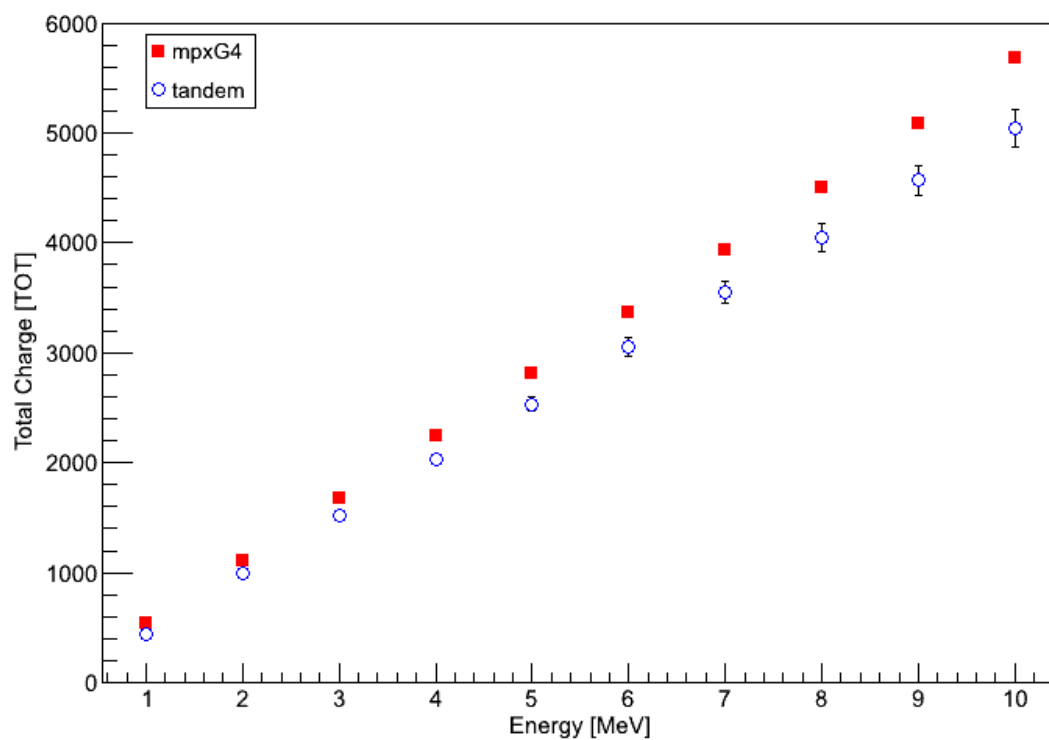


Fig. 6.11 – Charge totale des amas en fonction de l'énergie pour des protons à 70° avec un seuil de 12.1 keV.

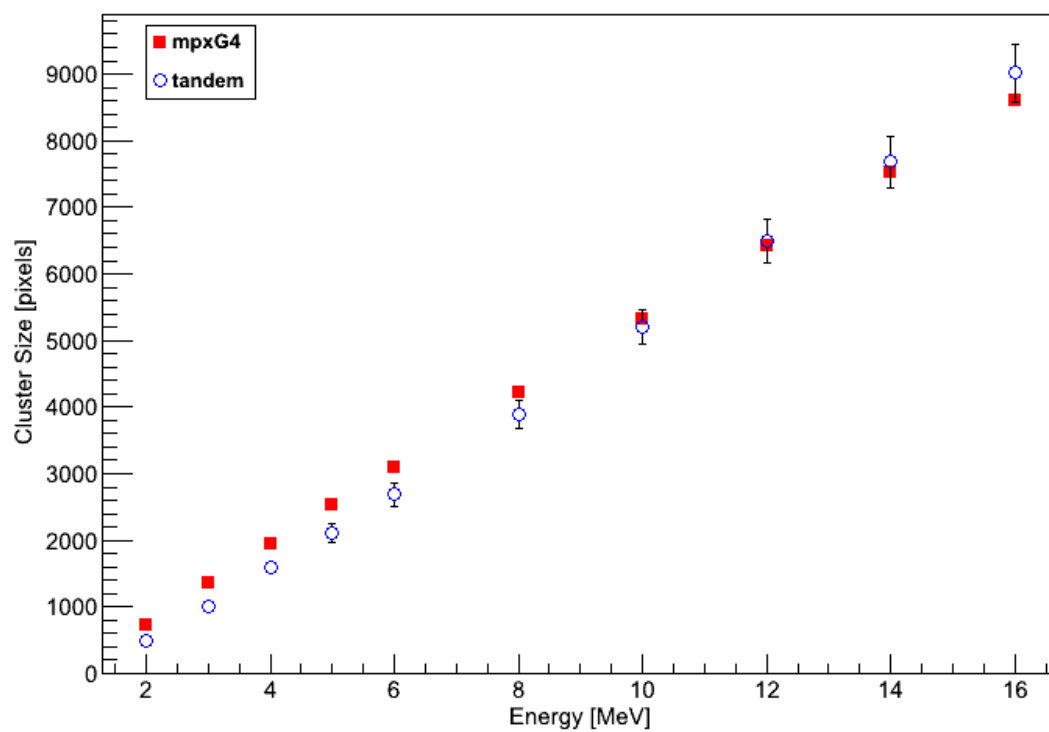


Fig. 6.12 – Charge totale des amas en fonction de l'énergie pour des particules α à 70° avec un seuil de 7.67 keV.

6.2.4 Pixel central

On remarque que, pour les protons, les résultats de simulations semblent être meilleurs à 70° qu'à 0° , particulièrement pour la taille des amas. Lorsqu'un proton pénètre le détecteur avec un angle non nul, celui-ci va traverser plusieurs pixels avant d'être freiné. Les charges sont alors créées dans plusieurs pixels plutôt qu'un seul. Le modèle de distribution de charge énoncé dans la section 1.4.2 cherche à reproduire l'étalement des porteurs de charges causé par leur répulsion. Il semblerait que ce modèle soit plus efficace lorsque la charge déposée dans un pixel est plus petite.

Dans les données recueillies, l'énergie déposée directement dans un pixel donné par une particule est plus grande pour les particules α , ensuite pour les protons à 0° puis pour les protons à 70° . Parallèlement, l'écart entre les données expérimentales et les simulations est plus grand pour les particules α que pour les protons. Bien que le modèle reproduise bien la physique dans le cas des protons, il est encore plus performant lorsque les protons ne frappent pas le détecteur perpendiculairement.

Les figures 6.13, 6.14 et 6.15 représentent la charge déposée dans le pixel central pour des particules α et des protons. Le pixel central d'un amas est défini comme le pixel ayant la valeur de TOT maximale. On voit sur les deux premières figures que les valeurs dans le pixel maximal des amas sont plus élevées pour les protons que pour les particules α , jusqu'à 6 MeV. Puisque les particules α déposent leur énergie dans quelques μm , les porteurs de charges ont une plus grande distance à parcourir avant d'être collectés; ils vont alors être diffusés latéralement sur une plus grande distance. Dans le cas des protons, les porteurs de charge sont créés beaucoup plus près de l'électrode et ils diffusent beaucoup moins. On voit que les données expérimentales montrent très bien cette particularité et que les données simulées arrivent à reproduire cet effet également. Au-delà de 6 MeV, la charge déposée chute dans le pixel central pour les protons pour la même raison qu'énoncé précédemment.

L'accord entre les données expérimentales et les simulations est particulièrement bon pour les protons à 70° en raison de la plus petite charge déposée dans les pixels traversés. D'après [10], la réponse des pixels en TOT est linéaire jusqu'à une charge de 200 ke^- dans un même pixel, ce qui correspond à une énergie d'environ 724 keV et une valeur TOT de 381. Au-delà de cette valeur, l'équation 4.1 ne renvoie pas la bonne valeur TOT pour une énergie donnée, car la relation n'est plus linéaire.

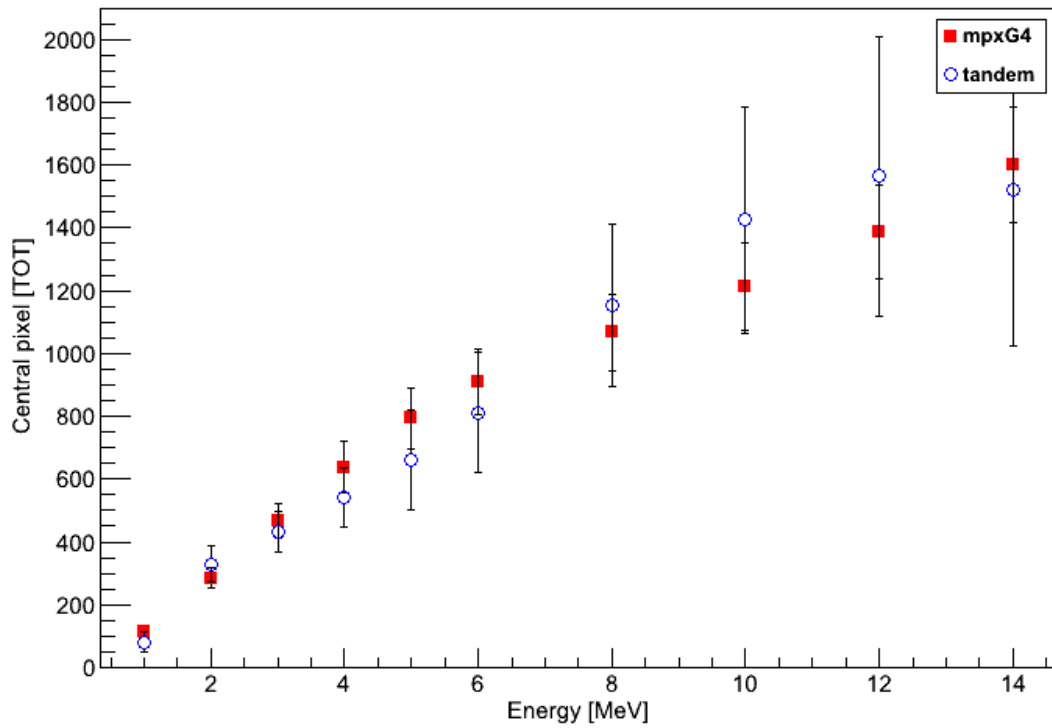


Fig. 6.13 – Pixel central des amas en fonction de l'énergie pour des particules α à 0° avec un seuil de 7.67 keV.

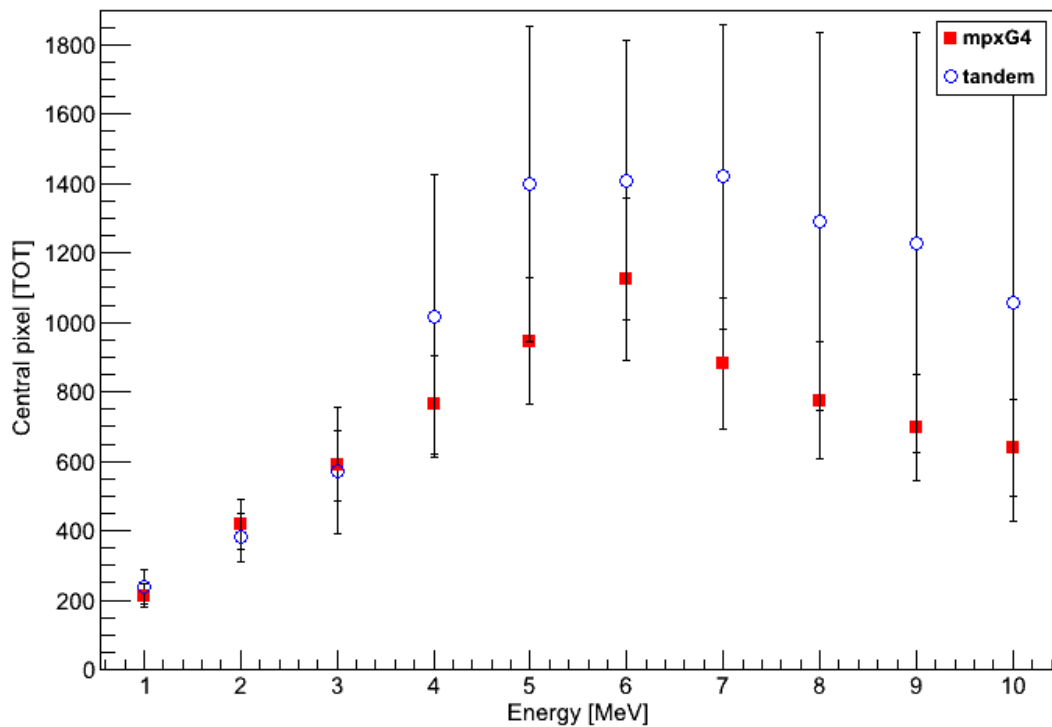


Fig. 6.14 – Pixel central des amas en fonction de l'énergie pour des protons à 0° avec un seuil de 7.67 keV.

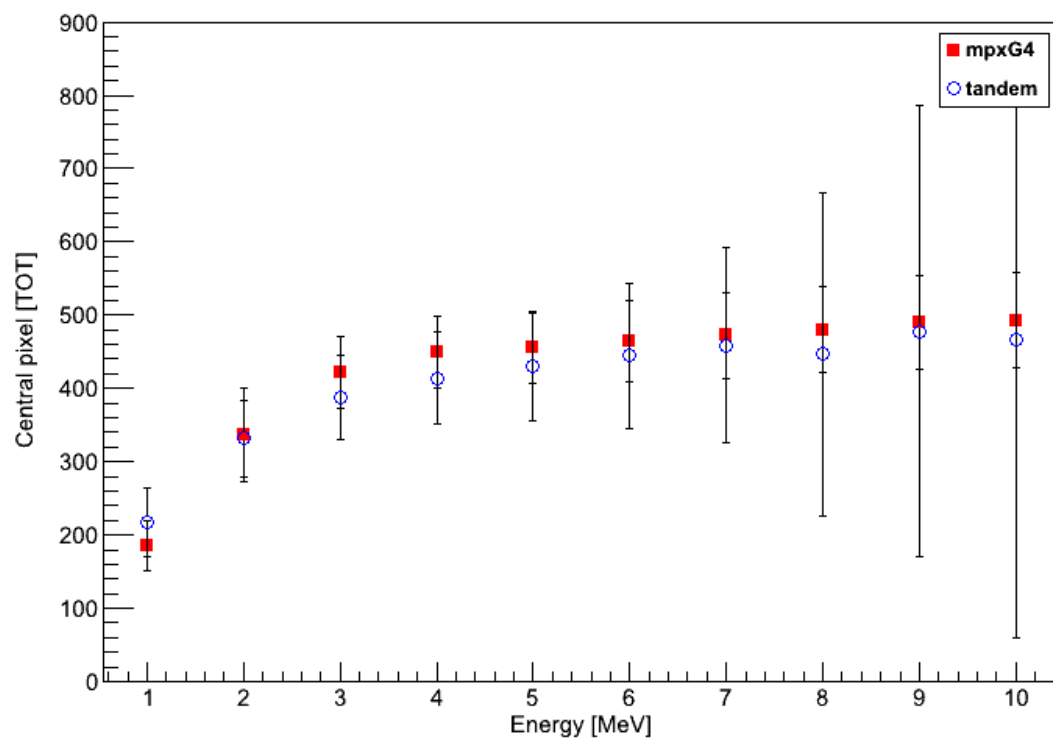


Fig. 6.15 – Pixel central des amas en fonction de l'énergie pour des protons à 70° avec un seuil de 7.67 keV.

Conclusion

L'existence d'une simulation complète du détecteur ATLAS a motivé l'intérêt d'implémenter une simulation de détecteurs de la famille Medipix. L'objectif principal est d'éventuellement intégrer cette simulation à celle du détecteur ATLAS pour analyser des événements Monte Carlo et les comparer aux données expérimentales. En raison de l'ajout prochain de détecteurs Timepix dans l'enceinte du détecteur ATLAS, la simulation d'un Timepix devenait nécessaire.

Le modèle effectif de la diffusion latérale des porteurs de charge a été ajouté afin de reproduire adéquatement les traces laissées dans le Si par les particules. Un étalonnage global des pixels a été inclus dans la numérisation afin de simuler le mode *TOT* du Timepix. Les simulations ont été validées à l'aide d'interactions de protons et de particules α de basse énergie. On a vu que le modèle de diffusion des porteurs de charge offre une très bonne corrélation avec les données expérimentales, même si l'écart entre les données et les simulations est un peu plus grand dans le cas des particules α . De plus, la charge totale des amas en unité de *TOT* obtenue par les simulations est en accord avec les valeurs expérimentales. Les résultats sont encore meilleurs lorsque l'angle d'incidence entre la trajectoire de la particule incidente et la normale est non-nul puisque l'énergie déposée dans un pixel est réduite.

Dans le futur, une utilisation de *mpxG4* avec la simulation complète du détecteur ATLAS viendrait améliorer les analyses effectuées par le groupe ATLAS-MPX. Soit en incluant *mpxG4* à l'intérieur même de la géométrie d'ATLAS ou en utilisant les flux de particules aux positions des ATLAS-MPX/Timepix comme entrées pour *mpxG4*. Bien que le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé dans une perspective d'utilisation dans l'expérience ATLAS, la simulation du détecteur Timepix est compatible avec toute expérience qui dispose de ces détecteurs de la famille Medipix.

Bibliographie

- [1] Medipix Collaboration. <http://medipix.web.cern.ch/medipix/>.
- [2] The ATLAS Collaboration. The ATLAS Simulation Infrastructure. *European Physics Journal C*, 70:823–874, 2010.
- [3] Geant4 Collaboration. <http://geant4.cern.ch/>.
- [4] J.R. Chelikowsky and M.L. Cohen. Electronic structure of silicon. *Physical Review*, B 10:5095–5107, 1974.
- [5] Charles Kittel. *Physique de l'état solide*. Dunod, 8th edition, 2007.
- [6] Lukas Tlustos. *Performance and limitations of high granularity single photon processing X-ray imaging detectors*. PhD thesis, Atominstitut der Österreichischen Universitäten, 2005.
- [7] J. Bouchami, A. Gutiérrez, A. Houdayer, J. Jakubek, C. Lebel, C. Leroy, J. Macana, J.-P. Martin, M. Platkevič, S. Pospíšil, and C. Teyssier. Study of the charge sharing in silicon pixel detector by means of heavy ionizing particles interacting with a medipix2 device. *Nucl. Instr. Methods A*, Volume 633, Supplement 1:S117–S120, 2011.
- [8] S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 2nd edition, 1981.
- [9] D. Tureček, T. Holy, J. Jakubek, S. Pospíšil, and Z. Vykydal. Pixelman: a multi-platform data acquisition and processing software package for Medipix2, Timepix and Medipix3 detectors. *Journal of Instrumentation*, 6, January 2011.
- [10] Xavier Llopart Cudié. *Design and characterization of 64K pixels chips working in single photon processing mode*. PhD thesis, Mittuniversitetet, 2007.
- [11] X. Llopart, R. Ballabriga, M. Campbell, L. Tlustos, and W. Wong. Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements. *Nucl. Instr. Methods A*, Volume 581:485–494, 2007.
- [12] The ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, Volume 3, 2008.
- [13] ATLAS Public. <http://atlas.ch>.
- [14] ATLAS Experiment. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/Collaboration/>.

- [15] C. Leroy and P.-G. Rancoita. *Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection*. World Scientific, 2nd edition, 2009.
- [16] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 3rd edition, 2000.
- [17] NIST XCOM : Photon Cross Section Database. <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>.
- [18] C. Leroy. *Notes de cours PHY 6639*. Université de Montréal.
- [19] J. Ziegler. <http://www.srim.org/>.
- [20] John Idárraga. A root-based implementation of an analysis framework of the Medipix detector family. *Université de Montréal*, 2010.
- [21] R. Brun and P. Rademakers. <http://root.cern.ch>.
- [22] Jan Jakůbek. Precise energy calibration of pixel detector in time-over-threshold mode. *Nucl. Instr. Methods A*, Volume 633, Supplement 1:S262–S266, May 2011.